



UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO
CENTRO TECNOLÓGICO
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA



Utilização do Espalhamento Brillouin Estimulado na construção de um laser híbrido de fibra dopada com Érbio e efeito Brillouin com múltiplos comprimentos de onda

Kaio César Quemelli da Silva

Vitória, Junho 2020



UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO
CENTRO TECNOLÓGICO
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA



Utilização do Espalhamento Brillouin Estimulado na construção de um laser híbrido de fibra dopada com Érbio e efeito Brillouin com múltiplos comprimentos de onda

Kaio César Quemelli da Silva

Dissertação de Mestrado apresentada ao Departamento de Engenharia Elétrica do Centro Tecnológico da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica.

Orientador: Prof. Dr. Carlos Eduardo S. Castellani.

Co-orientadora: Prof^ª. Dr^ª. Maria José Pontes.

Vitória, Junho 2020

Ficha catalográfica disponibilizada pelo Sistema Integrado de Bibliotecas - SIBI/UFES e elaborada pelo autor

Q3u Quemelli da Silva, Kaio Cezar, 1992-
Utilização do espalhamento Brillouin estimulado na construção de um laser híbrido de fibra dopada com érbio e efeito Brillouin com múltiplos comprimentos de onda / Kaio Cezar Quemelli da Silva. - 2020.
87 f. : il.

Orientador: Carlos Eduardo Schmidt Castellani.
Coorientadora: Maria José Pontes.
Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) -
Universidade Federal do Espírito Santo, Centro Tecnológico.

1. Óptica de fibras. 2. Óptica não-linear. 3. Espalhamento (Física). 4. Lasers. 5. Dispositivos optoeletrônicos. I. Schmidt Castellani, Carlos Eduardo. II. Pontes, Maria José. III. Universidade Federal do Espírito Santo. Centro Tecnológico. IV. Título.

CDU: 621.3

Dedicatória

À minha mãe *Marli* por todos os ensinamentos.

À minha esposa *Diana* por toda a paciência.

Para as minhas filhas:

Lavínia e Maitê

Agradecimentos

Sou grato primeiramente a Deus por me proporcionar todas as ferramentas necessárias para concluir o Mestrado em Engenharia Elétrica. Agradeço ao professor Carlos Eduardo pela orientação, paciência e inteligência doadas a esse trabalho e a professora Maria José pelo suporte. Ao professor Rogério Neto Suave do qual os conselhos eu sempre levarei para vida.

À minha esposa Diana pela compreensão, paciência e preciosos conselhos oferecidos durante o período. Aos meus familiares que direta ou indiretamente tenham contribuído com esse trabalho. Ao colega de empreitada Lorenzo, que diversas vezes estendeu à mão com a ajuda tão necessária. A todos os professores que tive durante a vida acadêmica que, com sua colaboração, ajudaram-me formal ou informalmente a obter mais essa conquista.

Agradeço, ainda, a todos os docentes que pude ter contato do Departamento de Engenharia Elétrica (Labetel) por sua inestimável contribuição para minha formação como Mestre em Engenharia Elétrica e, em especial, à Universidade Federal do Espírito Santo por ter-me oferecido todas as condições necessárias e suficientes para o êxito dessa conquista.

Sumário

Lista de Figuras	vi
Lista de Tabelas	vii
Lista de Acrônimos	viii
Resumo	ix
<i>Abstract</i>	x
1 Introdução	1
1.1 Equações de Maxwell	5
1.1.1 Velocidades associadas à onda eletromagnética	8
1.1.2 Equação de onda guiada na fibra	12
1.1.3 Solução da equação de onda guiada	14
1.2 Princípios básicos sobre o amplificador óptico	18
1.2.1 Amplificador óptico de fibra dopada com érbio	20
1.2.2 Efeitos não lineares em amplificadores	21
1.3 Princípios básicos de funcionamento dos lasers	23
1.4 Teoria dos lasers baseados em oscilação	25
1.5 Lasers baseados em efeitos não lineares	27
2 Efeitos Ópticos não Lineares	30
2.1 Representação básica dos efeitos não lineares	30
2.1.1 Susceptibilidade efetiva e Índice de refração efetivo	33
2.2 Espalhamento da luz em fibras ópticas	34
2.3 Espalhamento Brillouin	37
2.3.1 Parâmetros associados ao SBS	42
2.4 Mistura de quatro ondas (FWM)	49
3 Abordagem prática - Laser SBS	55
3.1 Laser SBS para um comprimento de onda	55
3.2 Laser SBS cascadeado	60
3.2.1 Resultados obtidos	63
4 Conclusão	69
Referências	71

Lista de Figuras

1.1	Vista em corte transversal da estrutura básica de uma fibra óptica.	12
1.2	Representação da ação de um oscilador óptico.	19
1.3	Representação de um amplificador Raman distribuído.	23
1.4	Representação do formato de linha Lorentziana para um amplificador óptico. . .	26
2.1	Composição espectral da luz espalhada.	35
2.2	Troca de Energia e formação das componentes Stokes e anti-Stokes do sinal. . .	38
2.3	Espalhamento de Bragg em relação à onda acústica.	39
2.4	Interação entre o bombeio copropagante e a onda acústica.	43
2.5	Definição de Comprimento Efetivo.	44
2.6	Representação da Área efetiva e a distribuição de potência com respeito ao diâmetro efetivo.	46
2.7	Representação da distribuição Lorentziana do espectro de ganho de Brillouin e seu deslocamento de fase não linear associado.	48
2.8	Representação do processo de FWM para duas e três ondas de bombeio.	50
2.9	Esquema do arranjo de comprimentos de onda dos componentes FWM.	51
3.1	Representação do arranjo experimental <i>single pass</i> para geração do SBS.	57
3.2	Curva de ganho da potência de saída como uma função da potência do laser de bombeio de entrada.	57
3.3	Representação do arranjo experimental para o laser SBS com realimentação em uma cavidade.	58
3.4	Espectro do laser Brillouin gerado na saída do laser para o caso de um acoplador com 10% de taxa de acoplamento de saída.	58
3.5	Variação da potência de Brillouin em relação ao laser de bombeio usando o acoplador com taxa de acoplamento de 10%.	59
3.6	Representação da variação da potência máxima para cada taxa de acoplamento utilizada..	59
3.7	Princípio da geração do laser SBS de múltiplos comprimentos de onda.	61
3.8	Representação do arranjo experimental de cavidade dupla para a geração do laser Brillouin de múltiplos comprimentos de onda cascadeado.	62
3.9	Espectro de saída do SBS em cascata para os diferentes níveis de potência do laser de bombeio.	64
3.10	Geração de picos em um intervalo de potência óptica de 80 <i>mW</i> a 140 <i>mW</i> do laser de bombeio.	65
3.11	Potência de saída em função da Potência do laser de bombeio de 1474 <i>nm</i>	66
3.12	Número de comprimentos de onda específicos produzidos usando diferentes valores de potência de bombeio.	67

Lista de Tabelas

2.1	Valores típicos de parâmetros que descrevem processos de espalhamento de luz. O ganho é especificado para a versão estimulada do processo em sílica.	36
-----	---	----

Lista de Acrônimos

- BFA - *Brillouin fiber amplifier.*
- BFC - *Brillouin frequency comb.*
- BGS - *Brillouin gain spectrum.*
- BSBS - *Backward stimulated Brillouin scattering.*
- CSBS - *Cascaded stimulated Brillouin scattering.*
- CW - *Continuous wave.*
- DCF - *Dispersion compensating fiber.*
- EDF - *Erbium-doped fiber.*
- EDFA - *Erbium-doped fiber amplifier.*
- FET - *Field effect transistor.*
- FPI - *Fabry-Pérot interferometer.*
- FWHM - *Full width at half maximum.*
- FWM - *Four-wave mixing.*
- LASER - *Light amplification by stimulated emission of radiation.*
- MWBEFL - *Multiwavelength Brillouin Erbium fiber laser.*
- NZ-DSF - *Non-zero dispersion-shifted fiber.*
- ODE - *Ordinary differential equation.*
- OSA - *Optical spectrum analyzer.*
- SBS - *Stimulated Brillouin scattering.*
- SBST - *Stimulated Brillouin scattering treshold.*
- SMF - *Single-mode fiber.*
- SNR - *Signal to noise ratio.*
- SRS - *Stimulated Raman scattering.*
- TNL - *Tunable narrow linewidth.*
- WDM - *Wavelength Division Multiplexing.*

Resumo

Esta dissertação propõe uma configuração óptica experimental e devidamente caracterizada que possibilite a geração de um Laser híbrido de fibra dopada com érbio e efeito Brillouin de múltiplos comprimentos de onda (MWBEFL), tendo como fundamentação teórica o Espalhamento Brillouin Estimulado (SBS). Destaca-se a abordagem e a construção de um laser de múltiplos comprimentos de onda, através do cascadeamento do Efeito Brillouin em uma fibra dopada com érbio (EDF) com característica de gerar efeito não-linear que possibilitará obter um espectro com no mínimo trinta comprimento de onda estáveis da componente Stokes da onda em uma faixa de amplitude de 40 dB , utilizando apenas 140 mW da potência do amplificador de fibra dopado com érbio (EDFA) e 20 m de EDF. Para a construção do laser, foi montado um arranjo contendo cavidades ópticas, onde o processo SBS alimenta a ação via laser, na frequência da onda de Stokes devido à realimentação fornecida pelo laser de bombeio.

Abstract

This Master's dissertation proposes an experimental and properly characterized optical configuration that enables the generation of a multiple wavelength hybrid Brillouin and Erbium fiber laser (MWBEFL), having as theoretical basis the Stimulated Brillouin Scattering (SBS). The approach and construction of a multiwavelength laser, through the cascading of the Brillouin Effect in a highly nonlinear Erbium doped fiber (EDF) enable to obtain a spectrum with at least thirty stable wavelengths from the Stokes component in a amplitude range of 40 dB, using only 140mW of power of EDFA and 20m of EDF. For the construction of the laser, an arrangement was assembled by optical cavities, where the SBS process feeds the laser generation, at the frequency of the Stokes due to feedback from the pumping laser.

Capítulo 1

Introdução

O espalhamento molecular tornou-se objeto de intensa pesquisa nas décadas de 1920 e 1930. Atualmente, o espalhamento a partir de fônons ópticos (estados quantizados da vibração da rede) é conhecido como espalhamento Raman, enquanto a interação da luz com os fônons acústicos recebeu o sobrenome de Léon Brillouin, que teoricamente previu o espalhamento da luz a partir de ondas acústicas excitadas termicamente em 1922 [1]. Além das investigações de Raman na Índia e Brillouin na França, o espalhamento molecular foi estudado por Landsberg e Mandelshtam na Rússia, Smekal na Áustria e Wood nos Estados Unidos. As prioridades das descobertas feitas na época, bem como a adequação dos créditos dados, ainda estão sendo debatidas [2,3].

O espalhamento Brillouin é um fenômeno provocado pela não linearidade $\chi^{(3)}$ de um meio, sendo um dos efeitos não lineares ópticos mais importantes, especificamente pela parte da não linearidade relacionada aos fônons acústicos [1]. Um fóton de uma onda de luz incidente é transformado em um fóton espalhado de energia ligeiramente mais baixa, geralmente se propagando na direção inversa, e em um fônon. A onda espalhada irá ocorrer em uma frequência menor do que a onda incidente, sendo chamada de onda de Stokes em homenagem a George Stokes, que foi quem encontrou a redução da frequência no processo de luminescência no século XIX [4]. Normalmente, a seção transversal do espalhamento da luz Stokes é bastante baixa, mas nas fibras ópticas a luz pode se propagar dezenas de quilômetros sem atenuação significativa. Isso torna o espalhamento de Brillouin (estimulado) um efeito perceptível e muitas vezes indesejável nas fibras ópticas. A luz espalhada tem uma certa distribuição angular, mas a geometria da fibra seleciona apenas duas direções preferidas, considerando o eixo axial da fibra - para frente e para trás. Como será discutido neste trabalho, o espalhamento copropagante de Brillouin em fibras ópticas é de pouca intensidade, da ordem de μW . Portanto, a onda de Stokes se propaga principalmente no sentido contrapropagante à onda óptica de entrada ou bombeio. Em um nível particular da energia do bombeio, o processo se torna estimulado, isto é, fortemente dependente da energia do bombeio. O espalhamento de Brillouin estimulado é caracterizado

pela conversão eficiente de energia do bombeio para a onda retroespalhada.

A origem mais proeminente do SBS é através de um fenômeno físico chamado eletroestrição [5], que se manifesta em uma variação da densidade do meio por ação da luz. O efeito pode ocorrer espontaneamente, mesmo com baixas potências ópticas, se espalhando no campo fonônico gerado termicamente. A luz de Stokes retroespalhada interfere com a luz do bombeio de entrada produzindo uma onda acústica através do efeito de eletroestrição. Efetivamente, a luz propagante cria uma grade móvel de densidade a partir da qual se espalha na direção inversa. Assim, a luz espalhada de Stokes é reduzida na frequência devido ao deslocamento do efeito Doppler associado à grade (variações de densidade do material) que irá se mover na velocidade acústica [6]. O mecanismo do espalhamento da luz é mostrado esquematicamente no Capítulo 2. Com o aumento da intensidade da onda de Stokes, o padrão de interferência se torna mais pronunciado e a onda acústica aumenta em amplitude. A onda acústica de propagação direta atua como uma grade de Bragg, que espalha ainda mais luz na direção inversa. A amplitude da onda acústica é proporcional à intensidade óptica, sendo gerada como resultado da eletroestrição e estimula ainda mais o retroespalhamento, o que aumenta a interferência entre o bombeio e as ondas de Stokes e reforça a onda acústica.

Embora o espalhamento espontâneo de Brillouin tenha sido previsto em 1922, o seu processo estimulado, quando a onda acústica é criada pelo próprio feixe de luz, só foi observado em 1964 [7]. O SBS é um processo não linear, ou seja, sua eficiência depende da potência do bombeio de entrada. A potência do sinal de entrada na qual a potência da onda Stokes aumenta rapidamente e pode até ser comparável à potência de entrada é chamada de potência limiar ou simplesmente o limiar SBS (SBST).

Vários aspectos fundamentais e aplicados do SBS foram estudados nos anos 60 e 70. Por exemplo, a contribuição eletroestrutiva para o índice de refração dependente da intensidade foi investigada tanto em teoria [8,9] quanto experimentalmente [10,11]. Biryukov et al. desenvolveram um modelo detalhado envolvendo a eletroestrição que analisa a resposta temporal de pulsos laser se propagando em uma fibra e o efeito sobre o índice de refração [12]. O efeito do perfil do índice de refração no espectro de ganho de Brillouin (BGS) [13,14] e na magnitude do coeficiente de ganho de Brillouin [15,16] também foi objeto de inúmeros estudos. O efeito do

nível de dopagem de dióxido de Germânio GeO_2 no coeficiente de amortecimento acústico em fibras de sílica foi estudado em [17]. Um coeficiente de ganho de Brillouin muito grande, da ordem de $0,715 \times 10^{-9} mW^{-1}$ foi encontrado nos vidros de Calcogeneto, podendo ser até 500 vezes maior do que em uma fibra monomodo de sílica [18].

Outros tópicos importantes relacionados ao espalhamento de Brillouin incluem propriedades de polarização da luz espalhada e acoplamento acústico-óptico de polarização [19], uma interação entre o SBS e a mistura de quatro ondas (FWM) não linear [20,21] ou modulação de fase cruzada [22], bem como instabilidades causadas pela interação SBS em FWM [23]. O SBS multicascata suportado pelo retroespalhamento de Rayleigh [24], SBS em amplificadores de fibra dopados por érbio (EDFA's) distribuídos [25] e em Raman amplificadores [26,27]. Além do efeito do bombeio espectralmente ampliado na eficiência de espalhamento [28], SBS nas grades de Bragg de fibra [29] e comportamento dinâmico do SBS [30], para mencionar apenas alguns. A lista de áreas em que o SBS se manifesta e se torna relevante é ainda mais extensa. Um dos exemplos mais proeminentes são as telecomunicações por fibra óptica, nas quais, por exemplo, o SBS pode se manifestar através da interação eletroestrutiva entre sólitons em fibras ópticas [31,32]. O impacto do SBS nos sinais modulados em intensidade foi estudado por Fishman e Nagel [33], além do estudo do SBS em sistemas de televisão a cabo com modulação em amplitude [34].

Contudo, apesar da grande quantidade de estudos envolvendo o SBS encontrados na literatura, a pesquisa em temas envolvendo SBS continua sendo uma área de óptica não linear em desenvolvimento ativo, com centenas de artigos publicados anualmente. Tais sistemas têm grande potencialidade a ser desenvolvida. Com o surgimento da tecnologia de multiplexação em comprimento de onda (WDM), onde são transmitidos vários canais com comprimentos de onda distintos em uma única fibra óptica, muitos esforços estão sendo direcionados para o desenvolvimento de amplificadores ópticos eficientes, confiáveis e de baixo custo, para tornar viável a utilização de uma faixa mais larga na região espectral de baixas perdas das fibras de sílica ($1450 nm - 1630 nm$)

Fontes de comprimento de onda múltiplo com espaçamento constante de canal da ordem de dezenas de gigahertz são úteis para muitas aplicações como metrologia [35], espectroscopia [36], geração arbitrária de formas de onda [37], sintetizadores de microondas [38], multiplexação em

comprimento de onda (WDM) [39,40] e relógios ópticos de alta velocidade [41] para comunicações ópticas. Entre outras técnicas [42–44], os lasers baseados em Brillouin ganharam considerável atenção devido a suas vantagens, como simplicidade, robustez e necessidade apenas de componentes em fibras ópticas comerciais. O SBS é uma interação coerente de terceira ordem entre uma onda de bombeio, uma onda acústica e uma onda de Stokes com desvio para o vermelho [6]. Nas fibras ópticas de sílica, o SBS pode ser aplicado para gerar novas componentes de frequência óptica que são deslocados em $\pm 10\text{ GHz}$ sem a necessidade de componentes eletrônicos de alta velocidade. Fontes de comprimento de onda múltiplo baseadas em SBS em cascata (CSBS) foram demonstradas em diferentes configurações, como ressonadores curtos baseados em cavidade Fabry-Pérot (FPI) [37,45] guia de ondas no chip [46], ressonadores no modo de galeria de sussurros (*whispering gallery*) [38] e lasers Brillouin baseados em fibra dopada com érbio na configuração em anel [47–52]. Outros também usaram o SBS aplicado diretamente em fibras microestruturadas [53].

Neste trabalho é proposto o estudo, caracterização e construção de um arranjo experimental por meio de uma cavidade dupla de um MWBEFL. Vale destacar que MWBEFL's têm sido amplamente investigados, pois são particularmente interessantes por seu baixo limiar de potência para operação em modo laser [54], alta capacidade de sintonia [39,49,55] e capacidade de gerar muitas frequências deslocadas de Brillouin [56,57]. Seu princípio básico é combinar o ganho não linear muito mais fino na ordem de GHz oferecido pelo SBS em uma fibra de sílica monomodo padrão não dopada, com o ganho linear de banda larga de uma fibra dopada com érbio para permitir os processos CSBS. Diversas configurações foram estudadas, incluindo auto-partida [47], Raman [58,59] ou Rayleigh assistida [50,56], todas mostrando características espectrais muito semelhantes. Sugere-se que os MWBEFL's sejam fontes úteis para comunicação óptica [39,41,55,57], em particular para sistemas WDM.

O MWBEFL apresentado mostrará, com base nos resultados obtidos que cumpre com todas as exigências principais citadas na literatura, tais como: baixo limiar de potência, alta capacidade de sintonia tornando o mesmo diretamente dependente do bombeio para a geração dos diferentes comprimentos de onda. Observa-se também a dependência do comprimento da fibra utilizada e a capacidade de produção de muitas componentes Stokes.

1.1 Equações de Maxwell

A análise das ondas eletromagnéticas deve ser feita através das equações de Maxwell, que estabelecem as relações entre os campos elétrico \mathbf{E} e magnético \mathbf{B} que as constituem. São leis que especificam o divergente e o rotacional dos campos citados:^[60]

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho \quad (\text{lei de Gauss}), \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{sem nome}), \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{lei de Faraday}), \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{lei de Ampère}). \quad (1.4)$$

onde, ε_0 e μ_0 representam respectivamente a permissividade elétrica e a permeabilidade magnética no vácuo e \mathbf{J} a densidade volumétrica de carga. Essas equações, juntamente com a lei de força definida por Lorentz,

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (1.5)$$

resumem todo o conteúdo teórico da eletrodinâmica clássica, desde que sejam suplementadas por condições de contorno adequadas. Onde, q representa a carga elétrica e v a velocidade da carga q movendo-se em um campo magnético B .

Além disso, na forma tradicional, essas equações especificam o divergente e o rotacional de \mathbf{E} e \mathbf{B} que representam os campos elétrico e magnético respectivamente. Vale enfatizar que todos os campos eletromagnéticos, são, em última instância, atribuídos a cargas e correntes. As equações de Maxwell mostram como as *cargas* produzem *campos*; reciprocamente, a lei de força mostra como os *campos* afetam as *cargas*.

