

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA  
DEPARTAMENTO DE MICROONDA E ÓPTICA

LASER SINTONIZÁVEL A FIBRA DOPADA  
COM ÉRBIO+3 NA CONFIGURAÇÃO EM ANEL:  
ESTUDO, PROJETO E IMPLEMENTAÇÃO

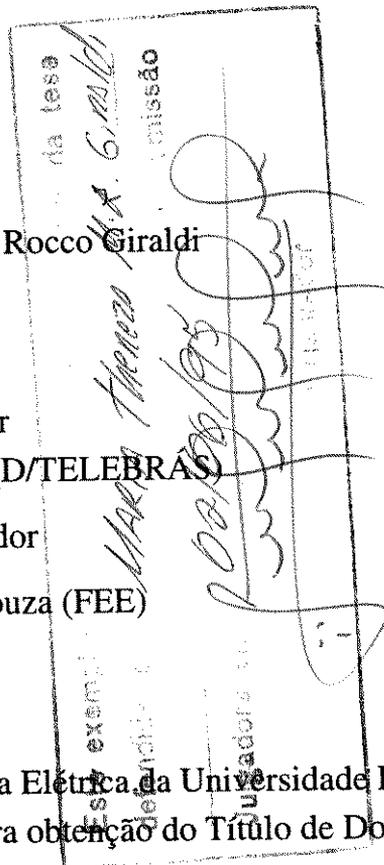
Maria Thereza Miranda Rocco Giraldo

Orientador

Dr. Sergio Celaschi (CPqD/TELEBRAS)

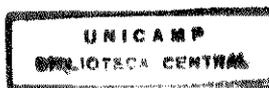
Co-Orientador

Dr. Rui Fragassi Souza (FEE)



Tese apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos para obtenção do Título de Doutor em Engenharia Elétrica.

Campinas, Junho de 1995.



9514653

## AGRADECIMENTOS

- . Ao Dr. Sergio Celaschi pela sugestão do tema, pela orientação e por ter acreditado neste trabalho.
- . Ao CPqD da TELEBRÁS por permitir a realização deste trabalho em suas dependências e pelo apoio financeiro.
- . Ao DMO/FEE/UNICAMP pela possibilidade de realizar o doutorado no Brasil.
- . A todos os integrantes do Seção de Dispositivos e Fibras Ópticas do CPqD da TELEBRÁS e em especial aos pesquisadores João Baptista Rosolém e Danilo Dini pelas discussões e ajuda em vários momentos do desenvolvimento deste trabalho.
- . Aos pesquisadores Jorge Salomão Pereira e Antonio Carlos Bordeaux Rego do CPqD da TELEBRÁS que permitiram e nos ajudaram muito na realização das medidas de largura de linha.
- . Ao CNPq pelo apoio financeiro.
- . Ao CEFET/PR, na pessoa do Prof. Hypólito Kalinowski, pelo apoio financeiro, sem o qual teria sido impossível terminar este trabalho.
- . Ao meu grande companheiro, Gilson, que com todo o seu amor e carinho sempre presentes, me ouviu, acalentou e incentivou sempre.
- . À minha mãe, com quem sempre pude contar e às minhas irmãs Lí e Ti, que mesmo de longe, sempre me apoiaram e incentivaram.
- . À minha querida amiga Cida, que apesar da grande distância, sempre acreditou em mim.
- . Ao grande João, amigo de todas as horas.
- . Ao Juninho, também distante, porém presente.
- . À Zezé, pela força, pelos papos e acima de tudo pela grande amizade.
- . À Mercê, pela amizade e paciência.
- . Aos amigos do DMO, Luiza, Helder, Marcelo, Rubem, Carlos e Claudio pelas discussões e apoio.

*Ao meu companheiro Gilson,  
À memória de meu pai, Oswaldo,  
À minha mãe, Julia e  
Às minhas irmãs, Lú e Ti.*

# Conteúdo

<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Mecanismos de Emissão e Absorção em Fibras Dopadas com Érbio</b>	<b>11</b>
2.1 Introdução	11
2.2 Os Íons de Terra Rara	12
2.3 Características do Íon de Érbio	15
2.4 Influência do Material Hospedeiro	20
2.5 Influência da Concentração de Íons de Terra Rara	22
<b>3 Modelamento de um Laser Sintonizável a Fibra Dopada com Érbio na Configuração em Anel</b>	<b>24</b>
3.1 Introdução	24
3.2 Modelamento da Potência da Emissão Espontânea Amplificada (ASE) e da Potência de Bombeio ao longo do comprimento da fibra dopada	26
3.3 Modelamento do Laser Sintonizável a Fibra Dopada com Érbio na configuração em anel	42
3.4 Figura de Mérito	52
3.5 Modelamento da Sintonia Espectral do Laser a Fibra na Configuração em Anel	64
<b>4 Montagem do Laser Sintonizável a Fibra Dopada com Érbio na Configuração em Anel</b>	<b>66</b>
4.1 Introdução	66
4.2 Componentes do Laser a Fibra Dopada com Érbio	67
4.2.1 A Fibra Dopada com Érbio	68
4.2.2 O Laser de Bombeio	69
4.2.3 O Acoplador WDM	75
4.2.4 O Filtro Passa-Banda Sintonizável	78
4.2.5 O Controlador de Polarização	79
4.2.6 O Isolador Óptico	79
4.2.7 As Emendas por Fusão	80
4.3 Montagem do Laser Sintonizável a Fibra Dopada com Érbio na Configuração em Anel	81
4.3.1 Montagem do Laser a Fibra Dopada em Cavidade com Alta Perda	82
4.3.2 Montagem do Laser a Fibra Dopada em Cavidade com Baixa Perda	82
4.3.3 A Montagem Definitiva	83
4.4 Montagem da Caixa Metálica	85
<b>5 Medidas Experimentais Realizadas e Comparação com os Resultados Teóricos Obtidos</b>	<b>88</b>
5.1 Introdução	88
5.2 Medidas Realizadas e Comparação com o Modelo Teórico	89
5.2.1 Medidas Realizadas com a Montagem em Cavidade com Alta	

Perda descrita no item 4.3.1	89
5.2.2 Medidas Realizadas com a Montagem em Cavidade com Baixa Perda descrita no item 4.3.2	99
5.2.3 Medidas Realizadas com a Montagem Definitiva descrita no item 4.3.3	104
5.3 Medida da Largura de Linha do Laser a Fibra Dopada	106
5.4 Medidas dos Espectros de Fluorescência e ASE da Fibra Dopada ErAl-029	110
5.4.1 Medida do Espectro de Fluorescência da fibra dopada ErAl-029	110
5.4.2 Medida do Espectro de ASE da fibra dopada ErAl-029	111
<b>6 Conclusões</b>	113
<b>Referências</b>	117
<b>Apêndice A - Detalhes do Modelamento de um Laser Sintonizável a Fibra Dopada com Érbio na Configuração em Anel</b>	124
A.1 Dedução dos Coeficientes de Ganho e Absorção da Potência de ASE e de Absorção da Potência de Bombeio	124
A.2 Dedução do Ganho Máximo Disponível	127
A.3 Dedução da Condição de Oscilação de um Laser Sintonizável a Fibra Dopada na Configuração em Anel	129
A.3.1 Condição de Oscilação Unidirecional	129
A.3.2 Condição de Oscilação Bidirecional	130
<b>Apêndice B - Trabalhos Publicados e Submetidos a Publicação em Congressos e Revistas</b>	132

## SUMÁRIO

Neste trabalho foram desenvolvidas três montagens de um laser sintonizável a fibra dopada com Érbio<sup>+3</sup> na configuração em anel visando analisar e estudar suas diversas características tais como: comportamento espectral, potência de saída, eficiência de emissão, potência de limiar, largura de linha, estabilidade térmica, temporal e espectral e sintonia espectral; comparar os resultados teóricos, obtidos com o modelo utilizado, aos resultados experimentais e buscar uma forma de otimização do projeto e construção deste tipo de laser.

O modelamento do laser sintonizável a fibra dopada com Érbio<sup>+3</sup> na configuração em anel, foi realizado utilizando - se as deduções analíticas de Pfeifer, Schmuck e Büllow. Este modelo foi estendido para incluir as perdas na entrada do laser em anel e para explicitar a dependência da eficiência de emissão, da potência de limiar e conseqüentemente da potência de saída do laser com o comprimento normalizado da fibra dopada. Para modelar a propagação da emissão espontânea amplificada (ASE) e da potência de bombeio ao longo da fibra dopada utilizou - se a teoria de Desurvire e Simpson. Outras contribuições do presente trabalho são o modelamento da sintonia espectral do laser em anel e a definição de uma *Figura de Mérito* e de um processo de otimização da mesma que permitem a obtenção de máxima potência de saída para uma determinada potência de bombeio, através da otimização da refletividade do anel e do comprimento normalizado da fibra dopada.

## ABSTRACT

Three tunable Erbium-doped fiber ring lasers were assembled concerning the study and analysis of several characteristics such as: spectral behaviour, output power, slope efficiency, pump threshold power, linewidth, spectral, temporal and thermal stabilities and tunability. Theoretical results were compared to experimental data aiming to optimize the design and assembly of fiber ring lasers.

The tunable Erbium-doped fiber ring laser was modeled using Pfeiffer's, Schmuck's and Büllow's analytical model. Pfeiffer's et al's model was extended to include the laser input loss and to explicit the slope efficiency, pump threshold power and output power dependency on the doped-fiber normalized length. The amplified spontaneous emission and pump power propagation were modeled using Desurvire's and Simpson's model. In the present work, the spectral tunability was modeled and a Figure of Merit and its optimization procedure were defined in order to obtain an optimized design and assembly of such fiber ring lasers.

# CAPÍTULO 1

## Introdução

Surpreendentemente, o conceito de laser a fibra dopada foi demonstrado logo após a invenção do laser. O primeiro laser a fibra dopada com terra rara data de 1963 e foi demonstrado por Koester e Snitzer<sup>[1]-[5]</sup> (American Optical Company). O trabalho de Koester e Snitzer demonstra que fibras dopadas com neodímio poderiam ser usadas como meio de ganho em um laser a fibra. Este laser emitiu em 1060 nm e foi bombeado com uma lâmpada de "flash". Vários anos se passaram até que na década de 70, quando a pesquisa em Comunicações Ópticas começava a se desenvolver e a necessidade de novas fontes ópticas se tornou importante, Stone e Burrus (Bell Laboratories) descreveram o primeiro laser a fibra dopada com neodímio bombeado por diodo laser<sup>[1]-[5]</sup>. Este laser emitia na região de 1060 nm. Estes resultados apareceram na mesma época em que a primeira fibra óptica em sílica se tornou disponível para uso em Comunicações Ópticas<sup>[5]</sup>, porém este trabalho era muito avançado em relação às

pesquisas desenvolvidas naquela época e não despertou muito interesse na comunidade científica.

Mais uma década se passou, até que, em 1985<sup>[1]-[5]</sup>, Payne e Mears, entre outros (Universidade de Southampton), demonstraram um laser a fibra dopada com neodímio com um limiar para emissão laser bastante reduzido (0,6 mW de potência de bombeamento absorvida), emitindo em 1060 nm e bombeado por um diodo laser de GaAlAs. O trabalho de Payne et al só foi possível devido ao pré-desenvolvimento de fibras ópticas monomodo com baixa perda. A partir deste trabalho, o potencial dos lasers monomodo a fibra dopada com terra rara foi reconhecido mundialmente, pois ficou demonstrado que a já bem estabelecida tecnologia de fibra óptica poderia ser utilizada na geração de um novo e versátil meio laser, o qual serviria para o desenvolvimento de diversos componentes para Sistemas de Comunicações Ópticas<sup>[1],[2]</sup>.

Com o desenvolvimento de fibras dopadas com Érbio<sup>+3</sup>, bombeadas no comprimento de onda de 807 nm, apresentadas por Millar e colegas<sup>[5]</sup> (British Telecom) em 1987, o interesse nestas fibras se espalhou rapidamente. Porém, foi em 1988 que Snitzer, entre outros<sup>[5]</sup> (Polaroid) demonstraram o potencial do bombeamento em 1490 nm e a importância comercial de lasers e amplificadores a fibra dopada com Er<sup>+3</sup><sup>[5]</sup>. A partir de então, um número crescente de publicações tem aparecido na literatura mundial, mostrando o grande interesse despertado pela tecnologia de fibra dopada. Atualmente, existem, na literatura, diversas configurações de lasers a fibra dopada com Érbio<sup>+3</sup><sup>[6]-[8]</sup>. A seguir descreve - se o esquema e a importância de algumas delas.

Um laser a fibra necessita fundamentalmente de uma fonte óptica de bombeamento para ativar a fibra dopada, e de algum tipo de componente que faça a realimentação óptica do sinal, isto é, retorne o sinal à cavidade com ganho para induzir oscilação laser. A potência de bombeamento é absorvida pela fibra dopada que emite espontaneamente o sinal. Este sinal é amplificado à medida que se propaga pela fibra dopada e que a potência de bombeamento seja mantida o

suficiente para inverter a população na fibra. Quando a potência de limiar para oscilação laser é atingida, isto é, quando o ganho se iguala às perdas na cavidade, o dispositivo começa a oscilar. A potência de saída da emissão laser é diretamente proporcional à potência de bombeamento em excesso acima da potência de limiar necessária para induzir oscilação no meio com ganho<sup>[1]</sup>. A estrutura básica que permite emissão laser está mostrada na Fig. 1.1, onde os espelhos e a fibra dopada agem como um ressonador de Fabry-Perot<sup>[9]</sup> com ganho. A realimentação óptica deve - se aos espelhos montados diretamente em cada extremidade da fibra dopada. As refletividades dos espelhos, nos comprimentos de onda do sinal e bombeamento, devem ser cuidadosamente escolhidas para maximizarem a potência de saída da emissão laser. O espelho 1 deve, portanto, ser altamente transparente ao bombeamento para garantir que esta radiação seja eficientemente acoplada ao meio laser. Este espelho deve ser ainda, altamente reflexivo no comprimento de onda do sinal para a realimentação óptica<sup>[1],[6],[9]</sup>. Já, o espelho 2, deve ser reflexivo ao comprimento de onda de bombeamento, pois a radiação, neste comprimento de onda, que não foi absorvida na primeira passagem pela cavidade, deve voltar a esta para ser reaproveitada e, portanto, não desperdiçar a potência de bombeamento. Assim, nesta configuração, o espelho de saída deve possuir uma alta refletividade no comprimento de onda de bombeamento, para gerar dupla passagem desta radiação na cavidade e maior absorção. A refletividade do espelho 2, no comprimento de onda da oscilação laser, afeta a potência de limiar e a inclinação da curva de eficiência<sup>[1],[6],[9]</sup>. Nota - se que não há necessidade de injeção de sinal à cavidade para a oscilação laser<sup>[10]</sup>. Este dispositivo opera em onda contínua (CW) e o seu espectro consiste de um grande número de modos longitudinais<sup>[9]</sup>.

Um problema sério no tipo de configuração apresentada na Fig. 1.1 são as interfaces fibra/espelho<sup>[1],[6]</sup>. As fibras ópticas devem ser cuidadosamente preparadas para serem utilizadas pois, qualquer uma das imperfeições ilustradas na Fig. 1.2, levam a perdas indesejáveis na cavidade<sup>[1],[6]</sup>. Outro tipo de perda na

interface fibra/espelho está mostrada na Fig. 1.3. A fibra deve ser montada com seu eixo perpendicular ao plano do espelho, e não deve haver separação na interface fibra/espelho. Qualquer uma das situações mostradas na Fig. 1.3, leva novamente, a perdas não desejadas<sup>[1],[4]</sup>.

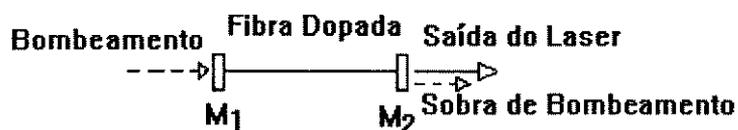


Fig. 1.1 - Esquema básico de um laser a fibra dopada, onde  $M_1$  e  $M_2$  representam os espelhos 1 e 2, respectivamente.



Fig. 1.2 - Imperfeições na clivagem da fibra dopada.

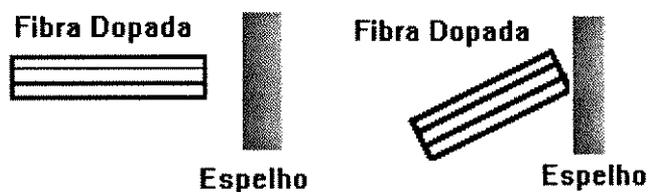


Fig. 1.3 - Imperfeições na colocação da fibra dopada junto ao espelho.

O laser que está mostrado na Fig. 1.1, emite um espectro altamente multimodo de frequências e não é sintonizável. Uma maneira de torná-lo

monomodo e sintonizável é a utilização de uma grade de difração no lugar do espelho de saída<sup>[11],[12]</sup>, como mostra a Fig. 1.4. A grade de difração pode permitir a realimentação óptica de apenas um modo do laser, forçando-o a oscilar em regime monomodal. O divisor de feixe permite que parte da potência óptica seja emitida. Com o movimento angular da grade de difração, consegue - se a sintonia em comprimento de onda; isto é, faz - se com que a grade selecione um comprimento de onda diferente, dependendo da posição em que o campo óptico incida nesta grade<sup>[11],[12]</sup>.

Outro tipo de grade de difração utilizada em laser a fibra é o refletor de Bragg<sup>[1],[13]-[19]</sup>, depositado na própria fibra dopada ou em uma fibra monomodo a ela emendada. A luz incidente na fibra com esta grade é parcialmente transmitida e refletida. A amplitude da luz refletida é uma superposição de todas as componentes de amplitude individuais. A condição de Bragg é satisfeita quando todos os pontos em uma grade refletem em fase. A refletividade do dispositivo é então, um máximo<sup>[1]</sup>. Quando se usa refletores de Bragg externos, consegue - se obter sintonia em comprimento de onda, da mesma forma como está descrito acima para grades de difração.

Por existirem diversas desvantagens na utilização de espelhos como elementos refletores em lasers a fibra, Kimura et al<sup>[20]</sup> apresentaram um esquema de laser a fibra onde não se utilizam espelhos. A oscilação laser é obtida com os 4 % de refletividade da face clivada de saída da fibra dopada (devido à reflexão de Fresnel entre a fibra dopada e o ar) de um lado e com os quase 100 % de refletividade da face de saída do laser de bombeamento. Porém, neste esquema, o nível máximo de potência de saída do laser a fibra é baixo (1 mW) bem como sua eficiência (6,25 %). Como a utilização de grade de difração torna o laser a fibra bastante robusto e de difícil integração com os elementos de Sistemas de Comunicações Ópticas e a deposição dos refletores de Bragg em fibra óptica exige tecnologia bastante avançada, precisa e de difícil domínio, torna - se, então necessária a utilização de outro tipo de montagem do laser a fibra que empregue

um dispositivo que não necessite de espelho ou grade de difração. Este é o caso do acoplador direcional que, quando utilizado como espelho em um laser a fibra, faz com que este dispositivo seja montado na configuração em anel. Uma das maiores vantagens da utilização do acoplador direcional em lasers a fibra é a compatibilidade com os dispositivos utilizados em Sistemas de Comunicações por Fibra Óptica. Os acopladores, por serem confeccionados em fibra óptica, permitem grande integração entre os componentes do anel. Outra importante vantagem é que as perdas na cavidade podem ser significativamente reduzidas.

Os lasers a fibra que utilizam acopladores direcionais para formarem o anel, empregam diversos tipos de esquemas. Existem lasers em anel que empregam apenas um acoplador direcional, com<sup>[21],[22]</sup> e sem<sup>[23]</sup> outros componentes dentro do anel, além da fibra dopada. E lasers em anel que empregam mais de um acoplador direcional e diversos componentes. As estruturas mais simples destes tipos de lasers a fibra utilizam, geralmente, isoladores ópticos, filtros ópticos e controladores de polarização como componentes do anel, além da fibra dopada e dos acopladores direcionais<sup>[24]-[35]</sup>. Existem ainda, outros tipos de lasers em anel, que usam vários acopladores direcionais, tais como os que empregam filtro acústico-óptico como elemento de sintonia<sup>[36]</sup>, lasers que possuem uma estrutura bastante diversa das usuais<sup>[37],[38]</sup>, e os que conseguem obter oscilação laser em mais de um comprimento de onda<sup>[39],[40]</sup>. Os lasers a fibra fabricados com os acopladores

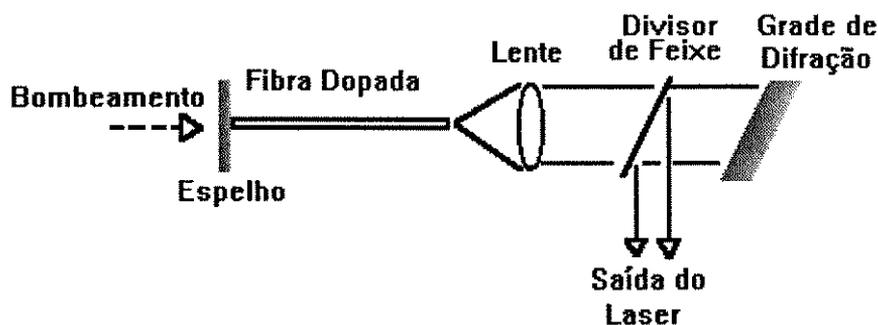
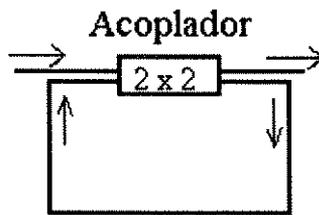
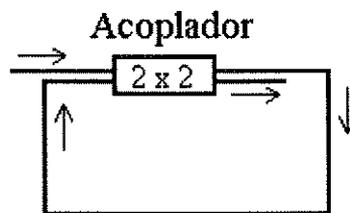


Fig. 1.4 - Esquema básico de um laser a fibra dopada com grade de difração como elemento de sintonia.



(a)



(b)

Fig. 1.5 - Esquemas de acopladores direcionais ou WDM utilizados em lasers a fibra dopada.

direcionais na configuração em anel mostrada na Fig. 1.5, utilizam os acopladores. A escolha de uma entre as duas configurações mostradas na Fig. 1.5 depende, exclusivamente, da razão de acoplamento do acoplador direcional que será utilizado. Existem ainda, outros tipos de laser a fibra diferentes dos descritos acima, como os que utilizam os ressoadores a fibra Fox-Smith<sup>[6],[41]</sup>, que consistem de um acoplador 2 x 2 onde três de suas quatro fibras possuem espelhos em suas pontas; os lasers a fibra dopada com Érbio<sup>+3</sup> superfluorescentes<sup>[42],[43]</sup>; os que utilizam outros elementos de terra rara, com ou sem Érbio<sup>+3</sup> como dopante<sup>[44]-[46]</sup>, entre outros.

Em um laser a fibra dopada existe a possibilidade de se obter conjuntamente uma simples, precisa e larga faixa de sintonia<sup>[25]-[32]</sup> (até 70 nm), largura de linha bastante estreita<sup>[31]-[33]</sup> (da ordem de dezenas de kHz), alta

potência óptica de saída<sup>[16],[29]</sup> (superior a 1mW) e operação em modo único. Ball et al<sup>[12]</sup> conseguiram desenvolver um laser a fibra dopada, monomodo, com uma largura de linha de 47 kHz, emitindo potência óptica até 5mW. Mizrahi et al<sup>[16]</sup> demonstraram a aplicação de um laser monomodo a fibra dopada (potência óptica em torno de 10 mW) em sistemas de transmissão com altas taxas (5 Gbits/s). Maeda et al<sup>[25]</sup> apresentaram um laser sintonizável a fibra possuindo uma largura de linha inferior a 100 kHz, operando em modo único e sintonizável em uma faixa de 45 nm. Schmuck et al<sup>[26],[28]</sup> conseguiram obter sintonia numa faixa de 44 nm com um laser a fibra na configuração em anel, cujo modo de operação apresentou largura de linha inferior a 10 kHz. Poulsen e Sejka<sup>[29]</sup> demonstraram um laser sintonizável a fibra dopada com Érbio<sup>+3</sup> emitindo até 14 mW de potência óptica numa faixa de sintonia de 42 nm, cujo único modo de operação apresentou largura de linha de 6 kHz. Zyskind et al<sup>[31],[32]</sup> apresentaram um laser a fibra monomodo na configuração em anel cuja largura de linha foi de 5,5 kHz e faixa de sintonia de 45 nm. Iwatsuki et al<sup>[33]</sup> conseguiram demonstrar o laser a fibra monomodo na configuração em anel com a menor largura de linha (1,4 kHz) obtida até hoje. Smith et al<sup>[36]</sup> apresentaram um laser sintonizável, operando em modo único, com largura de linha de 10 kHz e uma faixa de sintonia de 40 nm. Poulsen e Sejka<sup>[29]</sup> e Zyskind et al<sup>[31],[32]</sup> conseguiram obter lasers monomodo com larguras de linha estreitas empregando controladores de polarização, isoladores ópticos e dois filtros Fabry-Perot no anel, além da fibra dopada. Um filtro é responsável pela sintonia e o outro pela operação em modo único. Schmuck et al<sup>[26],[28]</sup> e Iwatsuki et al<sup>[33]</sup> obtiveram operação monomodo, e estreitas larguras de linha, utilizando um controlador de polarização (Iwatsuki et al<sup>[33]</sup> empregaram uma fibra que mantém polarização), um isolador óptico e apenas um filtro óptico no anel. Smith et al<sup>[36]</sup> utilizaram controladores de polarização, isolador óptico e um filtro acústico-óptico no anel para obter a estreita largura de linha de 10 kHz. Estes são alguns exemplos que demonstram a possibilidade de obtenção de, pelo menos, duas das características de operação

em modo único, alta potência de saída, baixa largura de linha e grande faixa de sintonia através da utilização de lasers a fibra dopada. A facilidade, portanto, em converter a emissão de um laser de bombeamento, que se caracteriza por possuir baixa qualidade modal e temporal, em uma emissão altamente coerente, monomodo e sintonizável em uma larga faixa do espectro, torna os lasers a fibra bastante atraentes à utilização em Sistemas de Comunicação por Fibra Óptica, sensores a fibra e instrumentação<sup>[1]</sup>.

Os objetivos do presente trabalho são: 1) Construir um laser sintonizável a fibra dopada com Érbio<sup>+3</sup>, na configuração em anel, visando analisar suas diversas características, tais como: comportamento espectral, potência de saída, eficiência de emissão, potência de limiar de oscilação, estabilidades temporal, espectral e térmica e largura de linha; 2) Comparar os resultados experimentais aos resultados teóricos obtidos com o modelo que será descrito no Capítulo 3; 3) Buscar uma forma de se otimizar o projeto e a construção do laser e, 4) Estudar a sintonia espectral deste dispositivo.

Neste trabalho, se optou pela construção de um laser sintonizável a fibra dopada com Érbio<sup>+3</sup>, devido à disponibilidade deste tipo de fibra dopada no CPqD (Centro de Pesquisa e Desenvolvimento) da TELEBRÁS. A configuração em anel foi escolhida dada a disponibilidade de acopladores ópticos WDM ("Wavelength Division Multiplex") produzidos também no CPqD da TELEBRÁS. Optou - se ainda, por utilizar apenas um acoplador WDM no anel, como será visto no Capítulo 4, para se reduzir as perdas na cavidade, visando - se à obtenção de níveis de potência superiores a 0 dBm e uma ampla faixa de sintonia.

Esta dissertação é formada por 6 Capítulos. O Segundo Capítulo descreve os mecanismos de emissão e absorção na fibra dopada com Er<sup>+3</sup>. O Capítulo 3 apresenta o modelamento da propagação das potências de emissão espontânea amplificada (ASE) e de bombeamento ao longo do comprimento da fibra já descrito por E. Desurvire e J. Simpson na referência [47]. É apresentado, ainda

no Capítulo 3, o modelamento de um laser sintonizável a fibra dopada com Érbio<sup>+3</sup> na configuração em anel, conforme dedução de Pfeifer et al nas referências [27] e [48]. Este modelo é estendido em dois aspectos: Primeiro, para se explicitar a dependência da eficiência, da potência de limiar de oscilação e conseqüentemente, da potência de saída do laser em anel com o comprimento normalizado da fibra dopada, através do ganho máximo disponível. E segundo, para incluir o fator de transmissão que descreve as perdas na entrada do laser em anel. Outras contribuições do presente trabalho são: 1) Definição de uma Figura de Mérito<sup>[49]</sup> e de um processo de otimização desta Figura de Mérito de modo a permitir o projeto e a construção de um laser a fibra que emita potência de saída maximizada para uma determinada potência de bombeamento; 2) Apresentação do modelamento da sintonia espectral de um laser a fibra, discutindo - se sua aplicabilidade. No Capítulo 4, é descrita a função de cada componente do laser em anel. Apresenta - se também, a montagem de dois lasers sintonizáveis a fibra dopada e a montagem final, que foi colocada em uma caixa metálica com alimentação da rede (110 V<sub>AC</sub>). Os resultados experimentais obtidos são apresentados no Capítulo 5, e quando possível, comparados aos resultados teóricos obtidos com o modelamento. Finalmente, no Capítulo 6 encontram - se as conclusões e contribuições deste trabalho. Existem ainda, dois apêndices no final desta dissertação, onde são apresentados os detalhes do modelamento e os trabalhos publicados.

A partir deste Capítulo as siglas ASE e EEA serão, indistintamente, utilizadas para significar emissão espontânea amplificada. A sigla ASE vem do inglês "amplified spontaneous emission" e a sigla EEA aparece do português. Será, ainda, usado Er<sup>+3</sup> ou Er<sup>3+</sup> para significar os íons de Érbio trivalentes, novamente, sem distinção, a partir deste Capítulo.

# **CAPÍTULO 2**

## **Mecanismos de Emissão e Absorção em Fibras Dopadas com Érbio<sup>3+</sup>**

### **2.1- Introdução**

Neste Capítulo são apresentados os mecanismos de emissão e absorção em fibras ópticas dopadas com terras raras, principalmente os íons de Érbio<sup>3+</sup>. São investigadas as características básicas dos íons de terra rara, bem como a influência do material hospedeiro sobre estes íons e a própria concentração dos íons. Diversos conceitos serão introduzidos para facilitar a compreensão do presente trabalho nos próximos Capítulos. Este Capítulo se divide em cinco seções.

## 2.2 - Os Íons de Terra Rara

Os íons de terra rara possuem importantes características, as quais os distinguem de outros íons ópticamente ativos. Essas características são: emitir e absorver em faixas espectrais estreitas. Os comprimentos de onda das transições de emissão e absorção são relativamente insensíveis ao material hospedeiro. A intensidade das transições é fraca. Os tempos de vida dos estados meta-estáveis (estados excitados) são longos e as eficiências quânticas ( $\eta_q = \frac{h\nu_s}{h\nu_b}$ , onde  $h$  é a constante de Planck,  $\nu_s$  e  $\nu_b$  são as frequências de emissão de sinal e de bombeamento, respectivamente) tendem a ser altas. Todas estas propriedades resultam da natureza dos estados envolvidos nestes processos<sup>[1]</sup>.

As terras raras são divididas em dois grupos de 14 elementos cada. Os lantanídeos, que são caracterizados por preencherem o nível 4f e os actinídeos por preencherem o nível 5f. Esses elementos possuem diversas características eletrônicas em comum, porém a maioria dos actinídeos não possuem isótopos estáveis o bastante para aplicações em lasers a fibra dopada e amplificadores ópticos<sup>[1]</sup>. Nos íons lantanídeos, o nível de ionização trivalente (+3) é o mais estável e, portanto, a maioria dos dispositivos ópticos utilizam estes íons trivalentes. A ionização remove, preferencialmente, os elétrons dos níveis 6s e 5d.

A configuração eletrônica de uma terra rara trivalente (+3) é da forma  $[\text{Xe}]4f^{N-1}5s^25p^66s^2$ , onde  $[\text{Xe}]$  representa a configuração eletrônica de orbital fechado do Xenônio. Como pode ser visto, a configuração eletrônica destes íons é a mesma da estrutura do Xenônio com um número a mais de elétrons (de 1 a 14) no nível 4f. O espectro óptico dos íons trivalentes das terras raras no visível e infra-vermelho é uma consequência de transições entre estados do nível 4f<sup>[1]</sup>. Nesta configuração iônica, 1 e 2 elétrons são removidos dos orbitais 4f e 6s, respectivamente, uma consequência da sequência energética na

qual os elétrons preenchem as sub-camadas. Por outro lado, os  $N-1$  elétrons da camada  $4f$  são relativamente blindados contra a ação de campos externos devido aos orbitais mais externos  $5s$  e  $5p$ . Essa propriedade torna as linhas das transições  $4f \rightarrow 4f$  do laser de terra rara em material do estado sólido, relativamente finas. Outra consequência deste efeito de blindagem relativa é que as características espectroscópicas das transições  $4f \rightarrow 4f$  são pouco sensíveis ao tipo de material hospedeiro<sup>[50]</sup>. As características ópticas dos elementos terras raras serão ditadas pelo número de elétrons existentes no orbital  $4f$ <sup>[2]</sup>. A característica mais importante destes elementos, do ponto de vista das propriedades eletrônicas e ópticas, é a contração nos lantanídeos. Esta contração é uma consequência do efeito de blindagem imperfeita dos elétrons do nível  $4f$ , que leva a um aumento da carga efetiva do núcleo, à medida em que o número atômico, na série lantanídea, aumenta. A contração se refere ao decréscimo no tamanho atômico ou iônico, com o aumento do número atômico, e se deve à maior atração dos elétrons de camadas mais externas pelo núcleo que sofreu um aumento em sua carga nuclear<sup>[51]</sup>. Como resultado, os elétrons do nível  $4f$  se tornam muito mais firmemente ligados<sup>[1]</sup>.

Os parâmetros importantes para se estabelecer o uso das fibras dopadas com terra rara são: a intensidade e a energia de absorção e fluorescência. O espectro de absorção transmite informação segura sobre os comprimentos de onda de bombeamento possíveis e a habilidade de excitar íons de terra rara para níveis mais altos de energia. Dos níveis de energia mais altos, o elétron pode relaxar, transferindo seu pacote de energia para o estado inicial de forma radiativa ou não. A de-excitação (decaimento) não radiativa envolve a criação de fônons (vibração na rede), enquanto o decaimento radiativo pode acontecer de duas formas: através de emissão espontânea e através da emissão estimulada, que é o processo que permite a amplificação do sinal. A emissão estimulada ocorre quando um fóton incidente no meio, com energia igual à diferença de energia entre o estado inferior e o estado metaestável (excitado), promove a decaimento,

com a criação de um fóton em fase com o fóton incidente. A luz produzida na emissão estimulada exibe, portanto, coerência<sup>[2]</sup>. Para se identificar os possíveis comprimentos de onda onde ocorrerá a amplificação do sinal, utiliza-se, principalmente, o espectro de fluorescência, o qual apresenta um comprimento de onda (ou mais de um, dependendo do material hospedeiro) onde a fluorescência é máxima<sup>[2]</sup>. Através do espectro de fluorescência é possível se determinar a existência de ganho em determinado comprimento de onda.

Existem quatro importantes critérios para aplicações das transições radiativas trivalentes de terra rara em Comunicações Ópticas<sup>[50]</sup>:

A) A emissão da transição deve ser próxima de 1300 e 1550 nm, correspondendo, respectivamente, às janelas de transmissão de mínima dispersão e mínima perda nas fibras ópticas.

B) O comprimento de onda de bombeamento, deve se situar no infravermelho próximo, para que o laser de bombeamento seja compatível com as fontes compactas, que são os lasers semicondutores.

C) As transições de sinal e bombeamento devem estar livres do efeito de absorção do estado excitado (ESA).

D) A transição laser deve ser, ainda, caracterizada por um longo tempo de vida da fluorescência e por propriedades essencialmente radiativas.

O Érbio<sup>3+</sup> satisfaz aos critérios descritos acima.

Em fibras dopadas com Érbio<sup>3+</sup>, o efeito da absorção do estado excitado (ESA) ocorre em diversos comprimentos de onda entre 450 e 1060 nm. No efeito de ESA de bombeamento, o fóton é absorvido do estado excitado para um nível mais alto de energia, que possui um pequeno tempo de vida. Isto faz com que rapidamente ocorra uma relaxação para o nível meta-estável, através da geração de fônons na rede, decaimento não radiativo, portanto. No efeito de ESA de sinal, o fóton é absorvido do nível meta-estável para um nível superior que, novamente, possui um curto tempo de vida levando a um rápido decaimento não radiativo.

Assim, ambos os processos de ESA de bombeamento e de sinal resultam na perda de fótons, levando a uma redução no ganho da fibra dopada<sup>[50]</sup>.

### 2.3 - Características do Íon de Érbio

A Fig. 2.1 apresenta o diagrama de níveis de energia do  $\text{Er}^{3+}$  com as diversas transições para emissão laser em material hospedeiro cristalino (setas hachuradas) ou vidro (setas contínuas)<sup>[1]</sup>. No caso do  $\text{Er}^{3+}$ ,  $N = 12$ , e o orbital 4f contém 11 elétrons. Atualmente, a transição mais importante para Comunicações Ópticas é a transição entre os níveis  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ , a qual ocorre em 1550 nm<sup>[52],[53],[54]</sup>.

