



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA E DE COMPUTAÇÃO
DEPARTAMENTO DE ELETRÔNICA E MICROELETRÔNICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**SENSOR DISTRIBUÍDO DE TEMPERATURA E
DEFORMAÇÃO MECÂNICA UTILIZANDO O
ESPALHAMENTO BRILLOUIN ESTIMULADO
EM FIBRAS ÓPTICAS**

JÔNATAS FRED ROSSETTO

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SEÇÃO CIRCULANTE

ORIENTADOR: PROF. DR. ELNATAN CHAGAS FERREIRA (FEEC/UNICAMP)
CO-ORIENTADOR: TEN. CEL.-INT. OSNI LISBÔA (PH. D., IEAV/CTA)

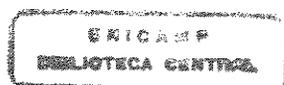
BANCA EXAMINADORA

PROF. DR. ELNATAN CHAGAS FERREIRA (FEEC/UNICAMP)
PROF. DR. ALBERTO MARTINS JORGE (FEEC/UNICAMP)
PROF. DR. EDSON MOSCHIM (FEEC/UNICAMP)
PROF. DR. JOSÉ EDIMAR BARBOSA DE OLIVEIRA (ITA/CTA)

DISSERTAÇÃO APRESENTADA À FACULDADE DE ENGENHARIA
ELÉTRICA E DE COMPUTAÇÃO DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE
CAMPINAS COMO REQUISITO PARCIAL PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO
DE MESTRE EM ENGENHARIA ELÉTRICA

CAMPINAS, SÃO PAULO, BRASIL
OUTUBRO/2000

200115139



Este exemplar corresponde a redação final da tese
defendida por Jônatas Fred Rossetto
e aprovada pela Comissão
Julgada em 17 / 10 / 2000

Orientador

UNIDADE	CE
N.º CHAMADA:	T/UNICAMP
	R 735s
V.	Ex.
TOMBO BC/	45286
PROC.	16.392/01
C	<input type="checkbox"/>
D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREC.º	R\$ 11,00
DATA	24/04/01
N.º CPD	

CM00157772-5

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

R735s Rossetto, Jônatas Fred
Sensor distribuído de temperatura e deformação mecânica utilizando o espalhamento Brillouin estimulado em fibras ópticas / Jônatas Fred Rossetto.-- Campinas, SP: [s.n.], 2000.

Orientadores: Elnatan Chagas Ferreira, Osni Lisbôa.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Fibras ópticas. 2. Ótica não-linear. 3. Materiais inteligentes. I. Ferreira, Elnatan Chagas. II. Lisbôa, Osni. III. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. IV. Título.

RESUMO

ROSSETTO, F. Jônatas, *Sensor Distribuído de Temperatura e Tensão Mecânica utilizando o Espalhamento Brillouin Estimulado em Fibras Ópticas*, Campinas, São Paulo, Brasil, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação, Universidade Estadual de Campinas, 2000, 180p. Dissertação de Mestrado

A monitoração estrutural, em tempo real, de estruturas mecânicas e/ou da construção civil, constitui uma atividade importante para fornecer parâmetros para novos projetos e para possibilitar um acompanhamento constante da sua integridade, além de obter dados que permitem a otimização de operações que se utilizem destas estruturas. A presente dissertação contempla o estudo de um sistema capaz de monitorar duas grandezas importantes para a avaliação estrutural: temperatura e deformação mecânica. O sistema estudado se baseia em uma tecnologia emergente, a de Sensores Distribuídos utilizando Fibras Ópticas, a qual tem por objetivo a obtenção do perfil de uma ou mais grandezas físicas distribuídas ao longo de uma fibra óptica. O efeito óptico não-linear característico em fibras óptica e conhecido como Espalhamento Brillouin Estimulado foi estudado visando sua aplicação no desenvolvimento deste tipo de sensor. A teoria física relativa ao efeito Brillouin é apresentada, bem como estudos numéricos que demonstram a aplicação deste efeito em sensores distribuídos. Experimentalmente caracterizou-se o efeito Brillouin ocorrendo em fibras ópticas monomodo e demonstrou-se o princípio de funcionamento do sensor. Como um trabalho preliminar nesta nova área de pesquisa, os resultados obtidos foram importantes para demonstrar a viabilidade e o potencial das aplicações desta nova tecnologia, indicando que o desenvolvimento de outras pesquisas nessa área será promissor.

Palavras-Chave: *Sensores Distribuídos a Fibras Ópticas, Espalhamento Brillouin Estimulado, Sensor de Temperatura e Tensão Mecânica*

Publicações:

J. F. ROSSETTO, O. LISBÔA, E.C. FERREIRA, "Aplicação do Espalhamento Brillouin Estimulado na Implementação de Sensores Distribuídos utilizando Fibras Ópticas: Resultados Preliminares", XXIII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2000, São Lorenço, MG, XXIII ENFMC.

J. F. ROSSETTO, O. LISBÔA, E.C. FERREIRA, "Simulation of a Distributed Temperature Sensor using the Stimulated Brillouin Scattering in Optical Fibers: Preliminary Results", Anais do IX Simpósio Brasileiro de Microondas e Óptoeletrônica, 2000, PB, IX SBMO.

ABSTRACT

ROSSETTO, F. Jônatas, *Distributed Temperature and Strain sensor using the Stimulated Brillouin Scattering in Optical Fibers*, Campinas, São Paulo, Brasil, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação, Universidade Estadual de Campinas, 2000, 180p. Dissertação de Mestrado

This thesis contemplates the study of a system capable to monitor two important variables for the structural evaluation: temperature and mechanical deformation. The proposed system is based on a new technology known as Fiber Optic Distributed Sensors, which intends to acquire the profile of one or more physical variables over the length of an optical fiber. The nonlinear optical effect known as Brillouin stimulated scattering was studied aiming its application in the development of this kind of sensor. The physical theory of the Brillouin effect is presented. Numerical studies were developed to demonstrate the application of this effect in distributed sensors. The characterization of the Brillouin effect occurring in a monomode optical fiber is presented. The operation principle of the proposed system is presented through experimental results. As a preliminary work, the results are important to demonstrate the potential applications of this new technology, indicating that the development of future work in this area will be promising.

Keywords: *Distributed Sensors with Optical Fibers, Stimulated Brillouin Scattering, Temperature and Strain Sensor*

Papers:

J. F. ROSSETTO, O. LISBÔA, E.C. FERREIRA, "Aplicação do Espalhamento Brillouin Estimulado na Implementação de Sensores Distribuídos utilizando Fibras Ópticas: Resultados Preliminares", XXIII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2000, São Lorenço, MG, XXIII ENFMC.

J. F. ROSSETTO, O. LISBÔA, E.C. FERREIRA, "Simulation of a Distributed Temperature Sensor using the Stimulated Brillouin Scattering in Optical Fibers: Preliminary Results", Anais do IX Simpósio Brasileiro de Microondas e Óptoeletrônica, 2000, PB, IX SBMO.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Elnatan Chagas Ferreira pela constante orientação, pelo apoio e compreensão nos momentos difíceis.

Ao Ten. Cel.-Int. Osni Lisboa (Ph. D.) pela confiança, constante incentivo e participação. Em especial por ter sempre acreditado no desenvolvimento desta pesquisa.

À minha esposa e amiga Sheila, pelo apoio e incentivo, pela compreensão nos momentos de ausência e principalmente por estar sempre ao meu lado nas horas difíceis.

Aos meus pais, Joaquim e Maria Helena, pelo apoio durante toda a minha formação e por possibilitarem uma educação com princípios e respeito.

Aos meus gatos, Jedi, Zingara, Mustafa e Nala, que embora temperamentais, sempre têm um tempo para me ouvir...

Aos meus amigos do DEMIC: Fernando, André, Alcino, Luciana, José Carlos, Ricardo Zaninelli, Ivo, Reinaldo, Cavalcanti e Paulo, sem os quais o ambiente de trabalho seria com certeza menos humorado e descontraído.

À amiga Ademilde Felix, secretária do DEMIC, pela revisão dos artigos, pelo bom humor e pela seriedade que transmite aos alunos.

Ao Prof. Dr. Edmundo Braga, ao Dr. Alfeu e ao Dr. Marco Antônio que sempre me incentivaram através das "conversas de corredor" no DEMIC.

Aos pesquisadores do CTA/IEAv/EFO: Dra. Carmen, Ten. Rabelo, Dr. Jorge e o Dr. Juliano. Pelo auxílio durante a realização dos trabalhos experimentais.

Aos meus amigos da graduação: Marco Antônio, Vanessa, Raquel, Cristiano, Mônica, Priscila e Renata. Pelo apoio e incentivo, mas principalmente pelos momentos de descontração na cantina do IFCH, no bar do Watanabe e nas tardes do "Pulso ainda Pulsa...". Que todos pudessem ter amigos como vocês, Giovanni Arturo, Zindar e o Dr. Wallace agradecem...

À todos aqueles que, por algum motivo, não me recordo os nomes neste momento e que de alguma forma contribuíram ou, melhor ainda, compartilharam comigo pensamentos e opiniões durante o período deste trabalho.

Ao IEAv/CTA por me aceitar como colaborador e por permitir o desenvolvimento desta pesquisa.

Ao CNPQ e à FAEP/UNICAMP pelo apoio financeiro.

Ao Produt/CENPES/Petrobras pelo prêmio concedido e por acreditar e estimular soluções e pesquisas inovadoras.

"Quando lhe perguntei por que motivo - uma vez que era a manifestação da natureza de um ser perfeito - o mundo era tão odioso a ponto de fazer com que o melhor objetivo do homem fosse libertar-se de seus grilhões, Shri Ganesha me respondeu que as alegrias do mundo são transitórias e que somente o Infinito proporciona felicidade duradoura. Mas perpetuidade não faz com que o bom se torne melhor, nem faz o branco ficar mais branco. Mesmo que ao meio dia a rosa perca a beleza que teve de madrugada, sua beleza naquele momento foi real. Nada no mundo é permanente, e somos tolos em desejar que uma coisa perdure, porém mais tolos ainda seríamos se não a apreciássemos enquanto a temos. Se mutabilidade é da essência da existência, nada mais natural do que fazer dela a premissa da nossa filosofia. Não podemos pisar duas vezes as mesmas águas de um rio, mas o rio corre continuamente e as outras águas que pisamos são também frescas e agradáveis."

("O Fio da Navalha", W. Somerset Maugham)

AOS MEUS AVÓS E PADRINHOS,
POIS UM DIA, COM CERTEZA,
NOS ENCONTRAREMOS NOVAMENTE...

AO SEU JOÃO, PELA AMIZADE E POR
MOSTRAR O QUANTO SE PODE FAZER...

À MINHA MÃE MARIA HELENA,
AO MEU PAI JOAQUIM,
AOS MEUS IRMÃOS JEBÉRON E JÉSSICA, À CÍNTIA
E AO MEU AFILHADO FELIPE...

**À MINHA QUERIDA ESPOSA,
SHEILA**

CONTEÚDO

RESUMO	i
ABSTRACT	ii
CONTEÚDO	vi
LISTA DE SÍMBOLOS	viii
INTRODUÇÃO	1
I. ORGANIZAÇÃO DA DISSERTAÇÃO	2
CAPÍTULO 1 - CONCEITOS BÁSICOS	5
INTRODUÇÃO	5
1.1 CARACTERÍSTICAS GERAIS DOS SENSORES A FIBRA ÓPTICA	6
1.2 CARACTERÍSTICAS GERAIS DOS SENSORES DISTRIBUÍDOS A FIBRA ÓPTICA	7
1.3 SENSORES DISTRIBUÍDOS UTILIZANDO EFEITOS NÃO-LINEARES EM FIBRAS ÓPTICAS	8
1.4 APLICAÇÕES NA INDÚSTRIA DO PETRÓLEO	9
1.5 APLICAÇÕES NA CONSTRUÇÃO CIVIL E NAS INDÚSTRIAS AERONÁUTICA E AEROESPACIAL	12
1.6 REFLECTOMETRIA ÓPTICA NO DOMÍNIO DO TEMPO	12
1.7 CARACTERÍSTICAS BÁSICAS DO ESPALHAMENTO BRILLOUIN ESTIMULADO	14
CAPÍTULO 2 - ESPALHAMENTO BRILLOUIN ESTIMULADO	19
INTRODUÇÃO	19
2.1 TEORIA: ONDA ACÚSTICA E ACOPLAMENTO DE CAMPOS	19
2.1.1 CONSIDERAÇÕES INICIAIS	19
2.1.2 TEORIA CLÁSSICA DA INTERAÇÃO PARAMÉTRICA DO EFEITO BRILLOUIN	20
2.2 GANHO BRILLOUIN	28
2.3 EQUAÇÕES ACOPLADAS DE INTENSIDADE	31
2.4 LIMAR BRILLOUIN	32
2.5 DEPLEÇÃO DO CAMPO DE BOMBEAMENTO	34
2.6 SATURAÇÃO DO GANHO DO CAMPO DE STOKES	35
2.7 DEPENDÊNCIA DO GANHO BRILLOUIN COM A TEMPERATURA E A TENSÃO MECÂNICA	36
2.8 COMPORTAMENTO DINÂMICO	38
CAPÍTULO 3 - SIMULAÇÃO NUMÉRICA	41
INTRODUÇÃO	41
3.1 DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES PELO MÉTODO DE DIFERENÇAS FINITAS	41
3.2 TESTE CONVERGÊNCIA PARA AS EQUAÇÕES DE DIFERENÇA	44
3.3 CRITÉRIOS DE ESTABILIDADE PARA AS EQUAÇÕES DE DIFERENÇA	47
3.4 CONSIDERAÇÕES INICIAIS SOBRE AS SIMULAÇÕES	49
3.5 SIMULAÇÃO PARA CAMPOS ÓPTICOS CONTÍNUOS	51
3.6 SIMULAÇÃO PARA CAMPO DE BOMBEAMENTO PULSADO E CAMPO DE STOKES CONTÍNUO SEM GRADIENTE DE TEMPERATURA (MODO DE GANHO)	53
3.7 SIMULAÇÃO PARA CAMPO DE BOMBEAMENTO PULSADO E CAMPO DE STOKES CONTÍNUO SEM GRADIENTE DE TEMPERATURA (MODO DE PERDA)	56
3.8 SIMULAÇÃO PARA O PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO DO SENSOR DISTRIBUÍDO DE TEMPERATURA OPERANDO NO MODO DE GANHO	58

3.9 SIMULAÇÃO PARA O PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO DO SENSOR DISTRIBUÍDO DE TEMPERATURA OPERANDO NO MODO DE PERDA	61
3.10 ANÁLISE DA RESOLUÇÃO ESPACIAL	63
3.11 ANÁLISE DO ERRO SISTEMÁTICO	65
3.12 SIMULAÇÃO DO SENSOR DISTRIBUÍDO DE DEFORMAÇÃO MECÂNICA	68
3.13 INFLUÊNCIA DO RUÍDO NA DETECÇÃO DO CAMPO DE SONDAGEM	70
3.14 SIMULAÇÃO DE UM SENSOR DISTRIBUÍDO DE TEMPERATURA E DEFORMAÇÃO MECÂNICA	74
CAPÍTULO 4 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS	77
INTRODUÇÃO	77
4.1 OBSERVAÇÃO DO ESPALHAMENTO BRILLOUIN ESPONTÂNEO	77
4.2 MEDIDA DA LARGURA ESPECTRAL DO GANHO BRILLOUIN (ESPONTÂNEO)	84
4.3 CONFIGURAÇÃO PRELIMINAR DO SISTEMA SENSOR	89
4.3.1 CONFIGURAÇÃO I (DIODO LASER DFB)	89
4.3.2 CONFIGURAÇÃO II (DIODO LASER DE CAVIDADE SINTONIZÁVEL)	95
CONCLUSÃO E DISCUSSÃO DO TRABALHO	103
I. SOBRE A DISSERTAÇÃO	104
II. SOBRE A PESQUISA	106
APÊNDICE A - APROXIMAÇÃO PARA A ONDA ACÚSTICA	109
APÊNDICE B - CONSTANTES FÍSICAS	113
APÊNDICE C – PARÂMETROS DE SIMULAÇÃO	115
APÊNDICE D - PROGRAMAS DE SIMULAÇÃO	119
APÊNDICE E – MODULADOR ACUSTO-ÓPTICO	131
APÊNDICE F – DISTRIBUIÇÃO ESPECTRAL DA LINHA BRILLOUIN	133
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	137
ANEXO 1 - PUBLICAÇÃO - XXIII ENFMC	143
ANEXO 2 - PUBLICAÇÃO - IX SBMO	149
ANEXO 3 - TRABALHO PREMIADO: PRÊMIO PETROBRAS DE TECNOLOGIA DE DUTOS	155

LISTA DE SÍMBOLOS

c	velocidade da luz no vácuo
n	índice de refração do núcleo da fibra
Δt_{IDA}	tempo de propagação do pulso até a região de interação
$\Delta t_{IDA+VOLTA}$	tempo de propagação do pulso até a região de interação e desta até o ponto do seu lançamento
ΔL	distância entre a posição do lançamento do pulso e a região de interação
λ_P	comprimento de onda do campo de Bombeio
f_A	freqüência das ondas acústicas
f_P	freqüência do campo de Bombeio
f_S	freqüência do campo de Stokes
v_A	velocidade das ondas acústicas
λ_A	comprimento de onda do campo acústico
λ_S	comprimento de onda do campo de Stokes
g_b	ganho Brillouin
g_b^{max}	módulo do ganho Brillouin máximo
Δg_{gb}	largura espectral do ganho Brillouin
T	temperatura
ϵ_{DM}	deformação mecânica
T_{ref}	temperatura de referência
C_T	coeficiente de temperatura
C_S	coeficiente de deformação mecânica
x	coordenada espacial
t	coordenada temporal
γ	constante elasto-óptica
ρ_o	densidade volumétrica do meio em equilíbrio
ϵ	constante dielétrica do meio
ρ	densidade volumétrica de massa do meio
ρ_U	densidade volumétrica de energia elétrica
\vec{E}	campo elétrico

M	massa contida no volume V
V	volume
W	trabalho
p	pressão
$\delta_x, \delta_y, \delta_z$	comprimentos infinitesimais
	força
$u(x,t)$	desvio do ponto x com relação a sua posição de equilíbrio (campo acústico)
η	constante de dissipação do campo acústico
T_{elast}	constante de elasticidade do meio
ω	freqüência angular
k	número de onda
α_A	constante de absorção acústica
ϵ_0	permissividade elétrica do vácuo
	polarização não-linear
μ	permeabilidade magnética do meio
μ_0	permeabilidade magnética do vácuo
α	constante de absorção óptica
I	intensidade do campo elétrico
ω_b	desvio Brillouin de freqüência (angular)
p_{foto}	constante foto-elástica
$\Delta\omega_{gb}$	largura espectral do ganho Brillouin (angular)
I_p	intensidade do campo de Bombeio
I_S	intensidade do campo de Stokes
L_{ef}	comprimento efetivo de interação
A_{ef}	área efetiva de interação
P_P^{Cr}	potência crítica de Bombeio
γ_{Pol}	fator de polarização
L	comprimento total da fibra
b_{in}	razão entre as potências de acoplamento dos campos de Stokes e de Bombeio
G_S	amplificação do campo de Stokes
T_A	tempo de vida dos fônons acústicos
$\Delta\nu_{gb}$	largura espectral do ganho Brillouin
Δx	intervalo espacial discreto

Δt	intervalo de tempo discreto
$s(x,t)$	solução teórica
$S(x,t)$	solução numérica
Z_m^j	diferença entre a solução teórica e a solução numérica
t_{tr}	tempo de trânsito da luz pelo comprimento total da fibra
Δt_{pulso}	largura temporal do pulso de estímulo
δL	resolução espacial
δT_{Temp}	erro sistemático de temperatura
P_{CW}^{AMP}	amplitude da amplificação do campo de sondagem
σ_{PCW}	valor RMS da componente de ruído do campo de sondagem
SNR	razão sinal/ruído
δT	resolução de temperatura
$\delta \epsilon_{DM}$	resolução de deformação mecânica
P_{IN}	potência de entrada
P_{Laser}	potência de emissão da fonte laser
$\delta \nu_{AOM}$	desvio em frequência entre os feixes principal e difratado pela célula Bragg
$\Delta \nu_{RAYL}$	largura espectral da linha Rayleigh
$\Delta \nu_{BRILL}$	largura espectral da linha Brillouin
λ_{DFB}	comprimento de onda de emissão do diodo laser DFB
T_{DFB}	temperatura do diodo laser DFB
$\lambda_{Nd:YAG}$	comprimento de onda de emissão do laser Nd:YAG
$T_{Nd:YAG}$	temperatura do cristal de Nd:YAG
ν_{DFB}	freqüência de emissão do diodo laser DFB

INTRODUÇÃO

A presente dissertação refere-se ao estudo de um sensor distribuído a fibra óptica que utiliza as características do efeito não-linear conhecido como Espalhamento Brillouin Estimulado (*Stimulated Brillouin Scattering*, SBS) para a medida da distribuição dos perfis de temperatura e deformação mecânica longitudinal ao longo de uma fibra óptica [1,2].

Tal efeito vem sendo estudado em fibras ópticas desde a década de 70 com ênfase no seu impacto em sistemas ópticos de comunicação. Em 1989 foi divulgada a possibilidade da implementação de sensores distribuídos utilizando a interação Brillouin entre um pulso óptico e uma onda contínua contrapropagantes em uma fibra óptica monomodo [3,4].

De acordo com a literatura disponível sobre o assunto, os resultados mostram que o comprimento da fibra utilizada como elemento sensor pode ultrapassar 20 km [5], com resolução espacial melhor que 5 m, podendo-se obter uma resolução em temperatura de 1°C e uma resolução de 20 $\mu\epsilon$ em deformação mecânica [5-7]. Estes resultados indicam o futuro promissor que este tipo de sensor tende a ter na implementação das chamadas estruturas inteligentes (*smart structures*).

O trabalho que apresentamos nesta dissertação teve como objetivo principal estudar em caráter introdutório a aplicação do espalhamento Brillouin estimulado no desenvolvimento de sensores distribuídos a fibra óptica. Neste sentido, procurou-se abordar três aspectos fundamentais para um futuro aprofundamento das pesquisas nesta área: a teoria do efeito Brillouin em fibras ópticas, a utilização de modelos numéricos para descrever o sensor proposto e, por fim, a realização de experiências preliminares sobre o efeito Brillouin e sobre o sistema sensor.

A pesquisa foi realizada em colaboração com a Divisão de Fotônica do Instituto de Estudos Avançados, o qual é vinculado ao Centro Técnico Aeroespacial (EFO/IEAv/CTA). Toda a etapa experimental foi realizada nos laboratórios da EFO/IEAv, fazendo parte dos esforços desta instituição em ativar uma linha de pesquisa na área de sensores estruturais utilizando fibras ópticas.

I. ORGANIZAÇÃO DA DISSERTAÇÃO

Dividimos esta dissertação em quatro blocos principais, constituindo os pontos essenciais do trabalho realizado: conceitos básicos, teoria física sobre o Espalhamento Brillouin Estimulado, simulação numérica do sensor proposto e resultados experimentais do sensor.

O capítulo 1 é dedicado a apresentar os conceitos básicos envolvidos na pesquisa que estamos apresentando, o que inclui uma visão geral da área de pesquisa passando pelas aplicações do sensor proposto e terminando por mostrar aspectos técnicos básicos a respeito do sensor e do efeito Brillouin.

O capítulo 2 apresenta em detalhes o desenvolvimento clássico da teoria que leva à dedução do chamado ganho Brillouin, o qual é um parâmetro de extrema importância para o efeito Brillouin. Na seqüência, vários aspectos do efeito são apresentados: a potência de limiar do efeito, o efeito de depleção do campo de bombeio e o efeito de saturação na amplificação Brillouin. Terminamos apresentando a dependência do efeito Brillouin com a temperatura e a deformação mecânica, e o sistema de equações diferenciais parciais acopladas que descreve o comportamento dinâmico do efeito.

O capítulo 3 descreve o modelo numérico obtido para o sensor distribuído. São apresentados os testes matemáticos que avaliam a convergência, consistência e instabilidade das equações discretas que simulam o efeito. Na seqüência, apresentamos uma série de estudos numéricos abordando de maneira rápida os principais aspectos relativos aos atuais estudos sobre a aplicação do efeito Brillouin em sensores distribuídos.

O capítulo 4 termina por apresentar os resultados experimentais obtidos durante esta pesquisa, incluindo a caracterização do efeito Brillouin espontâneo em fibras ópticas (medidas tanto do módulo quanto a largura espectral do ganho Brillouin). Por fim os resultados preliminares da configuração experimental do sensor distribuído são apresentados e discutidos.

A conclusão avalia os resultados obtidos apontando tanto os pontos fortes quanto os fracos da nossa pesquisa. Seguem-se ainda alguns apêndices, entre eles o código fonte dos programas desenvolvidos para a realização dos estudos numéricos no capítulo 3.

O anexo 1 corresponde a um trabalho apresentado no XXIII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, o qual relata a primeira observação do espalhamento Brillouin espontâneo em fibras ópticas realizada durante a pesquisa.

O anexo 2 foi publicado nos Anais do IX Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, visando apresentar os resultados numéricos preliminares obtidos durante a pesquisa.

O anexo 3 apresenta um trabalho premiado pelo Prêmio Petrobras de Tecnologia de Dutos/1999, com a segunda colocação na categoria mestrado. Neste trabalho descrevemos a tecnologia de sensores distribuídos utilizando fibras ópticas com um enfoque nas aplicações para a indústria petrolífera, principalmente em dutos. É apresentada também uma proposta de sensor integrando o uso dos efeitos Brillouin e Raman em um mesmo circuito óptico para a realização de medidas simultâneas e distribuídas de temperatura e deformação mecânica [8].

CAPÍTULO 1

CONCEITOS BÁSICOS

INTRODUÇÃO

O acelerado desenvolvimento observado nestas últimas duas décadas em campos relativos ao processamento e geração de informação, vem colocando à disposição novas tecnologias que permitem o gerenciamento e a análise de dados de forma cada vez mais eficiente. Como era de se esperar, sistemas de sensoriamento e medida estão se tornando uma atividade crescente na geração de informação.

Juntamente ao avanço nas tecnologias da informação, observou-se também uma explosão na utilização das fibras ópticas como elementos integrantes dessa tecnologia, principalmente no que se refere à comunicação de dados. As necessidades de mercado foram impostas e os custos dos elementos que possibilitaram estes avanços foram drasticamente reduzidos, disseminando suas aplicações e simultaneamente beneficiando áreas de pesquisa tais como a de sensores a fibra óptica [9].

Com o aumento da capacidade nos sistemas de processamento digital de dados, novas possibilidades são dispostas na área de sistemas sensores, incluindo a monitoração de malhas de sensores em diversos tipos de estruturas. Como exemplo, os avanços obtidos nos chamados materiais compósitos têm mostrado a viabilidade da introdução de fibras ópticas como componentes integrantes dessa nova classe de materiais [10], dando origem a uma área de pesquisa conhecida como *Materiais e Estruturas Inteligentes (Smart Material and Structures, Intelligent Material and Structures)*. Multidisciplinar por natureza, esta nova área de pesquisa visa construir estruturas que, associadas a sistemas dedicados de sensores, atuadores e controle, sejam capazes de, em tempo real, serem controladas e/ou modificadas dinamicamente.

Atualmente, sensores a fibra óptica já são uma realidade comercial competitiva [11-13] em relação aos sistemas tradicionais eletrônicos ou eletromecânicos. No entanto, um grande esforço vem sendo concentrado em aplicações que permitam aproveitar a capacidade das fibras ópticas para enviar e receber sinais por longas distâncias através de redes de sensores. Neste caso, procura-se evitar a conversão entre eletrônica e fotônica separadamente em cada elemento sensível, reduzindo os custos e aumentando a flexibilidade desses sistemas. A maior dificuldade nesta pesquisa, que concerne tanto aos sensores ópticos quanto aos não-ópticos, é a interferência entre múltiplos efeitos. Por

exemplo, um sensor dedicado à medida de deformação ou pressão pode ser dependente da temperatura. Nos últimos anos intensa pesquisa foi direcionada no sentido de estudar a dependência entre os diversos efeitos utilizados na implementação de sensores a fibras ópticas.

A natureza inerente do sensoriamento distribuído [14,15] em sensores a fibra óptica intrínsecos (nos quais o elemento sensor é a própria fibra óptica), pode ser usada para criar novas formas de sensores para os quais, em geral, não existem concorrentes convencionais. Nestes sensores, a modulação do campo óptico induzida pela grandeza a ser medida ocorre enquanto a luz permanece guiada dentro da fibra. Adotando-se técnicas específicas de processamento de sinais, diferentes regiões espaciais da fibra sensora podem ser separadamente interrogadas, possibilitando ao sistema obter o perfil da grandeza medida ao longo da fibra.

Esta característica dos sensores distribuídos intrínsecos torna-os particularmente atraentes para aplicações nas quais o monitoramento de uma grandeza escalar é necessária em um grande número de pontos, ou continuamente, ao longo da fibra óptica [16,17]. Exemplos de aplicações incluem (1) o monitoramento da deformação mecânica em grandes estruturas como prédios, pontes, barragens, tanques de armazenagem, navios, plataformas de petróleo, aviões, foguetes, dutos com longas distâncias, etc; (2) distribuição de temperatura em transformadores elétricos de potência, geradores, sistemas reatores, fornos, sistema de controle de processos, sistema de detecção de incêndio, dutos de perfuração, etc e (3) sensores embutidos em materiais compósitos para aplicações na obtenção, em tempo real, da deformação mecânica, vibração e temperatura em estruturas e fuselagens, especialmente na indústria aeroespacial.

1.1 CARACTERÍSTICAS GERAIS DOS SENSORES A FIBRA ÓPTICA [18,19]

Em relação aos sensores eletrônicos e eletromecânicos convencionais, os sensores a fibra óptica oferecem várias vantagens, tais como: imunidade a interferências eletromagnéticas, alta resistência mecânica, longa vida útil, tamanho e peso adequados, etc. É interessante ressaltar que os sensores a fibra óptica não necessitam de pares de fios-de-cobre nem para o envio e nem para o recebimento de informações, ou seja, as informações de medida são geradas e transmitidas somente pela luz que é guiada através da fibra óptica. Uma outra grande vantagem dos sensores a fibra óptica, bem como da utilização da própria fibra óptica, é que eles resistem às altas temperaturas e pressões aplicadas aos materiais compósitos na fase final do seu processamento (ou processo de cura), viabilizando sua utilização em estruturas construídas com estes materiais.

Sensores a fibra óptica estão divididos em duas classes principais, sensores extrínsecos e intrínsecos. Na primeira classe, a dos sensores extrínsecos, a luz é guiada até o ponto sensor de onde então sai da fibra para ser modulada em um dispositivo separado antes de ser acoplada novamente à mesma ou em outra fibra óptica. Na segunda classe, os sensores intrínsecos, a luz permanece guiada dentro da fibra enquanto é modulada como resposta da grandeza a ser medida. Este projeto de pesquisa se refere a esta segunda classe de sensores.

Em termos gerais, existem três técnicas diferentes de se implementar os sensores a fibra óptica. A primeira delas corresponde aos chamados sensores localizados a fibra óptica, na qual o elemento sensor (a própria fibra óptica), por ser muito pequeno (da ordem de centímetros), é considerado como discreto. A segunda corresponde aos chamados sensores quase-distribuídos, nos quais regiões maiores e bem definidas de fibra (da ordem de metros), distribuídas ao longo do comprimento total da fibra, são utilizadas como regiões de medida. A última delas, na qual nosso projeto se encaixa, corresponde aos chamados sensores distribuídos. Nesta técnica o comprimento total da fibra pode ser utilizado como sensor, ou seja, a fibra inteira é utilizada como sensor.

1.2 CARACTERÍSTICAS GERAIS DOS SENSORES DISTRIBUÍDOS A FIBRA ÓPTICA [14,15]

Um sensor distribuído consiste em um comprimento contínuo de fibra óptica que será o meio através do qual as medidas serão realizadas. Torna-se necessário determinar a localização de qualquer variação induzida pela grandeza a ser medida na transmissão ou nas propriedades da luz espalhada, valendo-se do atraso de propagação da luz na fibra.

As maiores diferenças neste atraso de propagação ocorrem quando os sinais que possibilitarão as medidas viajam em direções opostas dentro da fibra. A técnica clássica que explora este fato é chamada Reflectometria Óptica no Domínio do Tempo [20] (*Optical Time Domain Reflectometry, OTDR*), na qual um sinal pulsado é transmitido em uma das extremidades da fibra e os sinais retro-espalhados são monitorados, ao longo do tempo, nessa mesma extremidade. Este conceito de operação é análogo ao princípio de localização espacial utilizado por radares, no qual a distância do objeto localizado está relacionada ao duplo atraso de propagação do campo que realiza a medida.

Para contornar o fato de a luz retro-espalhada possuir pouca intensidade (o que dificulta sua detecção), é possível utilizar um feixe de luz contínuo contra-propagante ao pulso enviado e, através da interação não-linear entre os dois campos ópticos, fazer com

que a informação da medida seja transportada pelo campo contínuo. Em outras palavras, o feixe de “sondagem” contínuo é modulado pelo pulso de “bombeio”. Esta modulação ocorre em virtude da interação não-linear, a qual depende da grandeza a ser monitorada.

É importante observar que existem outras técnicas de interrogação espacial além da OTDR, a saber, (1) OTDR Coerente [21], na qual o sinal contra-propagante retornado é misturado com um sinal óptico oscilante intenso com o objetivo de possibilitar uma amplificação coerente, (2) Reflectometria Óptica no Domínio das Frequências [22,23] (*Optical Frequency Domain Reflectometry, OFDR*), na qual a interrogação espacial é derivada da distribuição das frequências na intensidade do sinal contra-propagante retornado, utilizando um sinal de bombeio com a intensidade modulada em frequência por um gerador de RF (*Radio Frequency*), (3) OFDR Coerente [23], na qual o sinal contra-propagante retornado é misturado na detecção com o sinal de maior intensidade gerado pela fonte de bombeio, (4) OTDR Codificado pseudo randomicamente [24], na qual técnicas de correlação são utilizadas em conjunto com seqüências de pulsos de bombeio pseudo randômicas.

Não obstante a diversidade nas técnicas de interrogação espacial, o objetivo principal delas é possibilitar a maior discretização espacial para localizar com precisão a posição da informação de medida carregada pelos campos ópticos.

1.3 SENSORES DISTRIBUÍDOS UTILIZANDO EFEITOS NÃO-LINEARES EM FIBRAS ÓPTICAS

Atualmente, dois efeitos ópticos não-lineares ocorrendo em fibras ópticas são estudados visando aplicações que necessitem da monitoração dos perfis de temperatura e deformação mecânica distribuídos ao longo da fibra utilizada como elemento sensor. O efeito não-linear conhecido como espalhamento *Raman* espontâneo (*Spontaneous Raman Scattering, SRS*), é estudado visando sua utilização na monitoração distribuída de temperatura. O efeito não-linear conhecido como espalhamento *Brillouin* estimulado (*Stimulated Brillouin Scattering, SBS*), é estudado visando sua utilização na monitoração distribuída de temperatura e deformação mecânica.

Tanto o SRS quanto o SBS são caracterizados pela interação da luz com a matéria, isto é, o campo óptico interage com o meio de propagação (a fibra óptica) e, como resultado, algumas características deste campo óptico são alteradas em função desta interação. Em termos gerais, a energia dos modos vibracionais de uma estrutura molecular pode ser expressa por fônons (a unidade quântica das vibrações moleculares). A interação da luz com estas vibrações moleculares dá origem a processos de

espalhamento inelástico. As vibrações moleculares podem ser divididas em duas categorias, uma com vibrações ópticas de alta frequência dando origem ao SRS, e outra com vibrações acústicas de baixa frequência, a qual da origem ao SBS. O sensor que estamos propondo se baseia na dependência da interação luz/matéria com parâmetros tais como a deformação mecânica e a temperatura aos quais o meio de propagação está submetido.

A utilização do SRS na implementação de sensores distribuídos já constitui uma realidade comercial, isto é, devido aos ótimos resultados alcançados durante a fase de pesquisa, verificou-se a viabilidade de se desenvolver equipamentos comerciais utilizando este efeito. O principal fabricante deste tipo de equipamento, *YORK SENSORS Limited* [11], disponibiliza sistemas capazes de obter 0.5°C em resolução de temperatura, com uma resolução entre pontos sensores de 1m ao longo de uma fibra óptica com comprimentos maiores que 10km. Sistemas de monitoramento distribuído de temperatura, utilizando o SRS, já são empregados pela BP AMOCO em dutos submarinos e em dutos de exploração de óleo/gás [25,26], possibilitando a avaliação constante da temperatura ao longo dos dutos e permitindo a obtenção de dados valiosos para análise operacional dos mesmos.

Atualmente, diversos resultados experimentais corroboram para a validação da utilização do SBS como técnica para implementação de sensores distribuídos. Estes resultados indicaram a possibilidade de se utilizar fibras com até 51Km de comprimento na obtenção de uma resolução entre pontos sensores de 5m e 1°C de resolução em temperatura [27]. Na monitoração simultânea de deformação mecânica e temperatura já se conseguiu, com uma resolução entre pontos sensores de 5m, 20µε de resolução em deformação mecânica e 2°C de resolução em temperatura para um comprimento da fibra sensora de até 22Km [28]. Na monitoração apenas da deformação mecânica já se obteve uma resolução entre pontos de medida de 25cm com 40µε de resolução em deformação mecânica na instrumentação de uma estrutura de ensaio com 3m de comprimento [29].

1.4 APLICAÇÕES NA INDÚSTRIA DO PETRÓLEO [11,12,13]

Atualmente já existem sistemas comerciais para a monitoração distribuída de temperatura utilizando fibras ópticas. Esses sistemas apresentam soluções para diversas aplicações na indústria do petróleo, as quais podemos dividir em oito áreas principais:

1) Exploração e produção de óleo e gás natural: Monitoração, em tempo real, da temperatura ao longo do duto de perfuração, permitindo a prevenção da formação de blocos de parafina/hidratos ou de vazamentos em dutos submarinos. Na prevenção da

formação de parafinas/hidratos em dutos, o sistema possibilita uma diminuição do tempo de *pigging*, minimização da injeção de produtos químicos, incremento na predição da taxa de corrosão, permite refinar modelos térmicos para melhorar o projeto de novos dutos e permite uma otimização da operação do duto. Em dutos que utilizam linhas de água aquecida, o sistema pode ser utilizado para a aquisição de dados que permitam uma maior eficiência da sua operação. O sistema pode ainda ser utilizado para monitorar o acionamento de válvulas de alívio de pressão distribuídas ao longo do duto.

2) Monitoração geotérmica: Obtenção, em tempo real, do perfil de temperatura ao longo do duto de inspeção em paredes horizontais e verticais sem interferir nas condições térmicas do duto ou interromper a produção do poço.

3) Gás natural: Como o gás é geralmente transportado em dutos sob a forma de líquido em baixas temperaturas, a detecção de vazamentos como um "ponto frio" é facilitada pelo uso de um sensor distribuído de temperatura. Além disso, como a medida é óptica, o sistema apresenta vantagens em situações onde o risco de incêndio é alto.

4) Transporte de óleo: O sistema de monitoramento distribuído pode ser utilizado como parte de um sistema de monitoração com separadores de óleo, evitando a ocorrência de gargalos na produção do óleo, aumentando a produção e a integridade desta operações.

5) Gerenciamento de reservatórios de óleo: O sistema pode ser utilizado para a obtenção do perfil de temperatura de reservatórios de óleo, especialmente naqueles onde a drenagem por injeção de vapor é utilizada. A injeção do vapor pode ser mantida no patamar mínimo possibilitando uma maior eficiência em termos de energia,.

6) Monitoramento de plantas para processamento de hidrocarbonos: Em torres e vasos utilizados no processamento químico do petróleo e seus derivados, o sistema pode ser utilizado para monitorar falhas nas proteções refratárias. Assim, distribuindo adequadamente a fibra óptica em torno da torre, pode-se construir uma grade sensora capaz de detectar "pontos quentes" indicando falhas na proteção refratária e possibilitando ações preventivas imediatas.

7) Monitoração de linhas elétricas para alta potência: Quando da transmissão de potências elétricas elevadas, o aquecimento das linhas de transmissão pode comprometer e diminuir o tempo de vida dos cabos elétricos, transformadores, etc. O constante monitoramento de temperatura permite uma otimização no gerenciamento e na eficiência da transmissão de energia, permitindo ações preventivas e aumentando o tempo de vida dos equipamentos associados à rede de transmissão. Na geração de

energia por meio de termelétricas, o sistema permite o monitoramento da temperatura ao longo das linhas de vapor, além de poder ser utilizado junto a equipamentos com alta emissão eletromagnética sem o comprometimento das medidas.

8) Prevenção e detecção de incêndio: O sistema pode ser utilizado em grandes malhas para a prevenção e detecção de incêndios junto a instalações que apresentem risco de incêndio, tais como as da indústria do petróleo.

Embora ainda não se encontrem comercialmente disponíveis sistemas distribuídos para monitoração de deformação mecânica utilizando fibras ópticas, podemos identificar aplicações beneficiárias na indústria do petróleo. De maneira geral, a obtenção do perfil de deformação mecânica em tempo real, permitirá uma avaliação constante da integridade das grandes estruturas mecânicas utilizadas, coletando dados para um melhor gerenciamento da manutenção preventiva e fornecendo parâmetros para orientar novos projetos. Aplicações importantes incluem a monitoração das tensões aplicadas em dutos submarinos flexíveis e em cabos de amarração para plataformas semi-submersíveis, avaliação da integridade estrutural de dutos de exploração e produção de óleo e gás natural, monitoramento da acomodação de dutos no leito submarino, avaliação da integridade estrutural de plataformas marítimas e de grandes instalações mecânicas em refinarias, etc.

Através de contato prévio com técnicos do Centro de Pesquisas da Petrobras, duas aplicações importantes foram identificadas como de interesse para a indústria petrolífera nacional [30]. A monitoração da temperatura ao longo de dutos submarinos irá permitir a utilização de dados em tempo real por sistemas computacionais dedicados à prevenção da formação de hidratos/parafinas (os quais ocasionam o bloqueio do bombeio); atualmente o reduzido número de pontos sensores limita a precisão dos resultados de prevenção (principalmente na ocorrência de transientes partida/parada dos processos de bombeio). Em dutos utilizados para o transporte de produtos aquecidos, as tensões mecânicas ocasionadas da dilatação da tubulação são capazes de provocar o rompimento das mesmas; neste caso, a monitoração em tempo real do perfil de deformação mecânica nestes dutos permitirá um acompanhamento constante da sua integridade, além de fornecer parâmetros importantes para avaliar o projeto dos dutos, tendo em vista situações transientes (partida/parada de bombeio).

1.5 APLICAÇÕES NA CONSTRUÇÃO CIVIL E NAS INDÚSTRIAS AERONÁUTICA E AEROESPACIAL

Na construção civil a avaliação das tensões mecânicas em grandes estruturas é fundamental para permitir um acompanhamento da integridade e da dinâmica das mesmas. Em grandes barragens, será possível avaliar as tensões decorrentes da acomodação da estrutura no terreno, da dilatação estrutural e do suporte ao reservatório de água em situações limites. Em pontes, a monitoração das tensões mecânicas é de extrema importância para estudar os efeitos da acomodação no terreno dos pontos de sustentação ao longo do tempo de uso da ponte. Em túneis de longa distância, avaliar tanto a temperatura quanto a deformação mecânica no seu envoltório de sustentação é importante para prevenir incêndios e acompanhar a integridade da estrutura de sustentação. Em grandes prédios, a acomodação no terreno, os abalos sísmicos e as condições de vento adversas no seu topo submetem a estrutura a tensões mecânicas capazes de comprometer a integridade das mesmas; neste caso o sistema que propomos permitirá o acompanhamento em tempo real da integridade do prédio na presença destas condições.

Na indústria aeronáutica e aeroespacial a avaliação estrutural é importante para o acompanhamento tanto da dinâmica quanto da integridade da estrutura. Neste segmento da indústria é importante salientar a necessidade de sistemas de monitoramento que se adequem a requerimentos de baixo peso e de fácil aderência à estrutura. O sistema que propomos permitirá a monitoração dos transientes de temperatura e deformação mecânica para avaliar a fuselagem de aviões e bólidos de lançamento (foguetes) quando estes estiverem em condições limite (tanto de operação, quanto de desgaste). Em estruturas espaciais (satélites, estações, etc.), grandes transientes de temperatura submetem a estrutura a elevadas tensões mecânicas, as quais geralmente possuem modos de vibração mecânica que podem comprometer a sua integridade; neste sentido o sistema que propomos representa uma solução capaz de permitir o acompanhamento estrutural atendendo aos requisitos demandados.

1.6 REFLECTOMETRIA ÓPTICA NO DOMÍNIO DO TEMPO - OTDR

Embora diversos métodos de interrogação espacial possam ser utilizados na implementação do sensor que estamos propondo, a técnica OTDR ainda é a mais utilizada.

Nosso sensor é baseado na interação paramétrica entre dois campos ópticos contra-propagantes, isto é, a luz contínua de um dos campos é modulada pela interação,

intermediada pelas características do meio de propagação, com um segundo campo óptico pulsado. Na figura 1.1 temos um exemplo deste processo. A luz pulsada do campo de bombeio é acoplada na extremidade esquerda da fibra, enquanto a luz contínua de um campo de prova é acoplada na extremidade direita. Na região central da fibra temos a ação de uma variável externa, como por exemplo temperatura, a qual modifica as propriedades do meio de propagação nesta região. Quando o pulso do campo de bombeio alcança a região central da fibra, ele interage com o campo contínuo de prova. Como resultado desta interação, o campo de prova é modulado (é esta modulação que permite o processo de medida da variável externa).

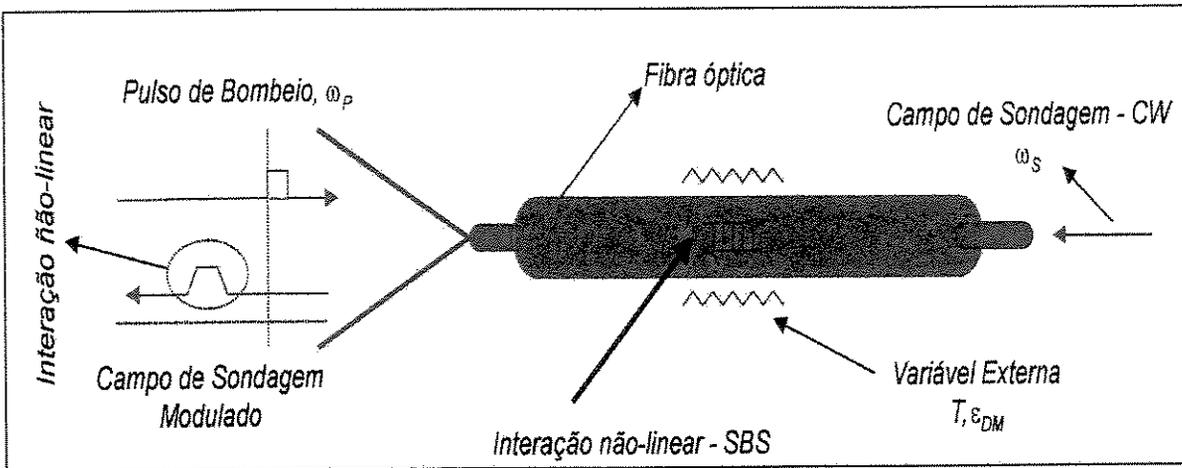


Fig. 1.1: Exemplo da Técnica OTDR.

Para localizar a região da fibra que está sob ação da variável externa, utilizamos a técnica OTDR (*Optical Time Domain Reflectometry*). Assim, monitorando-se, ao longo do tempo, o campo contínuo de prova que emerge na extremidade esquerda, é possível, valendo-se da velocidade de propagação da luz na fibra e do fato da interação só ocorrer com a presença simultânea dos dois campos ópticos, determinar a posição de medida.

Assumindo que a variável externa está agindo em uma posição distante ΔL da extremidade onde o pulso de bombeio foi inserido, temos que o tempo necessário para o pulso alcançar a região de interação é:

$$\Delta t_{IDA} = \frac{n}{c} \Delta L \quad (1.1)$$

na qual n é o índice de refração do núcleo da fibra e c é a velocidade da luz no vácuo. A luz modulada do campo de prova irá levar este mesmo intervalo de tempo para alcançar a extremidade de acoplamento do pulso de bombeio (observar que os campos ópticos são contra-propagantes). Assim, monitorando-se o campo de prova ao longo do

tempo posterior ao acoplamento do pulso de bombeio, o tempo necessário para observarmos a modulação será

$$\Delta t_{IDA+VOLTA} = \frac{n}{c} 2\Delta L = 2\Delta t_{IDA} \quad (1.2)$$

Assim, a partir da medida de $\Delta t_{IDA+VOLTA}$ podemos determinar a posição de ação da variável externa:

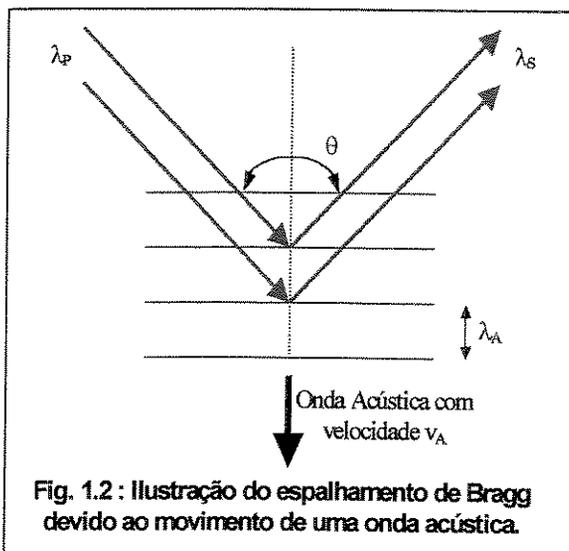
$$\Delta L = \frac{1}{2} \frac{c}{n} \Delta t_{IDA+VOLTA} \quad (1.3)$$

Este é o princípio da interrogação espacial baseada na Reflectometria Óptica no Domínio do Tempo.

1.7 Características Básicas do Espalhamento Brillouin Estimulado

O espalhamento Brillouin estimulado foi previsto teoricamente, em 1922, por L. Brillouin e primeiramente observado na safira e no quartzo, em 1964, após o advento do laser [31]. Desde então tem sido extensivamente estudado em diversas áreas da Física. Em fibras ópticas, o efeito começou a ser estudado na década de 70, tendo como motivação o impacto do efeito em sistemas de comunicação ópticos [32]. Em 1989 foi demonstrada a utilização do SBS como meio de se implementar sensores distribuídos a fibra óptica [33,34].

A diferença fundamental entre o Espalhamento Raman e o Espalhamento Brillouin reside no fato de que o último é devido ao espalhamento inelástico do campo óptico incidente por um fônon de frequência acústica, enquanto o SRS é intermediado por fônons de frequências ópticas. O espalhamento Brillouin Espontâneo é resultado da interação entre um campo óptico de bombeio (λ_p) e ondas acústicas termicamente



geradas no interior da fibra óptica. Estas ondas acústicas ocorrem em uma larga faixa de frequências determinadas por fônons com energias discretas; no entanto somente as frequências que satisfazem a condição de Bragg (figura 1.2) são responsáveis pelo espalhamento Brillouin:

$$f_A = f_p - f_s = \frac{nv_A}{c} (f_p + f_s) \text{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.4)$$

na qual f_A é a frequência das ondas acústicas ($f_A=v_A/\lambda_A$), f_P é a frequência do campo de bombeio ($f_P=c/\lambda_P$), f_S é a frequência do campo espalhado ($f_S=c/\lambda_S$), v_A é a velocidade das ondas acústicas e θ é o ângulo entre o campo de bombeio e o campo espalhado (em fibras ópticas, onde a propagação pode ser considerada unidimensional, temos $\theta=\pi \Rightarrow \text{sen}(\theta/2)=1$).

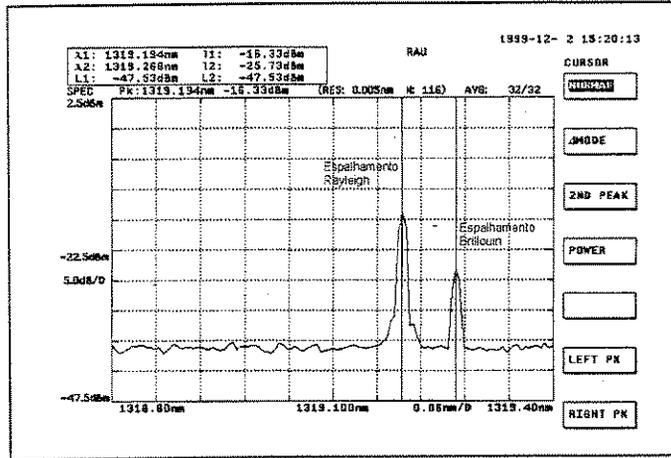


Fig. 1.3: Espectro do Retro-Espalhamento Brillouin Espontâneo.

Na figura 1.3 temos o espectro experimental da luz retro-espalhada em uma fibra óptica por meio do Espalhamento Brillouin Espontâneo [35]. Nesta experiência, utilizando um campo de bombeio com $\lambda_P=1319.194nm$, obtivemos um campo retro-espalhado com $\lambda_S=1319.268nm$ permitindo determinar a frequência e a velocidade das ondas acústicas: $f_A=12.756GHz$ e $v_A=5763ms^{-1}$.

Quando existe um campo óptico de sondagem se propagando no sentido contrário ao campo de bombeio ($\theta=\pi$) com frequência óptica igual a λ_S , o Espalhamento Brillouin Estimulado passa a acontecer. Neste caso, o campo de Stokes é reforçado tanto pela absorção dos fótons retro-espalhados quanto pelo estabelecimento de uma interação paramétrica entre os dois campos ópticos e o campo acústico. Esta interação é quantificada pelo chamado ganho Brillouin, cuja forma aproximada é:

$$g_b(f_P - f_S) \sim \left(\frac{\Delta f_{gb}}{2} \right)^2 \frac{1}{[(f_P - f_S) - f_A]^2 + \left(\frac{\Delta f_{gb}}{2} \right)^2} g_b^{max} \quad (1.5)$$

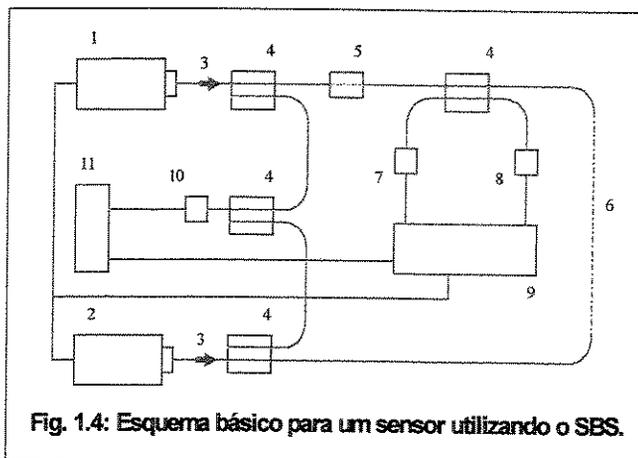
Na qual Δf_{gb} é a largura espectral do ganho Brillouin e g_b^{max} é o ganho Brillouin máximo. Pode-se observar que o ganho Brillouin é máximo quando $(f_P - f_S) = f_A$. Neste momento é importante observar que a velocidade das ondas acústicas depende da temperatura e da deformação mecânica submetidas ao meio de propagação dos campos ópticos. Assim, como podemos ver em (1.2), a frequência das ondas acústicas também irá depender da temperatura, T , e da deformação mecânica, ϵ_{DM} ,

$$f_A(\epsilon) = f_A(\epsilon_{DM} = 0) [1 + C_S \epsilon_{DM}] \quad (1.6)$$

$$f_A(T) = f_A(T_{ref}) [1 + C_T (T - T_{ref})] \quad (1.7)$$

Nas quais T_{ref} é a temperatura de referência, C_S e C_T são as constantes de proporcionalidade para deformação mecânica e temperatura. A técnica utilizada para a implementação de sensores distribuídos utilizando o SBS é baseado na chamada espectroscopia Brillouin, a qual procura determinar, através da varredura da diferença ($f_p - f_s$), o valor de f_A em regiões distribuídas continuamente ao longo da fibra óptica sensora

As equações (1.6) e (1.7) não consideram a ocorrência simultânea dos efeitos de temperatura e deformação mecânica, indicando a existência do acoplamento de sensibilidades. Neste caso torna-se necessário o conhecimento de pelo menos uma das duas grandezas para que seja possível a determinação da outra. Várias alternativas já foram propostas para superar o acoplamento de sensibilidades. Inicialmente pode-se utilizar um par de fibras ópticas sendo que uma delas esta suscetível apenas aos efeitos da temperatura e a outra esta suscetível tanto à temperatura quanto à deformação mecânica [2]. Outra proposta, visa utilizar a razão de Landau-Plackezek (razão entre as intensidades do retro-espalhamento Rayleigh e do retro-espalhamento Brillouin espontâneo) para determinar a distribuição de temperatura (uma vez que a dependência desta razão com a deformação mecânica é muito menor do que com a temperatura) e então, através da espectroscopia Brillouin, determina-se a distribuição de deformação mecânica [36,37]. Recentemente foi proposta uma técnica baseada na dependência da variação da intensidade do campo de Stokes, através da espectroscopia Brillouin, com a temperatura, onde se utiliza dados de intensidade e freqüência para a determinação conjunta dos perfis de temperatura e deformação mecânica [38].



O esquema básico de um sensor distribuído utilizando o SBS pode ser visto na figura 1.4. Podemos identificar: (1) Laser de bombeio sintonizável, (2) Laser de Stokes, (3) Isolador Óptico, (4) Acoplador Direcional, (5) Modulador Óptico, (6) Fibra Sensora, (7) Detector óptico – Campo de Stokes, (8) Detector Óptico – Pulso de bombeio, (9) Processador

Digital de Sinais, (10) Detector Óptico – Batimento de Freqüências e (11) Analisador de Espectro de RF.

Um campo contínuo de Stokes (2), é acoplado em uma das extremidades da fibra, enquanto pulsos de um laser de bombeio são lançados na outra extremidade. A diferença entre as frequências do laser de bombeio e de Stokes, $f_P - f_S$, é monitorada através do batimento entre estes dois campos, detectado por (10) e analisado por (11). Quando, $f_P - f_S \approx f_A$ o campo de Stokes será amplificado, experimentando o ganho Brillouin. Como f_A depende tanto da temperatura quanto da deformação mecânica, quando estes dois parâmetros são não-uniformes, o campo de Stokes irá experimentar ganho, para um determinado valor de $f_P - f_S$ somente nas regiões da fibra com uma temperatura/deformação em particular. A intensidade do campo de Stokes é monitorada por (7) tendo como referência o pulso de bombeio monitorado por (8). Um aumento na intensidade do campo de Stokes será observado quando da ocorrência do ganho Brillouin. O atraso de tempo entre o lançamento do pulso e o incremento na intensidade do campo de Stokes, corresponde ao tempo de ida/volta do pulso até a região de ganho. Este atraso possibilita a determinação da posição da medida (OTDR clássico). A figura 1.5 apresenta dois gráficos simulados que exemplificam este procedimento. Na figura 1.5a temos o campo de Stokes detectado em (7), para um pulso de bombeio ($\lambda_p = 1319\text{nm}$, duração de 100ns) lançado em uma fibra com 500m de comprimento e distribuição de temperatura não uniforme ($T = 25^\circ\text{C}$ para $0 < x < 150\text{m}$ e $350\text{m} < x < 500\text{m}$, $T = 35^\circ\text{C}$ para $150\text{m} < x < 350\text{m}$). Na figura 6b temos, para posições definidas na fibra ($x = 97\text{m}, 252\text{m}, 457\text{m}$), o resultado da varredura na diferença de frequências $f_P - f_S$. É fácil observar que a posição de máximo das distribuições depende da temperatura na posição de medida.

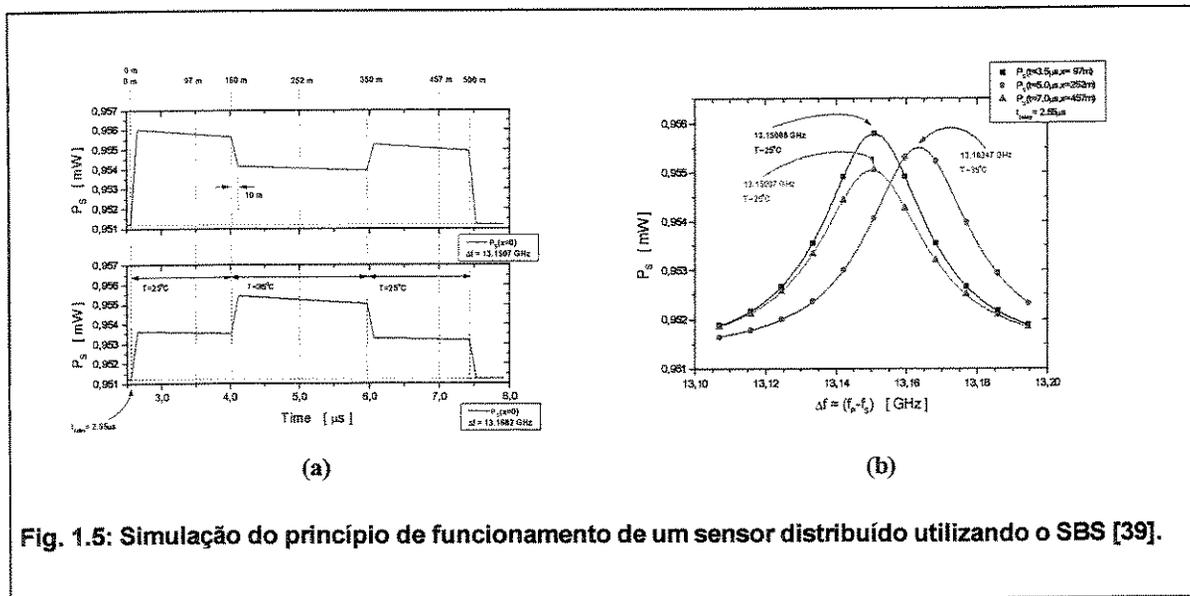


Fig. 1.5: Simulação do princípio de funcionamento de um sensor distribuído utilizando o SBS [39].

CAPÍTULO 2

ESPALHAMENTO BRILLOUIN ESTIMULADO

INTRODUÇÃO

Neste capítulo iremos apresentar a teoria física que descreve o Espalhamento Brillouin Estimulado. Inicialmente, a teoria para a descrição do acoplamento entre dois campos ópticos e uma onda acústica é apresentada de forma a demonstrar classicamente o processo físico envolvido no espalhamento Brillouin. Com base nos resultados obtidos pela teoria de acoplamento de campos, demonstramos a expressão exata do ganho Brillouin e o sistema de equações acopladas que descreve o efeito estaticamente. Com base nestas equações, encontramos expressões que permitem avaliar a potência crítica para observação do efeito (limiar Brillouin) e descrever os efeitos de ganho e depleção dos campos ópticos. Por fim, apresentamos a dependência do efeito Brillouin com a temperatura e a deformação mecânica e o sistema de equações diferenciais parciais que descreve o comportamento dinâmico do efeito para transientes maiores que o tempo de vida dos fônons acústicos no meio de interação.

2.1 TEORIA: ONDA ACÚSTICA E ACOPLAMENTO DE CAMPOS

2.1.1 CONSIDERAÇÕES INICIAIS

Neste tópico apresentamos a teoria que descreve a interação paramétrica responsável pelo efeito Brillouin através de uma abordagem clássica [40], a qual trata os fônons acústicos como uma onda acústica longitudinal na fibra. Mostraremos como dois campos ópticos contra-propagantes interagem por intermédio de um campo acústico, o qual é responsável pelo estabelecimento de uma modulação espacial longitudinal e periódica no índice de refração do núcleo da fibra.