As equações de Maxwell descritas por (1.1) a (1.4), são completas e corretas como estão. No entanto, no nosso caso, estamos lidando com materiais sujeitos à polarização elétrica e magnética. Vale lembrar, que dentro da matéria polarizada haverá acúmulos de cargas e correntes “ligadas” sobre as quais não exercemos qualquer controle direto, dessa forma é conveniente

reescrevermos as equações de tal maneira que façam referência explícita somente às fontes que controlamos diretamente, que reflitam uma divisão conveniente de carga e corrente em meio livre de cargas e em um meio onde há cargas. As equações em termos destas cargas e correntes livre de correntes, são dadas por

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_l , \quad (1.6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 , \quad (1.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} , \quad (1.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_l + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} . \quad (1.9)$$

Essa forma de representar as equações têm a desvantagem da notação ser híbrida, já que contém \mathbf{E} e \mathbf{D} , além de \mathbf{B} e \mathbf{H} . Elas têm de ser suplementadas, portanto, por relações constitutivas apropriadas, dando \mathbf{D} e \mathbf{H} em termos de \mathbf{E} e \mathbf{B} . Ademais, as equações dependem da natureza do material, para um meio não magnético como a fibra óptica, os parâmetros estão relacionados através das seguintes relações:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi_e \mathbf{E} \quad \text{e} \quad \mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H} , \quad (1.10)$$

então

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad \text{e} \quad \mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} , \quad (1.11)$$

onde ρ_l representa a densidade de cargas, $\varepsilon \equiv \varepsilon_0(1 + \chi_e)$, $\mu \equiv \mu_0(1 + \chi_m)$, \mathbf{D} é chamado de “deslocamento” elétrico, sendo um dos motivos do segundo termo da equação (1.9) ser denominado de *corrente de deslocamento*. Denota-se \mathbf{E} como o campo elétrico, \mathbf{H} é o campo magnético auxiliar, \mathbf{B} o campo magnético e \mathbf{P} o vetor de polarização elétrica. Os parâmetros associados ao meio são: ε_0 e ε , respectivamente a permissividade elétrica do vácuo e a permissividade do meio material. Da mesma forma, μ_0 e μ , representam respectivamente a permeabilidade do vácuo e a permeabilidade do meio; χ_e e χ_m representam a susceptibilidade elétrica e a susceptibilidade magnética nessa ordem, são constantes de proporcionalidade adimensionais que variam de um material para outro, os materiais que obedecem à equação (1.10) são chamados de meios lineares. Dentro da matéria, mas em regiões onde não há carga livre e se o meio é linear

e homogêneo (de forma que ε e μ não variam de um ponto a outro), as equações de Maxwell reduzem-se a

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (1.12)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.13)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.14)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (1.15)$$

Elas constituem um conjunto de equações diferenciais parciais acopladas. Elas podem ser desacopladas aplicando-se o rotacional as equações (1.14) e (1.15). Sendo assim, tomando-se o rotacional da (1.14) e utilizando a equação (1.15), tem-se

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{H}) = -\mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (1.16)$$

Aplicando a identidade vetorial

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (1.17)$$

e a partir da equação (1.12) que traduz em um meio sem cargas, $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, a equação (1.16) torna-se

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (1.18)$$

Similarmente, utilizando as mesmas operações vetoriais na equação (1.15) e utilizando a equação (1.14), obtem-se

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{H}) = \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (1.19)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}. \quad (1.20)$$

Observa-se então que cada componente cartesiano de \mathbf{E} e \mathbf{H} nas equações (1.18) e (1.20), no meio material satisfaz a *equação de onda tridimensional*.

$$\nabla^2 f = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2}. \quad (1.21)$$

Portanto as equações de Maxwell sugerem que o meio material comporta a propagação de ondas eletromagnéticas e dessa maneira são identificadas como equação de onda para um meio dielétrico perfeito. Na forma como estão representadas, os campos podem ter variações arbitrárias no tempo e suas soluções descrevem-nos tanto no tempo como no espaço. Constantemente, admite-se que estes campos tenham variação harmônica no tempo e, neste caso, as equações assumem os aspectos

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2 \mu \varepsilon \mathbf{E} = 0 \quad (1.22)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \omega^2 \mu \varepsilon \mathbf{H} = 0 \quad (1.23)$$

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

$$\mathbf{E}_s = \mathbf{E}_0 e^{-i\beta z} \quad (1.24)$$

$$\mathbf{H}_s = \mathbf{H}_0 e^{-i\beta z} \quad (1.25)$$

sendo \mathbf{E}_0 e \mathbf{H}_0 as constantes de integração que indicam os valores dos campos na origem do vetor e $\beta = \omega \sqrt{\mu \varepsilon}$ é o *fator de fase* especificado em radianos por metro [rad/m]. Este fator, identifica a mudança de fase ocorrida do campo por unidade de deslocamento. A solução para cada campo completa-se a partir das especificações de condições conhecidas para o problema, como condições iniciais, condições finais ou, genericamente, condições de contorno.

1.1.1 Velocidades associadas à onda eletromagnética

As equações (1.24) e (1.25), proporcionam a descrição dos campos no domínio da frequência. As correspondentes representações no domínio do tempo podem ser obtidas de maneira genérica

ao se multiplicar as referidas equações por $e^{i\omega t}$. Dessa forma, assumem os seguintes formatos

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

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

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

$$\omega t - \beta z = cte \quad (1.28)$$

que define uma superfície chamada de *frente de onda*. Observa-se que a coordenada correspondente à frente de onda aumenta com o passar do tempo de um valor diretamente proporcional ao fator de fase β . Derivando-se a equação (1.28) com respeito ao tempo, obtém-se

$$\frac{\partial z}{\partial t} = v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{2\pi f}{\beta} \quad (1.29)$$

que é a evolução temporal da frente de onda, também conhecido como *velocidade de fase*. Em vista do valor de β mostrado na solução da equação de onda em um meio ilimitado, a velocidade de fase nestas condições torna-se

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \quad (1.30)$$

De uma maneira mais generalizada, o sinal de informação pode ser representado pela combinação de diferentes componentes harmônicas, da seguinte forma

$$u = \sum_{\omega} A(\omega) f(z, t) \cos[\omega t - \beta(\omega)z] \quad (1.31)$$

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

$$v_g = \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right)^{-1} = 2\pi \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right)^{-1} \quad (1.32)$$

As velocidades encontradas nas equações (1.29) e (1.32) relacionam-se entre si através de expressões que facilitam a compreensão das características do meio óptico. Isolando o parâmetro β em (1.29), vem:

$$\beta = \frac{\omega}{v_p} \quad (1.33)$$

Substituindo (1.33) em (1.32), tem-se a *equação de dispersão*:

$$v_g = \frac{v_p}{1 - \beta(\partial v_p / \partial \omega)} \quad (1.34)$$

De modo semelhante, isolando o ω em (1.29), tem-se:

$$\omega = v_p \beta \quad (1.35)$$

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

$$v_g = v_p - \lambda \left(\frac{\partial v_p}{\partial \lambda} \right) \quad (1.36)$$

As características do meio óptico levam a variações na velocidade de fase e na velocidade de grupo durante a transmissão. Entre elas, destacam-se efeitos que modificam a velocidade com a frequência ou comprimento de onda. Assim, podem ocorrer variações com comportamentos diferentes, conforme características do meio e da frequência do sinal. Se as variações das velocidades de fase e de grupo estiverem no mesmo sentido tem-se a *dispersão normal* e se estiverem em sentidos opostos, tem-se a *dispersão anômala*. As análises anteriores comprovam que a propagação de uma onda eletromagnética tem velocidade diferente no vácuo e em outros meios, pois seu valor depende da permissividade (ε) e da permeabilidade magnética (μ), caso o meio seja um dielétrico perfeito. De acordo com a equação (1.30), se o meio for o vácuo, $\varepsilon = \varepsilon_0 \approx 1/36\pi \times 10^{-9} F/m$ e $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} H/m$. Com isto, obtém-se $v = c = 3 \times 10^8 m/s$. A relação entre as velocidades no vácuo e no meio é denominada por índice de refração do

material, representado por n . Então:

$$n = \frac{c}{v} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \cdot \sqrt{\varepsilon \mu} = \sqrt{\frac{\varepsilon \mu}{\varepsilon_0 \mu_0}} \quad (1.37)$$

A relação entre a permissividade no meio e no vácuo é a *permissividade relativa*, $\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$. Também se define a *permeabilidade relativa* como $\mu_r = \mu/\mu_0$. Deste modo, o índice de refração pode ser representado como

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \quad (1.38)$$

A maioria dos meios dielétricos é de tipo não-magnetizável e, portanto, a permeabilidade relativa é muito próxima da unidade. Independentemente desta razão, é possível comprovar que em frequências suficientemente elevadas, como as utilizadas em comunicações ópticas, a permeabilidade dos materiais tende para o valor no vácuo [61].

As vibrações das partículas atômicas e subatômicas dos materiais, sob a ação do campo eletromagnético de excitação, levam a mudanças no índice de refração. Em uma fibra óptica, o seu valor é dependente da interação do feixe óptico com átomos ou moléculas do material, resultando diferentes processos que levam às suas alterações. Existem vários modelos matemáticos que permitem obter os valores correspondentes. Alguns deles incluem mecanismos de perda de energia que tornam este parâmetro uma grandeza complexa. Além disso, outras perturbações moleculares, atômicas e subatômicas podem ocasionar um comportamento não linear, dependendo da amplitude do campo elétrico da onda no meio [62]. Pode-se afirmar que para uma onda luminosa de pequena intensidade, praticamente não ocorre mudança no índice de refração. Tal fato não mais acontece para ondas propagantes de alta intensidade. Deve-se destacar que isto pode ocorrer mesmo com valores relativamente pequenos da potência aplicada, devido aos reduzidos diâmetros dos núcleos das fibras ópticas dos atuais sistemas de comunicações. Sob estas condições, as relações entre os campos elétrico e magnético da onda e as propriedades do meio não são mais descritas por funções lineares. Entre as consequências, surgem o efeito Kerr e espalhamentos inelásticos, como o SRS e o SBS. Este último será descrito no decorrer deste trabalho, pois é elemento chave para a elaboração da configuração experimental desenvolvida.

1.1.2 Equação de onda guiada na fibra

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

$$E = \mathbf{E}_0(r, \phi)e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.39)$$

$$H = \mathbf{H}_0(r, \phi)e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.40)$$

onde as coordenadas r e ϕ estão indicadas na Figura 1.1 e, novamente, parâmetro β é a *constante de fase* em radianos por metro. Na condição de meio ilimitado, como no item anterior, seu valor depende apenas da frequência e das propriedades eletromagnéticas do meio.

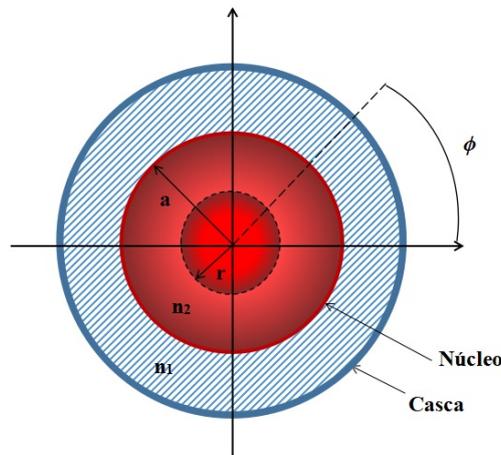


Figura 1.1: Vista em corte transversal da estrutura básica de uma fibra óptica, destacando-se as coordenadas mais importantes na análise.

Na estrutura da fibra óptica, além das influências da frequência e das características do meio, deverá satisfazer as condições de contorno para as componentes do campo eletromagnético na interface entre o núcleo e a casca, isto é, em $r = a$ e para diferentes valores de ϕ . Expandindo os operadores vetoriais das equações de Maxwell em coordenadas cilíndricas e usando as equações (1.39) e (1.40), encontram-se:

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial E_z}{\partial \phi} + ir\beta E_\phi \right) = -i\omega\mu H_r \quad (1.41)$$

$$i\beta E_r + \frac{\partial E_z}{\partial r} = i\omega\mu H_\phi \quad (1.42)$$

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r}(rE_\phi) - \frac{\partial E_r}{\partial \phi} \right] = -i\omega\mu H_z \quad (1.43)$$

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial H_z}{\partial \phi} + ir\beta H_\phi \right) = i\varepsilon\omega E_r \quad (1.44)$$

$$i\beta H_r + \frac{\partial H_z}{\partial r} = -i\varepsilon\omega E_\phi \quad (1.45)$$

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r}(rH_\phi) - \frac{\partial H_r}{\partial \phi} \right] = -i\varepsilon\omega E_z \quad (1.46)$$

Combinando essas equações, é conveniente escrever as componentes transversais E_r , E_ϕ , H_r e H_ϕ em função das componentes longitudinais E_z e H_z . Através de uma manipulação algébrica, são obtidas as seguintes funções:

$$E_r = \frac{-i}{q^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\mu\omega}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad (1.47)$$

$$E_\phi = \frac{-i}{q^2} \left(\frac{\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \mu\omega \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad (1.48)$$

$$H_r = \frac{-i}{q^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\omega\varepsilon}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) \quad (1.49)$$

$$H_\phi = \frac{-i}{q^2} \left(\frac{\beta}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \quad (1.50)$$

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

Substituindo as equações (1.49) e (1.50) em (1.43), resulta na equação de onda em coordenadas cilíndricas, que representa a componente longitudinal do campo elétrico guiado

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + q^2 E_z = 0 \quad (1.51)$$

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

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + q^2 H_z = 0 \quad (1.52)$$

1.1.3 Solução da equação de onda guiada

As equações obtidas anteriormente serão empregadas para descrever os modos guiados em *fibras de índice degrau*. Ou seja, tomando por referência a estrutura da Figura 1.1, os índices de refração do núcleo (n_1) e da casca (n_2) são constantes com a distância radial e são independentes da coordenada angular ϕ . O procedimento matemático padrão para resolução das equações (1.51) e (1.52) utiliza o método de separação de variáveis, que admite solução da forma

$$E_z = AF(r)G(\phi)H(z)L(t) \quad (1.53)$$

Como foi suposto dependência exponencial no tempo e em z , tem-se

$$H(z)L(t) = e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.54)$$

para a onda que se propaga na direção positiva de z . Devido à simetria circular da estrutura da fibra, cada componente de campo repete seu valor quando a coordenada ϕ for acrescida de 2π radianos.

Assim, a solução deve ser uma função periódica em ϕ , da forma

$$G(\phi) = e^{i\nu\phi} \quad (1.55)$$

A constante ν pode assumir qualquer valor $\forall \nu \in \mathbb{Z}$. Substituindo a equação (1.41) em

(1.40), a expressão final para E_z , obtém-se

$$\frac{\partial^2 F(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F(r)}{\partial r} + \left(q^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right) F(r) = 0 \quad (1.56)$$

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

A equação (1.56) deve ser resolvida para as regiões do núcleo, da casca e regiões externas. Nesta análise, admite-se que a espessura da casca seja suficientemente elevada para se prescindir da descrição do campo em seu exterior. Na região interna, a solução para os modos guiados deve permanecer finita quando $r \rightarrow 0$, enquanto que na região externa as soluções devem decair para zero à medida em que $r \rightarrow \infty$. Desta maneira, quando $r < a$, as soluções serão funções de Bessel de primeira espécie em ν . Para essas funções é comum denotar por $J_\nu(ur)$. As expressões dentro do núcleo para E_z e H_z ficam

$$E_z^{r < a} = A J_\nu(ur) e^{i\nu\phi} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.57)$$

$$H_z^{r < a} = B J_\nu(ur) e^{i\nu\phi} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.58)$$

onde A e B são constantes arbitrárias a serem determinadas.

Para a região da casca, as soluções para a equação (1.56) incluem as funções modificadas de Bessel de segunda espécie $K_\nu(wr)$. A justificativa é o fato de as funções de primeira espécie terem comportamentos crescentes com a coordenada radial [63], o que contrariaria a variação esperada do campo, que deve decrescer com esta variável. Logo, as expressões para E_z e H_z serão

$$E_z^{r > a} = C K_\nu(wr) e^{i\nu\phi} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.59)$$

$$H_z^{r > a} = D K_\nu(wr) e^{i\nu\phi} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.60)$$

e, de novo, têm-se constantes C e D a serem determinadas. Vale lembrar que n_1 e n_2 são, respectivamente, os índices de refração do núcleo e da casca. A faixa de valores admissíveis

para β deve esta situada no intervalo

$$k_2 \leq \beta \leq k_1 \quad (1.61)$$

onde definem-se $k_2 = k_0 n_2$ e $k_1 = k_0 n_1$, sendo k_0 o número de onda no espaço livre que é calculado para $\varepsilon = \varepsilon_0$ e $\mu = \mu_0$, e vale $2\pi/\lambda_0$, sendo λ_0 o comprimento de onda no vácuo. As soluções para β devem ser determinadas a partir das condições de contorno. Estas condições exigem que as componentes tangenciais E_ϕ e E_z do campo elétrico na interface do núcleo e da casca, isto é, em $r = a$, sejam contínuas. Isto deve ser feito de maneira semelhante para as componentes H_ϕ e H_z . Considerando as componentes tangenciais de E , a componente z da equação (1.59) no limite núcleo-casca interno $E_z^{r<a}$ e no limite da parte externa $E_z^{r>a}$, que

$$E_z^{r<a} - E_z^{r>a} = AJ_\nu(ua) - CK_\nu(wa) = 0 \quad (1.62)$$

A componente ϕ é encontrada a partir da equação (1.48). Dentro do núcleo o fator q^2 é dado por

$$q^2 = u^2 = k_1^2 - \beta^2 \quad (1.63)$$

onde $k_1 = 2\pi n_1/\lambda = \omega\sqrt{\varepsilon_1\mu}$. Fora do núcleo tem-se

$$w^2 = \beta^2 - k_2^2 \quad (1.64)$$

com $k_2 = 2\pi n_2/\lambda = \omega\sqrt{\varepsilon_2\mu}$. Substituindo as equações (1.57) e (1.58) na equação (1.48) a fim de encontrar $E_\phi^{r<a}$, e analogamente as equações (1.59) e (1.60) para determinar $E_\phi^{r>a}$, dessa forma, obtém-se em $r = a$,

$$E_\phi^{r<a} - E_\phi^{r>a} = -\frac{i}{u^2} \left[A \frac{j\nu\beta}{a} J_\nu(ua) - B\omega\mu u J'_\nu(ua) \right] - \frac{i}{w^2} \left[C \frac{j\nu\beta}{a} K_\nu(wa) - D\omega\mu w K'_\nu(wa) \right] = 0 \quad (1.65)$$

onde os símbolos $J'(ua)$ e $K'(wa)$ indicam as respectivas derivadas das funções em relação aos seus argumentos, na interface núcleo-casca. Para as componentes tangenciais de H , com $r = a$,

tem-se

$$H_z^{r<a} - H_z^{r>a} = BJ_\nu(ua) - DK_\nu(wa) = 0 \quad (1.66)$$

$$H_\phi^{r<a} - H_\phi^{r>a} = -\frac{j}{u^2} \left[B \frac{j\nu\beta}{a} J_\nu(ua) - A\omega\varepsilon_1 u J'_\nu(ua) \right] - \frac{j}{w^2} \left[D \frac{j\nu\beta}{a} K_\nu(wa) - C\omega\varepsilon_2 w K'_\nu(wa) \right] = 0 \quad (1.67)$$

As equações (1.62), (1.65), (1.66) e (1.67), cujos segundos membros são nulos, formam um conjunto com quatro coeficientes desconhecidos A, B, C e D . Conseqüentemente, só existirá uma solução não trivial caso o determinante destes coeficientes for igual a zero. Isto é,

$$\begin{bmatrix} J_\nu(ua) & 0 & -K_\nu(wa) & 0 \\ \frac{\beta\nu J_\nu(ua)}{au^2} & \frac{j\omega\mu J'_\nu(ua)}{u} & \frac{\beta\nu K_\nu(wa)}{aw^2} & \frac{j\omega\mu K'_\nu(wa)}{w} \\ 0 & J_\nu(ua) & 0 & -K_\nu(wa) \\ \frac{-j\omega\varepsilon_1 J'_\nu(ua)}{u} & \frac{\beta\nu J_\nu(ua)}{au^2} & \frac{-j\omega\varepsilon_2 K'_\nu(wa)}{w} & \frac{\beta\nu K_\nu(wa)}{aw^2} \end{bmatrix} = 0$$

Assim, obtém-se uma equação que determina o valor de β

$$\left(\frac{J'_\nu(ua)}{uJ_\nu(ua)} + \frac{K'_\nu(wa)}{wK_\nu(wa)} \right) \left(k_1^2 \frac{J'_\nu(ua)}{uJ_\nu(ua)} + k_2^2 \frac{K'_\nu(wa)}{wK_\nu(wa)} \right) = \left(\frac{\beta\nu}{a} \right)^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right)^2 \quad (1.68)$$

onde

$$R_\nu = \frac{J'_\nu(ua)}{uJ_\nu(ua)} \quad (1.69)$$

$$V_\nu = \frac{K'_\nu(wa)}{wK_\nu(wa)} \quad (1.70)$$

então, de forma a simplificar a equação final, temos

$$(R_\nu + V_\nu)(k_1^2 R_\nu + k_2^2 V_\nu) = \left(\frac{\beta\nu}{a} \right)^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right)^2 \quad (1.71)$$

Resolvendo a equação acima para β , os valores encontrados serão discretos e restritos ao intervalo especificado em (1.61). Cada valor deste parâmetro é associado a uma distribuição própria de campo na fibra óptica, denominado *modo de propagação*. Assim, a equação (1.71) pode ser utilizada para conduzir à solução de qualquer modo particular e as equações anteriores indicam as principais características desses modos.

1.2 Princípios básicos sobre o amplificador óptico

Um amplificador óptico coerente é um dispositivo que aumenta a amplitude de um campo óptico enquanto mantém sua fase. Se o campo óptico na entrada de tal amplificador for monocromático, a saída também será monocromática, com a mesma frequência. A amplitude de saída é aumentada em relação à entrada enquanto a fase permanece inalterada ou desviada por um valor fixo. Em contraste, um amplificador que aumenta a intensidade de uma onda óptica sem preservar a fase é chamado de amplificador óptico incoerente.

O princípio subjacente para alcançar a amplificação coerente da luz é a amplificação da luz pela emissão estimulada de radiação, conhecida por sua sigla como processo *LASER*. A emissão estimulada permite que um fóton em um determinado modo induza um átomo em um nível de energia superior a passar por uma transição para um nível de energia inferior e, no processo, emitir um fóton clone no mesmo modo que o fóton inicial (fóton com a mesma frequência, direção e polarização). Esses dois fótons, por sua vez, podem servir para estimular a emissão de dois fótons adicionais, e assim por diante, preservando essas propriedades. O resultado é uma amplificação de luz coerente. Como a emissão estimulada ocorre quando a energia do fóton é quase igual à diferença de energia de transição atômica, o processo é restrito a uma banda de frequências determinada pela largura de linha atômica.

A amplificação a laser difere em vários aspectos da amplificação eletrônica. Os amplificadores eletrônicos dependem de dispositivos nos quais pequenas mudanças em uma corrente elétrica injetada ou na tensão aplicada resultam em grandes mudanças na taxa de fluxo de portadores de carga, como elétrons e lacunas em um transistor de efeito de campo semiconductor (FET) ou transistor de junção bipolar [64]. Os amplificadores eletrônicos sintonizados usam circuitos ressonantes (por exemplo, um capacitor e um indutor) ou ressonadores (cavidades de metal) para limitar o ganho do amplificador à banda de frequências de interesse. Em contraste, amplificadores de laser atômicos, moleculares e de estado sólido dependem de suas diferenças de nível de energia para fornecer a seleção de frequência primária. Eles agem como ressonadores naturais que selecionam a largura de banda do amplificador e as frequências de operação. As cavidades ópticas (circuitos ressonantes) são frequentemente usadas para fornecer ajuste de

frequência auxiliar.

A luz transmitida pela matéria em equilíbrio térmico é atenuada em vez de amplificada. Isso ocorre porque a absorção pela grande população de átomos no nível de energia inferior é mais prevalente do que a emissão estimulada pela população menor de átomos no nível superior [65]. Um ingrediente essencial para alcançar a amplificação do laser é a presença de um maior número de átomos no nível de energia superior do que no nível inferior, o que é claramente uma situação de não equilíbrio. Alcançar tal inversão de população requer uma fonte de energia para excitar (bombear) os átomos para o nível de energia mais alto.