A transição  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  do  $\text{Er}^{3+}$ <sup>[1],[2],[50]</sup>, que é representada por um sistema de dois níveis, pode ainda ser simplificada por um sistema de três níveis onde, o nível mais baixo de emissão laser é o estado "fundamental" ou um nível tão próximo ao estado "fundamental" que possui uma população térmica significativa. Além disso, em sistemas de três níveis, existe ainda a absorção do sinal do estado "fundamental" para o nível superior de emissão laser, competindo com a emissão estimulada. Isto ocorre para o comprimento de onda de bombeamento de 1480 nm em fibras dopadas com Érbio<sup>3+</sup>, pois os níveis superiores de bombeamento e sinal quase coincidem<sup>[2]</sup>. Existe ainda a possibilidade de se bombear a fibra dopada com Érbio<sup>3+</sup>, com fótons cujos comprimentos de onda se encontram nas faixas de 800 e 980 nm. A transição  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  do  $\text{Er}^{3+}$ , gera uma banda de absorção, cujo pico se encontra em torno de 800 nm. A absorção em 800 nm (bastante distante da banda de emissão em 1550 nm) sugere a possibilidade de se obter altos níveis de potência de bombeamento com os diodos lasers de GaAsAl, os quais emitem nesta faixa de comprimento de onda. Porém o desempenho de lasers a fibra que emitem em 1550 nm, bombeados na faixa de 800 nm é baixo, pois a absorção do

bombeamento é fraca e a ESA de bombeamento, que ocorre na mesma região, é muito forte e portanto domina a absorção do bombeamento. A transição  $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$  do  $Er^{3+}$ , corresponde a uma banda de absorção em torno de 980 nm. Novamente, este comprimento de onda de bombeamento se encontra bastante distante da banda de emissão em 1550 nm. Lasers a fibra, bombeados na região de 980 nm, apresentam um excelente desempenho, com eficiências superiores a 50 %, em toda a faixa de sintonia, podendo emitir potências ópticas superiores a 200 mW<sup>[1]</sup>. Os amplificadores ópticos bombeados na região de 980 nm, apresentam figura de ruído próxima ao limite quântico de 3 dB e uma eficiência quântica de conversão superior a 90 %. Este ótimo desempenho é conseguido devido à intensa banda de absorção e à ausência total de ESA na região de 980 nm.

Um importante parâmetro necessário na caracterização de uma fibra dopada com Érbio<sup>3+</sup> é o comprimento de onda de bombeamento para que a fibra dopada seja eficiente em aplicações como laser a fibra ou amplificadores ópticos. O comprimento de onda de bombeamento mais eficaz para a emissão laser em 1550 nm é o de 980 nm, pois neste comprimento de onda se consegue obter maiores níveis de potência acoplada à fibra dopada quando comparado à faixa de 1480 nm e o processo de absorção está livre de ESA de bombeamento. Assim, como foi dito anteriormente, para aplicações em Comunicações Ópticas é necessário que o laser de bombeamento emita no infra-vermelho próximo, na região de 1550 nm, para que seja compatível com os lasers semicondutores. Mostra - se que o comprimento de onda ótimo nesta região, deve ser de 1475 nm<sup>[55]</sup>, pois neste comprimento de onda os íons de Érbio não possuem ESA de bombeamento nem de sinal.

Outros dois importantes parâmetros na caracterização da fibras dopadas com  $Er^{3+}$  são as seções eficazes de absorção e emissão. As seções eficazes representam a área efetiva na qual os íons de Érbio se distribuem e onde ocorrerão os processos de emissão estimulada (seção eficaz de emissão de sinal),

de emissão de bombeamento (seção eficaz de emissão de bombeamento), de absorção do sinal (seção eficaz de absorção de sinal) e de absorção do bombeamento (seção eficaz de absorção de bombeamento). Esses parâmetros são imprescindíveis na obtenção das potências de saturação de bombeamento e sinal, necessárias ao modelamento de um laser a fibra, como será mostrado no próximo Capítulo. Existem alguns métodos de obtenção destas seções eficazes, tais como<sup>[50],[56]</sup>: método de "cut-back"<sup>[50],[56]</sup>, que possui o grande defeito de ser um método destrutivo. Isto é, a fibra é destruída ao ser realizada a medida. Método de ganho-perda líquidos<sup>[50],[56]</sup>, o qual deve ser repetido diversas vezes para que a medida tenha consistência e reprodutibilidade. Método de Fuchtbauer-Ladenburg<sup>[50],[56],[57]</sup>, que é o método com o qual se obtém a seção eficaz de absorção mais precisa, sendo, portanto, o mais utilizado, apesar de super-estimar a relação entre as seções eficazes de absorção e emissão. Método de medida direta da seção eficaz de absorção<sup>[50],[56]</sup>, o qual possui diversas dificuldades, tais como, ser necessário que se conheça com exatidão a concentração e a distribuição dos íons de Érbio ao longo do raio da fibra e o perfil do modo de sinal. Além do bombeamento ter de ser monomodo para que se obtenha uma correta seção eficaz de absorção de bombeamento. E, finalmente, o método de saturação da fluorescência<sup>[50],[56]</sup>, que também possui dificuldades como o prévio conhecimento preciso da distribuição dos íons de Érbio e dos perfís dos modos de sinal e bombeamento. Portanto, ainda será necessário o desenvolvimento de novos métodos para se determinar, precisamente, as seções eficazes de absorção e emissão. Alguns dos métodos descritos acima se baseiam na obtenção dos espectros de absorção e fluorescência da fibra dopada em questão e, a partir dos quais se calcula as seções eficazes. Como é o caso, por exemplo, do método de Fuchtbauer-Ladenburg, que utiliza a equação:

$$\sigma^{a,e}(\lambda) = \frac{(\lambda^{a,e})_{\text{pico}}^4 I^{a,e}(\lambda)}{8\pi n^2 c \tau \int \Delta\lambda^{a,e} d\lambda} \quad (2.1)$$

Na equação (2.1),  $\sigma(\lambda)$  é a seção eficaz de absorção (a) ou emissão (e) no comprimento de onda  $\lambda$ ,

$\lambda_{\text{pico}}$  é o comprimento de onda de pico do espectro de absorção (a) ou fluorescência (e),

$I(\lambda)$  é a intensidade do espectro de absorção (a) ou fluorescência (e) no comprimento de onda  $\lambda$ ,

$n$  é o índice de refração do meio,

$c$  é a velocidade da luz no vácuo,

$\tau$  é o tempo de vida da fluorescência e

$\Delta\lambda$  é largura de linha do espectro de absorção (a) ou fluorescência (e).

Com a equação (2.1), se calcula as seções eficazes, a partir dos espectros de absorção e fluorescência<sup>[50],[56],[57]</sup>. No presente trabalho utilizou-se o método de Fuchtbauer-Ladenburg para a obtenção das seções eficazes de emissão e absorção devido ao conhecimento prévio dos espectros de fluorescência e absorção da fibra dopada utilizada e por ser o método que obtém a seção eficaz de absorção mais precisa.

O efeito de co-dopantes nas fibras dopadas com  $\text{Er}^{3+}$  influencia os espectros de absorção e fluorescência destas fibras, como mostra o exemplo da alumina ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) na Fig. 2.2. Na ausência de alumina, os espectros exibem dois picos bem definidos (curva A). À medida que a concentração de alumina cresce (curvas B, C e D), os espectros se tornam suavizados, o espectro de fluorescência se torna praticamente plano em torno de 1550 nm e o espectro de absorção aumenta de valor na região do comprimento de onda de bombeamento. Portanto, o efeito da alumina em fibras dopadas com  $\text{Er}^{3+}$  é de tornar plano o espectro de fluorescência e, por consequência, a sintonia de um laser a fibra como, também, aumentar a absorção no comprimento de onda de bombeamento<sup>[50]</sup>.

O sucesso dos amplificadores ópticos a fibra dopada com Érbio se deve, principalmente, ao longo tempo de vida do estado meta-estável ( $\sim 10$  ms). Este longo tempo permite a grande inversão de população necessária para alto ganho e

baixo ruído utilizando baixa potência de bombeamento; e impede distorção e "crosstalk" em amplificadores saturados, com frequências de modulação superiores a 100 kHz<sup>[1]</sup>. Um amplificador óptico com baixa inversão de população faz com que a relação entre o sinal e o ruído seja degradada devido ao aumento do ruído e portanto, faz com que a taxa de erro de bits deteriore, gerando o "crosstalk"<sup>[1]</sup>.

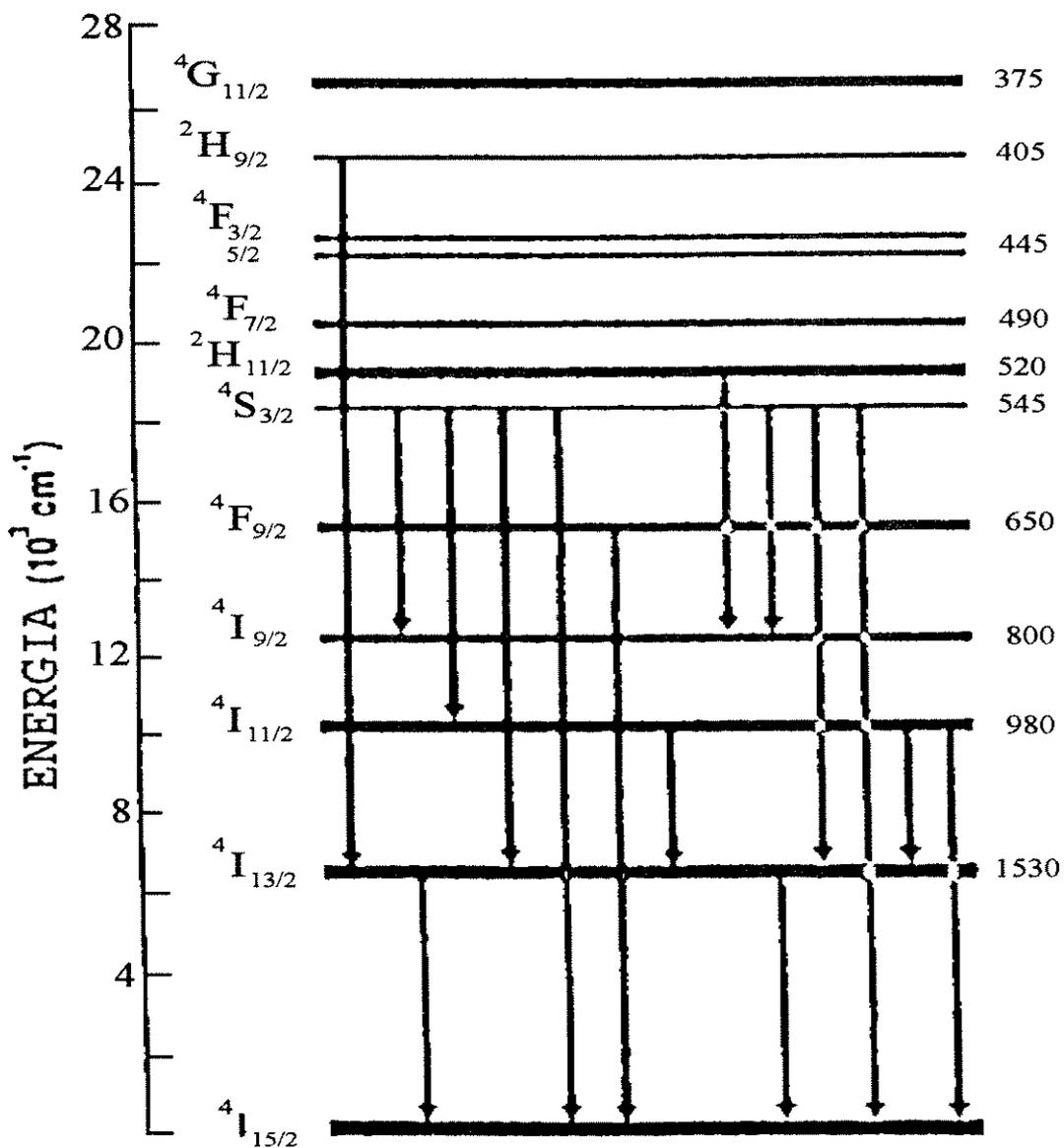


Fig. 2.1 - Níveis de energia do Er<sup>3+</sup>. As setas sólidas apresentam hospedeiro cristalino e as setas hachuradas apresentam o vidro como hospedeiro.

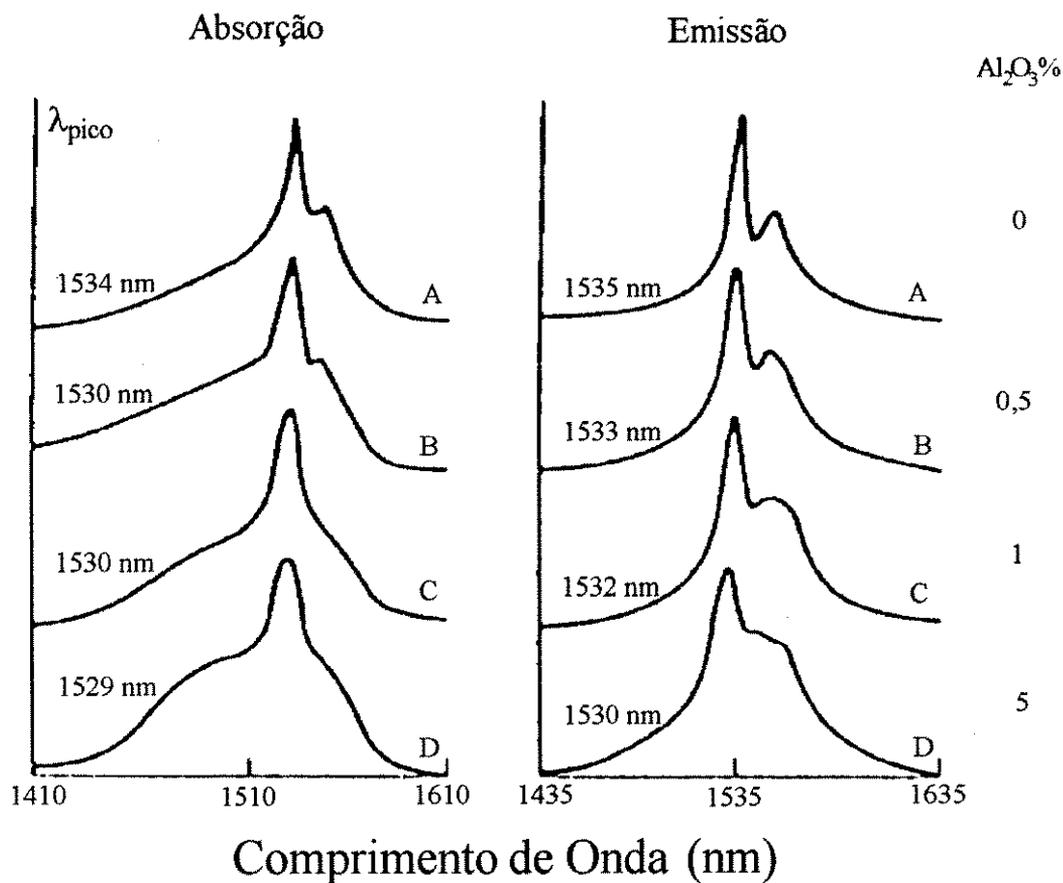


Fig. 2.2 - Efeito do co-dopante alumina nos espectros de absorção e emissão de um fibra dopada com  $\text{Er}^{3+}$ .

#### 2.4 - Influência do Material Hospedeiro

A sílica é o material hospedeiro para as fibras dopadas pois oferece diversas vantagens quando comparados a outros materiais de estado sólido (cristalinos, poli-cristalinos e cerâmicas). Estas vantagens incluem: transparência, baixa birefringência, alto limiar de dano óptico, resistência a choque térmico, baixo índice de refração não linear, alta capacidade de armazenamento de energia, boas propriedades mecânicas, grande variedade de composição, tamanho e forma, além do baixo custo<sup>[1],[50]</sup>.

A sílica é constituída por moléculas com ligações covalentes, que formam uma matriz desordenada, possuindo ligações com comprimentos e ângulos diferentes. Os íons de terra rara são geralmente modificadores das redes ou estão dispostos intersticialmente na rede da sílica<sup>[7]</sup>. O hospedeiro vítreo (sílica) causa dois efeitos nos níveis de energia dos íons de terra rara. O primeiro é o efeito de degenerescência ("Stark splitting") dos níveis, que pode ser removida pela distribuição não uniforme dos campos elétricos resultantes das ligações entre os átomos do material hospedeiro<sup>[7]</sup>. O segundo mecanismo é o de alargamento dos níveis de energia. Existem, fundamentalmente, dois mecanismos principais de alargamento. Um é o alargamento por fônon (vibração da rede), que atua em todos os íons de terra rara de forma similar e é portanto um alargamento homogêneo. O outro mecanismo de alargamento é causado pela perturbação dos níveis de energia devido aos campos elétricos do hospedeiro. A perturbação varia de um íon para outro dependendo da vizinhança, e, portanto, este é um alargamento não homogêneo<sup>[7]</sup>.

A magnitude e a natureza do alargamento espectral em um laser de estado sólido são características bastante importantes, pois o ganho, para um certo nível de potência de bombeamento, varia inversamente com a largura de linha espectral (magnitude). Já a natureza do mecanismo de alargamento influencia a extensão da saturação de ganho e a estrutura do espectro de emissão laser<sup>[7]</sup>.

As Figs. 2.3 e 2.4 apresentam as seções eficazes de absorção e emissão, respectivamente, para diferentes tipos de hospedeiros<sup>[1]</sup>. Como pode ser visto, a composição do hospedeiro possui certa influência na forma e na magnitude dos espectros. O pico das seções eficazes de absorção e emissão são determinados pelos espectros de absorção e fluorescência, respectivamente<sup>[1]</sup>. No caso da seção eficaz de absorção (Fig. 2.3), o pico de todos os espectros se encontra em torno de 1535 nm e a relação entre o maior pico (hospedeiro fosfato L28) e o menor (fluorozirconato ZBLAN) é inferior a 1,7. No caso da seção eficaz de emissão

(Fig. 2.4), os picos dos espectros se encontram em torno de 1530 nm, e a relação entre o maior pico (hospedeiro silicato L22) e o menor (sílica Al/P) é de 1,5.

Alguns compostos podem ser somados ao material hospedeiro como modificadores da rede. Esses modificadores de rede ( $Al^{3+}$ , por exemplo) são usados para tornar as ligações da rede mais fracas e, portanto, facilitar a incorporação dos íons de terra rara na sílica, pois o tamanho desses modificadores é substancialmente maior que os formadores básicos da rede<sup>[50]</sup>. Permitindo assim, a união dos íons de terra rara à sílica.

## 2.5 - Influência da Concentração de Íons de Terra Rara

Quando o nível de concentração dos dopantes é extremamente baixo, o estado "fundamental" da transição laser pode se tornar deserto se a densidade total de íons é inferior ao número de fótons incidentes. A amplificação do sinal fica limitada aos íons disponíveis, sendo portanto reduzida. Porém, existem dois problemas no vidro quando a concentração do dopante é bastante alta. O primeiro problema é o efeito de "quenching", isto é, a existência de relaxação radiativa cruzada entre íons terra rara adjacentes, levando à redução da população do nível superior da emissão laser. O segundo problema é a cristalização na matriz vítrea. A concentração de íons terra rara que podem ser incorporados à matriz vítrea sem que ocorra cristalização depende fundamentalmente do sistema do vidro.

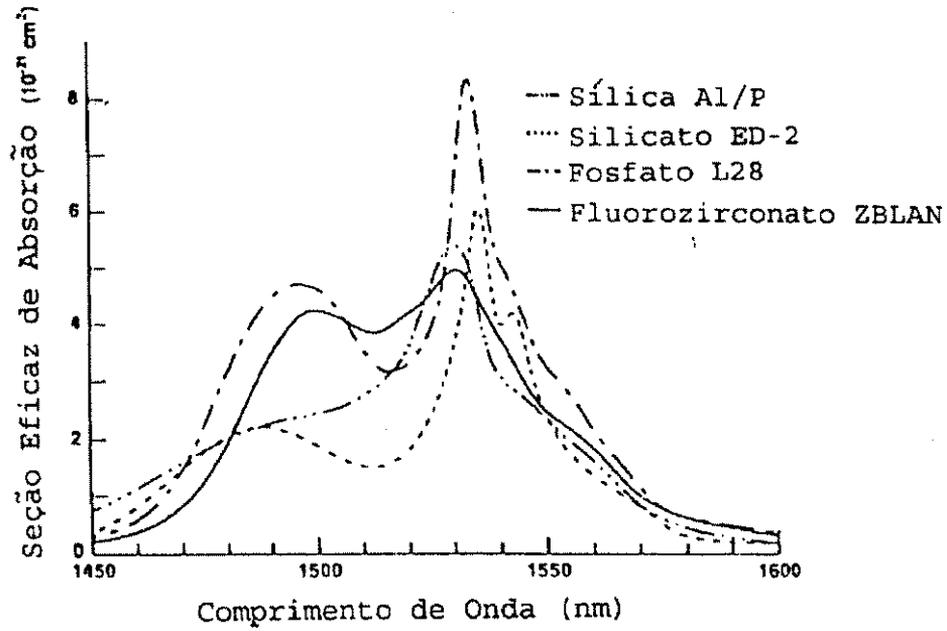


Fig. 2.3 - Espectros de seções eficazes de absorção para diversos tipos de vidros.

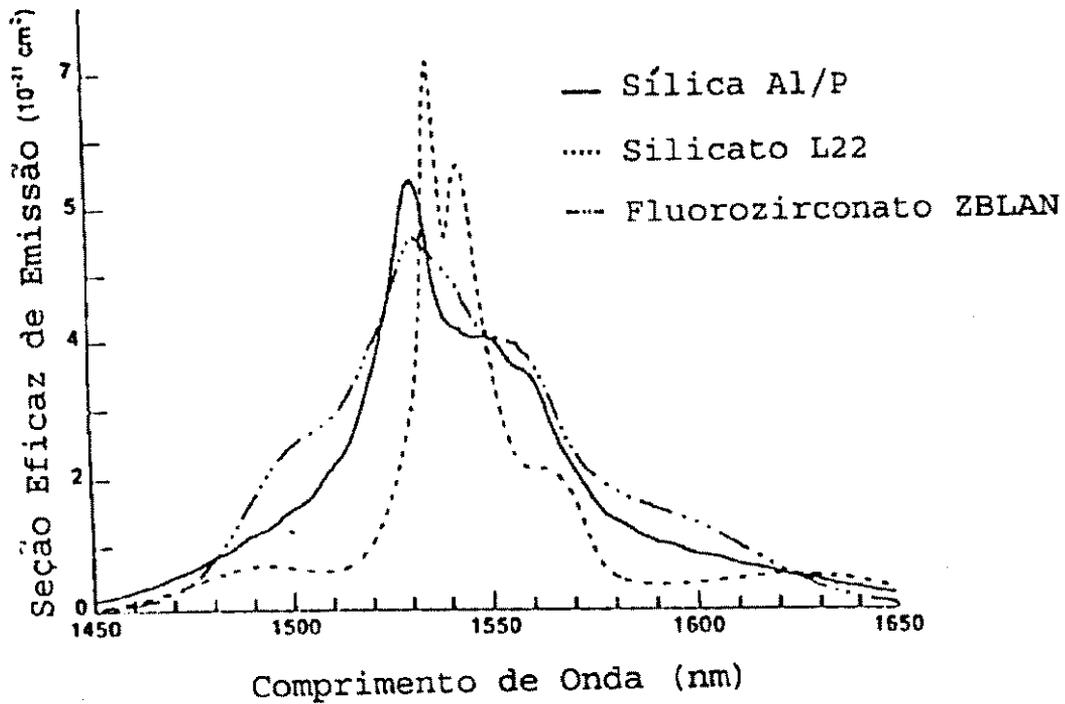


Fig. 2.4 - Espectros de seções eficazes de emissão de diversos tipos de vidros.

Outra consequência destes diferentes sítios para os íons terra rara é a de que as características de saída da oscilação laser são influenciadas pelo comprimento de onda exato do laser de bombeamento. Obviamente, portanto, existe um nível ótimo de dopante para se obter os melhores resultados de um laser. O aumento na concentração dos íons de Érbio<sup>3+</sup>, nas fibras dopadas utilizadas em lasers a fibra, deteriora significativamente o limiar de oscilação e a eficiência do dispositivo. A maioria dos lasers a fibra, cujo hospedeiro é a sílica, demonstrados na literatura, até hoje, são mais eficientes quando possuem no máximo, concentrações de dopantes em torno de uma centena de partes/milhão<sup>[1],[58]</sup>.

# CAPÍTULO 3

## Modelamento de um Laser Sintonizável a Fibra Dopada com Érbio<sup>+3</sup> na Configuração em Anel

### 3.1- Introdução

Neste Capítulo, o modelamento de um laser sintonizável a fibra dopada na configuração em anel é descrito a partir das equações de taxa que descrevem os mecanismos de absorção e emissão que ocorrem em uma fibra dopada com terra rara. Primeiramente, modela-se a propagação da emissão espontânea amplificada (ASE) e da potência de bombeamento ao longo do comprimento da fibra dopada, utilizando-se a dedução de Desurvire e Simpson em [47]. A seguir, o laser a fibra dopada com Érbio<sup>+3</sup> é modelado, através de um modelo analítico descrito por Pfeiffer, Büllow e Schmuck em [27] e [48]. Define-se, então, no presente trabalho uma Figura de Mérito<sup>[49]</sup> com a finalidade de se maximizar a potência de saída da oscilação laser para uma determinada potência de bombeamento. A partir

desta Figura de Mérito determina - se alguns dos diversos parâmetros do laser a fibra que otimizam o desempenho em potência dos dispositivos fabricados. É proposto um procedimento de otimização para facilitar a obtenção da Figura de Mérito maximizada. Finalmente, modela - se a sintonia do laser a fibra dopada com Érbio<sup>+3</sup> para diferentes níveis de potência de bombeamento. Este Capítulo está dividido em 5 seções.

Para se modelar a propagação da emissão espontânea amplificada (ASE) ao longo da fibra dopada, parte - se das características estatísticas da radiação para se obter a equação de taxa do valor esperado do número de fótons. Considera - se que a transição laser siga um perfil Lorentziano, assume - se que o comprimento da fibra dopada é longo o suficiente tal que o espaçamento entre os modos longitudinais seja pequeno comparado à largura de linha da transição laser e que o bombeamento se distribui uniformemente através do núcleo da fibra. A modelagem da propagação da potência de bombeamento ao longo da fibra dopada assume que o coeficiente de absorção neste comprimento de onda representa a propagação desta potência ao longo de um meio absorvente. No modelo de Desurvire e Simpson<sup>[47]</sup>, a evolução desta potência ao longo da fibra dopada está desacoplada da evolução das potências de ASE co-propagante e contra-propagante. O modelo descrito por Pfeiffer, Büllow e Schmuck<sup>[27],[48]</sup> utiliza equações analíticas que não consideram a amplificação da emissão espontânea (ASE), levando a um ganho super estimado na fibra dopada, como será visto nas seções 3.2 e 3.3. As equações de taxa que originaram este modelo<sup>[27],[48]</sup> consideram a saturação da absorção na fibra dopada. Deve - se obter precisamente as potências de saturação da fibra dopada para que o modelo consiga representar adequadamente as grandezas dependentes destas potências de saturação.

### 3.2 - Modelamento da Potência de Emissão Espontânea Amplificada (ASE) e da Potência de Bombeamento ao longo do Comprimento da Fibra Dopada

O modelamento que será descrito a seguir foi deduzido por Desurvire e Simpson em [47]. Para se modelar a potência de ASE que se propaga ao longo do eixo de propagação  $z$  da fibra dopada, considera-se o número médio de fótons  $\bar{n}(\nu_k)$ . Este número médio de fótons pode ser obtido dos estados quânticos do campo da radiação  $|n, \nu_k\rangle$  (número de estados do fóton), correspondentes aos "k" modos discretos da fibra na frequência  $\nu_k$  e com população modal de  $n$  fótons<sup>[47]</sup>.

Quando o material hospedeiro é o vidro, o campo cristalino vizinho causa a abertura dos níveis dos orbitais do Érbio<sup>+3</sup> (multiplete J) e variações sítio - a - sítio do campo, devido à natureza amorfa do vidro, resultando em um alargamento não homogêneo da transição, como foi comentado no Capítulo 2.

Considera-se um sistema de três níveis, como o que está mostrado na Fig. 3.1. Portanto, pode-se obter a probabilidade  $P_n(\nu_k)$  de se encontrar  $n$  fótons no estado  $|n, \nu_k\rangle$ , considerando-se a contribuição coletiva de todos os íons de Er<sup>+3</sup> nos processos de absorção e emissão na fibra dopada. Este processo coletivo pode ser tratado em termos da distribuição de probabilidade de se encontrar um átomo que absorva ( $p_a(\nu_k)$ ), ou emita espontaneamente ( $p_e(\nu_k)$ ), um fóton na frequência  $\nu_k$ <sup>[47]</sup>.

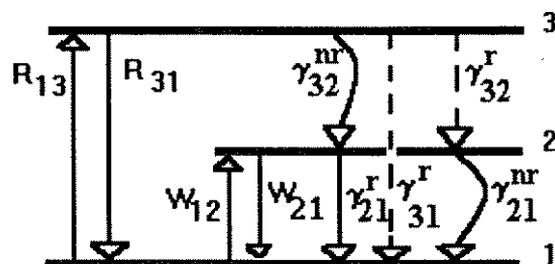


Fig. 3.1 - Diagrama de um sistema de três níveis, onde r e nr, representam decaimento radioativo e não radioativo, respectivamente.

Escreve - se a equação de taxa da probabilidade de se encontrar  $n$  fótons no estado  $\ln, \nu_k >$ <sup>[47], [59]</sup>, a partir dos estados excitados  $\ln - 1, \nu_k >$ ,  $\ln, \nu_k >$  e  $\ln + 1, \nu_k >$  do campo da radiação, assumindo - se que: foi considerado o alargamento da transição atômica causado pela emissão espontânea;  $P_n(\nu_k)$  descreve o estado do fóton e que esta teoria prevê apenas a distribuição do número instantâneo de fótons. Porém,  $P_n(\nu_k)$  é suficiente para descrever as principais características estatísticas da radiação<sup>[59]</sup>:

$$\frac{dP_n(\nu_k)}{dt} = N_1(n+1)p_a(\nu_k)P_{n+1}(\nu_k) + N_2np_e(\nu_k)P_{n-1}(\nu_k) - N_1np_a(\nu_k)P_n(\nu_k) - N_2(n+1)p_e(\nu_k)P_n(\nu_k) \quad (3.1)$$

onde,  $N_1$  é a densidade de população atômica total do nível "fundamental" ( ${}^4I_{15/2}$ ) e  $N_2$  é a densidade de população atômica total do estado excitado (meta - estável) da transição laser ( ${}^4I_{13/2}$ ).

O primeiro termo do lado direito da Eq. (3.1) significa absorção de um fóton pelos átomos do nível "fundamental"  $N_1$  para fazer com que o campo retorne ao estado excitado  $n$ , quando existem  $n + 1$  fótons excitados. O segundo termo representa a emissão de um fóton do nível meta-estável  $N_2$  para levar o campo para o estado excitado  $n$ , quando existem  $n - 1$  fótons excitados. O terceiro termo

representa a absorção de fótons pelos átomos do nível "fundamental"  $N_1$  e o último termo, a emissão de fótons pelos átomos do estado excitado  $n$ . O termo  $(n + 1)p_e(\nu_k)$  da Eq. (3.1) representa as emissões estimulada e espontânea, respectivamente<sup>[59]</sup>.

Como a distribuição térmica da população do nível fundamental ser finita à temperatura ambiente, e devido à distribuição inicial de população no nível superior ( ${}^4I_{13/2}$ ) ser determinada pelo decaimento não radiativo do nível de bombeamento (Fig. 3.1), assume - se que  $p_a(\nu_k)$  é diferente de  $p_e(\nu_k)$ <sup>[47]</sup>.

Multiplicando - se ambos os lados da Eq. (3.1) por  $n$  e somando - se em  $n$ , obtém - se:

$$\sum_n n \frac{dP_n(\nu_k)}{dt} = \sum_n \{N_2 p_e(\nu_k) [n^2 P_{n-1}(\nu_k) - n(n+1) P_n(\nu_k)] - N_1 p_a(\nu_k) [n P_{n+1}(\nu_k) - n^2 P_n(\nu_k)]\}$$

O que leva à expressão da equação de taxa para o valor esperado do número de fótons em  $\bar{n}(\nu_k)$ :

$$\frac{d\bar{n}(\nu_k)}{dt} = \sum_n n \frac{dP_n(\nu_k)}{dt} = N_2 p_e(\nu_k) [\bar{n}(\nu_k) + 1] - N_1 p_a(\nu_k) \bar{n}(\nu_k) \quad (3.2)$$

onde, o segundo termo do lado direito de (3.2) representa o ruído causado pela emissão espontânea.

Como (3.2) foi obtida de (3.1), nota - se que (3.2) só é válida se  $N_1$  e  $N_2$  não dependerem de  $n$ . Esta situação está bastante distante do regime de saturação da fibra dopada. Próximo ao regime de saturação, (3.2) é válida sob certas circunstâncias que serão discutidas mais à frente.

Cada transição em  $\nu_k$  ocorre na forma de linha finita  $\sigma(\nu_k, \Delta\nu_k)$  com largura  $\Delta\nu_k$ , devido ao alargamento homogêneo atômico, que depende do sítio e pode variar através do perfil não homogêneo<sup>[47]</sup>. O alargamento não homogêneo leva a

um alargamento da resposta total de um conjunto de átomos, pois os átomos ou grupos de átomos (pacote espectral) do mesmo conjunto possuem frequências de ressonância levemente diferentes na mesma transição. Como resultado, a resposta total é alargada devido ao alargamento das frequências centrais de cada átomo individual<sup>[60]</sup>. Numa transição não homogênea, quando o modo mais favorecido chega ao limiar e começa a oscilar, a saturação ocorre somente no pacote espectral centrado neste modo longitudinal. Com o aumento do bombeamento, a diferença de população e o ganho em outras frequências, devido a outros pacotes espectrais, podem aumentar. Por isso, outros modos longitudinais podem sucessivamente chegar ao limiar e começar a oscilar, podendo caracterizar, portanto, o laser alargado não homogêneo como multimodo<sup>[60]</sup>. Por simplicidade, aproxima-se  $\sigma(\nu_k, \Delta\nu_k) \approx \sigma(\nu_k, \Delta\nu_h)$ , onde  $\Delta\nu_h \geq 10$  nm é uma largura de linha homogênea efetiva.  $\sigma(\nu_k, \Delta\nu_h) \approx 1,8 \times 10^{-25}$  m<sup>2</sup> segue um perfil Lorentziano normalizado dado por<sup>[47],[61]</sup>:

$$\sigma(\nu_k, \Delta\nu_h) = \frac{\lambda_s^2}{4\pi^2 n_f^2 \tau \Delta\nu_h} \frac{1}{1 + 4 \left( \frac{\nu_s - \nu_k}{\Delta\nu_h} \right)^2} \quad (3.3)$$

onde,  $\lambda_s$  é o comprimento de onda médio do sinal,

$n_f$  é o índice de refração do meio e

$\tau$  é o tempo de vida do nível meta-estável.

A equação (3.3) foi obtida assumindo - se que a radiação emitida por uma transição espontânea ocupa uma banda de frequências finita.

Como a forma de linha finita  $\Delta\nu_h$  se sobrepõe às formas de linha das transições vizinhas em  $\nu_l \neq \nu_k$ , os coeficientes de absorção  $N_1 p_a(\nu_k)$  e emissão  $N_2 p_e(\nu_k)$  na eq. (3.2), devem ser substituídos pelas integrais de convolução abaixo<sup>[47],[61]</sup>:

$$g_a(v_k) = \int_{-\infty}^{\infty} N_1(v_k') p_a(v_k') \sigma(v_k - v_k') dv_k' \quad (3.4)$$

$$g_e(v_k) = \int_{-\infty}^{\infty} N_2(v_k') p_e(v_k') \sigma(v_k - v_k') dv_k' \quad (3.5)$$

As equações de taxa que governam a variação das densidades de população atômicas dos três níveis do Érbio<sup>3+</sup>, conforme a Fig. 3.1, são dadas por<sup>[47],[62]</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -(W_{12} + R_{13})N_1 + (W_{21} + \gamma_{21})N_2 + (R_{31} + \gamma_{31})N_3 \\ \frac{dN_2}{dt} &= W_{12}N_1 - (W_{21} + \gamma_{21})N_2 + \gamma_{32}N_3 \\ \frac{dN_3}{dt} &= R_{13}N_1 - (R_{31} + \gamma_{31} + \gamma_{32})N_3 \end{aligned} \quad (3.6)$$

onde,  $N_3$  é a densidade de população atômica total do nível de bombeamento,

$$R_{13} \text{ é a taxa de bombeamento sendo calculada pela expressão} \\ R_{13} = \frac{P_b(z)\Psi_b(x,y)\sigma_b^a}{h\nu_b} \quad (3.7)$$

$\sigma_b^a$  é a seção eficaz de absorção de bombeamento,

$h\nu_b$  é a energia dos fótons de bombeamento,

$W_{12}$  é a taxa de absorção do sinal,

$W_{21}$  é a taxa de emissão do sinal.