Nesta abordagem tiramos partido dos campos ópticos estarem confinados no núcleo de uma fibra óptica monomodo, de forma que a luz esteja concentrada na região central do núcleo. Ainda mais nos valendo deste fato, reduzimos o nosso problema à situação unidimensional, isto é os campos ópticos e acústicos se propagam na mesma direção (a qual definimos por conveniência como sendo a do versor \hat{x}). Consideramos também que os campos ópticos possuíam o mesmo estado de polarização (dado pelo versor \hat{y}).

Embora a abordagem adotada não seja tão rigorosa quanto uma desenvolvida com base nos teoremas de conservação de energia (formalismo de Lagrange/Hamilton [41,42]), os resultados obtidos são os mesmos e possibilitam uma visão intuitiva dos processos físicos envolvidos no efeito Brillouin.

A análise subsequente considera a existência de dois campos ópticos contínuos e um campo acústico propagando-se no interior da fibra. O início da interação Brillouin é explicado pela existência de fônons acústicos termicamente presentes no meio de propagação [43]. Na nossa abordagem consideramos a existência de um campo acústico contínuo no meio de propagação em detrimento do ruído térmico. Isto não representa falta de rigor em nossa análise, pois considerar a situação transiente inicial do processo Brillouin está fora do escopo deste trabalho.

2.1.2 TEORIA CLÁSSICA DA INTERAÇÃO PARAMÉTRICA DO EFEITO BRILLOUIN

Inicialmente vamos definir um parâmetro γ o qual mede a variação da constante dielétrica do meio (ε) decorrente de uma variação na densidade do meio [44]

$$\gamma = \rho_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \quad (2.1)$$

na qual ρ é a densidade de massa volumétrica do meio e ρ_0 é a densidade do meio numa situação de equilíbrio.

A densidade de energia elétrica no meio é definida como [45]

$$\rho_U = \frac{1}{2} \varepsilon |\vec{E}|^2 \quad (2.2)$$

onde \vec{E} é o campo elétrico presente no meio. Podemos escrever o diferencial de ρ_U com relação à ε como

$$\frac{\partial \rho_U}{\partial \varepsilon} = \frac{1}{2} |\vec{E}|^2 \quad (2.3)$$

Utilizando (2.1) e (2.3) é possível mostrar que

$$\frac{\partial \rho_U}{\partial \rho} = \frac{1}{2} \frac{\gamma}{\rho_0} |\vec{E}|^2 \quad (2.4)$$

A densidade de massa volumétrica ρ é definida como

$$\rho = \frac{M}{V} \quad (2.5)$$

na qual M é a massa contida no volume V para o meio em questão. É possível mostrar que

$$\frac{\partial \rho}{\partial V} = -\frac{\rho}{V} \quad (2.6)$$

Substituindo (2.6) em (2.4) teremos

$$\partial\rho_U = -\frac{1}{2}\gamma \frac{\partial V}{V} |\vec{E}|^2 \quad (2.7)$$

O diferencial de trabalho realizado por uma pressão é tal que

$$\Delta W = p\Delta V \quad (2.8)$$

Por unidade de volume teremos

$$\frac{\Delta W}{V} = p \frac{\Delta V}{V} \quad (2.9)$$

É importante observarmos que a variação $\partial\rho_U$ é decorrente da variação volumétrica do meio a qual é consequência da ação de uma pressão, assim

$$\Delta\rho_U = \frac{\Delta W}{V} \quad (2.10)$$

Utilizando (2.7), (2.9) e (2.10) podemos mostrar que

$$p = -\frac{1}{2}\gamma |\vec{E}|^2 \quad (2.11)$$

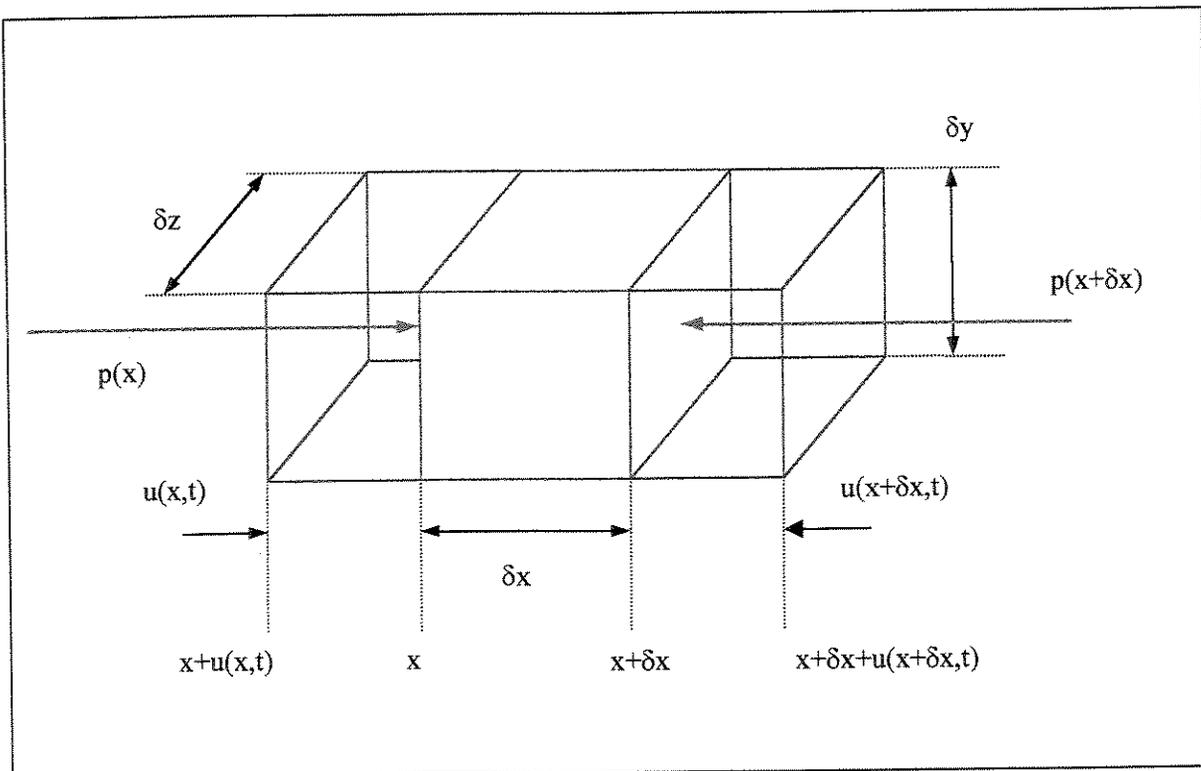


Fig. 2.1: Volume diferencial com secção unitária ($\delta z \delta y = 1$) e comprimento δx usado na obtenção da equação de movimento da onda acústica estimulada pelo efeito de eletro-estrição.

Assumindo que a pressão agindo no meio tem caráter unidimensional, tal como na Figura 2.1, teremos que

$$\delta W = \left[\frac{p(x + \delta_x) - p(x)}{\delta_x} \right] \delta_x^2 \delta_y \delta_z \quad (2.12)$$

ou ainda

$$\frac{\partial W}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x} V \quad (2.13)$$

A força atuando no meio é tal que

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} W \quad (2.14)$$

como limitamos nosso problema ao caso unidimensional, temos que

$$F = -\frac{\partial W}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x} V \quad (2.15)$$

Assim, a força por unidade de volume atuante no meio será

$$\frac{F}{V} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{1}{2} \gamma |\vec{E}|^2 \right) = \frac{\gamma}{2} \frac{\partial}{\partial x} |\vec{E}|^2 \quad (2.16)$$

Definindo uma função $u(x, t)$ como sendo o desvio do ponto x em relação a sua posição de equilíbrio, podemos escrever uma equação que expressa a propagação de uma onda mecânica em um meio volumétrico [46]

$$-\eta \frac{\partial u}{\partial t} + T_{Elast} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\gamma}{2} \frac{\partial}{\partial x} |\vec{E}|^2 = \rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (2.17)$$

na qual η e T_{Elast} são respectivamente a constante de dissipação da onda acústica e a constante de elasticidade do meio.

A equação (2.17) nos permite observar que a presença de um campo elétrico \vec{E} num meio elástico dá origem a uma onda mecânica caracterizada por $u(x, t)$. Esta onda mecânica causa uma variação de densidade no meio e, portanto, uma variação na constante dielétrica caracterizada por γ tal como estabelecido em (2.1). Esta variação em ε altera a polarização do meio acoplando os dois campos ópticos que estão propagando no material.

Na seqüência vamos encontrar a solução da equação (2.17) assumindo a presença de dois campos ópticos se propagando dentro do material e então, com este resultado para $u(x, t)$, vamos encontrar uma função que descreve a modulação da constante dielétrica ε pela onda mecânica.

O campo elétrico no interior do material é

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{E}_2(\vec{r}, t) \quad (2.18)$$

Para simplificar vamos assumir que os campos se propagam de forma colinear, assim

$$\vec{r} = x\hat{x} \quad (2.19)$$

Além disso, vamos assumir que os dois campos ópticos possuem a mesma polarização, de forma que

$$\vec{E}_m(\vec{r}, t) = E_m(\vec{r}, t)\hat{y} \quad (2.20)$$

Utilizando (2.19) e (2.20) podemos escrever (2.18) na forma escalar

$$E(x, t) = E_1(x, t) + E_2(x, t) \quad (2.21)$$

Vamos escrever os campos ópticos $E_1(x, t)$ e $E_2(x, t)$ da seguinte forma

$$E_m(x, t) = \frac{1}{2} \left\{ E_m(x) e^{i(\omega_m t - k_m x)} + E_m^*(x) e^{-i(\omega_m t - k_m x)} \right\} \quad (2.22)$$

na qual * denota o complexo conjugado, ω_m e k_m constituem a frequência angular e o número de onda com campo E_m . É possível mostrar que

$$|E(x, t)|^2 = \left| \sum_{m=1}^2 E_m(x, t) \right|^2 = \sum_{m=1}^2 \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^2 E_m(x, t) E_n^*(x, t) \quad (2.23)$$

e utilizando-se (2.23) podemos obter

$$\frac{\partial}{\partial x} |E(x, t)|^2 \approx -\frac{i}{2} \sum_{m=1}^2 k_m (E_m(x) e^{i(\omega_m t - k_m x)})^2 - \frac{i}{4} \sum_{m=1}^2 \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^2 \left[(k_m - k_n) E_m(x) E_n^*(x) e^{i[(\omega_m - \omega_n)t - (k_m - k_n)x]} + (k_m + k_n) E_m(x) E_n(x) e^{i[(\omega_m + \omega_n)t - (k_m + k_n)x]} \right] + c.c. \quad (2.24)$$

na qual *c.c.* define o complexo conjugado da primeira parte da expressão do lado direito do sinal de igual.

A expressão (2.24) possui termos oscilantes definidos pelas exponenciais

$$\begin{aligned} & \exp[\pm 2i(\omega_1 t - k_1 x)] \\ & \exp[\pm 2i(\omega_2 t - k_2 x)] \\ & \exp\{\pm i[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)x]\} \\ & \exp\{\pm i[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2)x]\} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Podemos esperar que a solução $u(x, t)$ para a equação (2.17) também apresente estes mesmos termos oscilantes, isto é:

$$u(x, t) = u_A(x) e^{2i\theta_1(x, t)} + u_B(x) e^{2i\theta_2(x, t)} + u_C(x) e^{i[\theta_1(x, t) - \theta_2(x, t)]} + u_D(x) e^{i[\theta_1(x, t) + \theta_2(x, t)]} + c.c. \quad (2.26)$$

na qual

$$\begin{aligned} \theta_1(x, t) &= \omega_1 t - k_1 x \\ \theta_2(x, t) &= \omega_2 t - k_2 x \end{aligned} \quad (2.27)$$

A forma proposta em (2.26) nos permite solucionar a equação (2.17), uma vez que torna possível o desacoplamento dos termos oscilantes definidos em (2.25). Teremos

basicamente 4 equações diferenciais desacopladas (na verdade 8 se contarmos as quatro equações relativas ao complexo conjugado)

$$\left(\rho_0 \omega_j'^2 - i\eta \omega_j'\right) u_j(x) - T_{Elast} \left\{ u_j(x) k_j'^2 + 2ik_j' \frac{\partial u_j(x)}{\partial x} \right\} = i\gamma k_j' E_j'(x) \quad (2.28)$$

Na qual j denota os índices A,B,C,D de forma que

$$\begin{aligned} \omega_A' &= 2\omega_1 & k_A' &= 2k_1 & E_A'(x) &= E_1^2(x)/4 \\ \omega_B' &= 2\omega_2 & k_B' &= 2k_2 & E_B'(x) &= E_2^2(x)/4 \\ \omega_C' &= \omega_1 - \omega_2 & k_C' &= k_1 - k_2 & E_C'(x) &= E_1(x)E_2^*(x)/4 \\ \omega_D' &= \omega_1 + \omega_2 & k_D' &= k_1 + k_2 & E_D'(x) &= E_1(x)E_2(x)/4 \end{aligned} \quad (2.29)$$

Na obtenção de (2.28) assumimos que a variação espacial de $u_j(x)$ é suficientemente lenta para fazermos a seguinte aproximação [1]

$$k_j'^2 u_j(x), k_j' \frac{\partial u_j(x)}{\partial x} \gg \frac{\partial^2 u_j(x)}{\partial x^2} \quad (2.30)$$

A velocidade de propagação da onda acústica, v_A , é dada pela relação

$$v_A^2 = \frac{T_{Elast}}{\rho_0} \quad (2.31)$$

A dependência da constante de absorção da onda acústica, α_A , com a frequência é tal que:

$$\alpha_A(\omega_A) = \eta(\omega_A) \frac{1}{\rho_0 v_A} \quad (2.32)$$

onde $\eta(\omega_A)$ representa a dependência da constante de dissipação com a frequência angular da onda acústica, ω_A . Na maior parte das situações experimentais observa-se que a atenuação da onda acústica é grande o suficiente para validar a seguinte aproximação

$$\left(\eta \frac{\omega_j'}{\rho} \right) u_j(x) \gg k_j' v_A^2 \frac{\partial u_j(x)}{\partial x} \Rightarrow \frac{\partial u_j(x)}{\partial x} \ll \alpha_A u_j(x) \quad (2.33)$$

A constante de absorção acústica, α_A , é proporcional ao quadrado da frequência da onda acústica [42,47], isto é:

$$\alpha_A(\omega_A) \propto \omega_A^2 \quad (2.34)$$

Utilizando (2.33) em (2.28) teremos que

$$u_j(x) \approx \frac{i\gamma k_j' E_j'(x)}{\rho_0 \omega_j'^2 - i\eta \omega_j' - T_{Elast} k_j'^2} \quad (2.35)$$

Utilizando (2.31) e (2.32) podemos reescrever (2.35)

$$u_j(x) = F(\omega'_j, k'_j) E'_j \quad (2.36)$$

na qual

$$F(\omega'_j, k'_j) = -i \frac{1}{\rho_0} \frac{\gamma k'_j}{(i\omega'_j v_A \alpha_A(\omega'_j) - \omega_j'^2 + v_A^2 k_j'^2)} \quad (2.37)$$

Estudando o comportamento individual da equação (2.37) e observando a dependência de α_A com a frequência, (2.34), é possível mostrar, com ótima aproximação (Apêndice A), que a solução proposta para $u(x, t)$ em (2.17) é, com ótima aproximação,

$$u(x, t) \approx u_c(x) e^{i[\theta_1(x, t) - \theta_2(x, t)]} + c.c \quad (2.38)$$

ou ainda

$$u(x, t) \approx -\frac{i}{4} \frac{1}{\rho_0} \frac{\gamma(k_1 - k_2) E_1(x) E_2^*(x) e^{i[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)x]}}{[i\alpha_A(\omega_1 - \omega_2) v_A - (\omega_1 - \omega_2)^2 + v_A^2 (k_1 - k_2)^2]} + c.c. \quad (2.39)$$

Esta solução nos permite obter a variação na constante dielétrica do meio de propagação induzida pela onda acústica estimulada pelos campos elétricos E_1 e E_2 . É importante observar que a frequência da onda acústica é $\omega_A = \omega_1 - \omega_2$ e o vetor de onda é $\vec{k}_A = (k_1 - k_2)\hat{x}$.

Nosso próximo passo é mostrar como esta onda acústica altera as propriedades ópticas do meio no qual os campos ópticos estão se propagando. Assim, de (2.1) temos que

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} = \frac{\gamma}{\rho_0} \quad (2.40)$$

utilizando (2.6) podemos reescrever (2.40) como

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial V} = -\frac{\gamma}{V_0} \quad (2.41)$$

assumindo que

$$\delta V \approx \delta u \delta y \delta z = [u(x + \delta x, t) - u(x, t)] \delta y \delta z \quad (2.42)$$

$$V_0 = \delta x \delta y \delta z \quad (2.43)$$

tal como na figura 2.1, podemos mostrar que

$$\delta \varepsilon \approx -\gamma \frac{\delta u(x, t)}{\delta x} \quad (2.44)$$

Observando que

$$\varepsilon = \varepsilon_0 n^2 \quad (2.45)$$

na qual n é o índice de refração do meio e ε_0 é a constante de permissividade elétrica do vácuo.

Podemos verificar que

$$\delta n = -\frac{\gamma}{2n\varepsilon_0} \frac{\delta u(x,t)}{\delta x} \quad (2.46)$$

Isto é, a variação na constante dielétrica do meio constitui uma variação no índice de refração do material no qual os campos ópticos se propagam. A variação na constante dielétrica induz uma não linearidade na polarização do meio isto é

$$\vec{P}_{NL}(x,t) = \delta\varepsilon \cdot \vec{E}(x,t) \quad (2.47)$$

Esta polarização não linear é responsável pelo acoplamento entre os campos $E_1(x,t)$ e $E_2(x,t)$. Nosso próximo passo é verificar as conseqüências deste acoplamento resolvendo a equação de onda

$$\nabla^2 \vec{E}(x,t) = \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}(x,t)}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}(x,t)}{\partial t^2} \quad (2.48)$$

onde μ é a permeabilidade magnética do meio. Como a fibra óptica é um meio não magnético, temos que $\mu = \mu_0$, onde μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo.

Escrevendo (2.48) na forma escalar teremos que

$$\frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x^2} = \mu\varepsilon \frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial^2 P_{NL}(x,t)}{\partial t^2} \quad (2.49)$$

Utilizando (2.39), (2.44) e (2.47) podemos escrever a polarização não linear $P_{NL}(x,t)$ como

$$P_{NL}(x,t) = i\gamma(k_1 - k_2)u(x,t)E(x,t) \quad (2.50)$$

Podemos dividir $P_{NL}(x,t)$ em três funções organizadas na seguinte forma

$$P_{NL}(x,t) = P_{NL}^A(x,t) + P_{NL}^B(x,t) + P_{NL}^C(x,t) \quad (2.51)$$

$$P_{NL}^A(x,t) = \frac{\zeta}{2} E_1(x) |E_2(x)|^2 e^{i(\omega_1 t - k_1 x)} + c.c. = \zeta |E_2(x)|^2 E_1(x,t) \quad (2.52)$$

$$P_{NL}^B(x,t) = \frac{\zeta}{2} E_2^*(x) |E_1(x)|^2 e^{-i(\omega_2 t - k_2 x)} + c.c. = \zeta |E_1(x)|^2 E_2(x,t) \quad (2.53)$$

$$P_{NL}^C(x,t) = \frac{\zeta}{2} E_1(x) E_2^*(x) e^{i[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)x]} \{E_1(x) e^{i(\omega_1 t - k_1 x)} + E_2^*(x) e^{-i(\omega_2 t - k_2 x)}\} + c.c. \quad (2.54)$$

na qual

$$\zeta = \frac{\gamma^2}{4\rho} \frac{(k_1 - k_2)^2}{[i\alpha_A(\omega_1 - \omega_2)v_A - (\omega_1 - \omega_2)^2 + v_A^2(k_1 - k_2)^2]} \quad (2.55)$$

Podemos reescrever (2.49) como

$$\frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x^2} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} (P_{NL}^A(x,t) + P_{NL}^B(x,t) + P_{NL}^C(x,t)) \quad (2.56)$$

Da mesma forma como fizemos para solucionar a equação (2.17) da onda acústica, podemos utilizar os termos oscilantes que aparecem na expansão analítica de (2.56) com o objetivo de desacoplar esta equação em três equações distintas

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \mu\epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] E_1(x,t) = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\zeta |E_2(x)|^2 E_1(x,t) \right] \quad (2.57)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \mu\epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] E_2(x,t) = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\zeta |E_1(x)|^2 E_2(x,t) \right] \quad (2.58)$$

$$\frac{\partial^2 P_{NL}^C(x,t)}{\partial t^2} = 0 \quad (2.59)$$

Podemos escrever (2.57) e (2.58) de uma forma mais genérica

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \mu\epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] E_m(x,t) = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\zeta |E_n(x)|^2 E_m(x,t) \right] \quad (2.60)$$

$m, n = 1 \dots 2$
 $n \neq m$

Assumindo que tanto $E_1(x)$ quanto $E_2(x)$ variam lentamente, podemos reescrever (2.60) como

$$\frac{\partial E_m(x)}{\partial x} \approx \frac{\omega_m^2}{2ik_m} \mu \zeta |E_n(x)|^2 E_m(x) \quad (2.61)$$

observando que

$$k_m^2 = \mu\epsilon\omega_m^2 \quad (2.62)$$

Adicionando em (2.61) um termo fenomenológico responsável por contabilizar a absorção dos campos ópticos pelo meio de propagação, α , teremos

$$\frac{\partial E_m(x)}{\partial x} \approx \left[\frac{\omega_m^2}{2ik_m} \mu \zeta |E_n(x)|^2 - \frac{\alpha}{2} \right] E_m(x) \quad (2.63)$$

Assim

$$E_m(x) = E_{m0} \exp \left[g_{bm}^A x - \frac{\alpha}{2} x \right] \quad (2.64)$$

na qual

$$g_{bm}^A = \omega_m^2 \frac{\mu \zeta |E_n(x)|^2}{2ik_m} \quad (2.65)$$

O termo g_{bm}^A define o acoplamento entre os campos $E_1(x,t)$ e $E_2(x,t)$ conseqüência da polarização não linear induzida pela onda acústica $u(x,t)$. Como veremos adiante, este termo também é responsável pela troca de energia entre os campos ópticos. É importante observar que g_{bm}^A depende apenas das características do meio de propagação e das propriedades dos campos presentes no material.

2.2 GANHO BRILLOUIN

A intensidade de um campo elétrico é tal que

$$I(x) = \frac{c\epsilon_0 n}{2} |E(x)|^2 \quad (2.66)$$

Assim, utilizando (2.64) teremos

$$I_m(x) = \frac{c\epsilon_0 n}{2} |E_m(x)|^2 = I_{m0} \exp[(g_{bm}^A + g_{bm}^{A*})x - \alpha x] \quad (2.67)$$

na qual

$$g_{bm}^A + g_{bm}^{A*} = \omega_m^2 \frac{\mu}{2ik_m} |E_n(x)|^2 (\zeta - \zeta^*) \quad (2.68)$$

Utilizando (2.55) é possível mostrar que

$$\zeta - \zeta^* = -i \frac{2\gamma^2 (k_1 - k_2)^2}{4\rho} \left\{ \frac{\alpha_A (\omega_1 - \omega_2) v_A}{[v_A^2 (k_1 - k_2)^2 - (\omega_1 - \omega_2)^2]^2 + [\alpha_A (\omega_1 - \omega_2) v_A]^2} \right\} \quad (2.69)$$

Vamos rescrever (2.68) utilizando (2.66)

$$g_{bm}^A + g_{bm}^{A*} = g_{bm} I_n(x) \quad (2.70)$$

na qual

$$g_{bm} = -\omega_m^2 \frac{\mu}{k_m c\epsilon_0 n} \frac{\gamma^2 (k_1 - k_2)^2}{2\rho_0} \left\{ \frac{\alpha_A (\omega_1 - \omega_2) v_A}{[v_A^2 (k_1 - k_2)^2 - (\omega_1 - \omega_2)^2]^2 + [\alpha_A (\omega_1 - \omega_2) v_A]^2} \right\} \quad (2.71)$$

é denominado Ganho Brillouin e quantifica o resultado mais expressivo do Espalhamento Brillouin Estimulado, ou seja, a troca de energia entre os campos ópticos $E_1(x,t)$ e $E_2(x,t)$.

Utilizando estes resultados podemos escrever

$$I_1(x) = I_{10} \exp[g_{b1} I_2(x)x - \alpha x] \quad (2.72)$$

$$I_2(x) = I_{20} \exp[g_{b2} I_1(x)x - \alpha x] \quad (2.73)$$

Estas últimas equações definem o comportamento espacial da intensidade dos campos ópticos. É importante observar que (2.72) e (2.73) são interdependentes, isto é, $I_1(x)$

depende de $I_2(x)$ e vice-versa; posteriormente vamos mostrar que esta dependência mútua resulta em um sistema de equações diferenciais acopladas pelo Ganho Brillouin.

Na figura 2.2 temos o comportamento de g_{bm} para a situação na qual os campos ópticos se propagam no mesmo sentido, isto é, são co-propagantes. Na figura 2.3 temos o comportamento de g_{bm} para os campos ópticos contra-propagantes. Nestes gráficos utilizamos os parâmetros físicos para o Quartzo (Apêndice B), mantendo ω_1 constante e variando ω_2 .

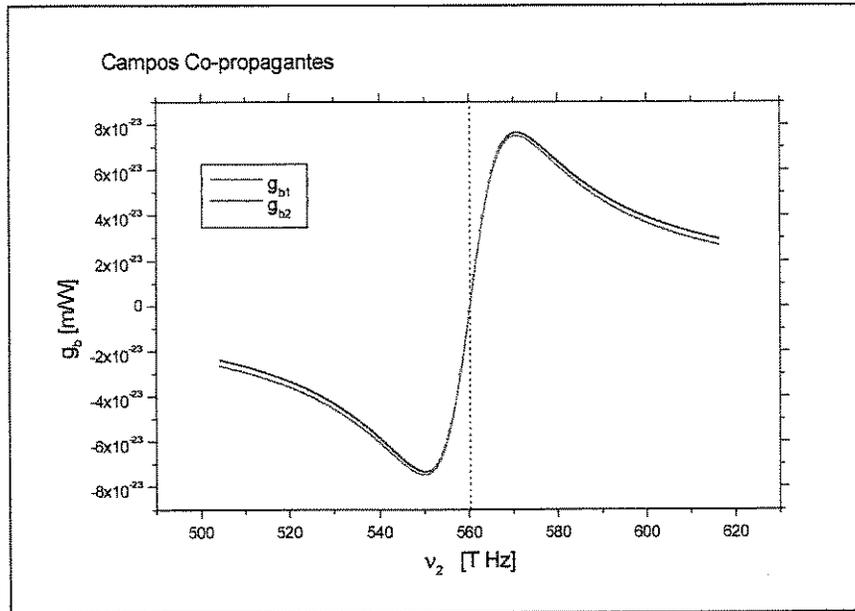


Fig. 2.2: Ganho Brillouin para campos ópticos co-propagantes ($\lambda_1=535.5\text{nm}$, [51]).

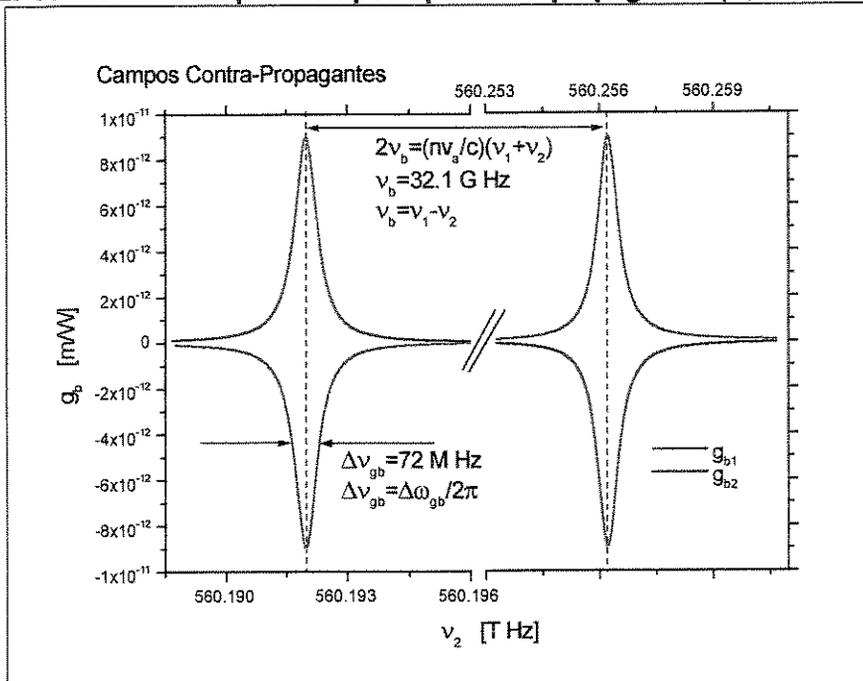


Fig. 2.3: Ganho Brillouin para campos ópticos contra-propagantes ($\lambda_1=535.5\text{nm}$, [51]).

Podemos observar que o pico do ganho Brillouin para a situação na qual os campos estão propagando em sentidos contrários é pelo menos 10^{12} vezes maior que o mesmo valor para o caso de campos co-propagantes. Este resultado é de extrema importância pois através dele podemos afirmar que a troca de energia é máxima quando os campos ópticos são contra-propagantes. É importante observar a assimetria de g_{b1} com relação à g_{b2} em torno dos pontos de extremo das distribuições do ganho, isto é, $g_{b1}(\nu_1 - \nu_2) - g_{b2}(\nu_1 - \nu_2) \neq 0$. Esta assimetria reflete a conservação de energia durante a interação, visto que parte da energia dos campos ópticos é absorvida pelo campo acústico (observar que a solução para a onda acústica (39) depende de $E_1(x)$ e de $E_2(x)$ os quais possuem dependência com o ganho Brillouin). Na seqüência vamos nos concentrar no caso de campos ópticos contra-propagantes.

A condição de extremo para g_{bm} , na situação em que os campos são contra-propagantes, é tal que

$$v_A^2(k_1 - k_2)^2 - (\omega_1 - \omega_2)^2 = 0 \quad (2.74)$$

ou ainda

$$\omega_1 - \omega_2 = v_A(k_1 - k_2) \quad (2.75)$$

Utilizando (2.75) teremos que

$$k_2 = -k_1 \left(\frac{c - nv_A}{c + nv_A} \right) \quad \text{e} \quad \omega_1 - \omega_2 = \frac{nv_A}{c} (\omega_1 + \omega_2) \quad (2.76)$$

como $c \gg nv_A$ a seguinte aproximação é válida

$$k_2 \approx -k_1 \quad (2.77)$$

Utilizando (2.74) em conjunto com (2.71) podemos calcular o valor do Ganho Brillouin na situação de máximo, assim

$$g_{bm}^{max} = -\omega_m^2 \frac{\mu}{k_m} \frac{1}{c \epsilon_0 n} \frac{\gamma^2 (k_1 - k_2)^2}{2\rho_0} \frac{1}{\alpha_A (\omega_1 - \omega_2) v_A} \quad (2.78)$$

A constante elasto-óptica do meio é tal que

$$\gamma = p_{foto} n^4 \epsilon_0 \quad (2.79)$$

na qual p_{foto} é a constante foto-elástica do material.

Utilizando a aproximação em (2.77) em conjunto com (2.79) pode-se mostrar que [40]

$$g_{b1}^{max} = -g_b^{max} \quad (2.80)$$

$$g_{b2}^{max} = +g_b^{max} \quad (2.81)$$

na qual

$$g_b^{max} = \frac{4\pi^2 p_{foto}^2 n^7}{\rho_0 c \alpha_A v_A^2 \lambda_i^2} \quad (2.82)$$

O Ganho Brillouin tal como escrito em (2.71) possui a forma de uma distribuição de Lorentz. A constante de absorção acústica, α_A , esta relacionada com a largura espectral $\Delta\omega_{g_b}$ tomada à meia altura do pico de g_{bm} [41], isto é

$$\alpha_A \approx \frac{\Delta\omega_{g_b}}{v_A} = \frac{2\pi}{v_A} \Delta v_{g_b} \Rightarrow \Delta\omega_{g_b} = \alpha_A v_A \quad (2.83)$$

Com este resultado podemos rescrever g_b^{max} como [48]

$$g_b^{max} = \frac{2\pi p_{foto}^2 n^7}{\rho_0 c \lambda_i^2 v_A \Delta v_{g_b}} \quad (2.84)$$

Utilizando (2.83) e (2.84) é possível rescrever (2.71) como

$$g_{b1} = -g_b(\omega_1 - \omega_2) \quad (2.85)$$

$$g_{b2} = +g_b(\omega_1 - \omega_2) \quad (2.86)$$

na qual, utilizando-se a aproximação do ganho por uma distribuição de Lorentz

$$g_b(\omega_1 - \omega_2) = \left(\frac{\Delta\omega_{g_b}}{2} \right)^2 \frac{1}{\left[(\omega_1 - \omega_2) - \omega_b \right]^2 + \left(\frac{\Delta\omega_{g_b}}{2} \right)^2} g_b^{max} \quad (2.87)$$

e

$$\omega_b = \frac{nv_A}{c}(\omega_1 + \omega_2) \approx \frac{2nv_A}{c} \omega_1 \quad (2.88)$$

Observando o sinal de g_{b1} podemos verificar que o campo E_1 é depletado conforme se propaga pelo meio; sendo isto consequência do fato deste campo estar transferindo parte da sua energia para o campo E_2 . Em virtude disto, convencionou-se denominar E_1 por campo de bombeio (*pump field*). O campo E_2 é denominado de campo Stokes (*Stokes field*, $\lambda_1 < \lambda_2$).

2.3 EQUAÇÕES ACOPLADAS DE INTENSIDADE

Utilizando (2.72) e (2.73) podemos obter um sistema de equações diferenciais que nos possibilitarão estudar o comportamento estático das intensidades dos campos de bombeio e Stokes. Utilizando as expressões (2.85) e (2.86) podemos mostrar que

$$\frac{\partial I_S}{\partial x} = +g_b I_p I_S - \alpha I_S \quad (2.89)$$

$$\frac{\partial I_p}{\partial x} = -g_b I_s I_p - \alpha I_p \quad (2.90)$$

No entanto, como o campo Stokes se propaga na direção contrária ao campo de bombeio, devemos modificar o sinal da derivada $\frac{\partial I_s}{\partial x}$ para levar em consideração esta contra propagação, isto é

$$\frac{\partial I_s}{\partial x} = -g_b I_p I_s + \alpha I_s \quad (2.91)$$

As relações (2.90) e (2.91) definem um sistema de equações diferenciais acopladas que descrevem o comportamento espacial das intensidades dos campos de bombeio e Stokes. Em meios de baixa absorção óptica, isto é $\alpha \approx 0$, teremos

$$\frac{\partial}{\partial x} (I_s - I_p) = 0 \quad (2.92)$$

Este resultado é significativo pois permite afirmar que a energia é conservada durante o Espalhamento Brillouin Estimulado, ou seja, a energia é transferida do campo de bombeio para o campo de Stokes e para a onda acústica estimulada no meio [48].

2.4 LIMIAR BRILLOUIN

As equações (2.90) e (2.91) podem ser resolvidas analiticamente. Embora tal solução seja útil para uma descrição completa do efeito Brillouin, incluindo a depleção do campo de bombeio, podemos ter uma melhor compreensão do Limiar Brillouin se desprezarmos a depleção do campo de bombeio pelo espalhamento Brillouin (uma vez que para potências de bombeio menores que a potência de limiar, a depleção é praticamente desprezível), assim de (2.90) temos

$$\frac{\partial I_p}{\partial x} = -\alpha I_p \quad (2.93)$$

Nesta situação teremos que

$$I_p(x) = I_p(0)e^{-\alpha x} \quad (2.94)$$

Na qual assumimos que o campo de bombeio é acoplado ao meio na posição $x = 0$. Substituindo (2.94) em (2.91) teremos

$$\frac{\partial I_s}{\partial x} = -g_b I_p(0) I_s(x) e^{-\alpha x} + \alpha I_s(x) \quad (2.95)$$

Assumindo que o campo de Stokes é acoplado ao meio na posição $x = L$, podemos mostrar que

$$I_s(x) = I_s(L) \exp \left\{ g_b \frac{I_p(0)}{\alpha} [e^{-\alpha x} - e^{-\alpha L}] + \alpha [x - L] \right\} \quad (2.96)$$

Na posição $x = 0$ a intensidade do campo de Stokes será tal que

$$I_S(0) = I_S(L) \exp\{g_b I_P(0) L_{ef} - \alpha L\} \quad (2.97)$$

na qual L_{ef} é denominado comprimento efetivo de interação sendo tal que

$$L_{ef} = \frac{1}{\alpha} [1 - e^{-\alpha L}] \quad (2.98)$$

Por (2.97) podemos observar que a intensidade do campo de Stokes em $x=0$ sofre um incremento devido à amplificação Brillouin que ocorre como resultado do espalhamento Brillouin estimulado (que ocorre na presença simultânea de dois campos ópticos contra-propagantes com frequências separadas pelo desvio Brillouin de frequência, ω_b).

Quando analisamos o espalhamento Brillouin espontâneo, no qual $I_S(x=L) \rightarrow 0$, o campo de Stokes cresce a partir do ruído óptico existente ao longo da fibra, e a interação ocorre por intermédio dos fônons termicamente excitados. Do ponto de vista quântico, os fótons do campo de bombeio sofrem colisões com os fônons acústicos presentes naturalmente no meio de propagação óptico; com essas colisões, novos fótons são gerados devido à troca de energia ocorrida com a colisão. Estes novos fótons compõem o campo de Stokes que se propaga em direção contrária ao campo de bombeio.

No espalhamento Brillouin espontâneo, a potência de limiar pode ser estimada assumindo a presença de apenas um fóton por modo (contra-propagante aos fótons do campo de bombeio) em uma distância na qual a amplificação Brillouin e a absorção óptica são iguais, assim mostrou-se que [49]:

$$g_b P_P^{Cr}(0) \frac{L_{ef}}{A_{ef}} \approx 2I \quad (2.99)$$

na qual A_{ef} é a área efetiva de interação (em fibras monomodo com índice degrau, A_{ef} pode ser estimada como a área do núcleo da fibra), e P_P^{Cr} é a potência de limiar (ou potência crítica de bombeio). O fator numérico $2I$ é aproximado, pois depende do valor exato da largura espectral do ganho Brillouin, $\Delta\nu_{gb}$ [50]; ele também pode diminuir ou aumentar de acordo com o estado de polarização relativo entre os campos ópticos de bombeio e de Stokes. Para contabilizar esta dependência, geralmente adiciona-se o parâmetro γ_{pol} , isto é

$$\gamma_{pol} g_b P_P^{Cr}(0) \frac{L_{ef}}{A_{ef}} \approx 2I \quad (2.100)$$

na qual $\gamma_{pol}=0.5$ para campos ópticos totalmente desalinhados e $\gamma_{pol}=1$ para polarizações alinhadas (tal como em uma fibra birrefringente).

Utilizando os valores típicos para fibras usadas em sistemas de comunicações ópticas operando em $\lambda=1.55\mu m$: $A_{ef}=50\mu m^2$, $L_{ef}=20Km$, $\gamma=0.5$ e $g_b=5 \times 10^{-11} m/W$, podemos estimar uma

potência de limiar de $2mW$. Este baixo limiar de potência torna o efeito Brillouin o principal processo não-linear em fibras ópticas [48].

2.5 DEPLEÇÃO DO CAMPO DE BOMBEIO

No momento em que o Limiar Brillouin é satisfeito, uma grande parte da potência do campo de bombeio é transferida para o campo de Stokes. Para estudar como esta transferência de potência afeta o campo de bombeio é necessário a solução do sistema de equações definido por (2.90) e (2.91). Devido à presença dos termos de absorção óptica αI_S e αI_P , a solução exata é complicada e só pode ser obtida numericamente [52], assim sabendo que $\alpha \approx 10^{-3} m^{-1}$, vamos aproximar o sistema por

$$\frac{\partial I_P}{\partial x} \approx -g_b I_S I_P \quad (2.101)$$

$$\frac{\partial I_S}{\partial x} \approx -g_b I_P I_S \quad (2.102)$$

desta forma, não é complicado mostrar que

$$I_S(x) = I_P(x) + I_{SP0} \quad (2.103)$$

na qual

$$I_{SP0} = I_S(0) - I_P(0) \quad (2.104)$$

Assumindo a seguinte forma para $I_S(x)$

$$I_S(x) = \frac{C_A}{e^{C_B(x)} + C_C} \quad (2.105)$$

na qual $C_A = cte$, $C_D = cte$ e $C_B(x)$ é uma função da posição x , pode-se mostrar que

$$I_S(x) = \frac{b_0 I_{SP0}}{b_0 - e^{-g_b I_{SP0} x}} \quad (2.106)$$

onde b_0 é a medida da eficiência do espalhamento Brillouin, pois corresponde a fração da potência de bombeio transferida para o campo de Stokes.

O termo b_0 é definido como

$$b_0 = \frac{I_S(0)}{I_P(0)} \quad (2.107)$$

e utilizando (2.103) temos que

$$I_P(x) = \frac{I_{SP0} e^{-g_b I_{SP0} x}}{b_0 - e^{-g_b I_{SP0} x}} \quad (2.108)$$

Na figura 2.4 temos a distribuição espacial dos campos ópticos dentro da fibra, normalizados pela potência de entrada do campo de bombeio, obtida para dois valores de $b_{IN}=I_S(L)/I_P(0)$ diferentes. Este gráfico mostra como o espalhamento Brillouin depleta o campo de bombeio ao mesmo tempo que incrementa o campo de Stokes, através do ganho Brillouin. É interessante observar que os campos são contra-propagantes.

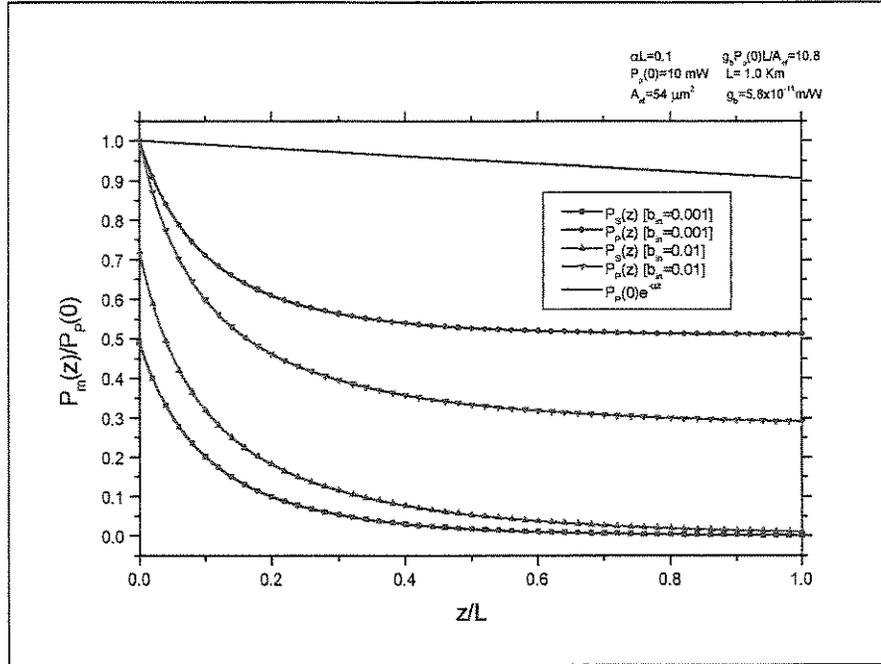


Fig. 2.4: Perfil espacial da potência dos campos de bombeio e de Stokes dentro da fibra óptica, normalizado pela potência de entrada do campo de bombeio.

2.6 SATURAÇÃO DO GANHO DO CAMPO DE STOKES

O ganho do campo de Stokes, consequência do espalhamento Brillouin, pode ser definido como a razão entre as intensidade final $I_S(0)$ e inicial $I_S(L)$, isto é

$$G_S = \frac{I_S(0)}{I_S(L)} \tag{2.109}$$

Podemos utilizar a equação (2.108) para estudar como este ganho varia com relação a razão entre as intensidades acopladas, $I_S(L)$ e $I_P(0)$, isto é, com relação ao parâmetro b_m definido como

$$b_m = \frac{I_S(L)}{I_P(0)} \tag{2.110}$$

Utilizando (2.109) e (2.110) podemos obter a seguinte relação

$$g_b I_P(0) L = -\frac{1}{G_S b_m - 1} \text{Ln}[G_S b_m - G_S(G_S b_m - 1)] \tag{2.111}$$

Com a expressão (2.111) podemos obter um gráfico (figura 2.5) que mostra o comportamento de G_S em função de $g_b I_p(0)L$ para diversas razões de inserção b_m [41]. A principal conclusão sobre este gráfico é a observação de que a saturação do ganho G_S ocorre quando a intensidade de saída do campo de Stokes, $I_S(0)$, alcança valores percentuais pequenos em relação à intensidade de inserção do campo de bombeio, $I_p(0)$, independentemente de se ter um alto valor de $I_S(0)$ ou um longo comprimento de interação, L .

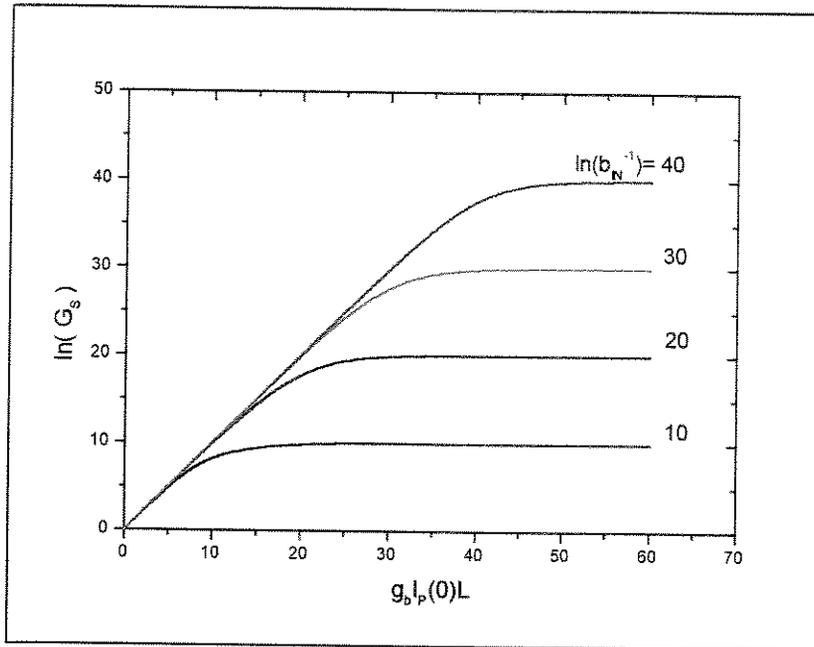


Fig. 2.5: Característica de saturação da amplificação Brillouin.

2.7 DEPENDÊNCIA DO GANHO BRILLOUIN COM A TEMPERATURA E A DEFORMAÇÃO MECÂNICA

Observou-se experimentalmente que o ponto de extremo da distribuição espectral do ganho Brillouin, ω_b , possui uma dependência linear com a temperatura e com a deformação mecânica [1]:

$$\omega_b(T) = \omega_b(T_r) [1 + C_T (T - T_r)] \quad (2.112)$$

$$\omega_b(\varepsilon) = \omega_b(\varepsilon_{DM} = 0) [1 + C_S \varepsilon_{DM}] \quad (2.113)$$

na qual T é a temperatura, ε_{DM} é a deformação mecânica (medida em $\mu\varepsilon$), C_T é o coeficiente de temperatura, C_S é o coeficiente de deformação mecânica e T_r é a temperatura de referência. É importante observar que ω_b é a diferença entre as frequências do campo de bombeio e Stokes na qual o ganho Brillouin é máximo (Figura 2.6). Para $\lambda_p = 1.3 \mu m$ os coeficientes medidos foram $C_T \approx 9.4 \times 10^{-5} K^{-1}$ e $C_S \approx 4.6 \mu\varepsilon^{-1}$. É importante observar que as equações (2.112) e (2.113)

descrevem os efeitos isolados de temperatura e deformação mecânica, assim em uma situação onde estas variáveis agem simultaneamente no meio de interação, a variação em ω_b será consequência destas duas variáveis.

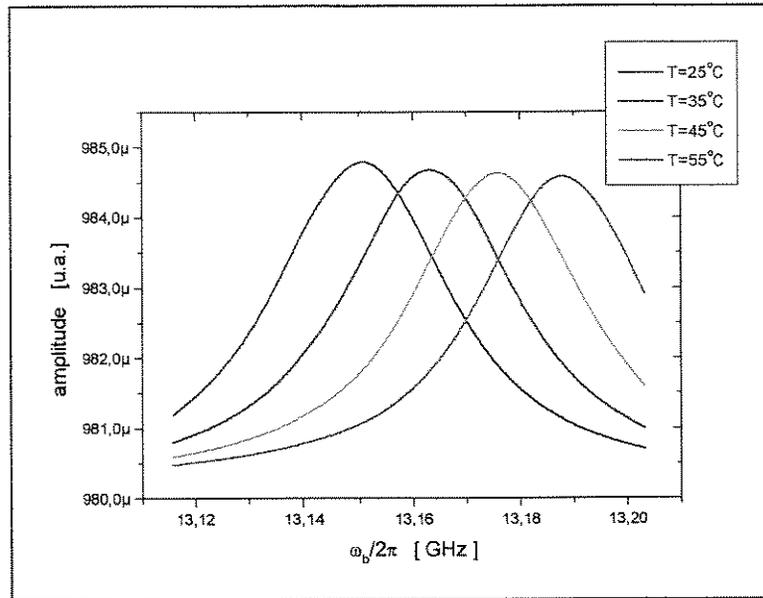


Fig. 2.6: Dependência da posição de máximo do ganho Brillouin com a temperatura ($\lambda_p \sim 1.3 \mu\text{m}$).

A velocidade das ondas acústicas no interior da fibra constitui um parâmetro relacionado com as características físicas da mesma, assim a dependência de ω_b com T e ε_{DM} tem sua origem principal na variação de v_A com estas variáveis, isto porque a dependência do índice de refração da fibra com T e ε_{DM} é muito pequena. A frequência ω_b depende de n e v_A da seguinte forma

$$\omega_b \approx \frac{2nv_A}{c} \omega_p \quad (2.114)$$

na qual ω_p é a frequência angular do campo de bombeio.

Observou-se também que a concentração e o tipo dos dopantes utilizados nos núcleos das fibras ópticas altera a condição de frequência ω_b [53,54]. Algumas discrepâncias nos valores de C_T e C_S podem ser encontradas na literatura, no entanto, estas discrepâncias podem ser explicadas pela deformação mecânica induzida termicamente ou intrínseca da fibra [55]; uma vez que os coeficientes de expansão térmica da camada protetora da fibra e do conjunto núcleo/casca podem possuir valores diferentes acarretando uma deformação mecânica na fibra, causando uma variação adicional em ω_b .

Um outro efeito da presença de dopantes no núcleo da fibra é a excitação de vários modos acústicos, os quais geram múltiplos picos na distribuição do ganho Brillouin [56]. Usualmente o pico principal possui uma amplitude máxima muito maior que a amplitude dos outros picos, além disso, o pico principal é separado cerca de 200MHz dos outros picos de ordem superior. Assim, os modos acústicos não representam dificuldade na análise da distribuição do ganho Brillouin quando o objetivo é observar a dependência de ω_b com a temperatura.

O sensor que propomos opera através da monitoração da condição de frequência ω_b . Desta forma utilizamos uma técnica conhecida por espectroscopia Brillouin, na qual a diferença entre as frequências do campo de bombeio e de Stokes é variada com o objetivo de monitorar o ponto de máximo ou mínimo da distribuição espectral do ganho Brillouin (parâmetro ω_b). Aliada a isto, utilizamos a técnica da reflectometria óptica no domínio do tempo para obter a distribuição do ganho Brillouin ao longo de cada ponto na fibra, tornando possível a medida do perfil espacial de temperatura e/ou de deformação mecânica da fibra óptica. Nos capítulos subseqüentes explicaremos com mais detalhes este processo de medida.

2.8 COMPORTAMENTO DINÂMICO

Para estudar o comportamento dinâmico do Espalhamento Brillouin Estimulado é necessário utilizarmos um conjunto de equações que incluam a característica de propagação dos campos ópticos. Desprezando-se efeitos não lineares, tais como a dispersão de velocidade de grupo (*GVD - Group Velocity Dispersion*), modulação de fase (*SPM - Self Phase Modulation*) e a modulação de fase cruzada (*XPM - Cross Phase Modulation*), e assumindo situações nas quais a variação temporal dos campos não é menor do que

$$T_A = \frac{2\pi}{\alpha_A v_A} = \frac{1}{\Delta v_{gb}} \quad (2.115)$$

onde T_A é a constante de tempo para o amortecimento da onda acústica (em fibras ópticas, $T_A \approx 16\text{ns}$), pode-se mostrar que a dinâmica temporal do espalhamento Brillouin é descrita satisfatoriamente pelo sistema de equações acopladas [48]

$$\frac{\partial I_S}{\partial x} - \frac{n}{c} \frac{\partial I_S}{\partial t} = -g_b I_P I_S + \alpha I_S \quad (2.116)$$

$$\frac{\partial I_P}{\partial x} + \frac{n}{c} \frac{\partial I_P}{\partial t} = -g_b I_P I_S - \alpha I_P \quad (2.117)$$

Para variações temporais menores do que T_A , torna-se necessário incluir a dinâmica temporal da onda acústica, pois nessa situação o ganho Brillouin se torna dependente do

tempo. Além disso, observou-se que nestes casos o valor do ganho Brillouin é extremamente reduzido.

No próximo capítulo utilizaremos o sistema de equações definido por (2.116) e (2.117) para estudar numericamente a proposta do sensor distribuído que estamos analisando nesta tese.

CAPÍTULO 3

SIMULAÇÃO NUMÉRICA

INTRODUÇÃO

Neste capítulo apresentamos o estudo numérico do sistema sensor que estamos propondo. Este estudo é importante tanto para a exemplificação da operação do sistema quanto para uma análise preliminar da performance do mesmo. A utilização de um modelo numérico proporciona uma maior facilidade para o estudo de novas técnicas que possam ser empregadas na implementação do sensor.

Inicialmente desenvolvemos a discretização do sistema de equações diferenciais que utilizamos na simulação numérica. Para garantir a validade matemática das equações discretizadas, demonstramos que estas obedecem aos critérios de convergência, consistência e estabilidade. Na seqüência apresentamos diversas experiências numéricas que exemplificam e permitem a análise de algumas características do sensor além de mostrarem a viabilidade do modelo numérico proposto. As simulações são realizadas com dados experimentais obtidos na literatura disponível sobre sistemas que operam em comprimentos de onda próximos à $1.3\mu m$.

Por fim, é importante ressaltar que as simulações apresentadas não visam substituir resultados experimentais e sim fornecer um conhecimento prévio, baseado na teoria envolvida, capaz de esclarecer e complementar resultados experimentais relativos ao sensor distribuído que estamos estudando.

3.1 DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES PELO MÉTODO DE DIFERENÇAS FINITAS [56]

O comportamento dinâmico das intensidades de dois campos ópticos monocromáticos e contra-propagantes interagindo por meio do efeito Brillouin, pode ser descrito pelo sistema de equações mencionado no capítulo anterior (eqs. 2.116 e 2.117)

$$\frac{\partial I_s(x,t)}{\partial x} - \frac{n}{c} \frac{\partial I_s(x,t)}{\partial t} = -g_b(x)I_p(x,t)I_s(x,t) + \alpha I_s(x,t) \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial I_p(x,t)}{\partial x} + \frac{n}{c} \frac{\partial I_p(x,t)}{\partial t} = -g_b(x)I_p(x,t)I_s(x,t) - \alpha I_p(x,t) \quad (3.2)$$

na qual $I_p(x,t)$ e $I_s(x,t)$ são respectivamente a intensidade do campo de bombeio e do campo de Stokes. Como vimos no capítulo anterior, o ganho Brillouin depende da temperatura e ou da deformação mecânica submetidas ao meio no qual os campos estão se propagando. Isto torna necessário expressar g_b como uma função com dependência espacial.

É importante ressaltar que este sistema de equações assume um forte amortecimento das ondas acústicas, limitando a menor variação temporal dos campos ópticos propagantes na fibra (seção 2.8).

O sistema de equações descrito por (3.1) e (3.2) não possui solução analítica e, em virtude disto, mostra-se necessário a implementação de técnicas numéricas para sua solução. Assim, optamos pelo método das diferenças finitas para resolver numericamente este sistema.

No esquema de diferenças finitas, os operadores diferenciais podem ser aproximados por

$$\frac{\partial f(x,t)}{\partial x} \approx \frac{f(x+\Delta x,t) - f(x,t)}{\Delta x} \text{ ou } \frac{f(x,t) - f(x-\Delta x,t)}{\Delta x} \text{ ou } \frac{f(x+\Delta x,t) - f(x-\Delta x,t)}{2\Delta x} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial f(x,t)}{\partial t} \approx \frac{f(x,t+\Delta t) - f(x,t)}{\Delta t} \text{ ou } \frac{f(x,t) - f(x,t-\Delta t)}{\Delta t} \text{ ou } \frac{f(x,t+\Delta t) - f(x,t-\Delta t)}{2\Delta t} \quad (3.4)$$

na qual $f(x,t)$ é uma função genérica com dependência espacial e temporal, Δx e Δt são respectivamente os intervalos de espaço e tempo discretizados.

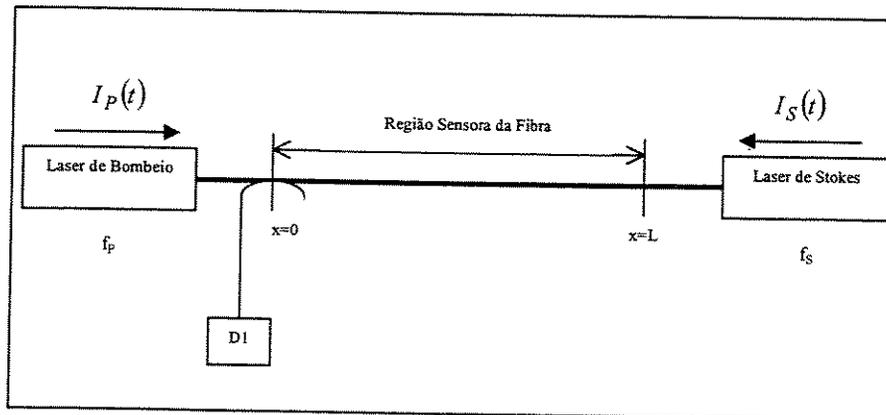


Fig. 3.1: Esquema Básico do Sensor operando no modo de ganho (laser de bombeio pulsado, laser de Stokes contínuo).

A escolha de uma das três formas de aproximação descritas em (3.3) e (3.4) deve ser realizada observando a geometria do problema para o qual a solução do sistema de equações (3.1) e (3.2) deve ser encontrada; além disso, esta escolha é importante para definir as condições de contorno que deverão ser implementadas durante o cálculo numérico.

Neste capítulo estudaremos numericamente a configuração básica do sensor que estamos propondo nesta tese. A figura 3.1 mostra a geometria do nosso problema. Temos duas fontes de laser, uma para o campo de bombeio e outra para o campo de Stokes, uma região sensora de fibra óptica com comprimento L , e um detector que amostra o campo de Stokes em $x=0$. O campo de bombeio é lançado na fibra com frequência óptica igual a f_p e o campo de Stokes com frequência f_s .

A configuração da figura 3.1 é conhecida como a configuração básica da análise Brillouin no domínio do tempo (BOTDA - *Brillouin Optical Domain Analysis*) para medidas distribuídas [1]. Nesta análise numérica, estaremos assumindo que tanto o laser de bombeio quanto o laser de Stokes possuem linhas de emissão com pequena largura espectral. Na configuração básica, um pulso do laser de bombeio é inserido na região sensora em $x=0$ e se propaga pela fibra causando a amplificação do campo de Stokes inserido em $x=L$. O fator de amplificação depende da diferença entre as frequências f_p e f_s e da temperatura e/ou deformação mecânica da fibra no ponto de interação, de forma que o campo de Stokes é portador da informação sobre a distribuição de temperatura e/ou deformação mecânica ao longo da região sensora.

A geometria do nosso sensor apresenta duas condições de contorno para os extremos da região sensora, as quais correspondem ao acoplamento dos campos de bombeio e de Stokes,

$$I_p(x=0,t) = I_p(t) \quad (3.5)$$

$$I_s(x=L,t) = I_s(t) \quad (3.6)$$

as quais devem ser satisfeitas durante o cálculo numérico que iremos realizar. Assim, definimos os seguintes esquemas de discretização espacial

$$\left. \frac{\partial I_p(x,t)}{\partial x} \right|_{x>0} = \frac{I_p(x,t) - I_p(x - \Delta x, t)}{\Delta x} \quad (3.7)$$

$$\left. \frac{\partial I_p(x,t)}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{I_p(x=0,t) - I_p(t)}{\Delta x} \quad (3.8)$$

$$\left. \frac{\partial I_s(x,t)}{\partial x} \right|_{x<L} = \frac{I_s(x + \Delta x, t) - I_s(x, t)}{\Delta x} \quad (3.9)$$

$$\left. \frac{\partial I_s(x,t)}{\partial x} \right|_{x=L} = \frac{I_s(t) - I_s(x, t)}{\Delta x} \quad (3.10)$$

é interessante observar que

$$\left. \frac{\partial I_p(x,t)}{\partial x} \right|_{x=L} = \frac{I_p(L,t) - I_p(L - \Delta x, t)}{\Delta x} \quad (3.11)$$

$$\left. \frac{\partial I_s(x,t)}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{I_s(\Delta x, t) - I_s(0, t)}{\Delta x} \quad (3.12)$$

ou seja, o esquema de discretização espacial proposto é capaz de calcular os diferenciais com relação à x em todo o comprimento da região sensora.

A discretização temporal será realizada com o seguinte esquema

$$\left. \frac{\partial I_P(x,t)}{\partial t} \right|_{t>0} = \frac{I_P(x,t+\Delta t) - I_P(x,t)}{\Delta t} \quad (3.13)$$

$$\left. \frac{\partial I_S(x,t)}{\partial t} \right|_{t>0} = \frac{I_S(x,t+\Delta t) - I_S(x,t)}{\Delta t} \quad (3.14)$$

torna-se necessário definir a condição de contorno para $t=0$, isto é

$$\left. \frac{\partial I_P(x,t)}{\partial t} \right|_{t=0} = \frac{I_P(x,\Delta t) - I_P(x,t=0)}{\Delta t} \quad (3.15)$$

$$\left. \frac{\partial I_S(x,t)}{\partial t} \right|_{t=0} = \frac{I_S(x,\Delta t) - I_S(x,t=0)}{\Delta t} \quad (3.16)$$

Utilizando o sistema de equações, definido por (3.1) e (3.2), em conjunto com as relações discretizadas, podemos mostrar que

$$I_P(x,t+\Delta t)_{x>0} = I_P(x,t) \left\{ 1 - \frac{c}{n} \Delta t \left[g_b(x) I_S(x,t) + \alpha + \frac{1}{\Delta x} \right] \right\} + \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} I_P(x-\Delta x,t) \quad (3.19)$$

$$I_S(x,t+\Delta t)_{x<L} = I_S(x,t) \left\{ 1 + \frac{c}{n} \Delta t \left[g_b(x) I_P(x,t) - \alpha - \frac{1}{\Delta x} \right] \right\} + \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} I_S(x+\Delta x,t) \quad (3.20)$$

Nos extremos da fibra ($x=0$ e $x=L$) teremos que

$$I_P(0,t+\Delta t) = I_P(0,t) \left\{ 1 - \frac{c}{n} \Delta t \left[g_b(0) I_S(0,t) + \alpha + \frac{1}{\Delta x} \right] \right\} + \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} I_P(t) \quad (3.21)$$

$$I_S(L,t+\Delta t) = I_S(L,t) \left\{ 1 + \frac{c}{n} \Delta t \left[g_b(L) I_P(L,t) - \alpha - \frac{1}{\Delta x} \right] \right\} + \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} I_S(t) \quad (3.22)$$

Com estas relações discretizadas é possível implementar um algoritmo de cálculo numérico que resolve o sistema de equações diferenciais parciais definido por (3.1) e (3.2). Uma observação importante para as relações de diferença (3.21) e (3.22) é o fato delas não englobarem o modelamento da reflexão dos campos ópticos nas extremidades da fibra óptica, pois as condições de contorno utilizadas consideram a continuidade da propagação dos campos nas extremidades, diminuindo a complexidade do modelamento dos campos refletidos.