É um sistema linear que aumenta a amplitude do sinal de entrada por um fator fixo, chamado de ganho do amplificador. Uma entrada sinusoidal leva a uma saída sinusoidal na mesma frequência, mas com amplitude maior, conforme é mostrado na Figura 1.2. O ganho do amplificador ideal é constante para todas as frequências dentro da largura de banda espectral do amplificador. O amplificador pode transmitir ao sinal de entrada uma mudança de fase que varia linearmente com a frequência, correspondendo a um atraso de tempo da saída em relação à entrada.

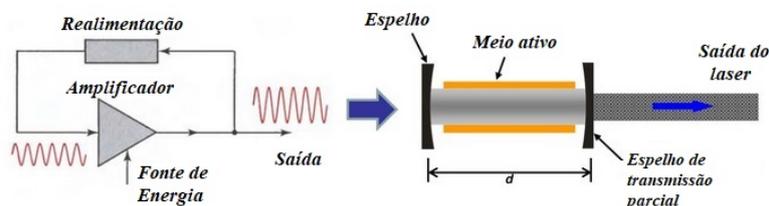


Figura 1.2: Oscilador óptico, caracterizado por um amplificador com realimentação positiva. O laser consiste em um amplificador óptico (empregando um meio ativo) colocado dentro de um ressonador óptico.

Os amplificadores coerentes reais fornecem um ganho e uma mudança de fase que dependem da frequência. O ganho e a mudança de fase constituem a função de transferência do amplificador para uma amplitude de entrada suficientemente alta. Além disso, amplificadores reais podem exibir saturação, uma forma de comportamento não linear em que a amplitude de saída falha em aumentar em proporção à amplitude de entrada. A saturação introduz componentes harmônicos na saída, desde que a largura de banda do amplificador seja suficientemente ampla para passá-los. Os amplificadores reais também introduzem ruído, de forma que um componente flutuante aleatoriamente está sempre presente na saída, independentemente da

entrada.

Um amplificador pode, portanto, ser caracterizado pelos seguintes recursos: ganho, largura de banda, mudança de fase, fonte de alimentação, não linearidade e saturação de ganho e ruído [66].

1.2.1 Amplificador óptico de fibra dopada com érbio

As fibras de sílica dopadas com terras raras podem servir como meio de amplificação de laser útil, ao mesmo tempo que oferecem as vantagens da óptica de onda guiada de modo único. Em particular, eles oferecem ganho independente de polarização e baixa perda de inserção. O núcleo da fibra de sílica pode ser dopado com qualquer um de uma série de íons de terras raras como por exemplo: Neodímio (*Nd*), Érbio (*Er*), Itérbio (*Yb*), Praseodímio (*Pr*), Samário (*Sm*). O bombeio é obtido pela transmissão de luz laser (por exemplo, luz de um laser de injeção de semicondutor, laser de corante, laser de centro de cor, laser dopado com íons de titânio Ti^{3+} : óxido de alumínio Al_2O_3 ou laser dopado de íon argônio Ar^+) através da fibra. Os amplificadores de laser de fibra podem ser feitos para operar em uma ampla faixa de comprimentos de onda (por exemplo, 1300 nm , 1550 nm , 2000 nm a 3000 nm).

As fibras de sílicas dopadas com Er^{3+} , em particular, têm uma ampla transição de laser ($\Delta\nu \approx 4000\text{ GHz}$) próximo de $\lambda = 1550\text{ nm}$, que coincide com o comprimento de onda de transmissão máxima para as fibras de sílica. Por causa de seu alto ganho, as fibras de sílica dopada com érbio, conforme será apresentado neste trabalho, oferecem uma promessa substancial para uso como amplificadores e repetidores ópticos em sistemas de comunicação de fibra óptica [54]. Em uma configuração, um laser de bombeio semicondutor de 807 nm é usado para conduzir uma fibra de $SiO_2 : GeO_2$ de 1 m de comprimento (os comprimentos de fibra típicos estão na faixa entre $0,5\text{ m}$ e 10 m) dopada com 500 partes por milhão (*ppm*) de érbio. Este comprimento de onda, bem como 980 nm , são convenientes devido à presença de fortes bandas de bombeio em Er^{3+} . No entanto, o bombeio a 807 nm dá origem a uma absorção de estado excitado indesejável. Em vez disso, a transição do laser pode ser bombeada diretamente a 1480 nm pela luz de um laser semicondutor de fosfeto de arseneto de gálio e índio $InGaAsP$, caso em que a absorção de estado excitado não ocorre. A amplificação de luz eficiente é possível devido à

mudança de frequência que existe entre as bandas de fluorescência e absorção desta transição. Atualmente, ganhos na ordem de 30 dB estão disponíveis ao lançar $\approx 5\text{ mW}$ de potência de bombeio (de um laser de bombeio operando a 980 nm ou 1480 nm) em um comprimento de fibra de aproximadamente 50 m contendo 300 ppm de óxido de érbio (III) Er_2O_3 . Larguras de banda óptica de $\approx 30\text{ nm}$ podem ser obtidas, embora larguras de banda maiores sejam possíveis com ganho reduzido [67].

O sistema de fibra de sílica Er^{3+} se comporta como um laser de três níveis em $T = 300\text{ K}$ e como um laser de quatro níveis quando resfriado a $T = 11\text{ K}$. O alargamento é uma mistura de homogêneo (mediado por fônons) e não homogêneo (decorrente de variações de campo no vidro).

1.2.2 Efeitos não lineares em amplificadores

O SBS pode ser usado para amplificação eficiente em situações de banda estreita quando a onda de Stokes do bombeio é inserida na extremidade posterior (oposta ao bombeio) da fibra. Os amplificadores baseados em SBS (BFAs) têm aplicações em diversas áreas como: fotônica de microondas, tecnologia de rádio sobre fibra e sensoriamento por fibra óptica. Por exemplo, os BFAs podem ser usados para obter ganho na conversão de sinal em sistemas fotônicos de microondas [68] ou na realização de um filtro óptico de banda estreita ajustável de forma [69]. O mesmo princípio também pode ser aplicado ao esgotamento da portadora para aumentar a profundidade de modulação do sinal de microondas [70]. Todavia, os BFAs sempre encontram limitação no que diz respeito a sua banda de trabalho.

O espalhamento Raman estimulado (SRS) também é um dos efeitos não lineares indesejáveis que afetam os sinais que se propagam através da fibra óptica. Porém, essa mesma não linearidade pode ser explorada para fornecer amplificação. O espectro de ganho Raman é bastante amplo e o pico do ganho está centrado cerca de 13 THz abaixo da frequência do sinal do bombeio usado, conforme será apresentado na Seção 2.2. Na região do infravermelho próximo, isso corresponde a uma separação de comprimento de onda de cerca de 100 nm . Portanto, ao injetar numa fibra utilizando o bombeio de um laser de alta potência, pode-se fornecer ganho a outros sinais, com um ganho de pico obtido de 13 THz abaixo da frequência do bombeio. Por

exemplo, o uso de bombeios em torno de $1460 - 1480 \text{ nm}$ fornecem ganho Raman na janela de $1550 - 1600 \text{ nm}$.

A amplificação Raman é amplamente usada em sistemas de telecomunicações [71]. Os amplificadores Raman não requerem um meio adicional para amplificar o sinal, porque a própria fibra serve como meio de amplificação. A amplificação Raman tem uma natureza distribuída. Portanto, a figura de ruído do amplificador pode ser reduzida para melhorar a relação sinal ruído (SNR) óptico em comparação com sistemas baseados em EDFA. Esta vantagem no desempenho de ruído torna-se especialmente importante para sistemas com alta transmissão de taxa de bits que têm como requisito apresentar o SNR elevado. Além da melhoria do SNR óptico, a amplificação Raman possibilita um aumento significativo na largura de banda de transmissão do sistema [71].

Alguns atributos fundamentais distinguem os amplificadores Raman de EDFAs. Ao contrário dos EDFAs, pode-se utilizar o SRS para fornecer ganho em qualquer comprimento de onda. Um EDFA fornece ganho nas bandas C e L na faixa de 1528 nm a 1605 nm . Dessa forma, a amplificação Raman pode potencialmente abrir outras bandas para sistemas WDM, como a janela de 1310 nm , ou a chamada banda S situada logo abaixo de 1528 nm . Além disso, podemos usar vários bombeios em diferentes comprimentos de onda e diferentes potências simultaneamente para ajustar a forma geral do ganho Raman [72].

O segundo ponto, a amplificação Raman depende simplesmente de bombear a mesma fibra de sílica usada para transmitir os sinais de dados, de forma que ela possa ser usada para produzir um amplificador concentrado ou discreto, bem como um amplificador distribuído [73]. No caso concentrado, o amplificador Raman consiste em um carretel de fibra suficientemente longo junto com os lasers de bombeio apropriados em um pacote. No caso distribuído, a fibra pode ser simplesmente a extensão de fibra de interesse, com o bombeio conectado a uma extremidade da extensão, conforme mostrado na Figura 1.3

Atualmente, a aplicação mais conhecida dos amplificadores Raman é complementar a ação dos EDFAs, fornecendo ganho adicional de maneira distribuída em sistemas de longa distância [74]. O maior desafio em realizar amplificadores Raman está na própria fonte de bombeio. Esses amplificadores requerem fontes de bombeio de alta potência da ordem de 1 W ou mais,

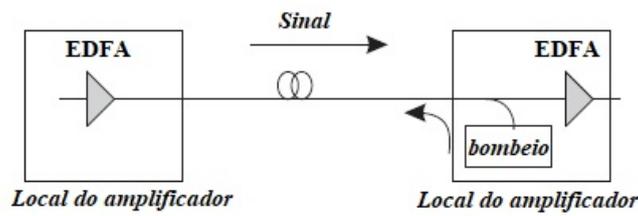


Figura 1.3: Amplificador Raman distribuído utilizando um bombeio de propagação reversa, operando junto com EDFAs discretos.

no comprimento de onda correto.

As fontes de ruído nos amplificadores Raman são um pouco diferentes dos EDFAs. O ganho Raman responde instantaneamente à potência do bombeio do sinal. Portanto, as flutuações na potência do sinal farão com que o ganho varie e aparecerá como *crosstalk* para os sinais desejados. Sendo assim, para amplificadores Raman, é importante manter o bombeio em uma potência constante [73]. O bombeio de propagação na direção oposta ao sinal ajuda drasticamente porque as flutuações na potência do bombeio são então calculadas ao longo do tempo de propagação pela fibra.

O surgimento de *crosstalk* entre os sinais WDM devido à amplificação Raman é uma grande preocupação ao trabalhar com amplificadores Raman [71]. Um sinal modulado em um determinado comprimento de onda esgota a potência do sinal de bombeio, impondo efetivamente a mesma modulação no sinal de bombeio. Essa modulação no bombeio afeta o ganho visto pelo próximo comprimento de onda, aparecendo efetivamente como interferência nesse comprimento de onda. Uma forma de minimizar o problema, é fazer o sinal de bombeio se propagar na direção oposta ao sinal reduzindo drasticamente esse efeito. Por essas razões, a maioria dos amplificadores Raman utiliza uma geometria de bombeio de contrapropagação.

1.3 Princípios básicos de funcionamento dos lasers

Os lasers são usados em uma grande variedade de aplicações científicas e técnicas, incluindo comunicações, computação, processamento de imagens, armazenamento de informações, holografia, litografia, processamento de materiais, geologia, metrologia, *rangefinding*, biologia e medicina clínica [64].

O laser é um oscilador óptico. Ele compreende um amplificador óptico ressonante cuja saída

é realimentada em sua entrada com a fase correspondente. Na ausência de tal entrada, não há saída, de modo que o sinal de realimentação também é zero. No entanto, esta é uma situação instável. A presença na entrada de até mesmo uma pequena quantidade de ruído (contendo componentes de frequência dentro da largura de banda do amplificador) é inevitável e pode iniciar o processo de oscilação. A entrada é amplificada e a saída realimentada para a entrada, onde sofre amplificação adicional. O processo continua indefinidamente até que uma grande saída seja produzida. A saturação do ganho do amplificador limita o crescimento adicional do sinal, e o sistema atinge um estado estacionário no qual um sinal de saída é criado na frequência do amplificador ressonante.

Duas condições devem ser satisfeitas para que a oscilação ocorra: O ganho do amplificador deve ser maior do que a perda no sistema de realimentação, de forma que o ganho efetivo ocorra em um espaço percorrido de ida e volta através do *loop* de realimentação. E o deslocamento total de fase em uma única viagem de ida e volta deve ser um múltiplo de 2π para que a fase de entrada de realimentação corresponda à fase da entrada original [66].

Se essas condições forem satisfeitas, o sistema se torna instável e começa a oscilação. Conforme a potência de oscilação aumenta, no entanto, o amplificador satura e o ganho diminui abaixo de seu valor inicial. Uma condição estável é alcançada quando o ganho reduzido é igual à perda. O ganho então apenas compensa a perda de forma que o ciclo de amplificação e *feedback* seja repetido sem mudança e a oscilação de estado estacionário ocorra. Como o ganho e a mudança de fase são funções de frequência, as duas condições de oscilação são satisfeitas apenas em uma (ou várias) frequências, chamadas de frequências de ressonância do oscilador. A saída útil é extraída pelo acoplamento de uma parte da potência do oscilador. Em resumo, um oscilador compreende: Um amplificador com um mecanismo de saturação de ganho, um sistema de *feedback*, um mecanismo de seleção de frequência e um esquema de acoplamento de saída.

O laser é um oscilador óptico no qual o amplificador é o meio ativo bombeado conforme foi mostrado na Figura 1.2. A saturação de ganho é uma propriedade básica dos amplificadores de laser. A realimentação é obtida colocando o meio ativo em um ressonador óptico, que reflete a luz para frente e para trás entre seus espelhos. A seleção da frequência é realizada pelo

amplificador ressonante e pelo ressonador, que admite apenas alguns modos. O acoplamento de saída é realizado a partir de um dos espelhos do ressonador de transmissão parcial.

1.4 Teoria dos lasers baseados em oscilação

O amplificador a laser é um amplificador de luz coerente de banda estreita. A amplificação é alcançada através da emissão estimulada de um sistema atômico ou molecular com uma transição cuja população é invertida (ou seja, o nível de energia superior é mais populado do que o inferior). A largura de banda do amplificador é determinada pela largura de linha da transição atômica ou por um mecanismo de alargamento não homogêneo, como o efeito Doppler em lasers de gás.

O amplificador de laser é um dispositivo de ganho distribuído caracterizado por seu coeficiente de ganho (ganho por unidade de comprimento) $\gamma(\nu)$, que governa a taxa na qual a densidade de fluxo de fótons ϕ (ou a intensidade óptica $I = h\nu\phi$) aumenta. Quando a densidade de fluxo de fótons ϕ é pequena, o coeficiente de ganho é [66]

$$\gamma_0(\nu) = N_0\sigma(\nu) = N_0\frac{\lambda^2}{8\pi t_{sp}}g(\nu), \quad (1.72)$$

onde, N_0 é a diferença de densidade de população de equilíbrio (densidade de átomos no estado de energia superior menos a do estado de baixa energia); aumenta com o aumento da taxa de bombeio, $\sigma(\nu)$ representa a seção transversal de transição, t_{sp} o tempo de vida espontâneo, $g(\nu)$ a forma de linha de transição e $\lambda = \lambda_0/n$ o comprimento de onda do meio, onde n é o índice de refração do meio.

Conforme a densidade do fluxo de fótons aumenta, o amplificador entra em uma região de operação não linear. Ele satura e seu ganho diminui. O processo de amplificação esgota a diferença inicial da população N_0 é reduzida para $N = N_0/[1 + \phi/\phi_s(\nu)]$ para um meio homoganeamente alargado, onde

$$\phi_s(\nu) = [\tau_s\sigma(\nu)]^{-1} \quad (1.73)$$

descreve a densidade de fluxo de fótons de saturação e τ_s é a constante de tempo de saturação,

que depende dos tempos de decaimento dos níveis de energia envolvidos; em um esquema de bombeamento ideal de quatro níveis, $\tau_s \approx t_{sp}$, enquanto em um esquema de bombeio ideal de três níveis, $\tau_s \approx 2t_{sp}$.

O coeficiente de ganho do amplificador saturado é, portanto, reduzido para $\gamma(\nu) = N\sigma(\nu)$, de modo que, para alargamento homogêneo

$$\gamma(\nu) = \frac{\gamma_0(\nu)}{1 + \phi/\phi_s(\nu)} \quad (1.74)$$

O processo de amplificação do laser também introduz uma mudança de fase. Quando a forma da linha é Lorentziana com largura de linha $\Delta\nu$, descrita por^[66]

$$g(\nu) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta\nu}{[(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2]} \quad (1.75)$$

A mudança de fase do amplificador por unidade de comprimento é descrita por

$$\varphi(\nu) = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} \gamma(\nu) \quad (1.76)$$

Essa mudança de fase é adicional àquela introduzida pelo meio que hospeda os átomos do laser. Os coeficientes de ganho e deslocamento de fase para um amplificador com a função de forma de linha Lorentziana são ilustrados na Figura 1.4.

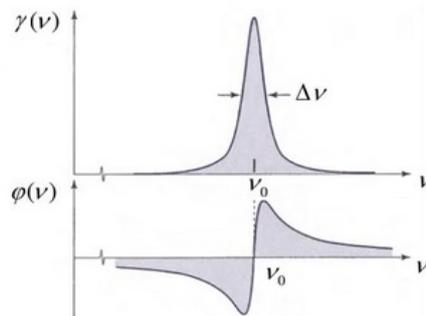


Figura 1.4: Dependência espectral do ganho e coeficientes de deslocamento de fase para um amplificador óptico com função de formato de linha Lorentziana.

Será discutido na Subseção 2.3.1 mais detalhadamente a importância da Lorentziana descrita pela equação (1.75) para a descrição do laser proposto neste trabalho pois a sua largura a meia

altura (FWHM) do ganho espectral está diretamente associada a frequência angular da largura de linha Brillouin.

1.5 Lasers baseados em efeitos não lineares

Os efeitos não lineares são ferramentas poderosas para realizar o processamento de sinais no domínio óptico. O SBS em fibra óptica possui características que tornam sua aplicação neste campo particularmente atrativa: principalmente seu caráter de banda estreita, que proporciona seletividade de frequência, e o fato de que esse efeito não linear ocorre em fibras com potência óptica relativamente baixa.

Os lasers Brillouin baseado em fibra consistindo em um FPI exibem características que são qualitativamente diferentes daqueles que fazem uso de uma cavidade em anel. A diferença surge da presença simultânea das componentes copropagantes e contrapropagantes associados ao bombeio e às ondas de Stokes como será discutido na Seção 2.3. As ondas de Stokes de ordem superior são geradas por meio do SBS em cascata, este processo consiste em cada componente Stokes sucessiva bombear a componente de Stokes consecutiva após a sua potência se tornar grande o suficiente para atingir o SBST. Ao mesmo tempo, as componentes anti-Stokes são geradas por meio de FWM entre o bombeio copropagante e as ondas de Stokes.

Os lasers Brillouin baseados em fibras permitem realizar vários cascadeamentos em uma banda muito estreita [75,76]. O laser de Brillouin aumenta com a diminuição da banda. Valores de 1 MHz, 10 MHz e até 100 MHz permitem gerar o cascadeamento, pois o SBST é baixo para uma largura de banda baixa.

O SRS tem muitas semelhanças com o SBS. No entanto, ao contrário do SBS, o SRS ocorre devido à interação da luz com fônons ópticos em vez de acústicos, ou seja, as vibrações moleculares substituem a onda acústica no processo de espalhamento.

Os lasers Raman baseados em fibras são bombeados opticamente. No entanto, esse bombeio não produz uma inversão de população como nos lasers baseados em oscilação convencionais. Em vez disso, os fótons do processo de bombeio são absorvidos e instantaneamente reemitidos como fótons de luz laser de baixa frequência (fótons de Stokes) por meio do SRS. A diferença entre as duas energias dos fótons é fixa e corresponde a uma frequência vibracional do meio

de ganho. Isso torna possível, em princípio, produzir comprimentos de onda de saída de laser arbitrários escolhendo o comprimento de onda do laser de bombeio de forma adequada [77]. Esse é outro ponto que contrasta com os lasers convencionais, nos quais os possíveis comprimentos de onda de saída do laser são determinados pelas linhas de emissão do material de ganho.

Os lasers Raman baseados em fibras apresentam características únicas adicionais que geralmente não podem ser obtidas com EDFAs como meio de laser. O mais significativo é a versatilidade em termos de comprimento de onda, uma vez que o ganho Raman pode ser alcançado em toda a janela de transparência da sílica 300 nm a 2200 nm . Desde que um bombeio de alta potência adequado seja fornecido, o processo de amplificação Raman pode ser executado em cascata várias vezes [78], permitindo o laser em uma ampla faixa de comprimento de onda.

Essa versatilidade de comprimento de onda não pode ser alcançada usando os lasers tradicionais, baseados em dopagem com terras raras que apresentam bandas de emissão limitadas, não mais largas do que algumas dezenas de nanômetros.

Em fibras ópticas feitas de sílica, por exemplo, a mudança de frequência correspondente ao maior ganho Raman, é de cerca de 13 THz . No infravermelho próximo, isso corresponde a uma separação do comprimento de onda entre a luz do bombeio e a luz de saída do laser de cerca de 100 nm . Trabalhos recentes publicados na literatura, destacam que os lasers Raman baseados em fibra disponíveis comercialmente podem fornecer potências de saída na faixa de algumas dezenas de Watts em operação de onda contínua [72].

É importante destacar que para lasers de bombeio que apresentam larguras de banda de dezenas ou centenas de GHz como o SRS por exemplo, é pouco provável a geração do SBS em cascata devido ao seu longo desvio sair da banda de 1550 nm .

O MWBEFL proposto neste trabalho, apresenta uma banda ocupada de 10 MHz deslocado de 10 GHz do sinal do bombeio.

Capítulo 2

Efeitos Ópticos não Lineares

2.1 Representação básica dos efeitos não lineares

Os efeitos ópticos não lineares podem ser descritos como aqueles nos quais o campo da onda incidente sobre o material é tão intenso que esta acaba por induzir uma alteração no índice de refração do meio. Esta alteração irá provocar, por sua vez, uma alteração na onda propagante. Se o meio material apresenta alguma resposta não linear, a independência de dois campos propagantes no seu interior não é mais válida, e eles passam a interagir. A descrição não linear da matéria explica a ocorrência dos efeitos estáticos como os Efeitos Magnetoópticos e Eletroópticos [79]. Podemos expandir sua aplicação à mistura de ondas dentro da matéria, gerando ondas com frequências dadas pela soma e subtração das frequências dos campos incidentes. Entre estes efeitos Ópticos não lineares, temos o próprio funcionamento do laser que será apresentado no Capítulo 3, o qual é explicado por uma descrição da matéria, além dos efeitos lineares.