$R_{31}$  é a taxa de emissão estimulada entre os níveis de bombeamento e fundamental e assume - se  $R_{31} = R_{13}$ ,

$P_b(z)$  é a potência de bombeamento,

$\Psi_b(x,y)$  é o perfil do modo de bombeamento, com distribuição uniforme através do núcleo da fibra, correspondendo a um regime altamente multimodo sendo portanto, dado por

$$\Psi_b(x, y) \equiv \Psi_b(r) = s = \frac{1}{\pi a^2} \quad \text{para } r \leq a$$

$$0 \quad \text{para } r > a$$
(3.8)

onde,  $a$  é o raio do núcleo da fibra dopada,

$$\text{Assume - se que } W_{12} = W_{21} \equiv W,$$

onde,  $W$  é a probabilidade de emissão estimulada para o conjunto de íons de  $\text{Érbio}^{+3}$  que emitem fótons em  $\nu_k$ , e é dada por<sup>[47]</sup>:

$$W(x, y, \nu_k) = \Psi_s(x, y) \int_{-\infty}^{\infty} \bar{n}(\nu_k') \sigma(\nu_k - \nu_k') d\nu_k' \quad (3.9)$$

onde,  $\Psi_s(x, y)$  é o perfil do modo de sinal com dependência apenas radial. Este é o caso do envelope do modo fundamental ( $\text{TEM}_{00}$  - Transversal Elétrico e Magnético) da fibra monomodo padrão e assume - se a aproximação gaussiana para este modo obtendo - se assim,

$$\Psi_s(x, y) \equiv \Psi_s(r) = \frac{e^{-r^2/\omega_s^2}}{\pi\omega_s^2} \quad (3.10)$$

$\omega_s$  é a largura efetiva da distribuição de potência do modo fundamental da fibra,

$\gamma_{ij}$  é a taxa de transição total entre os níveis  $i$  e  $j$ , isto é,  $\gamma_{ij} = \frac{1}{\tau_{ij}}$  e

$$\gamma_{21} = \frac{1}{\tau_{21}} = \frac{1}{\tau} \quad (3.11)$$

sendo  $\tau_{ij}$  o tempo de recombinação entre os níveis  $i$  e  $j$ .

A primeira equação em (3.6) representa a variação da população atômica do nível "fundamental" com o tempo. Nota - se, nos dois primeiros termos do lado direito desta equação, que a população deste nível diminui com a absorção do sinal e com a absorção do bombeamento. Todos os outros termos garantem que a população do nível fundamental aumenta com a emissão do sinal, com a recombinação espontânea, com a emissão do bombeamento e com o decaimento

radiativo do nível de bombeamento para o nível "fundamental". A segunda equação em (3.6) representa a variação da população do nível meta-estável (estado excitado do laser) com o tempo. O primeiro termo do lado direito desta equação, modela o aumento da população deste nível com a absorção do sinal. O segundo e terceiro termos representam a diminuição da população deste nível com a emissão do sinal e com a emissão espontânea. O quarto termo é responsável por modelar o rápido decaimento não radiativo do nível de bombeamento. A última equação em (3.6) representa a variação da população do nível de bombeamento com o tempo. O primeiro termo do lado direito, desta equação, representa o aumento da população do nível de bombeamento devido à absorção neste comprimento de onda. Todos os outros termos garantem que a população deste nível diminui com a emissão estimulada e com o decaimento radiativo do nível de bombeamento para o nível fundamental e com o decaimento, não radiativo, deste nível para o nível meta-estável.

A Eq. (3.9) supõe que a emissão estimulada à frequência  $\nu_k$  é causada pela contribuição de todos os fótons cujas frequências pertencem à largura de linha homogênea  $\sigma(\nu_k - \nu_k)$  centrada em  $\nu = \nu_k$  e possuindo distribuição espacial  $\Psi_s(x, y)$ <sup>[47]</sup>.

Considera - se a concentração de íons de  $\text{Er}^{+3}$  na forma de um degrau dada por:

$$\rho(x, y) \equiv \rho(r) = \begin{cases} \rho_0 & \text{para } r \leq a \\ 0 & \text{para } r > a \end{cases} \quad (3.12)$$

$$\text{Assim, } \rho(x, y) = N_1 + N_2 + N_3 \quad (3.13)$$

No estado estacionário, tem - se que

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = 0 \quad (3.14)$$

E como,  $\tau_{32} \ll \tau$  e  $\tau_{32} \ll \tau_{31}$ , pois  $\tau = 10$  ms,  $\tau_{32} = 10$   $\mu$ s e  $\tau_{31} = 10$  ms tem - se que  $N_3(x, y, v_k) \cong 0$  (3.15)

Resolvendo - se portanto, (3.14) para  $N_1(x, y, v_k)$  e  $N_2(x, y, v_k)$  utilizando - se (3.13) e (3.15), chega - se a:

$$N_1(x, y, v_k) = \frac{(W\tau + 1)\rho(x, y)}{2W\tau + R_{13}\tau + 1} \quad (3.16)$$

e

$$N_2(x, y, v_k) = \frac{(W\tau + R_{13}\tau)\rho(x, y)}{2W\tau + R_{13}\tau + 1} \quad (3.17)$$

Fazendo - se:

$$W\tau = \beta(v_k)\Psi_s(x, y) \quad (3.18)$$

e

$$R_{13}\tau = \alpha\Psi_b(x, y) \quad (3.19)$$

onde,  $\alpha = \frac{P_b(z)}{I_b^1}$  (3.20)

e

$$I_b^1 = \frac{hv_b}{\sigma_b^a \tau} \quad (3.21)$$

é a intensidade de limiar que é obtida da condição de inversão de população, isto é,  $I_b^1$  é a intensidade de bombeamento mínima necessária para se obter amplificação ao longo da fibra. A condição de inversão de população é obtida quando:

$$N_1 = N_2 \quad (3.22)$$

Substituindo - se (3.16) e (3.17) na eq. (3.22), obtém - se

$$R_{13}\tau = 1 \quad (3.23)$$

e usando - se (3.7) na eq. (3.23), chega - se a:

$$\frac{P_b(z)\sigma_b^a\tau}{h\nu_b}\Psi_b(x,y) = 1 \quad (3.24)$$

Logo, de (3.20), (3.21) e (3.24), tem - se que:

$$\alpha\Psi_b(x,y) = 1 \quad (3.25)$$

E, portanto, de (3.25) e (3.23),  $R_{13}\tau = \alpha\Psi_b(x,y)$ .

De (3.9) e (3.18), tem - se que:

$$\beta(\nu_k)\Psi_s(x,y) = \tau\Psi_s(x,y) \int_{-\infty}^{\infty} \bar{n}(\nu_k')\sigma(\nu_k - \nu_k')d\nu_k' \quad (3.26)$$

Substituindo - se (3.3) na eq. (3.26), obtém - se:

$$2\beta(\nu_k) = \frac{\lambda^2}{4\pi n_f^2 h\nu_s \Delta\nu_h} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\bar{n}(\nu_k)h\nu_s}{1 + 4\left(\frac{\nu_s - \nu_k}{\Delta\nu_h}\right)^2} d\nu_k \equiv \frac{P_s^*}{I_{sat}} \quad (3.27)$$

onde,  $P_s^*$  corresponde à fração de potência de ASE interior à linha homogênea centrada em  $\nu = \nu_s$  e

$I_{sat} = \frac{4\pi n_f^2 h\nu_s \Delta\nu_h}{\lambda^2}$  corresponde à definição padrão de intensidade de saturação<sup>[47],[61]</sup>.

Como os perfis de sinal e bombeamento estão normalizados, isto é,  $\iint \Psi_{s,b}(x,y)dx dy = 1$ , os fatores  $\alpha\Psi_b(x,y)$  e  $\beta(\nu_k)\Psi_s(x,y)$  são adimensionais.

Substituindo - se, agora, (3.18) e (3.19) nas eqs. (3.16) e (3.17), obtém - se:

$$N_1(x,y,\nu_k) = \rho(x,y) \frac{1 + \beta(\nu_k)\Psi_s(x,y)}{1 + \alpha\Psi_b(x,y) + 2\beta(\nu_k)\Psi_s(x,y)} \quad (3.28)$$

e

$$N_2(x,y,\nu_k) = \rho(x,y) \frac{\alpha\Psi_b(x,y) + \beta(\nu_k)\Psi_s(x,y)}{1 + \alpha\Psi_b(x,y) + 2\beta(\nu_k)\Psi_s(x,y)} \quad (3.29)$$

As equações (3.28) e (3.29) mostram que as populações atômicas  $N_1$  e  $N_2$  também dependem do número total de fótons  $\bar{n}(\nu_k)$  através do termo de saturação  $\beta(\nu_k)$ .

A equação (3.2) que foi obtida desconsiderando - se a dependência com a saturação, ainda é válida se for assumido que  $\alpha \gg \beta(\nu_k)$ . Esta condição se aplica na maioria dos casos de interesse onde a intensidade de bombeamento está bem acima da intensidade de limiar, ao longo do comprimento da fibra, ou seja:

$$P_b \gg \frac{P_s^*}{I_{sat}} I_b^l \equiv P_b^l$$

Supondo - se que as distribuições de probabilidade  $p_a(\nu_k)$  e  $p_e(\nu_k)$  decaem rapidamente em torno da frequência de pico  $\nu = \nu_s$ , a função  $\beta(\nu_k)$  pode ser substituída pelo seu valor na frequência de pico  $\nu_k = \nu_s$ . Assim, voltando às integrais de convolução, tem - se que (3.4) e (3.5) se tornam:

$$g_a(\nu_k) = \rho(x, y) \frac{1 + \beta\Psi_s(x, y)}{1 + \alpha\Psi_b(x, y) + 2\beta\Psi_s(x, y)} \sigma_s^a(\nu_k) \quad (3.30)$$

e

$$g_e(\nu_k) = \rho(x, y) \frac{\alpha\Psi_b(x, y) + \beta\Psi_s(x, y)}{1 + \alpha\Psi_b(x, y) + 2\beta\Psi_s(x, y)} \sigma_s^e(\nu_k) \quad (3.31)$$

onde,

$$\sigma_s^a(\nu_k) = \int_{-\infty}^{\infty} p_a(\nu_k') \sigma(\nu_k - \nu_k') d\nu_k' \quad (3.32)$$

é a seção eficaz de absorção de sinal e

$$\sigma_s^e(\nu_k) = \int_{-\infty}^{\infty} p_e(\nu_k') \sigma(\nu_k - \nu_k') d\nu_k' \quad (3.33)$$

é a seção eficaz de emissão de sinal.

Considerando - se os dois sentidos de propagação da potência de ASE na fibra dopada na equação (3.2), então se pode escrever  $n^+(z, \nu_k)$  e  $n^-(z, \nu_k)$ , referindo - se, respectivamente, aos sentidos propagante (+) e contra - propagante (-) ao longo do eixo z da fibra dopada. Para um observador viajando com a mesma velocidade que a potência de ASE na fibra, isto é, a cada instante t, o observador e a potência de

ASE estão no mesmo ponto  $z$  da fibra dopada, a equação (3.2) pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{dn^{\pm}(z, \nu_k)}{dz} = \pm\{G_e(z, \nu_k)[n^{\pm}(z, \nu_k) + 1] - G_a(z, \nu_k)n^{\pm}(z, \nu_k)\} \quad (3.34)$$

onde,

$$G_{e,a}(z, \nu_k) = \iint g_{e,a}(x, y, z, \nu_k) \Psi_s(x, y) dx dy \quad (3.35)$$

são os coeficientes de ganho (e) e absorção (a) da potência de ASE e serão deduzidos no Apêndice A. Na equação (3.35) é introduzida a integração no plano transversal com distribuição  $\Psi_s(x, y)$ , pois a propagação em um modo do sinal resulta na média de inversão de população através do núcleo da fibra. Como se deseja obter o espectro de potência de ASE, deve-se portanto converter o conjunto de equações de (3.34) em um conjunto de equações expressas em potências da seguinte forma:

$$\frac{dP_s^{\pm}(z, \nu_i)}{dz} = \pm\{G_e(z, \nu_i)[P_s^{\pm}(z, \nu_i) + P_0] - G_a(z, \nu_i)P_s^{\pm}(z, \nu_i)\} \quad (3.36)$$

onde,  $\nu_i$  é a frequência da  $i$ -ésima parte do espectro de frequências que foi dividido em  $N$  partes para o trabalho computacional,

$$G_e(z, \nu_i) = \rho_0 \sigma_s^e(\nu_i) (1 - \xi) \frac{\frac{P_b(z)}{P_b^l}}{\frac{P_b(z)}{P_b^l} + 1} \quad (3.37)$$

e

$$G_a(z, \nu_i) = \rho_0 \sigma_s^a(\nu_i) (1 - \xi) \frac{1}{\frac{P_b(z)}{P_b^l} + 1} \quad (3.38)$$

foram deduzidos no Apêndice A e

$P_0 = h\nu_s \Delta\nu$  é a potência de ruído de entrada equivalente, correspondendo a um fóton por modo na largura de banda  $\Delta\nu$ <sup>[47],[63],[64]</sup>. Se  $P_0$  for substituído por  $2P_0$  em (3.36),  $P_s^\pm(z, \nu_i)$  representará a potência de ASE total, incluindo os dois modos de polarização. A equação (3.36) descreve a evolução das potências de ASE propagante e contra - propagante ao longo da fibra dopada.

A equação de taxa que governa a evolução da potência de bombeamento ao longo da fibra dopada, é expressa por<sup>[47],[63],[64]</sup>:

$$\frac{dP_b(z)}{dz} = -\gamma_b(z)P_b(z) \quad (3.39)$$

onde,  $\gamma_b(z)$  é o coeficiente de absorção de bombeamento, que corresponde à potência de bombeamento propagando - se através de um meio absorvente e é dado por:

$$\gamma_b(z) = \sigma_b^a \iint [N_1(x, y, z, \nu_s) - N_3(x, y, z, \nu_s)] \Psi_b(x, y) dx dy \quad (3.40)$$

Sabendo - se que  $N_3(x, y, z, \nu_s) \cong 0$  e substituindo (3.16) em (3.40), obtém - se:

$$\gamma_b(z) = \sigma_b^a \iint \rho(x, y) \Psi_b(x, y) \frac{1 + \beta \Psi_s(x, y)}{1 + \alpha \Psi_b(x, y) + 2\beta \Psi_s(x, y)} dx dy \quad (3.41)$$

A dedução de  $\gamma_b(z)$  está descrita no Apêndice A. Como pode ser visto neste Apêndice,

$$\gamma_b(z) = \frac{\rho_0 \sigma_b^a}{\frac{P_b(z)}{P_b^l} + 1} \quad (3.42)$$

A potência de bombeamento de limiar para inversão de população é dada por:

$$P_b^l = I_b^l A = I_b^l \pi a^2$$

onde  $A$  é a área. Neste trabalho,  $P_b^1 = 2,4$  mW. Quando a potência de bombeamento é muito superior à potência de bombeamento de limiar para a inversão de população (por exemplo  $P_b(z) \geq 10 P_b^1$ ) chega - se ao limite de alta inversão de população. Os resultados experimentais serão classificados e analisados de acordo com este limite de alta inversão de população. Neste limite, a variação da potência de bombeamento em relação à variação de  $z$  é constante e assim, a potência de bombeamento terá um decaimento linear ao longo de  $z$ .

Das equações (3.39) e (3.42), nota - se que a evolução da potência de bombeamento ao longo da fibra dopada está desacoplada da evolução das potências de ASE, propagante e contra - propagante, ao longo da fibra dopada. Este modelo, ao utilizar a aproximação de distribuição uniforme do campo de bombeamento ao longo do raio da fibra, não consegue descrever precisamente o comportamento multimodal neste comprimento de onda devido à absorção seletiva destes modos na fibra dopada, e, portanto, o modelo tende a aumentar a eficiência de bombeamento e conseqüentemente o ganho na fibra dopada<sup>[47]</sup>. Foi mostrado ainda por Desurvire e Simpson em [47], que este modelo consegue prever a variação do espectro de ASE e, portanto, a variação do espectro de ganho da fibra dopada com a variação do bombeamento, tal que, para alta inversão de população, a potência total de ASE na fibra dopada é alta e conseqüentemente o ganho na fibra. Para baixa inversão de população na fibra dopada, a potência total de ASE é reduzida e assim o ganho da fibra também será diminuído. Portanto, um modelo que não considere a ASE (como é o caso do modelo de Pfeiffer et al<sup>[27],[48]</sup>, decrito na seção 3.3), não conseguirá prever com exatidão o ganho na fibra dopada.

Na Fig. 3.2 está apresentada a evolução da potência total de ASE ao longo do comprimento da fibra dopada para uma potência de bombeamento de entrada de 5 mW. Pode - se observar que a potência de ASE co-propagante passa por um máximo que corresponde ao comprimento ótimo da fibra dopada, isto é, o

comprimento no qual se obtém máximo ganho neste sentido. A potência de ASE contra - propagante, por outro lado, cresce monotonicamente com o comprimento da fibra, pois esta potência se propaga na direção em que o ganho sempre aumenta. Como a potência de ASE contra - propagante se propaga em sentido oposto à potência de bombeamento, a potência de ASE contra - propagante se propaga no sentido do aumento do bombeamento e portanto do aumento do ganho. A Fig. 3.2 foi obtida com os dados da fibra ErAl-029 descritos no Capítulo 4, item 4.2.1. Nota - se, ainda da Fig. 3.2, que a potência de ASE varia bastante dentro da fibra dopada, sendo que a potência de ASE contra-propagante possui um valor superior à potência de ASE co-propagante e, portanto, leva a um maior ganho na fibra dopada neste sentido.

A Fig. 3.3 mostra a evolução da potência de bombeamento ao longo do comprimento da fibra dopada ( $L = 18$  m), para quatro níveis diferentes de potência de bombeamento de entrada ( $P_b(0) = 5,7$  mW, 10 mW, 20 mW e 25 mW). Dependendo do regime de bombeamento ( $P_b(z) \ll P_b^l$  ou  $P_b(z) \gg P_b^l$ ), determinado pelas condições iniciais ( $P_b(0)$ ), as soluções de  $P_b(z)$  podem ser de decaimento de bombeamento exponencial ou linear. Nota - se, na Fig. 3.3, que para  $P_b(0) > 15$  mW, o decaimento do bombeamento é linear pois, quanto maior  $P_b(0)$ , menor é a variação da potência de bombeamento ao longo do comprimento da fibra dopada. Portanto, para  $P_b(z) \gg P_b^l$ , o decaimento da potência de bombeamento será linear. Porém para  $P_b(0) < 15$  mW, o decaimento é exponencial. Esta figura também foi obtida com os dados da fibra ErAl - 029. Neste caso  $P_b^l = 2,4$  mW.

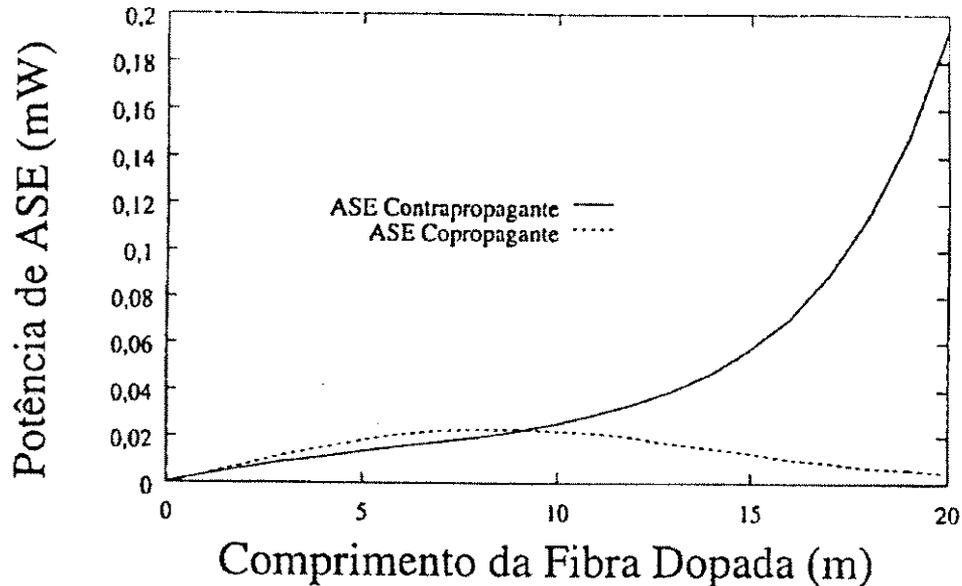


Fig. 3.2 - Potência de ASE co- e contra-propagante em função do comprimento da fibra dopada.

$\lambda_b = 1480 \text{ nm}$ ,  $a = 3,2 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\sigma_b^a = 1,8 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ ,  $\tau = 10 \text{ ms}$ ,  $P_b(0) = 5 \text{ mW}$ .

Na Fig. 3.4 apresenta - se a evolução da potência de bombeamento ao longo do comprimento da fibra dopada ( $L = 120 \text{ m}$ ) para quatro níveis de potência de bombeamento ( $P_b(0) = 4 \text{ mW}$ ,  $6 \text{ mW}$ ,  $8 \text{ mW}$  e  $10 \text{ mW}$ ). Nota - se que o decaimento da potência de bombeamento é exponencial para todas as quatro curvas, pois os níveis iniciais desta potência são próximos à potência de limiar. Além disto, com o aumento do comprimento da fibra dopada, torna - se mais difícil se obter  $P_b(L) \gg P_b^l$ . Neste caso  $P_b^l = 1,8 \text{ mW}$ . Esta figura foi obtida com os dados da fibra ErAl - 060 desenvolvida no CPqD da TELEBRÁS.

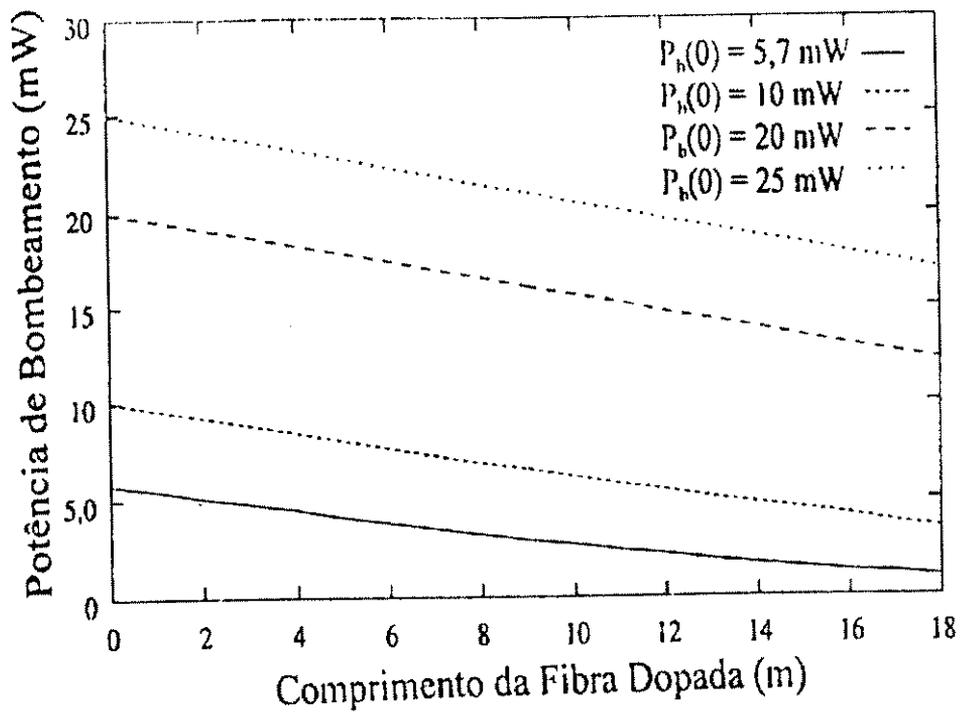


Fig. 3.3 - Evolução da potência de bombeamento ao longo do comprimento da fibra dopada ( $L = 18 \text{ m}$ ) para quatro níveis de potência de bombeamento de entrada:  $P_b(0) = 5,7 \text{ mW}$ ,  $10 \text{ mW}$ ,  $20 \text{ mW}$  e  $25 \text{ mW}$ .  $\lambda_b = 1480 \text{ nm}$ ,  $a = 3,2 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\sigma_b^a = 1,8 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ ,  $\tau = 10 \text{ ms}$ .

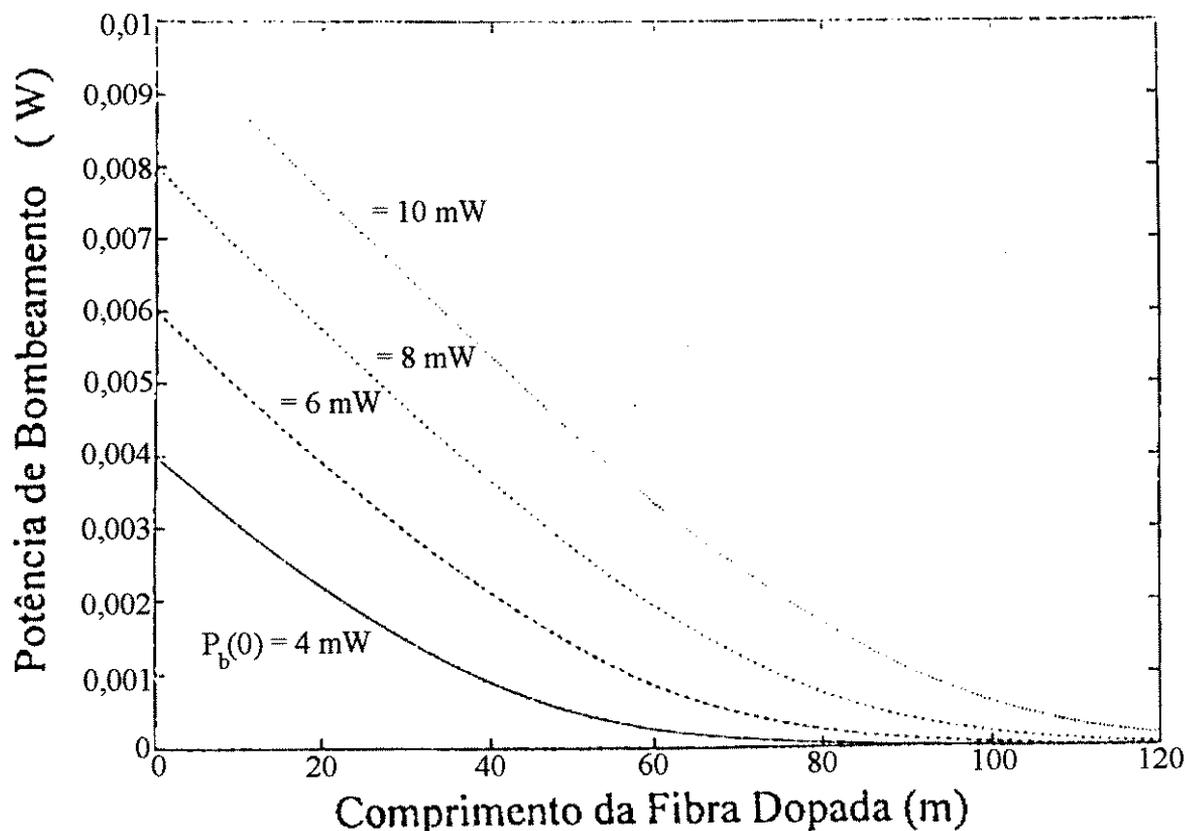


Fig. 3.4 - Evolução da potência de bombeamento ao longo do comprimento da fibra dopada ( $L = 120$  m) para quatro níveis de potência de bombeamento de entrada:  $P_b(0) = 4$  mW, 6 mW, 8 mW e 10 mW.

Através do modelamento descrito nesta seção, nota - se que utilizando - se a potência de ASE obtém - se o comprimento da fibra dopada onde o ganho é máximo e consegue - se, ainda, prever o comportamento do ganho ao longo da fibra. Ainda devido a este modelamento, consegue - se definir as condições de operação em regime de alta ou baixa inversão de população. Os resultados experimentais obtidos, que serão apresentados no Capítulo 5, serão classificados e analisados conforme o regime de inversão de população empregado.

### 3.3 - Modelamento do Laser Sintonizável a Fibra Dopada com Érbio<sup>+3</sup> na Configuração em Anel

O modelamento descrito a seguir, foi desenvolvido por Pfeiffer, Büllow e Schmuck<sup>[27],[48]</sup>, utilizando equações analíticas e não considerando a amplificação da emissão espontânea (ASE) na fibra dopada. Esta desconsideração da ASE na fibra faz com que o modelo super-estime o ganho na fibra quando há baixos níveis de potência de bombeamento (como foi mencionado na seção anterior), principalmente quando existe alta perda de entrada na cavidade, como será visto no Capítulo 5. Devido ao uso de equações analíticas e, portanto, de aproximações, o modelo apresenta algumas restrições que serão descritas ao longo desta seção. Por se utilizar um comprimento de onda de bombeamento de 1480 nm, como foi visto no Capítulo 2, não se considera a absorção do estado excitado (ESA) de bombeamento. Decidiu - se por não continuar utilizando o modelo de Desurvire e Simpson<sup>[47]</sup>, devido ao grande esforço computacional que este modelo exigiria na modelagem do laser em anel, e porque se desejava obter soluções analíticas, que apesar de serem aproximadas, representam suficientemente este dispositivo nas condições de alto inversão de população.

Partindo - se, novamente, das equações de taxa para um sistema de três níveis pode - se escrever (3.6), no estado estacionário, da seguinte forma:

$$-(W_{12} + R_{13})N_1 + (W_{21} + \gamma_{21})N_2 + (R_{31} + \gamma_{31})N_3 = 0 \quad (3.43)$$

$$W_{12}N_1 - (W_{21} + \gamma_{21})N_2 + \gamma_{32}N_3 = 0 \quad (3.44)$$

$$R_{13}N_1 - (R_{31} + \gamma_{31} + \gamma_{32})N_3 = 0 \quad (3.45)$$

Como  $N_3(x, y, v_k) \cong 0$  e  $\gamma_{31} \ll \gamma_{32}$ , de (3.45), tem - se que

$$R_{13}N_1 - (R_{13} + \gamma_{32})N_3 \approx 0 \therefore \gamma_{32}N_3 \approx R_{13}N_1 - R_{13}N_3 \approx R_{13}N_1 \quad (3.46)$$

Substituindo, agora, (3.46) em (3.44), tem - se:

$$W_{12}N_1 - (W_{21} + \gamma_{21})N_2 + R_{13}N_1 \approx 0 \quad (3.47)$$

Assim, o sistema de três equações se reduz a um sistema de duas equações dadas por:

$$-(W_{12} + R_{13})N_1 + (W_{21} + \gamma_{21})N_2 \approx 0 \quad (3.48)$$

e

$$W_{12}N_1 - (W_{21} + \gamma_{21})N_2 + R_{13}N_1 \approx 0 \quad (3.47)$$

Escrevendo - se agora  $R_{13}$ ,  $W_{12}$  e  $W_{21}$  de uma forma simplificada, tem - se<sup>[1]</sup>:

$$R_{13} = \frac{\sigma_b^a I_b(r, \phi, z)}{h\nu_b} \quad (3.49)$$

$$W_{12} = \frac{\sigma_s^a I_s(r, \phi, z)}{h\nu_s} \quad (3.50)$$

$$W_{21} = \frac{\sigma_s^e I_s(r, \phi, z)}{h\nu_s} \quad (3.51)$$

onde,  $I_b(r, \phi, z)$  é a intensidade local de bombeamento e

$I_s(r, \phi, z)$  é a intensidade local de sinal

$\sigma_b^a$  é a seção eficaz de absorção de bombeamento,

$\sigma_s^a$  é a seção eficaz de absorção de sinal,

$\sigma_s^e$  é a seção eficaz de emissão de sinal.

Substituindo - se (3.49), (3.50) e (3.51) em (3.47) e (3.48), encontra - se:

$$\left( -\frac{\sigma_s^a I_s}{h\nu_s} N_1 + \frac{\sigma_s^e I_s}{h\nu_s} N_2 \right) + \left( -\frac{\sigma_b^a I_b}{h\nu_b} N_1 + \frac{\sigma_b^e I_b}{h\nu_b} N_2 \right) + \frac{N_2}{\tau} = 0 \quad (3.52)$$

e

$$\left( \frac{\sigma_s^a I_s}{h\nu_s} N_1 - \frac{\sigma_s^e I_s}{h\nu_s} N_2 \right) + \left( \frac{\sigma_b^a I_b}{h\nu_b} N_1 - \frac{\sigma_b^e I_b}{h\nu_b} N_2 \right) - \frac{N_2}{\tau} = 0 \quad (3.53)$$

(3.52) e (3.53) foram obtidas utilizando - se ainda (3.11) e o artifício  $\sigma_b^e = 0$ .

Como a amplificação ou atenuação da intensidade local  $I_k(r,\phi,z)$  é dada por<sup>[48],[50],[65]</sup>:

$$\frac{\partial I_k}{\partial z} = u_k I_k (N_2 \sigma_k^e - N_1 \sigma_k^a) \quad (3.54)$$

onde,  $k = s, b$  representa o modo de sinal ou bombeamento, respectivamente,  $u_k$  indica a direção de propagação da onda de bombeamento ( $k = b$ ) ou de sinal ( $k = s$ ),

$u_k = +1$  indica propagação na direção positiva do eixo  $z$ ,

$u_k = -1$  indica propagação na direção negativa do eixo  $z$ ,

De (3.52) e (3.54) tem - se que

$$\frac{1}{u_s} \frac{1}{h\nu_s} \frac{\partial I_s}{\partial z} + \frac{1}{u_b} \frac{1}{h\nu_b} \frac{\partial I_b}{\partial z} = -\frac{N_2}{\tau} \quad (3.55)$$

Assim, de (3.55), obtém - se

$$N_2 = -\tau \sum_{j=b,s} u_j \frac{1}{h\nu_j} \frac{\partial I_j}{\partial z} \quad (3.56)$$

que é a densidade de população atômica do estado excitado, em equilíbrio, relacionada à variação da intensidade local de bombeamento e sinal.

Como  $\rho(x, y) = N_1 + N_2 + N_3$  e  $N_3(x, y, \nu_k) \cong 0$ , tem - se que  $\rho(x, y) = N_1 + N_2$ , logo  $N_1 = \rho(x, y) - N_2$ . Para uniformizar a notação fez - se  $\rho(x, y) = N$  e assim,

$$N_1 = N - N_2 \quad (3.57)$$

Substituindo - se (3.57) em (3.54), obtém - se:

$$\frac{\partial I_k}{\partial z} = u_k I_k [N_2 (\sigma_k^e + \sigma_k^a) - N \sigma_k^a] \quad (3.58)$$

Substituindo - se, então, (3.56) em (3.58), obtém - se:

$$\frac{\partial I_k}{\partial z} = u_k I_k \left[ (-\tau \sum_{j=b,s} u_j \frac{1}{h\nu_j} \frac{\partial I_j}{\partial z}) (\sigma_k^e + \sigma_k^a) - N\sigma_k^a \right] \quad (3.59)$$

A Eq. (3.59) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$u_k \frac{\partial I_k}{\partial z} = -I_k \left[ N\sigma_k^a + \tau(\sigma_k^e + \sigma_k^a) \frac{\lambda_k}{hc} \sum_{j=b,s} u_j \frac{\lambda_j}{\lambda_k} \frac{\partial I_j}{\partial z} \right] \quad (3.60)$$

A intensidade local é dada por<sup>[48]</sup>:

$$I_k = \frac{P_k f_k}{\int f_k dA} \quad (3.61)$$

onde,

$P_k$  é a potência do modo  $k$ ,

$f_k(r, \phi)$  é a função de campo da potência do modo  $k$  e

$A$  é a área.

Substituindo - se, portanto, (3.61) em (3.60), tem - se:

$$u_k \frac{\partial P_k}{\partial z} \frac{f_k}{\int f_k dA} = -P_k \left[ \frac{f_k N\sigma_k^a}{\int f_k dA} + \frac{\tau(\sigma_k^e + \sigma_k^a)}{h\nu_k} \frac{f_k}{\int f_k dA} \sum_{j=b,s} u_j \frac{\lambda_j}{\lambda_k} \frac{\partial P_j}{\partial z} \frac{f_j}{\int f_j dA} \right] \quad (3.62)$$

Reescrevendo - se (3.62), obtém - se:

$$u_k \frac{\partial P_k}{\partial z} = -P_k \left[ \sigma_k^a \frac{\int N f_k dA}{\int f_k dA} + \frac{\tau(\sigma_k^e + \sigma_k^a)}{h\nu_k} \sum_{j=b,s} u_j \frac{\lambda_j}{\lambda_k} C_{kj} \frac{\partial P_j}{\partial z} \right] \quad (3.63)$$

onde,

$$C_{kj} = \frac{f_j}{\int f_j dA} \frac{\int N dA}{\int N dA} = \frac{\int f_j N dA}{\int N dA \int f_j dA} = \frac{\int f_k N dA}{\int N dA \int f_k dA} \quad (3.64)$$

é o fator de superposição ("overlap") entre o modo do sinal ou bombeamento e a distribuição de íons de Érbio<sup>[48],[57]</sup>.