Antes de iniciarmos os estudos numéricos, é necessário verificarmos se a utilização das equações (3.19) e (3.20) atendem aos critérios de convergência, consistência e estabilidade, parâmetros fundamentais para a validação dos resultados numéricos a serem obtidos.

3.2 TESTE DE CONVERGÊNCIA PARA AS EQUAÇÕES DE DIFERENÇA [56]

O estudo da convergência do esquema de diferenças finitas para a solução de uma equação diferencial parcial consiste em encontrar a condição na qual a diferença entre as

soluções teórica e numérica em um ponto fixo (x, t) tende a zero de maneira uniforme quando a grade de discretização é refinada $(\Delta x, \Delta t \rightarrow 0)$. Isto é

$$\lim_{\Delta x, \Delta t \rightarrow 0} [s(x, t) - S(x, t)] = 0 \quad (3.23)$$

onde $s(x, t)$ é a solução teórica e $S(x, t)$ é a solução numérica da equação parcial analisada.

Assumindo que $x = m\Delta x$ e $t = j\Delta t$, onde m e j são inteiros positivos, teremos que

$$\begin{aligned} I_{P,S}(x, t + \Delta t) &\equiv I_{P,S_m}^{j+1} \\ I_{P,S}(x + \Delta x, t) &\equiv I_{P,S_{m+1}}^j \\ I_{P,S}(x - \Delta x, t) &\equiv I_{P,S_{m-1}}^j \end{aligned} \quad (3.24)$$

Podemos reescrever (3.19) e (3.20) como

$$I_{P_m}^{j+1} = I_{P_m}^j \left\{ 1 - \frac{c}{n} \Delta t \left[g_{bm} I_{S_m}^j + \alpha + \frac{1}{\Delta x} \right] \right\} + \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} I_{P_{m-1}}^j \quad (3.25)$$

$$I_{S_m}^{j+1} = I_{S_m}^j \left\{ 1 + \frac{c}{n} \Delta t \left[g_{bm} I_{P_m}^j - \alpha - \frac{1}{\Delta x} \right] \right\} + \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} I_{S_{m+1}}^j \quad (3.26)$$

É possível expressar as soluções teóricas de I_P e I_S através de séries de Taylor, assim,

$$i_{P_m}^{j+1} = i_{P_m}^j + \Delta t \left(\frac{\partial i_P}{\partial t} \right)_m^j + \frac{1}{2} \Delta t^2 \left(\frac{\partial^2 i_P}{\partial t^2} \right)_m^j + \dots \quad (3.27)$$

$$i_{P_{m-1}}^j = i_{P_m}^j - \Delta x \left(\frac{\partial i_P}{\partial x} \right)_m^j + \frac{1}{2} \Delta x^2 \left(\frac{\partial^2 i_P}{\partial x^2} \right)_m^j + \dots \quad (3.28)$$

$$i_{S_m}^{j+1} = i_{S_m}^j + \Delta t \left(\frac{\partial i_S}{\partial t} \right)_m^j + \frac{1}{2} \Delta t^2 \left(\frac{\partial^2 i_S}{\partial t^2} \right)_m^j + \dots \quad (3.29)$$

$$i_{S_{m+1}}^j = i_{S_m}^j + \Delta x \left(\frac{\partial i_S}{\partial x} \right)_m^j + \frac{1}{2} \Delta x^2 \left(\frac{\partial^2 i_S}{\partial x^2} \right)_m^j + \dots \quad (3.30)$$

Uma vez que as equações acima representam a solução teórica para I_S e I_P , podemos avaliar o erro nas fórmula de diferença que iremos utilizar. Assim substituindo as expressões acima em (3.25) e (3.26) temos

$$\begin{aligned} i_{P_m}^{j+1} - i_{P_m}^j \left\{ 1 - \frac{c}{n} \Delta t \left[g_{bm} i_{S_m}^j + \alpha + \frac{1}{\Delta x} \right] \right\} - \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} i_{P_{m-1}}^j &\approx \\ \approx i_{P_m}^j \left(\frac{c}{n} \Delta t \right) \left[g_{bm} i_{S_m}^j + \alpha \right] + \Delta t \left[\left(\frac{\partial i_P}{\partial t} \right)_m^j + \frac{c}{n} \left(\frac{\partial i_P}{\partial x} \right)_m^j \right] + \frac{1}{2} \left[\Delta t^2 \left(\frac{\partial^2 i_P}{\partial t^2} \right)_m^j - \frac{c}{n} \Delta t \Delta x \left(\frac{\partial^2 i_P}{\partial x^2} \right)_m^j \right] \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$\begin{aligned}
i_{S_m}^{j+1} - i_{S_m}^j & \left\{ 1 + \frac{c}{n} \Delta t \left[g_{b_m} i_{P_m}^j - \alpha - \frac{1}{\Delta x} \right] \right\} - \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} i_{S_{m+1}}^j \approx \\
& \approx i_{S_m}^j \left(\frac{c}{n} \Delta t \right) \left[g_{b_m} i_{P_m}^j - \alpha \right] + \Delta t \left[\left(\frac{\partial i_S}{\partial t} \right)_m^j - \frac{c}{n} \left(\frac{\partial i_S}{\partial x} \right)_m^j \right] + \frac{1}{2} \left[\Delta t^2 \left(\frac{\partial^2 i_S}{\partial t^2} \right)_m^j - \frac{c}{n} \Delta t \Delta x \left(\frac{\partial^2 i_S}{\partial x^2} \right)_m^j \right] \quad (3.32)
\end{aligned}$$

nas quais os termos de ordem maior que 2 foram desprezados.

Utilizando (3.1) e (3.2) é fácil observar que

$$\left(\frac{\partial i_P}{\partial t} \right)_m^j + \frac{c}{n} \left(\frac{\partial i_P}{\partial x} \right)_m^j = -\frac{c}{n} \left[i_{P_m}^j \left(g_{b_m} i_{S_m}^j + \alpha \right) \right] \quad (3.33)$$

$$\left(\frac{\partial i_S}{\partial t} \right)_m^j - \frac{c}{n} \left(\frac{\partial i_S}{\partial x} \right)_m^j = -\frac{c}{n} \left[i_{S_m}^j \left(g_{b_m} i_{P_m}^j - \alpha \right) \right] \quad (3.34)$$

Desta forma teremos que

$$i_{P_m}^{j+1} - i_{P_m}^j \left\{ 1 - \frac{c}{n} \Delta t \left[g_{b_m} i_{S_m}^j + \alpha + \frac{1}{\Delta x} \right] \right\} - \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} i_{P_{m-1}}^j \approx \frac{1}{2} \left[\Delta t^2 \left(\frac{\partial^2 i_P}{\partial t^2} \right)_m^j - \frac{c}{n} \Delta t \Delta x \left(\frac{\partial^2 i_P}{\partial x^2} \right)_m^j \right] \quad (3.35)$$

$$i_{S_m}^{j+1} - i_{S_m}^j \left\{ 1 + \frac{c}{n} \Delta t \left[g_{b_m} i_{P_m}^j - \alpha - \frac{1}{\Delta x} \right] \right\} - \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} i_{S_{m+1}}^j \approx \frac{1}{2} \left[\Delta t^2 \left(\frac{\partial^2 i_S}{\partial t^2} \right)_m^j - \frac{c}{n} \Delta t \Delta x \left(\frac{\partial^2 i_S}{\partial x^2} \right)_m^j \right] \quad (3.36)$$

Estes resultados mostram que os erros de truncagem das equações de diferença (3.25) e (3.26) tendem a zero quando $\Delta x, \Delta t \rightarrow 0$.

Os erros de truncagem nos permitem analisar a consistência das equações de diferença (3.25) e (3.26), isto é, se estas equações convergem para as equações diferenciais (3.1) e (3.2) quando a grade de discretização, Δx e Δt , tende para zero. Uma aproximação por diferenças é consistente quando

$$\lim_{\Delta t, \Delta x \rightarrow 0} \frac{\text{Erro de Truncagem}}{\Delta t} = 0 \quad (3.37)$$

Analisando-se as expressões ao lado direito do sinal de igual para (3.35) e (3.36), é fácil observar que esta condição é satisfeita.

Para mostrarmos que a condição (3.23) é satisfeita, isto é, que as equações de diferença (3.25) e (3.26) são convergentes, é útil assumir que Δt e Δx não tendem a zero independentemente, mas de acordo com uma relação do tipo

$$\Delta t = r \Delta x^a \text{ onde } a > 1 \text{ e } r = cte \quad (3.38)$$

Podemos definir a diferença entre as soluções teórica e numérica, s e S respectivamente, para o problema em questão como sendo uma função tal que:

$$Z_m^j = s_m^j - S_m^j \quad (3.39)$$

Utilizando esta função podemos reescrever (3.25) e (3.26) como

$$Z_{P_m}^{j+1} = Z_{P_m}^j \left\{ 1 - \frac{c}{n} \Delta t \left[g_{b_m} I_{S_m}^j + \alpha + \frac{I}{\Delta x} \right] \right\} + \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} Z_{P_{m-1}}^j + Erro_P \quad (3.40)$$

$$Z_{S_m}^{j+1} = Z_{S_m}^j \left\{ 1 + \frac{c}{n} \Delta t \left[g_{b_m} I_{P_m}^j - \alpha - \frac{I}{\Delta x} \right] \right\} + \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} Z_{S_{m+1}}^j + Erro_S \quad (3.41)$$

onde $Erro_P$ e $Erro_S$ correspondem aos erros de truncagem, definidos por

$$Erro_P = \frac{1}{2} \left[\Delta t^2 \left(\frac{\partial^2 i_P}{\partial t^2} \right)_m^j - \frac{c}{n} \Delta t \Delta x \left(\frac{\partial^2 i_P}{\partial x^2} \right)_m^j \right] \quad (3.42)$$

$$Erro_S = \frac{1}{2} \left[\Delta t^2 \left(\frac{\partial^2 i_S}{\partial t^2} \right)_m^j - \frac{c}{n} \Delta t \Delta x \left(\frac{\partial^2 i_S}{\partial x^2} \right)_m^j \right] \quad (3.43)$$

Observando a relação (3.38) é fácil verificar que

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} Z_{P_m}^{j+1} = Z_{P_m}^j + Erro_P \quad (3.44)$$

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} Z_{S_m}^{j+1} = Z_{S_m}^j + Erro_S \quad (3.45)$$

Impondo a mesma condição inicial para as equações de diferença e as equações diferenciais em todos os pontos definidos pelo índice espacial m , teremos

$$Z_{S_m}^{j=0} = 0 \text{ e } Z_{P_m}^{j=0} = 0 \text{ para } \forall m \geq 0 \quad (3.46)$$

Neste caso

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} Z_{P_m}^1 = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} Erro_P = 0 \quad (3.47)$$

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} Z_{S_m}^1 = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} Erro_S = 0 \quad (3.48)$$

Não é difícil constatar que no limite $\Delta x \rightarrow 0$, observando-se a condição inicial definida em (3.46), deveremos ter que $Z_{P_m}^{j+1} = 0$ e que $Z_{S_m}^{j+1} = 0$ para qualquer $j \geq 0$, satisfazendo então o critério de convergência estipulado em (3.23).

3.3 CRITÉRIOS DE ESTABILIDADE PARA AS EQUAÇÕES DE DIFERENÇA [56]

A análise de estabilidade para as equações de diferença utilizadas tem por objetivo verificar se a diferença entre a solução numérica e a solução teórica das equações diferenciais parciais se mantém limitada conforme $t \rightarrow \infty$ para $x = cte$.

Utilizaremos o método de Von Neumann para analisar os critérios de estabilidade para as equações de diferença já definidas. Nesse método, a diferença entre as soluções teórica e numérica, $Z_m^j = s_m^j - S_m^j$, é considerada uma função do tipo

$$\begin{aligned} Z_m^j &= e^{aj\Delta t} e^{i\beta m\Delta x} = \xi^j e^{i\beta m\Delta x} \\ \xi &= e^{a\Delta t} \end{aligned} \quad (3.49)$$

onde a primeira exponencial caracteriza um termo de amortecimento e a segunda exponencial caracteriza um termo oscilante.

O método de Von Neumann consiste em se analisar os critérios que devem ser impostos para as equações de diferença a fim de que a condição $|e^{a\Delta t}| \leq 1$ seja satisfeita.

Podemos escrever as equações de erro como

$$Z_{P_m}^{j+1} = Z_{P_m}^j \left\{ 1 - \frac{c}{n} \Delta t \left[g_{b_m} I_{S_m}^j + \alpha + \frac{I}{\Delta x} \right] \right\} + \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} Z_{P_m-1}^j \quad (3.50)$$

$$Z_{S_m}^{j+1} = Z_{S_m}^j \left\{ 1 + \frac{c}{n} \Delta t \left[g_{b_m} I_{P_m}^j - \alpha - \frac{I}{\Delta x} \right] \right\} + \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} Z_{P_m+1}^j \quad (3.51)$$

Utilizando-se a função erro definida em (3.49) pode-se mostrar que

$$\xi = \left\{ 1 - \frac{c}{n} \Delta t \left[g_{b_m} I_{S_m}^j + \alpha + \frac{I}{\Delta x} \right] \right\} + \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} e^{-i\beta\Delta x} \quad (3.52)$$

$$\xi = \left\{ 1 + \frac{c}{n} \Delta t \left[g_{b_m} I_{P_m}^j - \alpha - \frac{I}{\Delta x} \right] \right\} + \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} e^{+i\beta\Delta x} \quad (3.53)$$

Para que a condição de Von Neumann seja satisfeita devemos impor

$$|\gamma_A| + |\gamma_C e^{-i\beta\Delta x}| \leq 1 \Rightarrow |\gamma_A + \gamma_C e^{-i\beta\Delta x}| \leq 1 \quad (3.54)$$

$$|\gamma_B| + |\gamma_C e^{-i\beta\Delta x}| \leq 1 \Rightarrow |\gamma_B + \gamma_C e^{+i\beta\Delta x}| \leq 1 \quad (3.55)$$

onde

$$\begin{aligned} \gamma_A &= 1 - \frac{c}{n} \Delta t \left[g_{b_m} I_{S_m}^j + \alpha + \frac{I}{\Delta x} \right] \\ \gamma_B &= 1 + \frac{c}{n} \Delta t \left[g_{b_m} I_{P_m}^j - \alpha - \frac{I}{\Delta x} \right] \\ \gamma_C &= \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} \end{aligned} \quad (3.56)$$

Como $\gamma_C \geq 0$ e $|e^{-i\beta\Delta x}| = 1$ temos que

$$|\gamma_A| + \gamma_C \leq 1 \Rightarrow 1 - \gamma_C \geq |\gamma_A| \geq 0 \Rightarrow 1 - \gamma_C \geq 0 \quad (3.57)$$

$$|\gamma_B| + \gamma_C \leq 1 \Rightarrow 1 - \gamma_C \geq |\gamma_B| \geq 0 \Rightarrow 1 - \gamma_C \geq 0 \quad (3.58)$$

Podemos concluir inicialmente que

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} \geq \frac{c}{n} \quad (3.59)$$

Supondo que

$$\gamma_C = 1 \Rightarrow \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{c}{n} \quad (3.60)$$

Conclui-se em conjunto com (3.57) e (3.58) que

$$|\gamma_A| \leq 0 \Rightarrow |\gamma_A| = 0 \quad (3.61)$$

$$|\gamma_B| \leq 0 \Rightarrow |\gamma_B| = 0 \quad (3.62)$$

Nesta situação deveremos impor, utilizando (3.60) em conjunto com (3.56), a seguinte condição

$$|\Delta x (g_{b_m} I_{S_m}^j + \alpha)| = 0 \quad (3.63)$$

$$|\Delta x (g_{b_m} I_{P_m}^j - \alpha)| = 0 \quad (3.64)$$

Estas duas condições são satisfeitas no limite $\Delta x \rightarrow 0$, a instabilidade numérica do método utilizado tende a reduzir conforme nos aproximamos deste limite. É importante observar que embora o método empregado seja instável, isto é, a solução numérica oscila em torno de um valor médio que no limite $\Delta x \rightarrow 0$ é a solução teórica do problema analisado (observar que a convergência também é satisfeita neste limite). Verificou-se numericamente que esta instabilidade não afeta significativamente a solução obtida com o auxílio das equações de diferença (3.25) e (3.26).

3.4 CONSIDERAÇÕES INICIAIS SOBRE AS SIMULAÇÕES

Antes de iniciarmos a apresentação dos resultados numéricos, vamos comentar alguns aspectos importantes para uma correta apreciação dos mesmos e para um melhor entendimento do sistema proposto.

As equações de diferença (3.19) e (3.20) constituem as funções base da nossa simulação. É importante observar que estas dependem da função $g_b(x)$, a qual quantifica o módulo do ganho Brillouin nos diversos pontos discretizados da fibra sensora.

Como já foi descrito no capítulo 2, o ganho Brillouin possui uma distribuição lorentziana para a diferença entre as freqüências do campo de Stokes, ω_s , e do campo de Bombeio, ω_p , tal que

$$g_b(\omega_p - \omega_s) = \left(\frac{\Delta\omega_{g_b}}{2} \right)^2 \frac{1}{\left[(\omega_p - \omega_s) - \omega_b \right]^2 + \left(\frac{\Delta\omega_{g_b}}{2} \right)^2} g_b^{max} \quad (3.65)$$

na qual g_b^{max} é o módulo do ganho Brillouin máximo, $\Delta\omega_{g_b}$ é a largura da distribuição e ω_b é o desvio Brillouin de freqüência definido pela relação

$$\omega_b \approx \frac{2nv_A}{c} \omega_p \quad (3.66)$$

na qual v_A é a velocidade das ondas acústicas no meio. Como foi apresentado na seção 2.7, o parâmetro ω_b possui uma dependência linear com a temperatura e a deformação mecânica no local de interação entre os campos ópticos dada pelas equações (2.116) e (2.117)

$$\omega_b(T) = \omega_b(T_r) [1 + C_T (T - T_r)] \quad (3.67)$$

$$\omega_b(\varepsilon_{DM}) = \omega_b(\varepsilon_{DM} = 0) [1 + C_S \varepsilon_{DM}] \quad (3.68)$$

na qual T é a temperatura, ε_{DM} é a deformação mecânica (medida em $\mu\varepsilon$), C_T é o coeficiente de temperatura, C_S é o coeficiente de tensão mecânica e T_r é a temperatura de referência.

Para $\lambda \sim 1.3 \mu\text{m}$ temos que $C_T \sim 9.4 \times 10^{-5} \text{K}^{-1}$, $C_S \sim 4.6 \varepsilon^{-1}$ e $\omega_b(T_r) = \omega_b(\varepsilon_{DM} = 0) \sim 13.15068 \text{GHz}$ [1]. A figura 3.2 apresenta as curvas (3.67) e (3.68) para estes valores, os quais serão utilizados em todas as simulações subseqüentes.

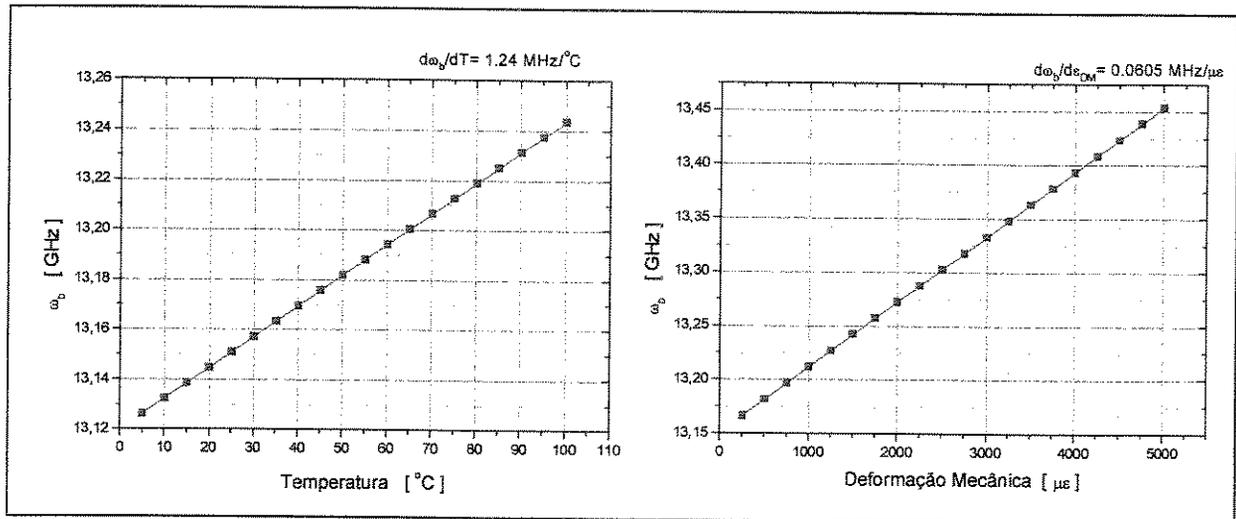


Fig. 3.2: Dependência de ω_b com a temperatura ($d\omega_b/dT=1.24 \text{ MHz/}^\circ\text{C}$) e com a deformação mecânica ($d\omega_b/d\varepsilon=0.0605 \text{ MHz}/\mu\varepsilon$).

Para a simulação do sensor definimos um perfil para a temperatura e/ou deformação mecânica ao longo da fibra, o qual corresponderá a um perfil de ω_b ($\omega_b \rightarrow \omega_b(x)$). Como a diferença ($\omega_p - \omega_s$) é um parâmetro constante durante a simulação, basta calcularmos o valor de $g_b(x)$ em cada ponto tendo em vista a distribuição $\omega_b(x)$.

Esta observação é muito importante, pois permite afirmar que para mostrarmos o princípio de operação do sensor proposto, baseado na variação de ω_b com T e/ou ε_{DM} , podemos nos concentrar em simular apenas uma distribuição de temperatura ou então uma distribuição de deformação mecânica; sendo a única diferença os coeficientes C_T e C_S . No entanto, como veremos mais adiante, estes coeficientes desempenham um papel importante quando analisamos o sensor tendo em vista processos de ruído na detecção dos sinais ópticos.

As seções 3.6 até 3.11, que têm por objetivo introduzir os conceitos básicos de operação do sensor, além de apresentarem uma série de características importantes do mesmo, irão simular apenas distribuições de temperatura (tendo em vista a discussão do parágrafo anterior). As seções seguintes, 3.12 até 3.14, consideram distribuições tanto de temperatura quanto de deformação mecânica ao longo da fibra e discutem singularidades destes casos.

Como veremos mais à frente, a configuração da figura 3.1 corresponde ao chamado modo de ganho, no qual monitora-se o ganho em potência no campo de Stokes devido ao efeito Brillouin. No entanto, o sistema também pode operar através do acompanhamento da perda de potência do campo de bombeio, sendo que a configuração utilizada para simular este modo está apresentada na figura 3.7 onde, como podemos observar, as fontes laser de bombeio e de Stokes estão trocadas. As equações diferenciais (3.1) e (3.2) foram obtidas para uma configuração tal como a da figura 3.1 (modo de ganho, campo de bombeio no sentido crescente de \hat{x}); assim, para que a inversão na posição das fontes de laser produza resultados corretos na simulação do modo de perda (campo de bombeio no sentido decrescente de \hat{x}), devemos inverter o sinal de g_b nestas equações.

O apêndice C apresenta as tabelas contendo os parâmetros utilizados nas experiências numéricas que descreveremos na seqüência.

3.5 SIMULAÇÃO PARA CAMPOS ÓPTICOS CONTÍNUOS

O sistema de equações diferenciais definidos por (3.1) e (3.2) possui solução analítica apenas quando os campos ópticos de entrada não variam com o tempo. Neste caso as diferenciais temporais podem ser desprezadas. Na seção 2.5 encontramos a solução analítica para esta situação assumindo nula a constante de absorção óptica.

Para validar o método numérico que estamos propondo, iremos simular a situação na qual os campos ópticos de Bombeio e de Stokes são contínuos e, então, verificar se as soluções numérica e analítica para o perfil espacial dos campos ópticos são aproximadamente iguais.

A solução analítica é definida pelo seguinte conjunto de equações matemáticas:

$$P_S(x) = \frac{b'_0 P_{SP0}}{b'_0 - e^{-g_b P_{SP0} x}} \quad \text{e} \quad P_P(x) = \frac{P_{SP0} e^{-g_b P_{SP0} x}}{b'_0 - e^{-g_b P_{SP0} x}} \quad (3.69)$$

nas quais

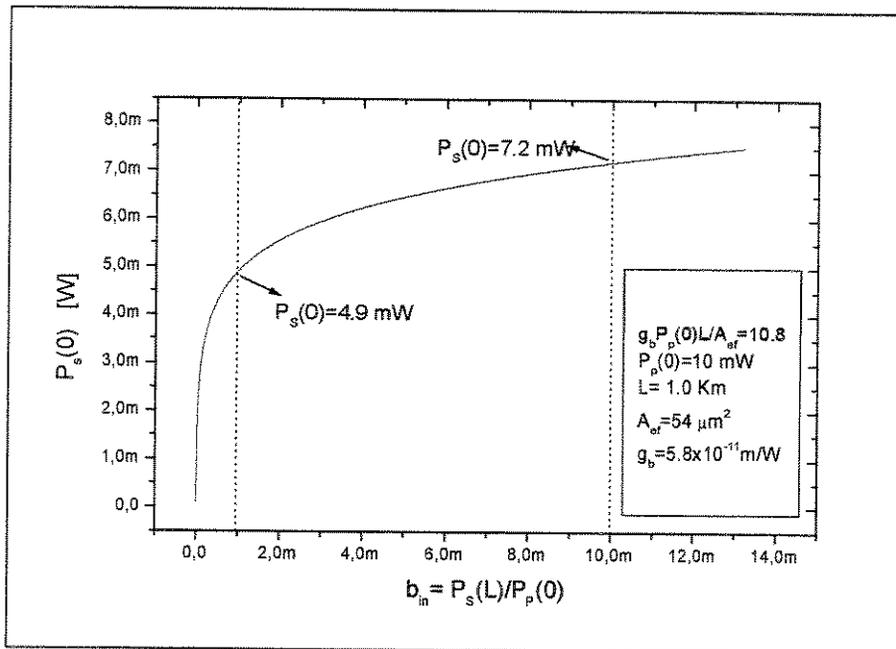
$$b'_0 = \frac{P_S(0)}{P_P(0)} \quad \text{e} \quad P_{SP0} = P_S(0) - P_P(0) \quad (3.70)$$

Para fazermos a comparação entre as soluções, devemos impor as mesmas condições para a simulação e para a solução analítica. Na tabela 3.1 temos os parâmetros utilizados.

g_b [m/W]	5.8×10^{-11}
$P_S(x=L)$ [mW]	0.1mW
$P_P(x=0)$ [mW]	10mW
L [Km]	1Km
A_{ef} [μm^2]	$54 \mu m^2$
$b_m = P_S(L)/P_P(0)$	0.01
α [m^{-1}]	0

Tabela 3.1

Para obtermos a solução analítica devemos conhecer o valor de $P_S(x=0)$ referente ao valor que iremos utilizar para a potência de entrada do campo de Stokes $P_S(x=L)$ [41]. Na figura 3.3 temos um gráfico que relaciona $P_S(x=0)$ com a razão entre as potências de entrada do campo de Stokes e do campo de bombeio, b_m . Através dele podemos observar que $P_S(x=0) = 7.2mW$, para $b_m = 0.01$ e $P_P(x=0) = 10mW$.

Fig. 3.3: Determinação de $P_S(0)$ em função de $P_S(L)$.

A configuração do problema simulado é a mesma do esquema disposto na figura 3.1; a região sensora não esta sujeita a gradientes de temperatura e a diferença entre as freqüências ópticas do campo de bombeio e de Stokes é tal que o ganho Brillouin é máximo com módulo igual àquele definido para a solução analítica. A solução numérica é obtida adotando-se os parâmetros da tabela 3.1. Na tabela 3.2 temos os parâmetros referentes à discretização do problema simulado (t_{tr} =tempo de trânsito da luz na fibra). O tempo total simulado deve ser grande o suficiente para que a solução numérica se estabilize, uma vez que estamos analisando um problema estático.

Δt [ns]	2ns
Δx [m]	0.41m
c [m/s]	3×10^8
n	1.46
Tempo total simulado [μ s]	72.9
$t_{tr}=(n/c)L$ [μ s]	4.86

Tabela 3.2

Na figura 3.4 temos um gráfico que mostra o perfil espacial dos campos ópticos de bombeio e de Stokes obtidos com o auxílio da solução analítica e da simulação numérica. Podemos observar que as duas soluções são praticamente idênticas, permitindo afirmar que o método numérico proposto é capaz de descrever o fenômeno adequadamente.

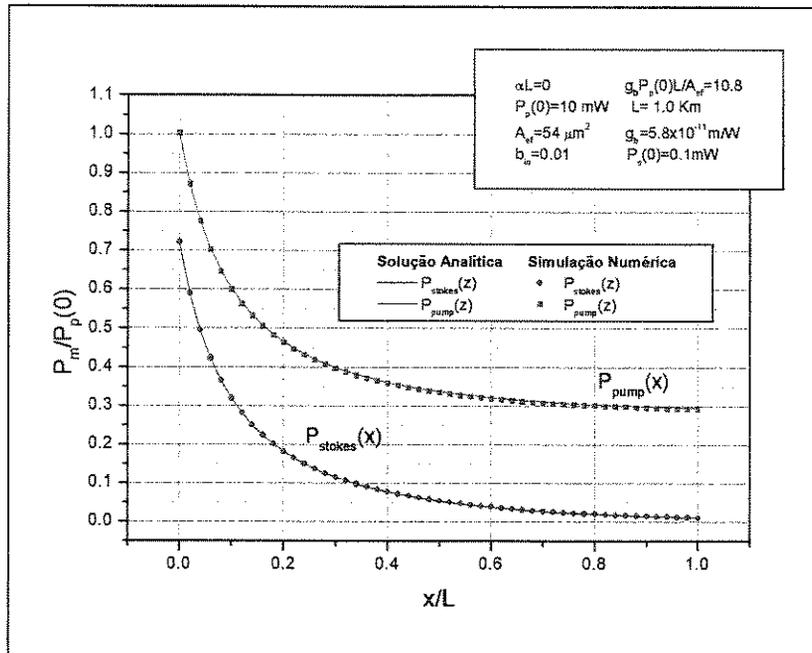


Fig. 3.4: Perfil espacial dos campos de bombeio e de Stokes.

3.6 SIMULAÇÃO PARA CAMPO DE BOMBEIO PULSADO E CAMPO DE STOKES CONTÍNUO SEM GRADIENTE DE TEMPERATURA (MODO DE GANHO)

Neste tópico vamos estudar a solução do modelo numérico para a situação na qual o campo de bombeio é pulsado, o campo de Stokes (campo de sondagem) é contínuo e a fibra óptica não esta sujeita a gradientes de temperatura, $T(x)=cte=25^{\circ}C$. Estamos interessados em mostrar tanto a viabilidade do modelo numérico quanto alguns aspectos úteis para a posterior análise do sensor distribuído proposto. A tabela C.1 apresenta os parâmetros utilizados nesta análise.

Na figura 3.5 temos um gráfico mostrando $P_s(x=0)$, $P_p(x=0)$ e $P_p(x=L)$ em função do tempo. Podemos observar tanto o lançamento do pulso de bombeio, $P_p(x=0)$, quanto a sua chegada na extremidade da fibra em $x=L$, $P_p(x=L)$. O atraso observado no lançamento do pulso

é necessário para que o campo contínuo de Stokes se acomode em todo o comprimento da fibra. O efeito só passa a ocorrer na presença simultânea do campo de bombeio e do campo de Stokes, portanto vamos concentrar nossa análise no período de tempo subsequente ao lançamento do pulso de bombeio ($t > 1.1t_{tr}$).

Podemos observar na figura 3.5 que após o lançamento do pulso de bombeio, $P_S(x=0)$ sofre um incremento gradual de potência até se estabilizar, o tempo para estabilização é igual à largura temporal do pulso.

Devido à natureza contra-propagante dos campos ópticos, o tempo necessário para observarmos, em $P_S(x=0)$, o efeito da saída do pulso de bombeio da fibra sobre o campo de Stokes é o dobro do tempo de trânsito dos campos pela fibra óptica, t_{tr} . Portanto, podemos observar na figura 3.5 que embora o pulso de bombeio saia da fibra em $t = 5.1 \mu s$, o efeito de sua saída só é observado em $P_S(x=0)$ quando $t = 7.4 \mu s$. Este efeito é caracterizado por um decréscimo na potência do campo de Stokes, visto que o pulso de bombeio deixa de estar presente na fibra. O tempo necessário para que este decréscimo se estabilize é igual à largura temporal do pulso de bombeio. Pode-se observar também que devido ao efeito Brillouin, o pulso de bombeio sofre uma forte depleção durante sua propagação pela fibra.

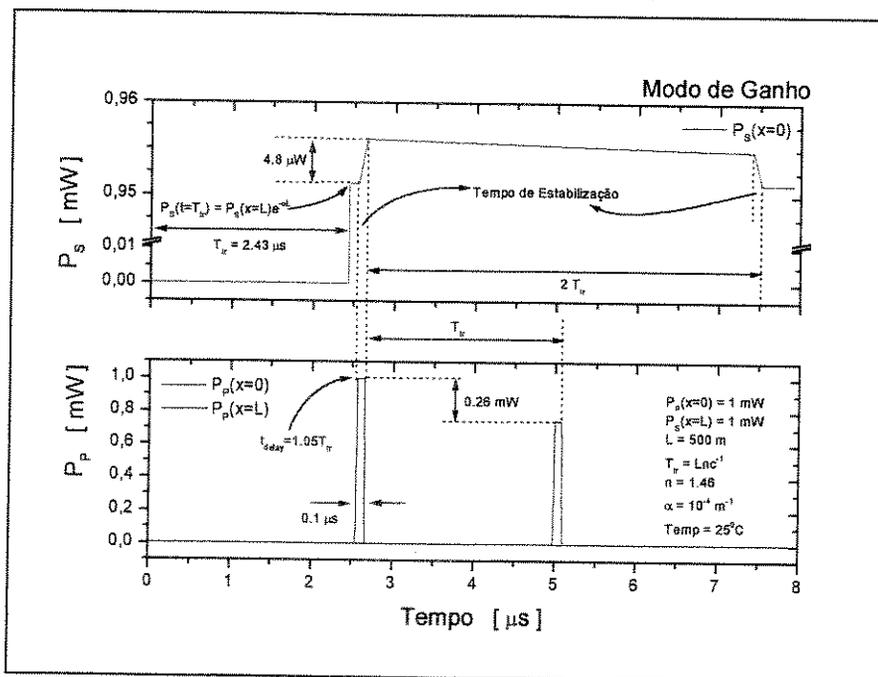


Fig. 3.5: Comportamento simulado para o sistema sensor operando no modo de ganho sem gradiente de temperatura, $(\omega_p - \omega_s) \approx \omega_b$.

Os resultados da figura 3.5 correspondem a uma diferença de frequências na qual a distribuição do ganho Brillouin possui seu máximo, $(\omega_p - \omega_s) \approx \omega_b$. No entanto, variando $(\omega_p - \omega_s)$ estaremos variando o valor do ganho Brillouin sentido pelos campos ópticos. Na

figura 3.6 temos um gráfico obtido para o valor de $P_S(x=0)$ detectado em $t=5\mu s$ como função da diferença entre as frequências dos dois campos ópticos. Esta técnica de varredura espectral é conhecida como espectroscopia Brillouin. A posição do máximo desta distribuição de potência depende da temperatura da fibra no local da interação de acordo com (3.67).

Para determinarmos a posição espacial do local de interação devemos observar primeiro, que o efeito só ocorre na presença dos dois campos ópticos e, segundo, que o campo de bombeio é pulsado e se propaga em direção contrária ao campo de Stokes. Tendo em vista o princípio da reflectometria óptica no domínio do tempo (OTDR) apresentado na seção 1.6, podemos determinar a posição da interação, monitorada por $P_S(x=0)$, tomando como base o tempo decorrido após o lançamento do pulso de bombeio. Por exemplo, a distribuição de potência apresentada na figura 3.6 é referente à $P_S(x=0, t_2=5\mu s)$; como o pulso foi lançado em $t_1=2.67\mu s$, o tempo decorrido entre o lançamento e a detecção será $\Delta t_{IDA+VOLTA}=t_2-t_1=2.33\mu s$. Considerando $n=1.46$ e utilizando a equação (1.3) podemos determinar a posição espacial como sendo $\Delta L=x=239.4m$.

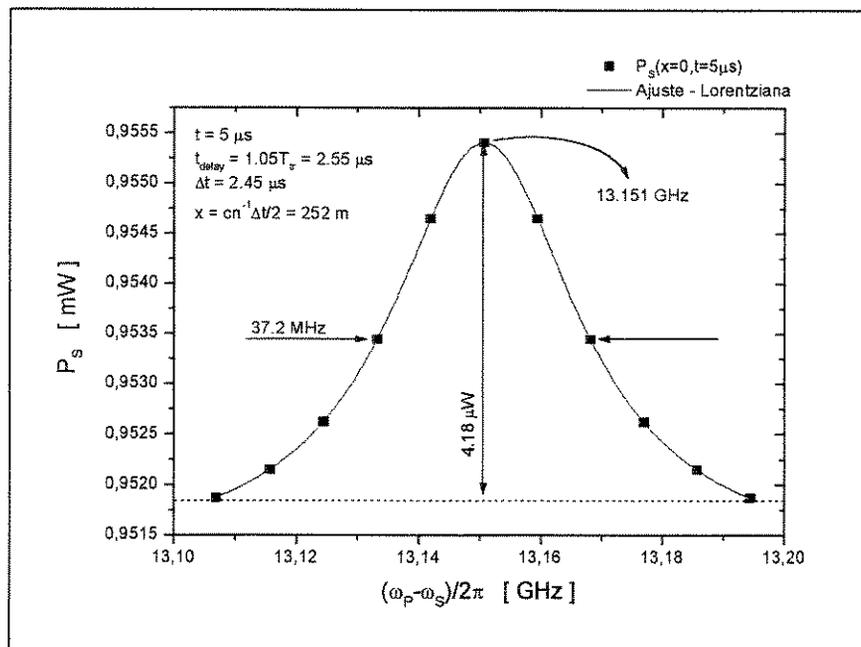


Fig. 3.6: Distribuição do valor de $P_S(x=0)$ em função da variação de $\omega_p - \omega_s$ para $t=5\mu s$ (modo de ganho).

Do ponto de vista do modelo numérico que estamos utilizando, é necessário observarmos a estabilidade da solução obtida. Na figura 3.7 temos um gráfico que mostra uma região ampliada da solução encontrada para $P_S(x=0)$, é fácil observar a reduzida magnitude da instabilidade encontrada nesta solução. Esta constatação é importante pois garante que a solução obtida não é afetada pela instabilidade do método utilizado, conferindo credibilidade aos resultados numéricos.

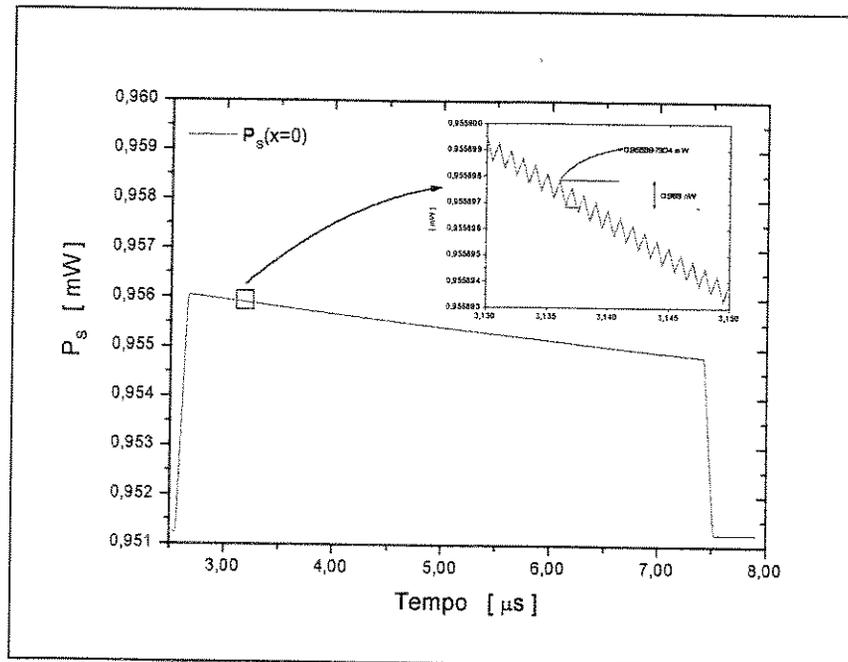


Fig. 3.7: Análise da instabilidade numérica do método de discretização utilizado.

3.7 SIMULAÇÃO PARA CAMPO DE BOMBEIO PULSADO E CAMPO DE STOKES CONTÍNUO SEM GRADIENTE DE TEMPERATURA (MODO DE PERDA)

Neste tópico procuramos mostrar as características da operação do sistema sensor no modo de perda. Os parâmetros utilizados para simulação estão na tabela C.2, a distribuição de temperatura na fibra é tal que $T(x) = cte = 25^{\circ}C$.

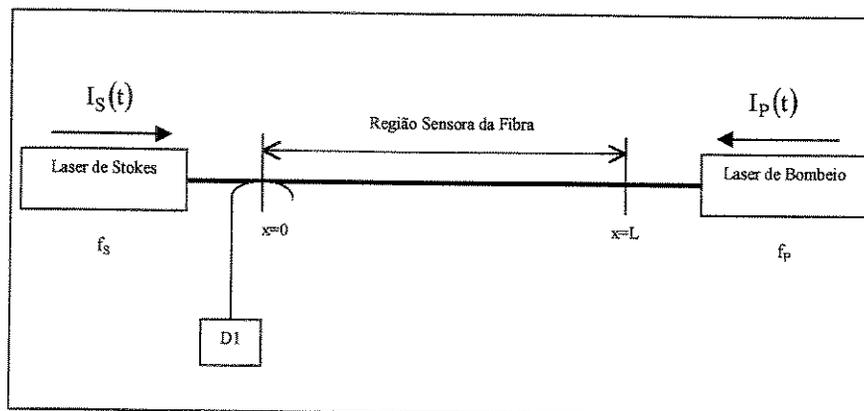


Fig. 3.8: Esquema básico do sensor operando no modo de perda (laser de Stokes pulsado, laser de Bombeio contínuo).

Na figura 3.8 temos um esquema do sistema sensor operando no chamado modo de perda. Nesta configuração o campo de Stokes é pulsado e o campo de bombeio é contínuo (campo de sondagem). Desta forma, o pulso de Stokes sofrerá um acréscimo de potência devido ao efeito Brillouin, enquanto o campo contínuo de bombeio sofrerá um decréscimo.

Na figura 3.9 temos um gráfico mostrando o perfil temporal dos campos ópticos $P_S(x=0)$, $P_S(x=L)$ e $P_P(x=0)$. O atraso observado no lançamento do pulso é necessário para que o campo

contínuo de bombeio se acomode em todo o comprimento da fibra. Podemos observar que o pulso de Stokes sofre um acréscimo de potência enquanto o campo contínuo de bombeio sofre um decréscimo. Os tempos de estabilização da potência de bombeio são iguais à largura temporal do pulso de Stokes.

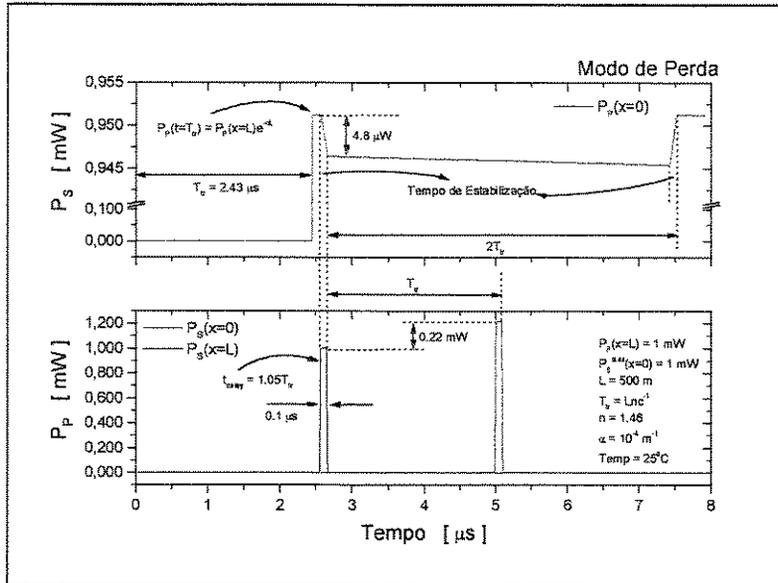


Fig. 3.9: Comportamento simulado para o sistema sensor operando no modo de perda sem gradiente de temperatura, $(\omega_p - \omega_s) \approx \omega_b$.

Neste modo de operação, monitoramos o campo contínuo de bombeio com o objetivo obter a distribuição espectral do ganho Brillouin em cada ponto da fibra. No entanto, a informação de temperatura passa a ser obtida através da posição do mínimo desta distribuição. Na figura 3.10, temos um gráfico da distribuição espectral da potência de bombeio em função da diferença entre as frequências dos dois campos ópticos. Podemos observar que o ponto de mínimo desta distribuição ocorre na mesma condição de frequência obtida para o sistema operando no modo de ganho.

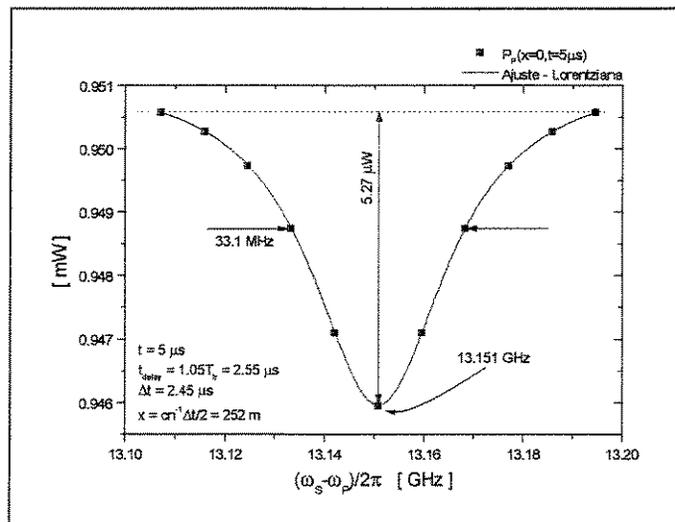


Fig. 3.10: Distribuição do valor de $P_p(x=0)$ em função da variação de $(\omega_p - \omega_s)$ para $t=5 \mu s$ (modo de perda).

3.8 SIMULAÇÃO PARA O PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO DO SENSOR DISTRIBUÍDO DE TEMPERATURA OPERANDO NO MODO DE GANHO

Neste tópico analisaremos o sensor distribuído de temperatura operando no modo de ganho. O esquema que simularemos é o mesmo da figura 3.1. A fibra óptica está submetida a um degrau de temperatura na sua região central, tabela 3.3 ($L=500m$). Nesta situação o campo de Stokes é o campo de sondagem. Nosso objetivo é introduzir o princípio de operação do sensor e destacar as características mais importantes relativas ao seu funcionamento.

Região	I	II	III
Temperatura [°C]	25	35	25
X _{INICIAL} [m]	0	150	350

Tabela 3.3

Antes de iniciarmos a discussão sobre os resultados das simulações é importante estudar de maneira rápida como o sistema deverá se comportar. A posição espectral do máximo para o ganho Brillouin depende da temperatura de acordo com a relação (3.67). Em virtude disto podemos esperar que a espectroscopia Brillouin revele que a posição de máximo do ganho Brillouin é diferente para as regiões da fibra com diferentes temperaturas. Como o ganho Brillouin possui diferentes valores para regiões com diferentes temperaturas, deveremos observar um intervalo de tempo relativo à estabilização da potência do campo de Stokes quando a interação estiver ocorrendo nos limites destas regiões.

A tabela C.3 lista os parâmetros utilizados nesta simulação. Na figura 3.11 temos um gráfico para o comportamento temporal de $P_s(x=0)$ para $(\omega_p - \omega_s) = \omega_b (T = 25^\circ C)$ e $(\omega_p - \omega_s) = \omega_b (T = 35^\circ C)$. Quando a primeira condição é satisfeita, observamos que $P_s(x=0)$ é maximizado nas regiões I e III, de maneira semelhante podemos observar que $P_s(x=0)$ é máximo na região II quando a segunda condição é satisfeita. Outra observação importante é o tempo de estabilização em $P_s(x=0)$ nas regiões de transição de temperatura, este tempo é igual a largura temporal do pulso de bombeio.

Para exemplificar a espectroscopia Brillouin, vamos analisar três locais específicos da fibra, em $x=97$, $x=252$ e $x=457$. Nestes pontos as temperaturas da fibra são respectivamente $25^\circ C$, $35^\circ C$ e $25^\circ C$. Na figura 3.12 temos a variação de $P_s(x=0)$ em função de $(\omega_p - \omega_s)$ para cada uma destas três posições. É fácil observar que a posição de máximo da distribuição de potência é a mesma para os locais nos quais a temperatura é $25^\circ C$; no local em que a temperatura é $35^\circ C$, podemos observar que o máximo da distribuição está deslocado como previsto.

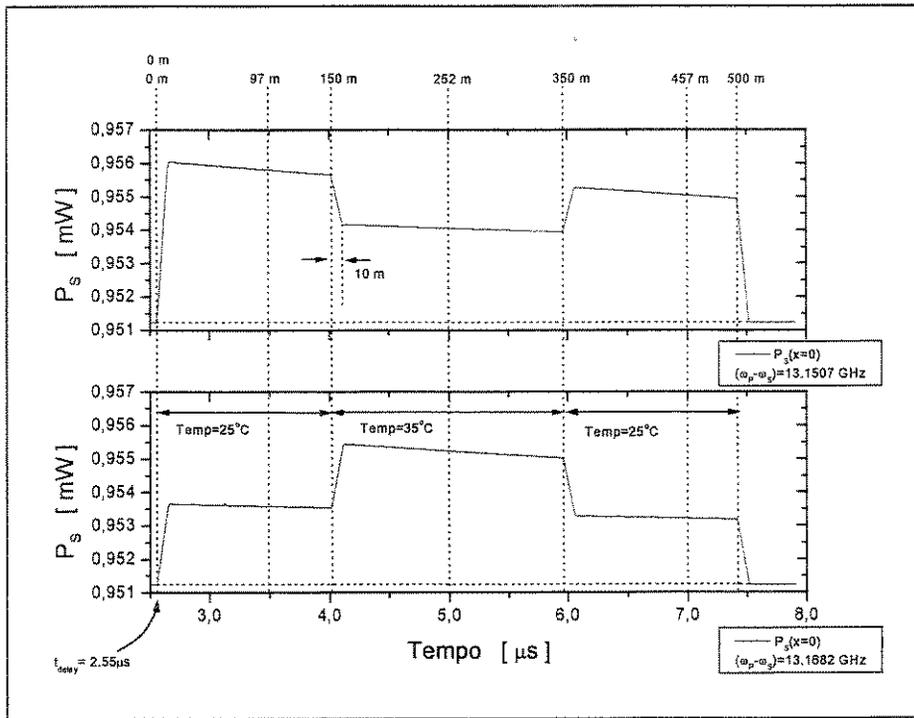


Fig. 3.11: Comportamento de $P_s(x=0, t)$ para o sensor operando no modo de ganho com gradiente de temperatura ao longo da fibra.

O levantamento do perfil de temperatura consiste em obter para cada ponto espacial da fibra o valor de $(\omega_p - \omega_s)$, no qual a distribuição de potência possui seu máximo. Este valor para a diferença entre as frequências dos dois campos ópticos é o chamado desvio Brillouin, $\omega_b(T)$.

Utilizando a equação (3.67) podemos obter uma expressão para determinarmos a temperatura no local analisado

$$T = T_r + \frac{1}{C_T} \left[\frac{\omega_b(T)}{\omega_b(T_r)} - 1 \right] \tag{3.71}$$

Na tabela 3.4 temos uma análise deste processo para as distribuições de potência apresentadas na figura 3.12 ($C_T=9.4 \times 10^{-5} K^{-1}$, $T_r=25^\circ C$ e $\omega_b(T_r)=13.15068 GHz$). Os resultados obtidos mostram a viabilidade do uso da espectroscopia Brillouin como meio de se implementar o sensor distribuído proposto.

x [m]	$(\omega_p - \omega_s) \sim \omega_b$ [GHz]	$T_{simulado}$ [°C]	T_{Medida} [°C]
97	13.15068	25	25.000
252	13.16347	35	35.346
457	13.15007	25	24.506

Tabela 3.4

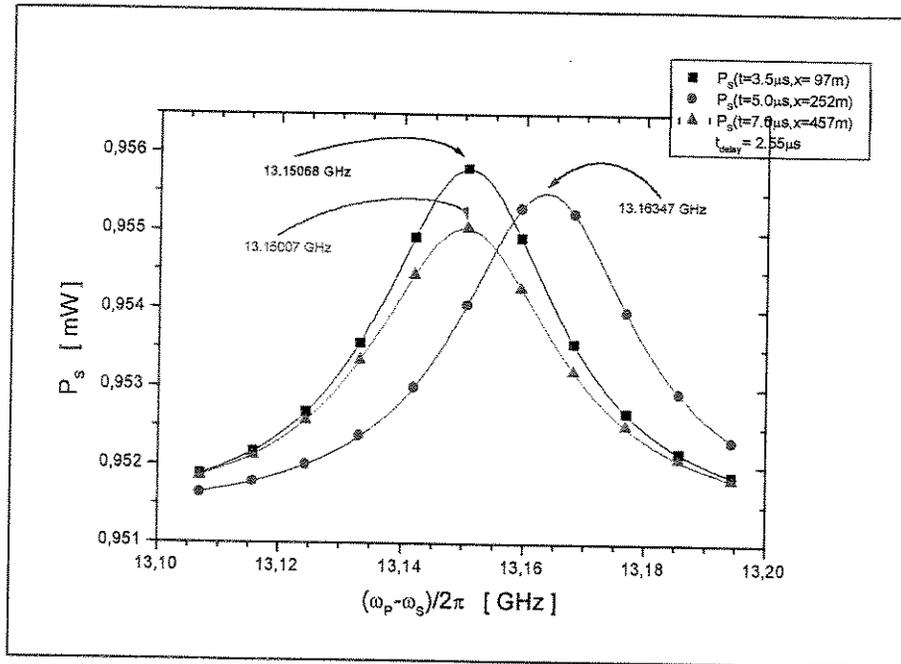


Fig. 3.12: Resultado da espectroscopia Brillouin para três posições diferentes em uma fibra sujeita a diferentes temperaturas (modo de ganho).

Na figura 3.13 apresentamos o resultado deste procedimento para todo o comprimento da fibra óptica juntamente com o perfil de temperatura aplicado na fibra. Duas características são importantes de serem notadas neste gráfico. Primeiramente observa-se que nas regiões de transição de temperatura ($x=150m$ e $x=350m$) a resposta do sistema é atrasada, isto é devido ao tempo de estabilização de $P_S(x=0)$ nestas transições (figura 3.11). Este atraso na resposta define a resolução espacial do nosso sistema, a qual será discutida na seção 3.10.

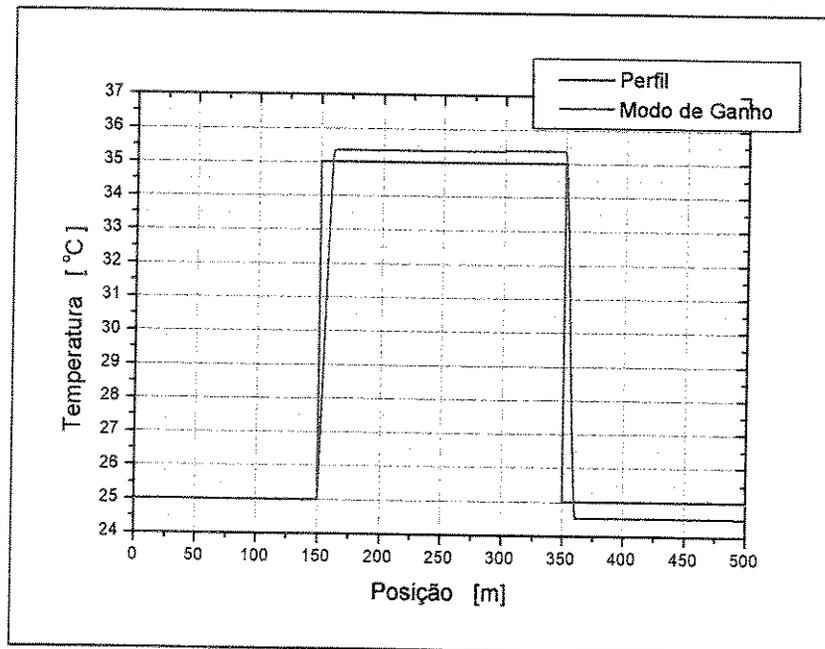


Fig. 3.13: Perfil de Temperatura medido no modo de Ganho através da espectroscopia Brillouin.

Em segundo lugar, podemos observar na figura 3.13 que após à região de transição, o valor medido da temperatura possui um desvio em relação àquele aplicado na fibra. Este desvio é consequência da deformação na forma de distribuição de potências obtidas pela espectroscopia Brillouin. Na seção 3.11 analisaremos o erro sistemático com maiores detalhes.

3.9 SIMULAÇÃO PARA O PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO DO SENSOR DISTRIBUÍDO DE TEMPERATURA OPERANDO NO MODO DE PERDA

Neste tópico analisaremos o funcionamento do sistema sensor operando no modo de perda. O esquema que simularemos está apresentado na figura 3.8. A fibra óptica esta submetida a um degrau de temperatura na sua região central (tabela 3.5, $L=500m$). Nesta situação o campo de bombeio passa a ser o campo de sondagem.

Região	I	II	III
Temperatura [°C]	25	35	25
$x_{INICIAL}$ [m]	0	150	350

Tabela 3.5

A tabela C.4 lista os parâmetros utilizados nesta simulação. Na figura 3.14 temos um gráfico para o comportamento temporal de $P_p(x=0)$ para $(\omega_p - \omega_s) = \omega_b (T = 25^\circ C)$ e $(\omega_p - \omega_s) = \omega_b (T = 35^\circ C)$. Quando a primeira condição é satisfeita, observamos que $P_p(x=0)$ sofre uma depleção nas regiões I e III. Quando a segunda condição é satisfeita, podemos observar que $P_p(x=0)$ é depletado na região II. Outra observação importante é o tempo de estabilização em $P_p(x=0)$ nas regiões de transição de temperatura, este tempo é igual à largura temporal do pulso de Stokes.

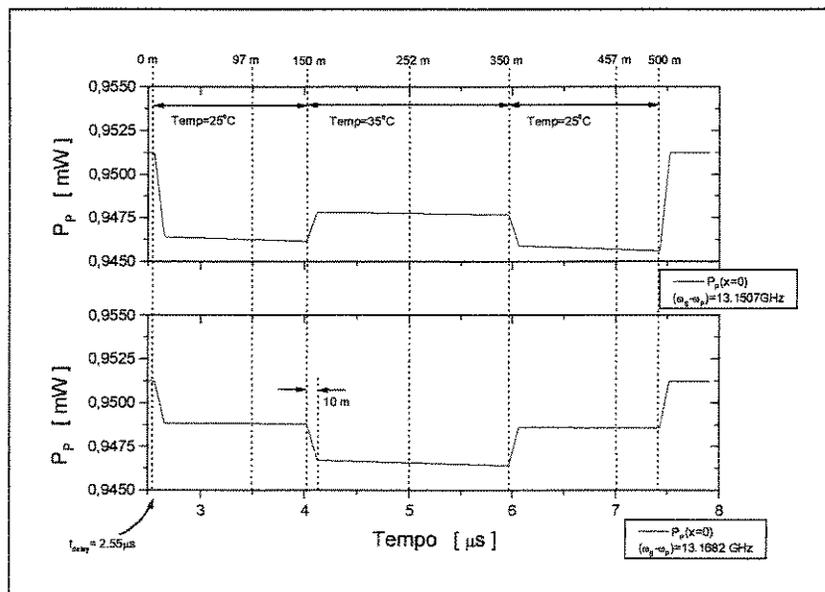


Fig. 3.14: Comportamento de $P_s(x=0, t)$ para o sensor operando no modo de perda com gradiente de temperatura ao longo da fibra.

Com o sensor operando no modo de perda, a informação de temperatura é obtida através da medida de $(\omega_p - \omega_s)$ correspondente ao ponto de mínimo da distribuição de potência resultante da espectroscopia Brillouin.

Na figura 3.15 temos as distribuições de potência obtidas em três diferentes posições na fibra. Podemos observar que o ponto de mínimo destas distribuições depende da temperatura da fibra na posição da medida.

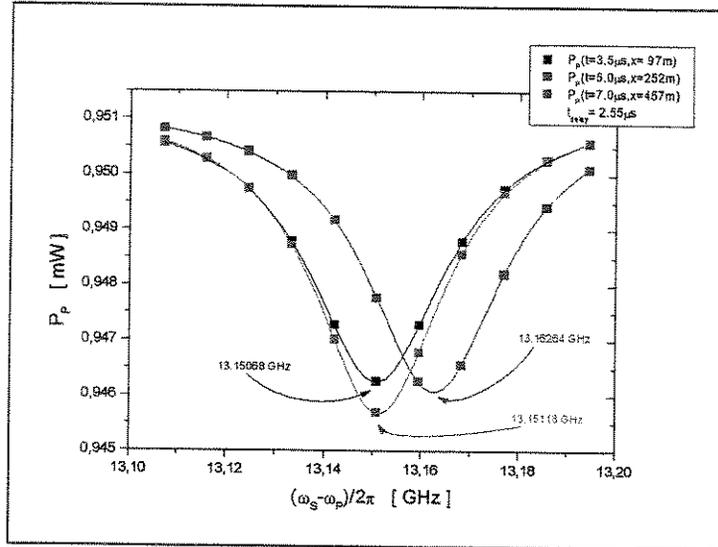


Fig. 3.15: Resultado da espectroscopia Brillouin para três posições diferentes em uma fibra sujeita a diferentes temperaturas (modo de perda).

Na figura 3.16 apresentamos o resultado do procedimento de medida para todo o comprimento da fibra óptica juntamente com o perfil de temperatura aplicado na fibra. Pode-se observar, tal como apresentado para o modo de ganho, que a resposta do sistema nas regiões de transição de temperatura é atrasada e que existe um desvio nas medidas após a primeira região de transição.