A relação geral entre excitação e resposta de um sistema, representa o comportamento não linear entre uma resposta e uma excitação a partir da expansão em série de Taylor com a presença de termos de ordens superiores à primeira. Dessa forma, se E_0 for o campo elétrico da luz na saída de um sistema e E_i a excitação em sua entrada, a equação que descreve essa transferência é dada por

$$E_0 = \zeta(E_i - E_f) + \psi(E_i - E_f)^2 + \xi(E_i - E_f)^3 + \dots \quad (2.1)$$

onde os coeficientes ζ , ψ e ξ , são determinados a partir das derivações sucessivas em torno do valor do campo conhecido E_f . Os termos quadrático, cúbico, etc., indicam mudanças na forma do campo de saída, dependente dos coeficientes da expansão em série.

Levando em consideração campos eletromagnéticos de baixa intensidade, os elétrons ou átomos que estão em oscilação sob seus efeitos apresentam um comportamento no tempo se-

melhante ao de osciladores harmônicos, oriundos de dipolos elétricos em vibração [80]. Com elevadas densidades ópticas, nota-se efeitos sobre as propriedades do meio e com diferentes consequências sobre o campo propagante, incluindo os já citados comportamentos não lineares. Os processos não lineares podem incluir diferentes efeitos interdependentes e podem ocorrer simultaneamente em determinadas situações. Mesmo quando aparecer somente um deles, o seu surgimento pode estar associado a mais de um mecanismo relativo aos comportamentos atômicos e moleculares do material.

Um exemplo é o meio cujas moléculas apresentam vibrações ou ressonâncias em frequências bem menores do que a frequência do campo óptico incidente. Feixes ópticos de grandes intensidades nesse meio podem excitar as moléculas para oscilação nas respectivas frequências de ressonância. Essas oscilações afetam o índice de refração e a consequência é o seu valor ficar ligeiramente modulado pela própria excitação. Logo, o sinal óptico que se propaga terá sua frequência modificada a partir das interações com as novas propriedades do meio [81]. Na situação abordada, a luz gerada pode interagir com outro feixe de entrada, produzindo frequências diferentes das originais formando teoricamente um laser com múltiplos comprimentos de onda. As moléculas ficam excitadas, mais uma vez, com novas conversões para outras frequências.

Para campos eletromagnéticos intensos, qualquer meio dielétrico se comporta como um meio não linear. Fundamentalmente, a origem de tal não linearidade reside no movimento anarmônico de elétrons ligados sob a influência de um campo aplicado. Devido a esse movimento anarmônico, a polarização total P induzida por dipolos elétricos não é linear, mas de modo geral satisfaz a relação [82]

$$P = \varepsilon_0 \chi^1 E + \varepsilon_0 \chi^2 E^2 + \varepsilon_0 \chi^3 E^3 + \dots \quad (2.2)$$

onde ε_0 é a permissividade do vácuo e $\chi^{(k)}$ ($k = 1, 2, \dots$) é a k^{th} ordem de susceptibilidade.

A contribuição dominante para a polarização P é fornecida pela susceptibilidade linear de primeira ordem $\chi^{(1)}$. A susceptibilidade de segunda ordem, dada pelo termo $\chi^{(2)}$ é responsável pela geração do segundo harmônico e pela geração da soma de frequências. Em um meio dielétrico em nível molecular onde não ocorra a inversão de todos os átomos com relação ao centro de simetria, é caracterizado por um termo de susceptibilidade de segunda ordem diferente de zero. No entanto se a molécula for simétrica, como ocorre com a sílica, o termo

$\chi^{(2)}$ desaparece. Portanto as fibras ópticas não exibem efeitos refrativos não lineares de segunda ordem. Vale mencionar aqui que os momentos elétrico do quadrupolo e do dipolo magnético podem gerar efeitos não lineares fracos de segunda ordem. Defeitos e centro de cores dentro do núcleo da fibra também podem contribuir sob certas condições para a geração do segundo harmônico [6].

Para um meio isotrópico, como a fibra óptica, o vetor de polarização \mathbf{P} estará sempre na direção do vetor de campo elétrico \mathbf{E} . Portanto, pode-se usar notações escalares em vez de notações vetoriais. Para um campo elétrico,

$$E = E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (2.3)$$

A polarização P fica

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t - kz) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2 \cos^2(\omega t - kz) + \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_0^3 \cos^3(\omega t - kz) + \dots \quad (2.4)$$

Usando algumas relações trigonométricas, a equação (2.4) pode ser escrita como

$$\begin{aligned} P = & \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2 + \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t - kz) + \frac{3}{4} \chi^{(3)} E_0^3 \cos(\omega t - kz) \\ & + \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2 \cos 2(\omega t - kz) + \frac{1}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_0^3 \cos 3(\omega t - kz) + \dots \end{aligned} \quad (2.5)$$

O efeito do primeiro termo é de pouca importância prática, pois é um termo constante e fornece um campo dc no meio. O segundo termo oscilante na frequência ω é conhecido como primeiro harmônico ou harmônico fundamental da polarização. O terceiro termo que oscila com a frequência 2ω é chamado de segundo harmônico da polarização. Da mesma forma, o quarto termo com frequência 3ω é conhecido como terceiro harmônico de polarização. Para fibras ópticas, e em particular no caso da sílica devido a sua simetria e por se tratar de um material amorfo e isotrópico, o termo $\chi^{(2)}$ desaparece, dessa forma a equação (2.5) fica

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t - kz) + \frac{3}{4} \chi^{(3)} E_0^3 \cos(\omega t - kz) + \frac{1}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_0^3 \cos 3(\omega t - kz) \quad (2.6)$$

Aqui os termos de ordem superior são negligenciados porque sua contribuição é insignifi-

cante. Devido a variações no índice de refração da fibra, as frequências ω e 3ω estão fora de fase. Devido a essa incompatibilidade de fase, o segundo termo da equação (2.6) pode ser negligenciado e a polarização pode ser escrita como [82]

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t - kz) + \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_0^3 \cos(\omega t - kz) \quad (2.7)$$

A equação (2.7) contém polarizações lineares (primeiro termo) e não lineares (segundo termo). Para uma onda plana representada pela equação (2.3), a intensidade (I) é definida como,

$$I = \frac{1}{2} c \varepsilon_0 n_l E_0^2 \quad (2.8)$$

onde c é a velocidade da luz e n_l é o índice de refração linear do meio para pequenos campos. Consequentemente,

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t - kz) + \frac{3}{2} \frac{\chi^{(3)}}{c \varepsilon_0 n_l} I E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (2.9)$$

2.1.1 Susceptibilidade efetiva e Índice de refração efetivo

A susceptibilidade efetiva χ_{eff} do meio é definida como,

$$\chi_{eff} = \frac{P}{\varepsilon_0 E} = \chi^{(1)} + \frac{3}{2} \frac{\chi^{(3)}}{c \varepsilon_0 n_l} I \quad (2.10)$$

Entretanto, o índice de refração efetivo n_{eff} pode ser escrito como

$$n_{eff} = (1 + \chi_{eff})^{\frac{1}{2}} \quad (2.11)$$

ou

$$n_{eff} = \left(1 + \chi^{(1)} + \frac{3}{2} \frac{\chi^{(3)}}{c \varepsilon_0 n_l^2} I \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

O último termo da equação (2.12), tende a ser muito pequeno, mesmo para feixes de luz muito intensos. Portanto, realizando uma expansão de Taylor, a expressão acima para n_{eff}

pode ser escrita como

$$n_{eff} = n_l + \frac{3}{4} \frac{\chi^{(3)}}{c\epsilon_0 n_l^2} I \quad (2.13)$$

ou

$$n_{eff} = n_l + n_{nl} I \quad (2.14)$$

Na equação (2.14), o primeiro termo $n_l = (1 + \chi^{(3)})^{\frac{1}{2}}$, representa o índice de refração linear ao passo que o segundo termo n_{nl} o índice de refração não linear. Quaisquer termos de ordem superior são insignificantes para o SBS e, por consequência, negligenciados.

Para fibras de Sílica fundida $n_l \approx 1.46$ e $n_{nl} \approx 3.2 \times 10^{-20} m^2/W$. Para propagação de uma portadora com $100mW$ de potência em uma fibra monomodo com uma área de modo efetiva de $\approx 50\mu m^2$, a intensidade resultante é $2 \times 10^9 W/m^2$ e a mudança no índice de refração produzida em decorrência do efeito não linear é,

$$\Delta n = n_{nl} I \approx 6.4 \times 10^{-11} \quad (2.15)$$

Apesar da variação do índice de refração ser muito pequena, devido ao comprimento de interação de uma fibra óptica ser muito longo ($10 - 10^4 km$), os efeitos não lineares acumulados passam a ser bem significativos e a influenciar na transmissão do sinal.

2.2 Espalhamento da luz em fibras ópticas

O espalhamento da luz ocorre em qualquer meio onde a luz se propaga. Mesmo em meios completamente homogêneos, a luz é espalhada na direção para frente [82,83]. Em muitos sistemas, a luz se propaga em meio não homogêneo. A falta de homogeneidade óptica presente no meio é a principal fonte responsável pelo espalhamento da luz. Mudanças nas propriedades ópticas do meio podem surgir da inclusão de material estranho ou do movimento térmico das partículas no material. As inhomogeneidades ópticas contribuem para as flutuações da constante dielétrica óptica por meio de flutuações na densidade da substância e flutuações na orientação das moléculas. Diferentes mecanismos de espalhamento produzem luz espalhada com características específicas, como espectro, seção transversal e polarização. O espalhamento da luz pode ser

dividida em duas formas específicas: espalhamento elástico e inelástico. O espalhamento elástico implica que a energia do fóton espalhado é conservada e apenas sua direção é diferente do fóton inicial. Assim, a luz espalhada elasticamente tem um espectro idêntico ao da luz incidente. Por outro lado, durante o espalhamento inelástico, o fóton espalhado tem uma energia diferente em comparação ao fóton incidente. Tal interação entre fóton e molécula implica troca parcial de energia entre o meio e o fóton incidente. O espalhamento inelástico resulta em uma diferença de frequência óptica entre a luz incidente e espalhada. Quando o espalhamento da luz ocorre sem alterações nas propriedades ópticas do material, ele é chamado de espalhamento linear ou espontâneo.

Vamos considerar uma situação geral, quando a luz se propaga em um meio não homogêneo, podemos observar vários componentes espectrais relacionados à luz espalhada [82], conforme ilustrado na Figura 2.1. Por definição, as componentes da luz espalhada que são deslocadas para frequências mais baixas são denotadas como componentes Stokes, e aquelas que são deslocadas para frequências mais altas são denotadas como componentes anti-Stokes. Geralmente quatro componentes podem ser observadas. Estas são Raman, Brillouin, Rayleigh e Rayleigh-wing. Cada componente de espalhamento representa um tipo específico de interação entre a luz incidente e a matéria.

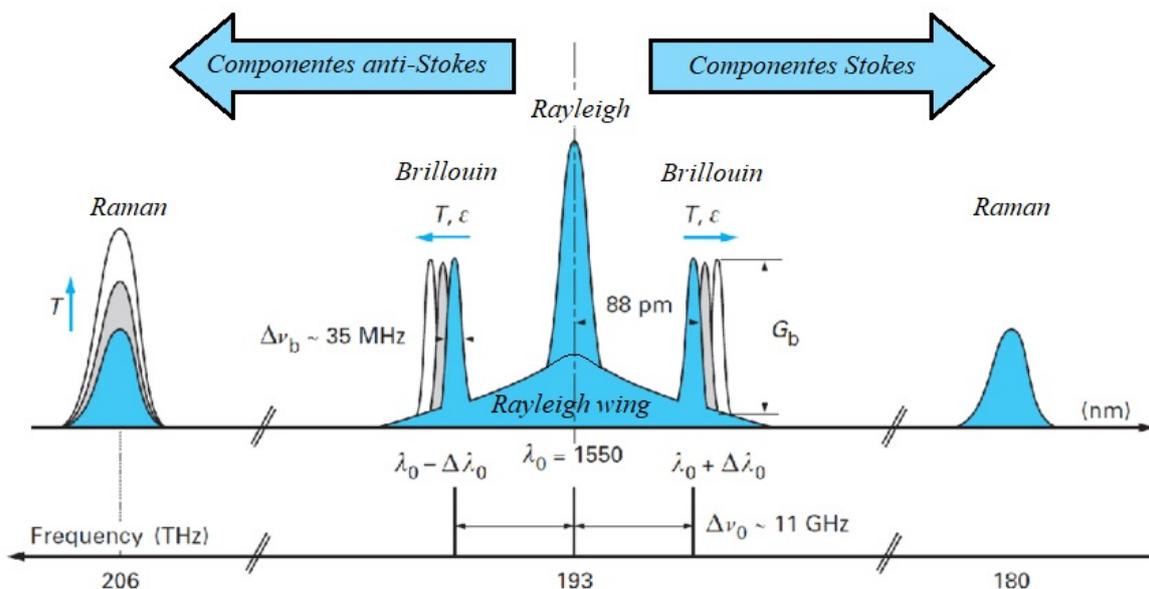


Figura 2.1: Composição espectral da luz espalhada em fibras ópticas de sílica centralizado em 1550 nm. Figura adaptada do artigo [84]

O espalhamento de Rayleigh é um espalhamento elástico que representa a luz espalhada por flutuações de densidade não propagantes. É o espalhamento das partículas, que são muito menores do que o comprimento de onda da luz.

O espalhamento de Rayleigh *wing* é o espalhamento de flutuações na orientação de moléculas anisotrópicas e também é considerado um processo elástico. Como a reorientação molecular é muito rápida, esse componente ocupa um amplo espectro.

O espalhamento Raman (SRS) é um dos processos de espalhamento inelástico. A origem do espalhamento Raman está na interação da luz com os modos vibracionais das moléculas do meio. Formalmente, pode ser descrito como espalhamento das flutuações da entropia do meio. Devido à vibração rápida e ao pequeno momento desses modos, a luz espalhada tem uma mudança de frequência substancial na ordem de $100 THz$.

O SBS é gerado a partir das variações na pressão dentro do meio. Devido ao movimento térmico das moléculas dentro do meio, a densidade flutua criando ondas sonoras. Essas ondas representam fônons acústicos, e a interação da luz incidente com esses fônons resulta no SBS. As frequências relativamente baixas dos modos acústicos induzem mudanças de frequência na ordem de $10 GHz$ para a luz espalhada.

As propriedades características dos processos de espalhamento estão resumidas na Tabela 2.1. Podemos ver que o ganho fornecido pelo espalhamento Brillouin e Raman são os mais altos. Este fato foi uma premissa para aplicações generalizadas desses dois processos para várias técnicas de processamento óptico de sinais.

Processo	Desvio (nm)	Larg. espectral (pm)	Coefficiente de Ganho (m/W)
Rayleigh	0	0,05	10^{-12}
Rayleigh wing	0	500	10^{-12}
Raman	100	500	5×10^{-13}
Brillouin	0,01	0,5	10^{-11}

Tabela 2.1: Valores típicos de parâmetros que descrevem processos de espalhamento de luz. O ganho é especificado para a versão estimulada do processo em sílica.

A origem do espalhamento da luz está no movimento térmico das moléculas do meio, que por sua vez leva às flutuações da densidade e da orientação das moléculas anisotrópicas. Essas flutuações produzem flutuações na constante dielétrica. É útil representar a constante dielétrica

como [82,83].

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_0 \delta_{ik} + \Delta\varepsilon_{ik}, \quad (2.16)$$

onde ε_0 representa a constante dielétrica do meio não perturbado e $\Delta\varepsilon_{ik}$ é a correção da constante dielétrica devido às flutuações. O primeiro termo da equação (2.16) determina o valor de ε no meio homogêneo, onde o espalhamento de luz está ausente, enquanto o segundo termo é responsável pelo espalhamento de luz, e pode ser decomposto como:

$$\Delta\varepsilon_{ik} = \Delta\varepsilon \delta_{ik} + \Delta\varepsilon_{ik}^s + \Delta\varepsilon_{ik}^a, \quad (2.17)$$

onde as flutuações $\Delta\varepsilon$ são isotrópicas e são determinadas apenas por flutuações de pressão, entropia, densidade ou temperatura. As flutuações $\Delta\varepsilon$ são responsáveis pelo espalhamento de luz escalar, como o espalhamento de Brillouin e Rayleigh. O segundo e o terceiro termos da equação (2.17) são chamados de espalhamento de luz tensorial. As flutuações da constante dielétrica devido a esses dois termos determinam a anisotropia do meio que resulta do movimento térmico. O termo $\Delta\varepsilon_{ik}^s$ é a parte simétrica, que dá origem ao espalhamento Rayleigh *wing*, e $\Delta\varepsilon_{ik}^a$ é a parte antisimétrica, que dá origem ao SRS. O trabalho nesta dissertação está principalmente preocupado com o SBS. É por isso que apenas a descrição detalhada do SBS será dada na seção seguinte.

2.3 Espalhamento Brillouin

O espalhamento estimulado de Brillouin (SBS) foi teoricamente apresentado em 1922 por Leon Brillouin (1889-1969). Apenas em 1964 foi comprovado experimentalmente nos materiais safira e no quartzo. A comprovação experimental somente foi possível após o desenvolvimento do laser, possibilitando a obtenção de luz com elevadíssima densidade de potência [7,85]. Mas foi apenas na década de 1970 que o efeito começou a ser estudado em fibras ópticas, tendo como principal motivação sistemas de comunicação com taxas de modulação cada vez mais elevadas e o impacto produzido pelo mesmo [86]. Refere-se a um processo não linear envolvendo uma interação inelástica do fóton com partículas do meio material, onde a energia dos componentes

da luz espalhada é diferente da energia do fóton incidente no meio material. Como resultado, essa diferença, considerando a conservação de energia, é igual à energia do fônon que foi criado ou absorvido. Na Figura 2.2 ilustram-se as distribuições de energia no processo, com destaque para as possibilidades de obtenção de luz com maior ou menor frequência em relação à luz incidente, onde E_0 é o estado fundamental de energia, E_ν é o estado mais alto e E_1 é o estado intermediário.

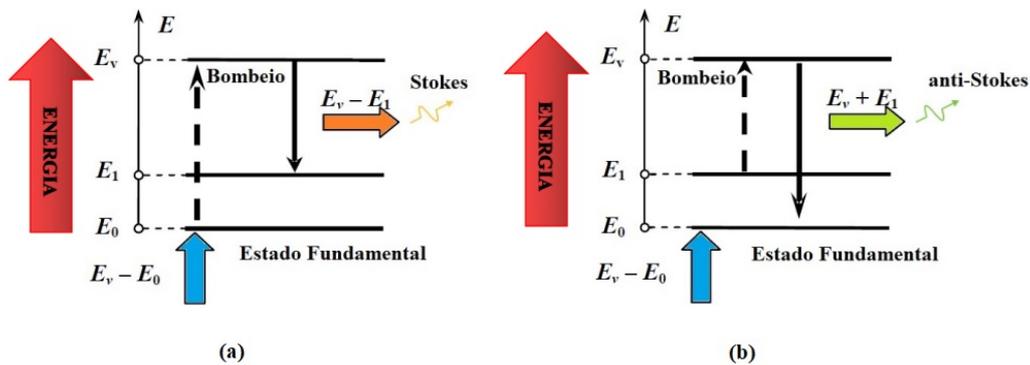


Figura 2.2: Representação da troca de energia entre o fóton de bombeio e a excitação de ondas com frequências diferentes. (a) Criação da componente de Stokes. (b) Criação da componente anti-Stokes.

No Efeito Brillouin, tem-se a interação de dois campos ópticos contrapropagantes e uma vibração mecânica de frequência mais baixa [6]. A luz incidente é conhecida como *campo de bombeio* e a onda espalhada de menor frequência constitui o *campo de Stokes*. Historicamente, o termo “Stokes” foi nomeado para homenagear Sir George Gabriel Stokes, que em 1852 descreveu a mudança no comprimento de onda da fluorescência, que está sempre com energia associada ao fóton de menor frequência do que o fóton da luz incidente. Quando o espalhamento Raman foi descoberto, uma mudança semelhante à menor energia de fótons foi chamada luz de Stokes. Quando se descobriu que o espalhamento Raman apresentava sinais fracos com comprimento de onda menor que a luz incidente, isso era chamado de luz “anti-Stokes”. A terminologia ficou embutida e também é utilizada no SBS. Então, este campo de “Stokes” corresponde à transição para um estado de energia intermediário entre o estado inicial e o nível de excitação produzido pela onda de bombeio. Este fato está ilustrado na Figura 2.2(a), onde é representado que toda a estrutura atômica está localizada em um estado de energia de referência E_0 . A luz de bombeio é capaz de levar os fótons deste nível E_0 ao estado de maior energia E_ν durante um intervalo

de tempo muito pequeno. Prontamente, ocorrerá um decaimento para o nível intermediário E_1 e a diferença de energia corresponde a componente Stokes da onda. Como terá menor energia do que o fóton de bombeio, pela Lei de Planck terá menor frequência.

Na Figura 2.2(b), indica-se a possibilidade da estrutura já está excitada no nível intermediário E_1 por algum processo de ganho de energia. Isto posto, o fóton de bombeio será capaz de elevar a sua energia para o nível excitado superior E_ν , porém instável porque quando recebe a energia, já perde ocorrendo o decaimento que o conduzirá para o nível fundamental de energia E_0 . Por este motivo, o novo fóton emitido apresentará energia maior do que o incidente, bem como maior frequência, originando assim à componente anti-Stokes da onda.

O espalhamento Brillouin pode ser de dois tipos, espontâneo ou estimulado. O espalhamento espontâneo é decorrente da interação dos campos de bombeio e de Stokes com ondas acústicas no núcleo da fibra. Essas ondas mecânicas são originadas por vibrações causadas por absorção de energia no material. As ondas acústicas podem ocorrer em uma ampla faixa de frequências, mas conforme mostrado na seção anterior, apenas algumas frequências são capazes de atuar no espalhamento Brillouin. Contudo, devem satisfazer a *condição de Bragg*, que define as direções de propagação dos campos. O campo do bombeio produz uma onda acústica através de um processo de eletrostrição. A onda acústica, todavia, modula o índice de refração do meio, criando uma espécie de grade de índice induzida. Esta grade induzida pelo bombeio dispersa a luz do bombeio através da difração de Bragg, conforme os vetores indicados na Figura 2.3.

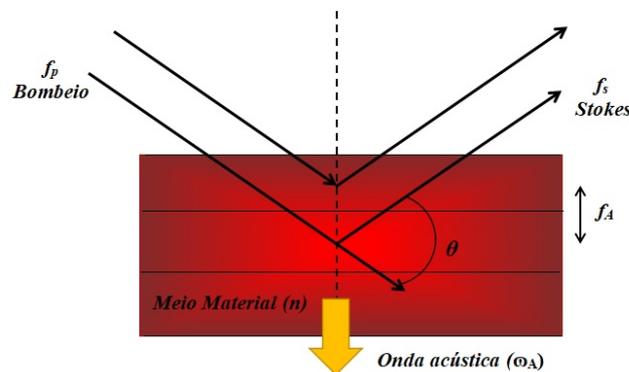


Figura 2.3: Representação do Espalhamento de Bragg com respeito à onda acústica no meio de propagação.