Como o coeficiente de absorção de pequenos sinais é dado por<sup>[48]</sup>:

$$\alpha_k = \sigma_k^a \frac{\int N f_k dA}{\int f_k dA} \quad (3.65)$$

E a intensidade de saturação dada por<sup>[50]</sup>:

$$I_k^{sat} = \frac{h\nu_k}{(\sigma_k^a + \sigma_k^e)\tau} \quad (3.66)$$

Esta intensidade de saturação é uma extensão da definição usual de intensidade de saturação<sup>[50]</sup> e surge da existência de emissão e absorção no mesmo comprimento de onda na fibra dopada com Érbio<sup>3+</sup>. Pode - se reescrever (3.63) da seguinte forma:

$$u_k \frac{\partial P_k}{\partial z} = -P_k \left[ \alpha_k + \frac{1}{I_k^{sat}} \sum_{j=b,s} u_j \frac{\lambda_j}{\lambda_k} C_{kj} \frac{\partial P_j}{\partial z} \right] \quad (3.67)$$

Integrando - se (3.67) ao longo de z, encontra - se:

$$\ln P_k^{sai} - \ln P_k^{ent} = \ln \frac{P_k^{sai}}{P_k^{ent}} = - \left[ \alpha_k L + \frac{1}{I_k^{sat}} \sum_{j=b,s} \frac{\lambda_j}{\lambda_k} C_{kj} (P_j^{sai} - P_j^{ent}) \right] \quad (3.68)$$

onde,

L é o comprimento da fibra dopada com Érbio<sup>3+</sup>.

Reescrevendo - se (3.68), obtém - se:

$$P_k^{sai} = P_k^{ent} e^{- \left[ \alpha_k L + \frac{1}{I_k^{sat}} \sum_{j=b,s} \frac{\lambda_j}{\lambda_k} C_{kj} (P_j^{sai} - P_j^{ent}) \right]} \quad (3.69)$$

Como a potência de saturação é dada por<sup>[48]</sup>:

$$P_k^{sat} = I_k^{sat} \frac{\int N dA \int f_k dA}{\int N f_k dA} = \frac{I_k^{sat}}{C_{kj}} \quad (3.70)$$

a equação (3.69) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$P_k^{sai} = P_k^{ent} e^{- \left[ \alpha_k L - \sum_{j=b,s} \frac{\lambda_j}{\lambda_k} (P_j^{ent} - P_j^{sai}) / P_k^{sat} \right]} \quad (3.71)$$

ou ainda,

$$P_k^{sai} = P_k^{ent} e^{-\alpha_k L} e^{\sum_{j=b,s} \frac{\lambda_j}{\lambda_k} (P_j^{ent} - P_j^{sai}) / P_k^{sat}} \quad (3.72)$$

Reescrevendo (3.71) explicitamente para a onda de sinal ( $k = s$ ) e para a onda de bombeamento ( $k = b$ ), e assumindo - se um nível de potência de bombeamento bastante elevado, isto é,  $P_b(z) \gg P_b^1$ , obtém - se:

$$P_s^{sai} = P_s^{ent} e^{(-\alpha_s L + \frac{1}{P_s^{sat}} [\frac{\lambda_b}{\lambda_s} C_{sb} (P_b^{ent} - P_b^{sai}) + \frac{\lambda_s}{\lambda_s} C_{ss} (P_s^{ent} - P_s^{sai})])} \quad (3.73)$$

e

$$P_b^{sai} = P_b^{ent} e^{(-\alpha_b L + \frac{1}{P_b^{sat}} [\frac{\lambda_b}{\lambda_b} C_{bb} (P_b^{ent} - P_b^{sai}) + \frac{\lambda_s}{\lambda_b} C_{bs} (P_s^{ent} - P_s^{sai})])} \quad (3.74)$$

onde,  $\lambda_{s,b}$  são os comprimentos de onda de sinal e bombeamento, respectivamente.

Substituindo - se (3.70) em (3.73) obtém - se:

$$\frac{P_s^{sai}}{P_s^{ent}} = e^{(-\alpha_s L + \frac{1}{P_s^{sat}} [\frac{\lambda_b}{\lambda_s} (P_b^{ent} - P_b^{sai}) + (P_s^{ent} - P_s^{sai})])} \quad (3.75)$$

Como o ganho de sinal é dado por:

$$G = \frac{P_s^{sai}}{P_s^{ent}} \quad (3.76)$$

Assim, substituindo (3.76) em (3.75) e reescrevendo esta equação, tem - se:

$$\ln G = -\alpha_s L + \frac{1}{P_s^{sat}} \frac{\lambda_b}{\lambda_s} (P_b^{ent} - P_b^{sai}) + \frac{1}{P_s^{sat}} (P_s^{ent} - P_s^{sai}) \quad (3.77)$$

ou ainda,

$$P_b^{sai} = P_b^{ent} - (\ln G + \alpha_s L) \frac{\lambda_s}{\lambda_b} P_s^{sat} + \frac{\lambda_s}{\lambda_b} (P_s^{ent} - P_s^{sai}) \quad (3.78)$$

que é a potência de bombeamento de saída.

Reescrevendo - se (3.78), encontra - se:

$$P_b^{\text{ent}} - P_b^{\text{sai}} = (\ln G + \alpha_s L) \frac{\lambda_s}{\lambda_b} P_s^{\text{sat}} - \frac{\lambda_s}{\lambda_b} (P_s^{\text{ent}} - P_s^{\text{sai}}) \quad (3.79)$$

que é a potência de bombeamento absorvida.

Substituindo - se (3.78) e (3.79) em (3.74), obtém - se:

$$\frac{P_b^{\text{ent}}}{h\nu_b} \left[ 1 - \frac{e^{\frac{P_s^{\text{sat}}/h\nu_s}{P_b^{\text{sat}}/h\nu_b} (\ln G)}}{e^{\alpha_b L} e^{-\frac{P_s^{\text{sat}}/h\nu_s}{P_b^{\text{sat}}/h\nu_b} \alpha_s L}} \right] = \frac{P_s^{\text{sat}}}{h\nu_s} (\ln G + \alpha_s L) + \frac{P_s^{\text{ent}}}{h\nu_s} (G - 1) \quad (3.80)$$

Como a relação entre as potências de saturação de sinal e bombeamento é dada por<sup>[48]</sup>:

$$\delta = \frac{P_s^{\text{sat}} / h\nu_s}{P_b^{\text{sat}} / h\nu_b} \quad (3.81)$$

onde,

$P_{s,b}^{\text{sat}}$  são as potências de saturação de sinal e bombeamento, respectivamente, e devem ser precisamente calculadas<sup>[48]</sup> ou medidas<sup>[66]</sup> para que o modelo represente adequadamente as grandezas dependentes destas potências de saturação.

Pode -se reescrever (3.80) da seguinte forma:

$$\frac{P_b^{\text{ent}}}{h\nu_b} \left[ 1 - \frac{G^\delta}{e^{\delta \left( \frac{\alpha_b}{\delta} - \alpha_s \right) L}} \right] = \frac{P_s^{\text{sat}}}{h\nu_s} (\ln G + \alpha_s L) + \frac{P_s^{\text{ent}}}{h\nu_s} (G - 1) \quad (3.82)$$

O ganho máximo disponível quando se tem níveis arbitrariamente altos de potência de bombeamento, que está definido no Apêndice A, é dado por<sup>[48]</sup>:

$$G_{\text{max}}(\alpha_s L) = e^{\left( \frac{\alpha_b}{\delta \alpha_s} - 1 \right) \alpha_s L} \quad (3.83)$$

Substituindo - se (3.83) em (3.82), encontra - se:

$$\frac{P_b^{ent}}{h\nu_b} \left[ 1 - \left( \frac{G}{G_{max}(\alpha_s L)} \right)^\delta \right] = \frac{P_s^{sat}}{h\nu_s} (\ln G + \alpha_s L) + \frac{P_s^{ent}}{h\nu_s} (G - 1) \quad (3.84)$$

onde, o termo no lado esquerdo de (3.84) representa o número de fótons de bombeamento absorvidos por unidade de tempo e os termos no lado direito de (3.84) representam a taxa de fótons emitidos espontâneamente e o número de fótons somados ao sinal, respectivamente, por unidade de tempo. Reescrevendo - se (3.84), chega - se, então a potência de sinal na entrada da fibra dopada que é dada por:

$$P_s^{ent} = \frac{1}{\lambda_s (G - 1)} \{ \lambda_b P_b^{ent} \left[ 1 - \left( \frac{G}{G_{max}(\alpha_s L)} \right)^\delta \right] - \lambda_s P_s^{sat} (\alpha_s L + \ln G) \} \quad (3.85)$$

Para um laser em anel, acima do limiar, como mostrado na Fig. 3.5, sua potência de saída é dada por<sup>[27]</sup>:

$$P_s^{sai} = P_s^{ent} G V_{sai} (1 - R) \quad (3.86)$$

onde, G é o ganho do laser em anel e é obtido da condição de oscilação, deduzida no Apêndice A, e dada por:

$$G R V_t = 1 \quad (3.87)$$

$V_{sai}$  é o fator de transmissão que descreve as perdas na saída do dispositivo (do ponto D até a saída na Fig. 3.5), R é a refletividade do acoplador WDM,  $V_t$  é o fator de transmissão que descreve a perda total na cavidade (do ponto D ao ponto C, no sentido horário, na Fig. 3.5). De (3.87), encontra - se:

$$G = \frac{1}{R V_t} \quad (3.88)$$

Substituindo - se (3.85) e (3.88) em (3.86), obtém - se

$$P_s^{sai} = \frac{\lambda_b (1-R)V_{sai}}{\lambda_s (1-RV_t)} [1 - (RV_t G_{max}(\alpha_s L))^{-\delta}] \left\{ P_b^{ent} - \frac{\lambda_s [\alpha_s L - \ln(RV_t)]}{\lambda_b [1 - (RV_t G_{max}(\alpha_s L))^{-\delta}]} P_s^{sai} \right\} \quad (3.89)$$

Portanto, através de (3.89) consegue - se obter a potência de saída de um laser em anel, acima do limiar, que é dada por:

$$P_s^{sai} = \eta(R, V_t, \alpha_s L) [P_b^{ent} - P_b^l(R, V_t, \alpha_s L)] \quad (3.90)$$

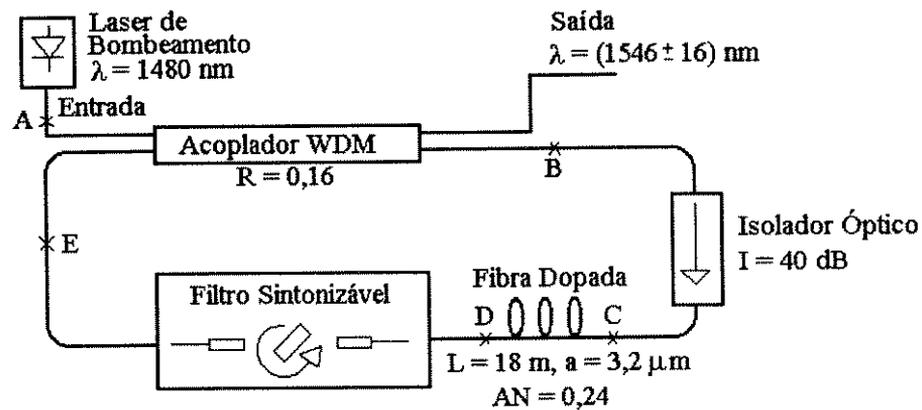


Fig. 3.5 - Esquema do laser sintonizável a fibra dopada na configuração em anel.

onde,

$$\eta(R, V_t, \alpha_s L) = \frac{\lambda_b V(1-R)}{\lambda_s (1-RV_t)} [1 - (RV_t G_{max}(\alpha_s L))^{-\delta}] \quad (3.91)$$

é a eficiência do dispositivo e foi obtida introduzindo - se o parâmetro  $V = V_{ent} V_{sai}$ , onde  $V_{ent}$  é o fator de transmissão que descreve as perdas na entrada (do ponto A ao ponto C na Fig. 3.5) do laser em anel.

$$P_b^l(R, V_t, \alpha_s L) = \frac{\lambda_s P_s^{sat} [\alpha_s L - \ln(RV_t)]}{\lambda_b 1 - (RV_t G_{max}(\alpha_s L))^{-\delta}} \quad (3.92)$$

é a potência de limiar para oscilação laser. A equação (3.92), portanto, difere de (3.21), pois a equação (3.21) é a intensidade de limiar para inversão de população. Neste trabalho, a potência de saída do laser em anel, suas eficiência e potência de limiar de oscilação foram extendidas da referência 27, para se explicitar a dependência do ganho máximo disponível com o comprimento normalizado da fibra dopada ( $G_{max}(\alpha_s L)$ ). Outra extensão deste trabalho em relação à referência 27 é a inclusão das perdas na entrada do dispositivo ( $V_{ent}$ ).

É importante observar que, as equações de taxa que originaram este modelo, consideram a saturação da absorção na fibra.  $P_{s,b}^{sat}$  e  $\alpha_{s,b}$  podem ser calculados<sup>[48]</sup> ou obtidos através da medida da transmissão da fibra para o sinal e o bombeamento<sup>[66]</sup>.  $P_{s,b}^{sat}$  podem, portanto, ser diretamente obtidos através da potência de entrada necessária para tornar a absorção transparente por um fator de  $e$  (4,34 dB). Reescrevendo - se (3.72), obtém - se:

$$T_r = e^{-\alpha_{s,b} L} e^{(1-T_r) P_{s,b}^{ent} / P_{s,b}^{sat}} \quad (3.93)$$

onde,

$$T_r = \frac{P_{s,b}^{sai}}{P_{s,b}^{ent}} \quad (3.94)$$

é a transmissão da fibra,  $P_{s,b}^{ent}$  são as potências de sinal e bombeamento na entrada da fibra dopada, respectivamente, e  $P_{s,b}^{sai}$  são as potências de sinal e bombeamento na saída da fibra dopada, respectivamente.

### 3.4 - Figura de Mérito

Partindo - se de (3.89), define - se uma Figura de Mérito<sup>[49]</sup> que permite a obtenção de um projeto otimizado do laser sintonizável a fibra dopada com Érbio<sup>+3</sup> na configuração em anel, de tal forma que sua potência de saída seja maximizada para uma determinada potência de bombeamento. A Figura de Mérito é, então, definida como sendo a relação entre a potência de saída  $P_s^{sai}$  do laser em anel e a potência de bombeamento  $P_b$ . A Figura de Mérito é normalizada em relação a eficiência quântica e os fatores de transmissão que descrevem as perdas na entrada e saída ( $V = V_{ent} V_{sai}$ ) do laser em anel, e é definida como:

$$F_{norm} = \left( \frac{\lambda_s}{\lambda_b V} \right) \frac{P_s^{sai}}{P_b} \quad (3.95)$$

A Figura de Mérito permite, portanto, que se obtenha um conjunto de parâmetros tais como refletividade  $R$  do acoplador WDM e comprimento normalizado  $\alpha_s L$  da fibra dopada que maximizam a potência de saída do laser em anel. Os parâmetros comprimento de onda de sinal  $\lambda_s$  (que varia dentro da faixa de sintonia), fator de transmissão  $V_t$  que descreve a perda total na cavidade e potência de bombeamento  $P_b$ , são escolhidos de tal forma a se obter o par refletividade  $R$  do acoplador WDM e comprimento normalizado  $\alpha_s L$  da fibra dopada que maximizam a Figura de Mérito. Os demais parâmetros envolvidos neste modelamento, tais como as potências de saturação  $P_{s,b}^{sat}$  e os coeficientes de absorção  $\alpha_{s,b}$  são mantidos fixos, uma vez determinados a fibra dopada a ser utilizada e os comprimentos de onda de sinal  $\lambda_s$  e bombeamento  $\lambda_p$  em que se vai operar, pois dependem apenas das propriedades materiais da fibra dopada.

A seguir, descreve - se o processo de otimização utilizado:

- Primeiramente, escolhe - se um laser de bombeamento para ativar a fibra dopada. Com isto determina - se o comprimento de onda e a potência de bombeamento a serem utilizados. Seleciona - se então, o comprimento de onda de sinal dentro da faixa de sintonia.
- Determina - se, a seguir, os parâmetros potência de saturação de sinal e de bombeamento necessários, diretamente por medidas de clareamento da absorção<sup>[66]</sup> ou análise das seções eficazes<sup>[48]</sup>.
- Estima - se o fator de transmissão da perda total na cavidade através das perdas de inserção dos diversos componentes do anel e das emendas feitas por fusão.
- Finalmente, para valores fixos de potência de bombeamento e fator de transmissão da perda total na cavidade, encontra - se numericamente ou graficamente, o par refletividade do acoplador WDM e comprimento normalizado da fibra dopada que maximizam a Figura de Mérito.

São apresentados abaixo os diversos resultados obtidos com este modelamento:

A Fig. 3.6 mostra como a refletividade otimizada em relação a Figura de Mérito varia com a potência de bombeamento para diversos valores do fator de transmissão que descreve a perda total na cavidade. Nota - se que, para pequenos valores da potência de bombeamento, a refletividade é alta, pois necessita - se de uma forte realimentação óptica à cavidade para haver oscilação laser. À medida que a potência de bombeamento aumenta, a refletividade torna - se praticamente constante e, portanto, independente da potência de bombeamento, pois este valor de refletividade se torna suficiente para induzir oscilação laser. Pode - se observar, ainda da Fig. 3.6, que a refletividade otimizada possui o seguinte comportamento: é

alta para alta perda na cavidade ( $V_i = 0,1$ ), diminui até um valor mínimo com a diminuição da perda ( $V_i = 0,3$ ) e passa a aumentar à partir do valor mínimo, apesar da perda na cavidade continuar diminuindo ( $V_i = 0,9$ ). A Fig. 3.6 foi obtida para  $L = 18$  m,  $\alpha_s = 0,476$  m<sup>-1</sup>,  $P_s^{sat} = 0,272$  mW e  $\delta = 0,52$ , que são os valores utilizados nas montagens experimentais, como está descrito no Capítulo 4.

A Fig. 3.7 apresenta a variação do comprimento da fibra dopada otimizado em relação à Figura de Mérito em função da potência de bombeamento, para três níveis diferentes do fator de transmissão que descreve a perda total na cavidade. Como pode ser visto, com o aumento da potência de bombeamento, o comprimento otimizado da fibra dopada aumenta e tende a se tornar constante para altos níveis de potência de bombeamento. Com o aumento do comprimento da fibra dopada devido ao aumento da potência de bombeamento, consegue-se um maior ganho na cavidade, e, portanto, é ideal que se opere o laser em anel com a maior potência de bombeamento possível. Nota-se ainda, da Fig. 3.7, que quanto menor as perdas na cavidade ( $V_i$  maior), menor é o comprimento otimizado da fibra dopada necessário para se obter oscilação laser. Isto é, com uma menor perda na cavidade, consegue-se utilizar uma fibra dopada menor e manter o ganho para a oscilação laser. A Fig. 3.7 foi obtida com os mesmos valores da figura anterior além de  $R = 0,16$ , que é o valor da refletividade do acoplador WDM da montagem definitiva descrita no Capítulo 4.

Na Fig.3.8, apresenta-se a variação da eficiência e da potência de limiar de oscilação em função da refletividade do acoplador WDM. Pode-se observar que existe um valor de refletividade que maximiza a eficiência e, a partir deste valor, a eficiência diminui assintoticamente a zero. Isto ocorre pois, a partir do valor ótimo da refletividade, qualquer aumento no retorno do sinal à cavidade é desnecessário e, portanto, este aumento diminui o sinal que sai do laser em anel,

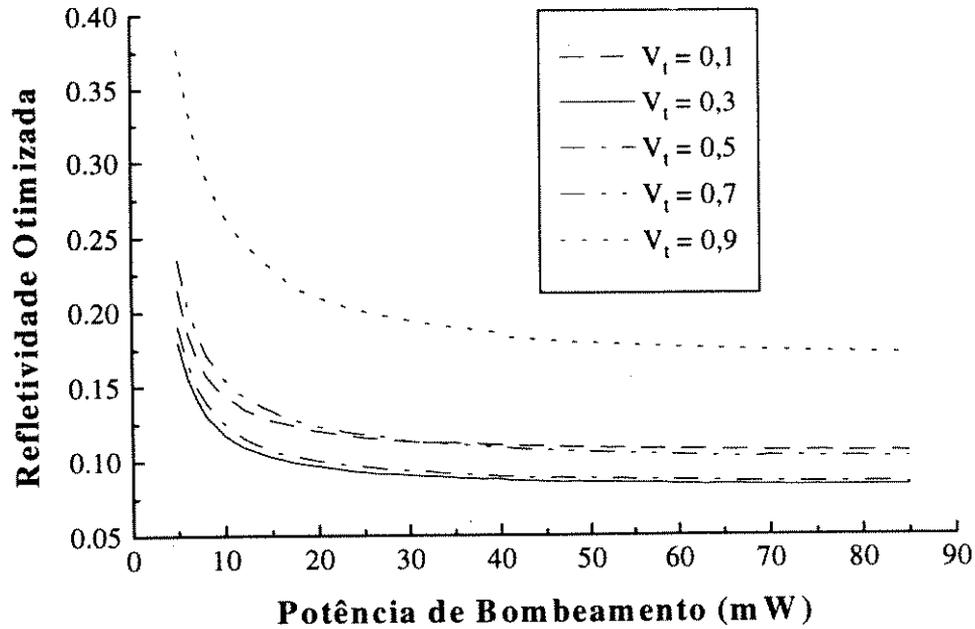


Fig. 3.6 - Refletividade otimizada em relação à Figura de Mérito, em função da potência de bombeamento, para cinco valores diferentes de  $V_t$ .  $L = 18$  m,  $\alpha_s = 0,476$  m<sup>-1</sup>,  $P_s^{sat} = 0,272$  mW e  $\delta = 0,52$ .

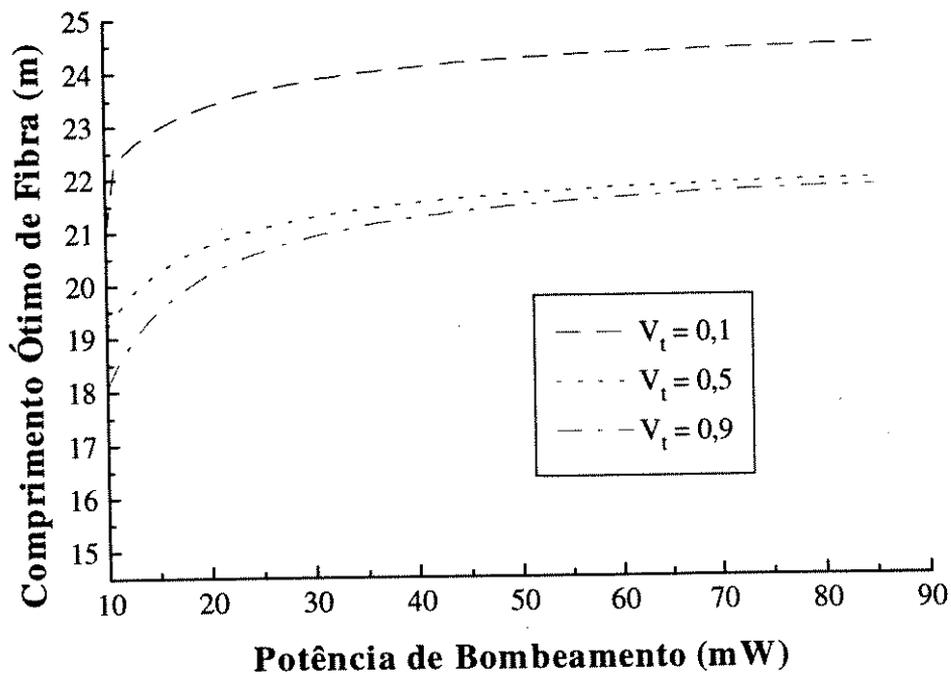


Fig. 3.7 - Comprimento da fibra dopada otimizado em relação à Figura de Mérito, em função da potência de bombeamento, para três valores diferentes de  $V_t$ .  $\alpha_s = 0,476$  m<sup>-1</sup>,  $P_s^{sat} = 0,272$  mW,  $R = 0,16$  e  $\delta = 0,52$ .

reduzindo assim, a eficiência do mesmo. Antes do valor ótimo de refletividade, a eficiência é baixa porque como a refletividade neste caso é muito pequena, o sinal que retorna à cavidade não é suficiente para que haja oscilação laser. No caso da potência de limiar, para uma pequena refletividade, esta potência é alta pois, o sinal que retorna à cavidade é pequeno e necessita - se portanto de uma maior potência de bombeamento para haver oscilação laser. À medida que a refletividade aumenta, a potência de limiar diminui e torna - se praticamente constante, pois o sinal que retorna à cavidade é agora, suficiente para induzir oscilação laser. A Fig. 3.8 foi obtida com  $L = 25$  m,  $V_t = 0,7$ . Os demais parâmetros foram mantidos iguais aos da figura anterior.

A dependência da eficiência e da potência de limiar com o comprimento da fibra dopada está mostrada na Fig. 3.9. Nota - se que, para um pequeno comprimento de fibra dopada, a eficiência é pequena pois, o ganho é pequeno. Com o aumento do comprimento da fibra dopada, a eficiência praticamente torna - se constante e independente do comprimento da fibra dopada, pois, agora, o ganho é suficiente para que haja oscilação laser para a potência de bombeamento utilizada. Quando o comprimento da fibra dopada torna - se maior, para o mesmo nível de potência de bombeamento, a eficiência começa a diminuir novamente, pois não se consegue mais inverter totalmente a população na fibra. Para o caso da potência de limiar, existe um valor de comprimento de fibra dopada onde esta potência é mínima. Porém este valor corresponde a uma baixa eficiência, e portanto, não deve ser utilizado. O mínimo da potência de limiar ocorre, pois neste ponto ocorre inversão de população em toda a fibra dopada. Para valores de comprimento de fibra dopada diferentes do valor onde a potência de limiar é mínima, para o nível de potência de bombeamento utilizado, ou a fibra dopada é muito pequena e para a perda total utilizada na cavidade, o ganho é pequeno, ou a fibra dopada é grande e, portanto, necessita - se de uma maior potência de bombeamento para que o ganho

se iguale as perdas e haja oscilação laser. A Fig. 3.9 foi obtida com os mesmos valores da Fig. 3.7 e  $V_1 = 0,2$ .

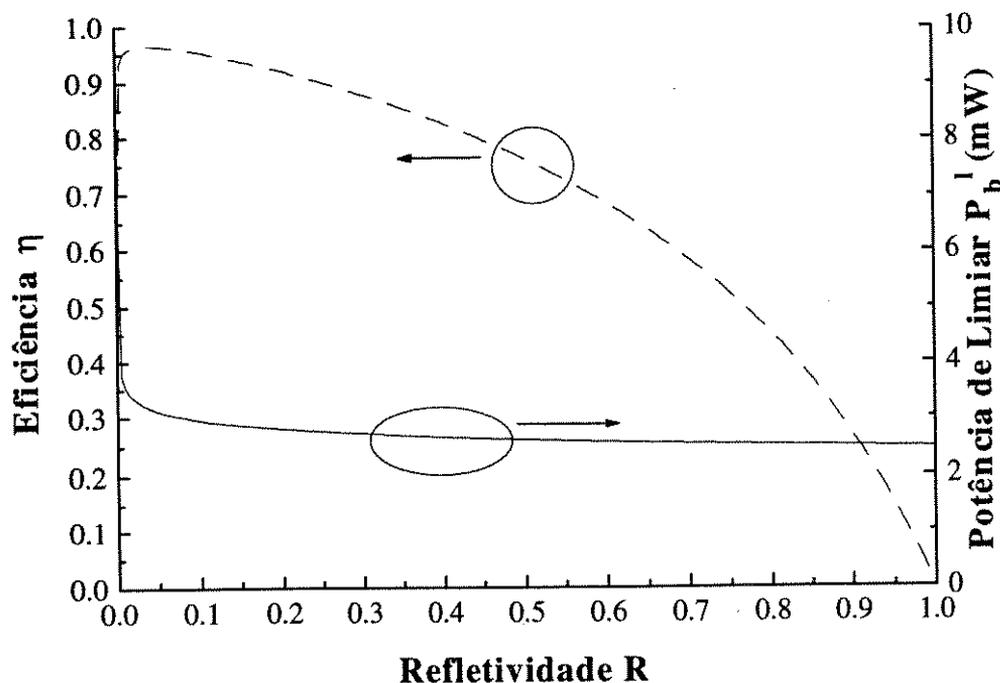


Fig. 3.8 - Variação da eficiência e da potência de limiar de oscilação em função da refletividade do acoplador WDM.  $L = 25$  m,  $V_1 = 0,7$  e  $V = 0,2$ .

A Fig. 3.10 apresenta a máxima potência de saída do laser em anel em função da potência de bombeamento. Para cada potência de bombeamento, foram determinados numericamente os valores da refletividade ótima do acoplador WDM e o comprimento ótimo da fibra dopada. Ou seja, para cada ponto (para cada nível de bombeamento), encontrou - se o par refletividade e comprimento ótimo da fibra dopada que maximiza a potência de saída. Cada ponto, portanto, representa um laser com uma refletividade e um comprimento de fibra dopada diferente. Observa - se que a potência de limiar é bastante baixa (1,7 mW) e a eficiência da ordem de 16 %. A eficiência não é maior, neste caso, pois a perda na cavidade é alta ( $V_1 = 0,2$ ). Porém, nota - se que, mesmo para esta eficiência, já se consegue potência de saída

do laser em anel da ordem de 4 mW. Se a potência de bombeamento for aumentada (utilizando - se, por exemplo, um laser de bombeamento mais potente), consegue - se níveis ainda maiores de potência de saída.

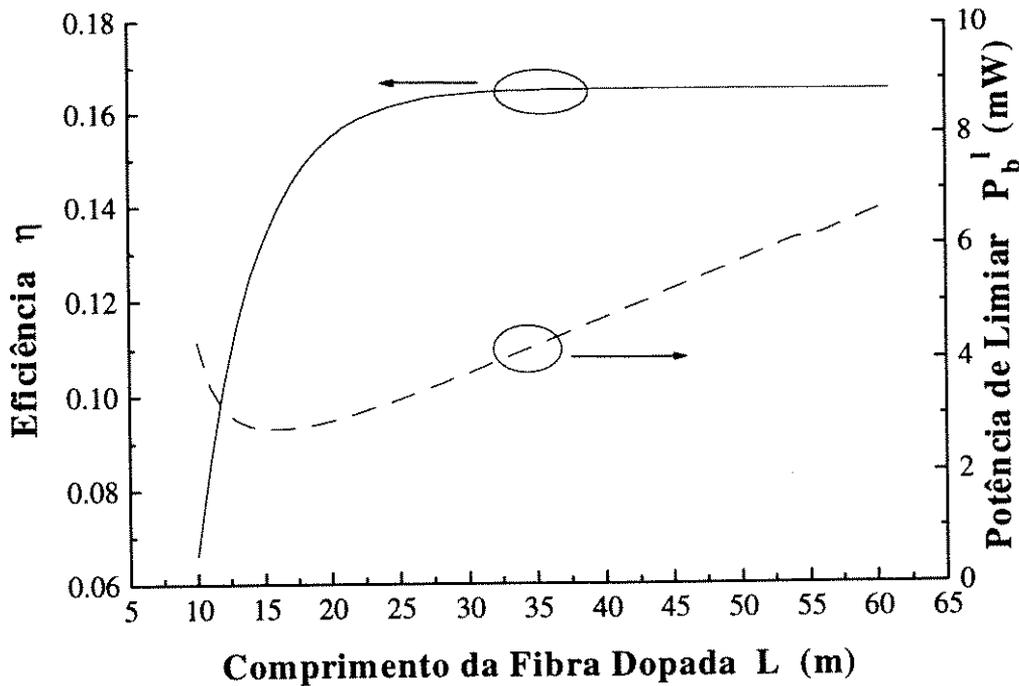


Fig. 3.9 - Variação da eficiência e da potência de limiar de oscilação com o comprimento da fibra dopada.  $V_t = 0,2$ ,  $V = 0,2$  e  $R = 0,16$ .

A Fig. 3.11 mostra a variação da Figura de Mérito  $F_{\text{norm}}(R, V_t, \alpha_s L, P_b^{\text{ent}})$  em função do comprimento normalizado da fibra dopada ( $\alpha_s L$ ) e da refletividade ( $R$ ) do acoplador WDM, para um baixo fator de transmissão na cavidade ( $V_t = 0,01$ ) e para uma potência de bombeamento de 30 mW. A Fig. 3.11 foi obtida variando - se o comprimento da fibra dopada de 0 a 335 m, é importante lembrar que, com o aumento do comprimento da fibra, a potência de bombeamento em  $z = 0$  pode não ser suficiente para inverter a população em toda a fibra e, portanto, a aproximação de  $P_b(z) \gg P_b^l$  não se manterá. Nota - se que existem máximos locais de  $F_{\text{norm}}$

para cada par  $\alpha_s L$  e  $R$  compreendidos entre  $0 < R < 1$  e  $20 < \alpha_s L < 140$ . O máximo global da Figura de Mérito ocorre para  $R \cong 0,1$  e  $\alpha_s L \cong 30$ . Para valores de  $\alpha_s L < 20$ , o comprimento normalizado da fibra dopada não é suficiente para que o ganho compense as perdas, para o nível de potência de bombeamento utilizado, e, portanto, não ocorre oscilação laser. Assim, a potência de saída do laser em anel é nula e, conseqüentemente, sua Figura de Mérito. Para valores de  $20 < \alpha_s L < 30$ , a Figura de Mérito apresenta máximos locais, que dependem de  $\alpha_s L$  e  $R$ , e tendem ao máximo global, quando  $\alpha_s L$  e  $R$  se aproximam dos valores ótimos ( $\alpha_s L \cong 30$  e  $R \cong 1$ ), para o nível de bombeamento utilizado. No intervalo  $30 < \alpha_s L < 140$ , a Figura de Mérito apresenta novamente máximos locais, porém, nesta região,  $F_{norm}$  diminui assintoticamente a zero com o aumento de  $\alpha_s L$ . Neste intervalo, o nível de potência de bombeamento utilizado não consegue mais inverter a população em toda a

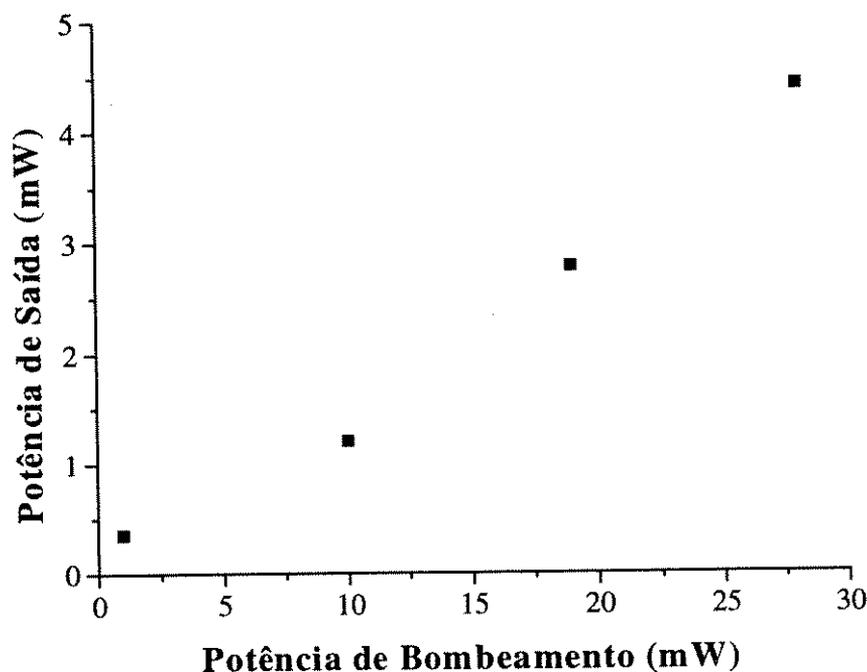


Fig. 3.10 - Potência máxima de saída do laser em anel em função da potência de bombeamento.

$V_t = 0,2$ ,  $V = 0,2$  e  $\alpha_s = 0,47 \text{ m}^{-1}$ .

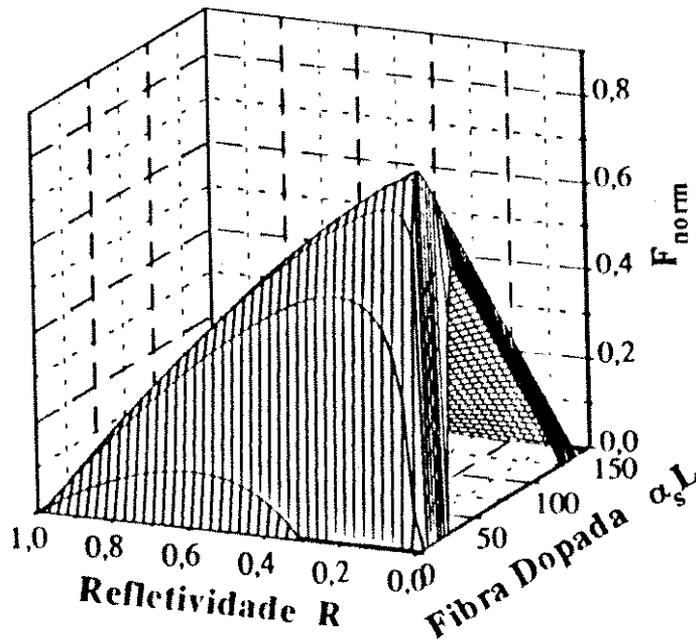


Fig. 3.11 - Variação da Figura de Mérito em função do comprimento normalizado da fibra dopada e da refletividade do acoplador WDM.  $V_t = 0,01$ ,  $P_b = 30 \text{ mW}$  e  $\alpha_s = 0,47 \text{ m}^{-1}$ .

extensão da fibra, e, portanto, o ganho começa a diminuir. Quando  $\alpha_s L > 140$ , para qualquer valor de refletividade, a Figura de Mérito é nula, pois o nível de potência de bombeamento utilizado não é suficiente para inverter totalmente a população na fibra e, portanto, não ocorrem oscilações na cavidade. Para qualquer valor fixo de  $\alpha_s L$  acima do limiar de oscilação, a Figura de Mérito varia com  $R$  de zero a um máximo local e retorna a zero. Para valores reduzidos de refletividade,  $F_{\text{norm}}$  é nula, porque a potência que retorna à cavidade não é suficiente para induzir oscilação laser. À medida que a refletividade aumenta, chega-se a um valor ótimo no qual a Figura de Mérito é máxima. A partir deste valor, apesar da refletividade continuar aumentando, a Figura de Mérito diminui até chegar a zero, quando a refletividade é 1. Isto ocorre pois, com o aumento da refletividade, a

transmissividade de saída ( $T = 1 - R$ ) diminui, reduzindo a potência de saída do laser em anel, apesar da oscilação laser continuar existindo no interior da cavidade. É importante observar ainda que, a Figura de Mérito não se aproxima de 1, ficando seu máximo global próximo de 0,8. Isto se deve à utilização, nesta figura, de uma perda bastante elevada (99 %) na cavidade.