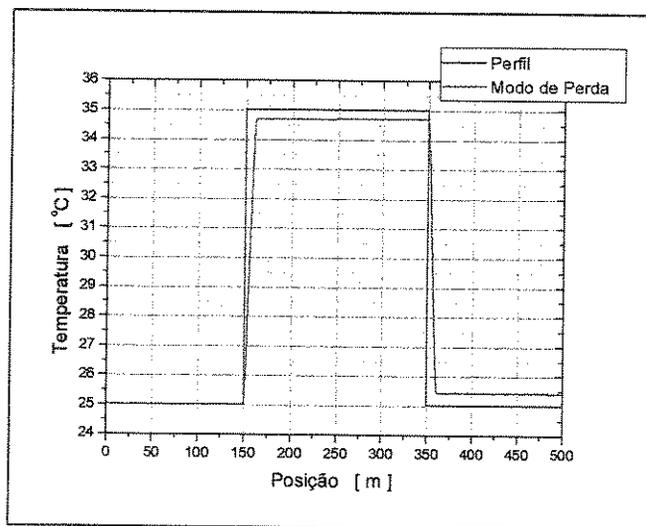


Fig. 3.16: Perfil de Temperatura medido no modo de Perda através da espectroscopia Brillouin.

3.10 ANÁLISE DA RESOLUÇÃO ESPACIAL

A resolução espacial das medidas depende diretamente da largura temporal do pulso de estímulo utilizado [57,58]:

$$\delta L = \frac{c}{2n} \Delta t_{pulso} \quad (3.72)$$

Na qual Δt_{pulso} é a largura do pulso de estímulo e δL é a resolução espacial das medidas. A figura 3.17 apresenta o perfil de temperatura obtido com o sensor operando no modo de ganho para diferentes valores de Δt_{pulso} (parâmetros de simulação na tabela C.5).

A figura 3.18 apresenta o resultado da espectroscopia Brillouin para posições localizadas na primeira região de transição da temperatura ($50 < x < 60$), neste gráfico podemos observar que a posição de máximo do ganho, ω_b , se desloca em função da estabilização da potência do campo óptico contínuo (neste caso o campo de Stokes) quando o pulso de estímulo se propaga pela região de transição.

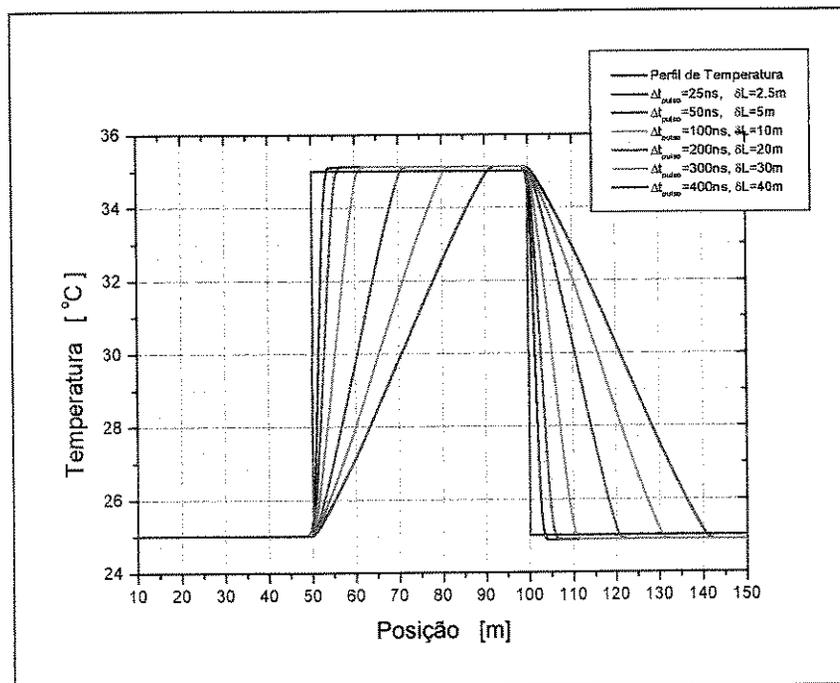


Fig. 3.17: Perfil de temperatura medido para diferentes valores de Δt_{pulso} , ressaltando a variação da resolução espacial.

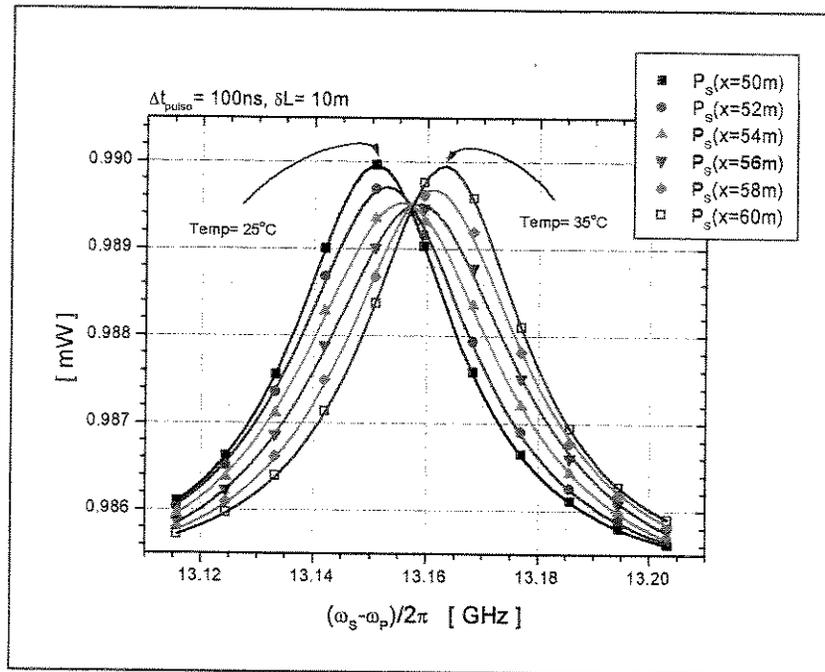


Fig. 3.18: Resultado da espectroscopia Brillouin para posições na fibra situadas dentro da primeira região de transição de temperatura ($50 < x < 60$).

Como podemos observar na figura 3.17, a resolução espacial aumenta com a diminuição da largura do pulso de estímulo. No entanto, a diminuição do valor de Δt_{pulso} acarreta duas conseqüências capazes de limitar a performance do sensor.

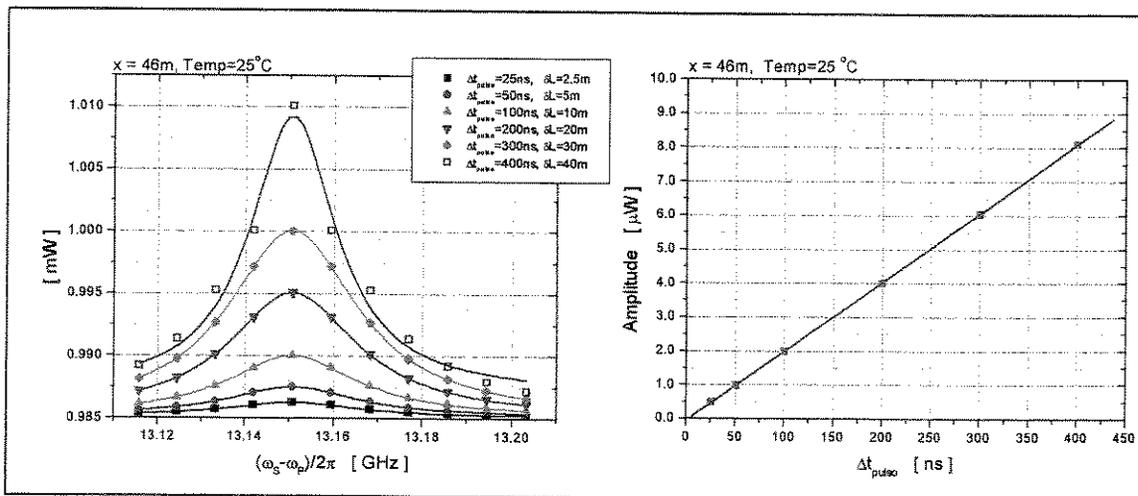


Fig. 3.19: Variação da amplitude do espectro Brillouin com a largura do pulso de estímulo ($P_P^{max}=1mW, P_S=1mW$).

Primeiramente, com menores valores de Δt_{pulso} teremos uma menor eficiência do processo de troca de energia entre o pulso e o campo contínuo. Isto é fácil de perceber quando observamos que um pulso de curta duração carrega menos energia que um pulso de longa duração. Na figura 3.19 temos o resultado obtido pela espectroscopia Brillouin para a variação da largura do pulso de bombeio. Podemos observar que a amplitude dos espectros diminui com Δt_{pulso} . A diminuição na amplitude leva a uma diminuição na razão sinal/ruído da detecção óptica

do campo contínuo (o qual carrega a informação de medida), acarretando uma diminuição na resolução em temperatura/deformação do sensor (seção 3.13).

A segunda consequência na diminuição do valor de Δt_{pulso} não pode ser visualizada tão facilmente quanto a primeira. Segundo Bao, et. al. [59], com a diminuição da largura temporal do pulso de estímulo não podemos mais desprezar a largura espectral do mesmo, $\Delta \nu_{pulso}$, pois esta torna-se comparável a largura espectral do ganho Brillouin $\Delta \nu_{gb}$. Nesta situação a largura resultante do ganho, a ser obtida com a espectroscopia Brillouin, tende a aumentar de forma significativa. O modelo numérico que nós estamos utilizando é incapaz de descrever o efeito da convolução espectral pulso/ganho, cujo modelamento deve ser mais sofisticado, necessitando da inclusão do campo acústico juntamente com os campos eletromagnéticos envolvidos. O alargamento do ganho Brillouin causa uma piora da resolução de temperatura/deformação do sensor, no entanto este é um efeito de ordem menor quando comparado a presença de ruído na detecção do campo de sondagem [60]. Neste sentido, deixamos como sugestão para um trabalho futuro o estudo mais detalhado das consequências na performance do sensor do aumento na largura do ganho Brillouin.

3.11 ANÁLISE DO ERRO SISTEMÁTICO

O erro sistemático de temperatura/deformação é um desvio que ocorre entre o valor medido e o realmente aplicado na fibra. Sua causa esta relacionada com a deformação do pulso de estímulo durante a sua propagação por regiões com diferentes valores do ganho Brillouin, acarretando uma deformação na forma da distribuição de potências obtida com a espectroscopia Brillouin [1].

Na figura 3.20 apresentamos o perfil de temperatura medido para uma situação na qual a potência óptica dos pulsos de estímulo e do campo contínuo são iguais (5mW), $\Delta t_{pulso}=100ns$, $L=150m$ (parâmetros de simulação: tabela C.6). A fibra óptica está submetida a uma distribuição de temperatura dada pela tabela 3.6. Resultados obtidos tanto para o modo de ganho quanto para o modo de perda são apresentados. Pode-se observar os desvios de temperatura apenas nas regiões II e III.

Região	I	II	III
Temperatura [°C]	25	35	25
X _{INICIAL} [m]	0	50	100

Tabela 3.6

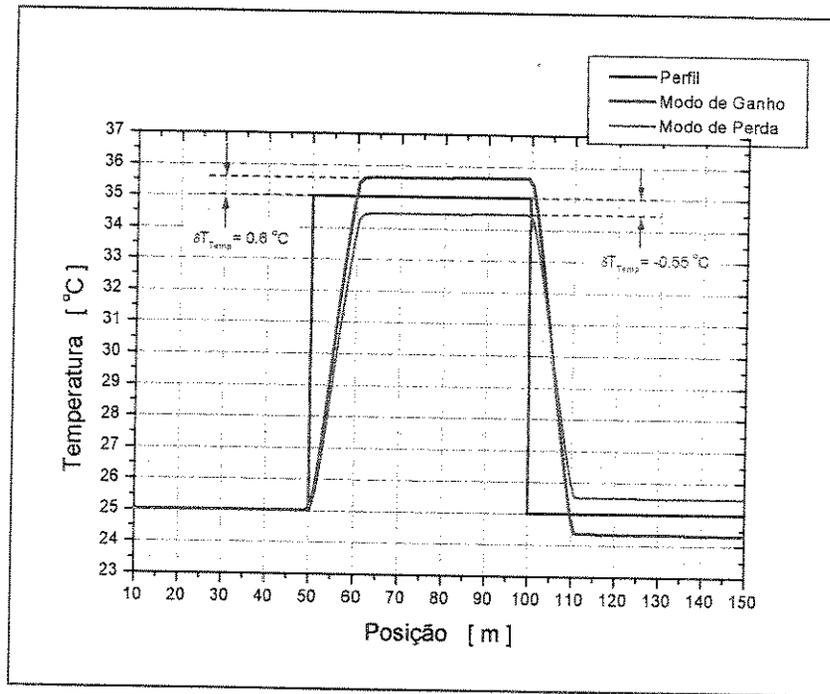


Fig. 3.20: Distribuição de temperatura apresentando erro sistemático nos modos de Ganho e Perda ($P_{pulso}=5mW$, $P_{CW}=5mW$).

Segundo Horiguchi, et. al., [1], a deformação do pulso de estímulo é consequência da interação entre o pulso e o campo de sondagem. Quando maior for esta interação, maior será a deformação do pulso e tanto maior será o erro sistemático. Ele coloca ainda que o principal fator a influenciar o erro sistemático é a potência óptica do campo de sondagem (campo contínuo).

As figuras 3.21 e 3.22 apresentam o comportamento do erro sistemático em função da potência óptica do campo contínuo para os modos de ganho e perda respectivamente. Nestas figuras estamos apresentando apenas a região II ($x=81m$). Pode-se observar que δT_{Temp} é reduzido com a diminuição da potência do campo contínuo. No entanto, a redução da potência do campo de sondagem acarreta invariavelmente uma redução na amplitude do espectro Brillouin e conseqüentemente uma redução na razão sinal/ruído da detecção deste campo, implicando por fim numa diminuição da resolução em temperatura/deformação do sensor.

Dessa forma observa-se uma limitação, devido ao erro sistemático, para o uso de altas potências de sondagem, as quais acarretariam uma melhora na resolução em temperatura/deformação do sensor. Neste sentido, um método para reduzir o erro sistemático torna-se importante para possibilitar a obtenção de melhores resoluções de medida através do incremento na potência do campo de sondagem.

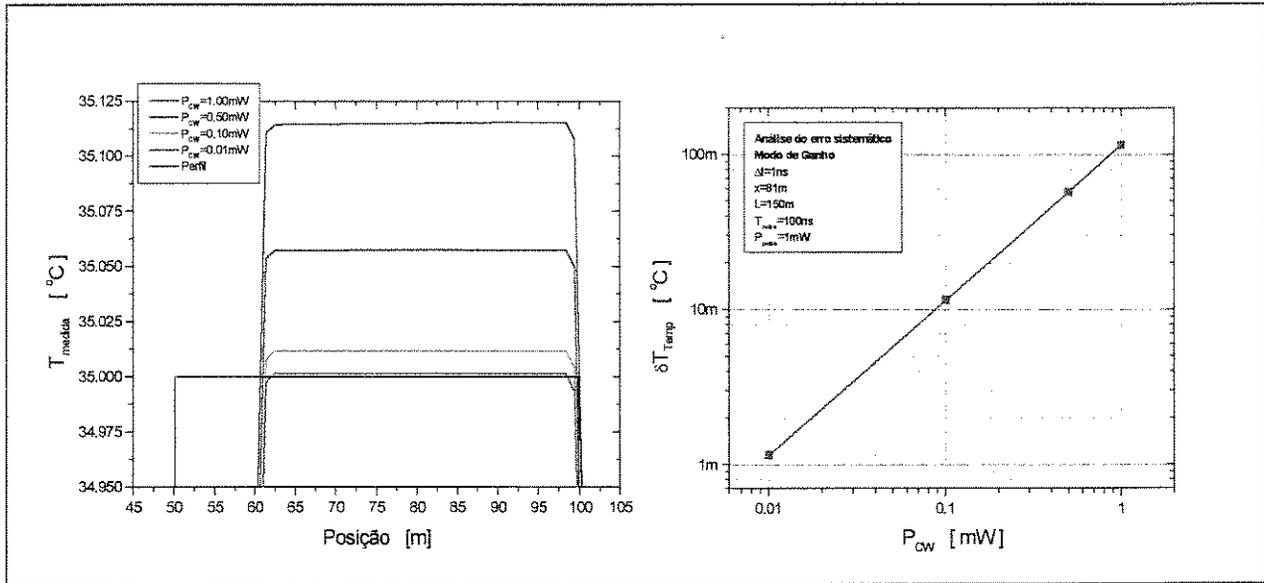


Fig. 3.21: Variação do erro sistemático com a potência do campo contínuo (modo de ganho, $P_{pulso}=1mW$).

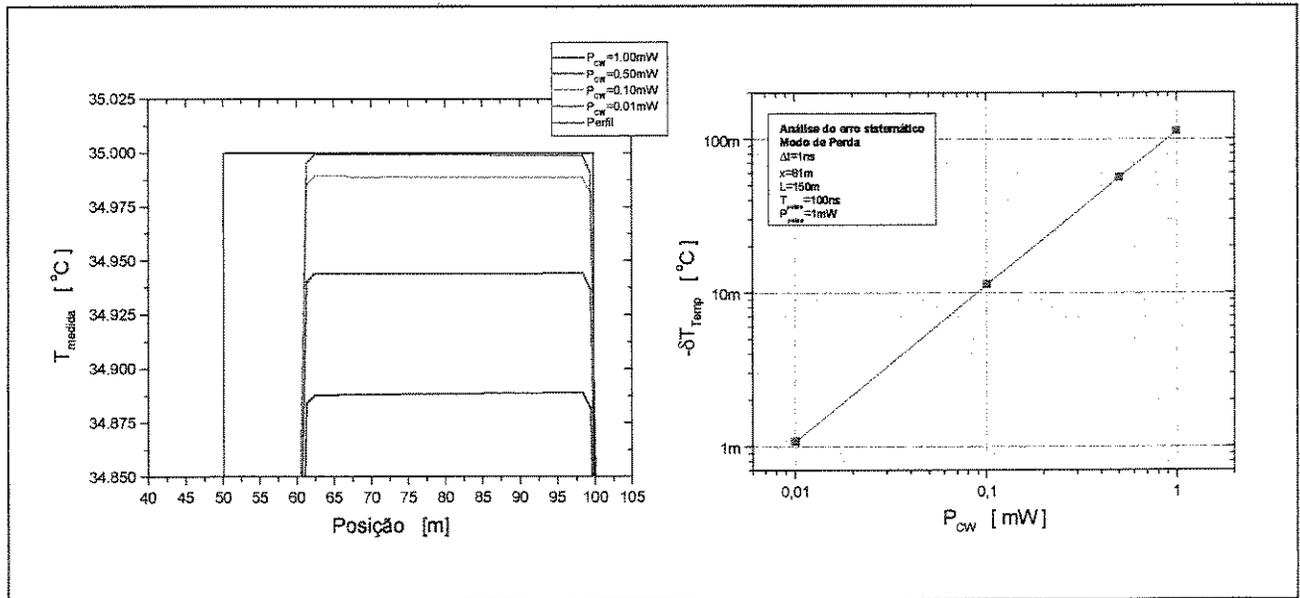


Fig. 3.22: Variação do erro sistemático com a potência do campo contínuo (modo de perda, $P_{pulso}=1mW$).

É possível observar tanto pelas figuras 3.21 e 3.22 quanto pela figura 3.20 que o erro sistemático para o modo de ganho é complementar ao do modo de perda, isto é

$$\delta T_{Temp}^{Ganho} + \delta T_{Temp}^{Perda} \approx 0 \tag{3.73}$$

Assim, pode-se sugerir que o valor médio das medidas realizadas no modo de ganho e no modo de perda, tal como na expressão abaixo,

$$\langle T(x) \rangle = \frac{T_{Ganho}(x) + T_{Perda}(x)}{2} \tag{3.74}$$

tende a se aproximar do valor real da temperatura. A figura 3.23 apresenta o resultado deste procedimento para as simulações da figura 3.20, de forma a confirmar a relação (3.73) e a redução do erro sistemático.

O método de compensação que nós propomos através de (3.74) é baseado apenas em resultados numéricos, sua viabilidade só pode ser atestada após a obtenção de resultados experimentais que comprovem a sua finalidade.

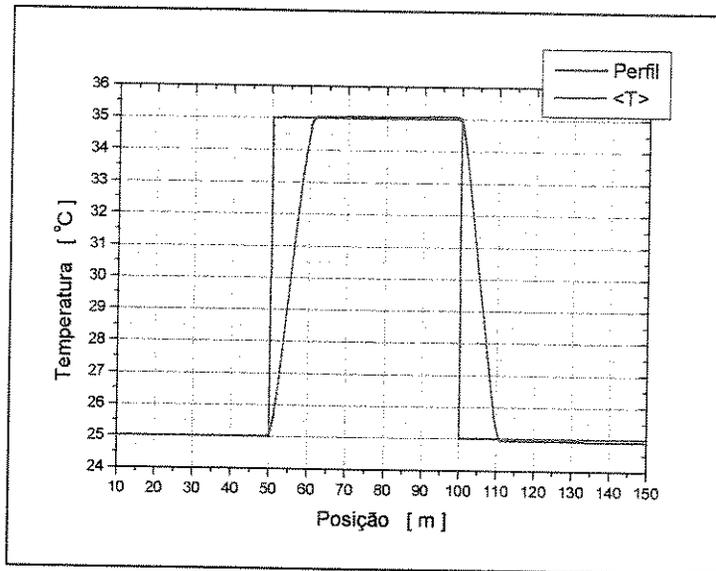


Fig. 3.23: Redução do erro sistemático através da média entre as medidas realizadas nos modos de Ganho e Perda ($P_{pulso}=5mW$, $P_{CW}=5mW$).

Embora o erro sistemático seja um assunto pouco discutido pela literatura, Geinitz, et. al. apresentou um método para compensar o erro sistemático através de uma análise conjunta das características de transmissão do pulso (particularmente a amplificação, no modo de perda) e do espectro Brillouin medido através do campo contínuo [61]. Os resultados numéricos apresentados por Geinitz, et. al., coincidem com os resultados apresentados nesta breve discussão, mais precisamente com relação à complementaridade do erro nos modos de ganho/perda.

Diversos fatores contribuem para o erro sistemático além da potência do campo de sondagem, entre eles podemos citar o comprimento da fibra sensora, a largura e a potência do pulso de estímulo, etc. Uma análise completa da influência de todos os fatores seria extensa e mudaria o foco deste capítulo, assim deixamos como sugestão de trabalho futuro uma análise mais abrangente do erro sistemático.

3.12 SIMULAÇÃO DO SENSOR DISTRIBUÍDO DE DEFORMAÇÃO MECÂNICA

Embora a única diferença entre as medidas de temperatura e deformação mecânica resida nos coeficientes C_T e C_S , das equações (3.67) e (3.68), convém apresentar uma simulação que exemplifique a medida de deformação.

Para isso simulamos um perfil de deformação mecânica tal como na tabela 3.7 ($L=200m$). A figura 3.24 apresenta o resultado da espectroscopia Brillouin, modo de ganho, para posições dentro de cada uma das quatro regiões definidas. Os parâmetros de simulação estão na tabela C.7.

Região	I	II	III	IV
Deformação [$\mu\epsilon$]	0	250	500	100
X _{INICIAL} [m]	0	50	100	150

Tabela 3.7

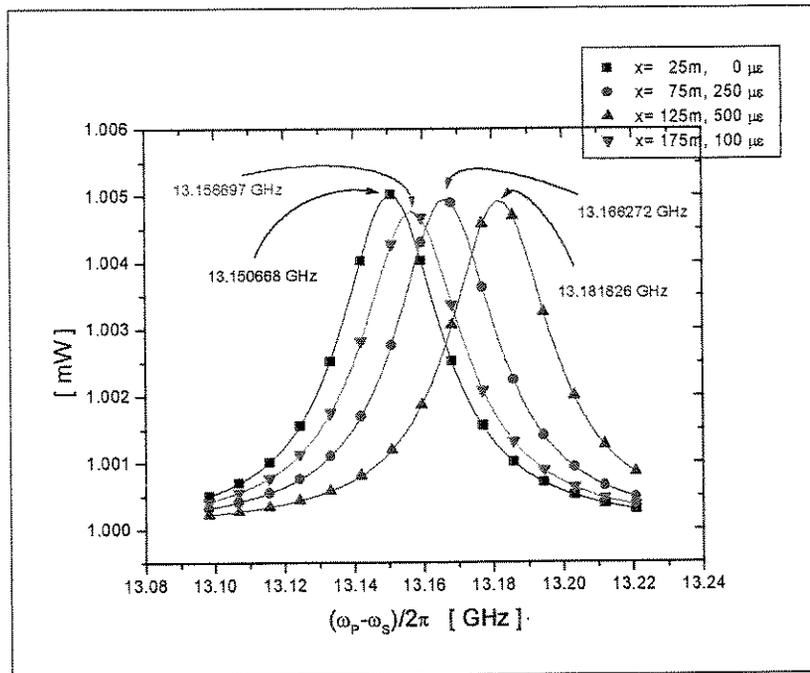


Fig. 3.24: Resultado da espectroscopia Brillouin para quatro posições diferentes em uma fibra sujeita a diferentes regiões de deformação mecânica (modo de ganho).

A informação de deformação mecânica pode ser obtida através do valor de $(\omega_p - \omega_s)$ no qual o espectro Brillouin é máximo (tal como fazemos para a medida de temperatura). De (3.68) temos que

$$\epsilon = \frac{I}{C_S} \left[\frac{\omega_b(\epsilon)}{\omega_b(\epsilon = 0)} - 1 \right] \tag{3.75}$$

Na figura 3.25 temos o resultado do mapeamento do perfil de deformação mecânica obtido pela análise da espectroscopia Brillouin ao longo de toda a fibra sensora. Pode-se observar os efeitos da largura do pulso de estímulo ($\Delta t_{pulso} = 100ns$) na resolução espacial das medidas ($\delta L = 10m$). Podemos observar o ligeiro desvio na medida de deformação mecânica correspondente ao erro sistemático.

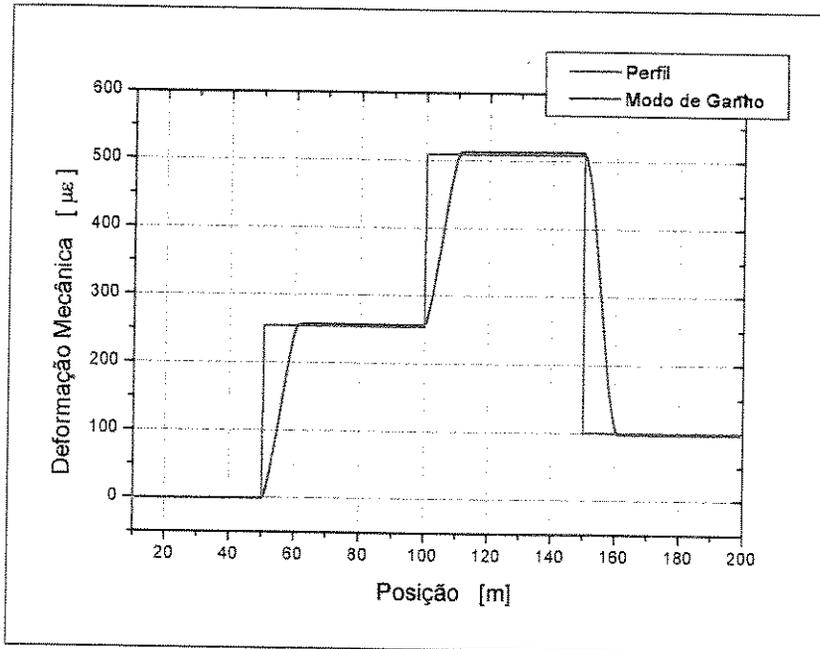


Fig. 3.25: Perfil de Deformação Mecânica no modo de Ganho obtido através da espectroscopia Brillouin ($P_{pulso}=1mW$, $P_{CW}=1mW$).

3.13 INFLUÊNCIA DO RUÍDO NA DETECÇÃO DO CAMPO DE SONDAGEM

Na prática, o campo óptico de sondagem é detectado por dispositivos eletrônicos (geralmente fotodiodos) com características intrínsecas de ruído, o qual é acrescentado ao sinal elétrico proporcional ao campo de sondagem. Este tópico tem por objetivo analisar como o ruído na detecção do campo de sondagem influencia a resolução das medidas de temperatura e deformação mecânica do sensor que estamos propondo.

Para analisarmos os efeitos do ruído nas medidas do sensor, vamos utilizar um parâmetro conhecido como razão sinal/ruído (SNR) para quantificar o ruído na detecção do campo de sondagem. Tal parâmetro é definido como a razão entre o valor da amplitude do sinal, P_{CW}^{AMP} , e o valor RMS da componente de ruído, $\sigma_{P_{CW}}$. Assim, para o campo de sondagem teremos

$$SNR = \frac{P_{CW}^{AMP}}{\sigma_{P_{CW}}} \quad (3.76)$$

A razão sinal/ruído geralmente é expressa em dB, isto é

$$SNR_{DB} = 20 \log(SNR) = 20 \log\left(\frac{P_{CW}^{AMP}}{\sigma_{P_{CW}}}\right) \quad (3.77)$$

É importante observar que P_{CW}^{AMP} não corresponde ao valor absoluto da potência do campo de sondagem, P_{CW} , e sim ao incremento observado em função amplificação deste sinal [57].

Vamos estudar os efeitos do ruído para o sensor operando no modo de ganho (parâmetros de simulação, tabela C.8). A fibra sensora possui uma distribuição de temperatura dada pela tabela 3.8.

Região	I	II	III
Temperatura [°C]	25	35	25
X _{INICIAL} [m]	0	50	100

Tabela 3.8

A figura 3.26 apresenta o campo de sondagem detectado com uma $SNR=20dB$. A figura 3.27 apresenta o resultado da espectroscopia Brillouin para diversas razões sinal/ruído em uma mesma posição da fibra ($x=75m$).

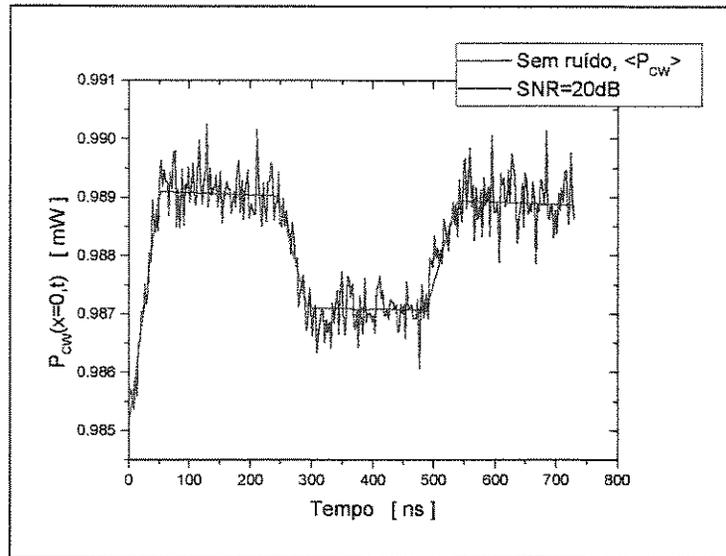


Fig. 3.26: Comportamento de P_{CW} para uma razão sinal/ruído de 20dB.

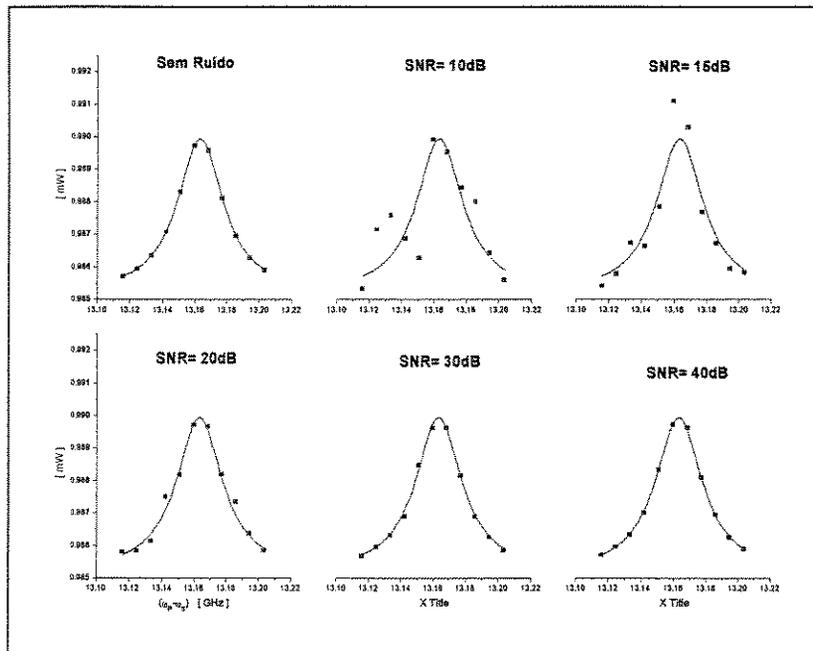


Fig. 3.27: Dependência do espectro Brillouin com a razão sinal/ruído ($x=75m$).

A dispersão observada no resultado da espectroscopia Brillouin, figura 3.27, causa um erro na determinação do valor de $(\omega_P - \omega_S)$ para o ponto de máximo do espectro Brillouin. Isto causará um erro no valor de temperatura/deformação referente à posição medida. É útil observar que com o aumento da razão sinal/ruído a dispersão em torno da curva média do espectro Brillouin (sem ruído), tende a diminuir.

A figura 3.28 apresenta o perfil de temperatura medido para uma razão sinal/ruído igual a $20dB$, podemos observar a dispersão das medidas de temperatura em torno do valor aplicado à fibra sensora.

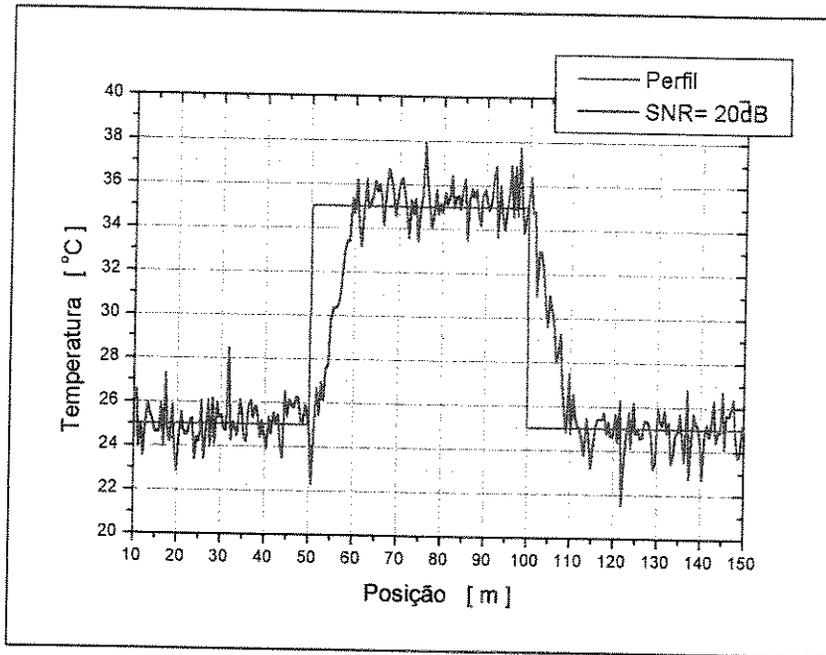


Fig. 3.28: Perfil de temperatura medido para uma $SNR=20dB$.

A figura 3.29 apresenta a resolução de temperatura, δT , obtida para diversos valores da razão sinal/ruído. Podemos observar que o valor de SNR desempenha um papel importante no comportamento de δT . Assumindo que o erro, devido ao ruído, na determinação do ponto de máximo do espectro Brillouin é o mesmo para medidas de temperatura e/ou deformação mecânica, e que $\omega_b(T_R) = \omega_b(\varepsilon_{DM}=0)$, podemos mostrar de (3.67) e (3.68) que

$$\delta \varepsilon = \frac{C_T}{C_S} \delta T \quad (3.78)$$

na qual $\delta \varepsilon_{DM}$ é a resolução em deformação mecânica. A figura 3.30 apresenta a dependência de $\delta \varepsilon_{DM}$ com a razão sinal/ruído obtida com o auxílio de (3.78) e da figura 3.29, observando $C_T \sim 9.4 \times 10^{-5} K^{-1}$ e $C_S \sim 4.6 \varepsilon^{-1}$.

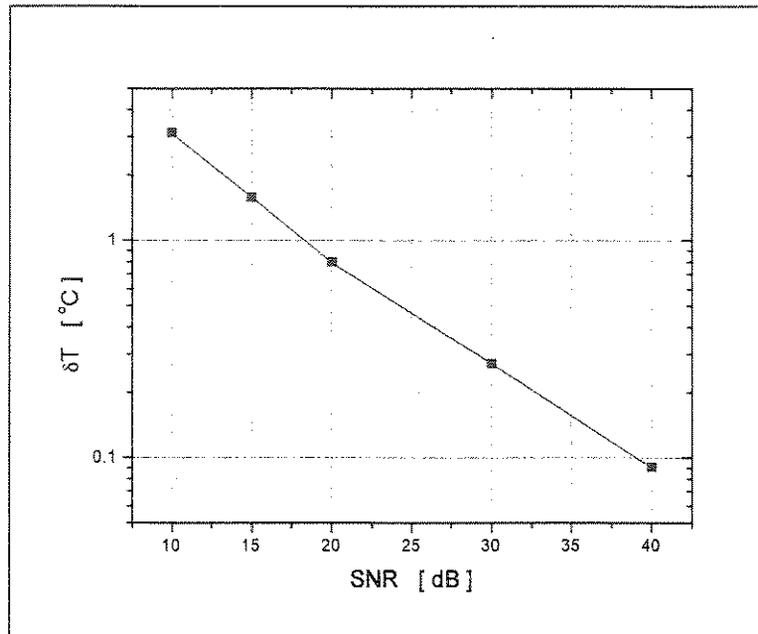


Fig. 3.29: Resolução de temperatura em função de *SNR*.

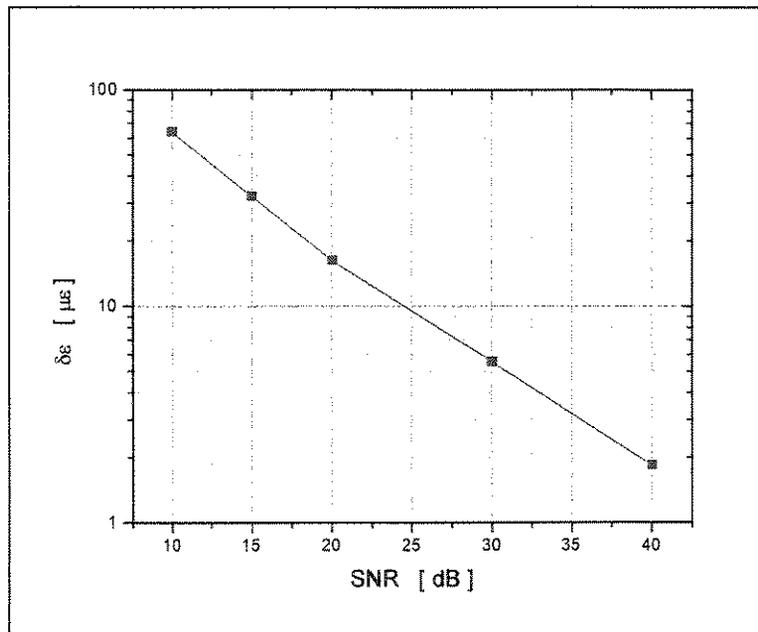


Fig. 3.30: Resolução de deformação mecânica em função de *SNR*.

Na prática a razão sinal/ruído é aumentada através da realização de médias durante a detecção do campo de sondagem. Realizando-se N médias no sinal de interesse, a SNR será aumentada por um valor em dB igual a $10\log(N)$. Assim, a realização de 100 médias garante um aumento de 20dB na SNR. No entanto, a realização de um grande número de médias pode acarretar um aumento no tempo de resposta do sistema como um todo, isto é, o tempo que o sensor leva para fazer uma medida completa de temperatura/deformação mecânica [57,62].

3.14 SIMULAÇÃO DE UM SENSOR DISTRIBUÍDO DE TEMPERATURA E DEFORMAÇÃO MECÂNICA

Para mostrar a viabilidade da implementação de um sensor capaz de realizar medidas de temperatura e deformação mecânica em uma mesma fibra óptica apresentamos nesta seção uma simulação que aborda esta situação. A tabela 3.9 apresenta o perfil espacial de T e ε ao longo da fibra sensora. É importante notar a existência de regiões susceptíveis apenas aos efeitos da temperatura (II, III e IV, V).

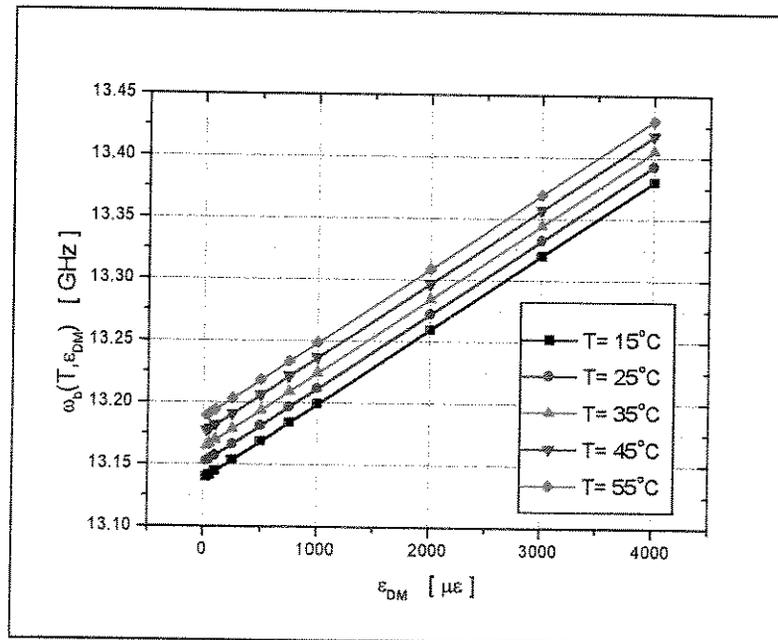
Região	I	II	III	IV	V	VI
T [°C]	25	35	35	15	15	25
ε_{DM} [με]	0	0	500	0	1000	0
$X_{INICIAL}$	0	50	100	150	200	250

Tabela 3.9

Vamos assumir que o desvio Brillouin de frequência, ω_b , possui o seguinte comportamento com as duas variáveis [2,38]

$$\omega_b(T, \varepsilon_{DM}) = \omega_b(T_r, \varepsilon_{DM} = 0) [1 + C_T(T - T_r) + C_S \varepsilon_{DM}] \quad (3.79)$$

Na qual $C_T \sim 9.4 \times 10^{-5} K^{-1}$, $C_S \sim 4.6 \varepsilon^{-1}$ e $T_r = 25^\circ C$ [1]. A figura 3.31 apresenta um gráfico mostrando a dependência de ω_b com T e ε_{DM} .

Fig. 3.31: Comportamento de $\omega_b(T, \varepsilon_{DM})$.

Através das regiões que não possuem deformação mecânica aplicada, determinamos a temperatura e, utilizando (3.79), determinamos a tensão mecânica nas regiões submetidas tanto aos efeitos de T quanto de ε_{DM} . A figura 3.33 apresenta os perfis de temperatura e deformação mecânica para uma razão sinal/ruído de 20dB. Neste gráfico assumimos que a

distribuição da fibra sensora na estrutura é tal como a mostrada na figura 3.32, sendo que as regiões II, III e IV, V são tratadas como uma região única de fibra.

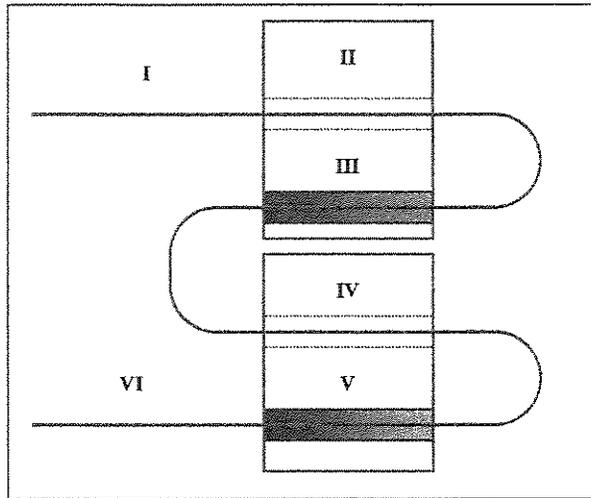


Fig. 3.32: Distribuição da fibra sensora na estrutura.

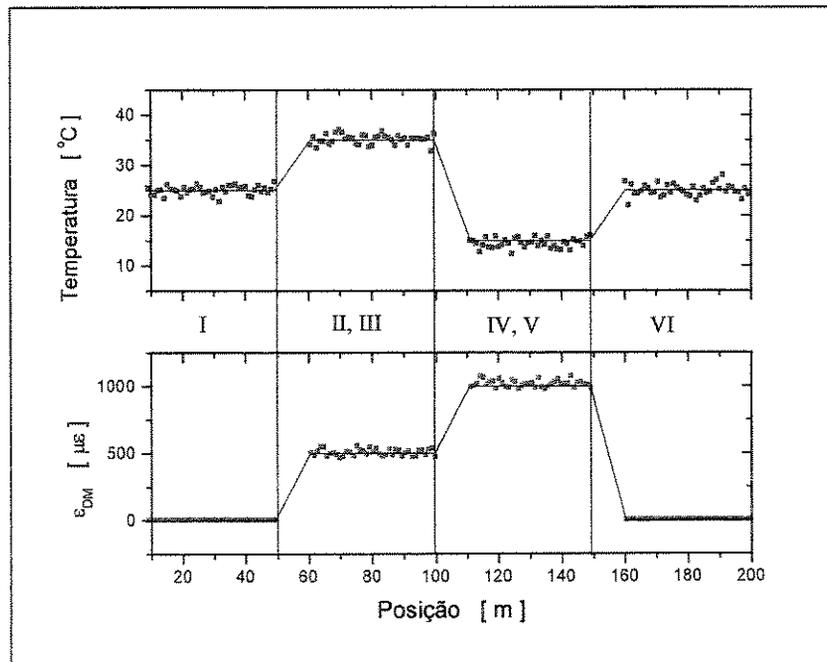


Fig. 3.33: Perfis de Temperatura e Deformação Mecânica medidos por uma mesma fibra sensora.

A resolução de temperatura foi determinada como $\delta T \sim 1^\circ C$ e a resolução de deformação mecânica foi $\delta \epsilon_{DM} = 36 \mu\epsilon$. As resoluções obtidas são piores do que as obtidas individualmente para uma $SNR = 20dB$ ($\delta T \sim 0,8^\circ C$ e $\delta \epsilon_{DM} \sim 20 \mu\epsilon$), isto acontece devido a natureza da medida realizada. Por exemplo, para medirmos a deformação mecânica da região III precisamos determinar a temperatura da região II (onde a fibra não está sujeita a deformação). Assim, como a medida da temperatura da região II já contém ruído (não correlacionado ao da região III),

quando utilizarmos a equação (3.79) para determinarmos a deformação mecânica na região III teremos um ruído maior nesta medida.

O fato de nas regiões I e VI a deformação mecânica não apresentar ruído, advém de termos considerado estas regiões não estando sujeitas à deformação mecânica. Caso nossa intenção fosse medir ε_{DM} em I e VI, deveríamos dispor trechos de fibra não submetidos à deformação (tal como as regiões II e IV) e então aplicar o uso da equação (3.79).

CAPÍTULO 4

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

INTRODUÇÃO

Neste capítulo apresentamos os resultados obtidos durante a etapa experimental desta pesquisa. Inicialmente descrevemos o que foi realizado para observarmos o efeito Brillouin espontâneo em fibras ópticas e com base nestes resultados, estimamos v_A , g_b e Δv_{gb} . Na seqüência relatamos os resultados para a medida da largura espectral do ganho Brillouin. Por fim terminamos apresentando os resultados obtidos com uma primeira configuração do sistema sensor que estamos pesquisando.

4.1 OBSERVAÇÃO DO ESPALHAMENTO BRILLOUIN ESPONTÂNEO

A primeira etapa do trabalho experimental teve como objetivo a observação do espalhamento Brillouin espontâneo em fibra óptica. Foram utilizados dois rolos de fibra óptica na montagem experimental. Ambos os rolos são de fibra óptica monomodo, índice degrau, não birrefringente, para $\lambda=1.3\mu m$, sendo um (rolo A) com comprimento $L=2.7Km$ e $\alpha=0.73dB/Km$ e o outro (rolo B) com $4.58Km$ de comprimento e $\alpha=0.45dB/Km$. A caracterização do efeito Brillouin espontâneo na fibra óptica permite uma estimativa dos principais parâmetros referentes ao efeito, tais como a velocidade das ondas acústicas na fibra, o módulo do ganho Brillouin e a largura espectral da distribuição do ganho Brillouin. A figura 4.1 mostra o esquema da montagem básica utilizada nesta primeira etapa.

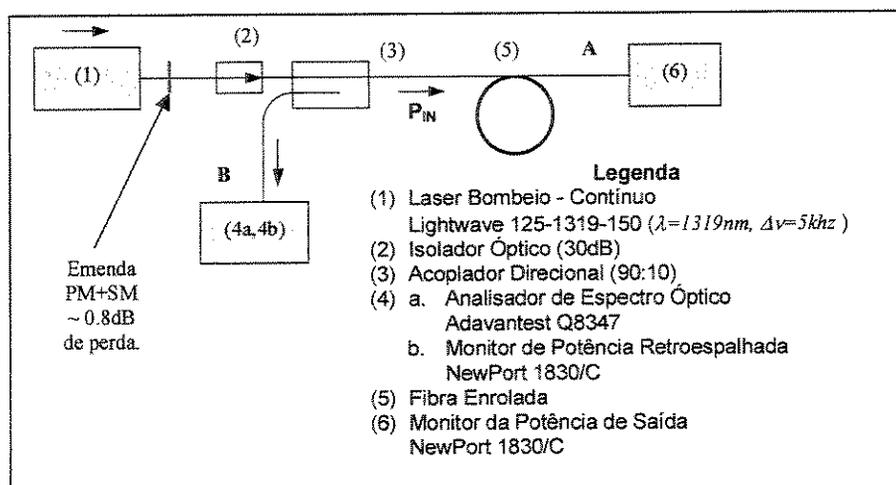


Fig. 4.1: Configuração experimental para caracterização do espalhamento Brillouin espontâneo.

A fonte de Luz (1) é um Laser de estado sólido (Lightwave 125-1319-150) constituído por um cristal de Nd:YAG (Níodímio: Ítrio, Alumínio, Garnet) bombeado por um diodo laser. O meio de ganho é o cristal de Nd:Yag, o qual é utilizado como uma cavidade ressonante. Devido à geometria da cavidade ser do tipo “oscilador em anel não-planar” (NPRO – Non-planar ring oscillator), emite-se apenas um modo dominante ($\lambda=1.319\mu m$, $\Delta\nu=5kHz$). Esta fonte de Laser pode ser sintonizada ($\pm 0.102nm$) através da variação da temperatura da cavidade Nd:YAG ($\sim 2.4GHz/^{\circ}C$), ou pela aplicação de uma tensão mecânica na cavidade (através de um PZT, $\sim 3MHz/Volt$). 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 de bombeio, assim potências entre $10mW$ e $150mW$ podem ser obtidas já acopladas a uma fibra óptica birrefringente.

O isolador óptico, (2), ($30dB$ – OFR IO-F-FFB-1310-Y) é necessário para evitar que a luz retroespalhada do efeito Brillouin fosse amplificada na cavidade de excitação da fonte laser (1) acarretando um efeito em cascata [63], a perda por inserção neste dispositivo é de $1.2dB$. Um acoplador direcional (3) com razão 90:10 foi utilizado para a obtenção da luz retroespalhada, referente tanto ao espalhamento Rayleigh quanto ao espalhamento Brillouin. As emendas foram confeccionadas com a utilização de uma máquina microprocessada (ERICSSON FSU-995-PM) para a fusão de fibras a qual é capaz de estimar a perda por inserção da emenda.

Algumas considerações são importantes, primeiro a perda por inserção da luz do laser (1) antes do rolo de fibra é aproximadamente $2.4dB$ ($0.8dB$ da emenda de fibra PM com fibra SM, $1.2dB$ do isolador óptico e $0.4dB$ do acoplador direcional). Contabilizar estas perdas é importante para a obtenção de um resultado coerente nas estimativas que iremos realizar. Assim, a potência de entrada no rolo de fibra será $P_{IN} \sim 0.56 \cdot P_{LASER}$.

Inicialmente, concentramos nossos esforços na observação das linhas espectrais devidas aos retro-espalhamentos Rayleigh e Brillouin. Para esse fim, utilizamos um Analisador de Espectro Óptico, (4a), (Advantest Q8347) acoplado ao ponto (B) da montagem na figura 4.1. A potência de saída no ponto (A) foi monitorada com o auxílio de um medidor de potência óptica (5) previamente calibrado (NewPort 1830/C). A potência do laser de excitação foi aumentada até a observação do espalhamento Brillouin. Na figura 4.2 temos um gráfico da tela de saída do analisador de espectro, mostrando as duas linhas de retro-espalhamento para o rolo A ($L=2.7Km$). Na figura 4.3 temos o um gráfico do espectro da luz retro-espalhada pelo rolo B ($L=4.6Km$).

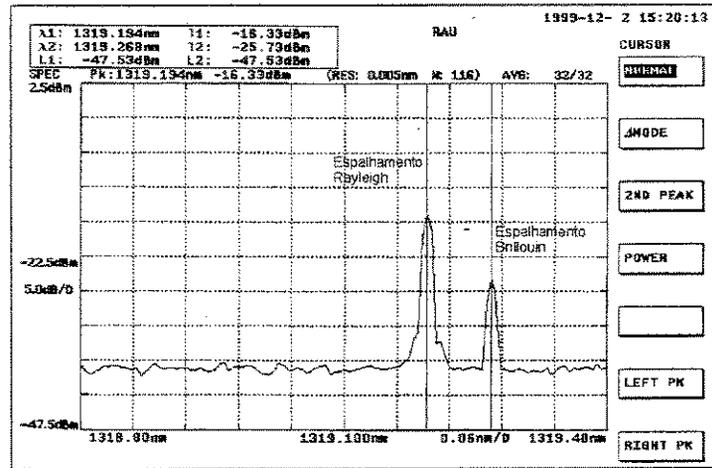


Fig. 4.2: Espectro da luz retro-espalhada com o rolo A ($P_A=14.97mW$, $P_{IN}=20.72mW$).

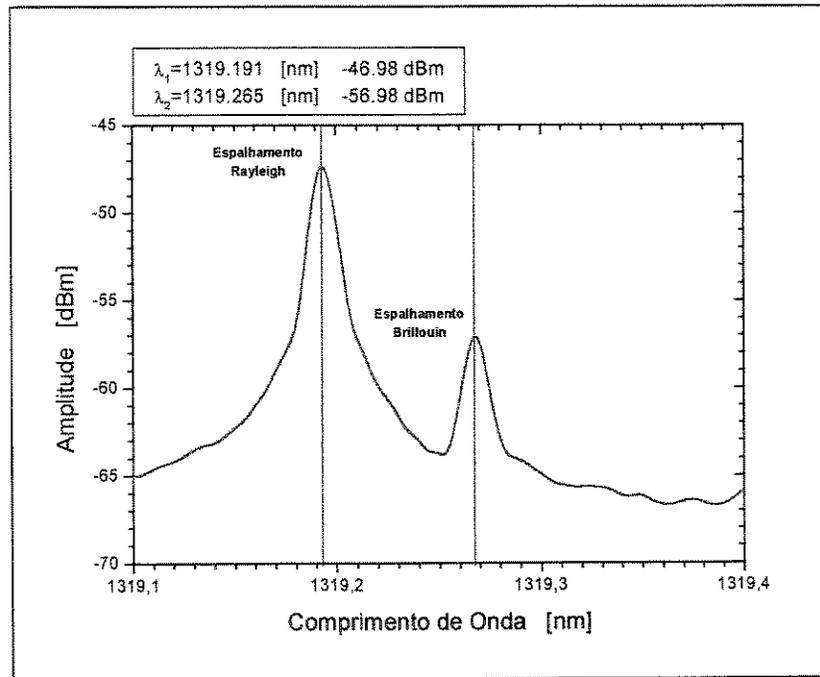


Fig. 4.3: Espectro da luz retro-espalhada com o rolo B ($P_A=7.77mW$, $P_{IN}=19mW$).

Embora a resolução espectral do Analisador de Espectro óptico seja limitada ($\Delta\lambda=0.005nm$) torna-se possível estimar a velocidade das ondas acústicas dentro da fibra óptica através da relação (2.76):

$$\omega_1 - \omega_2 = \frac{nv_A}{c}(\omega_1 + \omega_2) \Rightarrow v_A = \frac{c}{n} \left(\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 + \lambda_2} \right) \quad (4.1)$$

onde λ_1 é o comprimento de onda do retroespalhamento Rayleigh, λ_2 o comprimento de onda do retroespalhamento Brillouin, c é a velocidade da luz no vácuo e n é o índice de refração

do núcleo da fibra óptica. Utilizando as figura 4.2 e 4.3 teremos os seguintes resultados para ν_A e f_{DB} :

Rolo A: $L=2.7Km$, $\alpha=0.73$ dB/Km, $L_{ef}= 2.2Km$

λ_1 [nm]	1319.194	± 0.0025
λ_2 [nm]	1319.268	± 0.0025
n	~ 1.46	
$f_{DB}=(\omega_1-\omega_2)/2\pi$ [GHz]	12.75	± 0.909
ν_A [m/s]	5.763×10^3	$\pm 0.275 \times 10^3$

Tabela 4.1

Rolo B: $L=4.6Km$, $\alpha=0.45$ dB/Km, $L_{ef}= 3.6Km$

λ_1 [nm]	1319.191	± 0.0025
λ_2 [nm]	1319.265	± 0.0025
N	~ 1.46	
$f_{DB}=(\omega_1-\omega_2)/2\pi$ [GHz]	12.75	± 0.909
ν_A [m/s]	5.763×10^3	$\pm 0.275 \times 10^3$

Tabela 4.2

Os valores teóricos para o quartzo em $\lambda_1=1.3\mu m$ são $f_{DB}\sim 13.2GHz$ e $\nu_A=5.97km/s$. Assim, os valores obtidos se encontram em acordo com os previstos pela teoria.

O módulo do ganho Brillouin, g_b , pode ser obtido através da medida da potência necessária para que o laser de excitação seja capaz de estimular o espalhamento Brillouin na fibra óptica. No caso espontâneo, esta potência é dada pela relação (2.104)

$$g_b P_p^{Cr} (0) \frac{L_{ef}}{A_{ef}} \gamma_{Pol} \approx 2I \Rightarrow g_b \approx 2I \frac{1}{\gamma_{Pol}} \frac{A_{ef}}{L_{ef}} \frac{1}{P_p^{Cr} (0)} \quad (4.2)$$

na qual P_p^{Cr} é a potência de bombeio crítica para que o efeito seja observado, g_b é o módulo do ganho Brillouin, L_{ef} é o comprimento eficaz de interação e A_{ef} é a área eficaz de interação. O fator γ_{Pol} é responsável por incluir a influência dos estados de polarização relativa entre os campos de bombeio e de Stokes, quando os campos possuem a mesma orientação $\gamma_{Pol}=1$ (situação observada em fibras birrefringentes), quando os campos não possuem a mesma orientação $\gamma_{Pol}=0.5$ (situação para fibra não birrefringente) [7].

Para a medida de P_p^{Cr} torna-se necessário a monitoração das potências ópticas nos pontos **A** e **B** durante a variação da potência de emissão do laser de excitação (a qual é medida com o auxílio de um detector localizado internamente na fonte de laser, observar que existem perdas de inserção e que $P_{IN}=0.56 P_{LASER}$). No ponto **B**, o analisador de espectro óptico foi substituído por um medidor de potência óptica (Newport 1830/C). As figuras 4.4 e 4.5 mostram gráficos que compilam os resultados deste procedimento para os rolos de $2.7Km$ e $4.6Km$

respectivamente. A potência crítica se refere ao momento no qual observa-se um brusco aumento na potência retroespalhada medida em **B**.

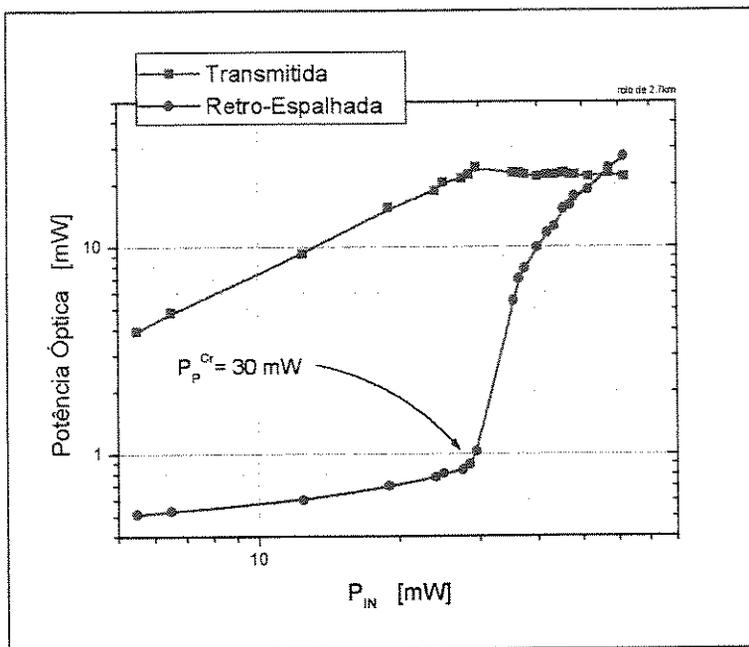


Fig. 4.4: Determinação da potência de limiar para o rolo A ($P_p^{Cr}=30mW$, $L_{ef}=2.2Km$).

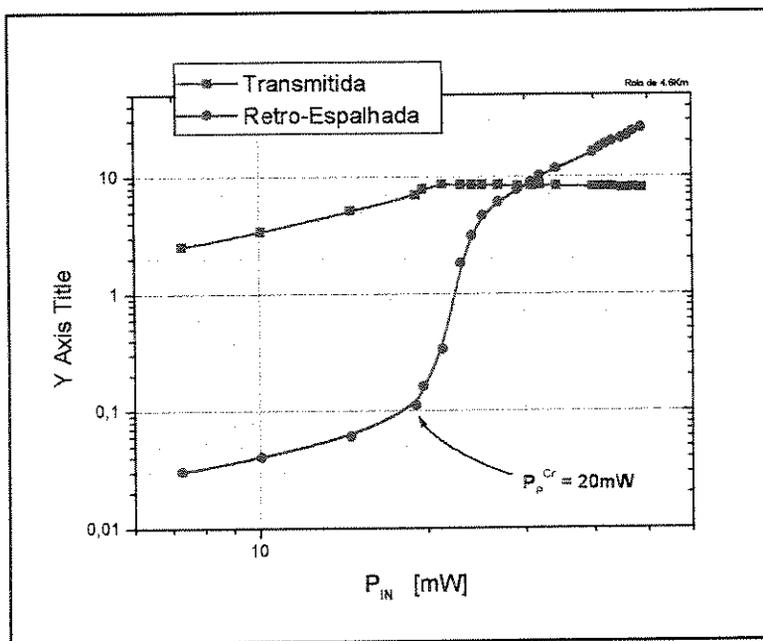


Fig. 4.5: Determinação da potência de limiar para o rolo B ($P_p^{Cr}=20mW$, $L_{ef}=3.6Km$).