A luz obtida pela dispersão é então reduzida na frequência referente ao deslocamento Doppler associado a uma grade que se move à velocidade acústica ν_A . Quanticamente, esse processo

de dispersão pode ser visto como se a aniquilação de um fóton da onda de bombeio criasse simultaneamente um fóton de Stokes e um fônon acústico, todavia é importante destacar que o processo SBS é totalmente clássico. Isso é esperado porque as ondas acústicas não são afetadas pela mecânica quântica, o ruído que inicia o processo SBS é abordado pela termodinâmica, e não pela mecânica quântica.

A energia e o momento produzidos são conservados durante cada evento do espalhamento. Quando a onda de Stokes se propaga exatamente no sentido oposto à onda de bombeio, as frequências e os vetores de onda das três ondas se relacionam da seguinte maneira

$$\Omega_B = \omega_p - \omega_s, \quad \vec{k}_A = \vec{k}_p - \vec{k}_s \quad (2.18)$$

onde ω_p e ω_s são as frequências, \vec{k}_p e \vec{k}_s são os vetores de onda do bombeio e da onda de Stokes, respectivamente. A frequência de Brillouin Ω_B e o vetor de onda \vec{k}_A da onda acústica satisfazem a relação de espalhamento padrão

$$\Omega_B = \nu_A |\vec{k}_A| \approx 2\nu_A |\vec{k}_p| \text{sen} \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (2.19)$$

onde θ é o ângulo entre o campo de bombeio e de Stokes, e considerando que \vec{k}_A atua como uma grade de Bragg, uma vez que o índice de refração n é modulado pelas ondas de pressão acústica e usando $\vec{k}_p \approx \vec{k}_s$, pois os comprimentos de onda são praticamente idênticos. Pode-se em virtude dessas interações e conforme já demonstrado na Figura 2.3 vincular a frequência da onda acústica com as dos sinais de bombeio e de Stokes [82].

$$f_A = f_p - f_s = \frac{n\nu_A}{c} (f_p + f_s) \text{sen} \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (2.20)$$

onde f_A é a frequência da onda acústica, f_p é a frequência de bombeio, f_s é a frequência da onda de Stokes, ν_A é a velocidade da onda acústica, θ é o ângulo interno entre os campos de bombeio e de Stokes e n o índice de refração do material. Desta equação, verifica-se que a interação é mínima quando os dois sinais ópticos se propagarem no mesmo sentido ($\theta = 0$) e será máxima quando as propagações ocorrerem em sentidos opostos ($\theta = \pi$). Para o processo de espalhamento tornar-se estimulado, é necessário que ocorra um aumento na amplitude do

campo de Stokes. Para isto, é fundamental o arranjo de cavidade dupla a ser proposto, contendo a fibra dopada com érbio (Er^{3+}), caracterizando um processo não linear que interaja com o campo de bombeio, reforçando assim a onda acústica em níveis de potência e estabilidade.

Por se tratar de fibra monomodo, as direções relevantes são para frente e para trás, o SBS ocorre apenas quando ($\theta = \pi$). O desvio de frequência de Brillouin ν_B correspondente à frequência acústica pode ser traduzido por um desvio Doppler da frequência do sinal de bombeio considerando a onda acústica de propagação, onde n representa o índice de refração do meio de propagação e λ_p o comprimento de onda do sinal de bombeio [6]

$$\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2n\nu_A}{\lambda_p} \quad (2.21)$$

Com base nas relações obtidas anteriormente das equações (2.18) a (2.21), a fase da componente Stokes, ou seja a sua frequência ω_s e o seu vetor de onda \vec{k}_s , estão ligados à fase do sinal de bombeio pelo deslocamento de frequência acústica Ω_B , que pode ser aproximado para ser constante para uma pequena quantidade de ordens da componente Stokes. Dessa forma, adotando essa aproximação e ignorando fatores de dispersão, pode-se assumir uma mudança de fase constante $\Delta\varphi_B$ de uma onda de Stokes para outra. Considerando agora todas as fontes de mudança de fase em uma cavidade em anel de comprimento L , a fase de saída para cada componente Stokes j pode ser assumida como

$$\begin{aligned} \varphi_j &= \varphi_0 + \Delta\varphi_{Bj} + \Delta\varphi_t + \Delta\varphi_d \\ &= \varphi_0 + j\Delta\varphi_B + j\Omega_B \frac{\Delta L}{c} + \omega_0 \frac{\partial n}{\partial \omega} j\Omega_B \frac{L}{c} \end{aligned} \quad (2.22)$$

Onde φ_0 é a fase do comprimento de onda do sinal de bombeio de saída, φ_t é o atraso de fase devido a um comprimento de cavidade diferente ΔL de componentes Stokes pares e ímpares, que viajam em direções opostas e podem não ter o mesmo comprimento e $\Delta\varphi_d$ é o atraso referente a primeira ordem para o comprimento da cavidade. A equação (2.22) é válida desde que o número de componentes Stokes geradas j não seja muito grande e o comprimento da dispersão seja superior que a dispersão da fibra utilizada. O comprimento da fibra deve ser curto o suficiente para que a mudança de fase induzida pela dispersão de segunda ordem entre

as componentes de Stokes permaneça $\ll \pi/2$. No caso de um grande número de componentes, deve-se considerar a variação de Ω_B , que muda de uma componente para outra definido pela equação (2.21) e produz uma variação de $\Delta\varphi_B$. Para a primeira aproximação é dada por

$$\Omega_{Bj} = \Omega_B + (j - 1)\delta\Omega_B, \quad (2.23)$$

onde o diferencial de mudança de frequência $\delta\Omega_B$ pode ser calculado utilizando (2.21) como $2,8 \text{ MHz}$ para a fibra de sílica. Essa mudança de frequência é insignificante para algumas ordens, já que $\Omega_B \approx 10 \text{ GHz}$. Todavia, para um grande número de componentes Stokes esse diferencial de mudança de frequência, bem como a dispersão de segunda ordem, introduzem um termo quadrático na fase φ_j , que degrada as componentes criadas. O deslocamento total de fase deve permanecer dentro da coerência temporal do laser SBS, que é limitado pela largura de banda $\Delta\nu_B$ do SBS e pela relação constante entre uma componente e outra Ω_B . No caso da sílica a largura de banda é 10 MHz e por sua vez está vinculada ao tempo de vida do fônon T_B e, portanto, está relacionada a propriedades intrínsecas do material

$$\Delta\nu_B = \frac{1}{2\pi T_B} \quad (2.24)$$

2.3.1 Parâmetros associados ao SBS

Se definirmos as diferentes frequências associadas ao espalhamento Brillouin, é possível identificar ω_p , ω_s e ω_A como sendo as frequências angulares correspondentes a f_p de bombeio, f_s de Stokes e f_A da onda acústica, respectivamente. Para os campos correspondentes, consideram-se as propagações associadas aos vetores $\vec{k}_s = -k_s\hat{a}_z$, $\vec{k}_p = k_p\hat{a}_z$ e $\vec{k}_A = k_A\hat{a}_z$. A frequência angular da onda acústica obtida e observa-se que o vetor referente a onda de Stokes apresenta sentido de propagação contrário aos da onda de bombeio e da onda acústica.

Supondo que os campos apresentem polarizações idênticas e estejam na presença de uma onda acústica, conforme esquematizado na Figura 2.4. A representação da polarização destes campos no domínio do tempo, onde o termo $Q(z)$ representa o deslocamento de um pequeno

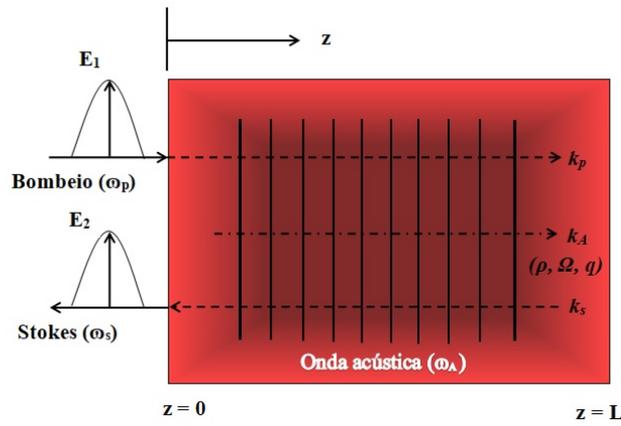


Figura 2.4: Interação de um feixe de bombeio com a onda acústica, para formação da componente de Stokes e anti-Stokes.

volume do meio de sua posição de equilíbrio, são apresentadas abaixo

$$P_p(z, t) = \frac{1}{2}E_p(z)e^{j(\omega_p t - k_p z)} + \frac{1}{2}E_p(z) \underbrace{*e^{-j(\omega_p t - k_p z)}}_{\text{Complexo Conjugado}} \quad (2.25)$$

$$P_s(z, t) = \frac{1}{2}E_s(z)e^{j(\omega_s t + k_s z)} + \frac{1}{2}E_s(z) \underbrace{*e^{-j(\omega_s t + k_s z)}}_{\text{Complexo Conjugado}} \quad (2.26)$$

$$P(z, t) = \frac{1}{2}Q(z)e^{j(\omega_A t - k_A z)} + \frac{1}{2}Q(z) \underbrace{*e^{-j(\omega_A t - k_A z)}}_{\text{Complexo Conjugado}} \quad (2.27)$$

Esse deslocamento está relacionado com a força de Eletrostrição [4]. Alguns materiais, como é o caso da sílica fundida, apresentam simetria de inversão e a eletrostrição é o principal efeito não linear que resulta do acoplamento entre a onda acústica e o bombeio incidente sendo uma propriedade característica de meios não condutores e dielétricos em que o campo elétrico ocasiona uma mudança na densidade do material e surge quando a potência incidente no meio for elevada o suficiente para intervir na posição e orientação dos elétrons, átomos e moléculas polares do meio com um deslocamento suficientemente elevado para caracterizar um efeito não linear [4]. Alterando as densidades locais traz como consequência a mudança na permissividade do meio e, por conseguinte, no índice de refração do material. Sob esta circunstância, o campo elétrico do bombeio incidente ocasiona forças internas, gerando uma relação $T \propto E^2$, onde T é a tensão no material e E o campo elétrico da onda incidente.

Nos estudos envolvendo a eletrostrição, existe uma relação complexa entre a força decor-

rente da intensidade óptica que age internamente no material e a tensão na rede cristalina do material [82]. Por conta disso, o material tende a ser mais compactado em uma região de maior intensidade óptica, acarretando em um aumento de sua densidade e criando uma perturbação mecânica e uma vibração harmônica. A amplitude do sinal decresce exponencialmente com o tempo, sendo representada por

$$\alpha_p = A_{max}e^{-\alpha_a t} \cos(\omega t + \phi) \tag{2.28}$$

sendo α_p o coeficiente de atenuação, com dimensão inversa do tempo e, portanto, associada a uma frequência angular.

Quanto maior o comprimento de fibra, maior será a interação da luz e conseqüentemente maior o SBS. Todavia, à medida que o sinal se propaga ao longo do comprimento, sua potência diminui devido à atenuação da fibra conforme discutido anteriormente. O comprimento efetivo (L_{eff}) é o comprimento, até o qual se supõe que a energia seja constante [73]. Para um comprimento real do enlace de fibra (L), o comprimento efetivo é definido na Figura 2.5.

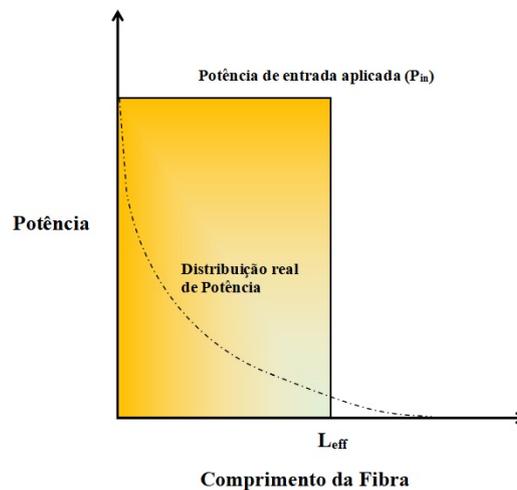


Figura 2.5: Representação da Distribuição real de potência em relação ao comprimento efetivo da fibra.

A potência óptica à uma distância z ao longo do comprimento do enlace de comunicação é

$$P(z) = P_{in}e^{(-\alpha_p z)}, \tag{2.29}$$

onde P_{in} é a potência de entrada (potência em $z = 0$) e α_p é o coeficiente de atenuação

apresentado na equação (2.28)

$$P_{in}L_{eff} = \int_{z=0}^L P(z)dz \quad (2.30)$$

Utilizando as equações (2.29) e (2.30), o comprimento efetivo é obtido como, [73]

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha_p L}}{\alpha_p} \quad (2.31)$$

Como as fibras utilizadas em comunicação ópticas são longas o suficiente para que $L \gg 1/\alpha_p$, implica em $L_{eff} \approx 1/\alpha$.

O SBS é governado por duas equações diferenciais ordinárias (ODE) acopladas que levam em consideração a natureza contra-propagante da onda de Stokes em relação a onda de bombeio e o ganho de Brillouin g_B . Para descrever as equações acopladas, dois pontos precisam ser considerados: O fato do desvio de Brillouin com relação ao bombeio ser relativamente pequeno implicando em $\omega_p \approx \omega_s$ e pelas mesmas razões as perdas na fibra são praticamente as mesmas para o bombeio e as componentes Stokes, ou seja, $\alpha_p \approx \alpha_s \equiv \alpha$. Posto essas considerações,

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_p I_s - \alpha I_p. \quad (2.32)$$

$$-\frac{dI_s}{dz} = g_B I_p I_s - \alpha I_s, \quad (2.33)$$

Considerando uma situação ideal sem perdas na fibra ($\alpha = 0$), prontamente pode-se verificar

$$\frac{d}{dz} \left(\underbrace{I_p - I_s}_{\text{constante} \rightarrow L} \right) = 0, \quad (2.34)$$

As equações (2.32) e (2.33) assumem de forma implícita que o bombeio de contra-propagante e as ondas de Stokes são ambas polarizadas linearmente na mesma direção e mantêm sua polarização ao longo de um eixo principal da fibra [6].

Tomando $I_p(z) = I_p(0)e^{-\alpha z}$ na equação (2.32) e integrando ao longo da distância de propagação $0 \leq z \leq L$ ao longo da fibra óptica de comprimento total L , como resultado do SBS, a intensidade de Stokes cresce exponencialmente na direção inversa devido à amplificação de

Brillouin.

$$I_s(0) = I_s(L)\exp(g_B P_0 L_{eff}/A_{eff} - \alpha L), \quad (2.35)$$

onde $P_0 = I_p(0)A_{eff}$ é a potência de bombeio de entrada e A_{eff} é a Área central efetiva. Como a energia não é distribuída uniformemente dentro da seção transversal da fibra, é razoável usar a A_{eff} , que está relacionada à área real A e à distribuição transversal de intensidade $I(r, \theta)$, onde r e θ representa as coordenadas polares

$$A_{eff} = \frac{\int_r \int_\theta r dr d\theta I(r, \theta)}{\int_r \int_\theta r dr d\theta I^2(r, \theta)} \quad (2.36)$$

A área diminui com a redução do diâmetro do núcleo e, conseqüentemente, a densidade de potência torna-se progressivamente maior [82]. Para que seja possível estabelecer uma coerência com o formato tradicional da fibra óptica, considera-se que a sua área efetiva obedeça necessariamente a um contorno circular, conforme ilustrado na Figura 1.1, de tal forma que seja possível localizar um *diâmetro efetivo*.

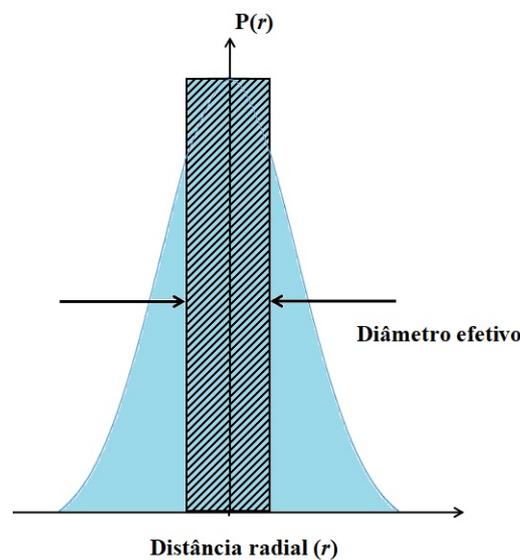


Figura 2.6: Representação da Área efetiva e a distribuição de potência com respeito ao diâmetro do núcleo da fibra.

Quando uma grande intensidade de campo óptico incidir no núcleo da fibra, a mesma irá converter o efeito Brillouin espontâneo em um efeito estimulado. É necessário que a potência aplicada ultrapasse o *limiar de Brillouin* para observar o efeito Brillouin estimulado. Essa potência é conhecida como potência crítica de bombeio P_L^{cr} . A potência crítica para observar

o SBS, quando não há sinal de entrada, foi convencionalmente definida como sendo 21 vezes a potência necessária para alcançar a transparência do sinal transmitido. Dado que a entrada é constituída apenas por alguns fônons acústicos, o fator 21 é tradicionalmente necessário para fornecer ganho suficiente para um sinal facilmente mensurável, [87]

$$P_L^{cr} = 21 \frac{A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (2.37)$$

O crescimento da componente Stokes é influenciado diretamente pelo coeficiente de ganho de Brillouin g_B , sendo que este coeficiente quando associado ao pico alcançado ($\Omega = \Omega_B$), pode ser descrito como $g_B(\Omega)$. A largura desse espectro é muito pequena 10 MHz, pois está diretamente relacionada ao tempo de amortecimento das ondas acústicas ou ao tempo de vida do fônon T_B . De fato, assume-se que as ondas acústicas decaem com o fator $-\Gamma_B t$, onde t representa o tempo estimado.

$$g_B(\Omega) = g_0 \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2}, \quad (2.38)$$

o valor de pico do coeficiente de ganho Brillouin ocorre para $\Omega = \Omega_B$ e é descrito como

$$g_p \equiv g_B(\Omega_B) = \frac{\gamma_e^2 \omega_s}{n v_{ac} c^3 \rho_0 \Gamma_B} \quad (2.39)$$

O pico do coeficiente de ganho Brillouin apresentado na equação(2.39) contém todos os parâmetros físicos do meio Brillouin, onde γ_e é o coeficiente de eletroestrição da sílica da ordem de $\approx 0,902$ que como já discutido serve como fonte da não linearidade e mede a mudança da permissividade do meio com a variação da densidade, n é o índice de refração do meio, v_{ac} representa a velocidade dos fônons acústicos, ρ_0 é a densidade média do meio, que neste caso para sílica é de 2210 kg/m^3 e Γ_B é a frequência angular da largura de linha Brillouin. A FWHM do ganho espectral está relacionada a Γ_B como $\Delta\nu_B = \Gamma_B/2\pi$ esta relação, bem como a mudança de fase que é induzida no processo de geração do SBS podem ser observados na Figura 2.7. O tempo de vida do fônon está relacionado a Γ_B , sendo descrita como $T_B = \Gamma_B^{-1}$, conforme demonstrado na equação (2.24) e $T_B = \Gamma_B^{-1} \sim 10 \text{ ns}$ [6].

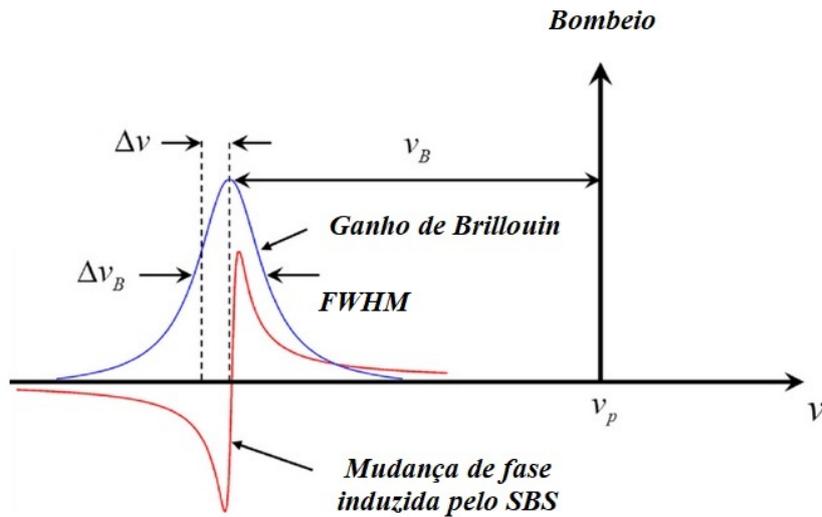


Figura 2.7: Distribuição Lorentziana do BGS e seu deslocamento de fase não linear associado. Figura adaptada da tese [88].

Para um bombeio de entrada de intensidade de potência constante como o abordado neste trabalho, a intensidade de saída para um comprimento L é descrita por

$$I_s(z) = I_s(L)e^{g_p I_p(L-z)} \tag{2.40}$$

O ganho de Brillouin mostrado na equação(2.38), é caracterizado por uma variação de ganho em torno de um valor central que é semelhante a distribuição estatística de Cauchy-Lorentz, também denominada de Lorentziana, sendo constituída por [89]

$$\Gamma(x) = \frac{1}{\pi(1+x^2)} \tag{2.41}$$

O fator de largura de linha Lorentziana Γ_B se torna importante neste trabalho pois o laser de bombeio é de linha estreita e a largura de linha de Brillouin diminui, como será apresentado no Capítulo 3.

2.4 Mistura de quatro ondas (FWM)

A mistura de quatro ondas (FWM) em fibras monomodo é outro processo não linear que tem sido objeto frequente em pesquisas teóricas e experimentais [90]. Que encontrou uso difundido em muitas áreas que vão desde a conversão de frequência óptica [91] e geração de luz quântica [92] a medições de não demolição quântica [93], lasers de múltiplos comprimento de onda [45] e em processos envolvendo o SBS [21]. O fenômeno constitui importante fonte de degradação em sistemas ópticos que operam com múltiplos canais, dado que os sinais de maior energia contribuem para formação de componentes adicionais no processo de transmissão. A combinação entre eles resulta em alterações que podem ser bem expressivas no resultado final [90].