A Fig. 3.12 mostra a variação da Figura de Mérito em função do fator de transmissão que descreve a perda na cavidade ( $V_i$ ) e da refletividade do acoplador WDM ( $R$ ) para um nível de potência de bombeamento de 50 mW e um comprimento normalizado de fibra dopada igual a 8,6. Pode-se observar nesta figura que, para refletividades muito pequenas ( $R < 0,001$ ), a Figura de Mérito é nula para qualquer valor de  $V_i$ , pois o sinal que retorna à cavidade não consegue induzir oscilação laser ( $R < 1 / (G V_i)$ ), logo a potência de saída do laser em anel é zero. Portanto, a oscilação laser ocorre dentro do intervalo  $1 / (G V_i) < R < 1$ . No caso de perdas elevadas dentro da cavidade ( $V_i < 10^{-3}$ ), para qualquer valor de refletividade, o ganho não se iguala às perdas e não há portanto, oscilação laser. À medida que a refletividade aumenta e as perdas diminuem, a oscilação laser torna-se possível e ocorrem máximos locais na Figura de Mérito. À medida que as perdas na cavidade diminuem ainda mais, o fator de transmissão se aproxima de 100 % e o máximo local da Figura de Mérito se aproxima monotonicamente da unidade. Quando as perdas na cavidade são desprezíveis, e a refletividade ótima é próxima de 1, encontra-se o

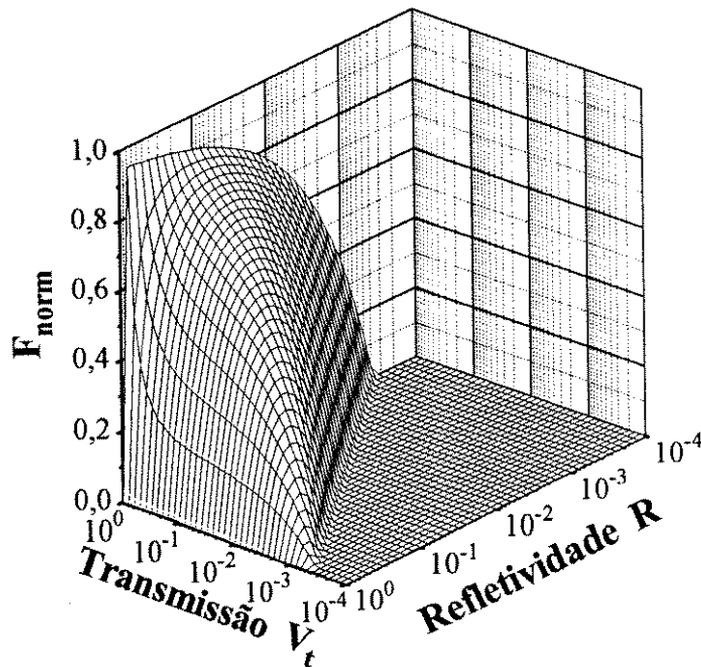


Fig. 3.12 - Variação da Figura de Mérito em função do fator que descreve a perda total na cavidade e a refletividade do acoplador WDM.  $P_b = 50 \text{ mW}$ ,  $L = 18 \text{ m}$  e  $\alpha_s = 0,47 \text{ m}^{-1}$ .

ponto de máximo da Figura de Mérito. Isto ocorre pois, quando as perdas na cavidade são mínimas, obtém-se a maior potência de saída do laser em anel, no regime de alta realimentação. A mínima perda compensa a alta refletividade e obtém-se, portanto máxima potência de saída. Como foi visto na Fig. 3.6, e pode ser visto na Fig. 3.12, para altas perdas na cavidade ( $V_t \sim 0,0007$ ), a refletividade ótima é grande (0,8), à medida que a perda na cavidade diminui ( $V_t \sim 0,06$ ), a refletividade ótima diminui até  $\sim 0,1$ . A partir deste valor, a refletividade volta a crescer, apesar das perdas na cavidade continuarem diminuindo. O máximo global da Figura de Mérito é inferior à unidade, pois o comprimento normalizado da fibra dopada utilizado nos cálculos apresentados na Fig. 3.12 não está otimizado para a potência de bombeamento utilizada.

### 3.5 - Modelamento da Sintonia Espectral do Laser a Fibra na Configuração em Anel

Partindo - se, novamente da Eq. (3.89), consegue - se modelar a sintonia do laser a fibra dopada com Érbio<sup>+3</sup> na configuração em anel, colocando - se a dependência de todos os parâmetros da Eq. (3.89) com o comprimento de onda de sinal. A modelagem da sintonia permite, então, que se conheça todos os comprimentos de onda, dentro do espectro de ASE da fibra dopada, em que ocorre a oscilação laser, para uma determinada potência de bombeamento. Assim, a Eq. (3.89) é reescrita da seguinte forma:

$$P_s^{\text{sai}} = \frac{\lambda_b V(\lambda_s)(1-R(\lambda_s))}{\lambda_s (1-R(\lambda_s)V_t(\lambda_s))} [1 - (R(\lambda_s)V_t(\lambda_s)G_{\text{max}}(\alpha_s L, \lambda_s))^{-\delta(\lambda_s)}] \quad (3.96)$$

$$\{P_b^{\text{ent}} - \frac{\lambda_s}{\lambda_b} \frac{[\alpha_s(\lambda_s)L - \ln(R(\lambda_s)V_t(\lambda_s))]}{1 - (R(\lambda_s)V_t(\lambda_s)G_{\text{max}}(\alpha_s L, \lambda_s))^{-\delta(\lambda_s)}}\} P_s^{\text{sai}}(\lambda_s)$$

onde, pode ser visto que apenas a potência de bombeamento, o comprimento de onda de bombeamento e o comprimento da fibra dopada não dependem do comprimento de onda de sinal.  $V(\lambda_s)$  e  $V_t(\lambda_s)$  são obtidos computando - se a variação da perda do acoplador WDM (ver Figuras 4.10 e 4.12) e da perda de inserção do filtro sintonizável com o comprimento de onda de sinal ( $\lambda_s$ ), além das perdas nas emendas e no isolador óptico, que não variam com  $\lambda_s$ . Consegue - se obter  $R(\lambda_s)$  através da curva de razão de acoplamento do acoplador WDM utilizado (ver Figuras 4.9 e 4.11). A obtenção de  $G_{\text{max}}(\alpha_s L, \lambda_s)$  se deve ao espectro de absorção da fibra dopada utilizada (ver Figura 4.1) e ao cálculo ou medida de  $P_s^{\text{sat}}(\lambda_s)$ . E  $\delta(\lambda_s)$  é conseguido através de  $P_s^{\text{sat}}(\lambda_s)$ .

A Fig. 3.13, apresenta a sintonia espectral de um laser a fibra na configuração em anel com alta perda, para dois níveis diferentes de potência de

bombeamento na entrada da fibra dopada ( $P_b(0) = 15 \text{ mW}$  e  $P_b(0) = 23 \text{ mW}$ ). Quando comparada às Figs. 5.6 e 5.7, que mostram a sintonia espectral obtida experimentalmente, observa-se que o modelo superestima a potência de saída do laser, para um baixo nível de potência de bombeamento (15 mW), e, portanto, baixa inversão de população, fazendo com que haja oscilação laser em toda a faixa espectral em questão e, portanto, tornando plana a sintonia, o que não acontece experimentalmente. Nota-se da Fig. 3.13, que, para todos os dois níveis de potência de bombeamento, a faixa de sintonia é de 32 nm.

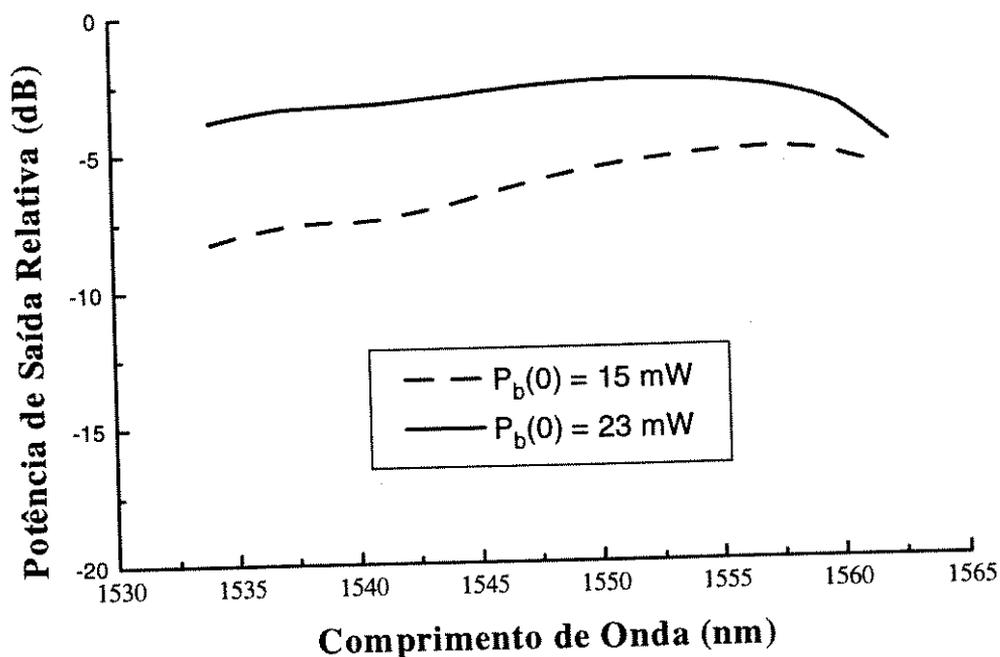


Fig. 3.13 - Sintonia espectral do laser a fibra na configuração em anel para dois níveis de potência de bombeamento na entrada da fibra dopada.

# **CAPÍTULO 4**

## **Montagem do Laser Sintonizável a Fibra Dopada com Érbio<sup>3+</sup> na Configuração em Anel**

### 4.1 - Introdução

Neste Capítulo são apresentados os componentes de um laser sintonizável a fibra dopada com Érbio<sup>3+</sup> e os diversos esquemas em que este laser foi montado. A intenção de se desenvolver o laser sintonizável a fibra dopada partiu do desejo de se analisar as diversas características do dispositivo. Outro motivo importante foi o de se estudar os novos mecanismos associados ao dispositivo, tais como sua sintonia. Foram desenvolvidas três montagens distintas onde se realizou diversos experimentos visando confirmar a modelagem utilizada. Todas as montagens foram desenvolvidas na configuração em anel e utilizaram apenas um acoplador WDM ("Wavelength Division Multiplex"). A configuração em anel foi escolhida pois, como foi discutido na Introdução, outras configurações utilizando espelhos ópticos oferecem diversas desvantagens, e por outro lado, a realização de grades de difração em fibra óptica não é dominada no Brasil. A

tecnologia de fabricação de acopladores ópticos é bastante conhecida e dominada pela Seção de Dispositivos e Fibras Ópticas do CPqD da TELEBRÁS, onde este trabalho foi realizado, permitindo, portanto, a utilização destes dispositivos. A finalidade de se usar apenas um acoplador WDM é a de se diminuir as perdas na cavidade e, portanto, se aumentar a eficiência do dispositivo visando a obtenção de alta potência de saída, o que a leva a uma montagem simplificada do mesmo. Porém, isto faz com que a potência de bombeamento remanescente, isto é, a potência de bombeamento que não foi absorvida pela fibra dopada, seja emitida junto com a potência de saída do laser em anel.

A descrição de cada componente do laser em anel será apresentada e sua função discutida. A seguir, serão apresentadas as montagens realizadas que se dividem em cavidade com alta perda, cavidade com baixa perda sem isolador óptico e cavidade com baixa perda com isolador óptico. Os objetivos de cada montagem será, então, discutido. Finalmente, será mostrada a montagem do laser em anel em uma caixa metálica, com a parte eletrônica necessária para ligação à rede (110 V<sub>AC</sub>) e controle de corrente e temperatura do laser de bombeamento. Este Capítulo se divide em 4 seções.

#### 4.2 - Componentes do Laser Sintonizável a Fibra Dopada com Érbio<sup>3+</sup>

Um laser sintonizável a fibra dopada na configuração em anel é basicamente formado pela fibra dopada, que é o meio de ganho deste laser, pelo laser de bombeamento, que é o elemento que ativa a fibra dopada, pelo acoplador WDM utilizado para a formação do anel, pelo filtro passa-banda sintonizável responsável pela sintonia deste laser e, eventualmente, pelo isolador óptico que impede oscilação laser bidirecional dentro da cavidade. A seguir, discute-se separadamente cada componente do laser a fibra.

#### 4.2.1 - A Fibra Dopada com Érbio<sup>3+</sup>

A fibra dopada com Er<sup>3+</sup> é o meio de ganho do laser em anel, devido à sua característica de absorção no comprimento de onda de bombeamento e emissão no comprimento de onda de sinal, como foi visto no Capítulo 2.

Todas as montagens do laser a fibra dopada utilizaram a mesma fibra dopada com Er<sup>3+</sup> (fibra ErAl-029), que foi desenvolvida no CPqD da TELEBRÁS. Esta fibra é dopada com íons de Er<sup>3+</sup> e co-dopada com Alumínio. O material hospedeiro é a sílica (ErAl:SiO<sub>2</sub>). O raio do núcleo da fibra dopada possui 3,2 µm, sua abertura numérica é de 0,24 e seu comprimento de onda de corte 910 nm. A concentração de íons de Er<sup>3+</sup> é estimada em 11,9 \* 10<sup>23</sup> íons/m<sup>3</sup> e o tempo de vida do nível meta - estável estimado em 10 ms. O comprimento utilizado em todas as montagens foi de 18 m, pois no começo deste trabalho ainda não se conhecia o modelamento descrito no Capítulo 3 e foi necessário, portanto, se cortar a fibra dopada até um comprimento (18 m) que, para o nível de potência de bombeamento disponível e para a alta perda existente à época, se conseguiria oscilação laser.

A Fig. 4.1 apresenta o espectro de absorção da fibra ErAl - 029. Como pode ser observado, o pico da absorção se encontra no comprimento de onda de 1535 nm. Deste espectro de absorção obtém-se o coeficiente de absorção que neste comprimento de onda é de 0,845 m<sup>-1</sup>.

Na Fig. 4.2 mostra - se o espectro de fluorescência da fibra ErAl - 029. Este espectro foi obtido com 30 cm desta fibra. Utilizou - se este pequeno comprimento da fibra ErAl - 029 porque desejava - se conhecer o espectro de fluorescência desta fibra para cálculo da seção eficaz de emissão. A utilização da EEA para este cálculo leva a resultados errôneos. Pode - se notar, da Fig. 4.2, que o pico do espectro de fluorescência está situado em 1535,7 nm. Este pico é levemente diferente do pico de absorção. Isto se deve à característica intrínseca das fibras de Érbio co-dopadas com Alumínio (Capítulo 2). O conhecimento

dos espectros de absorção e fluorescência de uma fibra dopada é de grande importância pois, permitem que se obtenha, as seções eficazes de absorção e emissão, respectivamente.

O espectro de EEA da fibra ErAl - 029 está mostrado na Fig. 4.3 para uma potência de bombeamento de 9 mW. Este espectro de EEA foi obtido com 20 m da fibra ErAl-029. Observa-se que o pico do espectro de EEA se encontra em 1536,2 nm, e portanto, diferente do pico de fluorescência e de absorção. Existe ainda, um outro pico em 1550 nm, mostrando mais uma diferença entre os espectros de EEA e fluorescência da fibra ErAl - 029. O espectro de EEA foi obtido com uma maior potência de bombeamento, e como foi visto no Capítulo 3, o espectro de EEA varia com o bombeamento. A diferença entre os espectros de fluorescência e de EEA se deve ao fato destes espectros terem sido obtidos em sentidos opostos. O espectro de fluorescência foi obtido no sentido contra-propagante e o espectro de EEA no sentido co-propagante, como está mostrado no Capítulo 5. A variação do espectro de EEA co-propagante com o bombeamento é mais acentuada, pois neste sentido a o efeito de absorção do EEA é maior.

Os parâmetros intrínsecos da fibra, tais como as potências de saturação são calculadas<sup>[58]</sup> a partir das seções eficazes de absorção e emissão obtidas através dos espectros de absorção e fluorescência ou são medidas<sup>[66]</sup>, como foi descrito no Capítulo 3.

#### 4.2.2 - O Laser de Bombeamento

O laser semiconductor de bombeamento é utilizado para ativar a fibra dopada com Érbio. Em todas as montagens realizadas, este dispositivo está

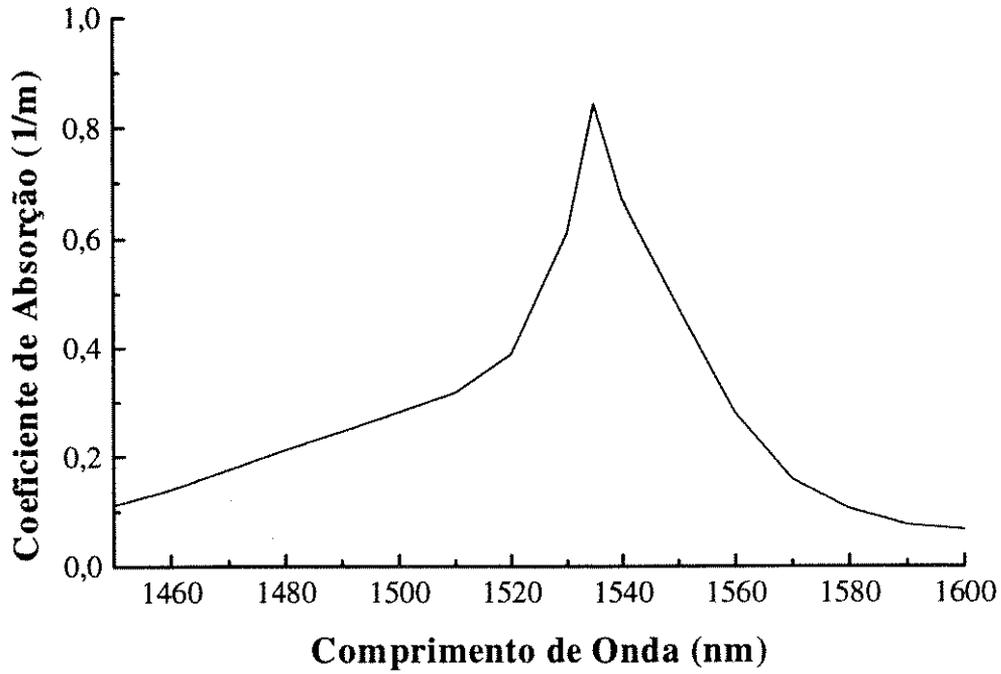


Fig. 4.1 - Espectro de absorção da fibra dopada ErAl - 029.

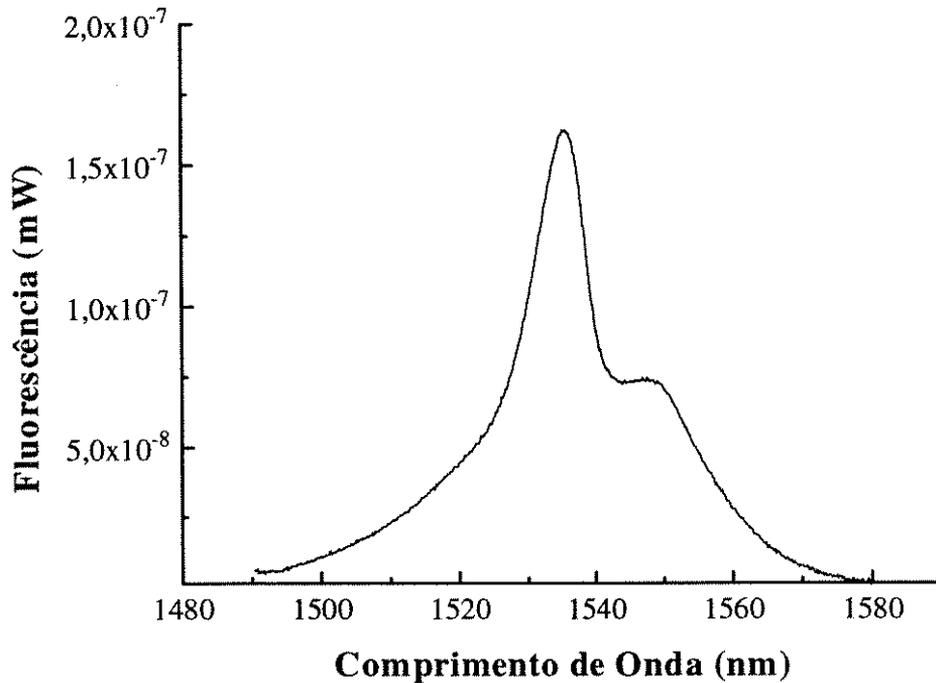


Fig. 4.2 - Espectro de fluorescência da fibra dopada ErAl - 029.

montado em DIP - 14 com "pigtail", como mostrado na Fig. 4.4. Pode - se observar que neste tipo de encapsulamento existe um fotodetector para monitoração e estabilização da emissão do laser de bombeamento, um termistor

e um resfriador termo-elétrico Peltier para o controle da temperatura deste laser. A ligação do terra do termistor pode eventualmente, estar conectada ao pino 10, dependendo do laser de bombeamento a ser utilizado. Como diodos lasers em 980 nm não eram disponíveis no CPqD da TELEBRÁS na época do desenvolvimento deste trabalho, todas as fontes de bombeamento empregadas emitiam em torno de 1480 nm. A possibilidade de utilização de lasers de alimentação em 980 nm permite a obtenção de uma maior eficiência, como foi discutido no Capítulo 2, e conseqüentemente valores superiores de potência de saída para a mesma potência de bombeamento. Esta é, portanto, a fonte de bombeamento mais indicada para a utilização em lasers a fibra, assim que estiver disponível.

O primeiro laser de bombeamento utilizado nas montagens, foi o laser semiconductor da OKI Electric Industry Co., Ltd., que emite em 1480 nm. Este laser foi encapsulado no CPqD da TELEBRÁS. A curva da potência óptica em função da corrente elétrica está mostrada na Fig. 4.5. Nota - se que este laser emite uma potência óptica de, aproximadamente, 40 mW acoplada à fibra para uma corrente de 450 mA. O espectro do laser de bombeamento é apresentado na Fig. 4.6. Este espectro foi obtido para uma corrente de bombeamento de 400 mA. Como pode ser visto, o espectro deste laser é bastante largo e multimodo e está centrado em 1480 nm.

O outro laser semiconductor de bombeamento utilizado foi um laser de múltiplos poços quânticos de InGaAsP DCPBH da Philips Optoelectronics Centre que emite em torno de 1470 nm. Sua curva de potência óptica em função da corrente elétrica está mostrada na Fig. 4.7. Observa - se que este laser possui uma corrente de limiar de 20 mA e consegue acoplar à fibra óptica uma potência

de 50 mW para uma corrente elétrica de 450 mA. Optou-se por

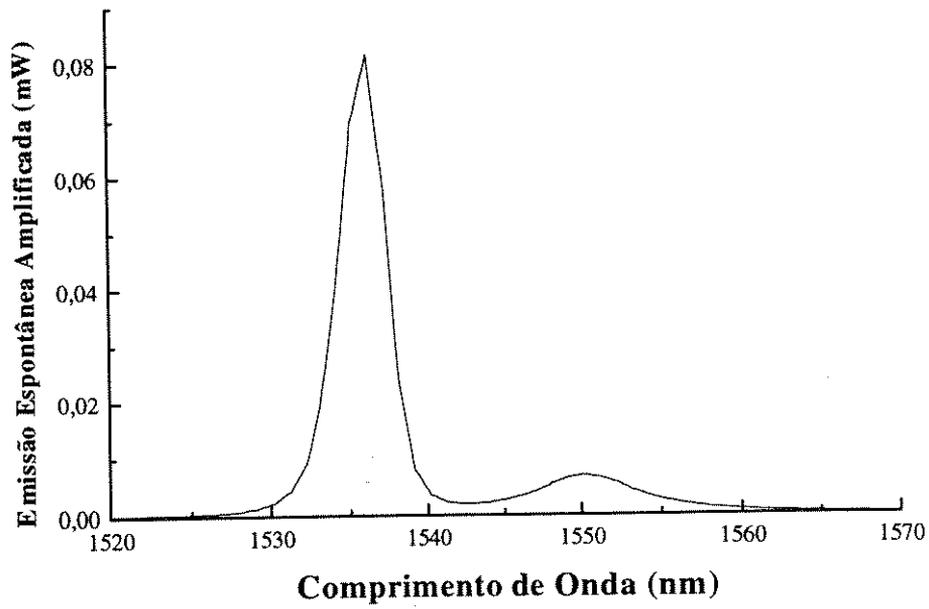


Fig. 4.3 - Espectro de EEA da fibra dopada ErAl - 029.

VISTA SUPERIOR  
(através da tampa)

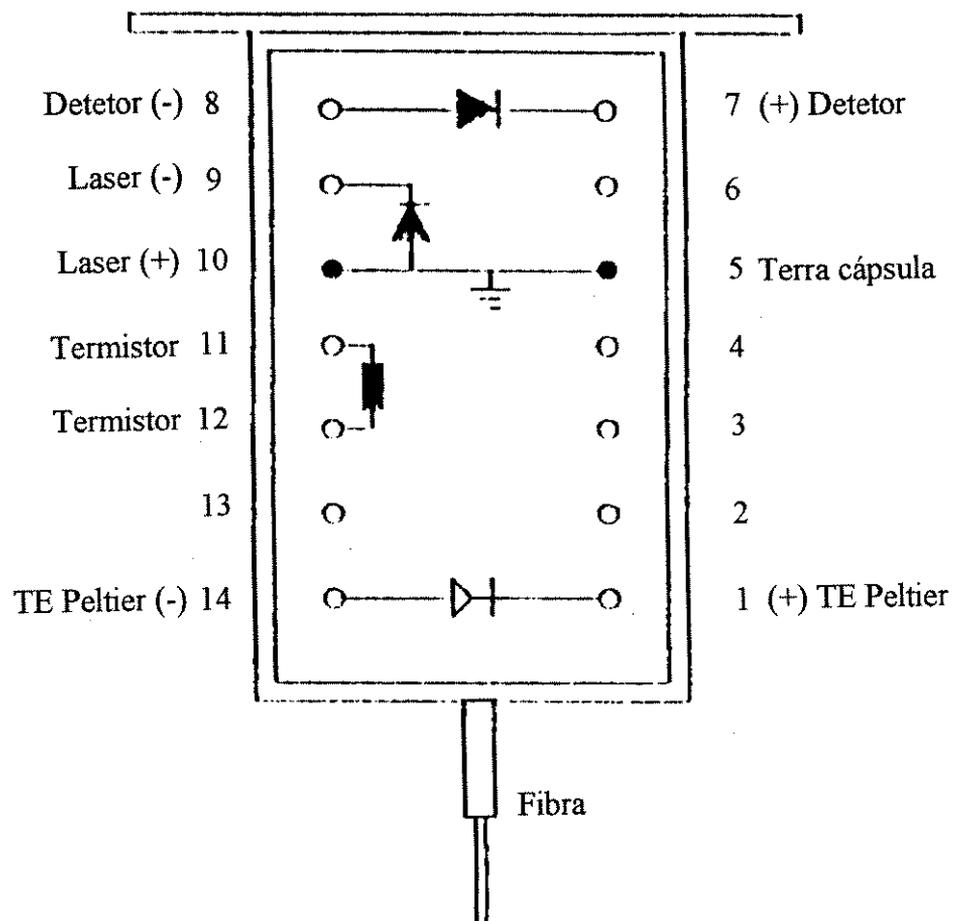


Fig. 4.4 - Esquema do encapsulamento "DIP - 14" dos lasers de bombeamento.

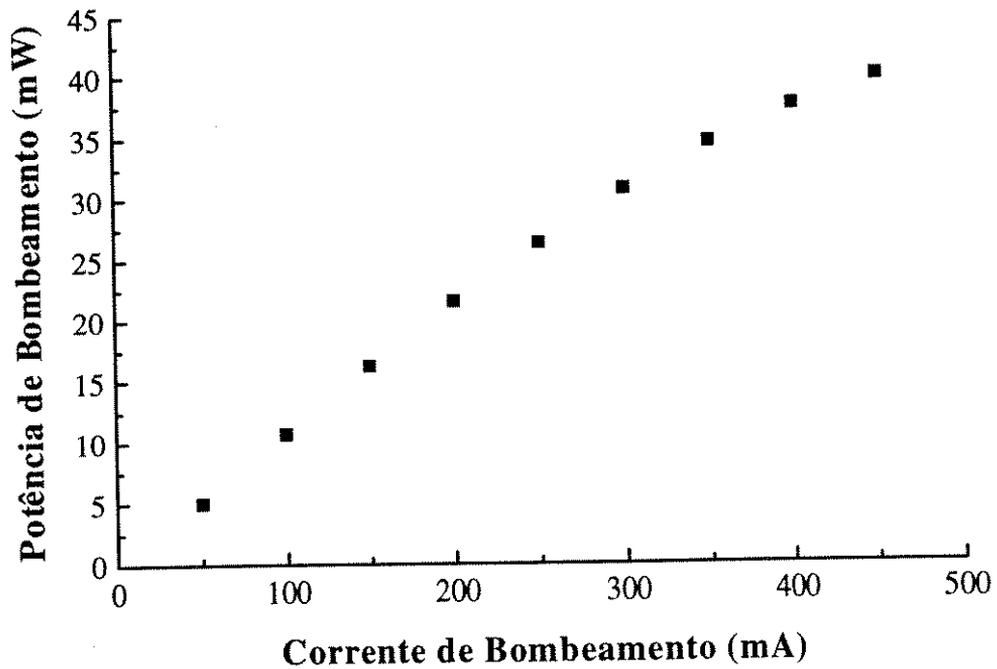


Fig. 4.5 - Curva de potência óptica em função da corrente elétrica do laser de bombeamento da OKI Electric Industry Co., Ltd.

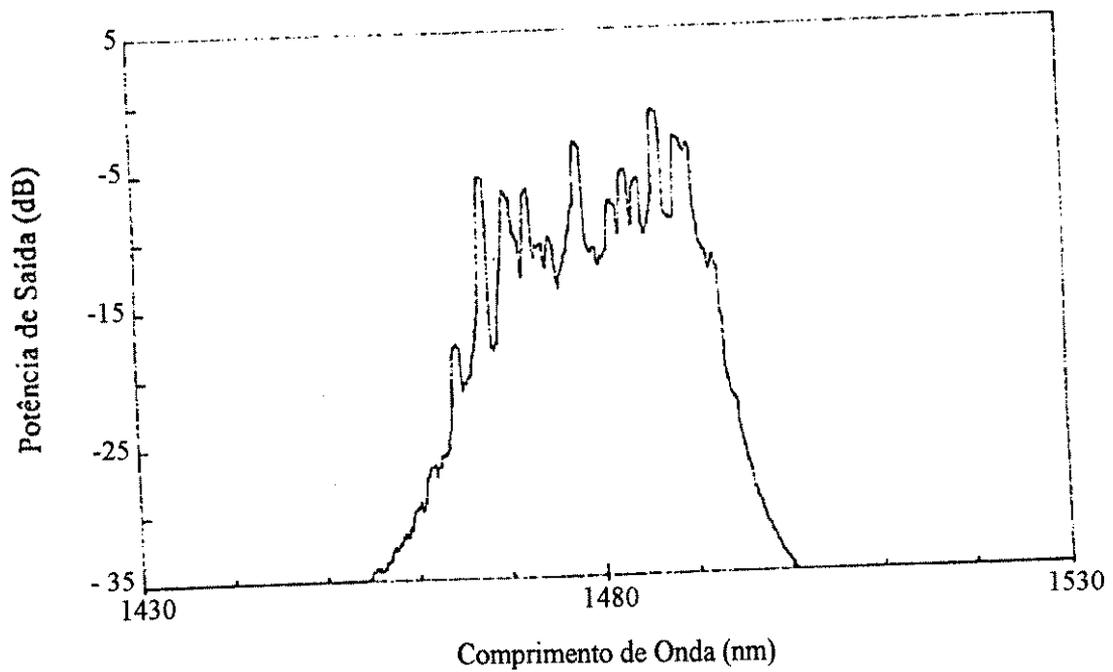


Fig. 4.6 - Espectro do laser de bombeamento da OKI Electric Industry Co., Ltd.

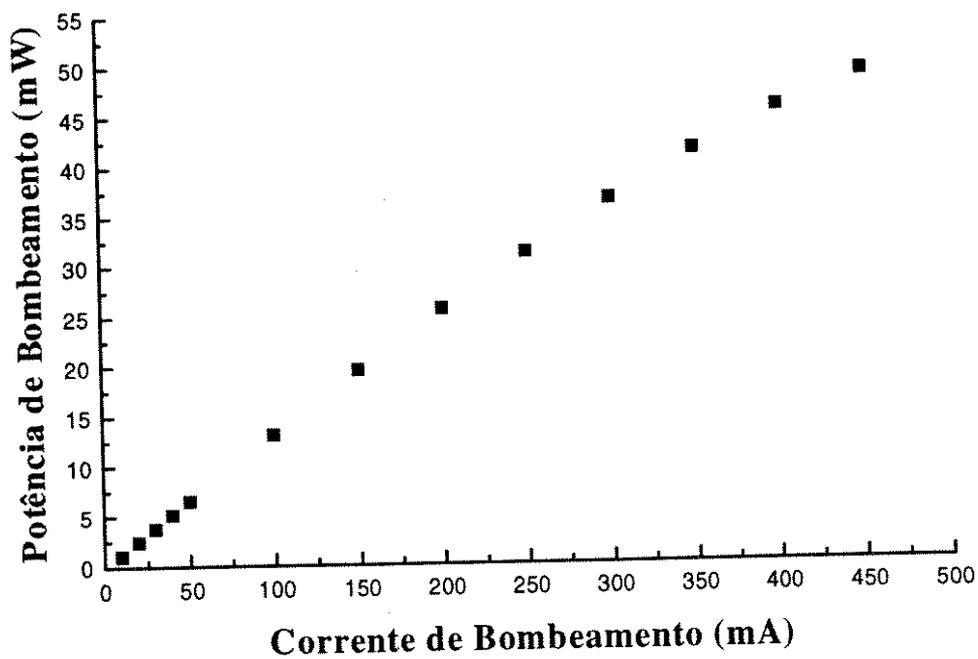


Fig. 4.7 - Curva de potência óptica em função da corrente elétrica do laser de bombeamento da Philips Optoelectronics Centre.

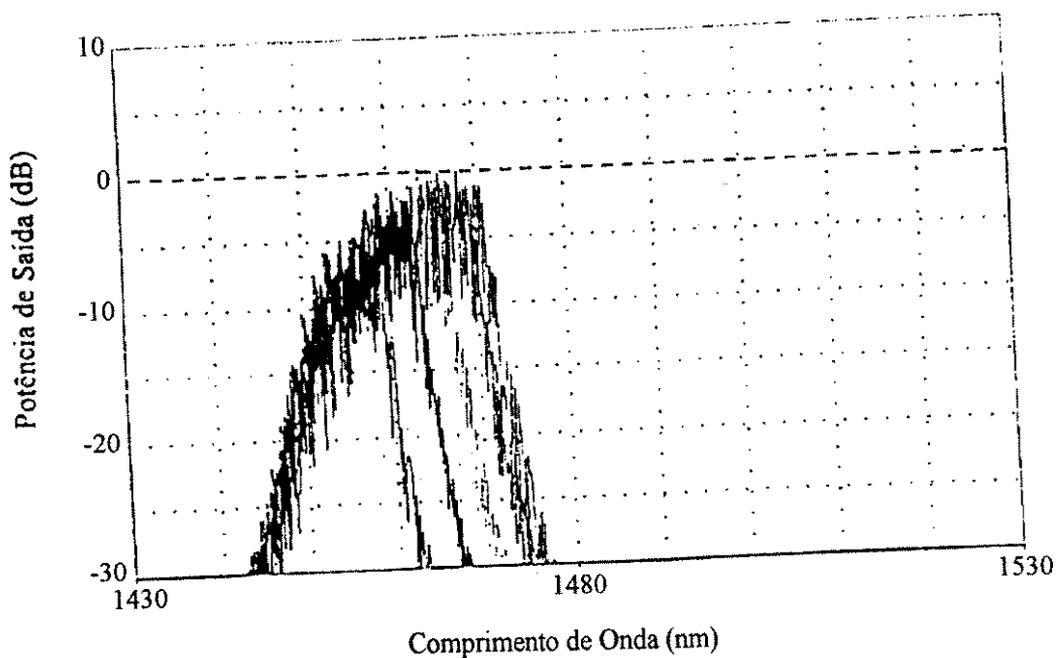


Fig. 4.8 - Cinco espectros do laser de bombeamento da Philips Optoelectronics Centre. As correntes de bombeamento variam de 100 a 450 mA.

trocar de laser de bombeamento, pois desejava - se maior potência acoplada a fibra. A Fig. 4.8 apresenta cinco espectros deste laser para correntes de 100 a 450 mA, onde nota - se que o comprimento de onda de emissão se desloca à medida que a corrente aumenta. Pode - se observar, ainda, que este laser é extremamente multimodo, possuindo uma largura de linha bastante larga.