Através dos valores de P_p^{Cr} obtidos pelas figuras 4.4 e 4.5 podemos estimar um valor para g_b . As tabelas abaixo compilam estes resultados:

Rolo A: $L=2.7Km$, $\alpha=0.73$ dB/Km, $L_{ef}= 2.2Km$

L_{ef} [Km]	2.2	
A_{ef} [μm^2]	64	
γ_{Pol}	0.5	
P_p^{Cr} [W]	30×10^{-3}	$\pm 5 \times 10^{-3}$
g_b [mW^{-1}]	4.072×10^{-11}	$\pm 0.678 \times 10^{-11}$

Tabela 4.3

Rolo B: $L=4.6Km$, $\alpha=0.45$ dB/Km, $L_{ef}= 3.6Km$

L_{ef} [Km]	3.6	
A_{ef} [μm^2]	64	
γ_{Pol}	0.5	
P_p^{Cr} [W]	20×10^{-3}	$\pm 5 \times 10^{-3}$
g_b [mW^{-1}]	3.733×10^{-11}	$\pm 0.933 \times 10^{-11}$

Tabela 4.4

Os valores obtidos para g_b estão próximos aos estimados pela teoria, $\sim 5.97 \times 10^{-11} m/W$ para $\lambda_l \sim 1.3 \mu m$. O erro estimado, maior que 10% em ambos os casos, é devido principalmente à imprecisão na estimativa de P_p^{Cr} .

O módulo do ganho Brillouin máximo é dado por (2.84) como sendo

$$g_b^{max} = \frac{2\pi p_{foto}^2 n^7}{\rho_0 c \lambda_l^2 v_A \Delta v_{g_b}} \quad (4.3)$$

Através desta equação podemos estimar a largura do ganho Brillouin, Δv_{g_b} , isto é

$$\Delta v_{g_b} = \frac{2\pi p_{foto}^2 n^7}{\rho_0 c \lambda_l^2 v_A g_b^{max}} \quad (4.4)$$

A tabela 4.5 apresenta os parâmetros físicos necessários para esta estimativa. As tabelas 4.6 e 4.7 apresentam os resultados obtidos:

p_{foto}	0.271
n	1.46
ρ_0 [Kg/m^3]	2.2×10^3
c [m/s]	3×10^8

Tabela 4.5 [54,40]

Rolo A: $L=2.7Km$, $\alpha=0.73$ dB/Km, $L_{ef}= 2.2Km$

λ_l [nm]	1319.194	± 0.0025
v_A [m/s]	5.763×10^3	$\pm 0.275 \times 10^3$
g_b [m/W]	4.072×10^{-11}	$\pm 0.678 \times 10^{-11}$
Δv_{g_b} [MHz]	51.6	± 8.9

Tabela 4.6

Rolo B: $L=4.6Km$, $\alpha=0.45$ dB/Km, $L_{ef}=3.6Km$

λ_1 [nm]	1319.191	± 0.0025
v_A [m/s]	5.763×10^3	$\pm 0.275 \times 10^3$
G_b [m/W]	3.733×10^{-11}	$\pm 0.933 \times 10^{-11}$
Δv_{gb} [MHz]	56.3	± 14.3

Tabela 4.7

O valor estimado para Δv_{gb} não está muito distante daquele obtido experimentalmente (item 4.2, tabela 4.9). No entanto, o erro estimado mostra a imprecisão neste resultado. Isto pode ser devido a diferenças existentes entre os parâmetros físicos utilizados (valores tabelados) e os reais intrínsecos à fibra óptica em teste, principalmente o índice de refração e a constante foto-elástica. Além disso, admitimos que os parâmetros geométricos envolvidos (L e A_{ef}) não possuem erro, o que é incorreto principalmente em relação à área eficaz de interação. Conclui-se que a estimativa de Δv_{gb} com base nos resultados obtidos para a potência de limiar do efeito Brillouin não fornece bons resultados, devendo ser encarada apenas como uma estimativa grosseira deste parâmetro (possuem a mesma ordem de grandeza). No item 4.2 procedemos com a determinação experimental de Δv_{gb} .

De forma a ilustrar o comportamento da linha Brillouin retro-espalhada, a figura 4.6 apresenta a evolução do espectro retro-espalhado para o rolo B ($L=4.6Km$) em função da potência óptica de entrada, P_{IN} . Pode-se observar que conforme P_{IN} aumenta, a potência da linha Brillouin também aumenta e, quando P_{IN} é maior que a potência de limiar ($\sim 20mW$), a potência da linha Brillouin passa a ser maior que a da linha Rayleigh. A elevação do nível base do espectro para $P_{IN}=22.96mW$ é consequência do sinal retro-espalhado estar quase saturando o detector do Analisador de Espectro Óptico. Pode-se observar um ligeiro deslocamento dos comprimentos de onda λ_1 e λ_2 conforme P_{IN} aumenta. A potência do laser (1), figura 4.1, é alterada pelo controle da potência do diodo laser da cavidade de Nd:YAG, no entanto o comprimento de onda deste diodo laser também varia com a sua potência de emissão; consequentemente a luz que estimula o efeito Brillouin também sofrerá um deslocamento em seu comprimento de onda, λ_1 , pois de (4.1) podemos mostrar que λ_2 depende de λ_1 através da relação:

$$\lambda_2 = \lambda_1 \frac{\left(1 + \frac{nv_A}{c}\right)}{\left(1 - \frac{nv_A}{c}\right)} \quad (4.5)$$

Uma observação importante é que a linha Brillouin já pode ser visualizada em uma potência óptica de entrada muito menor do que a que obtivemos como sendo a potência crítica.

Isto é, com $P_{IN}=11.2mW$ já é possível observar o espalhamento Brillouin, enquanto que $P_P^{Cr}=20mW$. O método empregado para determinar P_P^{Cr} não é de todo exato, assim uma alternativa para se determinar a potência de limiar seria determinar a potência de entrada necessária para a observação da linha espectral do espalhamento Brillouin. Adotando-se este método para o rolo B ($L=4.6Km$) teríamos $g_b \sim 6.66 \times 10^{-11}$ e $\Delta\nu_{gb} \sim 30MHz$, estes resultados são mais coerentes, principalmente quanto ao valor da largura do ganho Brillouin.

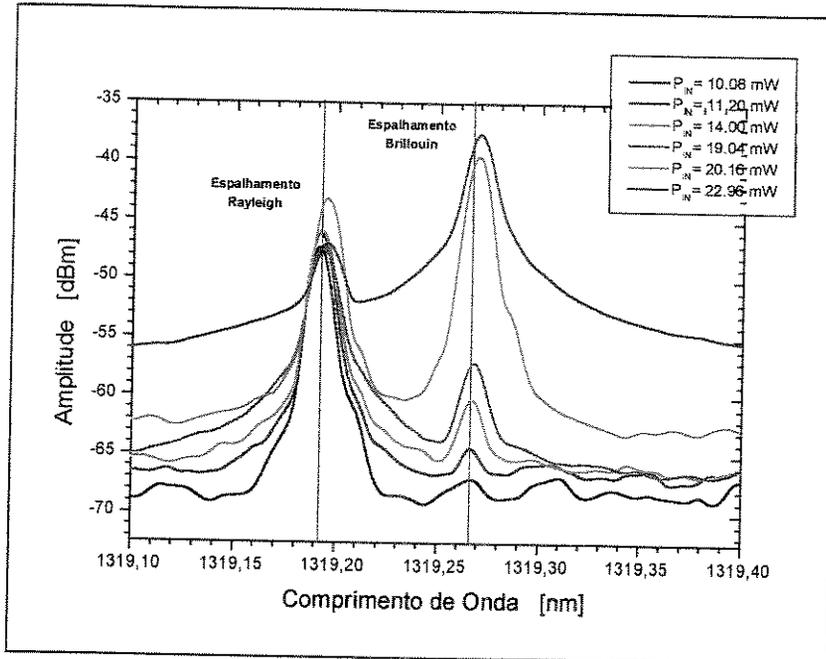


Fig. 4.6: Evolução do espectro retro-espalhado para o rolo B em função de P_{IN} .

4.2 MEDIDA DA LARGURA ESPECTRAL DO GANHO BRILLOUIN (ESPONTÂNEO)

A largura espectral do ganho Brillouin, $\Delta\nu_{gb}$, é um parâmetro importante para a caracterização do SBS em fibras ópticas. A largura corresponde ao inverso do tempo de vida dos fonons acústicos, T_A , que tomam parte na interação que constitui o efeito. De acordo com (2.119)

$$T_A = \frac{2\pi}{\alpha_A \nu_A} = \frac{1}{\Delta\nu_{gb}} \quad (4.6)$$

na qual α_A é a constante de absorção acústica. Segundo diversos artigos [1,57] o parâmetro T_A é um fator limitante para a implementação do sensor distribuído que estamos estudando. Em uma situação na qual pulsos são utilizados para estimular o efeito, a largura temporal dos pulsos, Δt_{pulso} , torna-se importante quando seu valor é próximo de T_A ; supondo que $\Delta t_{pulso} < T_A$ o efeito será estimulado em um tempo menor que o tempo de vida dos fonons que

colaboram no efeito, conseqüentemente a eficiência da interação será reduzida de forma significativa. De fato, uma das maneiras utilizadas para suprimir o efeito Brillouin é modular o campo óptico de interesse com freqüências maiores que $\Delta\nu_{gb}$ [64,65].

Para realizarmos a medida da largura espectral do ganho Brillouin utilizamos um método baseado no batimento entre dois campos ópticos. Utilizaremos o feixe difratado de uma célula Bragg para obter um deslocamento $\delta\nu_{AOM}$ ($\sim 40\text{MHz}$) na freqüência do espectro da luz retro-espalhada pela fibra que será testada. O feixe principal da célula Bragg (ou modulador acusto-óptico, AOM, Apêndice E) será então combinado com o difratado e então monitorado por um detector óptico o qual gerará um sinal elétrico a ser estudado por um analisador de espectro de RF. Na figura 4.7 temos uma ilustração do espectro espalhado ilustrando os campos principal e difratado. A largura espectral da linha Rayleigh, $\Delta\nu_{RAYL}$, é igual à largura espectral da linha de emissão do laser de bombeio ($\sim 5\text{kHz}$), enquanto que a largura espectral da linha Brillouin, $\Delta\nu_{BRILL}$, é da ordem de 20MHz . Assim, quando analisamos o batimento entre os espectros principal e difratado, teremos, centrada em $\delta\nu_{AOM}$, uma linha com a largura espectral da linha Brillouin (visto que $\Delta\nu_{RAYL} \ll \Delta\nu_{BRILL}$).

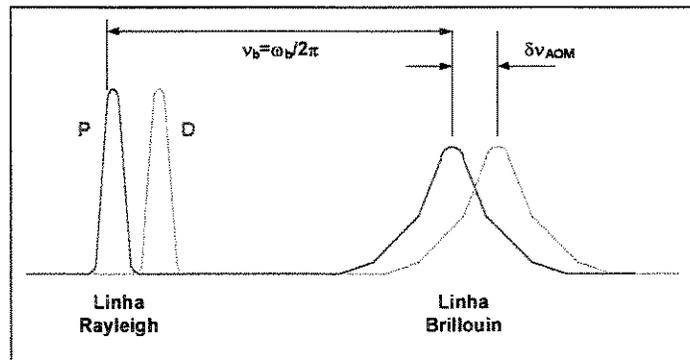


Fig. 4.7: Espectros difratado e principal pela célula Bragg.

A figura 4.8 apresenta a montagem utilizada para a medida da largura espectral da linha Brillouin. A luz do laser de bombeio (1), Lightwave 125-1319-150, passa pelo isolador (2) e pelo acoplador direcional 10:90 (3) estimulando o efeito Brillouin no rolo de fibra (4). A luz retro-espalhada retorna do rolo de fibra pelo acoplador (3) é colimada pela lente (5a) e então passa pela célula Bragg (6), IntraAction AOM-40N. O feixe principal, (P), não possui sua freqüência desviada e é então refletido pelo espelho (8), focalizado na fibra pela lente (5b) entrando no braço (9a) do acoplador direcional 50:50 (9). Quando a célula Bragg é excitada por um sinal elétrico de RF proveniente do gerador IntraAction ME-40 (7), teremos um feixe difratado, (D), com ligeiro desvio de freqüência em relação ao feixe principal. O feixe (D) é focalizado pela lente (5c) e então combinado, através do braço (9b), com o feixe principal. Os dois feixes estarão presentes nas terminações (9c), e serão observados por um detector de banda larga

(11), NewFocus 1434 com banda de 25GHz. O sinal elétrico gerado na detecção é amplificado por (12), High Frequency Amplifier Melles Griot 13AMP007, e então medido por um analisador de espectro de RF (13), Anritsu MS2601B.

A terminação (9d) é utilizada para a observação da presença da linha Brillouin no espectro retro-espalhado com o auxílio de um analisador de espectro óptico (14), Advantest Q8347.

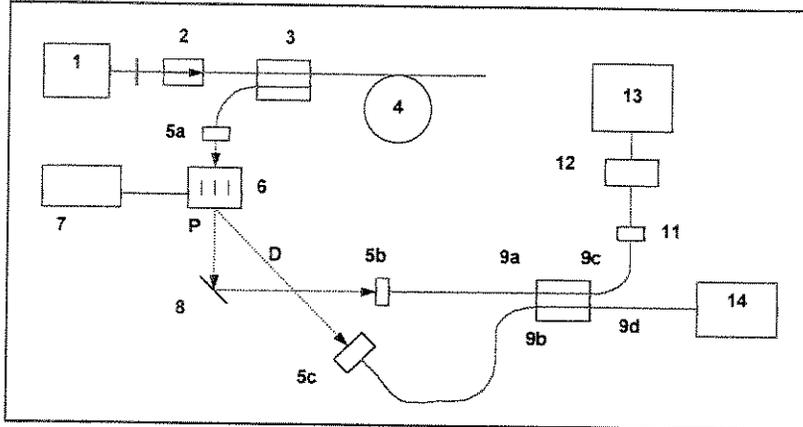


Fig. 4.8: Esquema para a medida da largura espectral da linha Brillouin.

A figura 4.9 apresenta os espectros obtidos para os rolos A e B ($L_A=2.7Km$, $L_B=4.6Km$). Cinco situações são apresentadas: o espectro combinado P+D, o espectro apenas do feixe P (obtido com a obstrução do feixe D), o espectro apenas do feixe D (obtido com a obstrução do feixe P), o espectro do ruído de RF proveniente do gerador da célula Bragg (laser de bombeio desligado) e por fim o espectro obtido com o driver e o laser desligados.

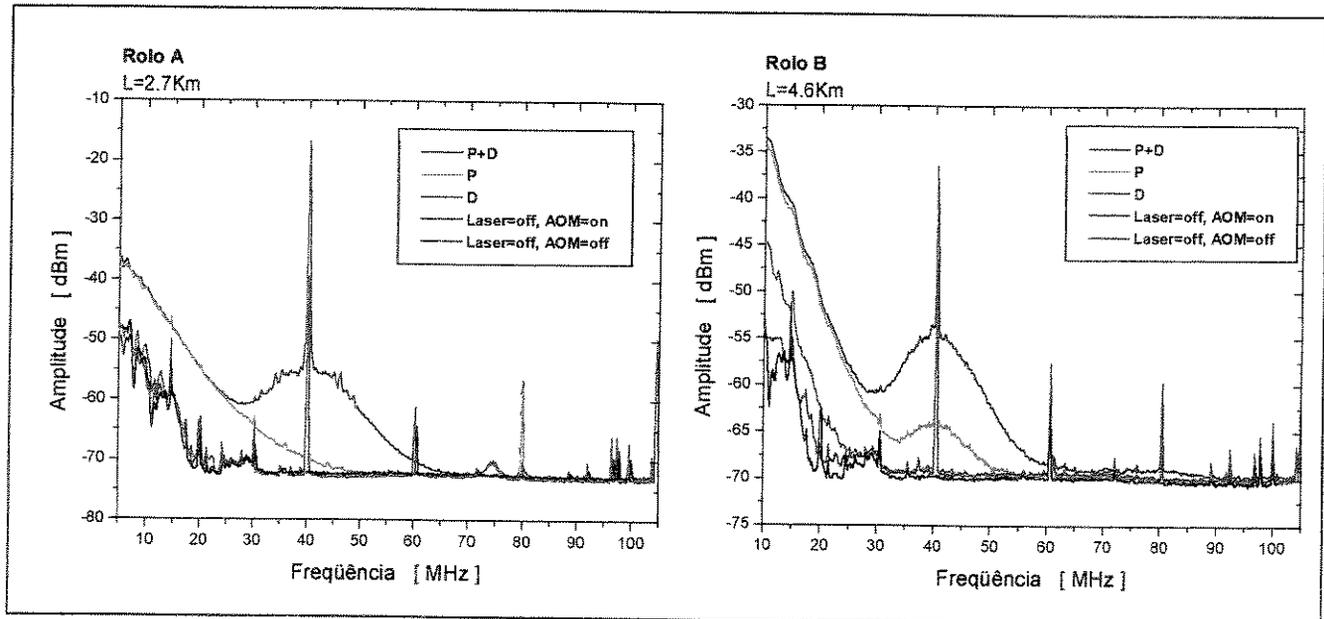


Fig. 4.9: Espectros do batimento óptico ($P_{IN}=81mW$).

Algumas observações importantes devem ser feitas. Primeiro, o ruído do gerador da célula Bragg é intenso e interfere nas medidas realizadas acarretando a presença de uma linha espectral intensa em 40MHz (frequência de excitação da célula Bragg). Segundo, o espectro referente apenas ao feixe P apresenta componentes de baixa frequência, cuja origem ainda é alvo de discussão. O espectro referente ao feixe P+D apresenta uma leve ondulação centrada em 40MHz a qual é referente ao batimento dos feixes (P) e (D).

Na figura 4.10 apresentamos o espectro linearizado referente às situações P+D, P e D, descontando os pontos de interferência do gerador da célula Bragg (em torno de 40MHz). Considerando que o sinal de batimento não está presente nos feixes P e D, sugerimos o seguinte procedimento para obtê-lo:

$$[V_{BRILL}(\omega) = V_{P+D} - (V_P + V_D)]_{linear} \quad (4.7)$$

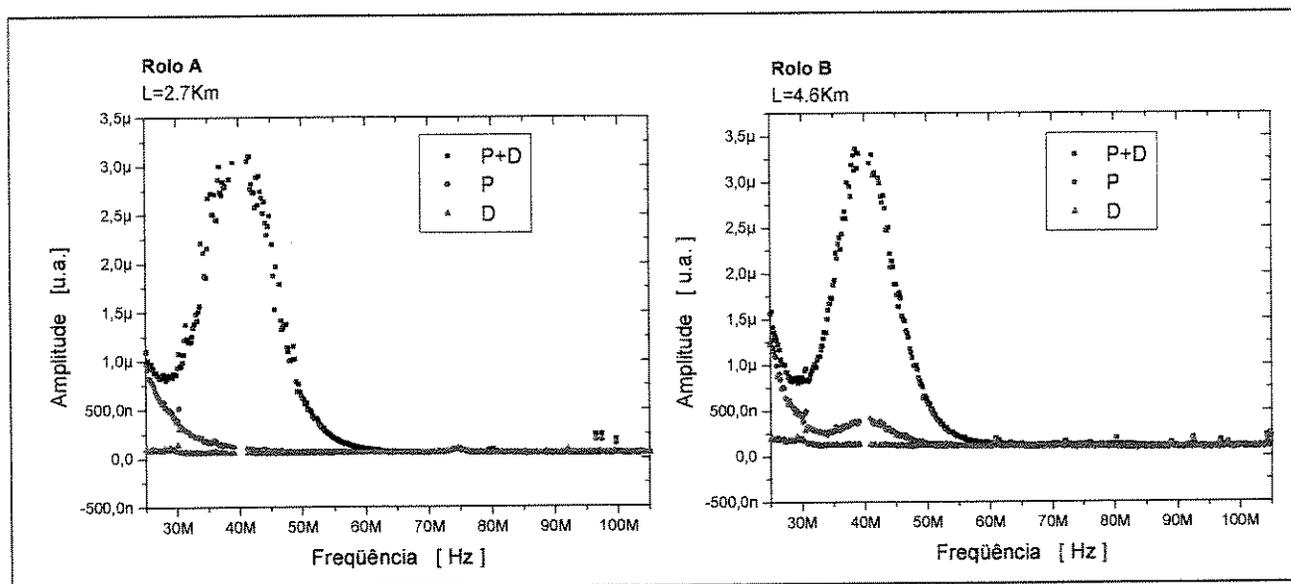


Fig. 4.10: Espectros do Batimento linearizados ($P_{IN}=81\text{mW}$).

A figura 4.11 mostra o resultado deste procedimento para os rolo A e B. Era esperado que o ajuste de uma lorentziana descreveria com boa aproximação a distribuição espectral da linha Brillouin, no entanto observa-se que o ajuste de uma gaussiana possui uma melhor aproximação. O Apêndice F apresenta uma rápida discussão sobre a distribuição de potências da linha Brillouin e de acordo como os resultados apresentados neste apêndice temos que a curva que melhor descreve a linha Brillouin é uma gaussiana.

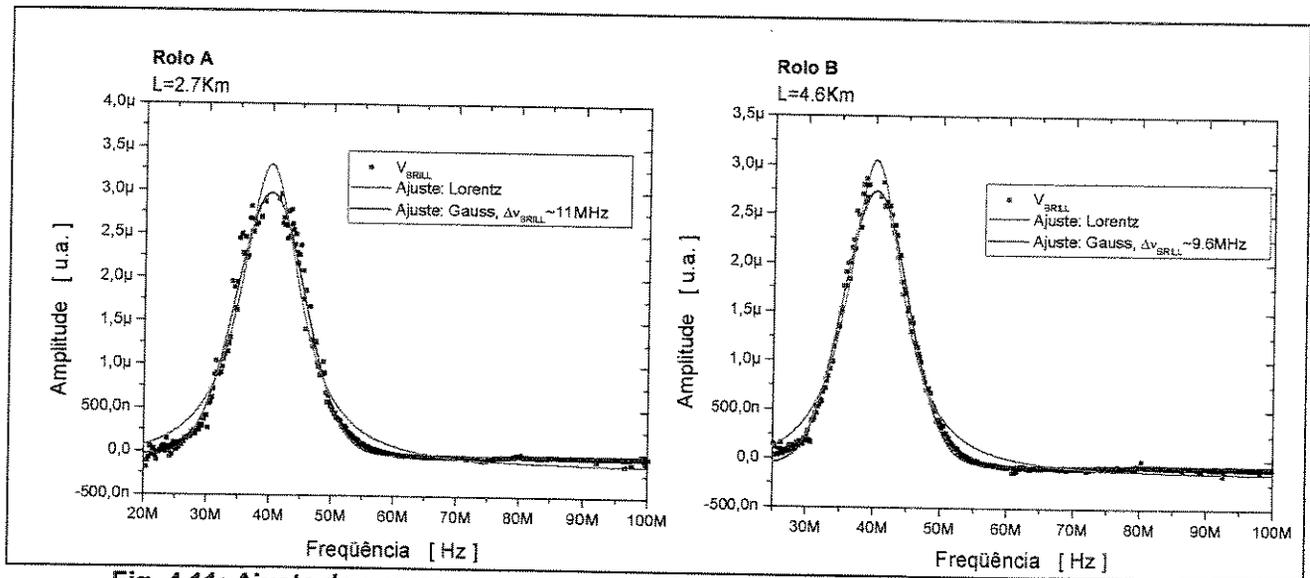


Fig. 4.11: Ajuste de curvas para o espectro de batimento da linha Brillouin ($P_{IN}=81mW$).

A tabela 4.8 mostra as larguras espectrais para a linha Brillouin utilizando os resultados obtidos no ajuste de uma gaussiana para os espectros na figura 4.11 (rolos A e B).

	Rolo A	Rolo B
ΔV_{BRILL} [MHz]	11	9.6

Tabela 4.8

Utilizando os resultados da tabela 4.8 em conjunto com (F.14) para $G=2l$ e assumindo que $v_{1/2}=\Delta V_{BRILL}/2$ podemos obter a largura espectral do ganho Brillouin para os rolos A e B (tabela 4.9).

	Rolo A	Rolo B
Δv_{gb} [MHz]	60.55	52.84

Tabela 4.9

Utilizando os resultados da tabela 4.9 em conjunto com (2.115) podemos obter o tempo de vida dos fonons acústicos nos rolos A e B (tabela 4.10).

	Rolo A	Rolo B
T_A [ns]	16.51	18.92

Tabela 4.10

Segundo um artigo de Wait e Newson [66], a largura da linha Brillouin deve aumentar, no caso espontâneo, conforme a potência de bombeio diminui devido a variação do parâmetro G na equação (F.5). A figura 4.12 apresenta o espectro normalizado para a linha Brillouin obtida para diversos valores de P_{IN} (rolo A, $L=2.7Km$), podemos observar apenas um ligeiro acréscimo da largura da linha Brillouin, visto que $P_{IN} > P_P^{Cr}$, no entanto este resultado concordar com o divulgado no artigo deles.

Não foi possível observar o comportamento de ΔV_{BRILL} para valores menores que P_P^{Cr} devido a baixa intensidade do sinal óptico chegando ao detector (11). Isto ocorre em virtude

principalmente das perdas no acoplamento espacial envolvido com a célula Bragg (6), além disso, o sinal que passa pela célula é apenas 10% do sinal retroespalhado (vide o acoplador 10:90, (3)) e por fim os sinais P e D são combinados em um acoplador 50:50 (causando mais uma redução na potência do sinal óptico de batimento (9)).

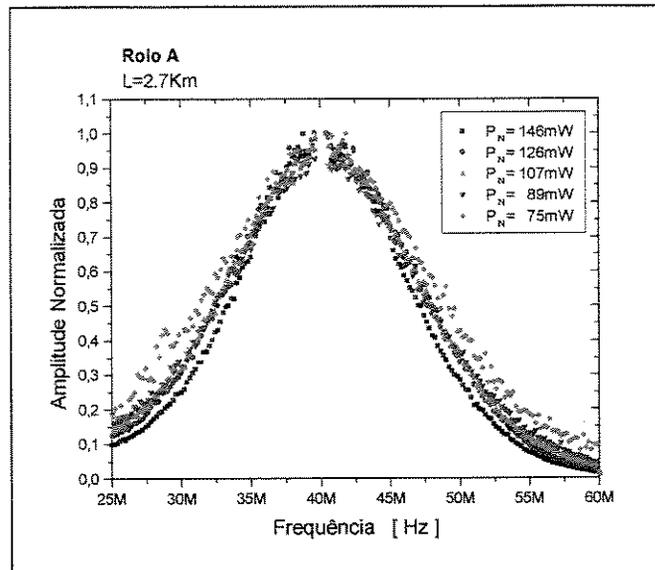


Fig. 4.12: Alargamento espectral da linha Brillouin (espectro normalizado).

4.3 Configuração preliminar do sistema sensor

Neste tópico descrevemos as duas configurações do sistema sensor estudadas. A primeira utilizando um diodo laser DFB como laser de sondagem (configuração I). A segunda utiliza, como laser de sondagem, um diodo laser de cavidade externa sintonizável (configuração II). Nestas configurações, estudamos somente o modo de ganho.

Embora não tenhamos realizado nenhuma medida de temperatura e/ou deformação mecânica, os resultados obtidos possibilitam visualizar alguns detalhes importantes para o sistema sensor.

4.3.1 CONFIGURAÇÃO I (DIODO LASER DFB)

A figura 4.13 apresenta a montagem utilizada para estudar o sistema sensor com um diodo laser DFB (*Direct Feedback Laser*) como laser de sondagem. O laser de bombeio (1), Lightwave 125-1319-150 passa pelo isolador óptico (2) e, em seguida, por um acoplador direcional 10:90 (3), sendo então colimado pela lente (4a). O feixe colimado passa pela célula Bragg IntraAction AOM40N (5), sendo dividido em outros dois feixes, o principal (P) e o difratado (D). Como o acoplamento espacial do feixe principal é mais fácil de ser realizado do que o do feixe difratado, optamos por focalizar o feixe principal através da lente (4b). O campo de bombeio passa então pelo acoplador 10:90 (6), o qual é responsável por permitir a monitoração do campo de sondagem. A fibra sensora é constituída pelo rolo A (7), $L_A \sim 2.7\text{Km}$, e

pele rolo B (8), $L_B \sim 4.6Km$, totalizando um comprimento de aproximadamente $7.3Km$. O campo de sondagem é gerado por um diodo laser DFB, Newport LD-1310-21B, passa pelo isolador óptico (10) e é acoplado na fibra sensora após passar pelo acoplador direcional 50:50 (9).

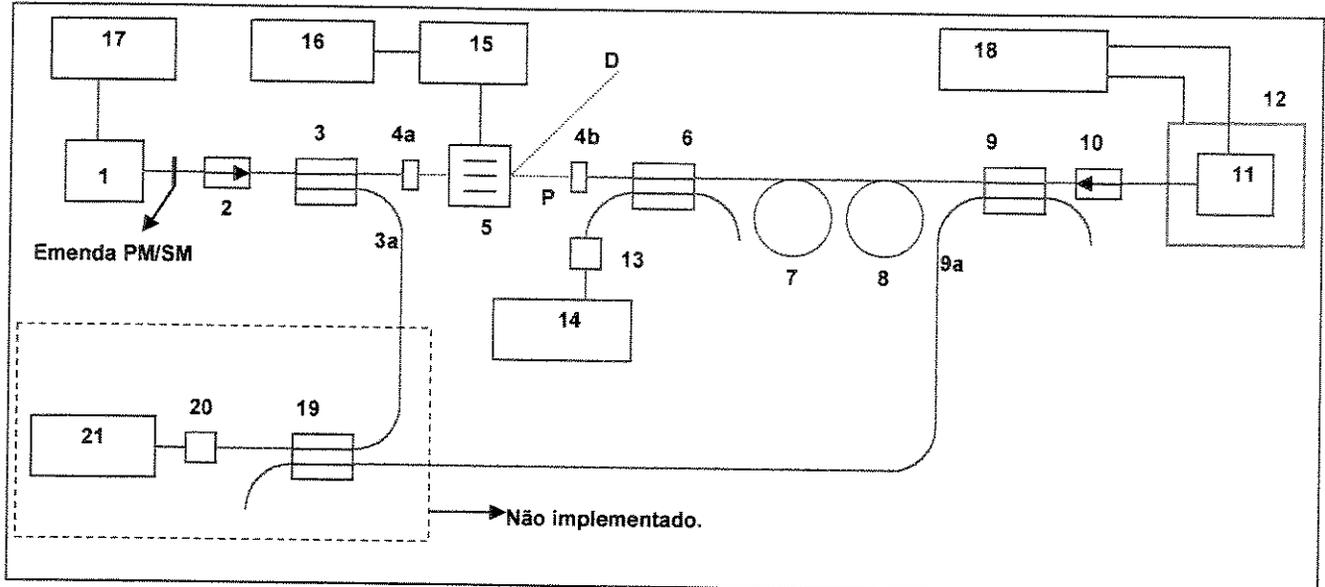


Fig. 4.13: Esquema da configuração preliminar I.

O acoplador direcional 10:90 (3) é utilizado para extrair parte da luz do campo de bombeio através do terminal (3a). Da mesma forma, o acoplador 50:50 (9) extrai parte da luz do campo de sondagem através do terminal (9a). Estas frações serão combinadas por um acoplador direcional 50:50 (19) de forma a possibilitar a observação da frequência de batimento óptico entre os campos de bombeio e sondagem (o qual fornece o valor de $\nu_p - \nu_s$). O detector (20) deve possuir banda larga ($>12GHz$) para detectar o batimento, que será monitorado por (21) um analisador de espectro de RF (banda $>12GHz$). Esta etapa da montagem não implementada.

A célula Bragg (5) é utilizada com a finalidade de gerar os pulso de bombeio. Isto é possível modulando a portadora de RF responsável por gerar as ondas acústicas na célula Bragg. O gerador de funções LEADER LFG1310 (16) gera os pulsos que modularão a portadora de RF através da entrada de modulação do gerador (15) IntraAction ME-40. Uma vez que estamos acoplando o feixe principal, os pulsos de bombeio estarão montados sobre um nível óptico DC tal como na figura 4.14. É importante observar que os pulsos do gerador (16) devem ser invertidos a fim de termos pulsos ópticos no feixe principal.

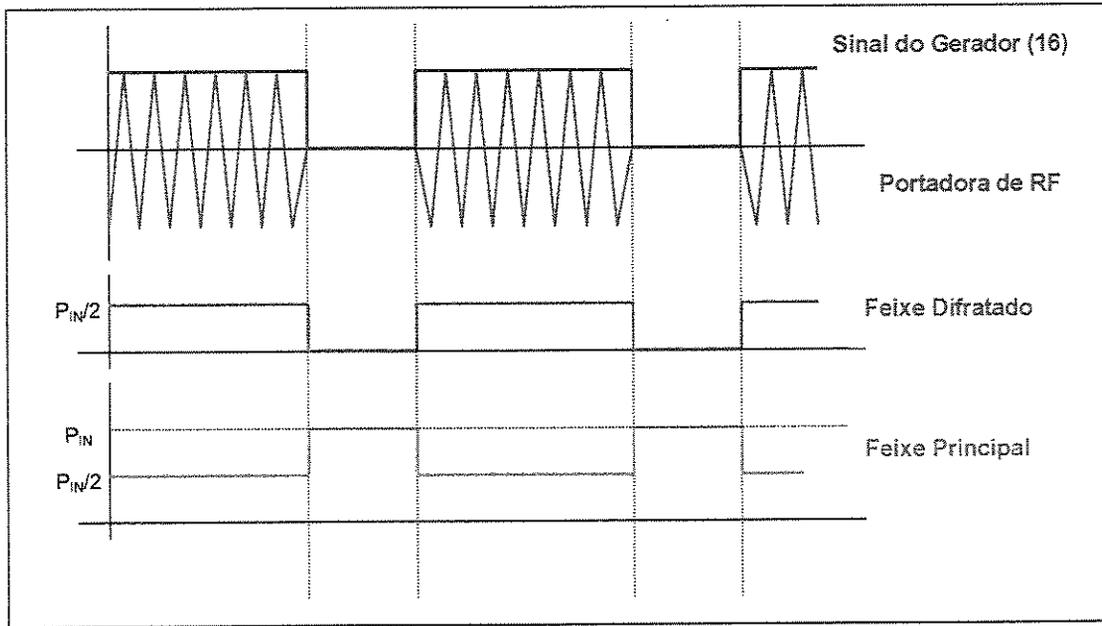


Fig. 4.14: Geração de pulsos através do feixe principal da célula Bragg.

O diodo laser DFB, NewPort LD-1310-21B, pode ter sua frequência de emissão sintonizada através do ajuste da sua temperatura de operação. Para isso acondicionamos o diodo em uma montagem (12), ILX Lightwave LDM-4412, capaz de controlar a sua temperatura. Uma fonte para diodo laser microprocessada (18), ILX Lightwave LDC3724B, controla simultaneamente o diodo e a montagem para controle de temperatura. A figura 4.15 apresenta uma foto do conjunto (11)/(12), na qual se observa o diodo no centro da montagem para controle de temperatura e a fibra de lançamento da luz do laser.

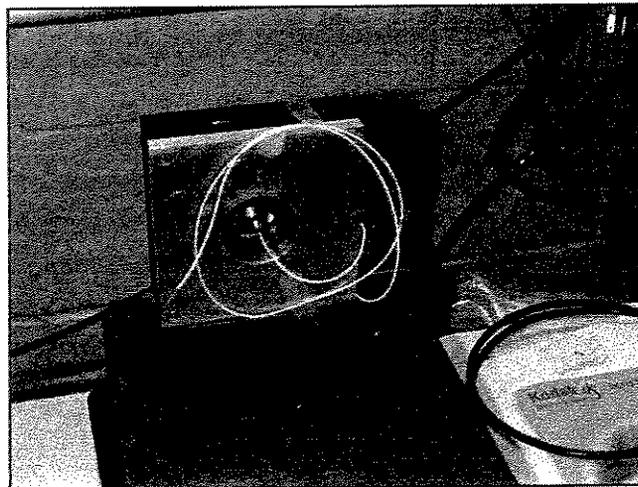


Figura 4.15: Foto do diodo laser DFB na montagem para controle de temperatura.

Para aumentar a estabilidade térmica da montagem (11)/(12) acondicionamos esta em uma caixa de isopor vedada, a qual possibilitava apenas os acessos da fibra de lançamento e dos cabos de controle de temperatura e do diodo laser. Utilizando um analisador de espectro

óptico (Advantest Q8347), obtivemos o comportamento do comprimento de onda de emissão do DFB em função da sua temperatura de operação (figura 4.16)

$$\lambda_{DFB} = 1322.22 + 0.08478T \equiv [nm] \quad (4.8)$$

na qual T é dado em [°C]. Esta curva foi obtida mantendo-se constante a corrente, I_{MON} , medida através do fotodiodo que monitora a potência de saída do diodo laser.

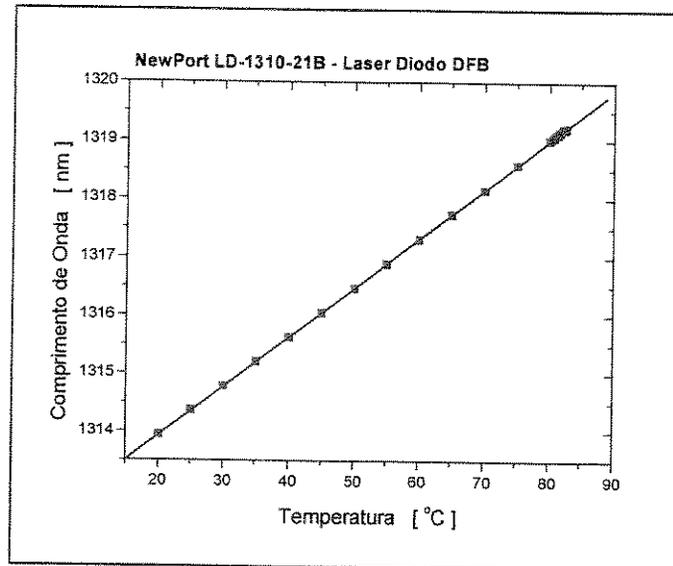


Fig. 4.16: Curva $\lambda_{DFB} \times T_{DFB}$ ($I_{MON} \sim 12\mu A$).

A sintonia do laser de bombeio (1), Lightwave 125-1319-150, pode ser realizada através do ajuste da temperatura da cavidade de Nd:YAG ou através da aplicação de uma deformação mecânica nesta mesma cavidade por meio de um transdutor piezoelétrico. O ajuste de temperatura permite grandes variações na frequência de emissão do laser ($\sim 2.4GHz/^{\circ}C$); enquanto que o ajuste pela deformação da cavidade permite variações pequenas ($\sim 3MHz/Volt$ - valor fornecido pelo fabricante), para um sinal de tensão aplicado ao material piezoelétrico da cavidade.

A figura 4.17 apresenta o comportamento do comprimento de onda do laser de bombeio (1) em função da temperatura da cavidade Nd:YAG. Pode-se observar a presença de saltos no comprimento de onda (*mode hops*) com a varredura de temperatura.

A temperatura mínima permitida para a cavidade Nd:YAG é de $31.4^{\circ}C$; assim, o comprimento de onda mínimo permitido será próximo de $1319.10nm$. De acordo com os resultados obtidos na seção 4.1, a diferença de frequências entre os laser de bombeio e de sondagem deve ser da ordem de $12.7GHz$, o que implica em uma separação da ordem de $0.074nm$ em comprimento de onda.

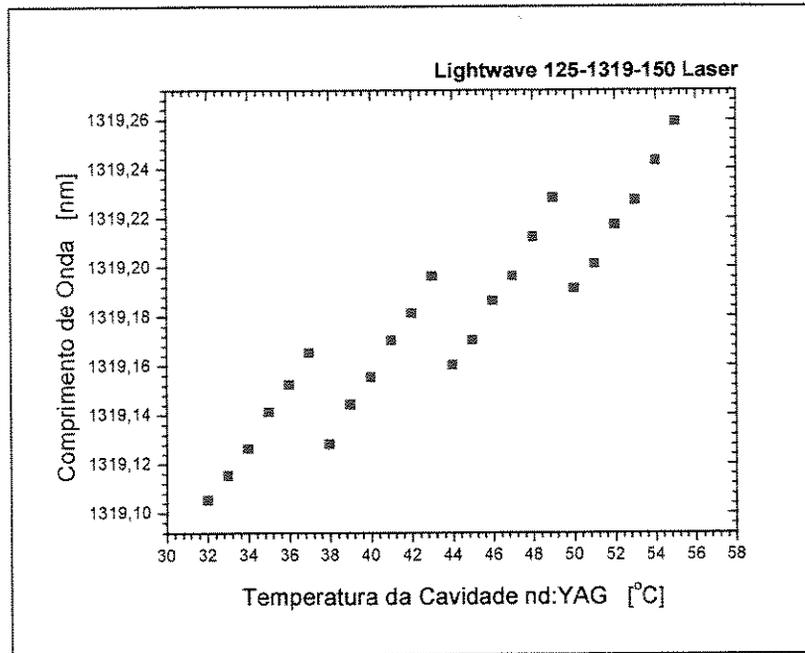


Fig. 4.17: Curva $\lambda_{Nd:YAG} \times T_{Nd:YAG}$.

Assim, devemos operar o laser DFB em uma temperatura da ordem de $80^{\circ}C$ para podermos sintonizar a diferença de frequência ($\nu_p - \nu_B$) no desvio Brillouin de frequência, ν_B . O tempo necessário para que a montagem que controla a temperatura do diodo laser DFB se estabilize em $80^{\circ}C$ é cerca 90 minutos. No entanto, o grau de estabilidade conseguido foi estimado em sendo $\sim 0.005^{\circ}C$ utilizando a caixa de isopor para evitar transientes térmicos muito abruptos na montagem do laser.

Esta instabilidade se mostrou um fator capaz de limitar as experiências possíveis com a montagem da figura 4.13. Utilizando a equação (4.7) podemos mostrar que a frequência de emissão do laser DFB é tal que

$$\nu_{DFB} = \frac{c}{1312.22 \times 10^{-9} + 0.08478 \times 10^{-9} T} \quad (4.9)$$

desta equação teremos que para $T \sim 80^{\circ}C$

$$\frac{\delta \nu_{DFB}}{\delta T_{DFB}} \sim 14.6 \frac{GHz}{^{\circ}C} \quad (4.10)$$

Assim, uma variação $\delta T_{DFB} = 0.005^{\circ}C$ acarretaria uma variação $\delta \nu_{DFB} \sim 73 MHz$ (um valor muito elevado quando comparado com a estabilidade do laser de bombeio $\sim 200 KHz$). Como a largura do ganho Brillouin é desta ordem de grandeza, torna-se freqüente a perda da condição de sintonia na região espectral do ganho Brillouin.

Com o auxílio de um gerador de funções HP3325B (17), aplicamos uma rampa de tensão com amplitude de 10V e frequência de 400Hz no material piezoelétrico responsável por controlar a deformação da cavidade Nd:YAG do laser de bombeio (1), com o objetivo de realizar

uma varredura rápida da frequência de emissão deste laser ($\sim 3\text{MHz/V}$). Utilizamos um detector de potência óptica, Newport 1830/C (13), para acompanhar junto a um osciloscópio, Tektronix TDS400 (14), a amplificação Brillouin do campo de sondagem. A posição máxima de amplificação era encontrada variando-se lentamente a temperatura da cavidade Nd:YAG do laser de bombeio enquanto a temperatura do laser DFB era mantida constante, quando um aumento do sinal do campo de sondagem era observado no osciloscópio, o sinal obtido era congelado e então digitalizado, a célula Bragg (5) não foi utilizada, assim os campos ópticos de bombeio e de sondagem eram contínuos.

Neste procedimento mantivemos a temperatura do laser DFB estável em 77.4°C com uma corrente de operação de 79mA ($I_{\text{MON}} \sim 394\mu\text{A}$). Com o aumento da corrente de operação do diodo laser, o comprimento de onda de emissão também aumenta, assim explica-se a redução na temperatura de operação de 80°C para 77°C . A temperatura da cavidade Nd:YAG do laser de bombeio (1), foi ajustada inicialmente em 52.4227°C (o sistema de controle microprocessado do laser Lighthwave 125-1319-150 permite um ajuste de temperatura com resolução de 10^{-4}°C).

Não foi possível obter o espectro completo do ganho com apenas uma varredura, isto é com apenas um valor para $T_{\text{Nd:YAG}}$. Assim, para observamos todo o espectro foram necessários 4 medidas de forma a realizar uma varredura mais ampla. No entanto como já dissemos, a instabilidade do diodo laser DFB é alta de forma que $T_{\text{Nd:YAG}}$ deve ser sintonizado de forma a possibilitar a varredura correta. A figura 4.18 apresenta o resultado final desta varredura, na qual a posição das medidas é ajustada de forma a formar um espectro contínuo. Pode-se observar três picos distintos neste espectro, o primeiro centro em 0MHz , o segundo e o terceiro próximos respectivamente a 63MHz e 137MHz . O primeiro fato que devemos observar é que estamos trabalhando com dois rolos de fibra que podem possuir valores diferentes para ν_B , além disso não sabemos se algum dos rolos possui emendas com fibras de diferentes ν_B . Assim a melhor explicação para a presença dos três picos é presença de pelo menos três trechos de fibra com diferentes valores de ν_B .

Quando operamos a célula Bragg no regime pulsado, observamos que era praticamente impossível manter a condição de sintonia ($\nu_p - \nu_s \sim \nu_B$) na região espectral de amplificação do campo de sondagem, assim nenhum resultado para esta experiência com o laser DFB foi obtido.

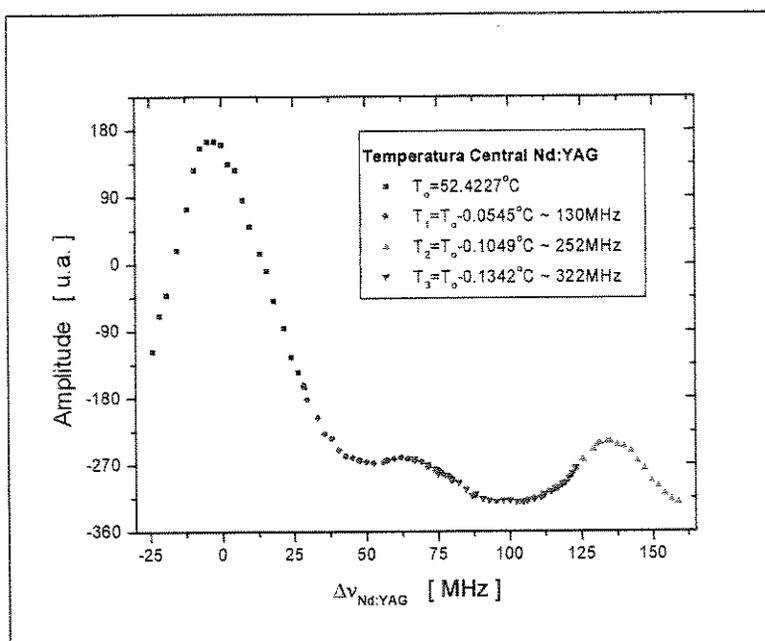


Fig. 4.18: Espectro da amplificação Brillouin do campo de sondagem gerado pelo diodo laser DFB.

4.3.2 CONFIGURAÇÃO I (DIODO LASER DE CAVIDADE SINTONIZÁVEL)

A figura 4.19 apresenta a montagem utilizada para estudar o sistema sensor com um diodo laser de cavidade sintonizável como laser de sondagem. O laser de bombeio (1), Lightwave 125-1319-150, passa pelo acoplador direcional 10:90 (2) sendo então colimado pela lente (3a). O feixe colimado passa pela célula Bragg, IntraAction AOM40N (4), sendo dividido em outros dois feixes, o principal (P) e o difratado (D). Como o acoplamento espacial do feixe principal é mais fácil de ser realizado do que o do feixe difratado, optamos por focalizar o feixe principal através da lente (3b). O campo de bombeio passa então por um circulador óptico, Newport F-CIR-31310 (5), o qual é responsável por permitir a monitoração do campo de sondagem. A fibra sensora é constituída pelo rolo A (6), $L_A \sim 2.7\text{Km}$, e pelo rolo B (7), $L_B \sim 4.6\text{Km}$, totalizando um comprimento de aproximadamente 7.3Km . O campo de sondagem gerado pelo diodo laser de cavidade sintonizável, NewFocus 6324 (10), é focalizado pela lente (3c), passando em seguida pelo isolador óptico (9), e sendo acoplado na fibra sensora após passar pelo acoplador direcional 50:50 (8). Na figura 4.20 temos uma foto que mostra uma visão ampla desta montagem.

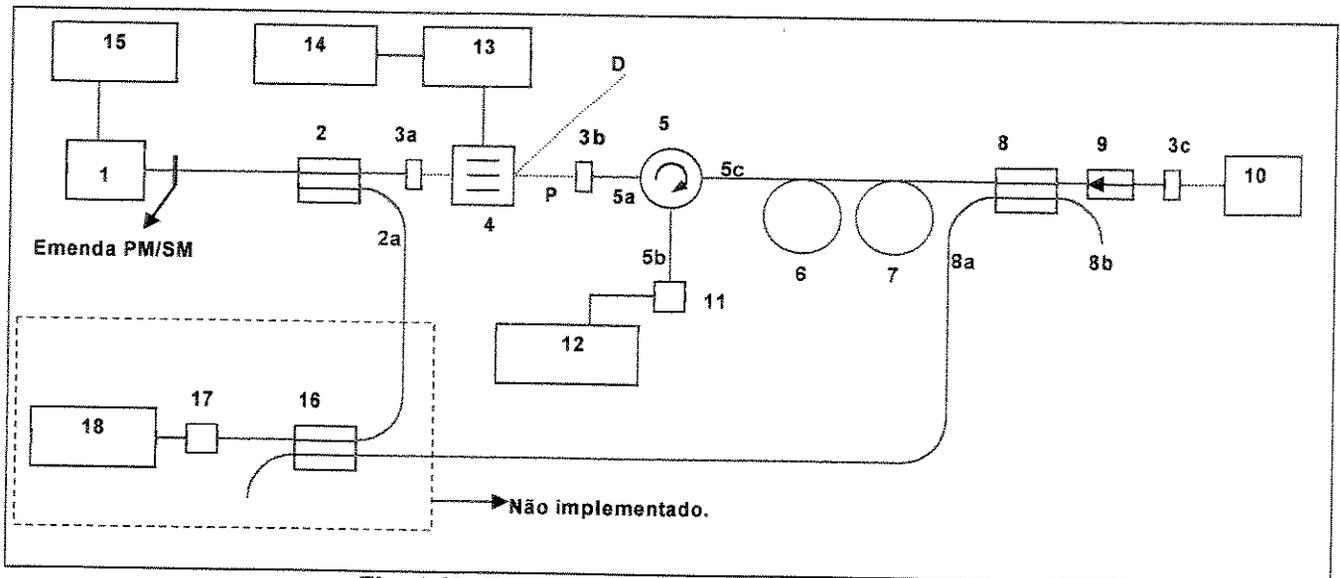


Fig. 4.19: Esquema da Configuração preliminar II

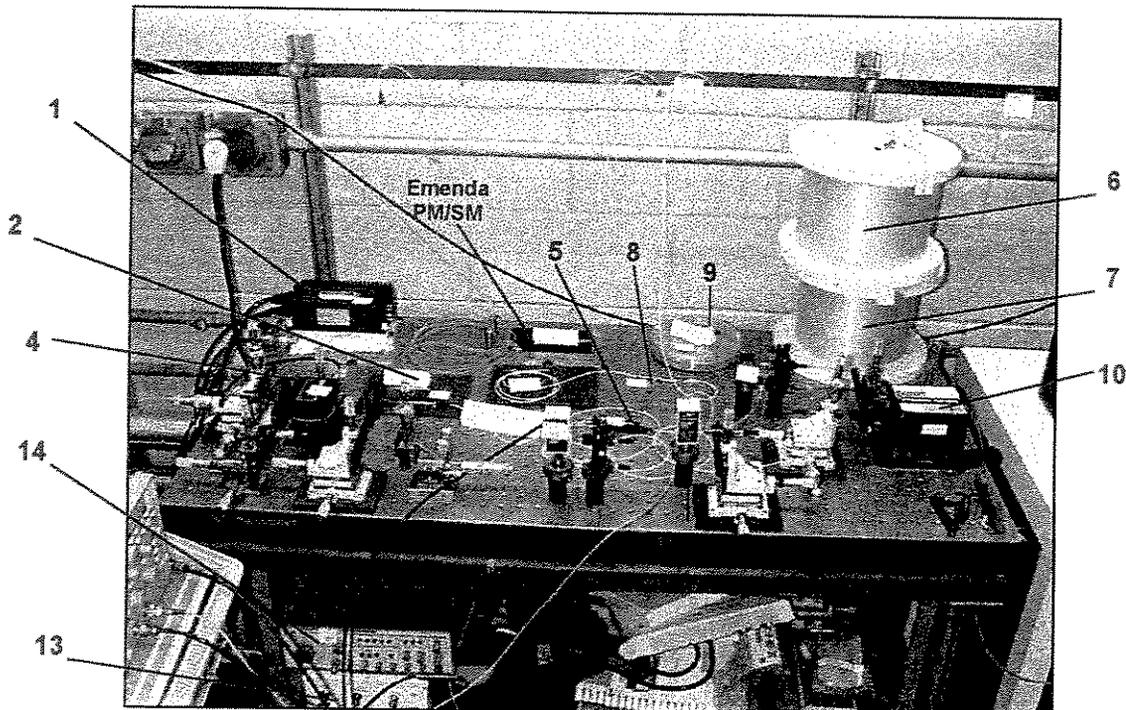


Fig. 4.20: Foto da montagem experimental da configuração II.

Nesta montagem estamos utilizando um circulador óptico no lugar de um acoplador direcional 10:90 (vide figura 4.13). O circulador funciona permitindo a passagem na direção do terminal (5a) para o terminal (5c) do campo de bombeio, e a passagem do campo amplificado de Stokes na direção do terminal (5c) para o terminal (5b). A perda por inserção nestas passagens é menor do que 1dB, e a perda por retorno nos três terminais é da ordem de 60dB, permitindo dispensar o uso do isolador posicionado junto ao laser de Bombeio utilizado na configuração I (item (2), figura 4.13). A baixa perda de inserção na direção (5b→5c) é

importante para garantir um bom nível de potência óptica a ser detectada em (11), na configuração I (figura 4.13) o detector observava apenas 10% da potência do campo de sondagem (devido ao acoplador direcional 10:90).

O laser de sondagem (10) não é acoplado diretamente a uma fibra óptica, assim torna-se necessário o acoplamento espacial através da lente (3c), figura 4.21. Os acopladores direcionais (8) e (2) são para monitorar o batimento ($\nu_p - \nu_s$) através do conjunto (16)/(17)/(18), tal como explicado na configuração I (este conjunto não foi implementado).

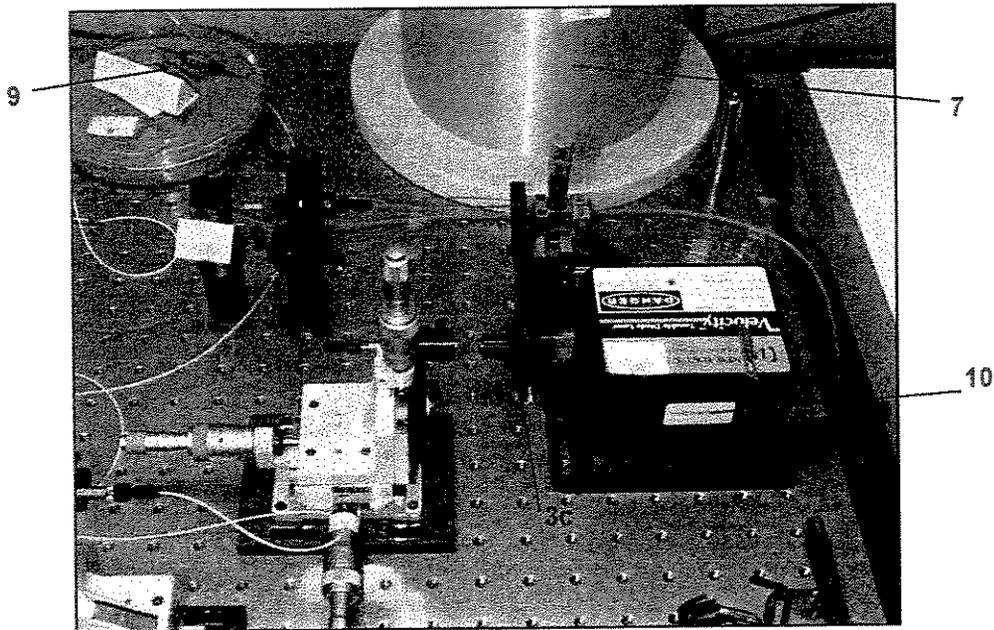


Fig. 4.21: Conjunto de lançamento do laser de sondagem.

O laser (10), NewFocus 6324, é constituído basicamente por um diodo laser, com linha de emissão larga, e uma grade de difração para realizar a sintonia na reflexão em uma das paredes da cavidade do laser. Com a sintonia da grade de difração, a cavidade amplifica apenas uma linha espectral, sendo o próprio diodo laser o meio de ganho. Toda a mecânica deste laser é mantida em uma temperatura controlada ($\sim 20^{\circ}C$) para evitar desvios excessivos em virtude de transientes térmicos. Após cerca de duas horas o conjunto deste laser se estabiliza e a instabilidade na frequência da linha de emissão diminui.

Este laser possui um sistema de controle previamente calibrado, possibilitando um ajuste do comprimento de onda de emissão entre 1280 e $1342nm$. A instabilidade da linha de emissão é da ordem de $1MHz$ (valor fornecido pelo fabricante). Esta instabilidade é menor que a do diodo laser DFB anteriormente utilizado ($\sim 73MHz$). O comprimento de onda de emissão do

laser (10) foi ajustado de forma a estar próximo do comprimento de onda do laser Nd:YAG ($\sim 1319.2\text{nm}$).

A primeira experiência realizada com esta configuração foi observar o espectro de amplificação do campo de sondagem através do mesmo procedimento adotado em 4.3.1. A figura 4.22 apresenta o resultado da varredura espectral já ajustada de forma a compor um espectro contínuo. A menor instabilidade do laser de sondagem NewFocus 6324 pode ser vista quando comparamos a variação nas temperaturas centrais das regiões que compõem o espectro nas figuras 4.18 e 4.22. Podemos observar que esta variação para o laser NewFocus 6324 ($\sim 50\text{MHz}$) é menor do que aquela observada na medida realizada com o diodo laser DFB ($\sim 120\text{MHz}$). A estrutura de picos da figura 4.18 também é observada na figura 4.22 (0MHz , 62MHz e 130MHz).

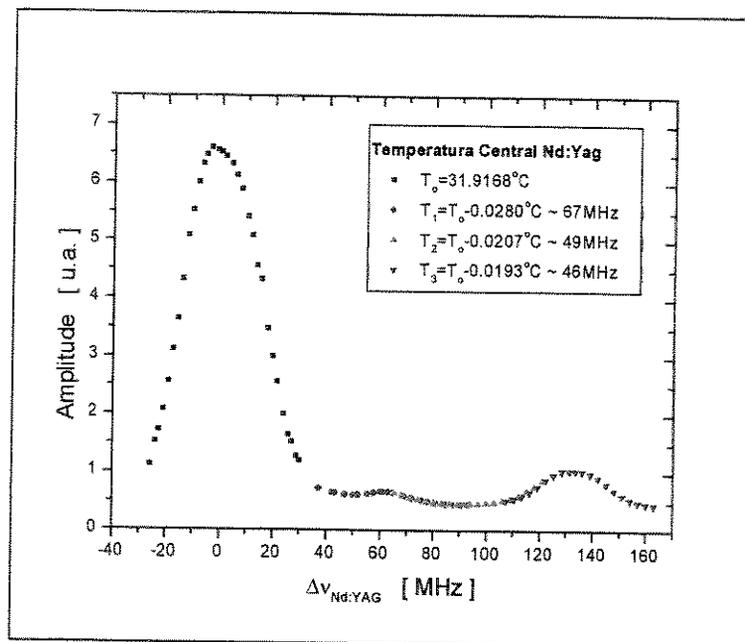


Fig. 4.22: Espectro da amplificação Brillouin do campo de sondagem gerado pelo laser NewFocus 6324.

A figura 4.23 apresenta uma foto da tela do osciloscópio (12) mostrando os traços detectados da rampa de tensão do gerador (15), HP3325B (traço superior), aplicada ao elemento piezoelétrico da cavidade Nd:YAG do laser (1) para varredura rápida, e o sinal do campo de sondagem detectado em (11) por um monitor de potência óptica, Newport 1830/C. A foto corresponde à região do pico localizado em $\Delta V_{\text{Nd:YAG}} \sim 62\text{MHz}$ (figura 4.22).

A figura 4.24 apresenta uma foto do conjunto responsável por realizar o acoplamento espacial do feixe óptico pela célula Bragg (4). O conjunto está alinhado para focalizar através da lente (3b) o feixe principal passando pela célula Bragg.

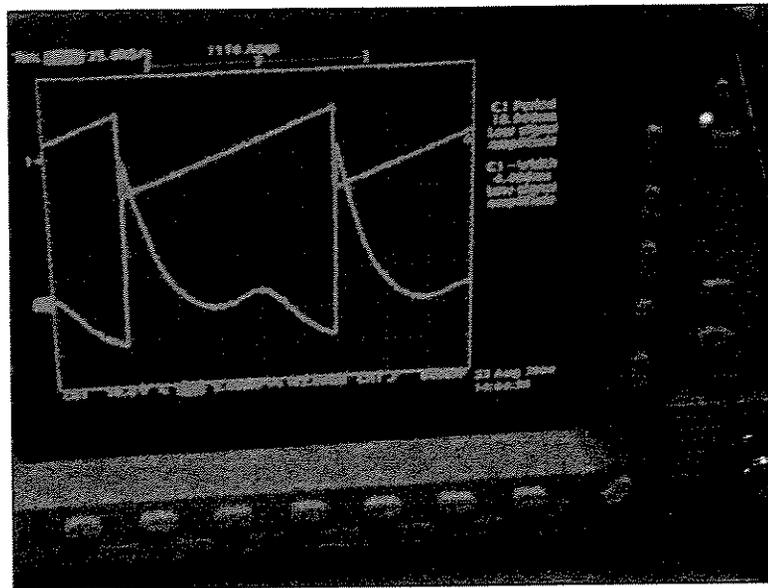


Fig. 4.23: Medida do espectro de amplificação do campo de sondagem ($\Delta v_{Nd:YAG} \sim 62\text{MHz}$).

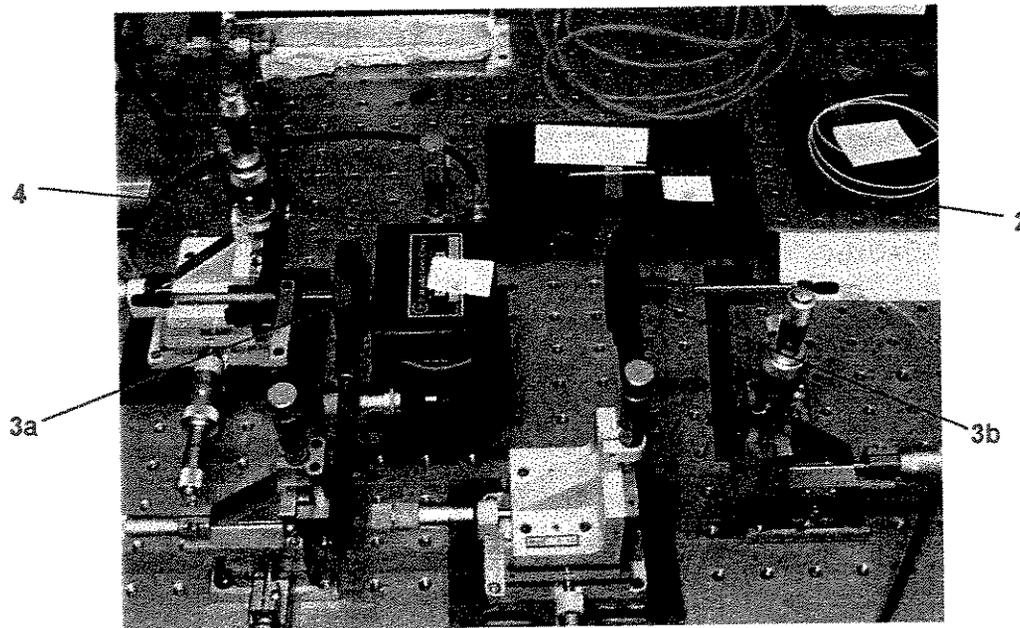


Fig. 4.24: Conjunto responsável pelo acoplamento espacial dos feixes através da célula Bragg (4).