No processo de FWM, três feixes ópticos de diferentes frequências geram uma quarta frequência, e daí, novas componentes a partir da mistura dos sinais em um ambiente não linear envolvendo a susceptibilidade elétrica de terceira ordem $\chi^{(3)}$ [1]. É mais um fato que exige uma separação conveniente entre canais em sistemas com multiplexagem em comprimento de onda, a fim de evitar o comprometimento do enlace. Se não forem atendidas as especificações, ocorrerá interferência mútua, fenômeno conhecido como conversação cruzada (*crosstalk*). A influência das novas ondas geradas dependerá da separação entre os canais, de fenômenos relativos à dispersão na fibra óptica, do comprimento da fibra e da diferença de fase entre as várias portadoras ópticas. Uma fórmula prática define o número M das novas resultantes [6]

$$M = \frac{N^2}{2}(N - 1) \quad (2.42)$$

onde N , neste caso, refere-se ao número de canais envolvidos. Em consequência de não linearidades, a propagação simultânea de dois campos com frequências f_i e f_j leva à geração de bandas laterais e pode ser visto na Figura 2.8(a). Muitas dessas frequências estarão fora da faixa de pequena atenuação na fibra e serão rapidamente atenuadas. Todavia, permanecem com amplitudes que não podem ser desconsideradas por retornarem frequências $2f_i - f_j$ e $2f_j - f_i$ como valores de interesse. A situação ganha maior perspectiva com o aumento na quantidade de portadoras envolvidas. No caso de serem três campos copropagantes, nas frequências f_i, f_j

e f_k para $(i, j \neq k)$, ocorre a geração de um quarto termo com frequência $f_{FWM} = f_i + f_j - f_k$ para i, j, k assumindo valores 1, 2 e 3, conforme pode ser observado na Figura 2.8(b)

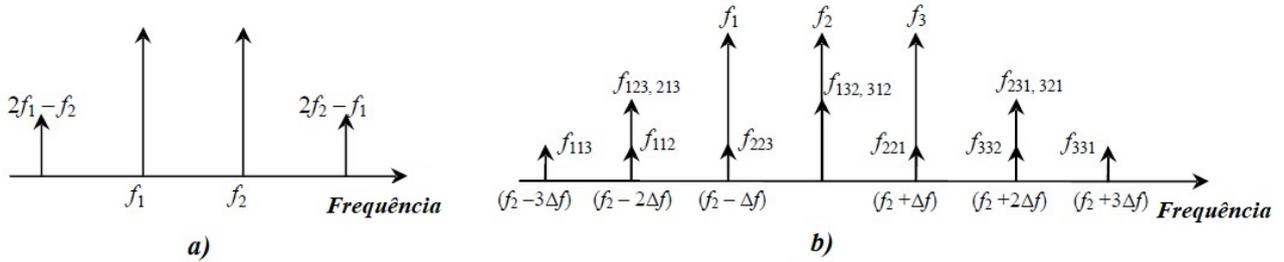


Figura 2.8: Representação do processo de FWM. Na Figura (a), temos duas ondas de bombeio introduzidas com frequências f_1 e f_2 e em (b) três ondas introduzidas de frequências f_1 , f_2 e f_3 .

As amplitudes das diferentes parcelas estão associadas ao casamento de fase entre as ondas ópticas, determinado pelos respectivos fatores de fase. Para esta análise, define-se o grau de descasamento de fase pela diferença entre os fatores de fase envolvidos no processo:

$$\Delta\beta = \beta_i + \beta_j - \beta_k - \beta_{ijk} \quad (2.43)$$

onde β_i, β_j e β_k são os fatores de fase nas frequências f_i, f_j, f_k e f_{ijk} , respectivamente. Este resultado deve ser igual a zero quando ocorrer o casamento de fase perfeito e tem-se, portanto, a maior interação possível entre os feixes ópticos individuais.

Se o sistema for com operação de canais multiplexados em comprimento de onda, a interferência entre eles pode ser muito significativa. A potência óptica em cada componente gerada no processo será identificada por P_{ijk} e o valor depende da potência de cada componente, do fator de atenuação na fibra óptica, da extensão em que estiver ocorrendo o fenômeno e do comprimento efetivo de interação. Em análises deste tipo, é importante verificar os parâmetros que determinam as amplitudes das componentes geradas a partir da não linearidade, entre eles e a eficiência relativa ao descasamento de fase (η). Para defini-lo, considera-se a geração de um sinal espúrio com determinada potência em um trecho de fibra de comprimento L . Dessa forma, efetua-se a comparação entre esta potência sob condições de descasamento de fase e o valor que teria se o descasamento de fase fosse nulo. Portanto, chamando P_{ijka} a potência na situação geral e P_{ijkn} o valor na mesma coordenada sob condições de casamento, a eficiência

na mistura de quatro ondas seria

$$\eta = \frac{P_{ijka}}{P_{ijkn}} \quad (2.44)$$

Considerando-se o caso parcialmente degenerado de FWM ($i = j$) entre as ondas de entrada CW do mesmo estado de polarização, a potência de saída do componente FWM é escrita como [94]

$$P_{FWM}(L) = \frac{1024\pi^6}{n^4\lambda^2c^2} (D\chi^{(3)}) \frac{P_i^2(0)P_k(0)}{A_{eff}^2} \frac{(1 - e^{-\alpha_p L})^2 e^{-\alpha_p L}}{\alpha_p^2} \eta \quad (2.45)$$

onde P_i e P_k são as potências de entrada em comprimentos de onda de λ_i e λ_k , L é o comprimento da fibra, A_{eff} a área efetiva da fibra, α_p o coeficiente de atenuação, D é o fator de degenerescência, $\chi^{(3)}$ é o termo de susceptibilidade de terceira ordem, λ o comprimento de onda, c a velocidade da luz e η é o coeficiente de eficiência FWM escrito como

$$\eta = \left[\frac{\alpha_p^2}{\alpha_p^2 + (\Delta\beta_{i,i,k})^2} \right] \left\{ 1 + \frac{4 e^{-\alpha_p L} \text{sen}^2(\Delta\beta_{i,i,k}L/2)}{[1 - e^{-\alpha_p L}]^2} \right\} \quad (2.46)$$

aqui $\Delta\beta_{i,i,k}$ representa a incompatibilidade de fase em virtude da dispersão cromática.

É nítido afirmar que de acordo com a equação (2.45), o coeficiente de eficiência assume o valor máximo de 1 quando $\Delta\beta = 0$.

SBS é um processo paramétrico que causa a reflexão de Bragg da onda de bombeio, produzindo uma onda refletida deslocada no comprimento de onda em $0,08 \text{ nm}$, conforme representado pela Figura 2.9. Para o espaçamento do canal de $0,08 \text{ nm}$, o coeficiente de eficiência de FWM calculado para a SMF é de 0,95.

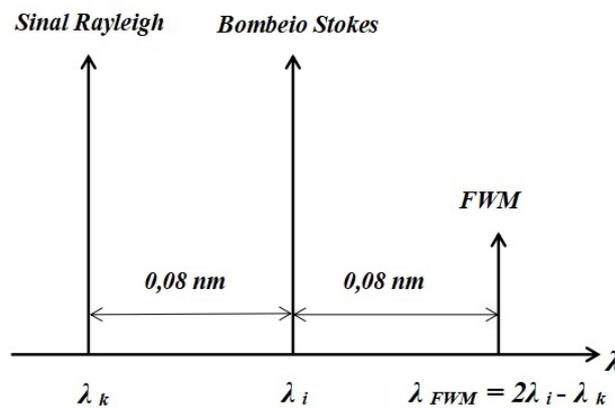


Figura 2.9: Esquema do arranjo de comprimentos de onda dos componentes FWM.

A incompatibilidade de fase do processo FWM é expressa como segue [6]

$$\kappa = \Delta\beta_{i,i,k} + \gamma(2P_i - P_k - P_{FWM}) \quad (2.47)$$

onde γ é o parâmetro não linear. O segundo termo do lado direito da equação representa a incompatibilidade que por sua vez depende diretamente da potência, que ocorre como resultado da interação não linear entre as ondas FWM. Quando a diferença de fase é igual a zero, a eficiência paramétrica do processo FWM está no máximo. Todavia, se esta condição não for atendida, a potência do sinal e do FWM podem ser transferidas de volta para o bombeio [95]. Se o casamento de fase devido à dispersão cromática for satisfeito $\Delta\beta = 0$, a eficiência do processo FWM é alta, causando uma transferência de energia de P_i para P_k e P_{FWM} . Dessa maneira, o segundo termo do lado direito da equação (2.47) torna-se pequeno, satisfazendo a condição de casamento de fase $\kappa = 0$. Entretanto, conforme as ondas se propagam através da fibra e o segundo termo do lado direito da equação se torna menor, κ assume um valor diferente de zero causando transferência de potência de volta para o bombeio e uma diminuição na eficiência do FWM [95].

Ao refletir a luz do bombeio de volta para a fibra, o nível de potência da onda Rayleigh foi aprimorado para compensar o efeito de esgotamento do bombeio e gerar o sinal FWM mais alto possível, emulando assim o cenário de transmissão bidirecional. É notável que, conforme a potência do laser de bombeio aumenta, a única componente que aumenta significativamente em potência é a componente da onda Stokes. Portanto, a energia do bombeio é transferida principalmente para a onda de Stokes que cresce exponencialmente à medida que se propaga ao longo da fibra [6]. Devido a esse aumento da potência de Stokes P_i e à diminuição da potência de Rayleigh P_k causada pelo esgotamento do bombeio, o segundo termo no lado direito da equação (2.47) aumenta à medida que as ondas se propagam ao longo da fibra. Isso faz com que κ se afaste significativamente do valor zero, afastando-se da condição de casamento de fase e causando a desamplificação do sinal FWM e da onda de sinal. Isso explica por que é difícil satisfazer a condição de correspondência de fase para que o processo FWM induzido por SBS ocorra com alta eficiência.

Com o aumento da potência do laser de bombeio próximo ao SBST, a transferência de

potência da onda de Rayleigh para a onda de Stokes se torna maior devido ao esgotamento do bombeio no processo SBS. No entanto, a onda de Rayleigh aprimorada permanece quase na potência constante devido à reflexão do bombeio. Portanto, a saturação da onda de Brillouin nas potências do bombeio bem acima do SBST deve causar a saturação de ganho FWM.

Capítulo 3

Abordagem prática - Laser SBS

3.1 Laser SBS para um comprimento de onda

O Efeito Brillouin nas fibras tem sido estudado intensivamente ao longo dos anos. O SBS pode ser descrito como uma função direta da largura de banda do bombeio de entrada, quando a largura deste bombeio por sua vez for menor em relação a banda de 10 MHz oriunda do efeito gerado na fibra de sílica. Nesta situação, o ganho de Brillouin será alto, mesmo em situações onde a potência do bombeio de entrada for baixa. O bombeio do laser de entrada utilizado para este projeto apresenta 1 kHz de largura de banda, o que torna possível a utilização de potências baixas o suficiente, sendo estas da ordem de $\approx 10\text{ mW}$. O bombeio de entrada em níveis tão baixos é fortemente retroespalhado, produzindo uma componente de Stokes com deslocamento de frequência reduzida e que transporta a maior parte da energia de entrada, devido à interação não linear entre fótons e fônons. O SBST associado depende das perdas de luz devido somente a atenuação na fibra ao longo da propagação. Porém é importante destacar que para lasers de bombeio que apresentam larguras de banda de dezenas ou centenas de GHz , é pouco provável a geração do SBS.

A configuração mais simples para estudar o SBS em fibras ópticas é apenas uma fibra óptica longa o suficiente, geralmente de alguns quilômetros, com uma boa terminação na extremidade, para evitar realimentação do bombeio e dessa forma não caracterizando um laser, já que para este existir é necessário a realimentação através de uma cavidade. Esta configuração mais simples é denominada de “*single pass*”.

Em uma fibra sem realimentação, o SBS é bem descrito pelo “modelo de três ondas” comum: a onda de bombeio, a onda de Stokes e a onda sonora mediadora. O SBS de segunda ordem [58], que é a geração de outra onda secundária de Stokes, pelo SBS da primeira onda SBS, é conhecido, mas considerado fraco por sistemas sem ganho, e geralmente é negligenciado por tais sistemas.

Quando uma onda de bombeio óptico de largura de linha estreita atinge um certo limite

de potência em um material dielétrico, ela pode gerar uma onda de Stokes óptica de contra-propagação juntamente com uma forte onda acústica de copropagação através do processo de espalhamento de Brillouin estimulado para trás (BSBS). A onda de Stokes gerada é então deslocada para um intervalo de mais baixa frequência em relação a onda de bombeio pela frequência de ressonância acústica conforme apresentado na equação (2.21). A frequência de ressonância acústica do BSBS depende principalmente das propriedades do material e do comprimento de onda óptico, sendo aquela deslocada do bombeio na ordem de 10 GHz e tal afirmação é válida para quaisquer comprimentos de onda [6,82,96].

O BSBS pode ser em cascata, no sentido de que uma onda Stokes atua como ondas de bombeio para ondas de Stokes de ordem superior. Isso pode ser explorado para obter espectros ópticos contendo várias componentes espectrais espaçadas pela frequência de ressonância acústica. O BSBS em cascata foi observado em várias configurações de ressonadores que incluem lasers híbridos de anel de fibra de érbio-Brillouin [96], cavidade (FPI) [37,45,46,97] e ressonadores em modo de *whispering gallery* [98–100]. Em demonstrações recentes de BSBS em cascata em ressonadores (FPI), foi observado “*Mode-Locking*” com uma estrutura temporal coerente entre as ondas ópticas [37,45,46], isto é, a formação de pulsos no tempo na ordem de 10^{-12} s .

Antes de apresentar a construção do laser proposto neste trabalho, foi desenvolvido um arranjo mais simples para o estudo, observação e caracterização do SBS. Para essa finalidade utilizou-se um laser de bombeio Brillouin com uma largura de banda de 1 kHz centralizado em um comprimento de onda de $1565,7\text{ nm}$ do fabricante (Teraxion PS - TNL - *Tunable Narrow Linewidth Laser*) com uma potência de saída ajustável na faixa de $0,5$ a 15 mW . Para essa caracterização do SBS foi utilizado duas configurações diferentes: uma configuração “*single pass*” que é mais simples e aberta, não compondo um laser; e uma outra configuração contendo uma realimentação fechando uma cavidade e formando um laser.

No arranjo “*single pass*” o bombeio é injetado através de um circulador em uma fibra de sílica altamente não linear dopada com dióxido de Germânio (GeO_2) (OFS - Fibra Raman) para produzir o SBS na saída 1 no ponto 3 do circulador óptico, conforme pode ser observado na Figura 3.1, funcionando como meio para a obtenção do ganho de Brillouin. Para essa configuração, foi utilizada uma fibra baseada em GeO_2 que possui um coeficiente de ganho

Raman (R_g) de $2,51 W^{-1} \cdot km^{-1}$ para um bombeio não polarizado com comprimento de onda de $1550 nm$ e com A_{eff} de $18,6 \mu m^2$ no mesmo comprimento de onda, que é aproximadamente 4,5 vezes menor que o da fibra monomodo padrão (SMF) que apresenta uma A_{eff} de $85 \mu m^2$ para um comprimento de onda de $1550 nm$. A dispersão para esse comprimento de onda é de $-20,5 ps \cdot nm^{-2} \cdot km^{-1}$ e as perdas são de $0,33 dB/km$.

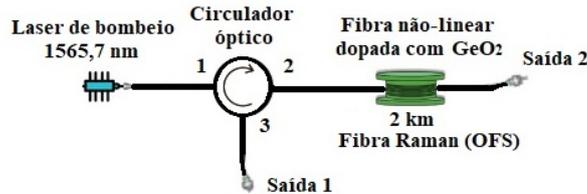


Figura 3.1: Representação do arranjo experimental para obtenção do espectro de potência de Brillouin gerada em função da potência do laser de bombeio.

O SBS conforme já citado foi observado com o auxílio de uma analisador de espectro (OSA - Anritsu MS9740A) na saída 1 do circulador. O campo óptico em uma alta intensidade ao incidir na fibra, converte o efeito Brillouin espontâneo em efeito estimulado conforme já discutido na seção anterior, desde que a potência aplicada ultrapasse o limiar de Brillouin.

De acordo com a Figura 3.2 que mostra a potência de saída do laser Brillouin em função da potência óptica de bombeio em um comprimento de onda de $1565,7 nm$, o SBST ficou em torno de $4 mW$.

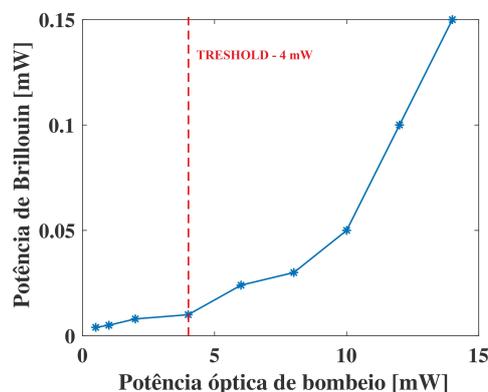


Figura 3.2: Curva de ganho da potência de saída como uma função da potência do laser de bombeio de entrada.

Destaca-se o fato de que a utilização da fibra altamente não linear dopada com GeO_2 influencia consideravelmente na redução da quantidade de energia necessária para a geração do

laser Brillouin.

Quando a realimentação é adicionada à fibra a partir da extremidade remota formando uma cavidade em anel, o SBST pode ser reduzido significativamente. Para a construção da “cavidade” para a obtenção do laser Brillouin, foi utilizado primeiramente um acoplador óptico com uma relação de (90% – 10%), conforme representado na Figura 3.3, permitindo então realizar a medição do sinal do laser de bombeio através da realimentação no acoplador.

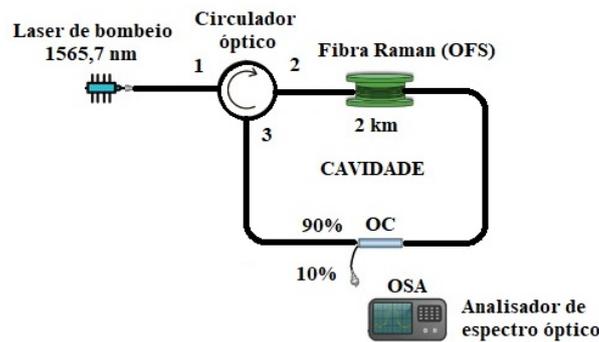


Figura 3.3: Representação arranjo experimental para a geração do laser SBS com realimentação através da cavidade.

Para o acoplador de relação de (90% – 10%), o SBS produzido no lado 10% pode ser medido no OSA e está mostrado na Figura 3.4.

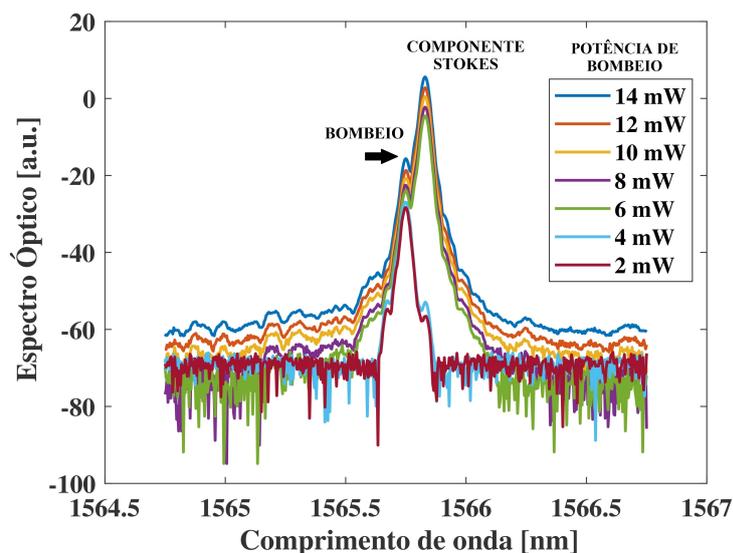


Figura 3.4: Espectro do laser Brillouin gerado na saída do laser para o caso de um acoplador com 10% de taxa de acoplamento de saída.

É possível verificar o bombeio na região do comprimento de onda do laser utilizado e a

componente de Stokes do sinal sendo criada na cavidade quando realimentada pela fibra na região de um único comprimento de onda. A variação da potência de saída para essa taxa de acoplamento pode ser observada na Figura 3.5. Sendo possível observar a máxima potência de Brillouin alcançada em 2 mW para um bombeio de 14 mW .

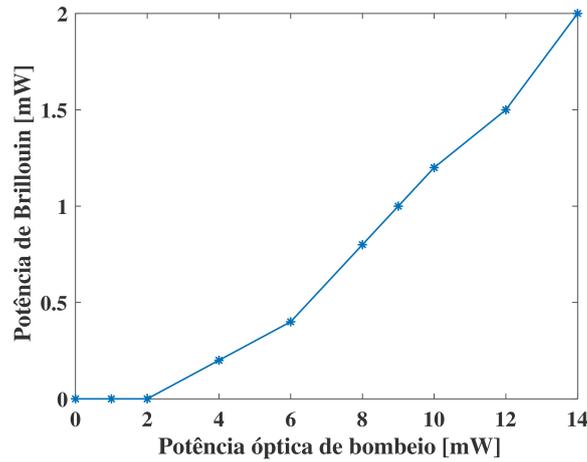


Figura 3.5: Variação da potência de Brillouin em relação ao laser de bombeio utilizando o acoplador com taxa de acoplamento de 10%.

Mudando a saída do acoplador, analisando o sinal no lado 90%, o nível de potência alcançado é consideravelmente superior ao encontrado no lado 10%. Mantendo o mesmo arranjo da Figura 3.3, foram realizadas mais medições, porém utilizando dois acopladores diferentes com relação de (70% – 30%) e (50% – 50%). Analisando a Figura 3.6 é possível verificar os ganhos de potência obtidos nas portas dos acopladores

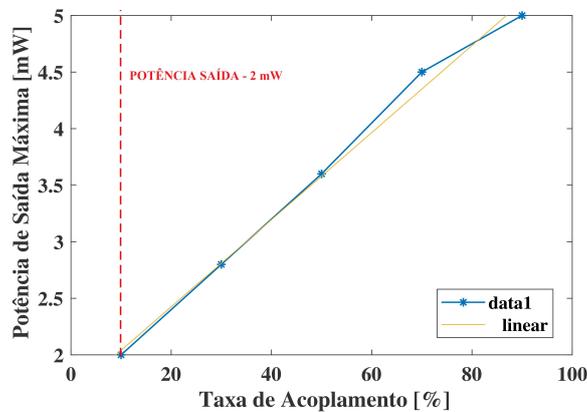


Figura 3.6: Representação da variação da potência máxima de saída para as diversas taxas de acoplamento utilizada.

A caracterização para essa cavidade-laser com um único comprimento de onda centrado em

1565,7 nm se mostrou satisfatória, posto que é possível perceber de acordo com a Figura 3.6 o comportamento da potência máxima de saída e sua relação com as taxas de acoplamento utilizadas, destacando-se a de 10% abordado na Figura 3.5 que efetivamente apresentou a potência de 2 mW. Vale destacar que a Figura 3.6 possibilita um indicador para controle da potência de saída e como a mesma irá variar.