#### 4.2.3 - O Acoplador WDM

Este dispositivo é utilizado no laser em anel com a finalidade de permitir que a potência de bombeamento seja acoplada à fibra dopada, parte da potência de sinal seja emitida e parte refletida ao interior da cavidade para induzir oscilação laser; assim, o acoplador WDM tem a função de "espelho" no laser, além de formar o anel.

O primeiro acoplador WDM utilizado possuía uma razão de acoplamento no comprimento de onda de bombeamento (1480 nm) de 97 % e no comprimento de onda de sinal (1550 nm) de 77 %; portanto, a refletividade do laser a fibra utilizando este dispositivo foi de 0,23 em 1550 nm. A perda de inserção em 1480 nm era de 0,8 dB e em 1550 nm, de 0,92 dB. Este dispositivo foi desenvolvido no CPqD da TELEBRÁS sob número W3X 0993/005, utilizando a fibra óptica monomodo M-97, também desenvolvida no CPqD da TELEBRÁS.

Por se desejar uma menor perda na cavidade, visando uma maior potência de saída, decidiu - se trocar de acoplador WDM, passando - se portanto, a utilizar o acoplador WDM C150194.012 que, foi fabricado no CPqD da TELEBRÁS utilizando a fibra óptica monomodo M1034, também desenvolvida no CPqD da TELEBRÁS. Sua razão de acoplamento em 1480 nm é de 98 % e em 1550 nm é de 84 %, fazendo com que a refletividade do laser sintonizável seja de 0,16, neste comprimento de onda. Com este dispositivo, conseguiu - se acoplar um pouco mais de potência de bombeamento à fibra dopada (de 97 % para 98 %) e

aumentar a potência de saída pois, a transmissividade deste acoplador é maior (de 77 % para 84 %) e sua perda de inserção menor (de ~ 0,9 dB para ~ 0,15 dB). Apesar desta refletividade ser menor que a do laser a fibra que utiliza o acoplador WDM anterior, esta refletividade é suficiente para induzir oscilação laser. A perda de inserção deste dispositivo é bem inferior a perda de inserção do acoplador anterior, ou seja, 0,2 dB em 1480 nm e 0,13 dB em 1550 nm. Devido à maior transmissividade e a menor perda de inserção deste acoplador WDM, a potência óptica de saída do laser em anel montado com este dispositivo é maior.

#### 4.2.4 - O Filtro Passa-Banda Sintonizável

O filtro passa-banda sintonizável é o elemento dentro do laser em anel que permite que se obtenha a sintonia espectral dentro da faixa de EEA da fibra dopada utilizada. A não utilização deste componente faria com que houvesse oscilação laser em apenas um comprimento de onda, fixado pelo máximo valor do espectro de EEA. Portanto, não seria possível a sintonia do laser. Em todas as montagens do laser a fibra, foi utilizado o mesmo filtro passa-banda sintonizável da JDS FIBER modelo TB1500B, que possui uma faixa de sintonia de 32 nm em torno de 1546 nm. Possui uma perda de inserção de aproximadamente 3 dB ao longo da faixa de sintonia e largura de linha de  $1,35 \pm 0,05$  nm. A sintonia é obtida através de um posicionador multivolta contido no filtro. A cada volta completa neste posicionador, varia - se o comprimento de onda em 2 nm. A variação no comprimento de onda é contínua. Este posicionador não possui histerese, tornando a sintonia simples e precisa. A Fig. 4.13 apresenta a curva de perda de inserção dentro da faixa de sintonia deste filtro. Como pode ser observado, a perda de inserção aumenta com a diminuição do comprimento de onda.

#### 4.2.5 - O Controlador de Polarização

O controlador de polarização é empregado dentro do anel para se corrigir a polarização do sinal na fibra. Este componente é formado por três bobinas. As duas que ficam nas extremidades possuem diâmetro igual, a central possui diâmetro superior às das extremidades. A fibra dopada é, então, enrolada na primeira bobina com uma volta, na bobina central são dadas duas voltas e na última bobina, uma volta novamente. A fibra dopada é fixada nas duas extremidades do controlador de polarização. Com a movimentação lateral (angular) das três bobinas consegue - se então, ajustar a polarização do sinal.

#### 4.2.6 - O Isolador Óptico

O isolador óptico é utilizado dentro do anel do laser a fibra com a finalidade de impedir oscilação laser bidirecional dentro da cavidade<sup>[27]</sup>, pois a fibra dopada possui a característica de emitir nos dois sentidos de propagação, como foi visto no Capítulo 2. Impedindo a oscilação laser bidirecional, o isolador óptico reduz ou até mesmo suprime o problema de instabilidades que possam vir a ocorrer na cavidade<sup>[1]</sup>. Assim, foi verificado na literatura que, a

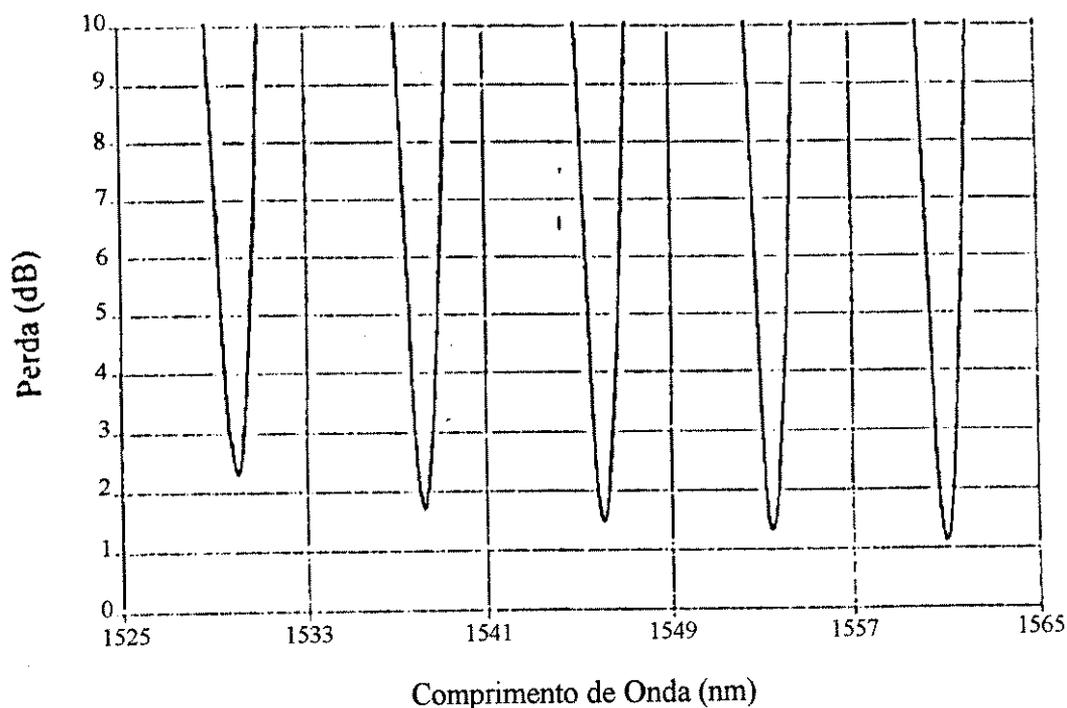


Fig. 4.13 - Curva de perda de inserção do filtro passa-banda sintonizável utilizado.

colocação de um isolador óptico no laser em anel faz com que o modo circulante dentro da cavidade seja uma onda caminhante, e torna a linha do laser mais estreita<sup>[1]</sup>, pois remove as instabilidades. O isolador óptico foi empregado apenas na montagem definitiva do laser em anel. Este dispositivo foi fabricado pela E-TEK Dynamics e oferece isolação típica de 40 dB. Sua perda de inserção é de 0,7 dB, sensibilidade à polarização menor que 0,1 dB e perda de retorno maior que 60 dB.

#### 4.2.7 - As Emendas por Fusão

Um dos fatores que contribuem significativamente para a perda total na cavidade são as emendas feitas entre as diversas fibras ópticas existentes no laser em anel. Para que estas emendas introduzam uma mínima perda na

cavidade ( $\sim 0,5$  dB), é necessário que as fibras ópticas a serem emendadas possuam raios de seus núcleos aproximadamente iguais, pois as máquinas de emenda alinham o sistema através dos raios dos dois núcleos. Como a diferença entre os raios de uma fibra dopada com Érbio<sup>3+</sup> e uma fibra monomodo é grande, 2 e 5  $\mu\text{m}$ , respectivamente, torna-se necessária a repetição do arco voltáico para promover a difusão radial dos dopantes do núcleo, até que a interface entre estas duas fibras se torne contínua e suavizada. Geralmente, repete-se o processo por, no mínimo, 20 vezes. Outro problema que afeta as emendas é a clivagem nas duas fibras a serem emendadas. Se a clivagem não for perfeita, a emenda terá uma perda maior e pode até chegar ao caso da máquina de emendas se recusar a realizar a emenda devido à imperfeição da clivagem. Escolheu-se realizar todas as emendas pelo processo de fusão pois, este processo é mais eficiente e geralmente resulta em baixas perdas por emenda ( $\leq 0,5$  dB).

#### 4.3 - Montagem do Laser Sintonizável a Fibra Dopada com Er<sup>3+</sup> na Configuração em Anel

Nesta seção serão apresentadas três montagens do laser em anel. Os objetivos de cada uma delas será, então, discutido. Como será visto nas Figs. 4.14, 4.15 e 4.16, todas as montagens empregam apenas um acoplador WDM. A finalidade de se usar apenas um acoplador WDM é a de diminuir as perdas na cavidade e, portanto, aumentar a eficiência do dispositivo, levando a uma montagem simplificada do mesmo. Porém, o uso de apenas um acoplador WDM faz com que junto ao sinal de saída exista também potência de bombeamento. A presença do bombeamento remanescente, principalmente em Sistemas de Comunicações Ópticas, inviabilizaria a transmissão do sinal, porém em instrumentação isto não é tão danoso.

#### 4.3.1 - Montagem do Laser a Fibra Dopada em Cavidade com Alta Perda

Descreve - se aqui a primeira montagem do laser em anel, a qual utilizou o laser semiconductor de bombeamento da OKI Electric Industry Co., Ltd., o acoplador WDM número W3X 0993/005 e o controlador de polarização descritos nos itens 4.2.2, 4.2.3 e 4.2.5, respectivamente. O isolador óptico não foi empregado nesta montagem e os demais componentes foram os mesmos em todas as montagens, como já foi frisado anteriormente. Esta montagem se caracterizou por uma alta perda na cavidade (15 dB) e, portanto, uma baixa eficiência. Esta alta perda se deveu a não otimização das emendas feitas por fusão e, adicionalmente, à alta perda de inserção do acoplador WDM utilizado (~ 0,9 dB). Além da baixa eficiência, esta montagem também se caracterizou por uma alta potência de limiar de oscilação laser devido a um fraco acoplamento do bombeamento à fibra dopada. Isto será mostrado no próximo Capítulo. Os objetivos desta primeira montagem foram: analisar as características do laser sintonizável a fibra dopada, tais como, potência e espectro de saída, sintonia espectral, estabilidade temporal e espectral entre outros. Portanto, a alta perda na cavidade não representou um fator proibitivo a esta análise. A Fig. 4.14 apresenta o esquema de montagem deste laser em anel, onde pode ser vista a disposição dos componentes do laser sintonizável, incluindo as diversas emendas existentes. Observa - se que, devido a característica do acoplador WDM utilizado (Fig. 4.9), o laser de bombeamento está diretamente ligado à fibra dopada.

#### 4.3.2 - Montagem do Laser a Fibra Dopada em Cavidade com Baixa Perda

Para esta montagem, utilizou - se o laser de bombeamento da Philips Optoelectronic Centre e o acoplador WDM número C150194.012 descritos nos

itens 4.2.2 e 4.2.3, respectivamente. O isolador óptico, novamente não foi utilizado. As emendas feitas por fusão foram, agora, otimizadas fazendo com que esta montagem apresentasse uma menor perda na cavidade (7 dB) e, portanto, uma maior eficiência e uma menor potência de limiar de oscilação, como está mostrado no próximo Capítulo. Quando esta nova montagem foi realizada, já se planejava uma montagem definitiva com o objetivo de se conseguir uma melhor comparação das características do laser com as previsões da modelagem; decidi - se, portanto, utilizar uma fonte de bombeamento mais potente, um acoplador WDM com uma perda de inserção menor e otimizar as emendas por fusão. A Fig. 4.15 apresenta o esquema desta montagem. Como pode ser visto, devido à característica de acoplamento do WDM utilizado nesta montagem, o laser de bombeamento está, agora, melhor acoplado à fibra dopada.

#### 4.3.3 - A Montagem Definitiva

A montagem definitiva do laser a fibra dopada é a mesma apresentada no último item (4.3.2), porém com a inclusão do isolador óptico no anel, devido aos motivos apresentados no item 4.2.6. O esquema desta montagem está mostrado na Fig. 4.16. A montagem definitiva foi desenvolvida com o objetivo de se obter um dispositivo que operasse em torno de 1550 nm, com uma grande faixa de sintonia, boa estabilidade espectral (daí o emprego do isolador óptico) e que estivesse construído de tal forma que fosse de fácil manuseio e transporte. Por estes motivos, esta montagem foi condicionada em uma caixa metálica, utilizando a rede (110 V<sub>AC</sub>) para a alimentação da parte eletrônica do laser sintonizável a fibra dopada com Érbio<sup>3+</sup> na configuração em anel. Como a perda de inserção do isolador óptico utilizado é baixa (ver item 4.2.6) e somente uma emenda foi acrescentada ao anel, houve pouca deterioração na perda total na cavidade (7,8 dB) e, portanto, na eficiência e potência de limiar deste laser

quando comparado à segunda montagem (4.3.2). Isto está mostrado no Capítulo 5.

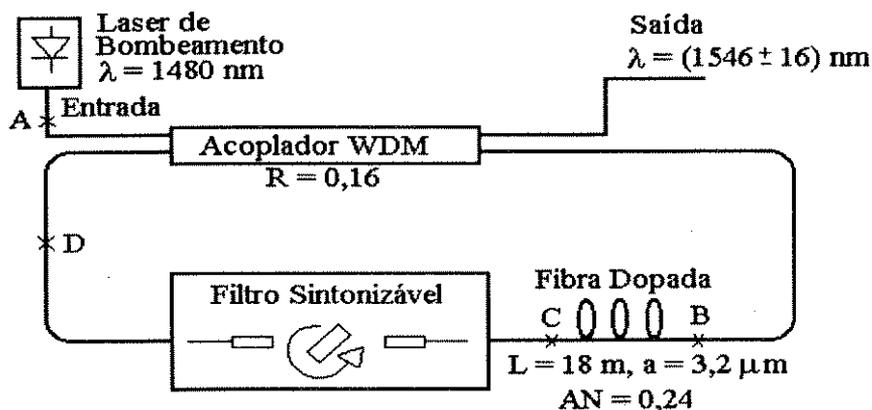


Fig. 4.14 - Esquema de montagem do laser a fibra dopada com alta perda (15 dB).

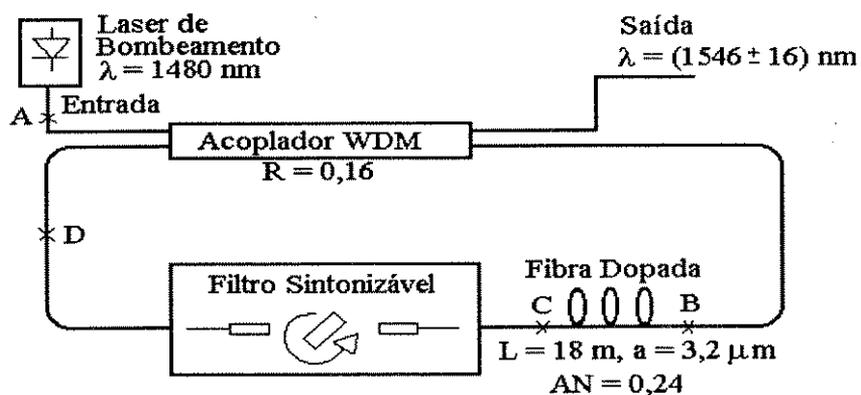


Fig. 4.15 - Esquema de montagem do laser a fibra dopada com baixa perda sem isolador óptico (7 dB).

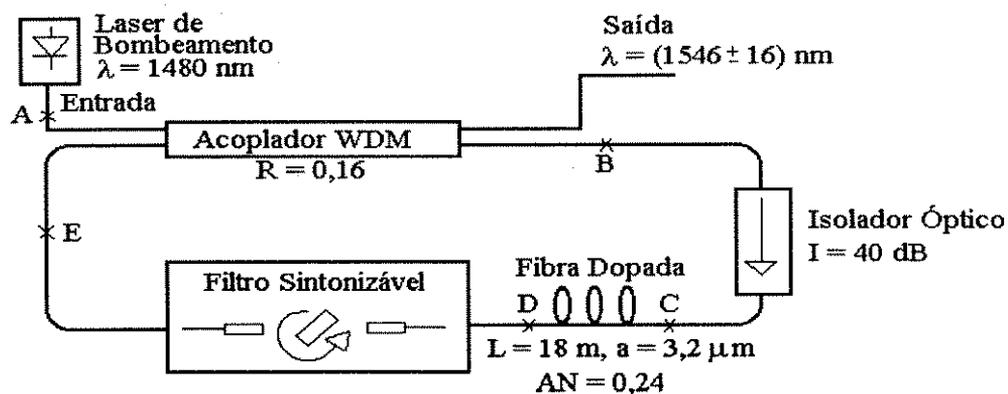


Fig. 4.16 - Esquema de montagem do laser a fibra dopada definitivo: com isolador óptico e baixa perda (7,8 dB).

#### 4.4 - Montagem da Caixa Metálica

O laser em anel da montagem definitiva, apresentado na seção anterior (item 4.3.3), foi acondicionado em uma caixa metálica de 32 cm de comprimento, 22 cm de largura e 11 cm de altura, como pode ser visto nas Figs. 4.17 e 4.18. No interior da caixa, no lado esquerdo, existe uma placa eletrônica que serve para alimentar o laser de bombeamento e controlar sua temperatura através do controle da corrente do resfriador termo-elétrico Peltier encapsulado no DIP - 14. Essa placa serve ainda, para transformar a tensão da rede ( $110 V_{AC}$ ) em corrente compatível com o laser de bombeamento. Ainda no interior da caixa metálica, no lado direito, está montada a parte óptica do laser em anel consistindo do filtro sintonizável,

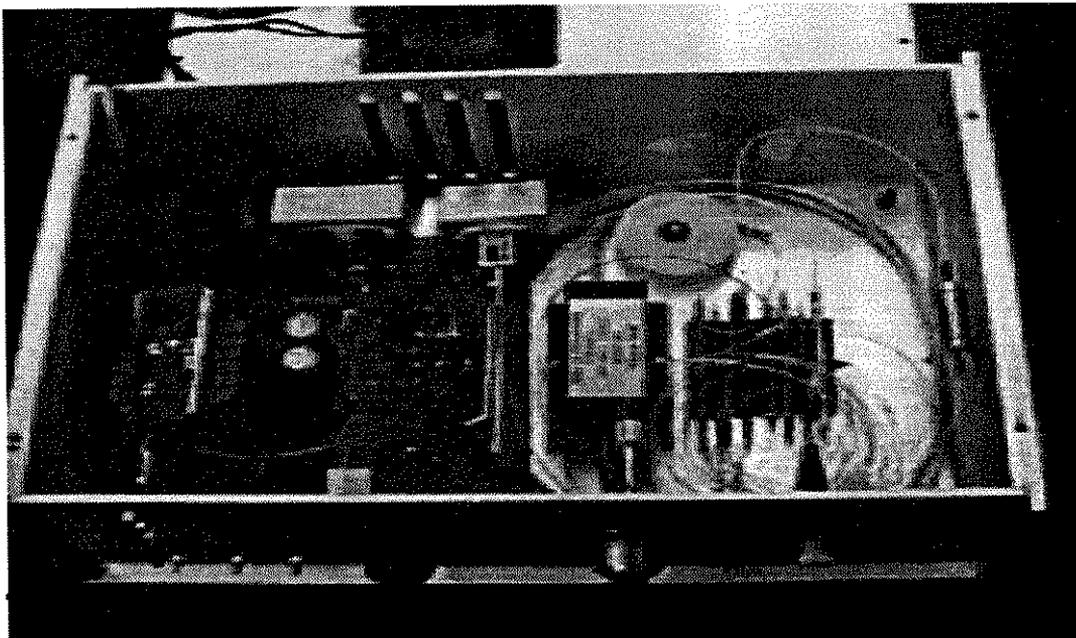


Fig. 4.17 - Fotografia da montagem definitiva do laser a fibra dopada com a caixa metálica aberta.

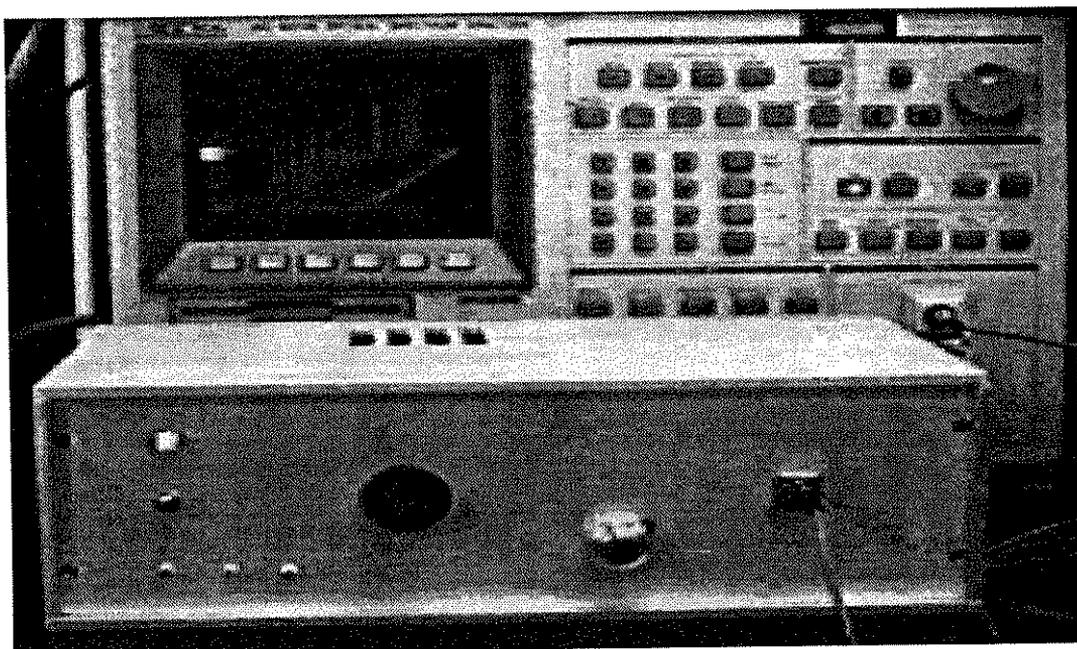


Fig. 4.18 - Fotografia da montagem definitiva do laser a fibra dopada com visão da parte frontal da caixa metálica.

da fibra dopada, das diversas emendas feitas por fusão, do acoplador WDM e, finalmente, do isolador óptico. A fibra dopada está enrolada em uma bobina plástica com 3 cm de diâmetro. Um ventilador preso à tampa superior da caixa é utilizado para auxiliar no controle de temperatura do laser de bombeamento. No painel frontal existem dois posicionadores multivolta, o conector de saída do laser em anel, uma chave liga/desliga, um led que acende quando o laser em anel é ligado e três pinos para leitura da corrente do laser de bombeamento e do resfriador Peltier. O posicionador à esquerda varia a corrente do laser de bombeamento e, portanto, altera a potência de saída do laser em anel e o posicionador à direita é responsável pela sintonia em comprimento de onda do dispositivo.

O circuito eletrônico de controle da corrente do laser de bombeamento e do resfriador termo-elétrico Peltier, está mostrado na Fig. 4.19. Pode - se observar que este circuito é formado por um transformador, que reduz a tensão da rede para  $5 V_{AC}$ , uma ponte retificadora, que retifica esta tensão, e um

regulador de tensão que regula a tensão de saída através de um resistor variável. Dois amplificadores operacionais em apenas um circuito integrado controlam o circuito, dois transistores são os responsáveis pelas correntes que passarão pelo laser de bombeamento e pelo resfriador termo-elétrico. O potenciômetro de 2 kΩ permite que a corrente do laser de bombeamento seja variada. Existem ainda, dois pontos de monitoração no circuito. Um para monitorar a corrente do laser de bombeamento e o outro para monitorar a corrente do resfriador termo-elétrico Peltier. Este circuito foi desenvolvido no CPqD da TELEBRÁS.

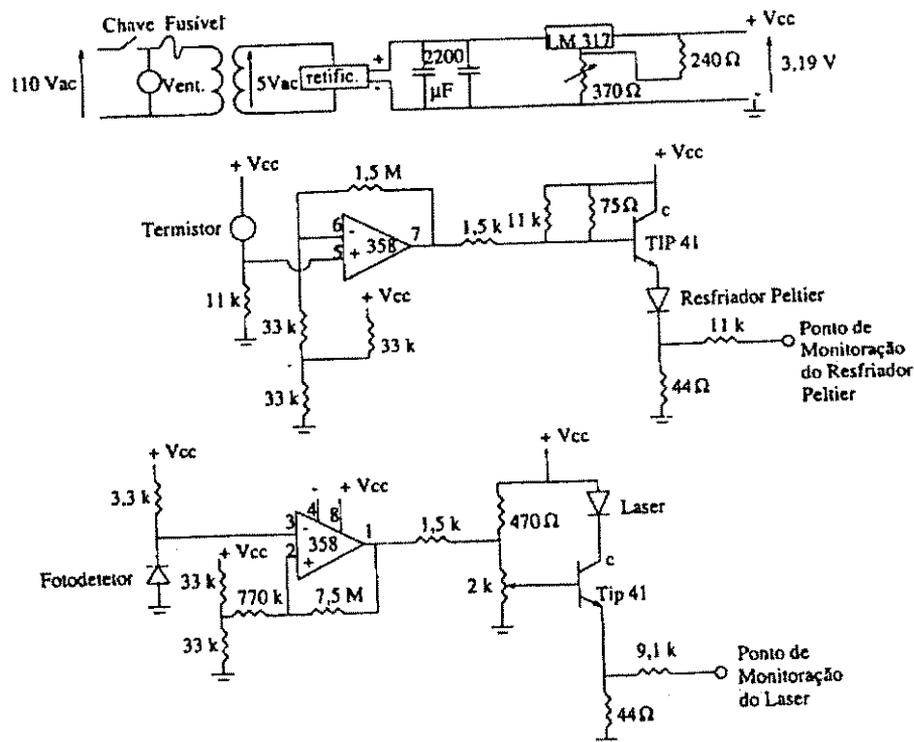


Fig. 4.19 - Esquema do circuito eletrônico de controle da corrente elétrica e da temperatura do laser de bombeamento.

# **CAPÍTULO 5**

## **Medidas Experimentais Realizadas e Comparação com os Resultados Teóricos Obtidos**

### **5.1 - Introdução**

Neste Capítulo são apresentados os resultados experimentais obtidos com as três montagens do laser em anel descritas no Capítulo 4. É feita, então, uma comparação entre os resultados experimentais e teóricos, onde boa concordância foi obtida, demonstrando a validade do modelo utilizado. Apresenta - se as medidas de estabilidade espectral, temporal e térmica e, por último, discute - se os resultados obtidos com as medidas de largura de linha do laser a fibra dopada. Os experimentos realizados baseiam - se fundamentalmente em: medidas da potência óptica de saída em função da potência de bombeamento, realizadas utilizando - se um medidor de potência óptica; medidas do espectro e da sintonia espectral do laser em anel, onde foi utilizado o Analisador de Espectros

Óptico da ANDO modelo AQ-6312B que permite uma medida relativa da potência óptica; medidas de estabilidade espectral, temporal e térmica; medidas de batimento para investigação da largura de linha do laser em anel, além das medidas dos espectros de fluorescência e de ASE da fibra ErAl-029. Para se determinar a potência óptica que efetivamente se mede quando se utiliza o Analisador de Espectros Óptico da ANDO, deve - se fazer uma compensação empregando - se um medidor de potência óptica e conhecendo - se a resolução e a largura da banda espectral em que se vai operar o Analisador de Espectros Óptico, e, portanto, obter o valor absoluto da potência óptica medida. Quando a resolução do Analisador de Espectros Óptico é de 1 nm e a largura da banda espectral de 50 nm, deve - se somar 2 dB à potência óptica lida no equipamento para se obter a potência óptica efetivamente emitida pelo laser em anel. Os níveis de potência de bombeamento descritos neste Capítulo se referem a potência de bombeamento na entrada da fibra dopada, ou seja, depois de se considerar todas as perdas até a entrada da fibra dopada. Este Capítulo se divide em 5 seções.

## 5.2 - Medidas Realizadas e Comparação com o Modelo Teórico.

Nesta seção são apresentadas e discutidas as medidas experimentais obtidas com as montagens descritas no Capítulo 4 comparando - as, quando possível, aos resultados teóricos previstos no modelamento descrito no Capítulo 3.

### 5.2.1 - Medidas Realizadas com a Montagem de Cavidade em Alta Perda Descrita no Item 4.3.1.

A primeira medida realizada com esta montagem está mostrada na Fig. 5.1, onde se apresenta a potência de saída do laser em anel em função da potência de bombeamento. Ainda na Fig. 5.1 está apresentado o resultado obtido com o modelamento descrito no Capítulo 3. Os seguintes valores experimentais foram utilizados no modelamento:  $R = 0,23$ ,  $V_i = 0,03$ ,  $V_{ent} = 0,3$ ,  $V_{sai} = 0,22$ ,  $\lambda_s = 1550 \text{ nm}$ ,  $\lambda_b = 1480 \text{ nm}$ ,  $L = 18 \text{ m}$ ,  $\alpha_s = 0,47 \text{ m}^{-1}$ ,  $P_s^{sat} = 0,2 \text{ mW}$ ,  $P_b^{sat} = 0,55 \text{ mW}$  e  $\delta = 0,52$ , onde,  $V_p$ , que descreve as perdas totais na cavidade (do ponto C ao B, sentido horário, na Fig. 4.14), corresponde às perdas de inserção do acoplador WDM e do filtro sintonizável, além das perdas das três emendas por fusão (pontos B, C, e D na Fig. 4.14).  $V_{ent}$ , que descreve as perdas na entrada do laser em anel (do ponto A ao ponto B na Fig. 4.14), corresponde à perda de inserção do acoplador WDM e à perda da emenda por fusão (ponto A na Fig. 4.14).  $V_{sai}$ , que descreve as perdas na saída do dispositivo (do ponto C à saída na Fig. 4.14), corresponde às perdas de inserção do acoplador WDM e do filtro sintonizável, além das perdas das duas emendas feitas por fusão (pontos C e D na Fig. 4.14). Como pode ser visto na Fig. 5.1, a potência de saída do laser fica super-estimada quando se utiliza baixos níveis de bombeamento. Isto ocorre pois no regime de alta perda na entrada (do ponto A ao ponto B inclusive, na Fig. 4.14), o modelo somente consegue descrever com boa concordância os resultados experimentais para altos níveis de potência de bombeamento ( $P_b(L) \gg P_b^1$ ), onde se consegue inversão de população em toda a fibra dopada. Como a emissão espontânea amplificada (ASE) não foi considerada no modelo e como existe alta perda na entrada (do ponto A ao ponto B inclusive, na Fig. 4.14), para baixos níveis de potência de bombeamento, a ASE fica reduzida e, portanto, o ganho na fibra dopada também deveria ser diminuído, porém o modelo não prevê corretamente a redução do ganho. Pode - se observar ainda

que, neste regime, o laser apresentou uma potência de limiar de 10 mW e uma eficiência de 5 %. O alto valor relativo de potência de limiar e a baixa eficiência se devem exclusivamente à grande perda na cavidade ( $V_1 = 0,03$ ). A eficiência obtida com o modelo é de 3,25 %, portanto, 1,54 vezes menor que a experimental. Já a potência de limiar obtida com o modelo é de 5 mW, a metade do valor experimental. Isto mostra que o modelo não consegue representar adequadamente uma cavidade com alta perda na entrada (do ponto A ao ponto B inclusive, na Fig. 4.14) e, portanto, baixa inversão de população ao longo da fibra dopada. As medidas experimentais foram realizadas (quadrados sólidos) com um medidor de potência óptica e portanto contém resto de potência de bombeamento e os primeiros pontos (antes do laser entrar em oscilação) contém ASE também.

Neste trabalho tentou - se medir as potências de saturação de sinal e bombeamento através da medida da saturação da absorção da fibra descrita no Capítulo 3, porém para este tipo de medida necessita - se de fontes ópticas que acoplem alta potência óptica à fibra dopada para se conseguir obter a transparência desta fibra. Para o comprimento de onda de bombeamento, apesar do laser utilizado ser multimodo, o que dificulta a medida, conseguiu - se obter um valor próximo aos valores encontrados na literatura. Para o comprimento de onda de sinal, por outro lado, não se conseguiu obter um laser que acoplasse potência suficiente à fibra dopada para torná - la transparente. Optou - se, portanto, neste trabalho, ao uso de valores da literatura para as potências de saturação de sinal e bombeamento.  $\delta$  é obtido de (3.81) a partir do conhecimento das potências de saturação e  $G_{\max}$  é obtido utilizando - se (3.83) e conhecendo - se as potências de saturação e os coeficientes de absorção.

Na Fig. 5.2 está mostrado o espectro do laser em anel no regime de alta perda. Como pode ser visto, o laser em anel está sintonizado no comprimento de onda de sinal de 1550,2 nm e possui uma razão de extinção superior a 30 dB. Este espectro foi obtido para uma potência de bombeamento de 21,7 mW. O modelo não prevê um valor para a razão de extinção do dispositivo. A Fig. 5.3

apresenta o espectro do laser em anel melhor resolvido que o da figura anterior. Isto é, o experimento foi realizado com o Analisador de Espectro Óptico com resolução de 0,1 nm, escala vertical: 1 dB/divisão e escala horizontal: 0,1 nm/divisão. Observa - se que a largura à meia altura (3dB abaixo do pico) é de 0,09 nm, que é menor que a resolução máxima do equipamento (0,1 nm) e, portanto, o Analisador de Espectros utilizado não possui resolução suficiente para se medir a largura de linha do laser a fibra. Este modo está centrado em 1549,9 nm e foi obtido com uma potência de bombeamento de 23 mW.

O espectro do laser em anel no regime de alta perda sintonizado em 1552,3 nm para diversos níveis de potência de bombeamento está mostrado na Fig. 5.4. Esta figura foi obtida aumentando - se a potência de bombeamento de 8 mW a 23 mW, de 1 em 1 mW para uma resolução do Analisador de Espectro Óptico de 0,1 nm e escalas vertical e horizontal de 5 dB/divisão e 2 nm/divisão, respectivamente. Pode - se notar que aparecem instabilidades espectrais em diferentes níveis de potência de bombeamento. Conforme observações realizadas, estas instabilidades ocorrem em instantes distintos independentemente do nível de bombeamento. A existência destas instabilidades será discutida na seção 5.3. Como poderá ser observado na Fig. 5.5, estas instabilidades também ocorrem para diferentes comprimentos de onda. Como o modelo não prevê a obtenção do espectro do laser, estas instabilidades também não são previstas pela modelagem.