A última experiência que realizamos com a configuração II foi a observação da amplificação do campo de sondagem por pulsos do campo de bombeio gerados com o auxílio da célula Bragg. Como já observamos anteriormente, a estrutura de picos observada na figura 4.22 tem sua causa mais provável na existência de diferentes trechos de fibras com diferentes valores de v_b . Assim, esperamos observar uma amplificação seletiva do campo de sondagem conforme variamos a frequência de emissão do laser de bombeio (através da variação da temperatura da cavidade Nd:YAG).

O gerador de sinais LEADER LFG1310 (14) foi utilizado para modular a portadora de excitação da célula Bragg proveniente do gerador (13), na forma de pulsos tais como os da figura 4.14. Inicialmente utilizamos um monitor de potência óptica, Newport 1830/C, para observar a potência óptica saindo pelo no terminal (8a). A figura 4.25 apresenta uma foto da tela do osciloscópio (12) com o sinal utilizado para modular a portadora (traço superior) e o sinal detectado em (8a). A largura do pulso é aproximadamente $16\mu s$, o tempo decorrido entre o lançamento e a chegada do pulso é da ordem de $\sim 36\mu s$ e corresponde ao tempo de trânsito da luz pela fibra. Utilizando um valor de índice de refração igual a 1.46 podemos estimar o comprimento total da fibra como sendo aproximadamente $7.4Km$, o qual é bem próximo do valor conhecido para a soma do comprimento dos rolos A e B ($\sim 7.3Km$).

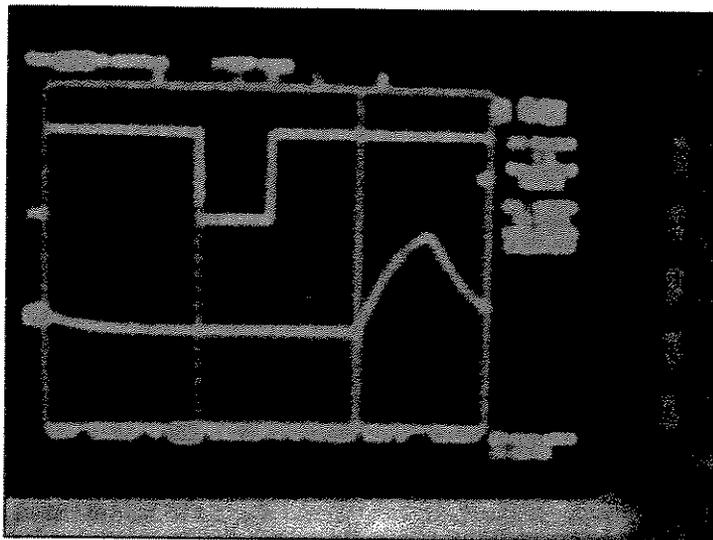


Fig. 4.25: Tempo de trânsito do pulso de bombeio pelos rolos A e B de fibra óptica - $10\mu s/div$.

Estamos utilizando uma largura temporal para o pulso de bombeio grande pois o pulso invertido (traço superior, figura 4.25), que modula a portadora da célula Bragg, é obtido através da variação da simetria de uma onda quadrada. O gerador LEADER LFG1310 (14), possibilita um ajuste de simetria limitado, assim ajustamos a simetria no ponto máximo e fixamos a frequência da onda de forma que cada pulso fosse lançado em um período superior a duas vezes o tempo de trânsito pela fibra ($\sim 72\mu s$). Os altos tempos de subida e descida no pulso detectado são consequência da baixa frequência de corte do monitor de potência óptica, NewPort 1830/C ($\sim 5KHz$).

A detecção do campo de sondagem foi realizada por um detector NewPort 818-BB30 (frequência de corte $\sim 300\text{MHz}$). A figura 4.26 apresenta a tela do osciloscópio para uma condição ($v_p - v_s$) tal que a amplificação do campo de sondagem é máxima no rolo de fibra (6), cujo comprimento é $\sim 2.7\text{km}$. O período entre os pulsos de bombeio é $\sim 102\mu\text{s}$. Utilizando (1.3) temos que a linha vertical contínua indica a posição de tempo, $\Delta t_{IDA+VOLTA} \sim 26\mu\text{s}$ (relativa à linha tracejada), que corresponde ao final do rolo de fibra (6), $\Delta L \sim 2.67\text{Km}$. A linha vermelha marca a posição de tempo $\Delta t_{IDA+VOLTA} \sim 72\mu\text{s}$ que corresponde ao final do rolo (7), $\Delta L \sim 7.39\text{Km}$. Pode-se observar que os tempos de estabilização do campo de sondagem são próximos aos da largura do pulso de bombeio.

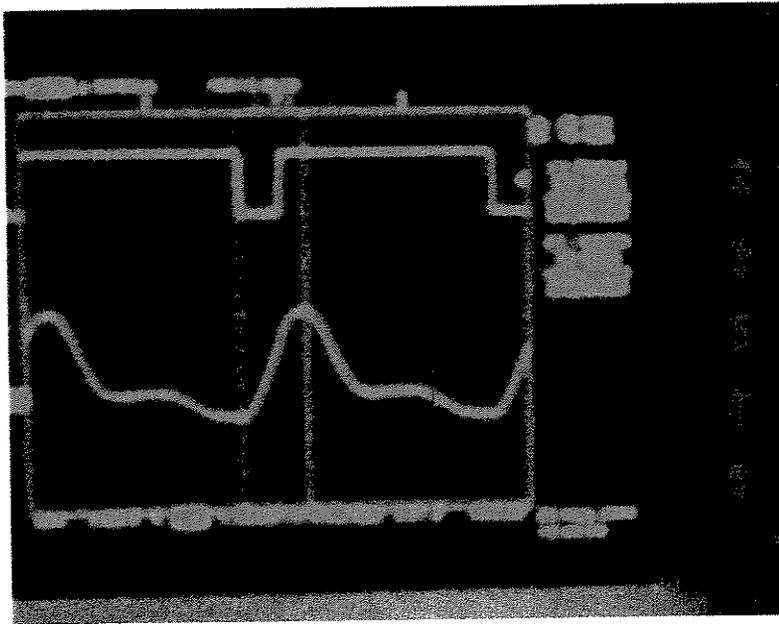


Fig. 4.26: Amplificação do campo de sondagem no rolo de fibra (6) - $20\mu\text{s}/\text{div}$.

A figura 4.27 apresenta uma condição ($v_p - v_s$) na qual o ganho é máximo no rolo de fibra (7). A linha vermelha indica a posição de tempo, $\Delta t_{IDA+VOLTA} \sim 26\mu\text{s}$, que corresponde ao início do rolo (7). A linha contínua indica a posição de tempo, $\Delta t_{IDA+VOLTA} \sim 72\mu\text{s}$, que corresponde ao final do rolo (7). A resolução espacial para as medidas nas figuras 4.26 e 4.27 é da ordem de 1.64Km ($\Delta t_{Pulso} \sim 16\text{ns}$).

A figura 4.28 apresenta o comportamento do campo de sondagem detectado para uma condição ($v_p - v_s$) distante daquela necessária para a amplificação Brillouin ocorrer. Este é o sinal de um sistema OTDR comum, isto é, um sinal de pequena intensidade pois é consequência apenas do espalhamento Rayleigh do pulso de bombeio.

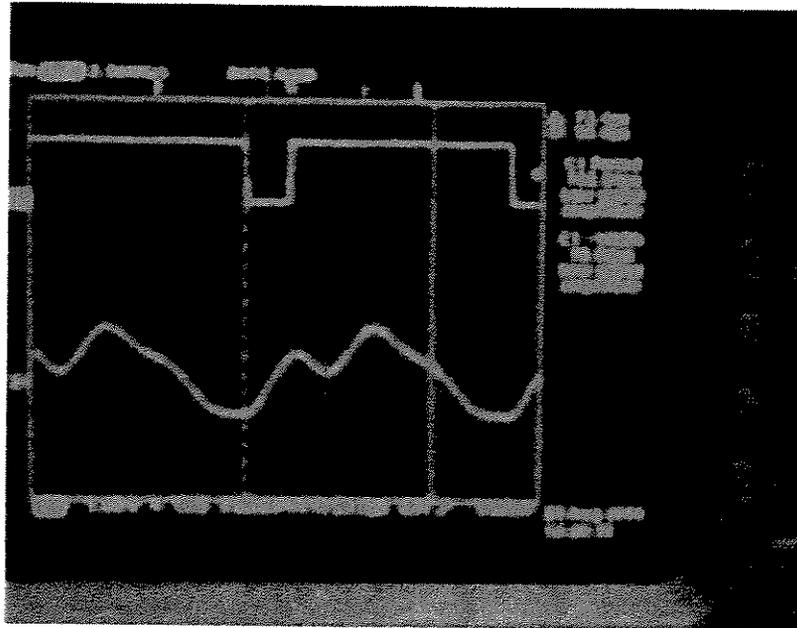


Fig. 4.27: Amplificação do campo de sondagem no rolo de fibra (7) - $20\mu\text{s}/\text{div}$.

A principal observação a ser realizada sobre as figuras 4.26 e 4.27 é o fato delas terem sido obtidas através do ajuste da condição $(\nu_p - \nu_s)$ tal como no princípio de medida do sistema sensor distribuído. Obviamente devemos observar que a performance destes primeiros testes não é a mais adequada para se implementar o sensor proposto. Embora muito ainda deva ser melhorado, estes resultados preliminares permitem um ponto de partida para a continuidade desta pesquisa.

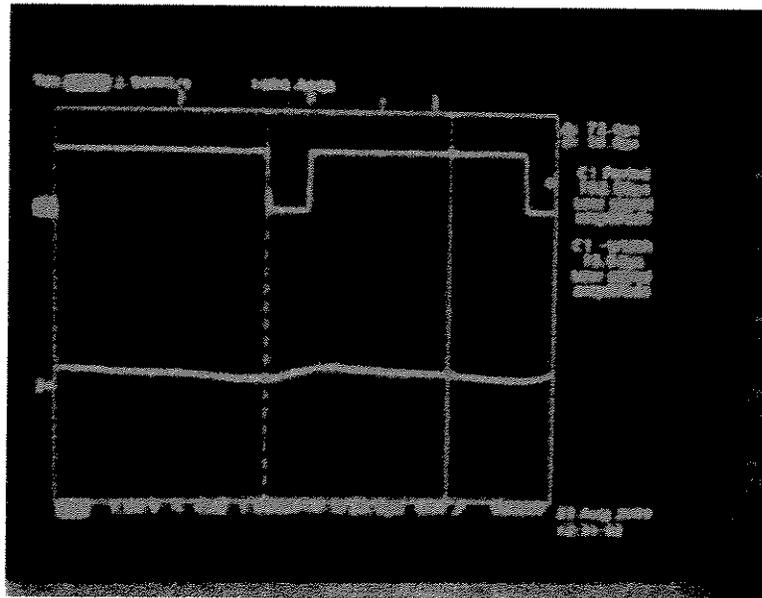


Fig. 4.28: Campo de sondagem sem amplificação Brillouin.

CONCLUSÃO

Com o desenvolvimento dos sistemas computacionais tornou-se possível a implementação de malhas de sensores capazes de monitorar em tempo real medidas provenientes de um grande número de sensores. Os dados obtidos são utilizados para permitir uma avaliação da estrutura que está sendo monitorada, permitindo que procedimentos preventivos e ou ajustes dinâmicos sejam realizados com maior precisão e rapidez. Este tipo de tecnologia é conhecida atualmente como “estruturas e ou materiais inteligentes” e vem sendo alvo de intensa pesquisa em virtude do retorno econômico decorrente dos seus benefícios.

Sistemas sensores distribuídos utilizando fibras ópticas vêm sendo estudados visando a aplicação nas chamadas estruturas inteligentes, pois permitem a obtenção de um grande número de regiões sensíveis sem a complexidade oriunda da utilização dos sistemas eletrônicos convencionais (os quais geralmente necessitam de um par de fios de cobre para cada ponto sensor). Neste sentido, o efeito óptico não linear conhecido como espalhamento Brillouin estimulado começou a ser estudado em 1989, visando o desenvolvimento de sensores distribuídos em fibras ópticas, particularmente sistemas sensíveis à temperatura e deformação mecânica longitudinal ao longo da fibra.

O interesse estratégico nas aplicações desta tecnologia emergente por diversos setores da economia foi o principal motivador da pesquisa que apresentamos nesta dissertação. Este trabalho teve por objetivo principal superar o limiar existente no início de qualquer pesquisa direcionada a um tema ainda pouco desenvolvido. Sendo assim, o volume de pesquisas atualmente em andamento sobre a aplicação do efeito Brillouin em sensores distribuídos indicou uma direção para o tema desta dissertação, o qual foi subdividido nos aspectos Teoria, Modelo Numérico e Resultados Experimentais com a finalidade de permitir uma visão geral de um sensor distribuído utilizando o efeito Brillouin.

Esta conclusão procura compilar os resultados obtidos durante a pesquisa, indicando sempre que possível sugestões a serem exploradas em novos trabalhos.

I. SOBRE A DISSERTAÇÃO

O capítulo 1 apresenta os conceitos básicos envolvidos no tema da pesquisa, entre eles uma visão geral da tecnologia de sensores distribuídos utilizando fibras ópticas e as suas diversas aplicações. Apresenta também o princípio básico de reflectometria óptica no domínio do tempo, a qual é uma técnica utilizada para a obtenção da posição espacial das medidas ao longo da fibra sensora. Alguns conceitos básicos relativos ao efeito Brillouin são apresentados como motivação ao capítulo 2 que desenvolve a teoria sobre o espalhamento Brillouin.

A teoria do efeito Brillouin é desenvolvida com base em uma abordagem teórica intuitiva proposta por Yariv [40] e que permite a obtenção dos mesmos resultados provenientes de uma abordagem baseada nos formalismos de Lagrange/Hamilton. Procurou-se identificar todas as passagens matemáticas para possibilitar um melhor acompanhamento do desenrolar da teoria. O resultado mais expressivo do capítulo 2 é a obtenção da equação (2.71) que descreve analiticamente o parâmetro conhecido como ganho Brillouin. Este parâmetro quantifica a interação paramétrica ocorrendo entre os dois campos ópticos (bombeio e Stokes) e o campo acústico no meio de interação. Diversos aspectos do efeito são discutidos: o limiar Brillouin, o efeito de depleção do campo de bombeio, a saturação na amplificação do campo de Stokes, a dependência dos parâmetros da interação com a temperatura e a deformação mecânica e, por fim, a apresentação do sistema de equações diferenciais que descreve o comportamento dinâmico do efeito Brillouin, o qual será utilizado para implementar o modelo numérico do sensor distribuído no capítulo 3.

Uma sugestão para trabalhos futuros, mais direcionados à aspectos teóricos, é o estudo do efeito Brillouin espontâneo sob o formalismo da física estatística (mais adequado a descrever este processo [43]). Tal estudo seria interessante para avaliar a implementação de sensores utilizando o espalhamento Brillouin espontâneo. Outra sugestão é o estudo da dinâmica do efeito estimulado incluindo a participação das ondas acústicas, o qual seria importante para entender a interação em curtos transientes de tempo como os que ocorrem, por exemplo, no sistema sensor quando se utiliza pulsos de estímulo com durações menores do que o tempo de vida dos fonons acústicos.

O capítulo 3 apresenta uma análise numérica de um sensor distribuído utilizando o efeito Brillouin estimulado. O modelo numérico utilizado é baseado na aproximação por diferenças finitas, os testes de convergência, estabilidade e consistência do modelo são apresentados, mostrando a aplicabilidade do mesmo. Uma série de experiências numéricas são apresentadas de forma a exemplificar o princípio de funcionamento do sensor. Procura-se mostrar como as experiências numéricas podem ajudar na análise de diversos aspectos da performance do

sensor entre eles a resolução espacial das medidas, a influência do erro sistemático nas medidas, a influência do ruído na detecção do campo de sondagem sobre a resolução das medidas (temperatura/deformação). Por fim, o capítulo apresenta o princípio de um sensor capaz de medir, através de uma mesma fibra óptica, a distribuição de temperatura e deformação mecânica em uma estrutura.

Como sempre, o desenvolvimento de modelos numéricos permite a visualização de uma grande quantidade de estudos visando aspectos específicos do sistema. Desta forma, o capítulo 3 preocupou-se em abordar aspectos do sensor que já são alvos de análise pela literatura disponível. No entanto, pesquisas futuras direcionadas ao estudo numérico do sensor devem incluir a análise de novas formas de interrogação espacial além da OTDR e a análise de novas técnicas de processamento de sinais procurando dar ênfase sobre aspectos reais conhecidos, como por exemplo o ruído na detecção de campos ópticos e a limitação dos sistemas de aquisição de dados.

O capítulo 4 apresenta os resultados experimentais obtidos durante a pesquisa. A caracterização do efeito Brillouin espontâneo ocorrendo em fibras ópticas foi realizada com sucesso. O módulo do ganho Brillouin foi obtido através da medida da potência de limiar do efeito e a largura espectral do ganho foi obtida com o auxílio de uma montagem experimental para observar o batimento entre dois campos ópticos. Para o estudo do sensor procurou-se avaliar duas configurações experimentais, uma utilizando um diodo laser DFB e outra utilizando um diodo laser de cavidade sintonizável, ambos como campo de sondagem.

A primeira configuração, utilizando o diodo laser DFB, mostrou que a estabilidade da frequência de emissão das fontes de laser responsáveis pelos campos de bombeio e de sondagem é extremamente importante para assegurar estabilidade nas medidas do sensor. Como o controle de temperatura do laser DFB não era suficientemente estável para proporcionar uma frequência de emissão constante, a única medida realizada com este laser foi a observação da amplificação Brillouin do campo de sondagem utilizando campos ópticos contínuos.

Na segunda configuração, utilizando o diodo laser de cavidade sintonizável, a frequência do campo de sondagem mostrou-se mais estável, possibilitando a realização de algumas medidas capazes de mostrar o princípio de operação do sensor. Nesta configuração a utilização de um circulador óptico permitiu a obtenção de maiores potências na detecção do campo de sondagem.

Uma observação importante sobre a etapa experimental desta pesquisa é o fato do diodo laser DFB (NewPort LD-13130-21B) e do diodo laser de cavidade sintonizável (NewFocus

6324) somente estarem disponíveis a partir dos dois últimos meses da pesquisa. Tal fato limitou sobremaneira o tempo para realização das experiências.

A primeira sugestão para a continuidade da pesquisa é a implementação do conjunto dedicado à medida da condição $\nu_p - \nu_s$ (conjunto indicado como não implementado nas figuras 4.13 e 4.19). Esta medida é importante para assegurar a implementação do princípio de medida do sensor, baseado na varredura da diferença entre as frequências do laser de bombeio e de sondagem.

A segunda sugestão reside na utilização de recursos computacionais para integrar as medidas e o controle dos equipamentos envolvidos. Esta é uma observação importante para aumentar a velocidade das medidas e diminuir a interferência causada pela instabilidade na frequência de emissão dos lasers envolvidos (bombeio e sondagem).

A última sugestão seria a utilização de dois lasers de cavidade Nd:YAG para a realização dos campos de bombeio e de sondagem, visto que a instabilidade deste tipo de laser é extremamente reduzida.

II. SOBRE A PESQUISA

Talvez pareça, aos olhos de um leitor menos avisado, que os resultados experimentais obtidos deixem a desejar. No entanto devemos ressaltar que a complexidade da montagem óptica, principalmente com relação às configurações do sistema sensor e à implementação do princípio de medida (espectroscopia Brillouin associada à reflectometria óptica no domínio do tempo), constitui um fator que deve ser levado em consideração quando confrontado com o limitado período disponível para a montagem destas configurações (devido à ausência dos lasers de sondagem, os estudos com a configuração do sensor foram realizados em apenas dois meses).

Outra consideração importante, que pode passar sem ser notada, é o custo associado a qualquer pesquisa na área de optoeletrônica. Inicialmente podemos citar o custo do laser de bombeio Nd:YAG, Lightwave 125-1319-150, US\$40.000,00 e o custo do diodo laser com cavidade sintonizável, NewFocus 6324, US\$22.000,00. A quantidade de componentes ópticos e a presença de equipamentos eletrônicos de apoio aumentam sobremaneira o custo total envolvido em uma configuração como a da figura 4.19 (provavelmente em torno de US\$100.000,00). Estes custos só são compensados por pesquisas de longo prazo para que exista um pleno aproveitamento dos recursos disponíveis.

Assim, os resultados obtidos são preliminares e indicam a existência de uma infraestrutura experimental capaz de possibilitar a obtenção de resultados significativos a médio e longo prazo.

Podemos identificar pelo menos quatro contribuições desta pesquisa para o tema abordado. Primeiramente, a exposição da teoria clássica do efeito Brillouin de forma clara permite uma melhor compreensão do efeito (capítulo 2). Segundo, o desenvolvimento de um modelo numérico baseado no método de diferenças finitas (capítulo 3) capaz de simular diversas características do sistema sensor. Terceiro, verificação através de simulações numéricas de um novo método para a compensação do erro sistemático (seção 3.11). Quarto, obtenção da largura espectral da linha Brillouin através de uma montagem baseada no princípio de batimento óptico (as medidas atuais necessitavam de duas fontes de laser e ou de montagens interferométricas complexas, seção 4.2).

Durante o período desta pesquisa, uma monografia do autor intitulada “Sensor distribuído de temperatura e deformação mecânica utilizando efeitos não-lineares em fibras ópticas” (Anexo 3), recebeu a segunda colocação (categoria mestrado) no Prêmio Petrobras de Tecnologia de Dutos de 1999. Concedido pela Petróleo Brasileiro S/A, o prêmio procura identificar novas tecnologias para serem aplicadas na rede nacional de dutos petrolíferos.

O reconhecimento do tema de pesquisa por uma empresa do porte da Petrobras ressalta a grande gama de aplicações que um sistema sensor distribuído possui na avaliação e acompanhamento da integridade dos mais diversos tipos de estruturas. A monografia premiada apresentou como proposta um sistema [8] que utiliza o efeito Raman e o efeito Brillouin para obter, em tempo real e em um mesmo circuito óptico, os perfis de temperatura e deformação mecânica simultaneamente ao longo do comprimento da fibra sensora.

Em vista do prêmio recebido, a continuidade dos trabalhos de pesquisa deve recair sobre a utilização dos efeitos Raman e Brillouin em um mesmo circuito óptico para implementar o sensor distribuído proposto na monografia do prêmio.

Por fim, é esperado que esta dissertação tenha cumprido seu papel em apresentar os principais aspectos sobre um sensor distribuído de temperatura e deformação mecânica utilizando o espalhamento Brillouin estimulado em fibras ópticas.

APÊNDICE A

APROXIMAÇÃO PARA A ONDA ACÚSTICA

A onda acústica estimulada no meio pelo espalhamento Brillouin é tal que

$$u(x,t) = \sum_{j=A...D} u_j(x) e^{i(\omega_j t - k_j x)} \quad (\text{A.1})$$

na qual os termos ω_j e k_j são dados pelas relações explicitadas em (2.29). O termo $u_j(x)$ é tal que

$$u_j(x) = F(\omega'_j, k'_j) E'_j \quad (\text{A.2})$$

na qual E'_j é dado em (2.29) e $F(\omega'_j, k'_j)$ é dado por

$$F(\omega'_j, k'_j) = -i \frac{1}{\rho_0} \frac{\gamma k'_j}{(i \omega'_j v_A \alpha_A(\omega'_j) - \omega_j'^2 + v_A^2 k_j'^2)} \quad (\text{A.3})$$

tal como em (2.37).

O objetivo deste apêndice é mostrar que analisando-se individualmente cada termo $u_j(x)$ poderemos concluir que a solução $u(x,t)$ é aproximadamente

$$u(x,t) \approx u_c(x) e^{i(\omega_c t - k_c x)} \quad (\text{A.4})$$

Assim, vamos inicialmente supor que

$$E_1 = E_2 = E \Rightarrow E'_j = E^2 / 4 \quad (\text{A.5})$$

desta forma, podemos concentrar nossa análise apenas no termo $F(\omega'_j, k'_j)$.

O caminho que iremos adotar é o de observar através de gráficos o comportamento de $F(\omega'_j, k'_j)$ para cada termo, A, B, C e D, utilizando parâmetros físicos para o Quartzo (apêndice B). Nestes gráficos, manteremos o valor de ω_1 constante e iremos variar o valor de ω_2 .

Na figura A.1 temos o comportamento de $F(\omega'_j, k'_j)$ para uma situação na qual os campos ópticos se propagam no mesmo sentido, isto é, os campos são co-propagantes. Podemos observar que na região de interesse ($\omega_1 \approx \omega_2$) o termo $F(\omega'_c, k'_c)$ é no mínimo 10^3 vezes maior que os outros termos.

Na figura A.2 temos o comportamento de $F(\omega'_j, k'_j)$ para o caso de campos contra-propagantes, isto é, os campos ópticos se propagam em sentidos contrários. Podemos observar que os valores de $F(\omega'_c, k'_c)$ na região de interesse são pelo menos 10^{12} vezes maiores que aqueles obtidos para os outros termos.

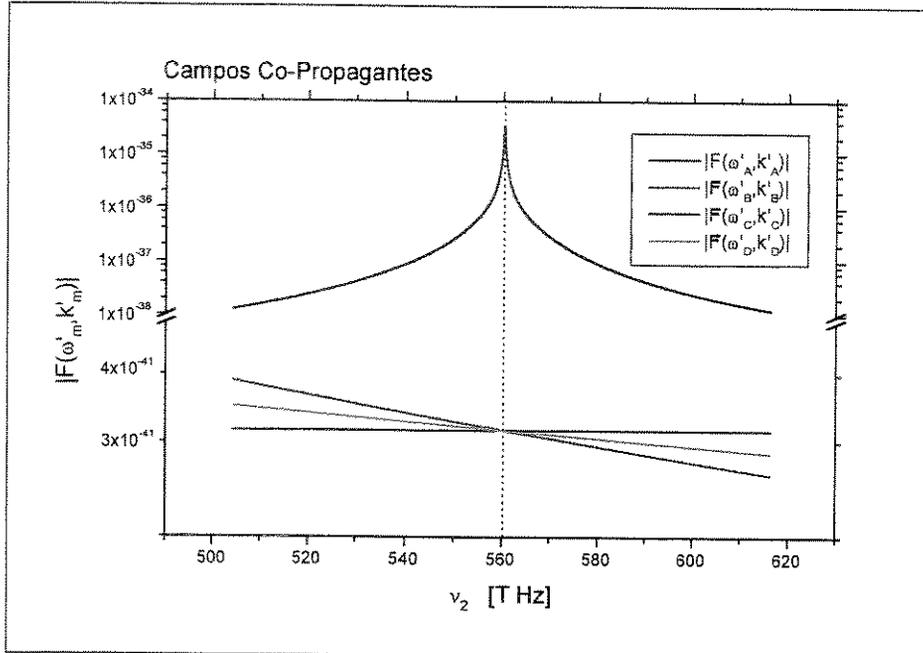


Fig. A.1: Comportamento de $F(\omega'_j, k'_j)$ para campos ópticos co-propagantes.

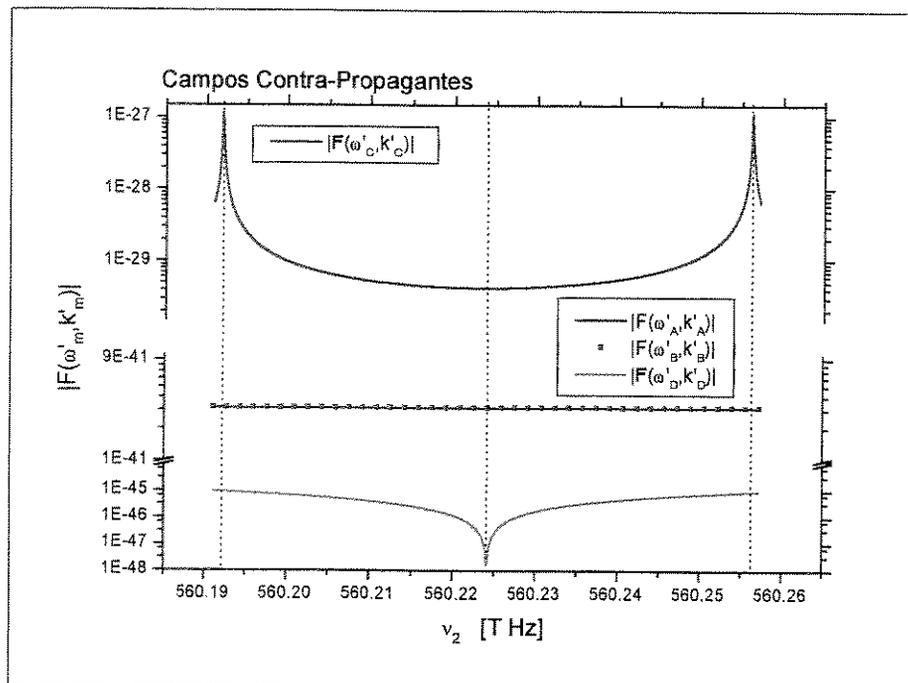


Fig. A.2: Comportamento de $F(\omega'_j, k'_j)$ para campos ópticos contra-propagantes.

Em virtude das relações de grandeza entre o termo $F(\omega'_c, k'_c)$ e os outros termos, tanto para o caso de campos co-propagantes e contra-propagantes, podemos considerar uma aproximação satisfatória para a equação da onda acústica a seguinte relação

$$u(x, t) \approx u_c(x) e^{i(\omega_c t - k_c x)} \quad (\text{A.6})$$

É interessante observar que na situação de interesse, campos contra-propagantes, esta aproximação é extremamente satisfatória visto que $F(\omega'_c, k'_c)$ é no mínimo 10^{12} vezes maior que os outros termos envolvidos garantindo a validade do uso da equação acima.

APÊNDICE B

PARÂMETROS FÍSICOS

Na tabela abaixo relacionamos alguns parâmetros físicos utilizados nesta monografia e referentes ao Quartzo.

Parâmetro	Descrição	Valor
p_{foto}	Constante foto-elástica	0.271
n	Índice de refração	1.46
ρ_o	Densidade de massa volumétrica	$2.2 \times 10^3 \text{ Kg/m}^3$
$g_b (\lambda_P = 1.3 \mu m)$	Ganho Brillouin	$6 \times 10^{-11} \text{ m/W}$
$\Delta v_{gb} (\lambda_P = 1.3 \mu m)$	Largura espectral do ganho Brillouin	$60 \times 10^6 \text{ Hz}$
v_A	Velocidade das ondas acústicas	$5.9 \times 10^3 \text{ m/s}$

APÊNDICE C

PARÂMETROS DE SIMULAÇÃO

P_{pulso}	[mW]	1
P_{CW}	[mW]	1
A_{ef}	[μm^2]	54
L	[m]	500
α	[m^{-1}]	10^{-4}
Δt	[ns]	0.5
Δx	[m]	0.103
N		1.46
Modo		Ganho
Δt_{pulso}	[ns]	100

Tabela C.1

P_{pulso}	[mW]	1
P_{CW}	[mW]	1
A_{ef}	[μm^2]	54
L	[m]	500
α	[m^{-1}]	10^{-4}
Δt	[ns]	0.5
Δx	[m]	0.103
N		1.46
Modo		Perda
Δt_{pulso}	[ns]	100

Tabela C.2

P_{pulso}	[mW]	1
P_{CW}	[mW]	1
A_{ef}	[μm^2]	54
L	[m]	500
α	[m^{-1}]	10^{-4}
Δt	[ns]	0.5
Δx	[m]	0.103
N		1.46
Modo		Ganho
Δt_{pulso}	[ns]	100

Tabela C.3

P_{Pulso}	[mW]	1
P_{CW}	[mW]	1
A_{ef}	[μm^2]	54
L	[m]	500
α	[m^{-1}]	10^{-4}
Δt	[ns]	0.5
Δx	[m]	0.103
N		1.46
Modo		Perda
Δt_{pulso}	[ns]	100

Tabela C.4

P_{Pulso}	[mW]	1
P_{CW}	[mW]	1
A_{ef}	[μm^2]	54
L	[m]	150
α	[m^{-1}]	10^{-4}
Δt	[ns]	1
Δx	[m]	0.206
N		1.46
Modo		Ganho
Δt_{pulso}	[ns]	25; 50; 100; 200; 300; 400

Tabela C.5

P_{Pulso}	[mW]	1
P_{CW}	[mW]	0.01; 0.1; 0.5; 1
A_{ef}	[μm^2]	54
L	[m]	150
α	[m^{-1}]	10^{-4}
Δt	[ns]	1
Δx	[m]	0.206
N		1.46
Modo		Ganho, Perda
Δt_{pulso}	[ns]	100

Tabela C.6

P_{Pulso}	[mW]	1
P_{CW}	[mW]	1
A_{ef}	[μm^2]	54
L	[m]	200
α	[m^{-1}]	10^{-4}
Δt	[ns]	1.5
Δx	[m]	0.309
N		1.46
Modo		Ganho
Δt_{pulso}	[ns]	100

Tabela C.7

P_{Pulso}	[mW]	1
P_{CW}	[mW]	1
A_{ef}	[μm^2]	54
L	[m]	150
α	[m^{-1}]	10^{-4}
Δt	[ns]	1
Δx	[m]	0.206
N		1.46
Modo		Ganho
Δt_{pulso}	[ns]	100

Tabela C.8

APÊNDICE D

PROGRAMAS DE SIMULAÇÃO

Este apêndice apresenta o código fonte do conjunto básico de programas desenvolvidos para a realização dos estudos numéricos apresentados no capítulo 3. O software matemático MatLab (*Mathworks Inc.*) foi utilizado para a implementação do código fonte.

O conjunto de programas é dividido em duas funções, uma de simulação e outra de análise dos dados simulados. As tabelas abaixo relacionam os programas dedicados a cada função.

Programa	Descrição
SBSA2.m	Programa principal da simulação numérica
param1.m	Define parâmetros físicos para simulação
doTperf.m	Define o perfil de temperatura ao longo da fibra óptica
temp.m	Gera matriz de temperatura
sbsB.m	Gerencia os dados simulados
sb2vet.m	Realiza a simulação numérica
Sstokes.m	Gera matriz do campo de Stokes
Spump.m	Gera matriz do campo de bombeio
Ganho.m	Gera matriz do ganho Brillouin

Função Simulação

Programa	Descrição
Carrega.m	Realiza a análise dos dados simulados
lorentz.m	Função distribuição de Lorentz

Função de Análise

Os programas de simulação foram executados sob a versão 4.1 do software *MatLab*. Os programas de análise foram executados utilizando a versão 5.2 do software *MatLab* em conjunto com o toolbox de otimização.

```

% SBSA2.m
% bloco principal da simulação
%

format long E
%warning off

clc;
disp(' ');
disp('Iniciando Simulação...');
clear
clear res
clear display
clear L dx dt razao vf
clear gbmax c DBref LGB vf f1 f2max
clear Ppmax delay Sptype T ts td
clear Psmay delays Sstype TTs tss tds
clear fp fs LGB gbmax Tperfil Tref
clear Ct Tref DBref
clear Pso Ppo PpL
clear Aef alfaF

global display
global L dx dt razao vf
global gbmax c DBref LGB vf f1 f2max
global Ppmax delay Sptype T ts td
global Psmay delays Sstype TTs tss tds
global fp fs LGB gbmax Tperfil Tref
global Ct Tref DBref
global Pso Ppo PpL
global Aef alfaF
global nulostokes;
global Pst Ppt
global xinc
global Ntempo Nespaco
global Ttransito
global nulopump
global res
global bases basep
global sampledt
global smoothing sampling passo mindata
tic; %Inicializa cronômetro para tempo de computação
param1; %Inicializa os parâmetros físicos para a Fibra Óptica
%-----
L=500; %Comprimento da Fibra;
Ttr=L/vf; %Tempo de trânsito
dt=0.5e-9; %Intervalo de tempo na simulação
dx=vf*dt; %Discretização espacial
razao=3.25; %Tempo total de simulação=razão*(Tempo de Transito na fibra)
display=0;
smoothing=0; %Realiza suavização (1=sim, 0=não)
sampling=1; %Realiza amostragem (1=sim, 0=não)
sampledt=dt; %Intervalo de tempo da amostragem
mindata=0; %Minimiza tamanho do arquivo, salvando apenas t e Pso
%-----
Aef=pi*(8.3e-6/2)^2; % Area eficaz de interação
alfaF=1e-4; % Absorção óptica da Fibra [1/m]
Ct=9.4e-5; %Coeficiente de Temperatura utilizado pela função
%que calcula a posição espectral do pico do ganho Brillouin
%-----
%Definição do Perfil de Temperatura na fibra
%-----
dotperf;
temp;
%-----
%Definição doscampos ópticos
%Pump-----
Ppmax=1e-3;
Sptype=3; %Tipo: 1-Contínua 2-Pulso Abrupto 3-Pulso Contínuo
delay=1.05*Ttr; %Atraso antes do lançamento do campo
T=80e-9;

```

```

ts=10e-9;
td=10e-9;
nulopump=1;
%Stokes-----
Psmax=0.01e-3;
Sstype=1; %Tipo: 1-Continua 2-Pulso Abrupto 3-Pulso Contínuo
delays=0; %Atraso antes do lançamento do campo
TTs=25e-9;
tss=5e-9;
tds=5e-9;
nulostokes=1;
%-----

%simulação
for incx=1:11
    inc=incx-1;
    passo=inc;
%-----
% modo de perda
% fs=f1-(inc-5)*LGB/4;
% fp=f2max;
% modo de ganho
% fs=f2max;
% fp=f1-(inc-5)*LGB/4;
% posição de gbmax em Tref - ganho
% fp=f1;
% fs=f2max;
% posição de gbmax em Tref - perda
% fs=f1;
% fp=f2max;
%-----
savename=['save sbs' num2str(inc) '.dat res -ascii -double -tabs'];
sbsb;
eval(savename);
%-----
%Perfil de Gb
perfilgb(incx,1)=inc;
perfilgb(incx,2)=fp-fs;
perfilgb(incx,3)=res(7000,1);
perfilgb(incx,4)=res(7000,2);
perfilgb(incx,5)=res(10000,1);
perfilgb(incx,6)=res(10000,2);
perfilgb(incx,7)=res(14000,1);
perfilgb(incx,8)=res(14000,2);
%-----
%Parâmetros de Simulação
paramA(incx,1)=incx;
paramA(incx,2)=fp-fs;
paramA(incx,3)=fs;
paramA(incx,4)=fp;
paramA(incx,5)=Psmax;
paramA(incx,6)=Sstype;
paramA(incx,7)=delays;
paramA(incx,8)=TTs;
paramA(incx,9)=tss;
paramA(incx,10)=tds;
paramA(incx,11)=Ppmax;
paramA(incx,12)=Sptype;
paramA(incx,13)=delay;
paramA(incx,14)=T;
paramA(incx,15)=ts;
paramA(incx,16)=td;
paramA(incx,17)=dt;
paramA(incx,18)=dx;
paramA(incx,19)=L;
paramA(incx,20)=sampledt;
%-----
end;

save sbsinfo.dat paramA -ascii -double -tabs
save perfilgb.dat perfilgb -ascii -double -tabs

toc;

```

```

% param1.m
% Define os principais parâmetros físicos
% constantes durante a simulação
% Calcula gmax para a situação onde a fibra esta em temperatura ambiente sem Stress
% Determina algumas variáveis globais
%
% Jônatas Fred Rossetto 31/05/1999
% DEMIC/UNICAMP
%

%Parâmetros físicos gerais
ro=2.2e3; %Densidade de Massa [Kg/m^3]
va=5.945e3; %Velocidade da Onda Acústica [m/s]
p=0.271; %Constante Fotoelástica
n=1.46; %Índice de refração da fibra
c=3e8; %Velocidade da Luz no vácuo [m/s]
mu=4*pi*1e-7; %Permissividade Magnética do vácuo
eps=1/(mu*c^2); %Constante dielétrica do vácuo [kg*m/(V^2*s^2)]
gama=p*eps*n^4; %Constante Elasto-óptica [kg*m/(V^2*s^2)]
vf=c/n; %Velocidade da luz na fibra [m/s]

%Os parâmetros abaixo são referentes ao ganho Brillouin, incluem o cálculo do ganho
% máximo e o cálculo da frequência do pico do ganho para situação onde a fibra óptica não
% está estressada e se encontra a temperatura ambiente

% Parâmetros do Campo de Bombeamento
L1=1.32e-6; % Comprimento de onda do campo de bombeamento [m]
W1=2*pi*c/L1; % Frequência Angular
K1=(n/c)*W1; % Número de onda
f1=c/L1; % Frequência do Campo de Bombeamento [Hz]

% Parâmetros do Campo de Stokes no ponto de ganho máximo
K2max=K1*(c-n*va)/(c+n*va); % Número de Onda
W2max=(c/n)*K2max; % Frequência Angular
L2max=2*pi*c/W2max; % Comprimento de onda [m]
f2max=c/L2max; % Frequência [Hz]

% Parâmetros para o Ganho Brillouin
LGB=35e6; % Largura espectral do ganho brillouin [Hz]
absA=2*pi*LGB/va; % Constante de Absorção acústica [1/m]
DB=abs(f1-f2max); % Desvio espectral entre o pico brillouin e fp [Hz]

DBref=DB;
Tref=25;

gbmax=(2*pi*p^2*n^7)/(ro*c*LGB*va*L1^2); % Ganho Brillouin Máximo [m/W]

%Com a variação das condições físicas locais da fibra a frequência DB varia alterando o
% ganho brillouin local, o valor do ganho é uma função das frequências de bombeamento e
% Stokes e da temperatura local da fibra a qual altera DB

global gbmax c DBref LGB vf f1 f2max

% doTperf.m
% monta a matriz de temperatura
global Tperfil
global dx
global L

% Temperatura constante em 25C
%Tperfil(1,1)=0;
%Tperfil(1,2)=25;
%Tperfil(2,1)=0;
%Tperfil(2,2)=25;
%Tperfil(3,1)=1000;
%Tperfil(3,2)=25;
% -----

% Degrau de Temperatura

```

```

Tperfil(1,1)=0;
Tperfil(1,2)=25;
Tperfil(2,1)=0;
Tperfil(2,2)=25;
Tperfil(3,1)=150;
Tperfil(3,2)=35;
Tperfil(4,1)=350;
Tperfil(4,2)=25;
Tperfil(5,1)=1000;
Tperfil(5,2)=25;

% -----
% Perfil Gaussiano de Temperatura
%pontos=round(L/dx);
%for inc=1:pontos
% incx=2+inc;
% x=inc*dx;
% Tperfil(incx,1)=x;
% Tperfil(incx,2)=25+2.5*exp(-(x-50)^2/(25)^2);
%end;
%Tperfil(pontos+3,1)=2000;
%Tperfil(pontos+3,2)=25;

```

```

% temp.m
% Gera matriz espacial do perfil de Temperatura
% simulado na fibra

global L dx Tperfil

N=round(L/dx);
auxA=size(Tperfil);

for incx=1:(N+1)
    x=(incx-1)*dx;
    if auxA(1)>1
        for inc=1:(auxA(1)-1)
            if x>=Tperfil(inc,1)
                if x<=Tperfil(inc+1,1)
                    Temp(incx,1)=x;
                    Temp(incx,2)=Tperfil(inc,2);
                end
            end
        end
    end
end

end;

save temp.dat Temp -ascii -double -tabs;

```

```

function sbsb=sbsb;
% SBSB.m
% bloco principal da simulação
%

format long E

clc;
clear res
global display
global L dx dt razao vf
global gbmax c DBref LGB vf f1 f2max
global Ppmax delay Sptype T ts td
global Psmax delays Sstype TTs tss tds
global fp fs LGB gbmax Tperfil Tref
global Ct Tref DBref
global Pso Ppo PpL
global Aef alfaF
global nulostokes;
global Pst Ppt
global xinc
global Ntempo Nespaco
global Ttransito
global nulopump
global res

```

```

global bases basep
global sampledt
global smoothing sampling mindata

if (dx/dt)<vf
    disp('vdiscret<vf - ops!!1');
end;

sbsb=0;

if (dx/dt)>=vf
    clc;
    s2bvet;

%Smoothing -----
if smoothing==1
    clc;
    disp('Realizando suavização...');
    smooth;
end;

%Amostragem -----
Ttr=1/(vf/L); %Tempo de trânsito
if sampling==1
    disp('Realizando processo de amostragem...');
    dNamostra=round(sampledt/dt);
    amostras=round(Ntempo/dNamostra)-1;
    incb=0;
    for inca=1:amostras
        inc=inca*dNamostra;
        if t(inc)>=0 %delay-Ttr/2
            incb=incb+1;
            res(incb,1)=t(inc);
            if Pso(inc)<1e-120
                Pso(inc)=0;
            end;
            if Ppo(inc)<1e-120
                Ppo(inc)=0;
            end;
            if PpL(inc)<1e-120
                PpL(inc)=0;
            end;
            res(incb,2)=Pso(inc);
            if mindata==0
                res(incb,3)=Ppo(inc);
                res(incb,4)=PpL(inc);
            end;
        end;
    end;
end;

%-----
sbsb=1;
end;

```

% sb2vet.m

```

% Bloco de simulação
% Discretização Simples (Não utiliza interpolação ou runge-kutta)
% implementanto algoritmo vetorizado para aumento da velocidade

```

```

global display
global L vf dx dt razao
global gbmax c DBref LGB vf f1 f2max
global Ppmax delay Sptype T ts td
global Psmax delays Sstype TTs tss tds
global fp fs LGB gbmax Tperfil
global Ct Tref DBref
global Pso Ppo PpL t
global Aef alfaF
global Pst Ppt
global nuIostokes
global xinc
global Ntempo
global Ttransito
global nuIopump

```

```

global bases basep
global passo mindata

% Tempo de Trânsito
Ttransito=1/(vf/L);

% Número de Interações de tempo
Ntempo=round(razao*Ttransito/dt)+1;

% Número de pontos espaciais discretizados
Nespaco=round(L/dx);

% Situação inicial
xinc(1:Nespaco+1)=dx.*((1:Nespaco+1)-1);

for inc=1:(Nespaco+1)
    %gb(inc)=5.8e-11;
    gb(inc)=ganho(xinc(inc));
end;
%bases=sstokes(delays+dt);
%basep=spump(delay+dt);

if nulostokes==1
    Pst(1:Nespaco+1)=zeros(1,Nespaco+1);
end;
if nulostokes==0
    if Sstype==1
        Pst(1:Nespaco+1)=Psmax*exp(-alfaF*(L-xinc(1:Nespaco+1)))./Aef;
    end;
    if Sstype>1
        Pst(1:Nespaco+1)=bases*exp(-alfaF*(L-xinc(1:Nespaco+1)))./Aef;
    end;
end;
if nulopump==1
    Ppt=zeros(1,Nespaco+1);
    basep=0;
end;
if nulopump==0
    if Sptype==1
        Ppt(1:Nespaco+1)=Ppmax*exp(-alfaF*(xinc(1:Nespaco+1)))./Aef;
    end;
    if Sptype>1
        Ppt(1:Nespaco+1)=basep*exp(-alfaF*(xinc(1:Nespaco+1)))./Aef;
    end;
end;

Ppdt=zeros(1,Nespaco+1);;
Pstdt=zeros(1,Nespaco+1);;
% disp('ok - xinc');

t(1:Ntempo)=dt.*(1:Ntempo);
Pso=zeros(1,Ntempo);
Ppo=zeros(1,Ntempo);
PpL=zeros(1,Ntempo);
stokes=sstokesv(t)./Aef;
pump=spumpv(t)./Aef;

% disp('ok - tinc');

percentA=0;

% Simulação
% implementa o loop temporal para a simulação
clc
for inct=1:Ntempo

    % display do progresso da simulação
    percent=round(40*inct)/(razao*Ttransito);
    if ~(percent==percentA)
        home;
        disp('Simulação em Andamento...');
        disp(' ');
        disp('Passo=');
    end
end

```

```

disp(passo);
disp('Percentual completado=');
disp(2.5*percent);
percentA=percent;
end;

% ajusta parâmetros de contorno para os campos de bombeamento e de stokes
Pst(Nespaco+1)=stokes(inct);
Ppto=pump(inct);

% amostra os valores do campo nas extremidades da fibra
Pso(inct)=Pst(1)*Aef;
Ppo(inct)=Ppt(1)*Aef;
PpL(inct)=Ppt(Nespaco)*Aef;

% implementa o cálculo por diferenças finitas da região inicial dos campos na fibra
% para pump, x=0 e para stokes x=L
Pptdt(1)=Ppt(1)*(1-vf*dt*(gb(1)*Pst(1)+alfaF+1/dx))+Ppto*vf*dt/dx;
Pstdt(Nespaco)=Pst(Nespaco)*(vf*dt*(gb(Nespaco)*Ppt(Nespaco)-alfaF-1/dx)+1)+Pst(Nespaco+1)*vf*dt/dx;
% implementa o cálculo por diferenças finitas para os campos no corpo da fibra
% a equação é tal que não se precisa preocupar com a terminação dos campos
Pptdt(2:Nespaco)=Ppt(2:Nespaco).*(-vf.*dt.*(gb(2:Nespaco).*Pst(2:Nespaco)+alfaF+1/dx)+1)+Ppt(1:Nespaco-1).*vf.*dt./dx;
Pstdt(1:Nespaco-1)=Pst(1:Nespaco-1).*(vf.*dt.*(gb(1:Nespaco-1).*Ppt(1:Nespaco-1)-alfaF-1/dx)+1)+Pst(2:Nespaco).*vf.*dt./dx;

% display do perfil interno dos campos
if display==1
subplot(211);
plot(Pst(1:Nespaco).*Aef);
ylabel('Ps');
subplot(212);
plot(Ppt(1:Nespaco).*Aef);
ylabel('Pp');
pause;
end;

% atualiza as matrizes temporais sincronizadas em t
Pst=Pstdt;
Ppt=Pptdt;

end;
% término do loop temporal

function Sstokes=Sstokes(t);
%
% Sstokesv.m
% Gera o sinal luminoso para o campo de bombeamento em função do tempo
% utiliza as seguintes variáveis
% Psmax - potência máxima do campo de bombeamento na inserção
% delays - atraso antes da inserção, para t<delay => Spump=0;
% Geralmente se utiliza apenas em Sstype=1, isto é, fonte contínua
% Sstype - Tipo da Fonte
% Sstype=1
% Fonte contínua
% Sstype=2
% Pulso abrupto se tempos de subida e ou descida
% TTs - duração do pulso
% Sstype=3
% Pulso com derivada contínua
% tss - tempo de subida
% tds - tempo de descida
% TTs - duração do pulso
%
% Futuras implementações devem possibilitar considerar o ruído na frequência de emissão
% e na intensidade de emissão
%

global Psmax delays Sstype TTs tss tds
global dt Ntempo
global bases basep

Sstokes=bases*ones(1,Ntempo); %Inicializa a matriz
NTTs=round(TTs/dt);

```

```
Ntss=round(tss/dt);
Ntds=round(tds/dt);
Ntdelay=round(delays/dt);
```

```
if Sstype==1          %Fonte continua
  Sstokes(Ntdelay+1:Ntempo)=ones(1,Ntempo-Ntdelay)*Psmax;
end;
```

```
if Sstype==2          %Pulso Abrupto
  Sstokes(Ntdelay+1:Ntdelay+NTTs+1)=Psmax*ones(1,NTTs+1);
end;
```

```
if Sstype==3          %Pulso de derivada continua
  Sstokes(Ntdelay+1:Ntdelay+1+Ntss)=Psmax*exp(-(t(Ntdelay+1:Ntdelay+1+Ntss)-(delays+tss)).^2./(tss/3)^2);
  Sstokes(Ntdelay+2+Ntss:Ntdelay+2+Ntss+NTTs)=ones(1,NTTs+1).*Psmax;
  Sstokes(Ntdelay+3+Ntss+NTTs:Ntdelay+3+Ntss+NTTs+Ntds)=Psmax*exp(-(t(Ntdelay+3+Ntss+NTTs:Ntdelay+3+Ntss+NTTs+Ntds)-
(delays+TTs)).^2./(tds/3)^2);
end;
```

```
function Spump=Spump(t);
```

```
%
% SPumpv.m
% Gera o sinal luminoso para o campo de bombeamento em função do tempo
% utiliza as seguintes variáveis
% Ppmax - potência máxima do campo de bombeamento na inserção
% delay - atraso antes da inserção, para t<delay => Spump=0;
% Sptype - Tipo da Fonte
% Sptype=1
% Fonte contínua
% Sptype=2
% Pulso abrupto se tempos de subida e ou descida
% T - duração do pulso
% Sptype=3
% Pulso com derivada contínua
% ts - tempo de subida
% td - tempo de descida
% T - duração do pulso
%
% Futuras implementações devem possibilitar considerar o ruído na frequência de emissão
% e na intensidade de emissão
%
format long E
global Ppmax delay Sptype T ts td
global Ntempo dt
global bases basep

Spump=basep*ones(1,Ntempo); %Inicializa a matriz
NT=round(T/dt);
Nts=round(ts/dt);
Ntd=round(td/dt);
Ntdelay=round(delay/dt);
```

```
if Sptype==1          %Fonte contínua
  Spump(Ntdelay+1:Ntempo)=ones(1,Ntempo-Ntdelay)*Ppmax;
end;
```

```
if Sptype==2          %Pulso Abrupto
  Spump(Ntdelay+1:Ntdelay+NT+1)=Ppmax*ones(1,NT+1);
end;
```

```
if Sptype==3          %Pulso de derivada continua
  Spump(Ntdelay+Nts-2*Nts:Ntdelay+Nts)=basep+Ppmax*exp(-(t(Ntdelay+Nts-2*Nts:Ntdelay+Nts)-(delay+ts)).^2./(ts)^2);
  Spump(Ntdelay+Nts:Ntdelay+Nts+NT)=basep+ones(1,NT+1).*Ppmax;
  Spump(Ntdelay+Nts+NT:Ntdelay+Nts+NT+2*Ntd)=basep+Ppmax*exp(-(t(Ntdelay+Nts+NT:Ntdelay+Nts+NT+2*Ntd)-
(delay+T+ts)).^2./(td)^2);
end;
```

```

function ganho=ganho(x);
%
% gb(x)
% Calcula o valor do ganho brillouin na posição x
% levando em consideração o perfil de temperatura da fibra
% a frequência 'fp' do campo de bombeamento e a
% frequência 'fs' do campo de Stokes
% utiliza gbmax como valor máximo do ganho
%

global fp fs LGB gbmax Tperfil
global Ct Tref DBref

%Bloco inicial
%Determina a temperatura no ponto x;

auxA=size(Tperfil);
if auxA(1)==1
    Temp=Tperfil(1,2);
end;

if auxA(1)>1
    for inc=1:(auxA(1)-1)
        if x>=Tperfil(inc,1)
            if x<=Tperfil(inc+1,1)
                Temp=Tperfil(inc,2);
            end
        end
    end
end

% Calcula o desvio espectral Brillouin

DB1=DBref*(1+Ct*(Temp-Tref));

% Calcula o ganho Brillouin
if fp>fs
    ganho=gbmax*(LGB/2)^2/(((fp-fs)-DB1)^2+(LGB/2)^2); % Ganho Brillouin
end;
if fp<fs
    ganho=-gbmax*(LGB/2)^2/(((fs-fp)-DB1)^2+(LGB/2)^2); % Ganho Brillouin
end;

%carrega.m
% rodar no matlab 5.0
clc;
warning off;
param1;
global DBref Ct Tref
disp('Sistema de análise de dados simulados');
% carrega parâmetros da simulação
tic;
load sbsinfo.dat -ascii
narq=size(sbsinfo);
dt=sbsinfo(1,17);
delay=sbsinfo(1,13);
ndelay=round(delay/dt)-1;
dwgb=rot90(sbsinfo(:,2)/1e9);
Ttr=sbsinfo(1,19)/(3e8/1.46);
% carrega dados simulados
for incx=1:narq(1)
    inc=incx-1;
    loadname=['load sbs' num2str(inc) '.dat -ascii'];
    eval(loadname);
    if inc==0
        lengthname=['length(sbs0)'];
        tamanho=eval(lengthname);
        atribuintempo=['tempo=sbs0(:,1)'];
        eval(atribuintempo);
    end;
    atribuintempoA=['res(:, ' num2str(incx) ')=sbs' num2str(inc) '(:,2);'];

```

```

eval(atribuinameA);
limpaname=['clear sbs' num2str(inc)];
eval(limpaname);
end;
% seleciona apenas os dados posteriores a ndelay
resaux=res(ndelay:length(res),:);
tempoaux=tempo(ndelay:length(tempo));
clear res tempo;
res=resaux;
tempo=tempoaux;
clear resaux tempoaux;
toc
%
% realiza o fit da lorentziana
disp('Realizando Fitting...');
tic
clear inc incx;
options(2)=1e-9;
options(14)=1200;
paramaux=[0.01e-3 1 0.5 dwgb(round(length(dwgb)/2))];
for incx=1:round(length(tempo)/20)-1;
    inc=incx*20;
    if tempo(inc)>=delay
        if tempo(inc)<=(delay+2*Ttr)
            % disp(inc);
            x(incx)=((tempo(inc)-delay)/2)*(3e8/1.46);
            % maximo=max(res(inc,:));
            % minimo=min(res(inc,:));
            % ruido=normrnd(res(inc,:), (maximo-minimo)/50);
            % ydata=res(inc.)+ruido;
            ydata=res(inc,:);
            param=curvefit('lorentz',paramaux,dwgb,ydata,options);
            wgb(incx)=param(4);
            paramaux=param;
        end;
    end;
end;
toc
% Converte wgb para temperatura
Ct=9.4e-5;
Temp=(1/Ct)*(wgb*1e9/DBref-1)+Tref;
plot(x,Temp);
pause;
%
```

%lorentz.m

```

function valor=lorentz(x,xdata);
valor=x(1)+x(2). *x(3)^2./ ((xdata-x(4)). ^2+x(3)^2);
```

APÊNDICE E

MODULADOR ACUSTO-ÓPTICO

Em um modulador acusto-óptico, ou célula Bragg, um feixe óptico propagando por um cristal interage com uma onda de perturbação do índice de refração gerada por uma onda acústica. A perturbação é resultado do efeito foto-elástico no qual uma deformação mecânica produz uma variação linear do índice de refração. A onda de índice de refração se comporta como uma grade de difração, a qual sob certas condições pode defletir o feixe óptico incidente no modulador [18,40].

Dispositivos acusto-ópticos são freqüentemente construídos com materiais como o LiNbO_3 e o Quartzo, observando a necessidade do lançamento das ondas acústicas de forma eficiente nestes cristais na faixa de freqüências que vai de dezenas de megahertz até alguns gigahertz. A velocidade da onda acústica, v_A , no LiNbO_3 é aproximadamente $6 \times 10^3 \text{ m/s}$ de forma que uma onda acústica com 1 GHz de freqüência irá possuir um comprimento de onda, λ_A , da ordem de $6 \mu\text{m}$ (comparável aos comprimentos de onda ópticos). A amplitude da perturbação do índice de refração é proporcional a raiz quadrada da intensidade da onda acústica, assim, variando-se a intensidade da onda acústica podemos variar a profundidade de modulação do índice de refração.

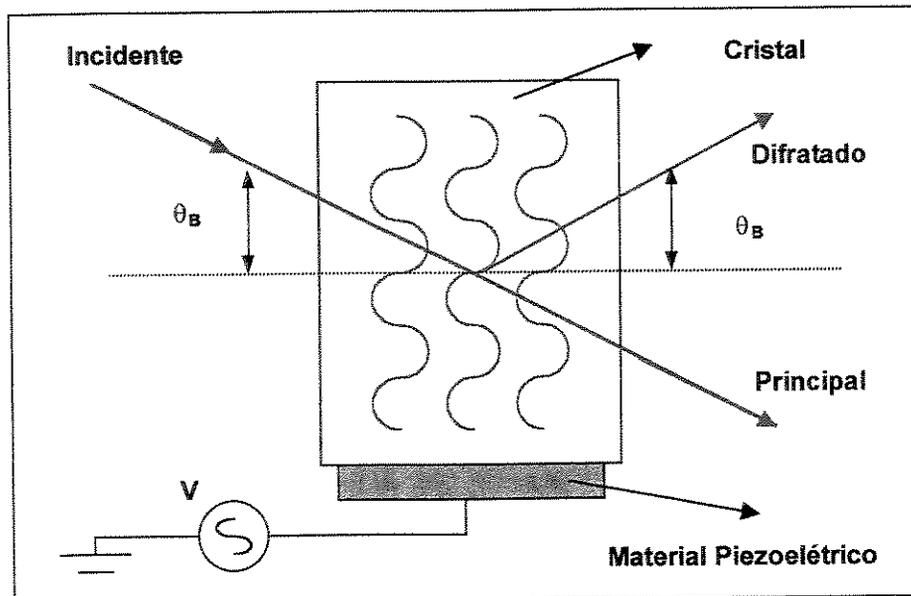


Fig. E.1: Modulador acusto-óptico operando no regime de Bragg.

Um modulador acusto-óptico possui dois modos de operação. Para comprimento de interação $L_{AOM} \ll \lambda_A^2 / \lambda_{OPT}$ o dispositivo opera no regime Raman-Nath, criando múltiplos feixes difratados. No regime de Bragg, $L_{AOM} \gg \lambda_A^2 / \lambda_{OPT}$, temos somente um feixe difratado constituindo o modo de operação mais comum do modulador acusto-óptico (figura E.1).

Para obter uma difração de Bragg eficiente, o ângulo de incidência do feixe óptico relativo a direção de propagação das ondas acústicas deve ser próximo do ângulo de Bragg, θ_B

$$\sin(\theta_B) = \frac{\lambda_{OPT}}{2n\lambda_A} \quad (E.1)$$

na qual n é o índice de refração do cristal. Associado com o a difração de Bragg temos um desvio da frequência do feixe óptico difratado em relação ao feixe principal. Este desvio de frequência, $\delta\nu_{AOM}$, é igual a frequência das ondas acústicas excitadas no cristal, ν_A .

APÊNDICE F

DISTRIBUIÇÃO ESPECTRAL DA LINHA BRILLOUIN

Na ausência de depleção do campo de bombeio, a intensidade do campo de Stokes incidente em $x=0$ será dada por (2.97):

$$I_S(0) = I_S(L) \exp\{g_b I_P(0) L_{ef} - \alpha L\} \quad (\text{F.1})$$

Na qual $I_S(L)$ é a intensidade de inserção do campo de Stokes, $I_P(0)$ é a intensidade de inserção do campo de bombeio, L_{ef} é o comprimento eficaz de interação, L é comprimento total da fibra e g_b é o ganho Brillouin dado pela relação

$$g_b(\nu_{PS}) = \left(\frac{\Delta\nu_{gb}}{2}\right)^2 \frac{I}{[\nu_{PS} - \nu_B]^2 + \left(\frac{\Delta\nu_{gb}}{2}\right)^2} g_b^{max} \quad (\text{F.2})$$

na qual g_b^{max} é módulo máximo do ganho Brillouin, $\Delta\nu_{gb}$ é a largura espectral do ganho Brillouin, ν_B é o desvio Brillouin de frequência e ν_{PS} é a diferença entre as frequências do campo de bombeio e de Stokes, $(\nu_P - \nu_S)$.

Vamos assumir que

$$G = g_b^{max} I_P(0) L_{ef} \quad (\text{F.3})$$

e que

$$\nu = \nu_{PS} - \nu_B \quad (\text{F.4})$$

assim podemos rescrever (F.1) como

$$I_S(0) = I_S(L) e^{-\alpha L} \exp\left[G \frac{I}{1 + \left(\frac{2\nu}{\Delta\nu_{gb}}\right)^2} \right] \quad (\text{F.5})$$

Como o sinal elétrico proveniente da detecção de um campo óptico é proporcional a intensidade do campo óptico, podemos esperar que o espectro do sinal elétrico seja o mesmo do campo óptico.