3.2 Laser SBS cascadeado

O CSBS ocorre quando a energia na onda de Stokes de primeira ordem retroespalhada alcança o SBST. O sinal da componente Stokes então atua como um bombeio e produz uma onda Stokes de segunda ordem de propagação direta. Para uma potência de bombeio especificada, se a energia na onda da N^{th} ordem de Stokes atingir o SBST, o processo SBS em cascata gera ondas de Stokes até a ordem $N + 1$. As ondas anti-Stokes são geradas devido à FWM entre o bombeio de copropagação e a onda Stokes. Uma maneira de estimular o CSBS é utilizar o BGS dentro de uma cavidade FPI [101,102], onde a presença da cavidade reduz o SBST [103], permitindo o CSBS com uma potência de bombeio reduzida. Demonstrações anteriores de CSBS apresentadas na literatura utilizam cavidades FPI, cavidades em anel e *loop* de Sagnac [101,102,104,105]. Os lasers de fibra Brillouin constituídos por cavidades em anel, apresentam a presença simultânea das componentes de propagação para a frente e para trás associados ao bombeio e as componentes Stokes do mesmo. O número de linhas Stokes e anti-Stokes depende da energia do bombeio e o desempenho de um laser Brillouin baseado em cavidade do tipo anel depende do comprimento da fibra usada para fazer a cavidade.

O princípio da geração do laser de múltiplos comprimentos de onda pode ser observado na Figura 3.7. É necessário que exista realimentação, uma vez que o laser de bombeio possa se propagar no sentido contra-propagante, através da onda acústica criada pela geração das componentes Stokes. A onda de densidade oscilante alimenta o desvio de Brillouin de volta ao laser, permitindo a formação de ondas anti-Stokes e Stokes. À medida que cada uma dessas linhas criadas se torna mais intensa, passam a ser capazes de conduzir a um número cada vez maior de ordens superiores com sucessivos desvios de Brillouin ω_B respectivamente. Os comprimentos de onda anti-Stokes são provenientes de um laser de bombeio poderoso retrocedente

que interage com as ondas acústicas excitadas por Brillouin. O processo SBS reflete a onda do laser de volta, mas adiciona a energia do fônon aos fótons do laser que avançam, criando componentes anti-Stokes.

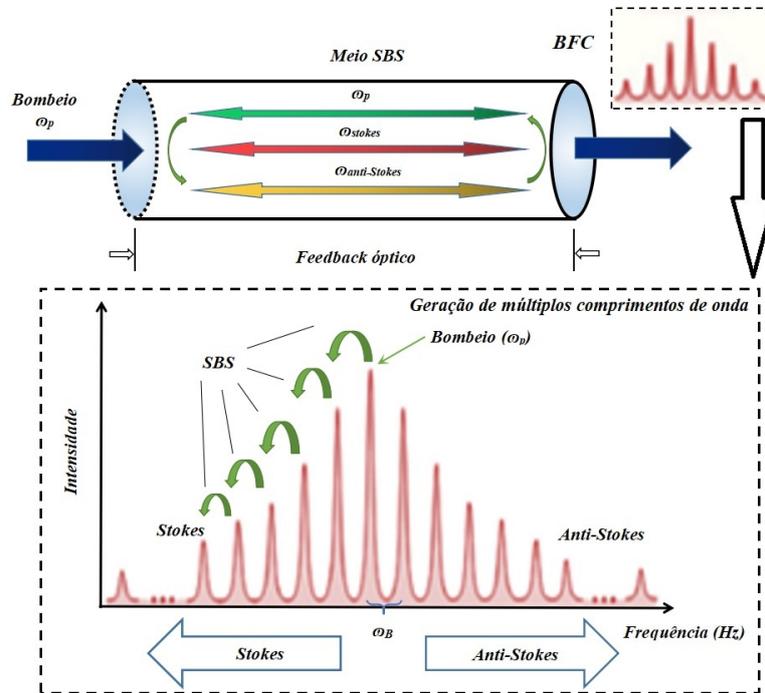


Figura 3.7: Representação do princípio da geração do laser SBS de múltiplos comprimentos de onda. Figura adaptada do artigo [87]

A abordagem utilizada nessa seção foi a construção de uma configuração em cavidade dupla contendo uma fibra altamente não linear (OFS) e uma fibra dopada com Érbio (EDF), caracterizando um laser híbrido de fibra de Érbio e de Brillouin de múltiplos comprimentos de onda (MWBEFL). Foi utilizado um acoplador de divisão por multiplexação de comprimento de onda (WDM) para acoplar o bombeio do EDFA. Cavidades em anel são frequentemente usadas para forçar a operação unidirecional de um laser. No caso de lasers baseados em fibra, existe a vantagem adicional que uma cavidade em anel pode ser feita sem o uso de espelhos como é este o caso, resultando em uma cavidade formada unicamente por fibras.

O laser híbrido de fibra de Érbio e de Brillouin de múltiplos comprimentos de onda (MWBEFL) foi obtido a partir do arranjo experimental mostrado na Figura 3.8. Como bombeio para a formação do CSBS, utilizamos dois tipos de lasers, o laser de bombeio para o SBS e o laser de bombeio do EDFA. O laser de Brillouin apresenta uma largura de linha de 1 kHz , centralizado em um comprimento de onda de $1565,7\text{ nm}$ (TNL) do fabricante Teraxion com

uma potência de saída ajustável de 0,5 a 15 mW . Para o EDFA foi utilizado um laser de diodo (LDC240C) do fabricante Thorlabs LM1452 - Tec Driver com controle de temperatura integrado (TED200C). A potência de bombeio deste laser é controlada a partir de uma fonte de corrente ajustável de até 550 mA , sendo possível o fornecimento de 0 a 500 mW de potência de saída. O bombeio de Brillouin é então amplificado em 20 m no EDFA interagindo com o seu laser de bombeio copropagante de comprimento de onda de 1474 nm e com potência óptica superior a 140 mW sendo assim introduzido na cavidade em anel por meio de um circulador e a realimentação por sua vez é feita através da fibra Raman (OFS) de 2 km que já foi utilizada no arranjo da Figura 3.3. Conforme já apresentado na Seção anterior, a cavidade de fibra baseada em GeO_2 possui um Coeficiente de Ganho Raman (R_g) de $2,51 W^{-1} \cdot km^{-1}$ para um bombeio não polarizado com comprimento de onda de 1550 nm e com uma A_{eff} de $18,6 \mu m^2$ no mesmo comprimento de onda, que é aproximadamente 4,5 vezes menor que o da fibra SMF que por sua vez apresenta uma A_{eff} de $85 \mu m^2$ para um comprimento de onda de 1550 nm . A dispersão para esse comprimento de onda é de $-20,5 ps \cdot nm^{-2} \cdot km^{-1}$ e as perdas são de $0,33 dB/km$. A partir da equação (2.31) e considerando os dados destacados, o L_{eff} para a fibra OFS utilizada no arranjo experimental deste trabalho foi de 1,46 km .

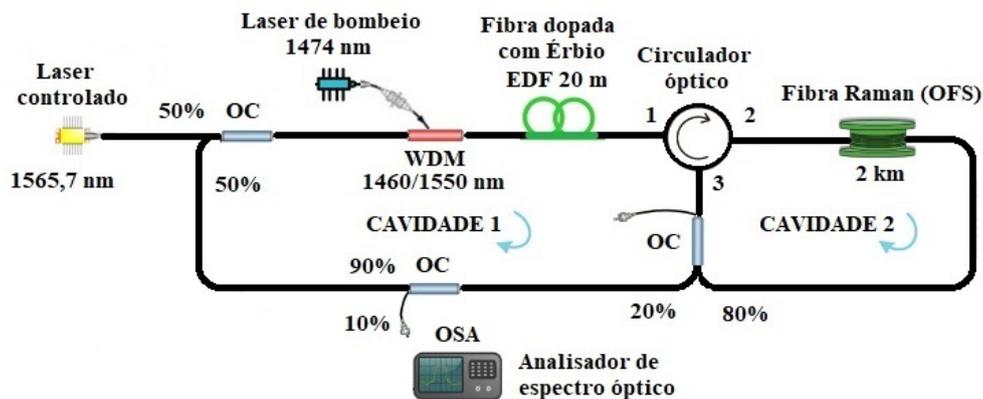


Figura 3.8: Representação do arranjo experimental de cavidade dupla para a geração do laser Brillouin de múltiplos comprimentos de onda cascadeado.

A saída da cavidade do SBS é extraída através de um acoplador com relação de (20%–80%) na saída de 20%, que entra em uma nova cavidade, onde um outro acoplador recupera 90% desse sinal junto com o bombeio SBS original. O sinal é amplificado novamente em 20 m de EDF antes de ser reintroduzido na cavidade da fibra dopada de GeO_2 funcionando como fonte

de bombeio para produzir o CSBS. Os 10% restantes servem como saída final do laser que é analisado por um medidor de potência óptica e por um analisador de espectro óptico (OSA - Anritsu MS9740A) com uma resolução de $0,03\text{ nm}$.

Esse laser baseado em SBS apresenta uma diminuição gradual do nível de potência das linhas sucessivas de Stokes. Como forma de superar essa limitação, foi utilizada a técnica onde cada nova linha espectral de Brillouin gerada se propaga através de uma fibra dopada com terra-rara com níveis de dopagem com érbio Er^{3+} elevados. Neste caso uma EDF com 20 m foi utilizada, permitindo assim compensar o efeito de espalhamento na cavidade e auxiliar na estabilidade. Ajustando uma potência máxima para o sinal de bombeio em 140 mW , e obedecendo o critério de ultrapassar o SBST da fibra Raman utilizada. A onda será então reintroduzida na cavidade dopada com GeO_2 com um novo bombeio amplificado em cascata devido a ação do SBS.

3.2.1 Resultados obtidos

Na configuração do laser, as ondas de Stokes têm realimentações nos sentidos co-propagante e contra-propagante e as componentes Stokes estão sendo conduzidas em um meio de amplificação, portanto, são amplificadas dentro da cavidade, o que oferece a capacidade potencial para muitas outras ondas de Stokes subsequentes. Nesta configuração, é claro, a luz é gerada apenas em modos longitudinais que atendem à restrição do modo longitudinal das cavidades. Além do SBS de alta ordem, também é possível ter FWM. A cada duas ondas SBS, pode-se gerar uma nova onda por meio do FWM. O resultado são ondas com o mesmo espaçamento de frequência, mas também aqui com uma possível mudança de frequência positiva; assim também obtendo novas linhas com frequências mais altas (ou comprimentos de onda mais baixos). O laser de múltiplos comprimentos de onda em fibra [75] foi capaz de produzir mais de 30 linhas espectrais estáveis usando um tamanho consideravelmente pequeno de fibra óptica, ou seja, 2 km de sílica dopada com GeO_2 como meio para o ganho de Brillouin, tamanho este considerado pequeno se comparado a enlaces de comunicações ópticas. É possível observar também as linhas anti-Stokes geradas pelo FWM, especialmente aquelas acima da frequência de entrada.

Os espectros de potência de saída para os diferentes níveis de potência do laser de bombeio podem ser observados na Figura 3.9, que como esperado, dado uma elevação no aumento da

potência do bombeio do EDFA de entrada na região de 1474 nm fez com que o CSBS fosse intensificado. Para evitar que o EDFA entrasse em saturação quando desse início o CSBS, foi definido um ajuste fixo para o laser de bombeio SBS de 1 mW trabalhando na região de $1565,7\text{ nm}$. Deste modo, foi possível estimar uma geração de 30 ordens com a potência de bombeio de 140 mW . Mesmo para uma potência de bombeio de 20 mW , é possível observar uma componente Stokes do SBS deslocada em $\approx 11\text{ GHz}$ do laser de referência original centrado em um comprimento de onda de $1565,7\text{ nm}$. O processo de cascadeamento de múltiplos comprimentos de onda é iniciado por desvios nas componentes Stokes e anti-Stokes do SBS, e pode ser visualizada para potências de bombeio de até 50 mW .

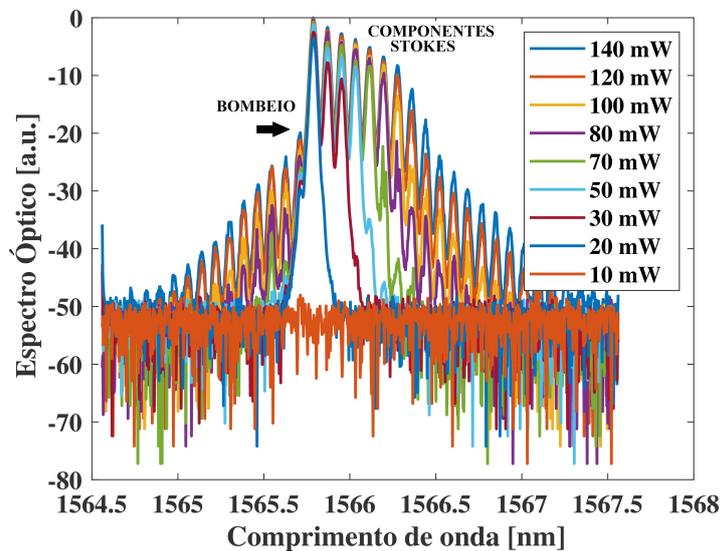


Figura 3.9: Espectro de saída com o SBS em cascata para os diferentes níveis do laser de bombeio de 1474 nm .

É importante informar que devido à porcentagem de dopagem de Dióxido de Germânio no núcleo da fibra Raman (OFS), utilizada nesta configuração, ser desconhecida, não foi possível estimar analiticamente o valor do Limiar de potência. Apesar disso, sabe-se que o desvio de frequência do comprimento de onda Brillouin diminui com o aumento da porcentagem de dopagem no núcleo da fibra. Analisando a Figura 3.9, o valor obtido para a mudança de frequência de Brillouin foi de $0,078\text{ nm} \approx 10,03\text{ GHz}$, sendo menor do que o encontrado na literatura para a fibra de sílica sem dopagem, que é de $11,1\text{ GHz}$.

Observando cada componente gerada na Figura 3.9 para os diferentes valores de potência do bombeio do EDFA, para um ajuste de corrente de 150 mA o equivalente a uma potência de

bombeio de 20 mW é possível verificar uma componente Stokes deslocada do bombeio do EDFA. É possível perceber também as primeiras componentes Stokes sendo criadas para uma variação de apenas 10 mW de potência. A partir de 50 mW de potência, já observa-se o aumento de uma componente Stokes a mais em relação ao bombeio fixado anteriormente.

Em relação aos níveis de potência descritos nos parágrafos anteriores, é somente a partir de 80 mW de potência do EDFA que a formação de componentes aumenta consideravelmente, conforme apresentado na Figura 3.10(a) e (b) chegando a mais de 10 componentes geradas em um intervalo de variação de potência de 30 mW .

O ponto de melhor desempenho do laser cascadeado, pode ser observado na Figura 3.10(c) e (d) onde a taxa de picos aumentou consideravelmente a partir de uma potência do EDFA de 120 mW , passando de 10 para quase 20 componentes de Stokes ao atingir 140 mW de bombeio com uma corrente máxima de 500 mA .

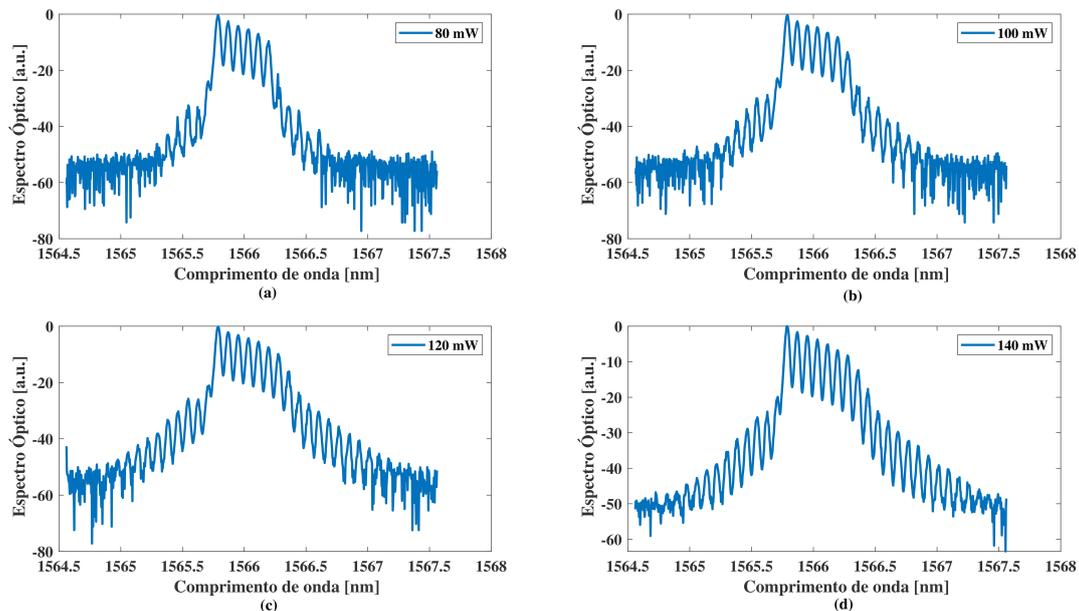


Figura 3.10: Representação da geração de picos em um intervalo de potência óptica de 80 mW a 140 mW do laser de bombeio.

Os melhores resultados obtidos conforme exposto na Figura 3.10, foram sem dúvida no intervalo de 100 mW a 140 mW , e analisando o laser nesse intervalo é possível perceber como o aumento no nível de potência de bombeio do EDFA vai melhorando a formação das componentes produzidas.

Os resultados obtidos com a variação de corrente condiz com a teoria, pois um aumento

de corrente está diretamente associado a um aumento de potência do laser do EDFA que irá acessar a cavidade e que por sua vez aumentará o ganho do EDFA.

Outro estudo realizado foi verificar a potência de saída em função da potência do laser de bombeio de copropagação de 1474 nm , esta análise pode ser observada na Figura 3.11. O SBST ocorre para uma potência de bombeio em torno de 1 mW , o fato de utilizarmos a fibra dopada com GeO_2 diminuiu consideravelmente a quantidade de energia que precisou ser empregada para a geração do laser Brillouin.

O baixo nível de potência de saída pode ser atribuído ao fato de que, na configuração foi utilizado acopladores com baixa porcentagem de saída em ambas as cavidades, com o intuito de maximizar o CSBS. Todavia, o preço que se paga por isso é ter uma potência de saída menor, o que não é problemático, pois um simples amplificador na saída resolve isso, caso seja preciso. A potencia máxima de bombeio utilizada foi de 140 mW , pois a partir desse valor o EDFA saturava, logo, o EDFA serve basicamente para amplificar o laser de referência que entra na cavidade, mas não circula no circuito óptico composto pela fibra OFS devido ao circulador. Por esses motivos, o valor máximo de potência de saída alcançado foi de $-7,7\text{ dBm}$.

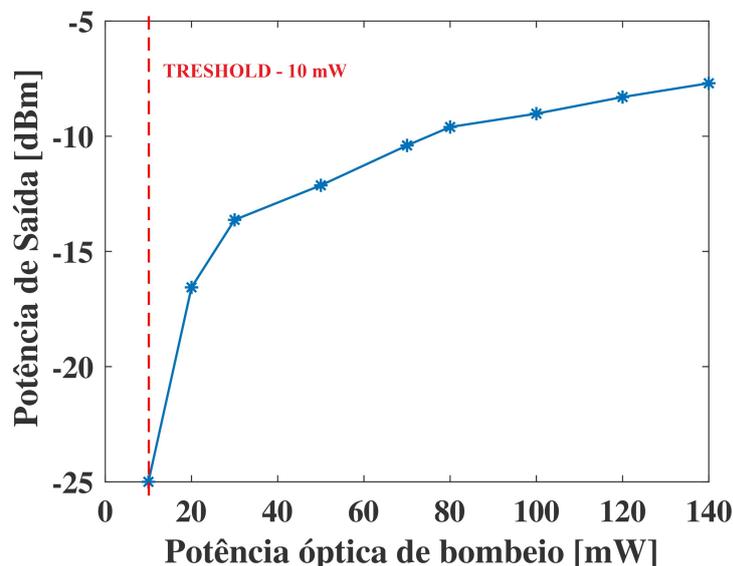


Figura 3.11: Representação da potência de saída como uma função da potência de bombeio do laser de 1474 nm .

A quantidade de picos gerados para uma largura de banda específica em torno do pico mais alto pode ser observada na Figura 3.12 como uma função da energia do laser de bombeio. Se analisarmos em uma amplitude de 10 dB , podemos ver que o número máximo de picos nessa

faixa para uma potência de bombeio de 140 mW é de apenas 6. No entanto, esse valor pode aumentar para 10 se considerarmos uma amplitude de 20 dB e 16 picos se considerarmos uma intensidade de 30 dB . Para uma amplitude de 40 dB , podemos encontrar 25 picos e, olhando o espectro completo da Figura 3.9, podemos obter mais de 30 comprimentos de onda diferentes.

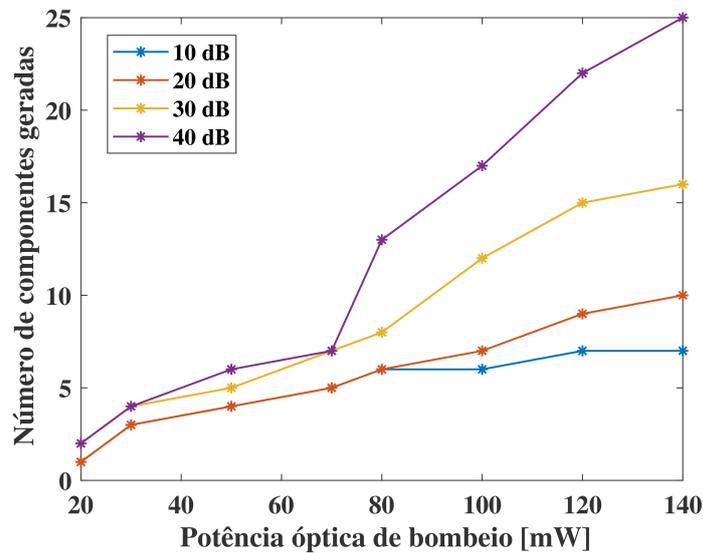


Figura 3.12: Quantitativo do número de componentes-picos produzidos usando diferentes valores de potência de bombeio do EDFA.

A quantidade de comprimentos de onda gerados e o curto intervalo de frequência entre os picos de apenas 10 GHz é o que tornam esse laser tão atrativo, permitindo que esse laser seja facilmente utilizado em sistemas de telecomunicações WDM. Um aumento adicional na quantidade de comprimentos de onda obtidos e também na potência de saída pode ser feito, por exemplo, adicionando a amplificação Raman à radiação que passa através da fibra dopada com GeO_2 .

Capítulo 4

Conclusão

Demonstramos experimentalmente um laser híbrido de fibra de Érbio e de Brillouin de múltiplos comprimentos de onda (MWBEFL), baseado no efeito Brillouin estimulado em cascata. Isso foi possível por meio de uma configuração de cavidade dupla e aproveitando os altos níveis de não linearidade obtidos em 2 km de uma fibra dopada com GeO_2 . A utilização de fibras como o meio para o ganho Brillouin permitiu a geração de mais de 30 comprimentos de onda estáveis e usando níveis muito modestos de energia de bombeio.