Na Fig. 5.5, apresenta - se a sintonia espectral do laser em anel para a cavidade com alta perda, em uma faixa de 20 nm. Esta figura foi obtida variando - se o posicionador multivolta do filtro passa - banda sintonizável em 10 voltas completas. A cada volta completa, media - se o espectro do laser, girava - se novamente o posicionador multivolta de uma volta completa, media - se novamente o espectro e assim, sucessivamente, até se completar as 10 voltas. Nota - se que o pico do espectro se moveu para a direita de 2 em 2 nm (uma

volta completa). A Fig. 5.5 pode ser realizada devido a uma facilidade do Analisador

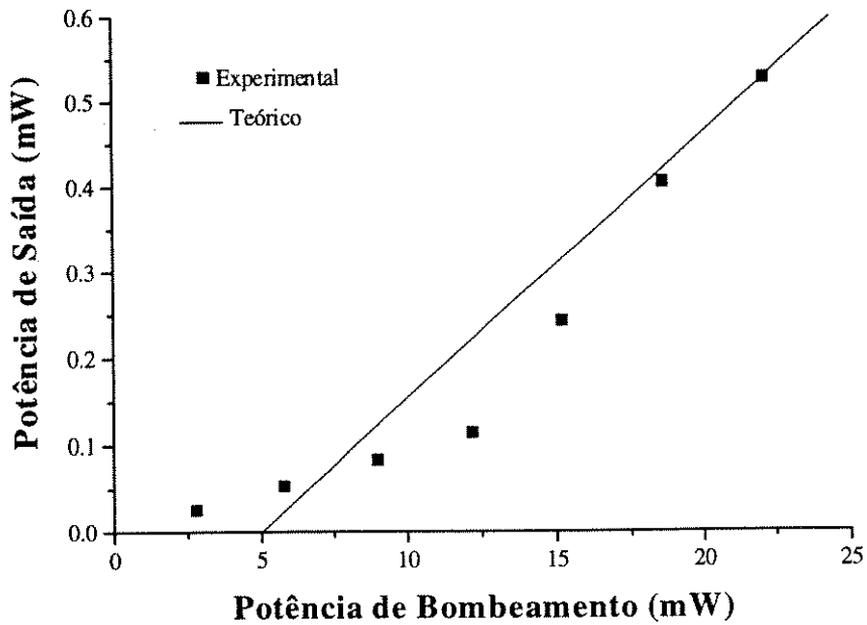


Fig. 5.1 - Potência da saída da montagem com alta perda do laser a fibra dopada em função da potência de bombeamento. Os pontos representam o resultado experimental e a linha sólida, o resultado teórico obtido com as Eqs. (3.90), (3.91) e (3.92).

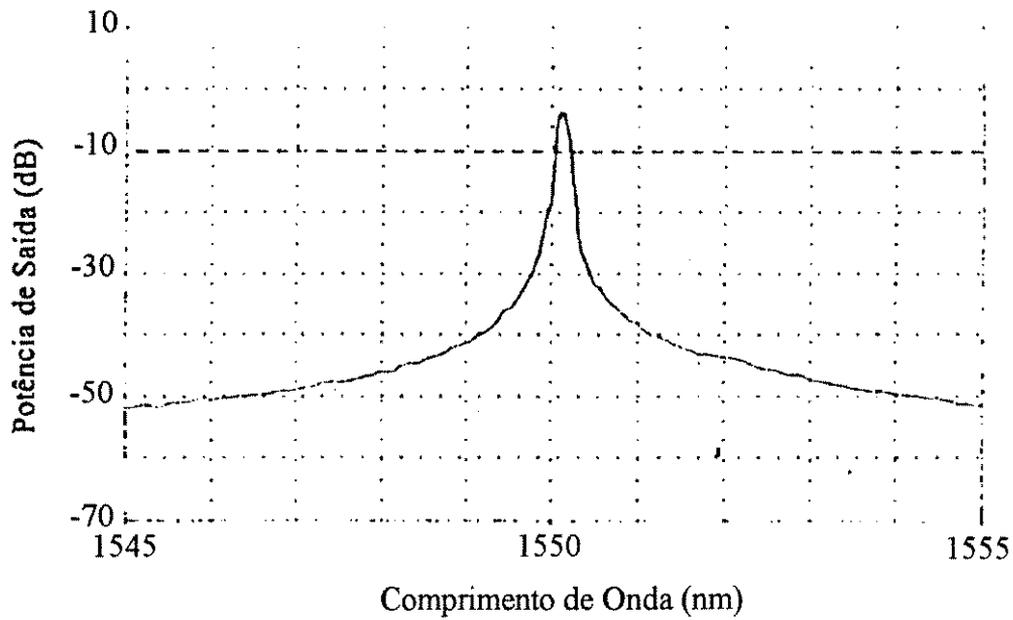


Fig. 5.2 - Espectro da montagem com alta perda do laser a fibra. Esta medida foi realizada empregando - se o Analisador de Espectro Óptico com resolução de 0,2 nm, escala vertical: 10 dB/divisão e escala horizontal: 1 nm/divisão.

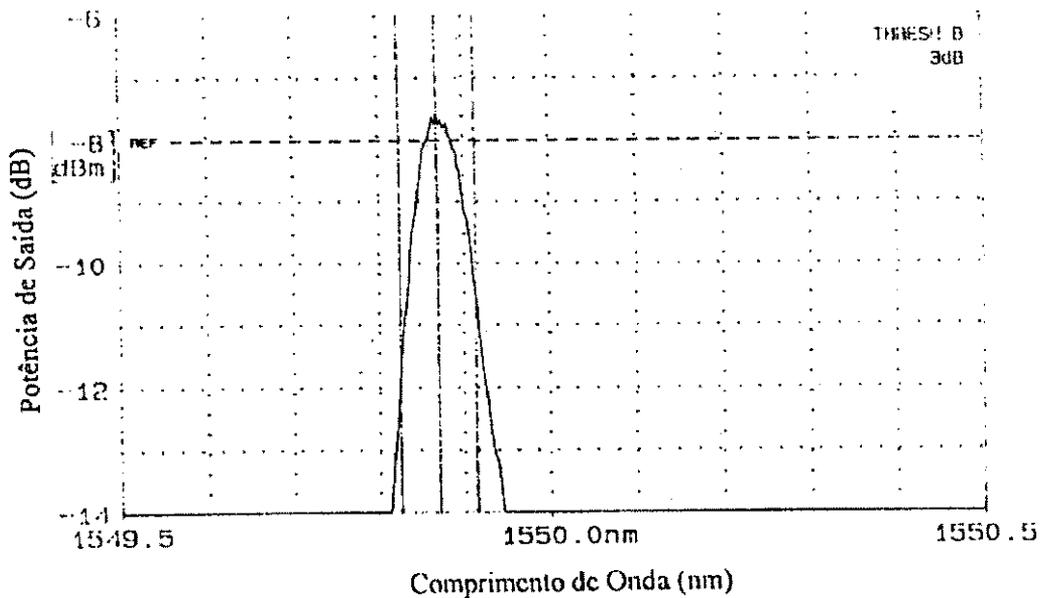


Fig. 5.3 - Espectro melhor resolvido da montagem com alta perda do laser a fibra.

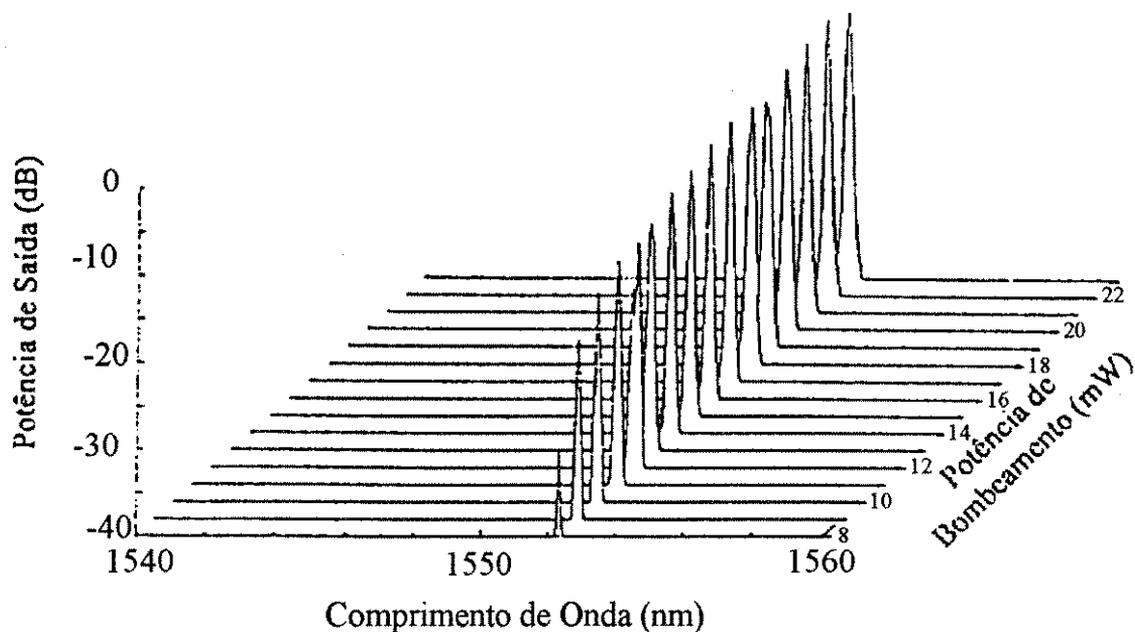


Fig. 5.4 - Espectro do laser em anel sintonizado em 1552,3 nm para níveis de potência de bombeamento de 8 à 23 mW.

de Espectro Óptico utilizado, que possuía resolução de 0,1 nm, escalas vertical e horizontal de 5 dB/divisão e 2 nm/divisão, respectivamente. A potência de bombeamento para obtenção da Fig. 5.5 foi de 23 mW. Apesar da faixa de sintonia nesta figura se limitar a 20 nm, foi comprovado experimentalmente, e está mostrado na Fig. 5.12, que a faixa de sintonia é de 32 nm e está limitada pela faixa de sintonia do filtro passa-banda sintonizável. Novamente, observam-se as mesmas instabilidades, que agora se apresentam em comprimentos de onda diferentes, como mencionado na figura anterior.

A Fig. 5.6 apresenta a sintonia espectral do laser em anel em toda a faixa de sintonia para uma potência de bombeamento de 15 mW. Nota-se que para esse baixo nível de potência de bombeamento, existe uma região do espectro (1539 a 1543 nm) onde não ocorre oscilação laser. Isto ocorre pois, esta é a região do vale do espectro de ASE da fibra dopada utilizada (Fig. 4.2) onde o ganho da fibra é menor devido ao ASE ser menor. Portanto, para o nível de potência de bombeamento utilizado, o ganho não consegue se igualar às perdas da cavidade, não ocorrendo assim, oscilação laser nesta região do espectro.

Desta forma a faixa de sintonia fica reduzida a 15 nm. Observa - se ainda na Fig. 5.6, o resultado obtido com a modelagem para a potência de bombeamento utilizada experimentalmente. Como foi dito no Capítulo 3, para baixos níveis de potência de bombeamento o modelo super-estima o ganho na fibra dopada, devido à não consideração da ASE pelo modelo, fazendo com que haja oscilação laser em toda a faixa de sintonia e, portanto, a potência de saída estimada chega a valores bastante superiores aos obtidos experimentalmente.

Na Fig. 5.7 apresenta - se a sintonia espectral para um alto nível de potência de bombeamento (23 mW). Com o aumento da potência de bombeamento, começa haver oscilação laser em todo o espectro, ou seja a faixa de sintonia se torna mais plana em todo o espectro e, neste caso, limitada aos 32 nm do filtro passa - banda sintonizável. O laser em anel obterá a maior faixa de sintonia possível quando utilizar um filtro sintonizável que possua sintonia em todo o espectro de ASE da fibra dopada utilizada. Nesta situação, o espectro de ASE será o fator limitante da faixa de sintonia. A Fig. 5.7 apresenta ainda, o resultado obtido com o modelo para a potência de bombeamento de 23 mW. Quando se aumenta o nível de bombeamento, o modelo se torna mais fiel ao experimento, apesar de ainda apresentar um ganho super estimado na região de 1530 nm, que é a faixa de maior perda de inserção do filtro sintonizável (Fig. 4.13) e, portanto, uma região de baixo ganho e na região de 1542 nm, que é a região do vale do ASE da fibra dopada empregada (Fig. 4.3) e, portanto, região de menor ganho do espectro.

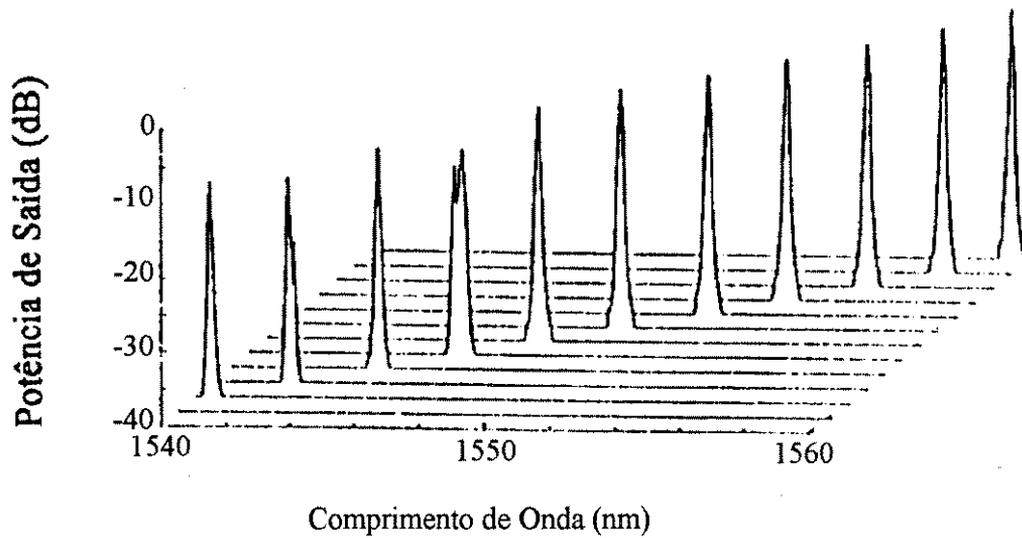


Fig. 5.5 - Sintonia espectral do laser a fibra em uma faixa de 20 nm para uma potência de bombeamento de 23 mW. Os espectros foram obtidos variando - se o filtro sintonizável de 2 em 2 nm, através do posicionador multivolta.

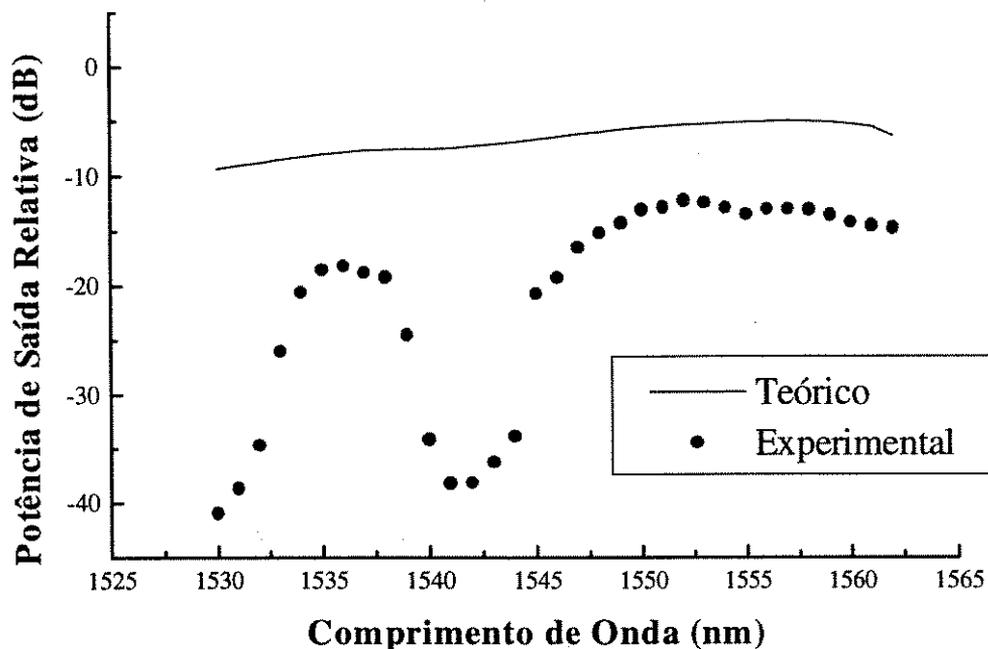


Fig. 5.6 - Sintonia espectral teórica e experimental do laser a fibra em toda a faixa, para um nível de potência de bombeamento de 15 mW. O Analisador de Espectro Óptico possuía 1 nm de resolução e escalas vertical e horizontal de 5dB/divisão e 5 nm/divisão, respectivamente.

A intenção de se estudar a estabilidade espectral e temporal do laser em anel fez com que as variações da potência de saída e do comprimento de onda de oscilação do laser em anel em função do seu tempo de funcionamento, para uma cavidade com alta perda, fossem medidas. Estas medidas estão apresentadas na Fig. 5.8. Observa-se que houve uma variação total de 0,5 dB na potência de saída do laser durante as 72 h de realização do experimento mostrando sua grande estabilidade temporal. O comprimento de onda de emissão laser foi medido durante 50 h e a variação espectral foi da ordem de 0,1 nm, igual a resolução máxima do equipamento, mostrando que o laser em anel também é estável espectralmente.

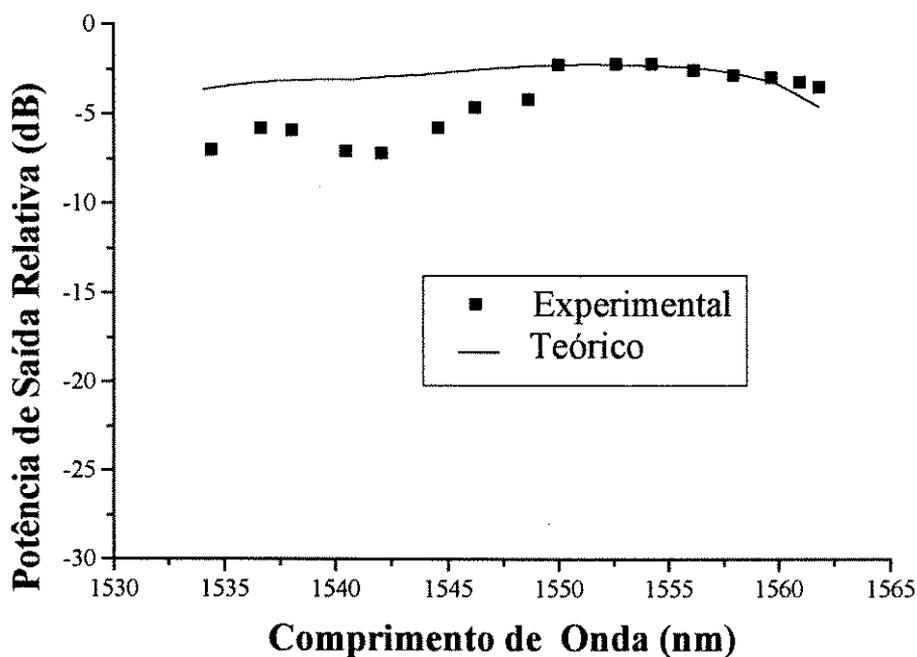


Fig. 5.7 - Sintonia espectral teórica e experimental do laser a fibra em toda a faixa, para um nível de potência de bombeamento de 23 mW. O Analisador de Espectro Óptico possuía 1 nm de resolução e escalas vertical e horizontal de 5dB/divisão e 5 nm/divisão, respectivamente.

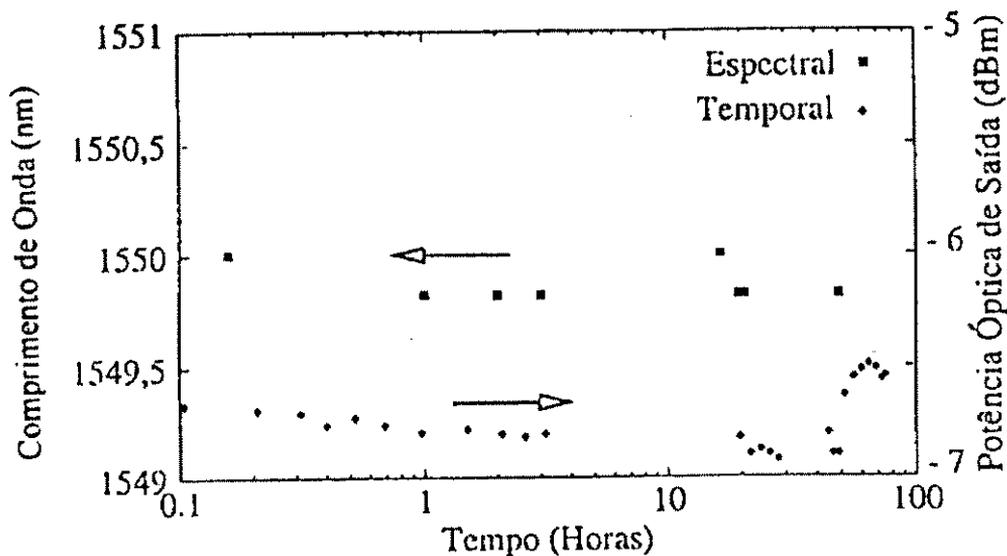


Fig. 5.8 - Estabilidades Espectral e Temporal do Laser em Anel

### 5.2.2 - Medidas Realizadas com a Montagem de Cavidade em Baixa Perda Descrita no Item 4.3.2

Para esta montagem com baixa perda relativa, foi realizada a medida de potência óptica de saída em função da potência de bombeamento, para um comprimento de onda de 1550 nm, como pode ser visto na Fig. 5.9. Nota - se que houve uma grande melhoria tanto na eficiência, que aumentou de 5 % para 17,5 %, quanto na potência de limiar, que diminuiu de 10 mW para 3,2 mW. Esta melhoria se deve, fundamentalmente, à diminuição da perda na cavidade ( $V_t = 0,2$ ), e à maior transmissividade de saída, devido à menor refletividade ( $R = 0,16$  em 1550 nm) do acoplador WDM. Os parâmetros dependentes da fibra permaneceram os mesmos uma vez que a fibra dopada foi mantida. Pode - se observar, ainda da Fig. 5.9, que o resultado obtido com o modelo ( $\eta = 18$  % e  $P_b^l = 3,2$  mW) descrito no Capítulo 3 possui boa concordância com o resultado

obtido experimentalmente, mostrando que o modelo é válido no regime de baixa perda na entrada da fibra dopada (do ponto A ao ponto B inclusive, na Fig. 4.15) ou seja, alta inversão de população ao longo da fibra dopada. As medidas experimentais (triângulos sólidos) foram realizadas usando um medidor de potência óptica e, portanto, contém resto de potência de bombeamento e nos primeiros pontos (antes do laser entrar em oscilação), ASE também.

A Fig. 5.10 apresenta o espectro do laser em anel com baixa perda sintonizado em 1550 nm. Como pode ser visto, no regime de baixa perda o laser em anel possui uma razão de extinção superior a 40 dB. Este espectro foi obtido para uma potência de bombeamento de 23 mW acoplada à fibra dopada.

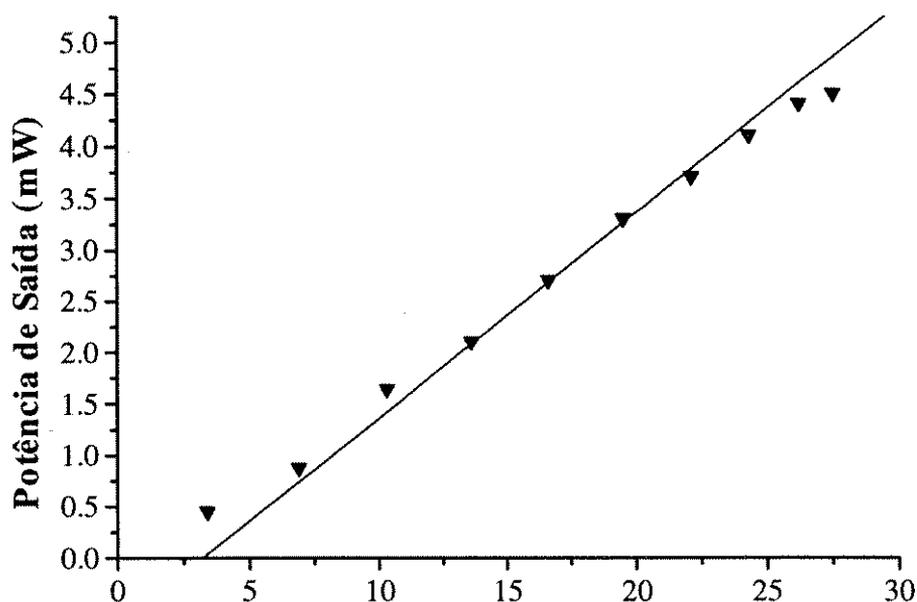


Fig. 5.9 - Potência óptica de saída do laser em anel na montagem com baixa perda em função potência de bombeamento para o comprimento de onda de 1550 nm. A linha representa o resultado teórico obtido com as Eqs. (3.90), (3.91) e (3.92) para  $\lambda_s = 1550$  nm.

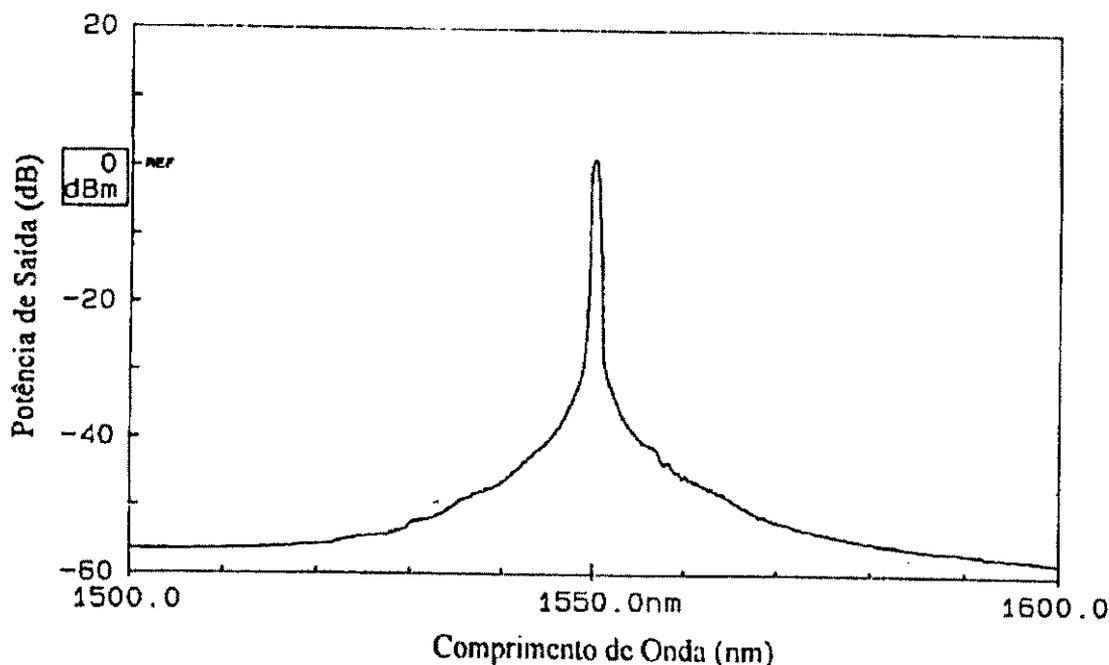


Fig. 5.10 - Espectro do laser a fibra com baixa perda sintonizado em 1550 nm. Este espectro foi obtido empregando - se o Analisador de Espectro Óptico com uma resolução de 1 nm, escala vertical de 10 dB/div. e horizontal de 10 nm/div.

O espectro melhor resolvido do laser em anel com baixa perda está mostrado na Fig. 5.11. Este espectro foi obtido empregando - se o Analisador de Espectro Óptico com uma resolução de 0,1 nm e escalas vertical e horizontal de 1 dB/div. e 0,1 nm/div., respectivamente. Nota - se que a largura à meia altura é de 0,07 nm, novamente menor que a resolução máxima do equipamento. O laser em anel, neste caso, está sintonizado em 1550,45 nm. Este espectro foi obtido com uma potência de bombeamento de 19,5 mW.

A Fig. 5.12, apresenta a sintonia do laser em anel com baixa perda, para uma potência de bombeamento de 27,5 mW. Nesta figura, percebe - se claramente que a faixa de sintonia do laser em anel é de 32 nm e está limitada ao filtro sintonizável. No comprimento de onda final da banda (1564,18 nm), a potência de sinal é alta e o espectro é bastante plano nesta região, mostrando que se a faixa de sintonia do filtro fosse maior nesta região do espectro, a faixa de sintonia do laser em anel também o seria. A faixa de sintonia é limitada, ao

máximo, pelo espectro de ASE, para uma potência de bombeamento de 27,5 mW, com a qual a Fig. 5.12 foi obtida. Nota - se ainda, da Fig. 5.12, que o resultado teórico (para  $P_b = 27,5$  mW) representa bem o resultado experimental, apesar de mais uma vez super-estimar o ganho nas regiões de 1530 nm (região de maior perda de inserção do filtro sintonizável) e 1542 nm (região do vale do ASE da fibra dopada utilizada).

Na Fig. 5.13, está mostrado o resultado do modelamento da Figura de Mérito em função da refletividade do acoplador WDM e do comprimento normalizado da fibra dopada (Fig. 3.11) com um ponto indicando a montagem de baixa perda descrita no item 4.3.2. Pode - se observar que os valores experimentais desta montagem se encontram bem próximos a um máximo local da Figura de Mérito. Isto mostra que os parâmetros experimentais envolvidos no modelamento estavam próximos aos parâmetros otimizados para este máximo da Figura de Mérito. Para a realização da modelagem da Figura de Mérito, foi necessária a utilização de funções degrau no programa, pois o modelo prevê uma potência de saída negativa, quando a potência de bombeamento é inferior à potência de limiar de oscilação laser.

O resultado do modelamento da Figura de Mérito em função da refletividade do acoplador WDM e do fator de transmissão que descreve a perda total na cavidade está mostrado na Fig. 5.14 (Fig. 3.12). Nesta figura, as setas indicam as montagens com alta e baixa perdas. Pode - se observar que os valores experimentais de cada montagem estão próximos aos máximos locais respectivos (Cavidade com baixa perda:  $F_{\text{norm exp.}} = 0,65$  e  $F_{\text{norm teor.}} = 0,675$ ; cavidade com alta perda:  $F_{\text{norm exp.}} = 0,38$  e  $F_{\text{norm teor.}} = 0,4$ ), indicando novamente que os parâmetros utilizados no modelamento e que possuem valores experimentais, estavam próximos aos otimizados, para a potência de bombeamento empregada (50 mW).

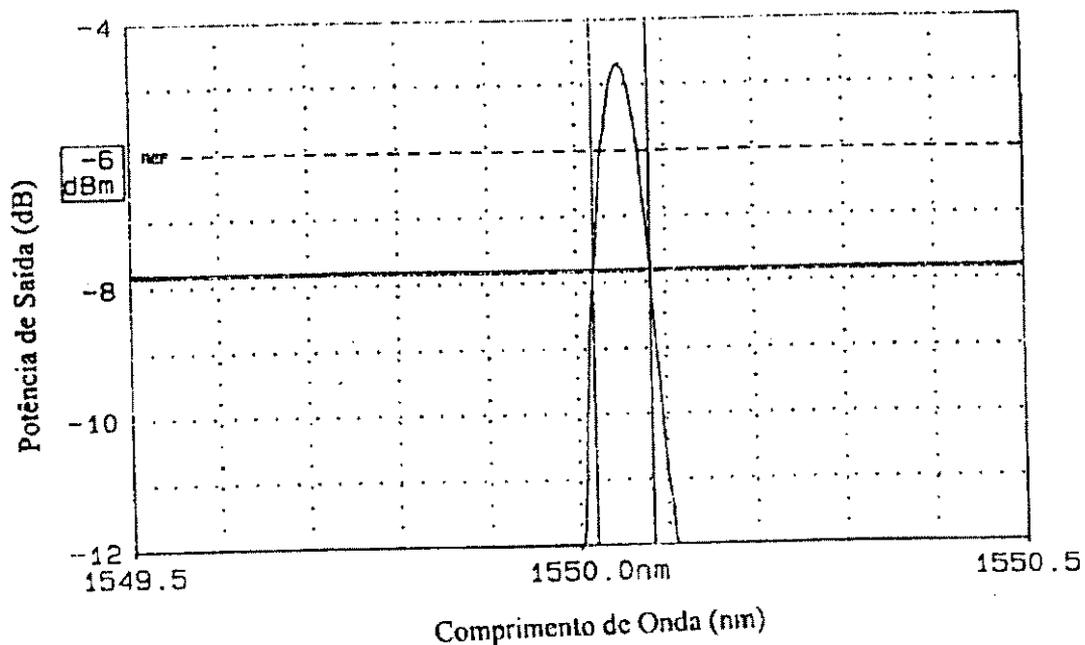


Fig. 5.11 - Espectro melhor resolvido do laser a fibra com baixa perda.

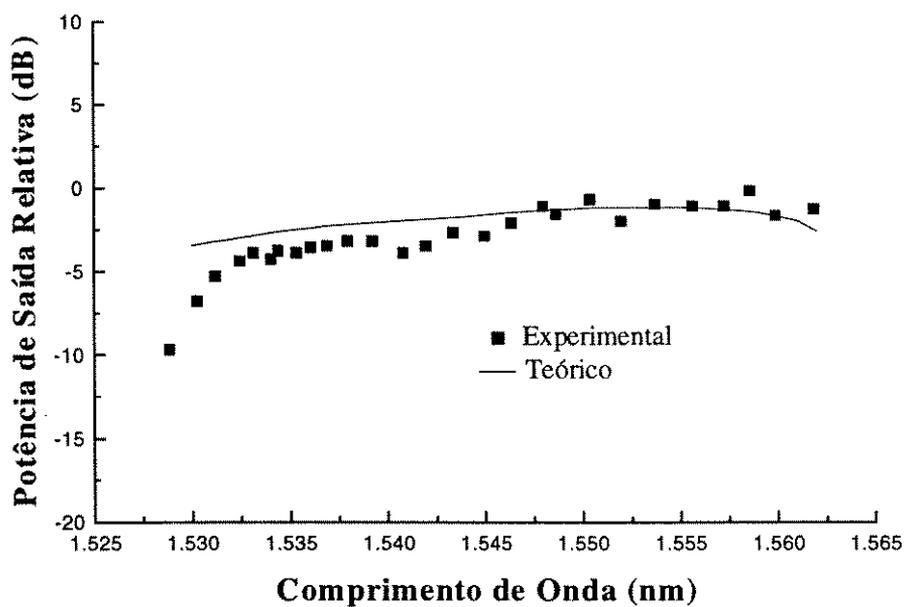


Fig. 5.12 - Sintonia do laser em anel com baixa perda para uma potência de bombeamento de 27,5 mW. Esta curva foi obtida com o Analisador de Espectro Óptico utilizando uma resolução de 0,1nm, escala vertical de 5 dB/div. e escala horizontal de 2 nm/div.

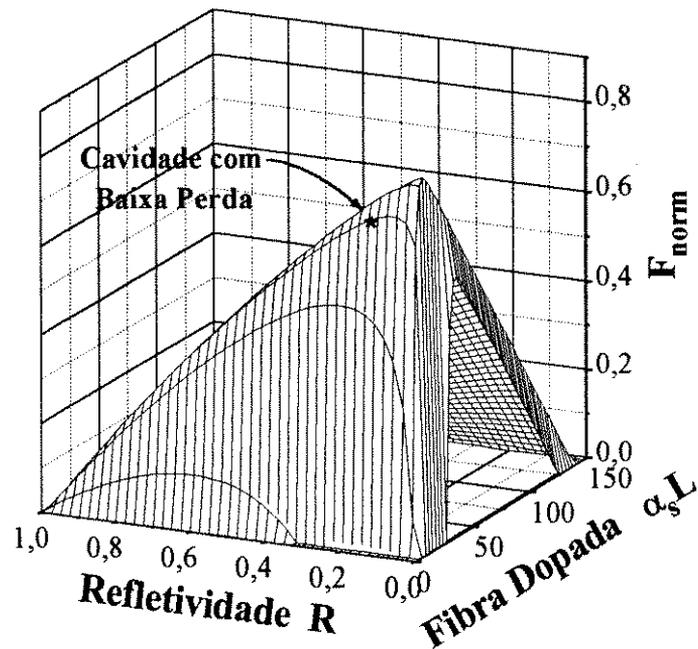


Fig 5.13 - Figura de Mérito em função da refletividade do acoplador WDM e do comprimento normalizado da fibra dopada. O ponto indica a montagem de baixa perda descrita no item 4.3.2.

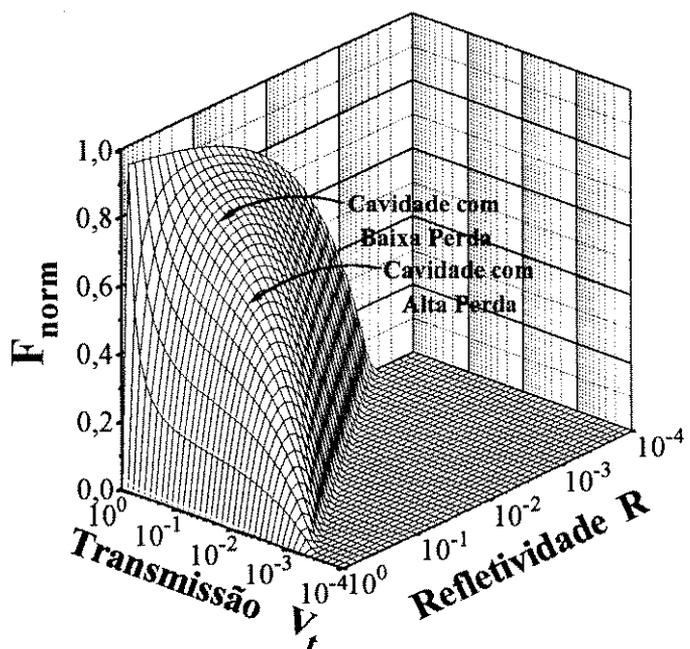


Fig. 5.14 - Figura de Mérito em função da refletividade do acoplador WDM e do fator de transmissão que descreve a perda total na cavidade.