Quando analisamos o efeito espontâneo, o parâmetro G é fácil de ser avaliado quando observamos a potência de limiar, dada pela equação (2.100):

$$\gamma_{Pol} g_b^{max} P_p^{Cr} (0) \frac{L_{ef}}{A_{ef}} = \gamma G \approx 2I \quad (F.6)$$

Quando a potência de bombeio é muito baixa ou o comprimento eficaz de interação é muito pequeno, podemos assumir que $G \ll 1$. Utilizando a seguinte aproximação por séries de Taylor

$$\exp[x \ll 1] \sim 1 + x + \dots \quad (F.7)$$

podemos rescrever (F.5) considerando $G \ll 1$ como

$$I_s(0) \sim I_s(L) e^{-\alpha L} \left[1 + G \frac{1}{1 + \left(\frac{2\nu}{\Delta\nu_{gb}} \right)^2} \right] \quad (F.8)$$

Assim, nesta situação a distribuição espectral da linha Brillouin tende a ser melhor descrita por uma função lorentziana [43,66]. Assumindo que $\nu_{1/2}$ é tal que a distribuição (F.8) esta a meia altura, isto é,

$$\frac{1}{1 + \left(\frac{2\nu_{1/2}}{\Delta\nu_{gb}} \right)^2} = \frac{1}{2} \quad (F.9)$$

teremos que

$$\Delta\nu_{gb} = 2\nu_{1/2} \quad (F.10)$$

para $G \ll 1$.

Quando a potência de bombeio é elevada e o comprimento de interação é longo, temos que $G \gg 1$. Esta geralmente é situação encontrada para $P_p > P_p^{Cr}$. Como G tende a ser o termo predominante na última exponencial da equação (F.5) podemos utilizar a seguinte aproximação por série de Taylor,

$$G \frac{1}{1 + \left(\frac{2\nu}{\Delta\nu_{gb}} \right)^2} \sim G \left[1 - \left(\frac{2\nu}{\Delta\nu_{gb}} \right)^2 + \dots \right] \quad (F.11)$$

de forma que a equação (F.5) pode ser reescrita como

$$I_s(0) \sim I_s(L) e^{-\alpha L} e^G \exp\left(\frac{-4G\nu^2}{\Delta\nu_{gb}^2}\right) \quad (\text{F.12})$$

Assim, para $G \gg 1$ temos que a distribuição espectral da linha Brillouin tende a ser melhor descrita por uma distribuição gaussiana [43,66]. Assumindo que $\nu_{1/2}$ seja tal que

$$\exp\left(\frac{-4G\nu_{1/2}^2}{\Delta\nu_{gb}^2}\right) = \frac{1}{2} \quad (\text{F.13})$$

podemos mostrar que

$$\Delta\nu_{gb} = \left(\frac{4G}{\ln(2)}\right)^{1/2} \nu_{1/2} \quad (\text{F.14})$$

na qual geralmente se utiliza $G=21$, de acordo com (F.6).

Os resultados (F.8) e (F.12) mostram que a distribuição espectral da linha Brillouin pode ser tanto do tipo lorentziana quanto do tipo gaussiana dependendo do parâmetro G . Quando estamos estudando a linha Brillouin decorrente do espalhamento espontâneo, temos que $G \gg 1$ e a forma do espectro é mais parecida com uma gaussiana.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Horiguchi, T., et. al., "Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering", J. Lightwave Technol., vol. 13, p. 1296, 1995.
- [2] Bao, X., et. al., "Combined distributed temperature and strain sensor based on Brillouin loss in an optical fiber", Opt. Lett., vol. 19, p. 141, 1994.
- [3] Horiguchi, T., et. al., "BOTDA nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction", J. Lightwave Technol., vol. 7, p. 1170, 1989.
- [4] Horiguchi, T., et. al., "Distributed temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers", Opt. Lett., vol. 15, p. 1038, 1990.
- [5] Bao, X., et. al., "22-km distributed temperature sensor using Brillouin gain in an optical fiber", Opt. Lett., vol. 18, p. 552, 1993.
- [6] Bao, X., et. al., "32-km distributed temperature sensor based on Brillouin loss in an optical fiber", Opt. Lett., vol. 18, p. 1561, (1993).
- [7] Bao, X., et. al., "Experimental and theoretical studies on an distributed temperature sensor based on Brillouin scattering", J. Lightwave Technol., vol. 13, p. 1340, 1995.
- [8] Lisbôa, O., "Sensor de temperatura e deformação mecânica em fibra óptica via efeitos de espalhamento Brillouin e Raman estimulados", Patente: Privilégio e Inovação, n.PI 9904589, julho/1999
- [9] Udd, E., "The emergence of fiber optic sensor technology" em "Fiber optic sensors - An introduction for engineers and scientists", editor Eric Udd, John Wiley&Sons, New York, 1991.
- [10] Udd, E., "Fiber optic smart structures" em "Fiber optic sensors - An introduction for engineers and scientists", editor Eric Udd, John Wiley&Sons, New York, 1991.
- [11] York Sensors Ltd, <http://www.york-sensors.co.uk/>
- [12] Sensor Highway Ltd, <http://www.sensorhighway.com/>

- [13] Prueett Industries, <http://www.prueettind.com/looped.html>
- [14] Dalin, J. P., "Distributed Optical Fiber Sensors", SPIE Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors II, vol. 1797, 1992.
- [15] Kingsley, S. A., "Distributed Fiber-Optic Sensors: an overview", SPIE Fiber Optic and Laser Sensors III, vol. 566, 1985.
- [16] Horiguchi, T., et. al., "Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers", IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 1, p. 107, 1989.
- [17] Culverhouse, D., et. al., "Potential of stimulated Brillouin scattering as sensing mechanism of distributed temperature sensors", Electron. Lett., vol. 25, p. 913, 1989.
- [18] "Fiber Optic Sensors - An Introduction for Engineers and Scientists" , editado por Eric Udd, John Wiley&Sons, Inc., New York 1991.
- [19] "Optical Fiber Sensors: Principles and Components", editado por John Dakin e Brian Culshaw, vols. 1 e 2, Artech House Inc., London, 1988.
- [20] Barnoski, M. K., Jensen, S. M., "Fiber Waveguides: A novel technique for investigating attenuation characteristics", Appl. Opt., vol. 15, p. 2112, 1976.
- [21] MacDonald, R. I., "Frequency domain optical reflectometer", Appl. Opt., vol. 20, 1840, (1981).
- [22] Eichoff, W., Ulrich, R., "Optical frequency domain reflectometry in single-mode fiber", Appl. Phys. Lett., vol. 39, 693 (1981).
- [23] Uttam, D., Culshaw, B., "Precision time domain reflectometry in optical fiber systems using frequency modulated continuous wave ranging technique", IEEE J. Lightwave Technol. , vol. 3, 972, (1985).
- [24] Everard, J. K. A., "Novel signal techniques for enhanced OTDR Sensors", Proc. SPIE Fiber Optic Sensors II, vol. 798, paper 05, The Hague, (1987).
- [25] Glynn Williams, Ian Walker, "Preventing the formation of waxes&hydrates in pipeline bundles using a Fibre Optic Thermal Profiling System", Sensor Highway Ltd., 1999.
- [26] Russell Miller, John Davies, Glynn Williams, George Brown, "Fiber Optic Monitoring of ERD Wells at BP Amoco's Wytch Farm Field", Sensor Highway Ltd., 1999.
- [27] Bao, X., et. al., "Experimental and Theoretical Studies on a Distributed Temperature Sensor Based on Brillouin Scattering", J. Lightwave Technol., vol. 13, p. 1340, 1995.

- [28] Bao, X., et. al., "Combined distributed temperature and strain sensor based on Brillouin loss in an optical fiber", *Opt. Lett.*, vol. 19, p. 141, 1994.
- [29] Bao, X., et. al., "Structural monitoring by use of a Brillouin distributed sensor", *Appl. Opt.*, vol. 38, p. 2755, 1999.
- [30] comunicação interna, Cássio Kuchpil, CENPES/PETROBRAS, maio/2000.
- [31] Chiao, R. Y., et. al., "Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves", *Phys. Review Lett.*, vol. 12, p. 592, 1964.
- [32] Govind P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, 2a edição, San Diego, 1995.
- [33] Shen, Y. R., "Principles of Nonlinear Optics", Wiley, New York, 1984.
- [34] Tang, C. L., "Saturation and spectral characteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process", *J. Appl. Phys.*, vol. 37, p. 2945, 1966.
- [35] Rossetto, J. F., et. al., "Aplicação do Espalhamento Brillouin Estimulado na implementação de sensores distribuídos utilizando fibras ópticas: resultados preliminares", *Resumos - XIII ENFMC*, p. 398, 2000.
- [36] Wait, P.C., et. al., "Landau-Placzek Ratio applied to Distributed Fibre Sensing", *Optics Communications*, vol. 122, p. 141, 1996.
- [37] De Souza, K., et. al., "Characterisation of Strain Dependence of the Landau-Placzek Ratio for Distributed Sensing", *Electronics Letters*, vol. 33, p. 615, 1997.
- [38] Bao, X., et. al., "Simultaneous distributed strain and temperature measurement", *Applied Optics*, vol. 38, p. 5372, 1999
- [39] Rossetto, J. F., et. al., "Simulation of a Distributed Temperature Sensor using the Stimulated Brillouin Scattering in Optical Fibers: Preliminary Results", *Anais IX SBMO*, João Pessoa, 2000.
- [40] Yariv, A., "Optical Electronics", Oxford Press, New York, 1991
- [41] Tang, C. L., "Saturation and spectral characteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process", *J. Appl. Physics*, vol. 37, p. 2945, 1966.
- [42] Kroll, N. M., "Excitation of hypersonic vibrations by means of photoelastic coupling of high-intensity light waves to elastic waves", *J. Appl. Physics*, vol. 36, p. 34, 1965.

- [43] Boyd, R. W., et. al., "Noise initiation of stimulated Brillouin scattering", *Physical Review A*, vol. 42, p. 5514, 1990.
- [44] Shen, Y. R., "Principles of Nonlinear Optics", Willey, New York, 1984.
- [45] Reitz, et. al., "Fundamentos da Teoria Eletromagnética", Campus, Rio de Janeiro, 1988.
- [46] Marrion, J. B., et. al., "Classical Dynamics of Particles&Systems", Saunders, 1993.
- [47] Townes, C. H., "Quantum Electronics", Columbia university Press, new York, p. 479, 1960.
- [48] Agrawal, G. P., "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, San Diego, 1995.
- [49] Smith, R. G., *Applied Optics*, vol. 11, p. 2489, 1972.
- [50] Smith, R. G., *Applied Optics*, vol. 11, p. 2489, 1972.
- [51] Ippen, E. P., et. al., "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers", *Appl. Physics Letters*, vol. 21, p. 538, 1972.
- [52] Chen, L., et. al., "Analytical and numerical solutions for steady state stimulated Brillouin scattering in a single-mode fiber", *Opt. Comm.*, vol. 152, p. 65, 1998.
- [53] Azuma, Y., et. al., *Electron. Lett.*, vol. 24, p. 250, 1988.
- [54] Shibata, N., et. al., *Opt. Lett.*, vol. 12, p. 269, 1987.
- [55] Kurashima, T., et. al., "Thermal effects on Brillouin frequency shift in jacketed optical silica fibers", *Appl. Opt.*, vol. 29, p. 2219, 1990.
- [56] Mitchell, A. R., et. al., "The finite difference method in partial differential equations", John Wiley&Sons, New York, 1980.
- [57] Garus, D., et. al., "Distributed fibre optical sensors using Brillouin backscattering", *SPIE*, vol. 2510, p. 172, 1995.
- [58] Brown, A. W., et. al., "Spatial resolution enhancement of a Brillouin distributed sensor using a novel signal processing method", *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, p. 1179, 1999.
- [59] Bao, X., et. al., "Pulse width dependance of the Brillouin loss spectrum", *Opt. Comm.*, vol. 168, p. 393, 1999.
- [60] Brown, A. W., et. al., "Analysis of the precision of a Brillouin scattering based distributed strain sensor", *SPIE*, vol. 3670, p.359, 1999.

- [61] Geinitz, E., et. al., "The influence of pulse amplification on distributed fibre-optic Brillouin sensing and a method to compensate for systematic errors", *Meas. Sci. Technol.*, vol. 10, p. 112, 1999.
- [62] DeMerchant, M. D., et. al., "Automated system for distributed sensing", *SPIE*, vol. 3330, p. 315, 1998.
- [63] Labudde, P., et. al., *Opt. Commun.*, vol. 32, p. 385, 1980.
- [64] Park, et. al., *Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, p. 79, 1993.
- [65] Miyamoto, Y., et. al., *Electron. Lett.*, vol. 30, p. 797, 1994.
- [66] Wait, P. C., et. al., "Measurement of Brillouin scattering coherence length as a function of pump power to determine Brillouin linewidth", *Opt. Commun.*, vol. 117, p. 142, 1995.

ANEXO 1

PUBLICAÇÃO - XXIII ENFMC

J. F. ROSSETTO, O. LISBÔA, E.C. FERREIRA, "Aplicação do Espalhamento Brillouin Estimulado na Implementação de Sensores Distribuídos utilizando Fibras Ópticas: Resultados Preliminares", XXIII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2000, São Lorenço, MG, XXIII ENFMC.

APLICAÇÃO DO ESPALHAMENTO BRILLOUIN ESTIMULADO NA IMPLEMENTAÇÃO DE SENSORES DISTRIBUÍDOS UTILIZANDO FIBRAS ÓPTICAS: RESULTADOS PRELIMINARES
 Jônatas Fred Rossetto, Bsc.⁽¹⁾; Ten. Cel. Int. Osni Lisbôa, Ph.D.⁽²⁾; Elnatan Chagas Ferreira, Dr.⁽¹⁾
⁽¹⁾ UNICAMP/FEEC/DEMIC, ⁽²⁾ CTA/IEAv/EFO

A utilização do espalhamento Brillouin estimulado (*Stimulated Brillouin Scattering, SBS*) em fibras ópticas como meio de se implementar sensores distribuídos de temperatura e deformação mecânica é discutida tendo em vista suas aplicações na área de Materiais e Estruturas Inteligentes. Os conceitos teóricos básicos relativos ao SBS são apresentados, bem como os resultados preliminares sobre a observação experimental deste efeito em fibras ópticas monomodo, os quais permitiram a obtenção do módulo do ganho Brillouin ($\sim 4.072 \times 10^{-11} mW^{-1}$) e da velocidade das ondas acústicas estimuladas na fibra ($\sim 5.763 \times 10^3 ms^{-1}$) além de uma estimativa para a largura espectral do ganho Brillouin ($\sim 52 MHz$).

I. INTRODUÇÃO

O acelerado desenvolvimento, observado nestas últimas duas décadas; em campos relativos ao processamento e geração de informação vem colocando à disposição novas tecnologias que permitem o gerenciamento e a análise de dados de forma cada vez mais eficiente. Como era de se esperar, sistemas de sensoriamento e medida estão se tornando uma atividade crescente na geração de informação.

Juntamente ao avanço nas tecnologias da informação, observou-se também uma explosão na utilização das fibras ópticas como elementos integrantes dessa tecnologia, principalmente no que se refere à comunicação de dados. As necessidades de mercado foram impostas e os custos dos elementos que possibilitaram estes avanços foram drasticamente reduzidos, disseminando suas aplicações e simultaneamente beneficiando áreas de pesquisa tais como a de *sensores a fibra óptica* [1].

Com o aumento da capacidade nos sistemas de processamento digital de dados, novas possibilidades são dispostas na área de sistemas sensores, incluindo a monitoração de malhas de sensores em estruturas as mais diversas possíveis. Como exemplo, os avanços obtidos nos chamados materiais compósitos têm mostrado a viabilidade da introdução de fibras ópticas como componentes integrantes dessa nova classe de materiais [1], dando origem a uma área de pesquisa conhecida como *Materiais e Estruturas Inteligentes (Smart Material and Structures, Intelligent Material and Structures)*. Multidisciplinar por natureza, esta nova área de pesquisa visa construir estruturas que, associadas a sistemas dedicados de sensores, atuadores e controle, sejam capazes de, em tempo real, ser controladas e/ou modificadas dinamicamente.

Atualmente sensores a fibra óptica já são uma realidade comercial competitiva em relação aos sistemas tradicionais eletrônicos ou eletro-mecânicos. No entanto, um grande esforço vem sendo concentrado em aplicações que permitam aproveitar a capacidade das fibras ópticas para enviar e receber sinais por longas distâncias através de redes de sensores. Neste

caso, procura-se evitar a conversão entre eletrônica e fônica separadamente em cada elemento sensível, reduzindo os custos e aumentando a flexibilidade desses sistemas. A maior dificuldade nesta pesquisa, que concerne tanto aos sensores ópticos quanto aos não-ópticos, é a interferência entre múltiplos efeitos. Por exemplo, um sensor dedicado à medida de deformação ou pressão pode ser dependente da temperatura. Nos últimos anos intensa pesquisa foi direcionada no sentido de estudar a dependência entre os diversos efeitos utilizados na implementação de sensores a fibras ópticas.

A natureza inerente do sensoriamento distribuído [2] em sensores a fibra óptica intrínsecos (nos quais o elemento sensor é a própria fibra óptica) pode ser usada para criar novas formas de sensores para os quais, em geral, não existem concorrentes convencionais. Nestes sensores, a modulação do campo óptico induzida pela grandeza a ser medida ocorre enquanto a luz permanece guiada dentro da fibra. Adotando-se técnicas específicas de processamento de sinais, diferentes regiões espaciais da fibra sensora podem ser separadamente interrogadas, possibilitando ao sensor obter o perfil da grandeza medida ao longo da fibra.

Esta característica dos sensores distribuídos intrínsecos torna-os particularmente atraentes para aplicações nas quais o monitoramento de uma grandeza escalar é necessária em um grande número de pontos, ou continuamente, ao longo da fibra óptica. Exemplos de aplicações incluem (1) o monitoramento da deformação mecânica em grandes estruturas como prédios, pontes, barragens, tanques de armazenagem, navios, plataformas de petróleo, aviões, foguetes, dutos com longas distâncias, etc. (2) distribuição de temperatura em transformadores elétricos de potência, geradores, sistemas reatores, fornos, sistema de controle de processos, sistema de detecção de incêndio, dutos de perfuração, etc. (3) sensores embutidos em materiais compósitos para aplicações na obtenção, em tempo real, da deformação mecânica, vibração e temperatura em estruturas e fuselagens, especialmente na indústria aeroespacial.

Atualmente estamos pesquisando a implementação de um sensor distribuído a fibra óptica que utiliza as características do efeito não-linear conhecido como Espalhamento Brillouin Estimulado para a medida da distribuição do perfil de temperatura e deformação mecânica longitudinal ao longo de uma fibra óptica [3,4]. É interessante ressaltar que, de acordo com a literatura disponível sobre o assunto, o comprimento da fibra utilizada como elemento sensor pode ultrapassar 20 km [5], com resolução espacial de 5 m, resolução em temperatura de 1°C e resolução de 20µε em deformação mecânica [5-7].

II. CARACTERÍSTICAS GERAIS DOS SENSORES DISTRIBUÍDOS A FIBRA ÓPTICA [2,8]

Um sensor distribuído consiste em um comprimento contínuo de fibra óptica que será o meio através do qual as medidas serão realizadas. Torna-se necessário determinar a localização de qualquer variação induzida pela grandeza a ser medida na transmissão ou nas propriedades da luz espalhada, valendo-se do atraso de propagação da luz na fibra.

As maiores diferenças neste atraso de propagação ocorrem quando os sinais que possibilitarão as medidas viajam em direções opostas dentro da fibra. A técnica clássica que explora este fato é chamada Reflectometria Óptica no Domínio do Tempo [9] (*Optical Time Domain Reflectometry, OTDR*), na qual um sinal pulsado é transmitido em uma das extremidades da fibra e os sinais retro-espalhados são monitorados, ao longo do tempo, nessa mesma extremidade.

Para contornar o fato de a luz retro-espalhada possuir pouca intensidade (o que dificulta sua detecção), é possível utilizar um feixe de luz contínuo contrapropagante ao pulso enviado e, através da interação não-linear entre os dois campos ópticos, fazer com que a informação da medida seja transportada pelo campo contínuo. Em outras palavras, o feixe de "prova" contínuo é modulado pelo pulso de "bombeamento". Esta modulação ocorre em virtude da interação não-linear, a qual depende da grandeza a ser monitorada.

III. CARACTERÍSTICAS BÁSICAS DO ESPALHAMENTO BRILLOUIN ESTIMULADO

O espalhamento Brillouin estimulado foi previsto teoricamente, em 1922, por L. Brillouin e primeiramente observado na safira e no quartzo, em 1964, após o advento do laser [10]. Desde então tem sido extensivamente estudado em diversas áreas da Física. Em fibras ópticas, o efeito começou a ser estudado na década de 70, tendo como motivação o seu impacto em sistemas de comunicação ópticos [11]. Em 1989 foi demonstrada a utilização do SBS como meio de se implementar sensores distribuídos a fibra óptica [12,13].

O espalhamento Brillouin estimulado pode ser descrito classicamente como uma interação paramétrica entre o campo óptico de bombeamento, o campo óptico de prova (denominado campo de Stokes) e uma onda acústica [14-18]. Através do fenômeno de eletroestrição [14], o campo de bombeamento interage com ondas acústicas (termicamente geradas), estas por sua vez induzem uma modulação periódica do índice de refração do meio de propagação. Esta grade induzida no índice de refração espalha a luz do campo de bombeamento através da difração de Bragg. A luz retro-espalhada, ou campo de Stokes, tem sua frequência deslocada por meio do efeito Doppler associado ao movimento da grade de difração, a qual se propaga com a velocidade das ondas ultrasônicas no meio em que o efeito ocorre.

A principal característica do SBS é a troca de energia entre os campos ópticos contra-propagantes e a onda acústica gerada. O chamado ganho Brillouin, g_b , quantifica esta troca de energia e pode ser descrito aproximadamente por uma distribuição de Lorentz tal que

$$g_b = \left(\frac{\Delta f_{gb}}{2} \right)^2 \frac{1}{[(f_p - f_s) - f_{DB}]^2 + \left(\frac{\Delta f_{gb}}{2} \right)^2} g_b^{\max} \quad (1)$$

onde f_p e f_s são respectivamente a frequência dos campos de bombeamento e de Stokes, f_{DB} é o chamado desvio Brillouin de frequência,

$$f_{DB} = \frac{nv_A}{c} (f_p + f_s) \quad (2)$$

na qual v_A é a velocidade das ondas acústicas no meio, Δf_{gb} é a largura espectral do Ganho Brillouin, sendo expressa como

$$\Delta f_{gb} = \frac{\alpha_A v_A}{2\pi} \quad (3)$$

onde α_A é a constante de absorção acústica ($\alpha_A \propto (f_p - f_s)^2$, [18]). O ganho Brillouin máximo, g_b^{\max} , é tal que

$$g_b^{\max} \approx \frac{4\pi^2 p_{foto}^2 n^7}{\rho_0 c^3 \alpha_A v_A^2} f_p^2 \quad (4)$$

na qual n é o índice de refração, ρ_0 é a densidade volumétrica de massa, c é a velocidade da luz no vácuo e p_{foto} é a constante foto-elástica do meio de propagação.

A potência de bombeamento crítica, P_p^{Cr} , necessária para a observação do espalhamento Brillouin espontâneo é tal que

$$P_p^{Cr} \approx \frac{21 A_{ef}}{\gamma} \frac{1}{L_{ef} g_b} \quad (5)$$

onde L_{ef} é o comprimento eficaz de interação

$$L_{ef} = \alpha^{-1} [1 - e^{-\alpha L}] \quad (6)$$

na qual α é a constante de absorção óptica do meio de interação e L é o comprimento total da fibra óptica. A

área eficaz de interação, A_{ef} , dentro da fibra óptica é aproximadamente a área do núcleo para uma fibra óptica monomodo. O fator γ é responsável por considerar o estado de polarização dentro da fibra. Para uma fibra birrefringente, temos $\gamma=1$, para uma fibra comum geralmente temos $\gamma=0.5$.

Um sistema de duas equações diferenciais parciais acopladas descreve a evolução temporal das intensidades dos campos ópticos contrapropagantes para situações nas quais o período do pulso de bombeamento é maior que o tempo de vida dos fonons acústicos ($\tau = \alpha_A \nu_A^{-1} \approx 15ns$),

$$\frac{\partial I_S}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial I_S}{\partial t} = -g_b I_P I_S + \alpha I_S \quad (7)$$

$$\frac{\partial I_P}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial I_P}{\partial t} = -g_b I_S I_P - \alpha I_P \quad (8)$$

onde α é a constante de absorção óptica do meio, z é a coordenada espacial ao longo da direção de propagação dos campos e t é o tempo [7,19-21]. Este sistema de equações possui solução analítica apenas quando os campos de bombeamento e de Stokes são contínuos (com derivada temporal nula). Neste caso, se assumirmos que α é praticamente zero, teremos que

$$I_S(z) = \frac{b_0 I_{SP0}}{b_0 - e^{-g_b I_{SP0} z}} \quad e \quad I_P(z) = \frac{I_{SP0} e^{-g_b I_{SP0} z}}{b_0 - e^{-g_b I_{SP0} z}}$$

nas quais,

$$b_0 = \frac{I_S(0)}{I_P(0)} \quad e \quad I_{SP0} = I_S(0) - I_P(0)$$

Na fig. 1 apresentamos o perfil interno de potência para os campos de bombeamento e de Stokes (ambos contínuos) obtidos para dois valores da razão de inserção, $b_{in} = I_S(L)I_P(0)^{-1}$. Este gráfico mostra como o espalhamento Brillouin depleta o campo de bombeamento ao mesmo tempo que incrementa o campo de Stokes através do ganho Brillouin. É interessante observar que os campos são contra-propagantes.

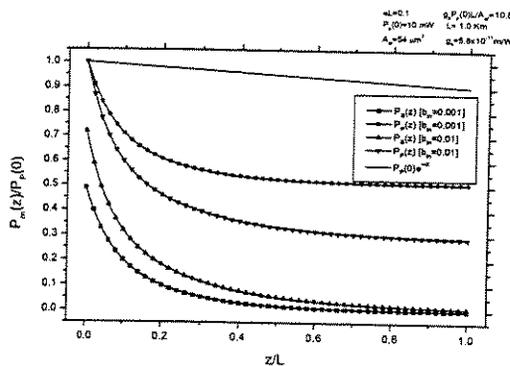


Fig. 1: Perfil espacial da potência dos campos de bombeamento e de Stokes dentro da fibra óptica.

IV. SENSORES DISTRIBUÍDOS UTILIZANDO O SBS

Sensores distribuídos utilizando o efeito Brillouin em fibras ópticas exploram o fato de a velocidade da onda acústica no meio de propagação

depender tanto da temperatura quanto da deformação mecânica no local da interação. Desta forma, a frequência na qual o ganho Brillouin é máximo, f_{DB} , dependerá do valor destas duas variáveis na região em questão. Observou-se que essa dependência é linear [22]

$$f_{DB}(\varepsilon) = f_{DB}(0)[1 + C_S \varepsilon] \quad (9)$$

$$f_{DB}(T) = f_{DB}(T_{ref})[1 + C_T(T - T_{ref})] \quad (10)$$

nas quais, ε é a deformação mecânica longitudinal, T é a temperatura e T_{ref} é a temperatura de referência. Os coeficientes de proporcionalidade para deformação mecânica e temperatura são respectivamente, $C_S = 4.6$ e $C_T = 9.4 \times 10^{-5} K^{-1}$. Estas equações não consideram a ocorrência simultânea dos efeitos da temperatura e da deformação mecânica, indicando a existência do problema do acoplamento de sensitividades. Neste caso torna-se necessário o conhecimento de pelo menos uma das duas grandezas para que seja possível a determinação da outra. Felizmente, a fibra óptica pode ser disposta de forma a não estar suscetível aos efeitos da deformação mecânica, possibilitando apenas a medida de temperatura. Nesta situação, um outro trecho de fibra pode ser disposto na estrutura que se pretende monitorar de forma a ser sensível simultaneamente à temperatura e à deformação mecânica.

Recentemente [23-27] observou-se que a dependência na intensidade do sinal retroespalhado (campo óptico de Stokes) com a deformação mecânica é muito menor do que com a temperatura. Acredita-se que esta característica poderá permitir a realização da medida conjunta de temperatura e deformação sem a necessidade de se dispor de trechos da fibra suscetíveis separadamente as grandezas que serão medidas.

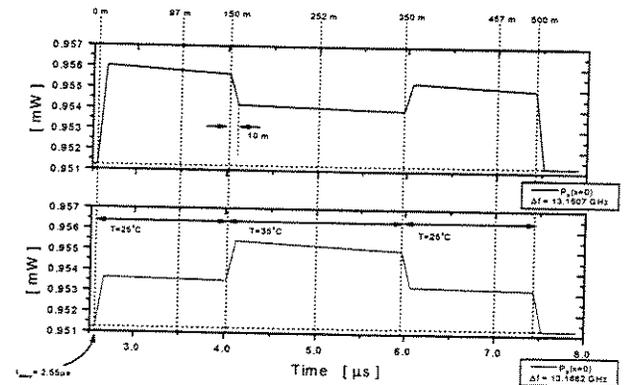


Fig 2: Simulação da Potência de Stokes Detectada

Como resultado da nossa pesquisa, nós desenvolvemos um modelo numérico para simular um sensor distribuído de temperatura utilizando o efeito Brillouin. Para exemplificar a operação do sistema, nós simulamos um sensor com 500m de comprimento

possui uma distribuição de temperatura do tipo degrau. A fig. 2 mostra a simulação do perfil temporal do campo de Stokes detectado após a inserção do pulso de bombeio para duas situações de $\Delta f=(f_p-f_s)$, uma quando o ganho possui seu máximo em 25°C e outra quando o ganho possui máximo em 35°C. Como podemos ver, a potência de Stokes tende a ser maximizada nas regiões onde Δf está próximo do desvio Brillouin de frequências definido para a região de temperatura tal como em (12). A fig. 3 mostra a potência de Stokes detectada para pontos de tempo fixos em função de Δf . Pode ser visto que a o pico da distribuição varia com a temperatura do local. Assim, variando Δf e amostrando a potência de Stokes em todos os pontos da fibra nós podemos, usando o valor de Δf no pico da distribuição de potências, determinar o perfil de temperatura a qual a fibra esta submetida.

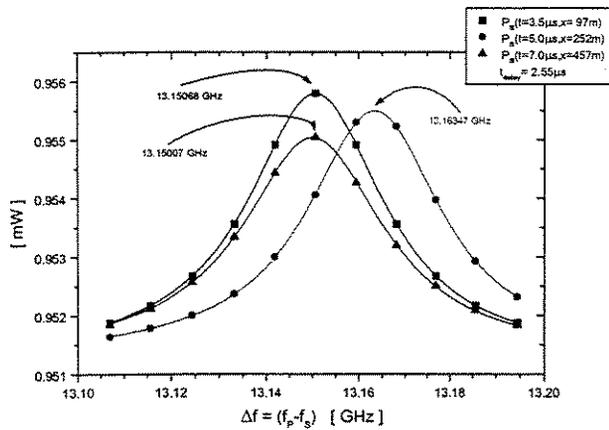


Fig. 3: Simulação da Potência de Stokes versus Δf

V. RESULTADOS PRELIMINARES

O objetivo inicial da nossa pesquisa foi a observação do espalhamento Brillouin espontâneo em fibras ópticas monomodo para a estimativa da velocidade das onda acústica (através da medida de f_{DB}) e do módulo do ganho Brillouin (através da medida da potência crítica de bombeamento P_p^{Cr}).

Na fig. 4 temos o esquema experimental utilizado. O isolador óptico é necessário para evitar a amplificação da linha espectral referente ao retroespalhamento Brillouin.

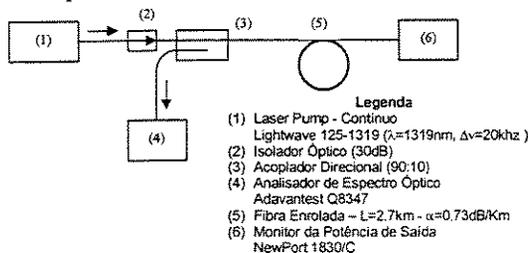


Fig. 4: Esquema experimental.

Na fig. 5 temos o espectro da luz retro-espalhada, medido com o auxílio de um analisador de espectro óptico. Pode-se observar a presença da linha espectral referente ao espalhamento Rayleigh (a qual possui o mesmo comprimento de onda do laser de bombeamento) e a linha espectral de Stokes referente ao espalhamento Brillouin espontâneo, consequência da interação não linear em 2.7Km de fibra óptica. O desvio Brillouin de frequência, f_{DB} , constitui a separação espectral entre estas duas linhas de emissão ($f_{DB}\approx 12.756GHz$). Utilizando (2) podemos estimar a velocidade das ondas acústicas na fibra óptica ($v_A\approx 5.763x10^3 ms^{-1}, n=1.46$).

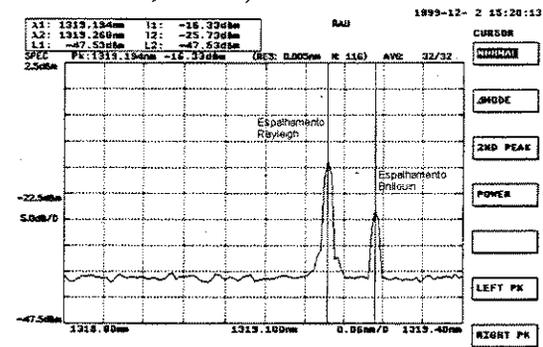


Fig 5: Espectro da luz retro-espalhada.

Substituindo o analisador de espectro por um detector óptico podemos determinar a potência de bombeamento crítico, P_p^{Cr} . Na fig. 6, temos um gráfico do comportamento das potências ópticas transmitidas e retro-espalhadas em função da potência de inserção do laser de bombeamento. Por este gráfico estimamos $P_p^{Cr}\approx 30mW$. Para uma área eficaz de interação, $A_{ef}\approx 64\mu m^2$ e um comprimento eficaz de interação de $L_{ef}\approx 2.2x10^3m$, podemos estimar $\gamma g_b\approx 2.03x10^{-11}mW^{-1}$. Para $\gamma=0.5$ temos $g_b\approx 4.072x10^{-11}mW^{-1}$.

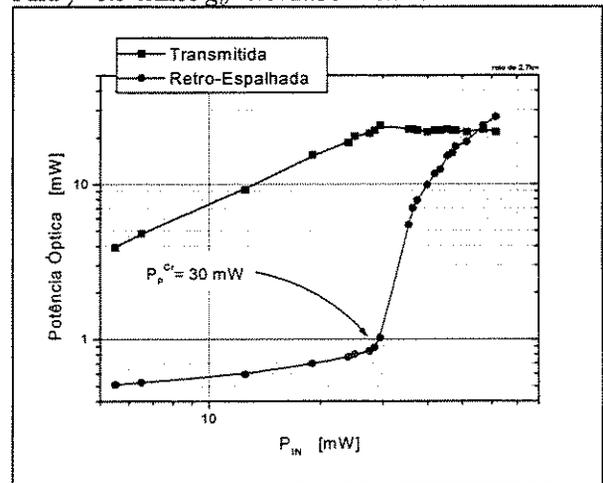


Fig. 6: Determinação do valor de P_p^{Cr} .

Pode-se observar que conforme a potência de bombeamento aumenta, observa-se um substancial aumento da potência retro-espalhada, dominada pela linha de Stokes através do espalhamento Brillouin espontâneo. Ao mesmo tempo, a potência transmitida diminui como resultado da depleção do campo de bombeamento, alcançando um nível de saturação em torno de 22mW para potências de bombeamento maiores que 30mW.

Uma estimativa grosseira da constante de absorção acústica pode ser feita com o auxílio de (4). Para o quartzo temos que $\rho_0=2.2 \times 10^3 \text{ Kg m}^{-3}$ e $p_{\text{foto}}=0.271$ [11]. Utilizando os valores encontrados para g_b e v_A teremos que $\alpha_A \approx 0.56 \times 10^3 \text{ m}^{-1}$. Para este valor de α_A a largura espectral do ganho Brillouin será de $\Delta f_{gb} \approx 52 \text{ MHz}$.

A próxima tabela resume os valores experimentais obtidos para uma caracterização preliminar do efeito Brillouin em uma fibra óptica monomodo para $1.3 \mu\text{m}$ com um comprimento de 2.7 km .

λ_p	$= 1319.194 \text{ nm} \pm 0.0025 \text{ nm}$
λ_s	$= 1319.268 \text{ nm} \pm 0.0025 \text{ nm}$
f_{DB}	$= 12.75 \text{ GHz} \pm 0.909 \text{ GHz}$
v_a	$= 5.76 \times 10^3 \text{ ms}^{-1} \pm 0.275 \times 10^3 \text{ ms}^{-1}$
P_p^{Cr}	$= 45 \text{ mW} \pm 5 \text{ mW}$
g_b	$= 4.072 \times 10^{-11} \text{ mW}^{-1} \pm 0.68 \times 10^{-11} \text{ mW}^{-1}$
α_A	$= 56.3 \times 10^3 \text{ m}^{-1}$
Δf_{gb}	$= 51.6 \text{ MHz} \pm 8.9 \text{ MHz}$

Os valores obtidos para v_A , g_b e Δf_{gb} estão em concordância com os valores divulgados na literatura sobre o espalhamento Brillouin estimulado em fibras ópticas. Além disso, estes resultados são de extrema importância pois permitem avaliar as reais possibilidades da implementação do sensor distribuído que estamos propondo na nossa pesquisa.

Referências Bibliográficas

- [1] Udd, E., "Fiber Optic Sensors – An Introduction for Engineers and Scientists", John Wiley&Sons, New York (1991).
- [2] Dakin, J. P., *SPIE Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors II*, vol. 1797, 76, (1992).
- [3] Horiguchi, T., et. al., *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 1, 107, (1989).
- [4] Culverhouse, D., et. al., *Electron. Lett.*, vol. 25, 913, (1989).
- [5] Bao, X., et. al., *Opt. Lett.*, vol. 18, 552, (1993).
- [6] Bao, X., et. al., *Opt. Lett.*, vol. 18, 1561, (1993).
- [7] Bao, X., et. al., *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 13, 1340, (1995).
- [8] Kingsley, S. A., "Distributed Fiber-Optic Sensors: an overview", *SPIE Fiber Optic and Laser Sensors III*, vol. 566, (1985).
- [9] Barnoski, M. K., Jensen, S. M., *Appl. Opt.*, vol. 15, 2112, (1976).
- [10] Chiao, R. Y., et. al., *Phys. Review Lett.*, vol. 12, 592, (1964).
- [11] Ippen, E. P., Stolen, R. H., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, 539, (1972).
- [12] Horiguchi, T., et. al., *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, 1170, (1989).
- [13] Horiguchi, T., et. al., *Opt. Lett.*, vol. 15, 1038, (1990).
- [14] Amnon Yariv, "Optical Electronics", Saunders College Publishing, 4ª edição, San Diego, (1991).
- [15] Govind P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, 2ª edição, San Diego, (1995).
- [16] Y. R. Shen, "Principles of Nonlinear Optics", Wiley, New York, (1984).
- [17] Tang, C. L., *J. Appl. Phys.*, vol. 37, 2945, (1966).
- [18] Kroll, N. M., *J. Appl. Phys.*, vol. 36, 34, (1965).
- [19] Garus, D., et. al., *SPIE*, vol. 2510, 172, (1995).
- [20] Garus, D., et. al., *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, 654, (1997).
- [21] Brown, S. J., et. al., *Opt. Comm.*, vol. 168, 393, (1999).
- [22] Horiguchi, T., et. al., *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, 1296, (1995).
- [23] Wait, P. C., Newson, T. P., *Opt. Comm.*, vol. 122, 141, (1996).
- [24] De Souza, K., et. al., *Electron. Lett.*, vol. 33, 615, (1997).
- [25] Schroeder, J., et. al., *J. Am. Ceramic Soc.*, vol. 56, 131, (1973).
- [26] Parker, T. R., et. al., *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, 979, (1997).
- [27] Gareth P. Lees, "Q-switched Fibre Lasers for Distributed Sensing Applications" Dissertação para Tese de Doutorado (Ph.D.), University of Southampton, Inglaterra, (1998).

ANEXO 2

PUBLICAÇÃO - IX SBMO

J. F. ROSSETTO, O. LISBÔA, E.C. FERREIRA, "Simulation of a Distributed Temperature Sensor using the Stimulated Brillouin Scattering in Optical Fibers: Preliminary Results", Anais do IX Simpósio Brasileiro de Microondas e Óptoeletrônica, p. 258, 2000, PB, IX SBMO.

Simulation of a Distributed Temperature Sensor using the Stimulated Brillouin Scattering in Optical Fibers: Preliminary Results

Jônatas F. Rossetto¹, Ôsni Lisboa², Elnatan C. Ferreira¹

¹UNICAMP/FEEC/DEMIC, CXP6101, CEP13081-970, Campinas, SP, Brazil

²CTA/IEAv/EFO, CXP6044, CEP12231-970, S. J. dos Campos, SP, Brazil

Abstract — The preliminar results concerning the simulation of a distributed temperature sensor, *DTS*, using the stimulated Brillouin scattering, *SBS*, are presented. The operation principle of this kind of sensor is introduced as well as the relevant theoretical aspects with the Brillouin effect. The simulation is based on a finite difference scheme of the coupled differential equation system which describes the *SBS* transient behavior under the assumption of a strongly damped acoustic wave situation. Simulations are presented showing the principal characteristics of the sensor allowing the study of the basic aspects relatives to the operation principle of the distributed sensing scheme proposed.

Keywords — Optical Fiber distributed temperature sensing, stimulated Brillouin scattering, smart structures.

I. INTRODUCTION

In spite of the large number of optical fiber sensors that have been proposed and developed throughout the world until now, distributed optical fiber sensors are the most attractive [1]. This kind of sensor can operate over long distances due to the low loss of optical fibers. Also, the implementation cost of such sensor may be less than the cost required to implement a large number of point sensors combined with an information-gathering network [2].

Three main criteria must be satisfied to achieve a distributed sensor [1]. Firstly, it is necessary to select (or construct) a fiber which will modify the propagation of light in such a way which can be relied upon to be dependent on the parameter to be measured. Secondly, one must be able to detect the changes in transmission (or light scattering) arising from the parameter to be measured. Thirdly, it is necessary to locate the region of the fiber where the change in propagation occurs, in order to achieve the desired spatial distribution.

Distributed fiber optic sensors are commonly based on optical time domain reflectometry technique, *OTDR*, [3], in which optical pulses are launched into an optical fiber and the variations in backscattering intensity caused by the measurand are detected as function of time. The first demonstration of a distributed temperature sensor was made by Hartog and Payne [4] who used temperature-induced variation of the Rayleigh scattering coefficient along the length of liquid-core and silica fibers (which have larger coefficients than silica fibers).

With the research development observed in the fiber optics technology, new advances were obtained in the fiber optic distributed sensors field. The most successful advance was the development of a Raman scattering based *DTS* which uses the variation in the rate of the Raman backscattering anti-Stokes and Stokes light. Systems operating with this principle have been commercialized by several manufacturers [2].

The Brillouin scattering refers to the light scattering by an acoustic wave [5]. When this process occurs in an optical fiber, the back-scattered light suffers a frequency shift (the Brillouin frequency) which is dependent on the temperature and strain environment of the fiber [6][7]. It has been shown that this effect can be used as a sensing mechanism for distributed fiber optic sensors [8]-[10]. Experimental implementations of a *DTS* using the Brillouin effect and the *OTDR* technique showed a temperature resolution of 1°C with 5m of spatial resolution and a sensing length larger than 22km.

This paper describes the numerical simulation of the common scheme used to implement an *SBS* based *DTS*. The numerical experiments are performed using available literature data about such *DTS* systems.

These results are used to investigate the basic aspects relatives to the operation principle of the proposed sensor. Some aspects relatives to the sensor performance are also addressed, as well as the spatial resolution and the systematic temperature error.

The numerical studies that have being conducted serve as a complement to the experimental work being done by us in such a way to develop an experimental *DTS* system based on the stimulated Brillouin scattering.

III. BASIC ASPECTS OF THE STIMULATED BRILLOUIN SCATTERING

The stimulated Brillouin scattering was theoretically foreseen by L. Brillouin in 1922 and it was firstly observed in sapphire and quartz in 1964 after the laser advent [11]. Since then its effect has been extensively studied in several branches of physics. In optical fibers, the study of the *SBS* effect was motivated by its impact on optical communications systems early in the 70's [12]. The first demonstration of a distributed sensing scheme using the *SBS* in optical fibers was in 1989 [13][14].

The Brillouin light scattering may be classically described as a parametric interaction between an optical pump field, an optical probe field (called Stokes field) and an

acoustic field [5],[15]-[18]. Through the electrostriction phenomenon [15], the pump field interacts with the acoustic waves (termically generated), the acoustic field causes a periodic modulation in the refraction index of the propagation medium. This induced refraction index grating scatters the pump light through the Bragg diffraction. The back-scattered light, or the Stokes light, has its optical frequency shifted as consequence of the Doppler effect associated with the diffraction grating movement, which dislocates with the velocity of the ultrasonic waves in the medium where the effect occurs.

The major SBS characteristic is the energy exchange between the counter-propagating optical fields and the acoustic wave. The Brillouin gain quantifies this energy exchange and may be approximately described as a Lorentz distribution given by

$$g_b = \left(\frac{\Delta f_{gb}}{2} \right)^2 \frac{1}{[(f_p - f_s) - f_{DB}]^2 + \left(\frac{\Delta f_{gb}}{2} \right)^2} g_b^{\max} \quad (1)$$

where f_p and f_s are respectively the pump and the Stokes optical frequencies, f_{DB} is the Brillouin frequency shift

$$f_{DB} = \frac{n v_A}{c} (f_p + f_s) \quad (2)$$

where v_A is the medium acoustic waves velocity and Δf_{gb} is the Brillouin gain spectral width being given by

$$\Delta f_{gb} = \frac{\alpha_A v_A}{2\pi} \quad (3)$$

where α_A is the acoustic absorption coefficient ($\alpha_A \propto (f_p - f_s)^2$, [18]). The maximum Brillouin gain, g_b^{\max} , is given by

$$g_b^{\max} \approx \frac{4\pi^2 p_{foto}^2 n^7}{\rho_0 c^3 \alpha_A v_A^2} f_p^2 \quad (4)$$

where n is refraction index, ρ_0 is the mass volumetric density, c is the vacuum light speed and p_{foto} is the propagation medium photoelastic constant.

A system of two coupled partial differential equations describes the dynamic behavior of the counter-propagating optical fields intensities in a situation where the pump pulse width is larger than the acoustic phonons lifetime ($\tau = \alpha_A v_A^{-1} \approx 15\text{ns}$),

$$\frac{\partial I_S}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial I_S}{\partial t} = -g_b I_p I_S + \alpha I_S \quad (5)$$

$$\frac{\partial I_P}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial I_P}{\partial t} = -g_b I_S I_P - \alpha I_P \quad (6)$$

where z is the spatial variable in the optical field propagation direction, t is the time and α is the optical absorption coefficient [10],[19]-[21]. This equation system has analytical solution only when the pump and Stokes fields are continuous (CW fields, null time derivative). Assuming $\alpha = 0$, the solution is given by

$$I_S(z) = \frac{b_0 I_{SP0}}{b_0 - e^{-g_b I_{SP0} z}} \quad \text{and} \quad I_P(z) = \frac{I_{SP0} e^{-g_b I_{SP0} z}}{b_0 - e^{-g_b I_{SP0} z}} \quad (7)$$

with

$$b_0 = \frac{I_S(0)}{I_P(0)} \quad \text{and} \quad I_{SP0} = I_S(0) - I_P(0) \quad (8)$$

Figure 1 shows the spatial profile of the pump and Stokes fields (CW and counter-propagating) obtained for two situations of the insertion rate, $b_{in} = I_S(L)I_P(0)^{-1}$. This graph shows how the Brillouin scattering depletes the pump field as it increments the Stokes field by means of the Brillouin gain.

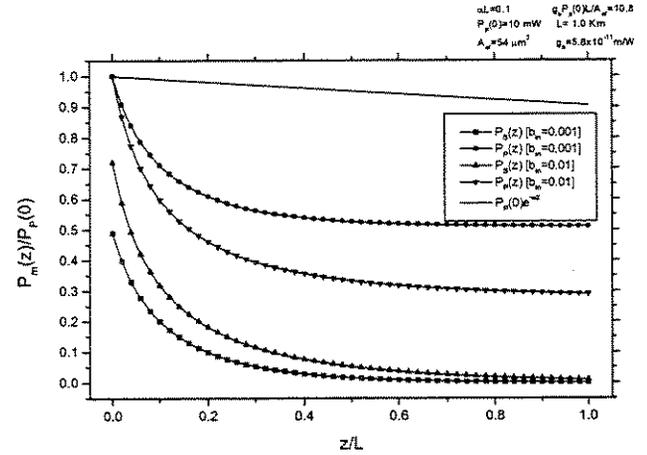


Fig. 1. Analytical Solution of (5) and (6).

IV. SBS DISTRIBUTED SENSORS

Distributed sensors using the Brillouin effect exploits the fact that the acoustic waves velocity in the propagation medium depends both on the temperature and the strain. As we could see in (2) the Brillouin frequency shift depends on v_A , consequently f_{DB} will also have a dependence on temperature and strain. Experimental results showed that this dependence is linear, being given by

$$f_{DB}(\varepsilon) = f_{DB}(0)[1 + C_S \varepsilon] \quad (9)$$

$$f_{DB}(T) = f_{DB}(T_{ref})[1 + C_T (T - T_{ref})] \quad (10)$$

where ε is the longitudinal strain, T is the temperature and T_{ref} is the reference temperature. The proportionality coefficients for strain and temperature are respectively $C_S = 4.6$ and $C_T = 9.4 \times 10^{-5} K^{-1}$ [2].

The technique used to implement an SBS distributed sensor operates as follow: A cw Stokes field is launched into one end of the fiber while short pulses of light from a pump laser are launched into the other end. When the difference between the pump laser frequency and the Stokes laser frequency is near equal to the Brillouin frequency shift ($f_p - f_s = f_{DB}$), the probe laser will be amplified, experiencing Brillouin gain. As the Brillouin frequency shift depends both on temperature and strain, when the fiber temperature/strain is nonuniform, the probe will experience gain for a given laser frequency difference only in those parts of the fiber at one particular temperature/strain. If the Stokes intensity

emerging from the fiber is monitored following the launch of a pump pulse, an increase in the intensity will be observed whenever the Brillouin gain occur. The time delay between the launch of the pump pulse and the increase in the received Stokes signal corresponds to the round-trip time for light travelling to and from the regions of gain. This time provides the positional information.

Equations (9) and (10) do not consider the simultaneous occurrence of temperature and strain effects, indicating the existence of the sensitivity coupling problem. In this case, the knowledge of at least one of these variables is necessary to the determination of the other. Fortunately, the optical fiber may be deployed in such a way that is not susceptible to the effects of strain, permitting that the temperature measurement occur without interference. In the case where the simultaneous determination of ϵ and T is necessary, one can divide the fiber length into two parts, the first susceptible to T and ϵ , the second just susceptible to T in the same location where the first one was placed [22].

Recently it was observed that the dependence of the back-scattering Stokes field (spontaneous Brillouin scattering) is less than that observed for the temperature. It is expected that this characteristic will allow the simultaneous measurement temperature and strain without the need to deploy different fiber parts separately susceptible to these variables [23]-[27].

This paper describes the numerical investigation of a distributed sensor sensible only to temperature without the interference of strain. Although some literature works study the thermal fiber jacket induced stress, we will not attend to these effects as they have minor influences on the temperature measurement [28].

IV. NUMERICAL MODEL

The numerical model that we use to simulate the proposed sensor is based on the partial differential equation system described by (5) and (6). We opted to use the finite differences scheme to implement the numerical simulation as it is more feasible to time varying and unidimensional problems [29].

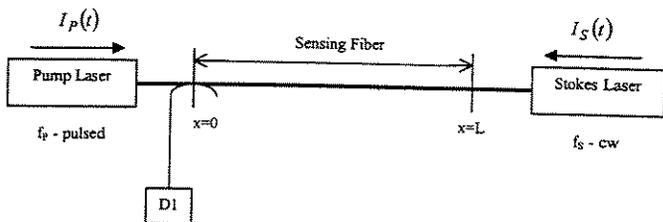


Fig. 2. Basic sensor setup.

Figure 2 shows the setup we wish to simulate. It is composed by two laser sources, the pump laser and the stokes laser, each one coupling light into fiber opposite ends. Here we are interested in observing the stokes field arriving at $x=0$. Experimentally this would be done by means of a directional

coupler, numerically we would sample the value of I_S at $x=0$ as function of time.

As a result of the sensor geometry, some caution must be taken in defining the boundary conditions of our problem. The principal boundary conditions are

$$I_P(x=0, t) = I_P(t) \quad (11)$$

$$I_S(x=L, t) = I_S(t) \quad (12)$$

taking into account these boundary conditions we propose the following spatial discrete derivatives:

$$\left. \frac{\partial I_P(x, t)}{\partial x} \right|_{x>0} = \frac{I_P(x, t) - I_P(x - \Delta x, t)}{\Delta x} \quad (13)$$

$$\left. \frac{\partial I_S(x, t)}{\partial x} \right|_{x<L} = \frac{I_S(x + \Delta x, t) - I_S(x, t)}{\Delta x} \quad (14)$$

The discrete time derivatives are given by

$$\left. \frac{\partial I_P(x, t)}{\partial t} \right|_{t>0} = \frac{I_P(x, t + \Delta t) - I_P(x, t)}{\Delta t} \quad (15)$$

$$\left. \frac{\partial I_S(x, t)}{\partial t} \right|_{t>0} = \frac{I_S(x, t + \Delta t) - I_S(x, t)}{\Delta t} \quad (16)$$

Substituting the derivatives (13)-(16) into equations (5) and (6), the discrete solution of I_S and I_P will be given by

$$I_S(x, t + \Delta t)_{x<L} = I_S(x, t) \left\{ 1 + \frac{c}{n} \Delta t \left[g_b(x) I_P(x, t) - \alpha - \frac{1}{\Delta x} \right] \right\} + \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} I_S(x + \Delta x, t)$$

$$I_P(x, t + \Delta t)_{x>0} = I_P(x, t) \left\{ 1 - \frac{c}{n} \Delta t \left[g_b(x) I_S(x, t) + \alpha + \frac{1}{\Delta x} \right] \right\} + \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{\Delta x} I_P(x - \Delta x, t)$$

As g_b is a function of temperature, and considering the fiber subjected to a nonuniform temperature profile, for a given value of f_P - f_S , g_b will be different at locations with different temperatures, so we made g_b a function of $T(x)$ (fiber thermal profile), consequently, a function of x . These solutions are dependent on the difference f_P - f_S as consequence of the g_b dependence with temperature, so for a new f_P - f_S value, g_b must be calculated at every fiber location before doing the simulation.

The consistency test showed that these discrete solutions converges to the analytical solution of the equation system defined by (5) and (6). The convergence test showed the need to make the initial conditions, $I_S(x, t=0)$ and $I_P(x, t=0)$, the same, so we decided to initiate all simulations observing

$$I_P(x, t=0) = 0 \text{ and } I_S(x, t=0) = 0 \quad (19)$$

The instability test showed that as the discrete parameters Δt e Δx tends to zero the method instability tends to be null. In all the simulations that we did, it was observed that the numerical instability was sufficiently small that it could be not considered as a major error source.

As a primer test we numerically solved the cw pump and Stokes fields case, which has analytical solution given by (7) and (8), for $\alpha=0$. Figure 3 shows the fields spatial profile for the numerical and analytical solutions. It could be seen that both solutions are very close, giving confidence to the numerical method employed.

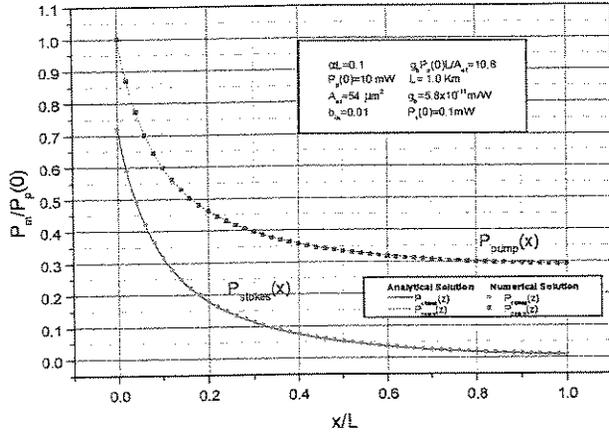


Figure 3: Comparison of the analytical and numerical solutions of (5) and (6).

VI. NUMERICAL RESULTS

The following simulation refers to the sensor configuration of Fig. 2 which measures the Brillouin gain experienced by the cw Stokes light. This configuration is the classical setup used to implement a DTS system based on Brillouin effect.

In the simulation the total fiber length is 500m, with a temperature distribution given in Tab. 1. We opted for a step temperature profile because it is more suitable for the results analysis. Table 2 shows the physical parameters used in the simulation. The pump pulse at $x=0$ has an amplitude of 1mW and 100ns width, the Stokes cw amplitude at $x=500m$ also has an amplitude of 1mW.

Temperature (°C)	25	35	25
Fiber length (m)	150	200	150

Table 1 : Temperature profile of the numerical simulation.

α (m ⁻¹)	10 ⁻⁴
n	1.46
g_b^{max} (mW ⁻¹)	2.7269x10 ⁻¹¹
Δf_{gb} (Mhz)	35
λ_p (nm)	1300
C_t (K ⁻¹)	9.4x10 ⁻³
$f_{DB}(T_{ref})$ (Ghz)	13.15068
T_{ref} (°C)	25
Δt (ns)	0.5
Δx (cm)	10.27

Tabela 2: Simulation parameters.

Figure 4 shows the detected Stokes power at $x=0$ for two $\Delta f=(f_p-f_s)$ values. The pump pulse is launched into the fiber at $t_{delay}=2.55\mu s$. This delay is necessary to the cw Stokes field accommodate into the entire fiber length. We must observe that if the pump pulse starts at $t=t_{delay}$ then the Stokes signal reaches from $t=t_{delay}$ to $t=t_{delay}+2t_{tr}$, where $t_{tr}=nLc^{-1}$ denotes the transit time ($t_{tr}=2.43\mu s$).

As we must see in Fig. 4, the Stokes power tends to be maximized at the regions where the Δf value is close to the Brillouin frequency shift defined by the region temperature as in (10). Figure 5 shows the detected Stokes power at fixed

time points as a function of Δf . It must be seen that the distribution peak point varies with the local temperature. So, varying Δf and sampling the Stokes power at all fiber locations we could, using the value of Δf at the peak point of the power distribution, determine the temperature profile to which the fiber is subjected. Figure 6 shows the result of such analysis.

In Fig. 6 we could see two major sensor aspects. First, we could measure the spatial resolution at the edges of the 35°C region (~10m). The spatial resolution is related to the pump pulse width, Δt_{pulses} by $\delta x=0.5cn^{-1}\Delta t_{pulses}$. Unfortunately for pulse widths less than the acoustic phonons lifetime, the Brillouin gain will be so low that the sensor implementation would be impracticable. Second, we may note a shift at the temperature measurement in 35°C and in the last 25°C regions (~0.5°C). This shift is the so called systematic error and as pointed by Horiguchi et. al. it is caused by the use of a large cw Stokes power which would cause a pulse deformation when it travels through different Brillouin gain regions.

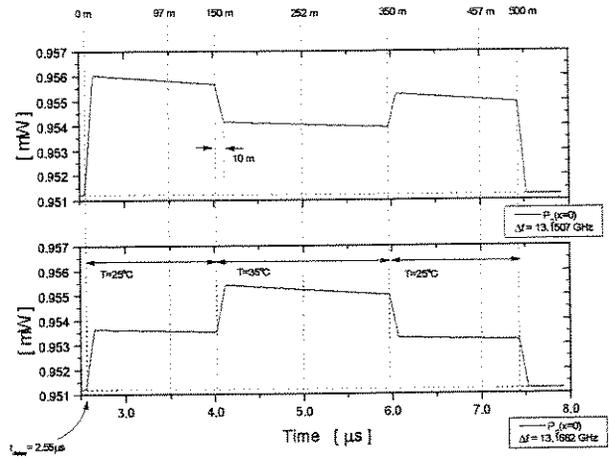


Fig. 4. Simulated detected Stokes power at $x=0$.

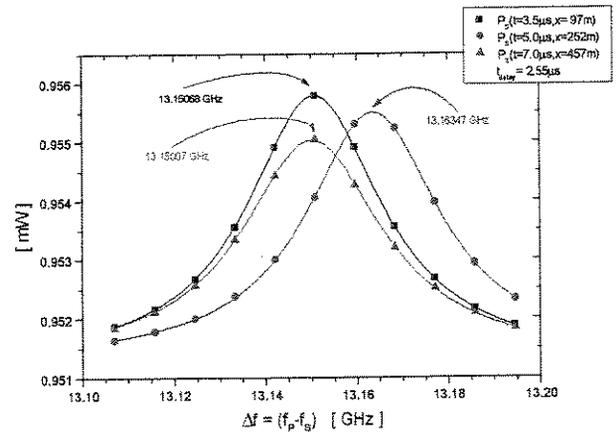


Fig. 5. Simulated Stokes power versus Δf at fixed times.

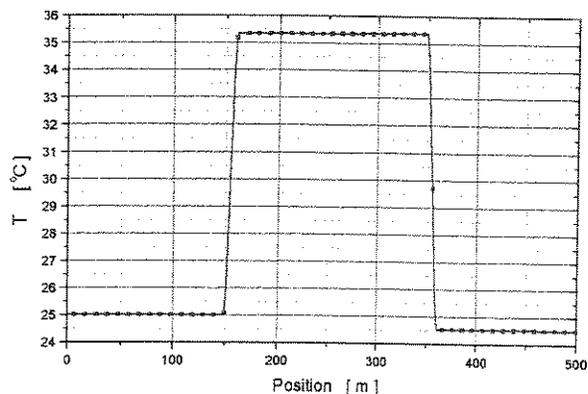


Fig. 6. Fiber temperature profile.

VII. CONCLUSION AND FUTURE WORK

Distributed optical fiber sensor has potential applications on an emerging area known as smart structures. This new research area studies how to build structures which associated with dedicated sensor systems are able to be dynamically controlled and/or modified. Also, the recent advances in the composite materials are showing the viability of integrating fiber optic cables with these new materials. As result, in the future, fiber optic distributed sensing will represent a major advance in the measurement data gathering of large structures as bridges, storage tanks, navy ships, oil platforms, airplanes, rockets, long pipes, etc.

The numerical simulation of a distributed temperature sensor using the Brillouin effect in optical fibers was described. The numerical method implemented showed itself as a research tool concerning this kind of sensor. As a preliminary paper we focused only on the basic sensor aspects, trying to give a briefly view of how it works.

To the future we intend to simulate the Brillouin loss configuration pointed by Bao et. al. as the best way to implement a Brillouin based DTS [10]. Also we intend to study both the influence of the detector noise in the sensor temperature resolution and the ways to diminishes the systematic temperature error. We also wish to simulate a system which simultaneously measures the temperature and strain distribution over the fiber. At the moment we are also working at the experimental development of a distributed temperature/strain sensor using the Brillouin effect in optical fibers.