A configuração proposta fornece uma maneira simples e flexível de gerar vários comprimentos de onda espaçados na frequência do SBS, combinando apenas os 2 km de fibra Raman com um EDF de 20 m, ao invés de uma fibra convencional, e utilizando potências muito modestas. Este tipo de EDFA maximiza a potência de saída do amplificador, devido à maior concentração de bombeio na saída da fibra dopada. Vale destacar que o laser de fibra que utiliza terras raras trivalentes como elemento ativo tem potencial para operação em uma extensa largura de linha quando comparado a outras fontes que oscilam nas mesmas regiões espectrais, como lasers semicondutores [106]. A configuração utilizada se mostrou uma solução simples e estável, por exemplo, para servir como uma fonte óptica de comprimento de onda múltiplo para aplicações em sistemas de telecomunicações WDM. Divisores de potência que são construídos da mesma forma porém com ajustes de projeto diferentes para que as curvas de transmissão de potência tenham períodos maiores e também como amplificação Raman ou FWM. Além disso, com bombeio contrapropagante, o acoplador fica localizado na saída da fibra dopada, com o bombeio se propagando no sentido contrário ao sinal.

Como proposta para futuros trabalhos recomendo a implementação do laser com a utilização de outras fibras na composição das cavidades tais como a fibra de dispersão deslocada não nula (NZ-DSF) e a fibra compensadora de dispersão (DCF) e avaliar o comportamento e o desempenho do laser CSBS empregando maiores comprimentos das fibras citadas.

Outro ponto que pode ser explorado em futuras abordagens envolvendo o MWBEFL é a aplicação do autocorrelador ao mesmo para avaliar o comportamento do intervalo entre as várias frequências produzidas. Como forma de aumentar ainda mais a quantidade de componentes produzidas, seria a introdução da fibra Raman na mesma cavidade em que se encontra a fibra não linear GeO_2 de Brillouin.

Referências Bibliográficas

- [1] L. Brillouin. Diffusion de la lumière par un corps transparent homogène. *Ann. Phys*, **17**, p. 88–122, (1922).
- [2] I. L. Fabelinskii. The discovery of combination scattering of light in Russia and India. *Phys. Usp.*, **46**, No.10, p. 1105–1112, (2003).
- [3] B. R. Masters. C. V. Raman and the Raman effect. *Opt. Photonics News*, **20**, No. 3, p. 41–45, (2009).
- [4] J. F. Reintjes. *Nonlinear optical process*. Academic Press, encyclopedia of lasers and optical technology edition, (1991).
- [5] V. Sundar and R. E. Newnham. Electrostriction. In R. C. Dorf (Ed), *The Electrical Engineering Handbook*, pp. 1193–1200, Academic, (1997).
- [6] G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 3th edition, (2001).
- [7] R. Y. Chiao, C. H. Townes, and B. P. Stoicheff. Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense supersonic waves. *Phys. Rev. Lett.*, **12**, p. 592–595, (1964).
- [8] E. L. Buckland and R. W. Boyd. Electrostrictive contribution to the intensity-dependent refractive index of optical fibers. *Opt. Lett.*, **21**, p. 1117–1119, (1996).
- [9] A. S. Biryukov, M. E. Sukharev, and E. M. Dianov. Excitation of sound waves up on propagation of laser pulses in optical fibers. *Quantum Electron*, **32**, p. 765–775, (2002).
- [10] P. D. Townsend, A. J. Poustie, P. J. Hardman, and K. J. Blow. Measurement of the refractive-index modulation generated by electrostriction-induced acoustic waves in optical fibers. *Opt. Lett.*, **21**, p. 333–335, (1996).
- [11] E. L. Buckland and R. W. Boyd. Measurement of the frequency response of the electrostrictive nonlinearity in optical fibers. *Opt. Lett.*, **22**, p. 676–678, (1997).
- [12] A. S. Biryukov, S. V. Erokhin, S. V. Kushchenko, and E. M. Dianov. Electrostriction temporal shift of laser pulses in optical fibers. *Quantum Electron*, **34**, p. 1047–1053, (2004).
- [13] A. Yeniay, M. E. Sukharev, and J. Toulouse. Spontaneous and stimulated Brillouin scattering gain spectra in optical fibers. *J. Lightwave Technol.*, **20**, p. 1425–1432, (2002).
- [14] Y. Koyamada, S. Sato, S. Nakamura, H. Sotobayashi, and W. Chujo. Simulating and designing Brillouin gain spectrum in single-mode fibers. *J. Lightwave Technol.*, **22**, p. 631–639, (2004).
- [15] A. Kobayakov, S. Kumar, D. Chowdhury, A. B. Ruffin, and M. Sauer. Design concept for optical fibers with enhanced SBS threshold. *Opt. Express*, **13**, p. 5338–5346, (2005).
- [16] B. G. Ward and J. B. Spring. Brillouin gain in optical fibers with inhomogeneous acoustic velocity. *Proc SPIE*, **7195**, p. , (2009).
- [17] P. D. Dragic. Estimating the effect of Ge doping on the acoustic damping coefficient via a highly Ge-doped mcvd silica fiber. *J. Opt. Soc. Am.*, **B26**, p. 1614–1620, (2009).

- [18] K. S. Abedin. Observation of strong stimulated Brillouin scattering in single-mode As_2Se_3 chalcogenide fiber. *Opt. Express*, **13**, p. 10266–10271, (2005).
- [19] Y. Imai and M. Yoshida. Polarization characteristics of fiber-optic SBS phase conjugation. *Opt. Fiber Technol.*, **6**, p. 42–48, (2000).
- [20] P. Narum and R. W. Boyd. Nonfrequency-shifted phase conjugation by Brillouin-enhanced four-wave mixing. *IEEE J. Quantum Electron*, **23**, p. 1211–1216, (1987).
- [21] K. Ogusu. Interplay between cascaded stimulated Brillouin scattering and four-wave mixing in a fiber Fabry-Perot resonator. *J. Opt. Soc. Am.*, **B20**, p. 685–1694, (2003).
- [22] J. D. Downie and J. Hurley. Experimental study of SBS mitigation and transmission improvement from cross-phase modulation in 10.7 Gb/s unrepeated systems. *Opt. Express*, **15**, p. 9527–9534, (2007).
- [23] P. Narum, A. L. Gaeta, M. D. Skeldon, and R. W. Boyd. Instabilities of laser beams counterpropagating through a Brillouin-active medium. *J. Opt. Soc. Am.*, **B5**, p. 623–628, (1988).
- [24] A. A. Fotiadi, G. Ravet, P. Mégret, and M. Blondel. Multi-cascaded SBS in an optical fiber supported by Rayleigh backscattering. *Proc. SPIE*, **5480**, p. 71–81, (2003).
- [25] S. L. Zhang and J. J. O'Reilly. Effect of stimulated Brillouin scattering on distributed erbium-doped fiber amplifier. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **5**, p. 537–539, (1993).
- [26] A. Kobayakov, M. Mehendale, M. Vasilyev, S. Tsuda, and A. F. Evans. Stimulated Brillouin scattering in Raman-pumped fibers: a theoretical approach. *J. Lightwave Technol.*, **20**, p. 1635–1643, (2002).
- [27] A. P. Küng, A. Agarwal, D. F. Grosz, S. Banerjee, and D. N. Maywar. Analytical solution of transmission performance improvement in fiber spans with forward raman gain and its application to repeaterless systems. *J. Lightwave Technol.*, **23**, p. 1182–1188, (2005).
- [28] P. Narum, M. Skeldon, and R. W. Boyd. Effect of laser mode structure on stimulated Brillouin scattering. *J. Lightwave Technol.*, **22**, p. 2161–2167, (1986).
- [29] H. Lee and G. P. Agrawal. Suppression of stimulated Brillouin scattering in optical fibers using fiber Bragg gratings. *Opt. Express*, **11**, p. 3467–3472, (2003).
- [30] V. Grimalsky, S. Koshevaya, G. Burlak, and B. Salazar-H. Dynamic effects of the stimulated Brillouin scattering in fibers due to acoustic diffraction. *J. Opt. Soc. Am.*, **B19**, p. 689–694, (2002).
- [31] E. M. Dianov, A. V. Luchnikov, A. N. Pilipetskii, and A. N. Starodumov. Electrostriction mechanism of soliton interaction in optical fibers. *Opt. Lett.*, **15**, p. 314–316, (1990).
- [32] C. Montes and A. M. Rubenchik. Stimulated Brillouin scattering from trains of solitons in optical fibers: information degradation. *J. Opt. Soc. Am.*, **B9**, p. 1857–1875, (1992).
- [33] D. A. Fishman and J. A. Nagel. Degradations due to stimulated Brillouin scattering in multigigabit intensity-modulated fiber-optic systems. *J. Lightwave Technol.*, **11**, p. 1721–1728, (1993).

- [34] F. W. Willems, J. C. van der Plaats, and W. Muys. Harmonic distortion caused by stimulated Brillouin scattering suppression in externally modulated lightwave AM-CATV systems. *Electron. Lett.*, **30**, p. 343–345, (1994).
- [35] T. Udem, R. Holzwarth, and T.W. Hansch. Optical frequency metrology. *Nature*, **416(6877)**, p. 233–237, (2002).
- [36] T. Udem, R. Holzwarth, T.W. Hänsch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. J. Russell. Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, p. 2264–2267, (2000).
- [37] D. Braje, L. Hollberg, and S. Diddams. Brillouin-enhanced hyperparametric generation of an optical frequency comb in a monolithic highly nonlinear fiber cavity pumped by a cw-laser. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, p. 193902, (2009).
- [38] J. Li, H. Lee, and K. J. Vahala. Microwave synthesizer using an on-chip Brillouin oscillator. *Nat Commun.*, **4**, p. 2097, (2013).
- [39] M. H. Al-Mansoori, M. Kamil Abd-Rahman, F. R. Mahamd Adikan, and M. A. Mahdi. Widely tunable linear cavity multiwavelength Brillouin-Erbium fiber lasers. *Opt. Express*, **13**, p. 3471–3476, (2005).
- [40] C. A. Brackett. Dense wavelength division multiplexing networks: principles and applications. *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, **8**, p. 948–964, (1990).
- [41] D. L. Butler, J. S. Wey, M. W. Chbat, G. L. Burdge, and J. Goldhar. Optical clock recovery from a data stream of an arbitrary bit rate by use of stimulated Brillouin scattering. *Opt. Lett.*, **20**, p. 560–562, (1995).
- [42] Z. Luo. Stable and spacing-adjustable multiwavelength Raman fiber laser based on mixed-cascaded phosphosilicate fiber Raman linear cavity. *Opt. Lett.*, **33**, p. 1602–1604, (2008).
- [43] T. J. Kippenberg, R. Holzwarth, and S. Diddams. Microresonator-based optical frequency combs. *Science*, **332**, p. 555–559, (2011).
- [44] T. Kawanishi, T. Sakamoto, S. Shinada, and M. Izutsu. Optical frequency comb generator using optical fiber loops with single side band modulation. *IEICE Electron. Express*, **1**, p. 217–221, (2004).
- [45] T. F. Büttner, I. V. Kabakova, D. D. Hudson, and et al. Phase-locking and pulse generation in multi-frequency Brillouin oscillator via four wave mixing. *Sci. Rep.*, **4**, p. 2097, (2014).
- [46] T. F. Büttner and et al. Phase-locked, chip-based, cascaded stimulated Brillouin scattering. *Optica*, **1**, p. 311–314, (2014).
- [47] Y. J. Song, L. Zhan, J. H. Ji, Y. Su, Q. H. Ye, and Y. X. Xia. Self-seeded multiwavelength Brillouin-erbium fiber laser. *Opt. Lett.*, **30**, p. 486–488, (2005).
- [48] Yan-ge Liu, Xinyong Dong, Ping Shum, Shuzhong Yuan, and et al. Stable room-temperature multi-wavelength lasing realization in ordinary Erbium-doped fiber loop lasers. *Opt. Express*, **14**, p. 9293–9298, (2006).

- [49] M. N. Mohd Nasir, Z. Yusoff, and et. al. Broadly tunable multi-wavelength Brillouin-Erbium fiber laser in a Fabry-Perot cavity laser. *Laser Phys. Lett*, **5**, p. 812–816, (2008).
- [50] S. Shahi, S. W. Harun, and H. Ahmad. Multi-wavelength Brillouin fiber laser using Brillouin-Rayleigh scatterings in distributed Raman amplifier. *Laser Phys. Lett*, **6**, p. 737–739, (2009).
- [51] N. A. Hambali, M. Al-Mansoori, and et. al. Multi-wavelength Brillouin-Raman ring-cavity fiber laser with 22 ghz spacing. *Laser Phys. Lett*, **21**, p. 1656–1660, (2011).
- [52] D. Y. Stepanov and G. J. Cowle. Properties of brillouin-Erbium fiber lasers. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **3**, p. 1049–1057, (1997).
- [53] M. S. Kang, N. Y. Joly, and P. St. J. Russell . Passive mode-locking of fiber ring laser at the 337th harmonic using gigahertz acoustic core resonances. *Opt. Lett.*, **38**, p. 561–563, (2013).
- [54] M. N. Mohd Nasir, Z. Yusoff, and et. al. Low threshold and efficient multi-wavelength Brillouin-Erbium fiber laser incorporating a fiber bragg grating filter with intra-cavity pre-amplified Brillouin pump. *Laser Phys. Lett*, **6**, p. , (2009).
- [55] Y. J. Song, L. Zhan, Q. H. Ye, and Y. X. Xia. Tunable multiwavelength Brillouin-Erbium fiber laser with a polarization-maintaining fiber Sagnac loop filter. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **16**, p. 2015–2017, (2004).
- [56] B. Min, P. Kim, and N. Park. Flat amplitude equal spacing 798-channel Rayleigh-assisted Brillouin-Raman multiwavelength comb generation in dispersion compensating fiber. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **13**, p. 1352–1354, (2001).
- [57] J. Tang, J. Sun, T. Chen, and Y. Zhou. A stable optical comb with double-Brillouin-frequency spacing assisted by multiple four-wave mixing processes. *Opt. Fiber Technol.*, **17**, p. 608–1611, (2011).
- [58] M. Shirazi, S. Harun, and H. Ahmad. Multi-wavelength Brillouin Raman erbium-doped fiber laser generation in a linear cavity. *J. Opt.*, **16**, p. 035203, (2014).
- [59] Y. G. Liu, D. D. Wang, and et. al. Stable room-temperature multi-wavelength lasing oscillations in a Brillouin-Raman fiber ring laser. *Opt. Commun.*, **281**, p. 5400–5401, (2008).
- [60] D. J. Griffiths. *Eletrodinâmica*. Pearson, 3rd edition, (2015).
- [61] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. Electrodynamics of continuous media. *Opt. Commun.*, **Pergamon Press**, p. Section 62, (1960).
- [62] M. Alonso and E. J. Finn. *Física: um curso universitário*. Edgard Blucler, 2nd edition, (1972).
- [63] M. R. Spiegel. *Manual de fórmulas e tabelas matemáticas*. McGraw - Hill, 2nd edition, (1974).
- [64] F. J. Duarte and L. W. Hillman. *Dye Laser Principles with Applications*. Academic Press, 1st edition, (1990).

- [65] O.Svelto. *Principles of Lasers*. Springer, 5th edition, (2009).
- [66] B. E. A. Saleh and M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. Wiley-Interscience, 2nd edition, (2007).
- [67] G. P. Agrawal. *Applications of Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 1st edition, (2001).
- [68] A. Loayssa, D. Benito, and M. J. Garde. Applications of optical carrier Brillouin processing to microwave photonics. *Opt. Fiber Technol.*, **8**, p. 24–42, (2002).
- [69] Y. Shen, X. Zhang, and K. Chen. A simple filter based on stimulated Brillouin scattering for carrier-suppression of microwave photonic signals. *Proc. SPIE*, **5625**, p. 109–116, (2005).
- [70] S. Tonda-Goldstein, D. Dolfi, J. P. Huignard, and et. al. Stimulated Brillouin scattering for microwave signal modulation depth increase in optical links. *Electron. Lett.*, **36**, p. 944–946, (2000).
- [71] C. Headley and G. P. Agrawal. *Raman Amplification in Fiber-Optical Communication Systems*. Elsevier, 1st edition, (2004).
- [72] V. R. Supradeepa, Y. Feng, and J. W. Nicholson. Topical review - Raman fiber lasers. *J. Opt.*, **19**, p. 26pp, (2017).
- [73] R. Ramaswami and K. Sivarajan. *Optical Networks - A Practical Perspective*. Morgan Kaufmann Pub. Inc., 3rd edition, (2010).
- [74] M. H. Ali, A. H. Ali, S. M. Abdulsatar, and et. al. Pump power optimization for hybrid fiber amplifier utilizing second order stimulated Raman scattering. *Optical and Quantum Electronics*, **52**, p. 1–8, (2020).
- [75] K. Quemelli, F. Neves, M. J. Pontes, and C. E. S. Castellani. Compact and efficiently all-fiber comb laser based on cascaded Brillouin scattering. *MOMAG*, **1**, p. p. ST19–7–11, (2018).
- [76] L. C. B. Silva, E. P. Silva, and F. R. Audibert. Simulation solution for single and cascaded multi-wavelength Brillouin fiber lasers based on an analytical model. *Opt. Fiber Technol.*, **59**, p. 102317, (2020).
- [77] C.E.S. Castellani, E.J.R. Kelleher, Z. Luo, and et. al. Harmonic and single pulse operation of a Raman laser using graphene. *Laser Phys. Lett.*, **9**, p. 223–228, (2012).
- [78] C. Lin, L.G. Cohen, R.H. Stolen, and et. al. Near-infrared sources in the 1-1.3 μm region by efficient stimulated Raman emission in glass fibers. *Opt. Commun.*, **20**, p. 426–428, (1977).
- [79] Y. R. Shen. *The Principles of Nonlinear Optics*. J. Wiley & Sons, 3th edition, (1984).
- [80] C. Kittel. *Introduction to solid state physics*. Ed. Brisbane: John Wiley, 7th edition, (1996).
- [81] G. Keiser. *Optical fiber communications*. Ed. New York: McGraw-Hill, 3rd edition, (1984).

- [82] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 3rd edition, (2008).
- [83] I. L. Fabelinskii. *Molecular Scattering of Light*. Plenum press, 1st edition, (1968).
- [84] P. Ferdinand. The evolution of optical fiber sensors technologies during the 35 last years and their applications in structure health monitoring. *EWSHM*, **hal-01021251**, p.914–929, (2014).
- [85] C. L. Tang. Saturation and spectral characteristics of the stokes emission in the stimulated brillouin process. *J. Appl. Physics*, **37**, p. , (1996).
- [86] E. P. Ippen. Stimulated brillouin scattering in optical fibers. *Appl. Physics Letters*, **21**, p. 539–541, (1972).
- [87] Z.Bai, H.Yuan, Z.Liu, and et. al. Stimulated Brillouin scattering materials, experimental design and applications: A review. *Optical Materials*, **75**, p. 626–645, (2018).
- [88] N. Primerov and L. Thévenaz. Generation and application of dynamic gratings in optical fibers using stimulated Brillouin scattering. *Opt. Fiber Technol.*, **59**, p. 183, (2013).
- [89] N. Balakrishnan and V. B. Nevrozov. *A Primer on Statistical Distributions*. John Wiley & Sons, 1st edition, (2003).
- [90] E. Haidar, C. M. De Sterke, and B. Eggleton. Analysis of the modification of four-wave mixing phase matching by stimulated Brillouin scattering. *J. Opt. Soc. Am. B*, **34**, p. 516–526, (2017).
- [91] A. C. Turner, M. A. Foster, A. L. Gaeta, and et. al. Ultra-low power parametric frequency conversion in a silicon microring resonator. *Opt. Express*, **16**, p. 4881–4887, (2008).
- [92] A. Dutt, K. Luke, S. Manipatruni, and et. al. On-chip optical squeezing. *Phys. Rev. Appl.*, **3**, p. 044005, (2015).
- [93] Y. F. Xiao, S. K. Izdemir, V. Gaddam, and et. al. Quantum nondemolition measurement of photon number via optical Kerr effect in an ultra-high-Q microtoroid cavity. *Opt. Express*, **16**, p. 21462–21475, (2008).
- [94] K. Inoune. Four wave mixing in an optical fiber in the zero dispersion wavelength region. *J. Lightwave Technol.*, **10**, p. 1553–1560, (1992).
- [95] K. Inoune and T. Mukai. Signal wavelength dependence of gain saturation in a fiber optical parametric amplifier. *Opt. Lett.*, **26**, p. 10–12, (2001).
- [96] G. J. Cowle and D. Y. Stepanov. Multiple wavelength generation with Brillouin-Erbium fiber lasers. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **5**, p. 81465–81467, (1996).
- [97] R. Pant and et. al. Cavity enhanced stimulated Brillouin scattering in an optical chip for multiorder Stokes generation. *Opt. Lett.*, **36**, p. 3687–3689, (2011).
- [98] M. Tomes and T. Carmon. Photonic Micro-Electromechanical Systems Vibrating at X-band (11-Ghz) Rates. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, p. 113601, (2009).
- [99] I. S. Grudinin, A. B. Matsko, and L. Maleki. Brillouin lasing with a CaF_2 whispering gallery mode resonator. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, p. 043902, (2009).

- [100] J. Li, H. Lee, and et. al. Characterization of a high coherence, Brillouin microcavity laser on silicon. *Opt. Express*, **20**, p. 20170 – 20180, (2012).
- [101] Y. C. Shen, X. M. Zhang, and K. S. Chen. All-optical generation of microwave and millimeter wave using a two-frequency Bragg grating-based Brillouin fiber laser. *J. Lightwave Technol.*, **23**, p. 1860, (2005).
- [102] M. R. Shirazi, S. W. Harun, M. Biglary, and H. Ahmad. Linear cavity Brillouin fiber laser with improved characteristics. *Opt.Lett.*, **33**, p. 770, (2008).
- [103] A. L. Gaeta and R. W. Boyd. Stimulated Brillouin scattering in the presence of external feedback. *Int. J. Nonlinear Opt. Phys.*, **1**, p. 581–594, (1992).
- [104] D. S. Lim, H. K. Lee, K. H. Kim, and et. al. Generation of multiorder Stokes and anti-Stokes lines in a Brillouin Erbium-fiber laser with a Sagnac loop mirror. *Opt. Lett.*, **23**, p. 1671 – 1673, (1998).
- [105] M. H. Al-Mansoori and M. A. Mahdi. Multiwavelength L-Band Brillouin-Erbium comb fiber laser utilizing nonlinear amplifying loop mirror. *J. Lightwave Technol*, **27**, p. 5038–5044, (2009).
- [106] M. J. F. Digonnet. *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. Taylor & Francis Group, 2nd edition, (2001).