REFERENCES

- [1] Dakin, J. P., "Distributed Optical Fiber Sensors", *SPIE Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors II*, vol. 1797, pp. 76-108, (1992).
- [2] Horiguchi, T., et. al., "Development of a Distributed Sensing Technique Using Brillouin Scattering", *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, pp. 1296-1302, (1995).
- [3] Bamoski, M. K., Jensen, S. M., "Fiber waveguides: A novel technique for investigating attenuation characteristics", *Appl. Opt.*, vol. 15, pp. 2112-2115, (1976).
- [4] Hartog, A. H., Payne, D. N., "Remote measurement of temperature distribution using an optical fibre", in *Proc. ECOC'82*, Cannes, France, pp. 215-220, 1982.
- [5] Tang, C. L., "Saturation and Spectral characteristics of the Stokes emission in the Stimulated Brillouin Process", *J. Appl. Phys.*, vol. 37, pp. 2945-2955, (1966).
- [6] Horiguchi, T., et. al., "Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 1, pp. 107-108, (1989).
- [7] Culverhouse, D., et. al., "Potential of stimulated Brillouin scattering as sensing mechanism for distributed temperature sensor", *Electron. Lett.*, vol. 25, 913-915, (1989).
- [8] Bao, X., et. al., "22-Km distributed temperature sensor using Brillouin gain in an optical fiber", *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 552-554, (1993).
- [9] Bao, X., et. al., "32 km distributed temperature sensor based on Brillouin loss in an optical fiber", *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 1561-1563, (1993).
- [10] Bao, X., et. al., "Experimental and theoretical studies on a distributed temperature sensor based on Brillouin scattering", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 13, pp. 1340-1348, (1995).
- [11] Chiao, R. Y., et. al., "Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves" *Phys. Review Lett.*, vol. 12, pp. 592-595, (1964).
- [12] Ippen, E. P., Stolen, R. H., "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, pp. 539-541, (1972).
- [13] Horiguchi, T., et. al., "BOTDA - Nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction: Theory", *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, pp. 1170-1176, (1989).
- [14] Horiguchi, T., et. al., "Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers", *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 1038-1040, (1990).
- [15] Amnon Yariv, *Optical Electronics*, Saunders College Publishing, 4th ed., San Diego, (1991).
- [16] Govind P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, 2nd ed., San Diego, (1995).
- [17] Y. R. Shen, *Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York, (1984).
- [18] Kroil, N. M., "Excitation of hypersonic vibrations by means of photoelastic coupling of high-intensity light waves to elastic waves", *J. Appl. Phys.*, vol. 36, pp. 34-43, (1965).
- [19] Garus, D., et. al., "Distributed fibre optical sensors using Brillouin backscattering", *SPIE*, vol. 2510, pp. 172-183, (1995).
- [20] Garus, D., et. al., "Brillouin Optical-Fiber frequency-domain analysis for distributed temperature and strain measurements", *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, pp. 654-662, (1997).
- [21] Brown, S. J., et. al., "Pulse width dependence of the Brillouin loss spectrum", *Opt. Comm.*, vol. 168, pp. 393-398, (1999).
- [22] X. Bao, et. al., "Combined distributed temperature and strain sensor based on Brillouin loss in an optical fiber", *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 141-143, (1994).
- [23] Wait, P. C., Newson, T. P., "Reduction of coherent noise in the Landau-Placzek ratio method for distributed fibre optic temperature sensing", *Opt. Comm.*, vol. 122, pp. 141-146, (1996).
- [24] De Souza, K., et. al., "Characterisation of strain dependence of the Landau-Placzek ratio for distributed sensing", *Electron. Lett.*, vol. 33, pp. 615-616, (1997).
- [25] Schroeder, J., et. al., "Rayleigh and Brillouin scattering in K₂O-SiO₂ glasses", *J. Am. Ceramic Soc.*, vol. 56, 131, (1973).
- [26] Parker, T. R., et. al., "A fully distributed simultaneous strain and temperature sensor using spontaneous Brillouin backscatter", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, pp. 979-981, (1997).
- [27] Gareth P. Lees, *Q-switched Fibre Lasers for Distributed Sensing Applications*, Ph.D. Thesis, University of Southampton, England, (1998).
- [28] Kurashima, T., Horiguchi, T., "Thermal effects on Brillouin frequency shift in jacketed optical silica fiber", *Appl. Opt.*, vol. 29, pp. 2219-2222, (1990).
- [29] Mitchel, A. R., Griffiths, D. F., "The finite difference method in partial differential equations", John Wiley & Sons, New York, (1980).

ANEXO 3

TRABALHO PREMIADO

J. F. ROSSETTO, "Sensor Distribuído de Temperatura e Deformação Mecânica utilizando efeitos não-lineares em Fibras Ópticas", trabalho enviado ao Prêmio Petrobras de Tecnologia de Dutos, 1999, o qual recebeu a segunda colocação na Categoria Mestrado.

SOBRE O PROGRAMA TECNOLÓGICO DE DUTOS DA PETROBRAS

A produção de petróleo e o consumo de derivados está crescendo cada vez mais e é preciso que o cuidado com o transporte e transferência desses produtos também acompanhe esse crescimento.

Além disto, a construção de termelétricas por todo o território nacional é a principal alternativa para minimizar o déficit de energia elétrica. Esta iniciativa irá contribuir para uma maior participação do gás na matriz energética brasileira e, conseqüentemente, maior consumo de gás transportado por novos gasodutos.

Considerando os dutos que estão em fase de construção e outros projetos que já estão sendo implantados, estima-se que a malha nacional passe dos atuais 12.000 km para 21.000 km por volta do ano 2001.

Adequar a tecnologia na área de dutos aos objetivos estratégicos da Companhia e elevá-la aos níveis requeridos pelos novos desafios é agora fundamental para esta atividade.

O Programa Tecnológico de Dutos da Petrobras tem hoje os seguintes desafios:

- Aumentar a confiabilidade operacional dos dutos*
- Aumentar a vida útil da malha de dutos existentes*
- Aumentar a capacidade operacional dos dutos*
- Minimizar o risco de vazamentos*
- Minimizar os custos operacionais e de investimentos*
- Reduzir o tempo de reparo*
- Reduzir o impacto de vazamento no meio ambiente*

O Programa gerencia o desenvolvimento de atividades em nove grandes temas tecnológicos:

Gerenciamento da Corrosão

Sistemas de Detecção e Localização de Vazamentos

Reabilitação de Dutos

Tecnologia de "Pigging"

Automação e Operação de Dutos

Gerenciamento e Análise de Risco de Dutos

Tecnologia de Materiais para Dutos

Aumento da Capacidade de Transferência em Oleodutos

Novas Técnicas de Projeto, Construção e Montagem

SOBRE O PRÊMIO PETROBRAS DE TECNOLOGIA DE DUTOS

Num cenário de competição global e abertura do mercado para o capital estrangeiro, o desenvolvimento de tecnologia nacional tem papel estratégico. A capacitação de nossos jovens, numa época de concorrência acirrada entre as nações, é a única alternativa para viabilizar um País tecnológico-industrial com chances de disputar outros mercados. Além disso, é essencial aproximar as empresas e as universidades brasileiras, uma vez que a relação entre as duas tem apresentado ótimos resultados.

Consciente da importância da interação entre a comunidade acadêmica e os centros de pesquisa, a Petrobras investe em desenvolvimento tecnológico dentro das universidades. O Prêmio Petrobras de Tecnologia de Dutos é um exemplo disso. Patrocinado pela Petrobras e pelo CNPq, a premiação tem por objetivo divulgar o PRODUT e incentivar o desenvolvimento de novas tecnologias de interesse para o País.

Além disso, o prêmio identifica, nas universidades, equipes com real capacitação para desenvolver trabalhos com a Petrobras, permite reunir grande quantidade de trabalhos técnicos sobre dutos, desenvolver marketing institucional e revelar novos talentos.

O Prêmio Petrobras de Tecnologia de Dutos é destinado a estudantes de graduação e mestrado na área tecnológica, envolvendo todos os cursos universitários desta área.

Prêmio Petrobras de Tecnologia em Dutos

Sensor Distribuído de Temperatura e Deformação Mecânica utilizando efeitos não-lineares em Fibras Ópticas

Proponente: Jônatas Fred Rossetto¹

¹UNICAMP/FEEC/DEMIC

Resumo

O presente projeto traz como proposta a realização de uma pesquisa direcionada à área de sensores distribuídos a fibra óptica para aplicação no campo de materiais e estruturas inteligentes. *Esta proposta representa um avanço tecnológico para o monitoramento simultâneo de temperatura e deformação mecânica em grandes estruturas mecânicas e/ou da construção civil, bem como de outras estruturas utilizadas na indústria petrolífera.*

Explorando-se os efeitos não-lineares conhecidos como efeito Brillouin por espalhamento estimulado (*Stimulated Brillouin Scattering, SBS*) e efeito Raman por espalhamento espontâneo (*Spontaneous Raman Scattering, SRS*), ambos em fibra óptica, serão investigados sensores que, simultaneamente, possam ser empregados para medidas de temperatura e deformação mecânica distribuídas ao longo da fibra óptica utilizada como elemento sensor.

Com a configuração proposta, a fibra sensora atinge comprimentos da ordem de quilômetros (até 20Km), possuindo resolução espacial da ordem de metros (~ 5m). Podendo, desta forma, ser aplicada em materiais e/ou estruturas, das mais variadas composições e/ou tipos, possibilitando a monitoração destas em função das grandezas medidas.

1 Introdução

O acelerado desenvolvimento, observado nestas últimas duas décadas, em campos relativos ao processamento e geração de informação vem colocando à disposição novas tecnologias que permitem o gerenciamento e a análise de dados de forma cada vez mais eficiente. Como era de se esperar, sistemas de sensoriamento e medida estão se tornando uma atividade crescente na geração de informação.

Juntamente ao avanço nas tecnologias da informação, observou-se também uma explosão na utilização das fibras ópticas como elementos integrantes dessa tecnologia, principalmente no que se refere à comunicação de dados. As necessidades de mercado foram impostas e os custos dos elementos que possibilitaram estes avanços foram drasticamente reduzidos, disseminando suas aplicações e simultaneamente beneficiando áreas de pesquisa tais como a de sensores a fibra óptica [1].

Com o aumento da capacidade nos sistemas de processamento digital de dados, novas possibilidades são dispostas na área de sistemas sensores, incluindo a monitoração de malhas de sensores em estruturas as mais diversas possíveis. Como exemplo, os avanços obtidos nos chamados materiais compósitos têm mostrado a viabilidade da introdução de fibras ópticas como componentes integrantes dessa nova classe de materiais [2], dando origem a uma área de pesquisa conhecida como *Materiais e Estruturas Inteligentes (Smart Material and Structures, Intelligent Material and Structures)*. Multidisciplinar por natureza, esta nova área de pesquisa visa construir estruturas que, associadas a sistemas dedicados de sensores, atuadores e controle, sejam capazes de, em tempo real, ser controladas e/ou modificadas dinamicamente.

Atualmente sensores a fibra óptica já são uma realidade comercial competitiva [3-5] em relação aos sistemas tradicionais eletrônicos ou eletro-mecânicos. No entanto, um grande esforço vem sendo concentrado em aplicações que permitam aproveitar a capacidade das fibras ópticas para enviar e receber sinais por longas distâncias através de redes de sensores. Neste caso, procura-se evitar a conversão entre eletrônica e fotônica separadamente em cada elemento sensível, reduzindo os custos e aumentando a flexibilidade desses sistemas. A maior dificuldade nesta pesquisa, que concerne tanto aos sensores ópticos quanto aos não-ópticos, é a interferência entre múltiplos efeitos. Por exemplo, um sensor dedicado à medida de deformação ou

pressão pode ser dependente da temperatura. Nos últimos anos intensa pesquisa foi direcionada no sentido de estudar a dependência entre os diversos efeitos utilizados na implementação de sensores a fibras ópticas.

A natureza inerente do sensoriamento distribuído [6,7] em sensores a fibra óptica intrínsecos (nos quais o elemento sensor é a própria fibra óptica) pode ser usada para criar novas formas de sensores para os quais, em geral, não existem concorrentes convencionais. Nestes sensores, a modulação do campo óptico induzida pela grandeza a ser medida ocorre enquanto a luz permanece guiada dentro da fibra. Adotando-se técnicas específicas de processamento de sinais, diferentes regiões espaciais da fibra sensora podem ser separadamente interrogadas, possibilitando ao sensor obter o perfil da grandeza medida ao longo da fibra.

Esta característica dos sensores distribuídos intrínsecos torna-os particularmente atraentes para aplicações nas quais o monitoramento de uma grandeza escalar é necessária em um grande número de pontos, ou continuamente, ao longo da fibra óptica. Exemplos de aplicações incluem (1) o monitoramento da deformação mecânica em grandes estruturas como prédios, pontes, barragens, *tanques de armazenagem*, navios, *plataformas de petróleo*, aviões, foquetes, *dutos com longas distâncias*, etc. (2) distribuição de temperatura em transformadores elétricos de potência, geradores, *sistemas reatores*, *fornos*, *sistema de controle de processos*, *sistema de detecção de incêndio*, *dutos de perfuração*, etc. (3) sensores embutidos em materiais compósitos para aplicações na obtenção, em tempo real, da deformação mecânica, vibração e temperatura em estruturas e fuselagens, especialmente na indústria aeroespacial.

Atualmente estamos pesquisando a implementação de um sensor distribuído a fibra óptica que utiliza as características do efeito não-linear conhecido como Espalhamento Brillouin Estimulado (*Stimulated Brillouin Scattering*, SBS) para a medida da distribuição do perfil de temperatura e deformação mecânica longitudinal ao longo de uma fibra óptica [8,9]. É interessante ressaltar que, de acordo com a literatura disponível sobre o assunto, o comprimento da fibra utilizada como elemento sensor pode ultrapassar 20 km [10], com resolução espacial de 5 m, resolução em temperatura de 1°C e resolução de 20 $\mu\epsilon$ em deformação mecânica [10-12]. Desta forma, ao ser embutida numa estrutura, a fibra óptica poderá viabilizar a implementação do sistema de sensores das estruturas inteligentes já mencionadas.

2 Conceitos Básicos

2.1 Características Gerais dos Sensores a Fibra Óptica [13,14]

Em relação aos sensores eletrônicos e eletro-mecânicos convencionais, os sensores a fibra óptica oferecem várias vantagens, tais como: imunidade a interferências eletromagnéticas, alta resistência mecânica, longa vida útil, tamanho e peso adequados, etc. É interessante ressaltar que os sensores a fibra óptica não necessitam de pares de fios-de-cobre nem para o envio e nem para o recebimento de informações, ou seja, as informações sensoras são geradas e transmitidas somente pela luz que é guiada através da fibra óptica. Uma outra grande vantagem dos sensores a fibra óptica, bem como da utilização da própria fibra óptica, é que eles resistem às altas temperaturas e pressões aplicadas aos materiais compósitos na fase final do seu processamento (ou processo de cura), viabilizando sua utilização em estruturas construídas com estes materiais.

Sensores a fibra óptica estão divididos em duas classes principais, sensores extrínsecos e intrínsecos. Na primeira classe, a dos sensores extrínsecos, a luz é guiada até o ponto sensor de onde então sai da fibra para ser modulada em um dispositivo separado antes de ser acoplada novamente a mesma ou em outra fibra óptica. Na segunda classe, os sensores intrínsecos, a luz permanece guiada dentro da fibra enquanto é modulada como resposta da grandeza a ser medida. Este projeto de pesquisa se refere a esta segunda classe de sensores.

Em termos gerais, existem três técnicas diferentes de se implementar os sensores a fibra óptica. A primeira delas corresponde aos chamados sensores localizados a fibra óptica, na qual o elemento sensor (a própria fibra óptica), por ser muito pequeno (da ordem de centímetros), é considerado como discreto. A segunda corresponde aos chamados sensores quasi-distribuídos, nos quais regiões maiores e bem definidas de fibra (da ordem de metros), distribuídas ao longo do comprimento total da fibra, são utilizadas como regiões sensoras. A última delas, na qual nosso projeto se encaixa, corresponde aos chamados sensores distribuídos. Nesta técnica o comprimento total da fibra pode ser utilizado como sensor, ou seja, a fibra inteira é utilizada como sensor.

2.2 Características Gerais dos Sensores Distribuídos a Fibra Óptica [6,7]

Um sensor distribuído consiste em um comprimento contínuo de fibra óptica que será o meio através do qual as medidas serão realizadas. Torna-se necessário determinar a localização de qualquer variação induzida pela grandeza a ser medida na transmissão ou nas propriedades da luz espalhada, valendo-se do atraso de propagação da luz na fibra.

As maiores diferenças neste atraso de propagação ocorrem quando os sinais que possibilitarão as medidas viajam em direções opostas dentro da fibra. A técnica clássica que explora este fato é chamada Reflectometria Óptica no Domínio do Tempo [15] (*Optical Time Domain Reflectometry, OTDR*), na qual um sinal pulsado é transmitido em uma das extremidades da fibra e os sinais retro-espalhados são monitorados, ao longo do tempo, nessa mesma extremidade. Este conceito de operação é análogo ao princípio de localização espacial utilizado por radares, no qual a distância do objeto localizado está relacionada ao duplo atraso de propagação do campo que realiza a medida.

Para contornar o fato de a luz retro-espalhada possuir pouca intensidade (o que dificulta sua detecção), é possível utilizar um feixe de luz contínuo contrapropagante ao pulso enviado e, através da interação não-linear entre os dois campos ópticos, fazer com que a informação da medida seja transportada pelo campo contínuo. Em outras palavras, o feixe de “prova” contínuo é modulado pelo pulso de “bombeamento”. Esta modulação ocorre em virtude da interação não-linear, a qual depende da grandeza a ser monitorada. Este método constitui o princípio básico de interrogação espacial do sensor distribuído a fibra óptica que atualmente estamos estudando.

É importante observar que existem outras técnicas de interrogação espacial além da *OTDR*, a saber, (1) *OTDR Coerente* [16], na qual o sinal contrapropagante retornado é misturado com um sinal óptico oscilante intenso com o objetivo de possibilitar uma amplificação coerente, (2) reflectometria óptica no domínio das freqüências [17,18] (*optical frequency-domain reflectometry, OFDR*), na qual a interrogação espacial é derivada da distribuição das freqüências na intensidade do sinal contrapropagante retornado, utilizando um sinal de bombeamento com a intensidade modulada em freqüência por um gerador de RF, (3) *OFDR Coerente* [18], na qual o sinal

contrapropagante retornado é misturado na detecção com o sinal de maior intensidade gerado pela fonte de bombeamento, (4) *OTDR Codificado pseudo randomicamente* [19], na qual técnicas de correlação são utilizadas em conjunto com seqüências de pulsos de bombeamento pseudo randômicas.

Não obstante a diversidade nas técnicas de interrogação espacial, o objetivo principal delas é possibilitar a maior discretização espacial para localizar com precisão a posição da informação de medida carregada pelos campos ópticos. Um dos objetivos principais do trabalho que estamos desenvolvendo é explorar novas técnicas que permitam um aumento, tanto na resolução espacial quanto nas resoluções de temperatura e deformação mecânica, através do processamento digital do sinal que carrega a informação de medida.

2.3 Características Básicas do Espalhamento Brillouin Estimulado

O espalhamento Brillouin estimulado foi previsto teoricamente, em 1922, por L. Brillouin e primeiramente observado na safira e no quartzo, em 1964, após o advento do laser [20]. Desde então tem sido extensivamente estudado em diversas áreas da Física. Em fibras ópticas, o efeito começou a ser estudado na década de 70, tendo como motivação o impacto do efeito em sistemas de comunicação ópticos [21]. Em 1989 foi demonstrada a utilização do SBS como meio de se implementar sensores distribuídos a fibra óptica [22,23].

O espalhamento Brillouin estimulado pode ser descrito classicamente como uma interação paramétrica entre o campo óptico de bombeamento, o campo óptico de prova (denominado campo de Stokes) e uma onda acústica [24-28]. Através do fenômeno de eletrostrição [24], o campo de bombeamento interage com ondas acústicas (termicamente geradas), estas por sua vez induzem uma modulação periódica do índice de refração do meio de propagação. Esta grade induzida no índice de refração espalha a luz do campo de bombeamento através da difração de Bragg. A luz retro-espalhada, ou campo de Stokes, tem sua freqüência deslocada por meio do efeito Doppler associado ao movimento da grade de difração, a qual se propaga com a velocidade das ondas ultrasônicas no meio em que o efeito ocorre.

O efeito SBS é uma consequência direta do processo de eletroestrição, no qual o meio de propagação dos campos ópticos é submetido a uma deformação mecânica proporcional à intensidade do campo óptico propagante. É essa deformação que causa a interação entre o campo de bombeamento e o campo de Stokes. Esta interação é caracterizada pela troca de energia entre os campos ópticos contrapropagantes e a onda acústica gerada. O chamado ganho Brillouin, g_b , quantifica esta troca de energia e depende tanto das propriedades ópticas e acústicas do meio quanto das frequências dos dois campos ópticos.

Algumas propriedades do efeito devem ser destacadas, (1) o espalhamento Brillouin ocorre com máxima intensidade na presença de campos contrapropagantes, (2) o ganho Brillouin possui um máximo numa condição de frequência tal que

$$f_P - f_S = \frac{nv_A}{c}(f_P + f_S) = f_{DB}$$

onde f_P e f_S são respectivamente a frequência dos campos de bombeamento e de Stokes, n é o índice de refração do material, c é a velocidade da luz no vácuo, v_A é a velocidade do som no meio de propagação e f_{DB} é o chamado desvio Brillouin de frequência; (3) o ganho Brillouin possui uma distribuição lorentziana no espaço das frequências

$$g_b(f_P - f_S) = \left(\frac{\Delta f_{g_b}}{2}\right)^2 \frac{1}{[(f_P - f_S) - f_{DB}]^2 + \left(\frac{\Delta f_{g_b}}{2}\right)^2} g_b^{max}$$

onde g_b^{max} é o ganho Brillouin máximo e Δf_{g_b} é a largura espectral do ganho Brillouin; (4) a velocidade do som no meio, v_A , depende tanto da temperatura quanto da deformação mecânica (ao longo da direção de propagação dos campos ópticos) às quais o meio está sujeito; (5) existe um limiar para a potência do campo de bombeamento, P_p^{limiar} , no qual a transferência de energia passa a ocorrer e o efeito torna-se observável.

Para quantificar estas observações, os valores típicos em fibras ópticas de quartzo são, $g_b^{max} = 6 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$, $f_{DB} = 10 \text{ GHz}$ e $\Delta f_{g_b} = 10 \text{ MHz}$ e $P_P^{limiar} = 1 \text{ mW}$, para uma fibra com 20km de comprimento .

Valendo-se dos conceitos da física do estado sólido, ondas acústicas em meios cristalinos ou quasi-cristalinos são denominadas fonons acústicos. A largura espectral do ganho Brillouin está relacionada ao tempo de vida dos fonons ($\tau \approx 15 \text{ ns}$), ou classicamente, ao tempo de atenuação da onda acústica. Esta largura impõe uma restrição quanto à eficiência da troca de energia entre os campos contrapropagantes para pulsos do campo de bombeamento com durações inferiores ao tempo de vida dos fonons (observa-se uma drástica redução no valor de g_b para pulso inferiores à 15ns).

Um sistema de duas equações diferenciais acopladas descreve a evolução temporal das intensidades dos campos ópticos para situações nas quais o período dos pulsos de bombeamento é maior que o tempo de vida dos fonons acústicos

$$\frac{\partial I_S}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial I_S}{\partial t} = -g_b I_P I_S + \alpha I_S$$

$$\frac{\partial I_P}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial I_P}{\partial t} = -g_b I_S I_P - \alpha I_P$$

onde α é a constante de absorção óptica do meio, z é a coordenada espacial ao longo da direção de propagação dos campos e t é o tempo. Este sistema de equações nos permite estudar numericamente o efeito [12,29-31] .

Experimentalmente, muitas pesquisas foram e ainda estão sendo realizadas com o intuito de estudar o espalhamento Brillouin estimulado em fibras ópticas, incluindo o estudo do efeito em fibras dopadas, a influência no estado de polarização relativa entre os campos de bombeamento e Stokes, a influência do tempo de coerência das fontes de laser responsáveis pelos campos de bombeamento e de Stokes no ganho Brillouin, etc. Atualmente, o efeito SBS vem sendo intensamente estudado na implementação de Lasers a fibra óptica, amplificadores ópticos e sensores a fibra óptica [25].

Neste ponto é importante explicitar a maneira como a informação de temperatura ou deformação mecânica pode ser obtida com o auxílio do efeito SBS. Como

observamos anteriormente, a velocidade da onda acústica no meio depende tanto da temperatura quanto da deformação mecânica, às quais a fibra está sujeita em uma determinada região. Desta forma, a frequência na qual o ganho Brillouin é máximo, f_{DB} , dependerá do valor destas duas variáveis na região em questão. Monitorando-se esta condição de frequência, torna-se possível extrair, com o auxílio de uma curva de calibração $f_{DB} \times (\text{Temperatura, Deformação})$, os valores da temperatura e da deformação mecânica na região desejada da fibra [32].

É importante notar que a curva de calibração acima citada está sujeita ao acoplamento de sensibilidades, tornando necessário o conhecimento de pelo menos uma das grandezas a serem medidas. Felizmente, a fibra óptica pode ser disposta de forma a não estar suscetível aos efeitos da deformação mecânica, possibilitando apenas a medida de temperatura. Neste caso, um outro trecho de fibra pode ser disposto na estrutura que se pretende monitorar de forma a ser sensível simultaneamente à temperatura e à deformação mecânica.

Recentemente [33-37] observou-se uma dependência na intensidade do sinal retroespalhado (campo óptico de Stokes) com a deformação mecânica. A utilização desta dependência como meio de se monitorar o perfil de deformação mecânica na fibra irá possibilitar a realização da medida conjunta de temperatura e deformação sem a necessidade de se dispor de trechos da fibra suscetíveis apenas aos efeitos de temperatura. Uma das dificuldades presentes neste novo método é a reduzida magnitude da dependência da intensidade do campo de Stokes com a deformação mecânica aplicada à fibra, em torno de $9.03 \times 10^{-4} \% \mu\epsilon^{-1}$ [34]. Este valor torna-se um problema prático quando existe a necessidade de se monitorar longas distâncias com a fibra óptica, pois o sinal óptico que carrega esta variação possuirá pequena intensidade, dificultando a realização das medidas com grande precisão.

2.4 Características Básicas do Espalhamento Raman Espontâneo

Embora não seja parte integrante do trabalho de mestrado que o proponente vem desenvolvendo, o Espalhamento Raman Espontâneo (*Spontaneous Raman Scattering, SRS*) é um outro fenômeno não-linear que ocorre em fibras ópticas e que também pode ser explorado para o desenvolvimento de sensores distribuídos [6,13].

Em muitos meios não-lineares, o SRS converte uma pequena fração (tipicamente $\sim 10^{-6}$) da potência incidente de um feixe óptico em outro feixe óptico com uma frequência deslocada por um valor determinado pelos modos vibracionais do meio. O espalhamento Raman pode ser descrito quanticamente como o espalhamento de um fóton por um átomo/molécula, dando origem a um novo fóton com menor frequência associada, enquanto o átomo/molécula realiza uma transição entre dois estados vibracionais. A luz incidente age como uma bomba para a geração da radiação com frequência deslocada, denominada de campo de Stokes. Em 1962 foi observado que para campos de bombeamento intensos um novo fenômeno ocorre, no qual a intensidade do campo de Stokes cresce drasticamente dentro do meio, de forma a concentrar a maior parte da energia carregada pelo campo de bombeamento [25,38].

Tal como o SBS, o espalhamento Raman constitui uma interação paramétrica entre dois campos ópticos e um campo vibracional. No entanto, o campo vibracional no caso do SRS possui frequências de ordem ópticas, isto porque os fonons excitados no meio são fonons ópticos.

Duas outras características importantes relacionadas ao SRS são a excitação de dois campos de Stokes contra-propagantes (Stokes e anti-Stokes) e um maior deslocamento de frequência entre os campos de Stokes e o campo de bombeamento (\sim THz). Também é interessante observar que o campo de Stokes possui um comprimento de onda maior que aquele do campo de bombeamento e o campo de anti-Stokes possui comprimento de onda menor que o do campo de bombeamento.

Do ponto de vista da implementação de um sensor distribuído, a característica mais importante a ser comentada é o fato de o SRS ser sensível apenas aos efeitos da temperatura.

A razão entre as intensidades do campo de Stokes e o campo anti-Stokes possibilita uma medida absoluta da temperatura do meio no local onde a interação ocorreu. Assim, sendo $R(T)$ esta razão, temos que

$$R(T) = \left(\frac{\lambda_S}{\lambda_{a-S}} \right)^4 \exp\left(-\frac{hc\Delta\nu}{kT} \right)$$

na qual λ_S e λ_{a-S} são respectivamente os comprimentos de onda dos campos de Stokes e anti-Stokes, h é a constante de Planck, c é a velocidade da luz no vácuo, k é a constante de Boltzmann, T é a temperatura absoluta e $\Delta\nu$ é o deslocamento de frequência entre o campo de bombeamento e os campos de Stokes e anti-Stokes.

3. Resultados Preliminares do Projeto de Mestrado

Atualmente o proponente deste projeto vem desenvolvendo sua dissertação de mestrado com o objetivo de estudar a implementação e as características de um sensor distribuído de temperatura e deformação mecânica utilizando apenas o espalhamento Brillouin estimulado.

O projeto de pesquisa é realizado em cooperação com a Divisão de Fotônica do Instituto de Estudos Avançados, vinculado ao Centro Técnico Aeroespacial. Recentemente realizamos a primeira observação (Figs.1 e 2-Anexo 1) da linha de emissão decorrente do retro-espalhamento Brillouin ocorrendo em uma fibra óptica com 2.7Km de comprimento. A linha de emissão do espalhamento Rayleigh é decorrente do retro-espalhamento da luz do campo de bombeamento, possuindo o mesmo comprimento de onda desta.

Esta observação foi de extrema importância pois indicou a real possibilidade de desenvolvermos o sensor proposto utilizando a infra-estrutura experimental disponível no IEAv/CTA. A teoria física para descrever o SBS já foi estudada possibilitando o desenvolvimento de um programa computacional para simular dinamicamente o efeito SBS em fibras ópticas, permitindo inicialmente o estudo numérico das variáveis que podem afetar a performance do sensor em uma configuração simples para a medida de temperatura.

O esquema do sensor implementado em simulação pode ser visto na Fig.3 (Anexo 1). O laser de bombeamento gera um pulso de luz, com largura temporal conhecida, que irá se propagar no sentido contrário ao do feixe contínuo gerado pelo laser de Stokes. O espalhamento Brillouin ocorre na presença simultânea dos dois campos ópticos, assim, conforme o pulso de bombeamento se desloca pela fibra, o campo de Stokes vai sendo modulado pelo ganho Brillouin. A diferença entre as frequências dos campos ópticos para a qual o ganho é máximo depende da

temperatura (supondo-se constante a deformação mecânica) da fibra no local da interação. Assim, regiões da fibra com diferentes temperaturas apresentarão diferentes pontos de máximo para o ganho Brillouin (Fig.4-Anexo 1).

Para exemplificar o método de medida, dividimos a fibra em três regiões, duas externas com 30 metros cada, submetidas a uma temperatura de 25°C (T_1 e T_3) e uma região interna com 40 metros, submetida a uma temperatura de 35°C (T_2). Como o ganho Brillouin é diferente nas regiões interna e externa, monitorando-se o campo de Stokes em D1 (Fig.5-Anexo 1) observamos que sua intensidade sofre uma variação quando o pulso de bombeamento passa de uma região para outra. É interessante observar que o tempo necessário para a modulação no sinal de Stokes chegar em D1, corresponde ao dobro do tempo tomado pelo pulso de bombeamento no deslocamento até a região na qual a modulação ocorreu. Isto ocorre em virtude de os dois campos ópticos se propagarem em sentidos contrários.

Na Fig.5 (Anexo 1) podemos observar o comportamento temporal do campo de Stokes detectado por D1 para duas situações distintas da diferença entre as frequências dos campos ópticos. Quando a diferença entre as frequências é tal que o ganho Brillouin é máximo para uma determinada temperatura, a intensidade do campo de Stokes tende a ser maximizada nas regiões que estão nesta temperatura e minimizada nas outras regiões.

O processo de medida da temperatura consiste na realização de uma varredura na diferença entre as frequências dos campos ópticos, de forma a detectar, monitorando-se o campo de Stokes em D1 para cada ponto da fibra, a diferença de frequências na qual o ganho Brillouin se torna máximo (Fig.4-Anexo 1). A dependência com a temperatura, deste ponto de máximo, pode ser observada na Fig. 6 (Anexo 1), constituindo uma relação linear. Utilizando-se essa técnica de varredura espectral, podemos obter a distribuição de temperaturas ao longo do comprimento da fibra sensora (Fig.7 - Anexo 1). A inclusão do ruído associado ao detector D1 permite um estudo da resolução em temperatura do sistema proposto. Na Fig.8 (Anexo 1) apresentamos um resultado preliminar deste estudo.

Com previsão de término em setembro de 2000, o proponente irá iniciar, em janeiro próximo, a fase experimental dedicada à montagem do sensor distribuído em

questão. Conforme a disponibilidade do tempo de pesquisa, prevê-se também o estudo de um laser a fibra óptica utilizando SBS.

4. Proposta para Pesquisa de Doutorado

Como projeto de Doutorado, estamos propondo um sistema opto-eletrônico para realização de medidas simultâneas de temperatura e deformação mecânica distribuídas ao longo de fibras ópticas as quais, por sua vez, podem estar fisicamente aderidas ou convenientemente embutidas, em estruturas mecânicas ou em materiais como metais, concretos, compósitos, etc., que são geralmente empregados na construção de estruturas mecânicas.

Este sistema irá explorar dois efeitos não-lineares que ocorrem em fibras ópticas: o espalhamento Brillouin estimulado e o espalhamento Raman espontâneo. A técnica de interrogação espacial prevista inicialmente é baseada na Reflectometria Óptica no Domínio do Tempo (OTDR). *O sistema mencionado já foi submetido ao processo de requerimento de patente nacional (PI 9904589) pelo Ten. Cel.-Int. Osni Lisbôa em nome do Centro Técnico Aeroespacial (CTA).*

As vantagens do sistema que pretendemos estudar recaem na eliminação do acoplamento de sensitividades, isto é, como o SBS é sensível tanto à temperatura quanto à deformação mecânica, torna-se necessário conhecer uma destas duas variáveis para quantificar a outra. Neste ponto, a utilização do SRS mostra-se importante, pois sendo esse efeito sensível somente à temperatura, a medida de deformação mecânica pode então ser obtida com o auxílio do SBS.

Pretende-se ainda desenvolver o sistema computacional necessário para a viabilização prática do sensor distribuído em questão. Tal sistema será desenvolvido com o auxílio do software *Labview (National Instruments)*, que possibilita flexibilidade na criação de interfaces computador/equipamento e oferece uma ampla gama de recursos para o processamento digital dos sinais a serem medidos.

4.1 Configuração Experimental

O sistema que estamos propondo em caráter experimental, mostrado esquematicamente no Anexo 2, é composto pelos seguintes componentes e/ou

dispositivos: (1) Fibra óptica; (2), (3) e (4) Fontes de *Lasers*; (5) e (6) Moduladores ópticos; (7), (8) e (9) Isoladores ópticos; (10), (11) e (12) Acopladores Direcionais ópticos; (13), (14) e (15) Fotodetectores; (16) Filtros & Divisores de feixe ópticos; (17) Analisador de Espectro de RF; (18) Gerador de RF; (19) Osciloscópio; (20) Processador de Sinal; (21) Monitor de Vídeo; (22) Microcomputador; (23) Conexões elétricas e (24) Fibras ópticas enroladas.

A fibra óptica (1), que pode ter um comprimento de 0,1 a 20 km, é o elemento sensor do sistema para medições simultâneas de temperatura e deformação mecânica. A fonte de *laser* (2) é utilizada para a geração do efeito *Brillouin* ao longo da fibra óptica. Nesta configuração, este componente é chamado de fonte de bombeamento (no caso, do efeito *Brillouin*). O dispositivo (5) é um modulador óptico e é utilizado para modular o feixe *laser* emitido pela fonte (1). Este modulador óptico pode ser tanto do tipo acústico-óptico quanto do tipo eletro-óptico. Atuando-se neste dispositivo, produz-se pulsos de *laser*, entre 1 ns a 1 μ s que, ao se propagarem ao longo da fibra óptica, estimularão o efeito *Brillouin*, resultando na geração de outra radiação *laser* que propagar-se-á em direção contrária à dos pulsos incidentes. Devido ao efeito mencionado, a frequência desta nova emissão *laser* variará monotonicamente em função da temperatura e da deformação mecânica em cada ponto ou região da fibra óptica. A variação de frequência entre os pulsos gerado e original é proporcional ou à variação de temperatura na fibra (supondo-se constante à deformação mecânica), ou à variação da deformação mecânica na fibra (supondo-se constante à temperatura). O cálculo da variação de frequência entre os pulsos é feito via computador (22), tendo-se como base os dados desses pulsos que são constantemente gravados em sua memória. Os dados desses pulsos são obtidos através do osciloscópio (19), após serem capturados pelos fotodetectores (14) e (15). Para se obter uma boa detecção dos pulsos de *laser* gerados pelo efeito *Brillouin*, utiliza-se um outro feixe *laser*, fornecido pela fonte (4), acoplado à outra ponta da fibra óptica. Este *laser* é chamado de fonte de sondagem e sua frequência é controlada de forma a maximizar a amplitude dos pulsos gerados pelo efeito *Brillouin*, os quais dependem do estado de deformação mecânica e da temperatura ao longo da fibra óptica.

Semelhantemente, a fonte de *laser* (3) é utilizada para a geração do efeito *Raman*, ao longo da fibra óptica, e também é chamada de fonte de bombeamento (no caso, do efeito *Raman*). Este feixe *laser* também é submetido a um outro modulador

óptico (6), obtendo-se pulsos *laser* da mesma ordem de grandeza já citadas. Desta forma, o efeito *Raman* é estimulado na fibra óptica, provocando a geração de outros dois pulsos *laser* que propagar-se-ão em sentidos opostos. No caso do sistema proposto, serão exploradas essas duas radiações *laser* geradas. Diferentemente do efeito *Brillouin*, no efeito *Raman* a frequência das novas radiações *laser* variará monotonicamente apenas em função da temperatura ao longo da fibra óptica. Da mesma forma utilizada acima para se medir o efeito *Brillouin*, após a detecção e gravação (captura) dos pulsos, através dos fotodetectores (14) e (15) e do osciloscópio (19), respectivamente, o cálculo da variação de frequência dos pulsos, em função do efeito *Raman*, também é obtido via computador (22).

Atuando-se nos moduladores ópticos (5) e (6), os efeitos *Brillouin* e *Raman* são gerados de forma alternada. A partir dos dados coletados no computador, faz-se o processamento e cálculo da temperatura e deformação mecânica distribuídas ao longo de toda a fibra óptica. A resolução espacial das medidas é função do tamanho (duração) dos pulsos *laser* e, em termos práticos, tem-se que quanto maior a resolução desejada, menor deverá ser a duração dos pulsos excitadores dos efeitos. Como o efeito *Brillouin* é dependente da temperatura e da deformação mecânica (que não podem ser independentemente obtidas por esse efeito, a menos que uma delas seja conhecida e mantida constante), e o efeito *Raman* é dependente somente da temperatura, ao combinar-se convenientemente esses dois efeitos obtém-se simultaneamente cada uma das medidas em cada região sensora da fibra óptica. Esta é a característica específica e diferenciadora do nosso sistema em relação a outros sistemas sensores a fibra óptica de temperatura e deformação mecânica.

Uma última observação importante é o alto grau de integração entre os componentes ópticos que pode ser obtido atualmente e que possibilita a implementação de um sistema robusto, compacto e de simples manutenção. Somando-se o fato de que a tecnologia empregada no revestimento de fibras ópticas garante sua utilização em meios quimicamente e termicamente agressivos, a proposta torna-se atraente para aplicações industriais.

5. Considerações Finais para o PRODUT/PETROBRAS

O proponente e os orientadores desta proposta acreditam que sistemas ópticos de sensoriamento distribuído representam um avanço tecnológico importante para

aplicações que necessitam do monitoramento de um grande número de pontos sensores, tal como em linhas de transmissão de produtos originários da indústria petrolífera e grandes estruturas mecânicas e ou da construção civil.

É importante observar que a solução apresenta uma simplificação na implementação de malhas de sensores quando comparada aos sistemas de telemetria convencionais. Esta simplificação reflete-se principalmente na diminuição dos custos de desenvolvimento e implementação.

Na aplicação em malhas dutoviárias, torna-se inviável a disponibilização de apenas uma fibra óptica para a implementação do sensor. No entanto, com a crescente demanda por serviços de telecomunicação baseados em links ópticos, a instalação de cabos ópticos ao longo da malha de dutos pode ser custeada pelo aluguel, para as operadoras de telefonia, das linhas ópticas que não serão utilizadas pelo sistema de sensoriamento distribuído. Ainda mais, algumas linhas ópticas podem ser utilizadas para integração e comunicação das estações de controle presentes ao longo da malha de dutos.

Mais diretamente, visando o gasoduto Brasil/Bolívia, o sensor distribuído proposto permitirá o monitoramento, ao longo do trajeto, da temperatura local e da deformação mecânica devido à dilatação térmica e à acomodação dos dutos no terreno. Assim, este sensor possibilitará uma ação preventiva na linha quando da ocorrência de situações especiais de temperatura e deformação mecânica. Além disso, vazamentos poderão ser identificados termicamente como pontos localizados. Pode-se também estudar a possibilidade da inserção da fibra óptica sensora dentro do duto, utilizando um PIG como elemento impulsionador da fibra, desta forma a temperatura do produto transmitido poderá ser monitorada ao longo de grandes distâncias.

Quanto à indústria petrolífera, sensores distribuídos podem ser utilizados para monitorar a temperatura e a deformação mecânica em *tanques de armazenagem, dutos submarinos, dutos de perfuração para prospecção de petróleo, dutos para monitoramento de temperatura em jazidas, torres de destilamento e processamento de produtos, etc.* Nestes casos, o sensor proposto possibilitará tanto a implementação de esquemas de *manutenção preventiva* quanto a *otimização de processos industriais* antes limitados pelo pequeno número de sensores disponível nos sistemas

convencionais. Outra característica importante do sensor apresentado é sua aplicação em locais e situações que apresentem alto risco de incêndio, uma vez que o processo de medida é totalmente óptico.

Aliado às vantagens citadas, é importante observar a contra partida das instituições envolvidas no desenvolvimento desta linha de pesquisa. Primeiramente, o Instituto de Estudos Avançados (CTA/IEAv) possui larga experiência na pesquisa e desenvolvimento de sensores a fibra óptica, além de possuir uma infra-estrutura experimental de alto nível que combinadas possibilitarão o bom andamento de um projeto deste porte. Semelhantemente o Departamento de Eletrônica e Microeletrônica (UNICAMP/FEEC/DEMIC) possui ampla experiência no desenvolvimento de sensores e instrumentação eletrônica além de também possuir a experiência necessária para o desenvolvimento de sistemas de aquisição de dados controlados por computador, muito necessários à execução do projeto proposto.

Finalmente, o autor se coloca à disposição para esclarecimentos e discussões de quaisquer pontos deste projeto que, por ventura, possam ter ficado obscuros e/ou de difícil entendimento.

6. Bibliografia

- [1] Udd, E., "The Emergence of Fiber Optic Sensor Technology" em "Fiber Optic Sensors – An Introduction for Engineers and Scientists" , editado por Eric Udd, John Wiley&Sons, Inc., New York (1991).
- [2] Udd, E., "Fiber Optic Smart Structures" em "Fiber Optic Sensors – An Introduction for Engineers and Scientists" , editado por Eric Udd, John Wiley&Sons, Inc., New York (1991).
- [3] York Sensors Ltd
<http://www.york-sensors.co.uk/>
- [4] Sensor Highway Ltd
<http://www.sensorhighway.com/>
- [5] Pruett Industries
<http://www.pruettind.com/looped.html>

- [6] Dalin, J. P., "Distributed Optical Fiber Sensors", *SPIE Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors II*, vol. 1797, (1992).
- [7] Kingsley, S. A., "Distributed Fiber-Optic Sensors: an overview", *SPIE Fiber Optic and Laser Sensors III*, vol. 566, (1985).
- [8] Horiguchi, T., et. al., "Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 1, 107, (1989).
- [9] Culverhouse, D., et. al., "Potential of stimulated Brillouin scattering as sensing mechanism of distributed temperature sensors", *Electron. Lett.*, vol. 25, 913, (1989).
- [10] Bao, X., et. al., "22Km distributed temperature sensor using Brillouin gain in an optical fiber", *Opt. Lett.*, vol. 18, 552, (1993).
- [11] Bao, X., et. al., "32Km distributed temperature sensor based on Brillouin loss in an optical fiber", *Opt. Lett.*, vol. 18, 1561, (1993).
- [12] Bao, X., et. al., "Experimental and theoretical studies on a distributed temperature sensor based on Brillouin scattering", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 13, 1340, (1995).
- [13] "Fiber Optic Sensors – An Introduction for Engineers and Scientists" , editado por Eric Udd, John Wiley&Sons, Inc., New York (1991).
- [14] "Optical Fiber Sensors: Principles and Components", editado por John Dakin e Brian Culshaw, vols. 1 e 2, Artech House Inc., London, (1988).
- [15] Barnoski, M. K., Jensen, S. M., "Fiber Waveguides: A novel technique for investigating attenuation characteristics", *Appl. Opt.*, vol. 15, 2112, (1976).
- [16] MacDonald, R. I., "Frequency domain optical reflectometer", *Appl. Opt.*, vol. 20, 1840, (1981).
- [17] Eichoff, W., Ulrich, R., "Optical frequency domain reflectometry in single-mode fiber", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 39, 693 (1981).
- [18] Uttam, D., Culshaw, B., "Precision time domain reflectometry in optical fiber systems using frequency modulated continuous wave ranging technique", *IEEE J. Lightwave Technol.* , vol. 3, 972, (1985).
- [19] Everard, J. K. A., "Novel signal techniques for enhanced OTDR Sensors", *Proc. SPIE Fiber Optic Sensors II*, vol. 798, paper 05, The Hague, (1987).
- [20] Chiao, R. Y., et. al., "Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves", *Phys. Review Lett.*, vol. 12, 592, (1964).

- [21] Ippen, E. P., Stolen, R. H., "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, 539, (1972).
- [22] Horiguchi, T., et. al., "BOTDA-nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction", *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, 1170, (1989).
- [23] Horiguchi, T., et. al., "Distributed temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers", *Opt. Lett.*, vol. 15, 1038, (1990).
- [24] Amnon Yariv, "Optical Electronics", Saunders College Publishing, 4^a edição, San Diego, (1991).
- [25] Govind P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, 2^a edição, San Diego, (1995).
- [26] Y. R. Shen, "Principles of Nonlinear Optics", Wiley, New York, (1984).
- [27] Tang, C. L., "Saturation and spectral characteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process", *J. Appl. Phys.*, vol. 37, 2945, (1966).
- [28] Kroll, N. M., "Excitation of hypersonic vibrations by means of photoelastic coupling of high-intensity light waves to elastic waves", *J. Appl. Phys.*, vol. 36, 34, (1965).
- [29] Garus, D., et. al., "Distributed fibre optical sensors using Brillouin backscattering", *SPIE*, vol. 2510, 172, (1995).
- [30] Garus, D., et. al., "Brillouin optical-fiber frequency-domain analysis for distributed temperature and strain measurements", *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, 654, (1997).
- [31] Brown, S. J., et. al., "Pulse width dependence of the Brillouin loss spectrum", *Opt. Comm.*, vol. 168, 393, (1999).
- [32] Bao, X., et. al., "Combined distributed temperature and strain sensor based on Brillouin loss in an optical fiber", *Opt. Lett.*, vol. 19, 141, (1994).
- [33] Wait, P. C., Newson, T. P., "Landau-Placzek ratio applied to distributed fibre sensing", *Opt. Comm.*, vol. 122, 141, (1996).
- [34] De Souza, K., et. al., "Characterisation of Strain Dependence of the Landau-Placzek ratio for distributed sensing", *Electron. Lett.*, vol. 33, 615, (1997).
- [35] Schroeder, J., et. al., "Rayleigh and Brillouin scattering in K₂O-SiO₂ glasses", *J. Am. Ceramic Soc.*, vol. 56, 131, (1973).
- [36] Parker, T. R., et. al., "A fully distributed simultaneous strain and temperature sensor using spontaneous Brillouin backscatter", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, 979, (1997).

[37] Gareth P. Lees, "Q-switched Fibre Lasers for Distributed Sensing Applications" Dissertação de Tese de Doutorado (Ph.D.), University of Southampton, Inglaterra, (1998).

[38] Woodbury, E. J., Ng, W. K., *Proc. IRE*, vol. 50, 2347, (1962).

7. Agradecimentos

Ao CNPQ pelo financiamento da bolsa para o Projeto de Mestrado (ainda em andamento), aos membros pesquisadores do IEAv/CTA pelo apoio ao trabalho experimental, e aos orientadores pelas valiosas sugestões e pelo suporte ao trabalho de pesquisa.

Anexo 1
Resultados do Projeto de Mestrado

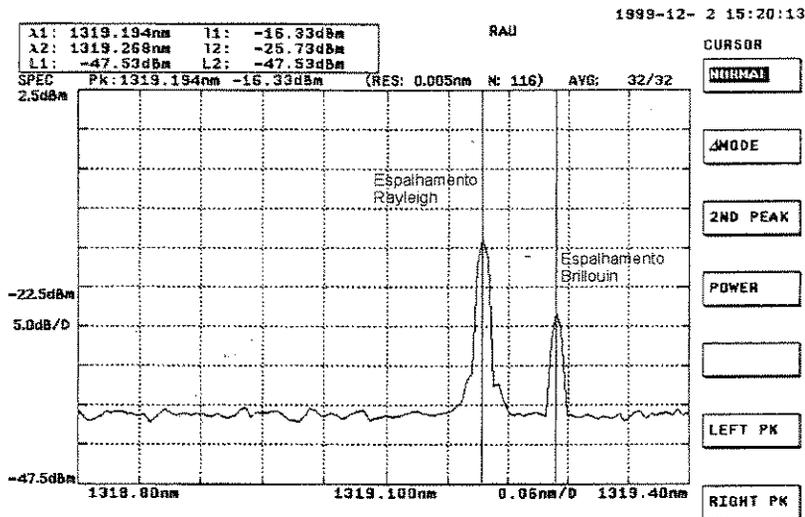


Figura 1: Observação do retro-espalhamento Rayleigh e do Retro-espalhamento Brillouin, $P_{PUMP-CW} \approx 50mW$, $L=2,7Km$. (Advantest Q8347 Optical Spectrum Analyser)

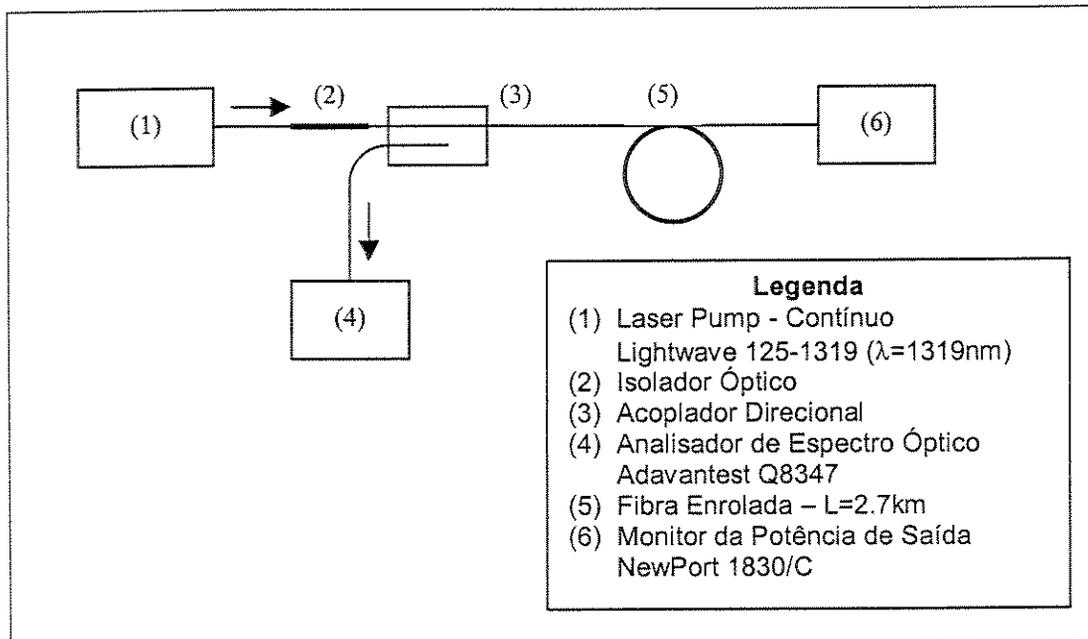


Figura 2: Esquema experimental utilizado na observação da linha espectral do retro-espalhamento Brillouin.

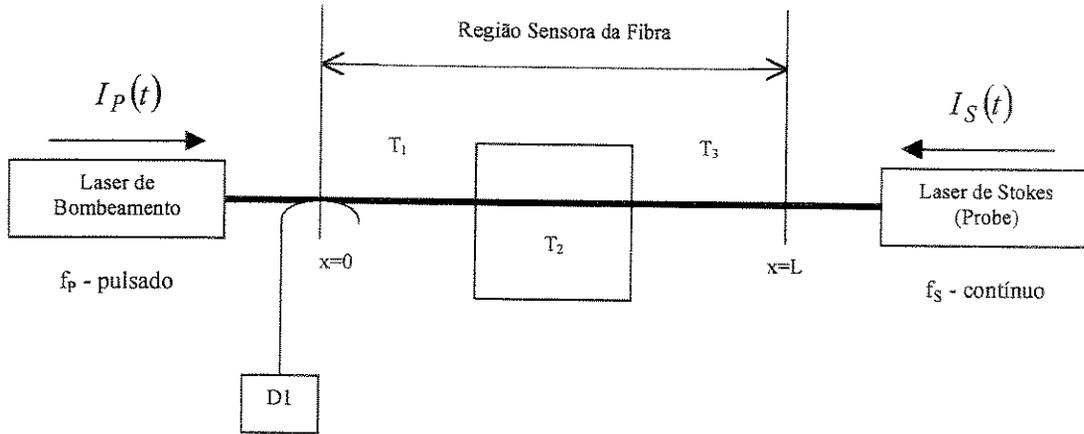


Figura 3: Esquema utilizado para simulação do sensor distribuído de temperatura utilizando o espalhamento Brillouin estimulado.

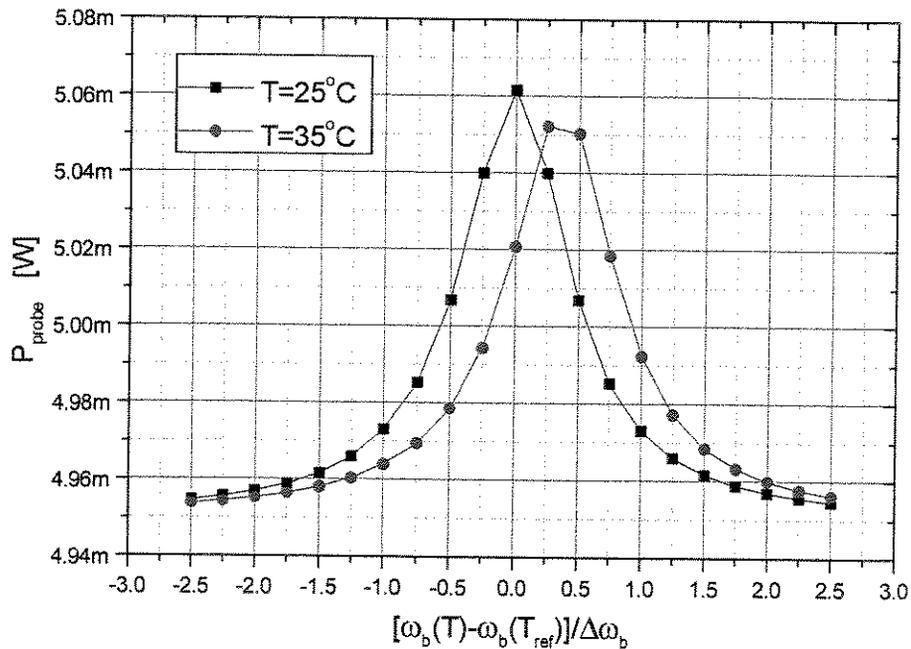


Figura 4: Dependência da distribuição espectral do ganho Brillouin com a temperatura do local de interação entre os campos ópticos

$$(\omega_B(T) = 2\pi f_B \text{ e } \Delta\omega_B = 2\pi\Delta f_B).$$

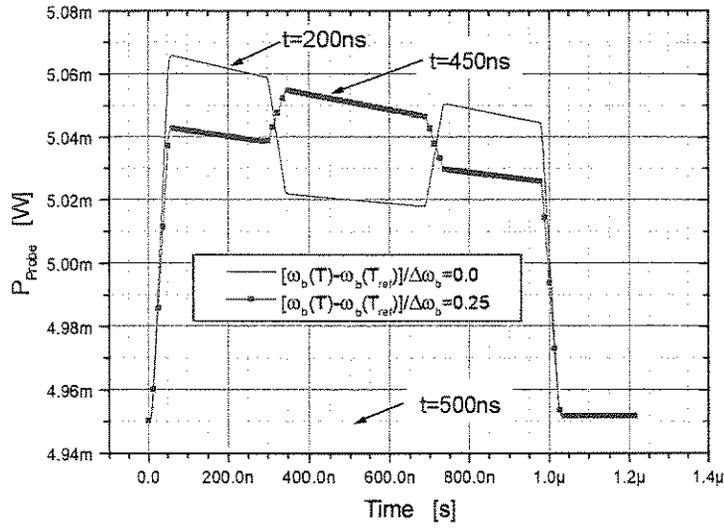


Figura 5: Potência do campo de Stokes detectada em D1, para uma diferença entre as frequências dos campos ópticos na qual o ganho é máximo em $T=25^{\circ}\text{C}$, $[\omega_B(T) - \omega_B(T_{ref})] / \Delta\omega_B = 0.0$, e na qual o ganho é máximo em $T=35^{\circ}\text{C}$, $[\omega_B(T) - \omega_B(T_{ref})] / \Delta\omega_B = 0.25$.

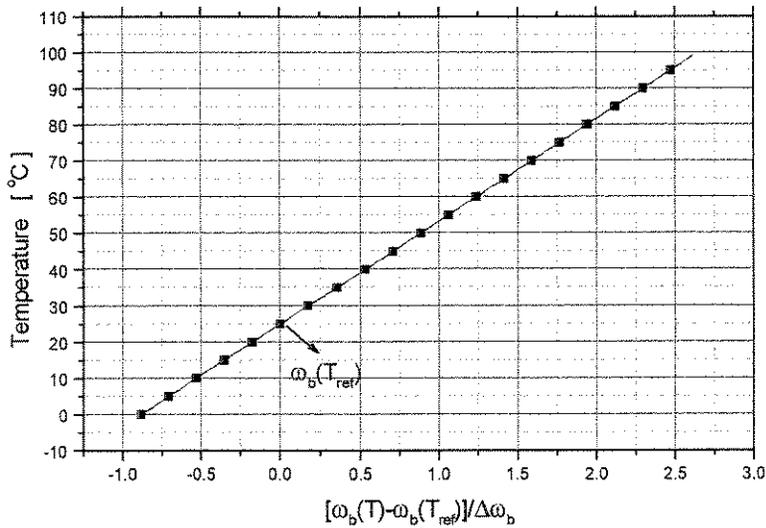


Figura 6: Dependência com a temperatura do ponto de máximo do ganho Brillouin, $\omega_b(T) = \omega_b(T_r)[1 + C_T(T - T_r)]$, na qual C_T é uma constante para a fibra óptica e T_r é a temperatura de referência utilizada na calibração do sensor.

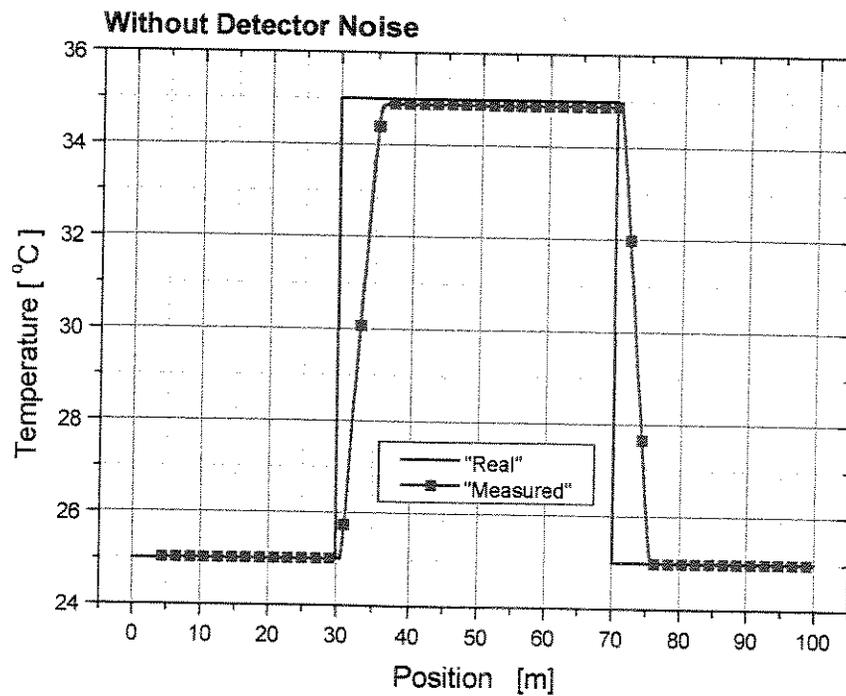


Figura 7: Perfil de temperatura da fibra sensora utilizando-se a técnica de varredura espectral para a medida do ganho Brillouin localizado.

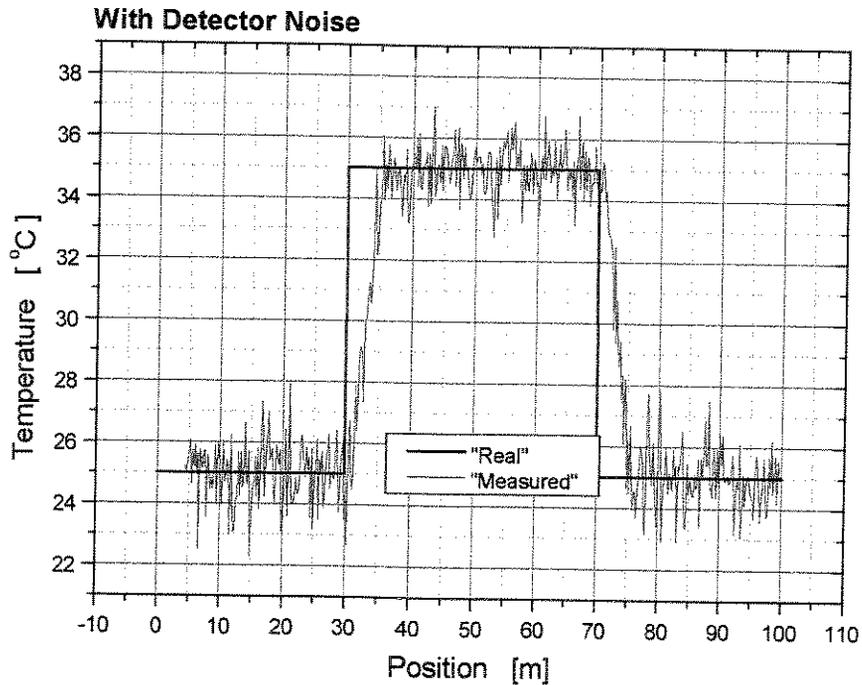


Figura 8: Estudo preliminar da influência do ruído devido ao detector D1 na resolução em temperatura do sistema sensor (sem tratamento do sinal óptico detectado).

Anexo 2

Esquema da Proposta Experimental de Doutorado