### 5.2.3 - Medidas Realizadas com a Montagem Definitiva Descrita no Item 4.3.3

O espectro do laser em anel na montagem definitiva está mostrado na Fig. 5.15, sintonizado em 1549,72 nm. Obteve - se este espectro empregando - se o Analisador de Espectro Óptico com uma resolução de 1 nm e escalas vertical e horizontal de 10 dB/div. e 10 nm/div., respectivamente. Nota - se novamente que o laser a fibra dopada possui grande razão de extinção (maior que 30 dB). Este espectro foi medido com uma potência de bombeamento de 23 mW acoplada à fibra dopada. Apresenta - se, na Fig. 5.16, o espectro do laser em anel na montagem definitiva, melhor resolvido. Este espectro foi medido utilizando - se o Analisador de Espectro Óptico com resolução de 0,1 nm e escalas vertical e horizontal de 1 dB/div. e 0,1nm/div., respectivamente. Observa - se que a largura à meia altura é de 0,07 nm, novamente menor que a resolução máxima do equipamento. Nesta figura, o laser em anel está sintonizado em 1549,72 nm. Este espectro foi obtido com uma potência de bombeamento de 23 mW.

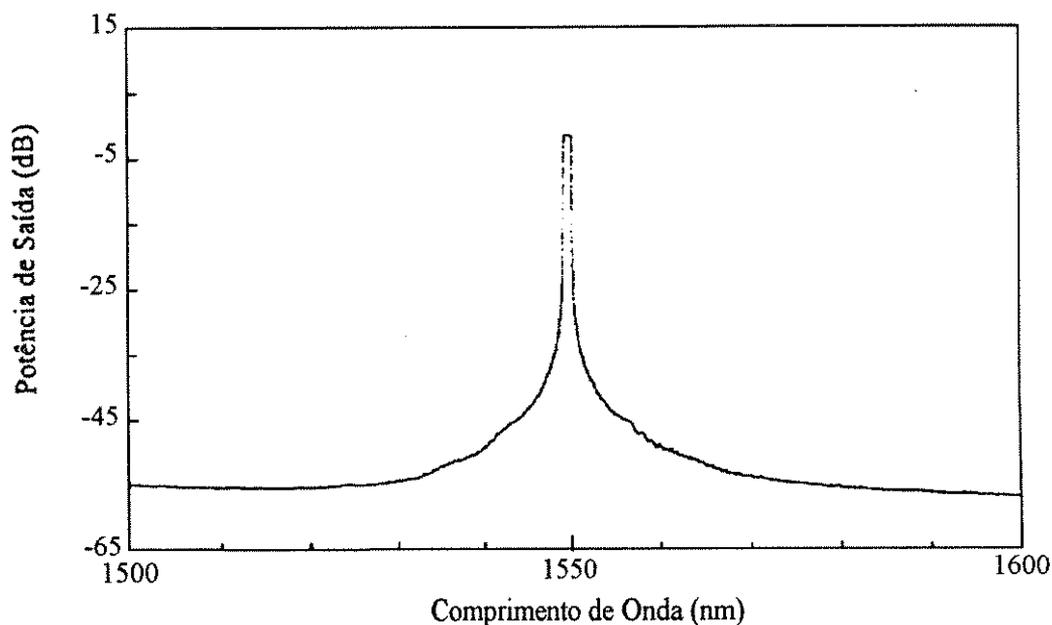


Fig. 5.15 - Espectro do laser em anel na montagem definitiva.

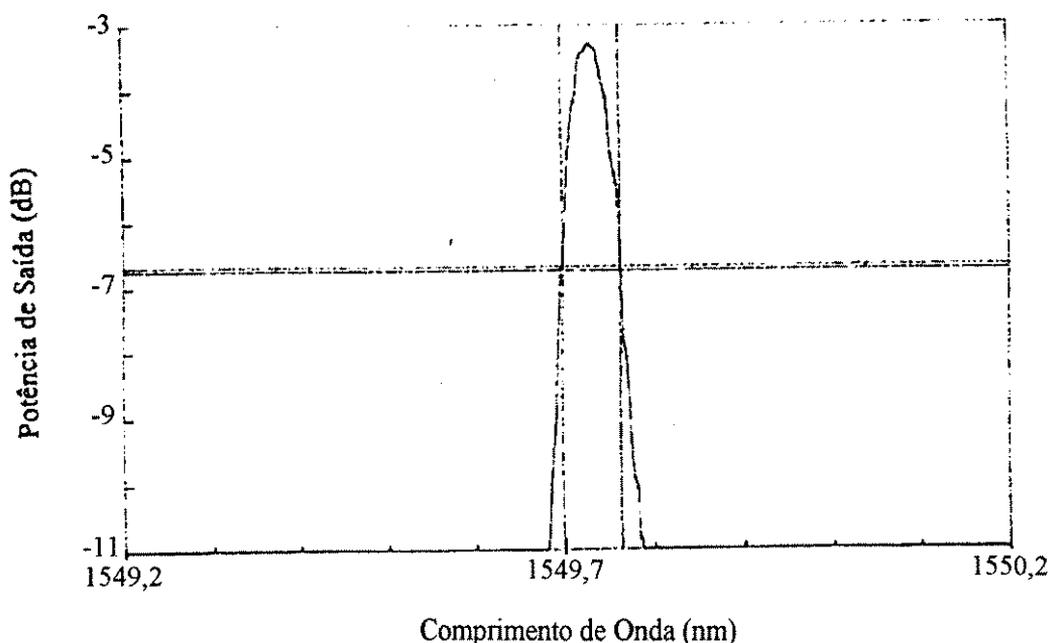


Fig. 5.16 - Espectro melhor resolvido do laser em anel na montagem definitiva.

### 5.3 - Medida da Largura de Linha do Laser a Fibra Dopada

Nesta seção serão descritas algumas medidas realizadas com a finalidade de se estudar a estrutura, em resolução de kHz, da largura de linha do laser em anel. Como foi comentado nos itens 5.2.1, 5.2.2 e 5.2.3, o Analisador de Espectro Óptico empregado possui resolução máxima de 0,1 nm, sempre maior que as larguras dos espectros apresentados nas Figs. 5.3, 5.11 e 5.16. Outro motivo para se investigar a largura de linha do laser em anel se deve ao espaçamento longitudinal intermodal ser de 8 MHz, caracterizando - o como um laser altamente multimodo. Devido ao longo comprimento da fibra dopada (18 m) e às fibras ópticas nas entradas e saídas dos elementos do anel, o comprimento total da cavidade é de 25 m, levando a um espaçamento entre os modos longitudinais

da cavidade interferométrica em anel de 8 MHz. As medidas de largura de linha foram realizadas na montagem definitiva.

Todas as medidas de largura de linha, foram inferidas através dos espectros de batimento entre os modos longitudinais do laser em anel. Empregou-se o Analisador de Espectros Óptico e Elétrico da Hewlett Packard modelo HP 70004A para este estudo, o qual é formado pelos seguintes módulos:

- 1) Seção de FI - modelo HP 70902A  
Banda de 10 Hz a 300 kHz
- 2) Seção de FI - modelo HP 70903A  
Banda de 100 kHz a 3 MHz
- 3) Oscilador Local - modelo HP 70900B
- 4) Gerador de Traço - modelo HP 70300A  
Faixa de 20 Hz a 2,9 GHz
- 5) Gerador de Traço - modelo HP 70301A  
Faixa de 2,7 a 18 GHz
- 6) Seção de RF - modelo HP 70908A  
Faixa de 100 Hz a 22 GHz
- 7) Seção Óptica - modelo HP 70810B  
Faixa de 1200 a 1600 nm

Portanto, as medidas de batimento podem ser realizadas numa banda de frequências até 22 GHz com uma resolução de dezenas de kHz. Para as "medidas" de largura de linha apenas os módulos 2 e 4 não foram utilizados.

A Fig. 5.17 apresenta a medida de batimento entre os modos, quando o laser em anel ainda não entrou em oscilação, isto é, a potência de bombeamento é inferior à potência de limiar de oscilação. Pode-se notar que existe um batimento no começo da banda de frequência ( $f_{\text{bat}} < 1$  GHz). Este batimento se deve à existência dos vários modos do laser de bombeamento, que devido ao esquema em que o laser em anel foi montado (Fig. 4.16), permite que a potência

de bombeamento também chegue à saída do laser em anel. No restante da banda de frequência, existe apenas, o traço do equipamento.

A estrutura de batimento entre os modos longitudinais do laser em anel está mostrada na Fig. 5.18. Nota - se que os modos do laser em anel estão concentrados em uma faixa de aproximadamente 14 GHz, porém em torno de 18 GHz, os modos voltam a aparecer. É a existência concomitante entre os modos no começo e no final da banda de frequência que é a responsável pelo aparecimento das instabilidades apresentadas nas Figs. 5.4 e 5.5. Isto ocorre porque o espaçamento em comprimento de onda entre esses modos está em torno de 0,05 nm, que é justamente a distância entre os dois picos presentes nas instabilidades observadas opticamente nas Figs 5.4 e 5.5. Pode - se observar ainda, que a largura a meia altura deste espectro é de aproximadamente 4 GHz, o que equivale a uma largura de linha de 0,03 nm.

A Fig. 5.19 apresenta a estrutura de modos do laser em anel no começo da banda de frequência, isto é, entre 10 e 200 MHz, onde pode ser observado em maior detalhe o comportamento do espectro de batimento do laser em anel nesta região.

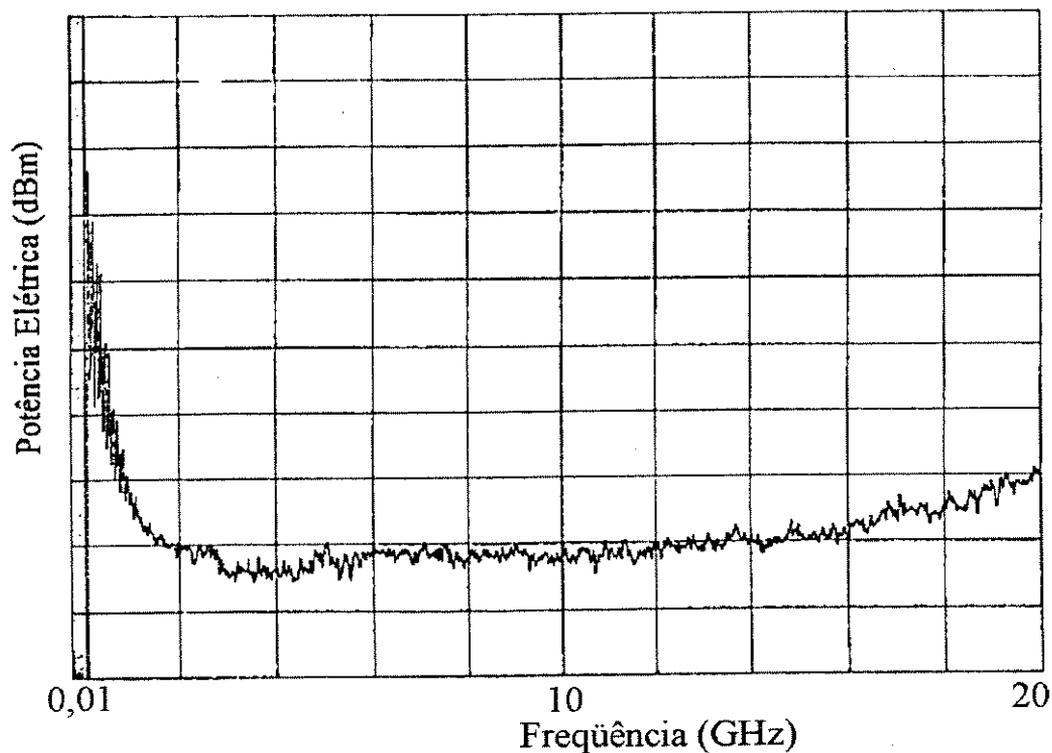


Fig. 5.17 - Batimento entre os modos do laser em anel quando este não entrou em oscilação.  $R_L = -26$  dBm, potência média =  $-7,7$  dBm. Escala vertical: 2 dB/divisão e escala horizontal: 2 GHz/divisão.

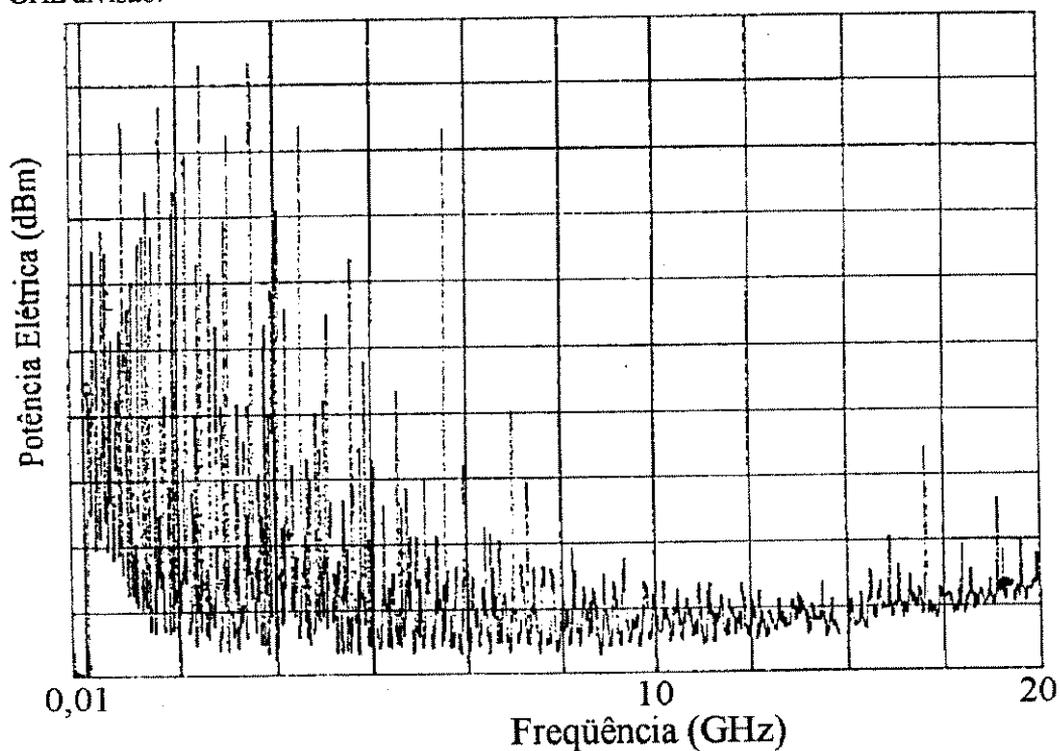


Fig. 5.18 - Estrutura de batimento entre os modos longitudinais do laser a fibra dopada.  $R_L = -11,42$  dBm, potência média =  $-8,9$  dBm e tempo de varredura = 2 s. Escala vertical: 3 dB/divisão e escala horizontal: 2 GHz/divisão.

Na Fig. 5.20 mostra - se a separação entre os modos longitudinais do laser em anel. Como pode ser visto, a separação é de 8 MHz, confirmando a estimativa teórica realizada utilizando o comprimento total da cavidade. Nota - se ainda, desta figura, que a largura de uma linha do laser em anel está em torno de 300 kHz, que é um valor bastante razoável se existisse apenas este modo oscilando na cavidade.

Foi ainda, investigada qualitativamente a variação da freqüência de um modo do laser em anel em função da variação da temperatura. Percebeu - se que houve uma variação de aproximadamente 300 kHz (largura de uma linha) na freqüência do modo quando a temperatura da bobina da fibra dopada foi variada de aproximadamente 10 °C. Utilizando - se o coeficiente de expansão térmica da fibra dopada, que é de  $5,6 \times 10^{-7}/^{\circ}\text{C}$ , tem - se que a variação da freqüência do

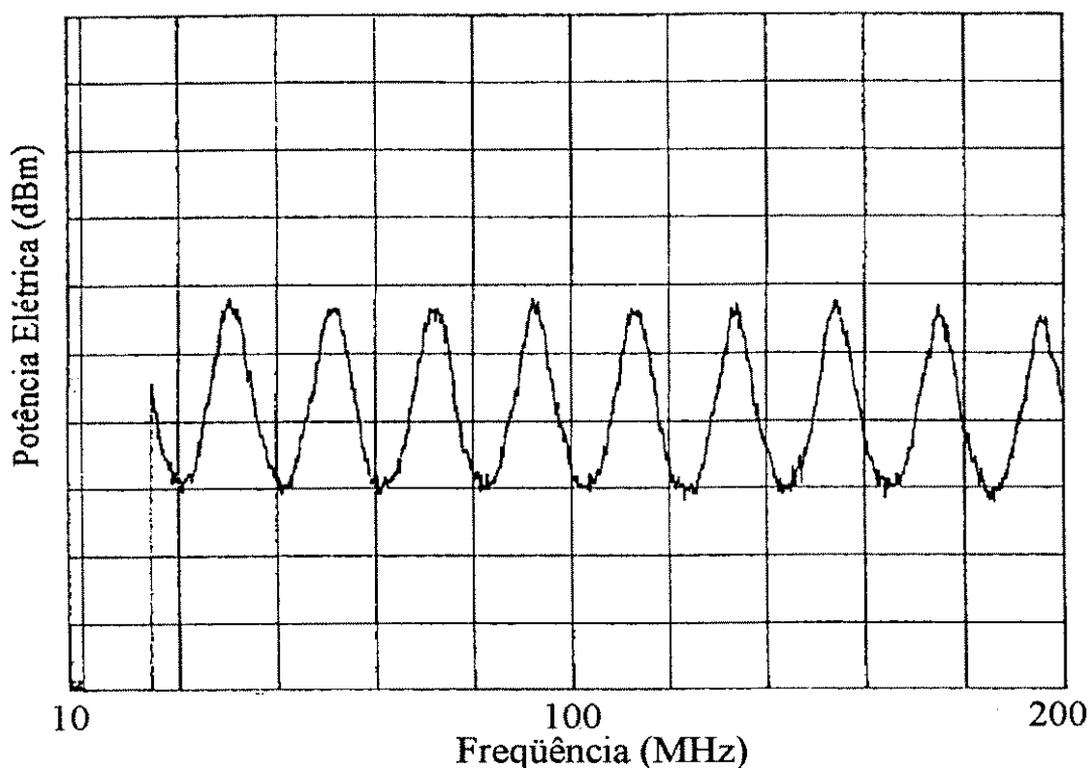


Fig. 5.19 - Estrutura de modos do laser a fibra dopada no começo da banda de freqüência.  $R_L = - 19,67$  dBm e potência média =  $- 9,3$  dBm. Escala vertical: 3 dB/divisão e escala horizontal: 20 MHz/divisão.

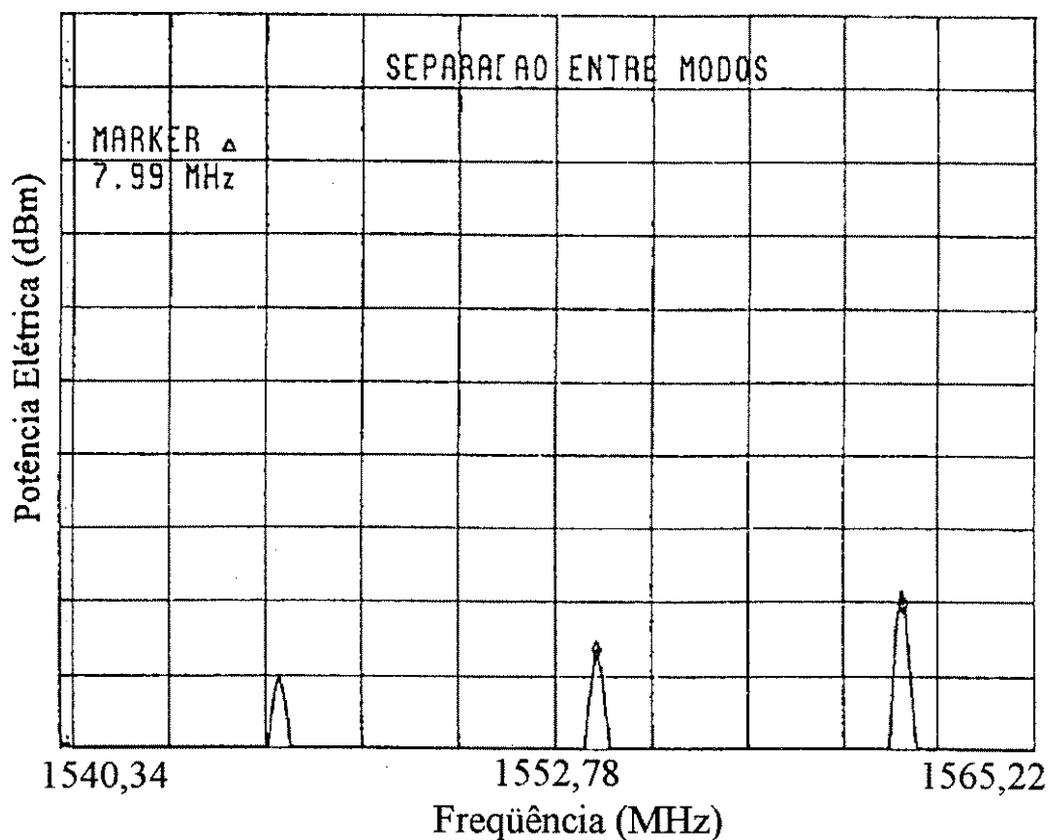


Fig. 5.20 - Separação entre os modos longitudinais do laser em anel.  $R_L = - 14,35$  dBm e potência média = - 5,1 dBm. Escala vertical: 3 dB/divisão e escala horizontal: 2,488 MHz/divisão.

modo deveria ser de  $8 \text{ kHz}/^\circ\text{C}$ . A diferença encontrada em relação ao valor obtido experimentalmente ( $30 \text{ kHz}/^\circ\text{C}$ ), se deve ao fato da fibra dopada estar enrolada em uma bobina plástica cujo coeficiente de expansão térmica é diferente do coeficiente da fibra dopada, modificando, assim, a variação do comprimento da fibra dopada com a temperatura.

#### 5.4 - Medidas dos Espectros de Fluorescência e ASE da Fibra Dopada ErAl - 029

Nesta seção apresenta - se o esquema de medida para a obtenção dos espectros de fluorescência e ASE da fibra dopada ErAl - 029.

#### 5.4.1 - Medida do Espectro de Fluorescência da Fibra dopada ErAl - 029

O experimento para a obtenção do espectro de fluorescência da fibra dopada ErAl - 029 foi realizado empregando - se o laser de bombeamento da OKI descrito no item 4.2.2, um acoplador WDM, a fibra dopada ErAL - 029 e o Analisador de Espectro Óptico da ANDO, como está mostrado na Fig. 5.21. Nota - se que devido à característica de razão de acoplamento do acoplador WDM, a potência de bombeamento foi diretamente introduzida à fibra dopada. Como a fibra dopada possuía 30 cm de comprimento, não houve amplificação desta emissão e, portanto, o que se mediu, era realmente a fluorescência da fibra dopada. E o que foi lido no Analisador de Espectro era somente a fluorescência da fibra dopada, pois as saídas estavam praticamente casadas e portanto, toda a potência de bombeamento que não foi absorvida foi perdida. O espectro de fluorescência da fibra dopada ErAl - 029, obtido com esta medida está mostrado na Fig. 4.2. O espectro de fluorescência não sofreu variação com o aumento da potência de bombeamento. Isto ocorre pois, a partir do nível de potência de bombeamento em que se consegue inverter toda a população na fibra dopada, qualquer aumento extra no nível da potência de bombeamento, será desperdiçado, porque não será mais absorvido.

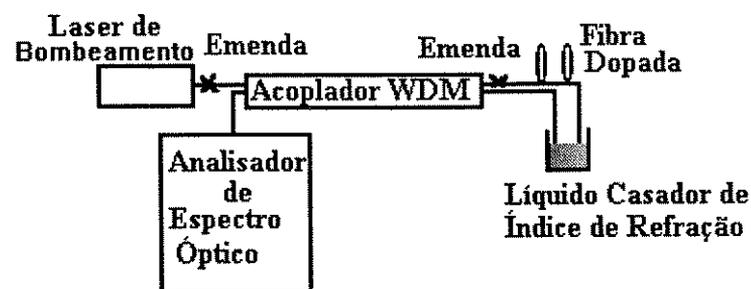


Fig 5.21 - Esquema de medida da fluorescência da fibra ErAl - 029.

#### 5.4.2 - Medida do Espectro de ASE da Fibra Dopada ErAl - 029

A medida do espectro de ASE da fibra dopada ErAl - 029 foi realizada diretamente, utilizando - se os mesmos laser de bombeamento, fibra dopada e Analisador de Espectro Óptico da medida anterior, como mostra a Fig. 5.22. Nota - se que a fibra dopada foi ligada diretamente ao laser de bombeamento através de uma emenda feita por fusão. O comprimento total da fibra dopada era de 20 m e a potência de bombeamento, 9 mW. O espectro obtido com esta medida está mostrado na Fig. 4.3.

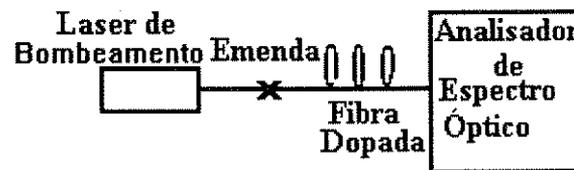


Fig. 5.22 - Esquema de medida do ASE da fibra ErAl - 029.

# CAPÍTULO 6

## Conclusões

Baseado nos trabalhos de Desurvire e Simpson<sup>[47]</sup> e Pfeiffer et al<sup>[27],[48]</sup> foi modelado e construído um laser sintonizável a fibra dopada com Érbio<sup>3+</sup> na configuração em anel. Diversas características deste dispositivo foram estudadas visando aplicações práticas.

Desurvire e Simpson<sup>[47]</sup> modelaram as equações que regem a evolução das potências de EEA e bombeamento ao longo da fibra dopada. Para isto, esse modelo supõe que o perfil do modo de bombeamento possui distribuição uniforme através do núcleo da fibra, o que faz com que o comportamento do bombeamento não seja precisamente descrito, devido à absorção seletiva dos modos propagantes do bombeamento ao longo da fibra dopada. Este modelo, portanto, tende a aumentar a eficiência de absorção do bombeamento e conseqüentemente o ganho da fibra dopada, como foi mencionado no Capítulo 3. Desurvire e Simpson<sup>[47]</sup> demonstraram ainda que, utilizando - se este modelo

consegue - se prever a variação do espectro de EEA e, por consequência, a variação do espectro de ganho da fibra dopada com a variação da potência de bombeamento. Este modelo foi, portanto, utilizado ainda para se estudar a influência das potências de EEA e de bombeamento no meio de ganho de um laser a fibra. Decidiu - se por não continuar utilizando este modelo na representação do laser em anel devido ao grande esforço computacional exigido em sua modelagem e porque se desejava obter soluções analíticas para a representação deste laser.

O modelo analítico proposto por Pfeiffer et al<sup>[27],[48]</sup>, foi utilizado pois prevê o mecanismo de funcionamento de um laser a fibra na configuração em anel. Este modelo parte das equações de taxa que descrevem um sistema de três níveis<sup>[48]</sup> e chega à equação da potência de saída, acima do limiar, de um laser a fibra na configuração em anel. Por ser analítico, este modelo assume algumas simplificações, dentre as quais, a mais importante é a não consideração da amplificação da emissão espontânea ao longo da fibra dopada. Isto faz com que o ganho da fibra dopada, por não estar relacionado a EEA, seja superior ao ganho efetivamente experimentado pelo laser a fibra quando o nível de potência de bombeamento é baixo, como descrito por Desurvire e Simpsons em [47] e discutido no Capítulo 3. Portanto, o modelo não representa bem uma cavidade com alta perda na entrada da fibra dopada, para baixos níveis de potência de bombeamento, isto é, baixa inversão de população, pois ele super-estima a potência de saída. Na montagem da cavidade com alta perda, a eficiência obtida com a modelagem é 65 % inferior à experimental e a potência de limiar, 50 % menor que a experimental. Porém, quando se obtém alta inversão de população (cavidade com baixa perda até a entrada da fibra dopada) o modelo consegue representar bem o experimento, pois o ganho necessário para se atingir a oscilação será menor. A diferença entre a eficiência modelada e a experimental, na cavidade com baixa perda na entrada da fibra dopada, é de aproximadamente 3 % para montagem descrita no item 4.3.2. Nesta montagem, praticamente não

há diferença entre as potências de limiar modelada e experimental. O modelo Pfeiffer et al<sup>[27],[48]</sup> necessita, ainda, que as potências de saturação e os coeficientes de absorção de sinal e bombeamento sejam precisamente calculados ou medidos para se obter valores teóricos da potência de saída comparáveis aos valores experimentais obtidos. Pfeiffer et al<sup>[27]</sup> também não previram, a perda na entrada do laser em anel. Foi, então, introduzido a este modelamento, um fator de transmissão que descreve as perdas na entrada do dispositivo. O modelo foi ainda, estendido para se explicitar a dependência da eficiência, da potência de limiar e conseqüentemente da potência de saída do laser a fibra com o comprimento normalizado da fibra dopada, através do ganho máximo disponível. Esta extensão é uma das contribuições do presente trabalho. Com o objetivo de maximizar a conversão da potência de bombeamento em potência de saída, definiu - se, uma Figura de Mérito<sup>[49]</sup> e um processo de otimização<sup>[49]</sup> da mesma, de modo a permitir a obtenção de um projeto otimizado para a construção de laser sintonizáveis a fibra dopada com Érbio<sup>3+</sup> na configuração em anel. Por último, foi realizado o modelamento da sintonia espectral do laser. Devido à não consideração da emissão espontânea amplificada na fibra dopada, a modelagem não consegue representar devidamente a cavidade com alta perda na entrada da fibra dopada, para um baixo nível de potência de bombeamento.

Foram realizadas três montagens do laser sintonizável a fibra dopada com Érbio<sup>3+</sup> na configuração em anel, sendo que, a última delas, se tornou definitiva e foi colocada em uma caixa metálica, com alimentação da rede (110 V<sub>AC</sub>). Estas montagens permitiram que as diversas características do laser em anel fossem investigadas, mostrando que o dispositivo emite potência de saída até 4 mW com baixa potência de limiar de oscilação (da ordem de 3 mW) e razoável eficiência (em torno de 17 %), seu espectro possui razão de extinção superior a 35 dB, sua faixa de sintonia é de 32 nm em torno de 1546 nm e está limitada ao filtro sintonizável utilizado. Para um baixo nível de potência de bombeamento, a faixa de sintonia que foi obtida experimentalmente está reduzida a 15 nm, com o

modelamento obtém - se 32 nm; este valor é 2,13 vezes maior que o obtido com o experimento. Porém, com o aumento da potência de bombeamento e, portanto, uma maior inversão de população na fibra dopada, mesmo para a cavidade com alta perda na entrada da fibra dopada, o modelo já consegue ser mais fiel ao experimento. As faixas de sintonia, tanto experimental quanto teórica, são de 32 nm, para um alto nível de potência de bombeamento. O laser em anel apresentou estabilidade térmica, espectral e temporal. O mesmo emite espectro multimodo cuja envoltória à meia altura é menor que 0,1 nm, e o espaçamento longitudinal intermodal é de 8 MHz. A largura de cada linha é da ordem de 300 kHz. Estas montagens apresentam a vantagem de ser bastante simples em sua realização, porém, devido à utilização de apenas um acoplador WDM na cavidade, possuem a desvantagem de permitir que a potência de bombeamento que não é absorvida pela fibra dopada seja emitida junto com a potência de saída do laser a fibra. A presença da potência de bombeamento remanescente dificulta a utilização do mesmo como fonte óptica em um Sistema de Comunicações por Fibra Óptica de longa distância e alta taxa de transmissão, porém não impede que o mesmo seja utilizado em instrumentação, por exemplo.

# REFERÊNCIAS

- [1] - M. J. F. Digonnet, "*Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*", Marcel Dekker, Inc., 1993.
- [2] - A. Bjarklev, "*Optical Fiber Amplifiers: Design and System Applications*", Artech House, Inc., 1993.
- [3] - C. J. Koester e E. Snitzer, "Amplification in a Fiber Laser", *Applied Optics*, vol. 3, 10, pgs. 1182-1186, Outubro, 1964.
- [4] - E. Desurvire, J. L. Zyskind e C. R. Giles, "Design Optimization for Efficient Erbium-Doped Fiber Amplifier", *J. of Lightwave Tech.*, vol. 8, 11, pgs. 1730-1741, Novembro, 1990.
- [5] - R. J. Mears e S. R. Baker, "Erbium Fibre Amplifiers and Lasers", *Optical and Quantum Electr.*, vol. 24, pgs. 517-538, 1992.
- [6] - P. Urquhart, "Device Aspects of Fibre Lasers and Amplifiers", *SPIE*, vol. 1171, Fiber Laser Sources and Amplifiers, pgs. 27-42, 1989.
- [7] - P. Urquhart, "Review of Rare Earth Doped Fibre Lasers and Amplifiers", *IEE Proceedings*, vol. 135, 6, pgs. 385-407, Dezembro, 1988.
- [8] - M. J. F. Digonnet, "Theory of Operation of Three- and Four-Level Fiber Amplifiers and Sources", *SPIE*, vol. 1171, Fiber Laser Sources and Amplifiers, pgs. 8-26, 1989.
- [9] - Y. Kimura e M. Nakazawa, "Lasing Characteristics of Er<sup>3+</sup>-Doped Silica Fibers from 1553 up to 1603 nm", *J. of Applied Phys.*, vol. 64, pgs. 2, 516-520, Julho, 1988.
- [10] - D. Abraham, R. Nagar, M. N. Ruberto, G. Eisenstein, D. DiGiovanni, et al, "Intracavity-Diode-Pumped Erbium Doped Fibre Laser", *Electr. Lett.*, vol. 28, 19, pgs. 1830-1832, Setembro, 1992.
- [11] - L. Reekie, R. J. Mears, S. B. Poole e D. Payne, "Tunable Single-Mode Fiber Lasers", *J. of Lightwave Tech.*, vol. 4, 7, pgs. 956-960, Julho, 1986.

- [12] - R. Wyatt, "High-Power Broadly Tunable Erbium-Doped Silica Fibre Laser", *Electr. Lett.*, vol. 25, 22, pgs. 1498-1499, Outubro, 1989.
- [13] - G. A. Ball, W. W. Morey e W. H. Glenn, "Standing-Wave Monomodo Erbium Fiber Laser", *IEEE Photonics Tech. Lett*, vol. 3, 7, pgs. 613-615, Julho, 1991.
- [14] - G. A. Ball e W. H. Glenn, "Design of a Single-Mode Linear Cavity Erbium Fiber Laser Utilizing Bragg Reflectors", *J. of Lightwave Tech.*, vol. 10, 10, pgs. 1338-1343, Outubro, 1992.
- [15] - J. L. Zyskind, V. Mizrahi, D. DiGiovanni e J. W. Sulhoff, "Short Single Frequency Erbium-Doped Fibre Laser", *Electr. Lett.*, vol. 28, 15, pgs. 1385-1387, Julho, 1992.
- [16] - V. Mizrahi, D. DiGiovanni, R. M. Atkins, S. G. Grubb, Y.-K. Park e J.M. Delavaux, "Stable Single-Mode Erbium Fiber-Grating Laser for Digital Communication", *J. of Lightwave Tech.*, vol. 11, 12, pgs. 2021-2025, Dezembro, 1993.
- [17] - G. A. Ball, G. Hull-Allen e W. W. Morey, "20-mW Single-Frequency Integrated Fiber MOPA with Active Noise Reduction", nos Anais de *Conference on Optical Fiber Communication - OFC'94*, San Jose, California, EUA, pág. 22, Fevereiro, 1994.
- [18] - S. V. Chernikov, R. Kashyap e J. R. Taylor, "Coupled-Cavity Erbium-Fiber Lasers Incorporating Fiber-Grating Reflectors", nos Anais de *Conference on Optical Fiber Communication - OFC'94*, San Jose, California, EUA, pgs. 23-24, Fevereiro, 1994.
- [19] - P. A. Morton, V. Mizrahi, P. J. Lemaire, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, H. M. Presby et al, "High-Power, Narrow-Linewidth, Stable Single-Mode Hybrid Laser", nos Anais de *Conference on Optical Fiber Communication - OFC'94*, San Jose, California, EUA, pgs. 102-103, Fevereiro, 1994.

- [20] - Y. Kimura K. Suzuki e M. Nakazawa, "Laser-Diode-Pumped Mirror-Free Er<sup>3+</sup>-Doped Fiber Laser", *Optics Lett.*, vol. 14, 18, pgs. 999-1001, Setembro, 1989.
- [21] - G. J. Cowle e D. Payne, "Single Frequency Travelling-Wave Erbium-Doped Fibre Loop Laser", *Electr. Lett.*, vol. 27, 3, pgs. 229-230, Janeiro, 1991.
- [22] - P. R. Morkel, G. J. Cowle e D. Payne, "Travelling-Wave Erbium Fibre Ring Laser with 60 kHz Linewidth", *Electr. Lett.*, vol. 26, 10, pgs. 632-634, Maio, 1990.
- [23] - P. L. Scrivener, E. J. Tarbox e P. D. Maton, "Narrow Linewidth Tunable Operation of Er<sup>3+</sup>-Doped Single-Mode Fibre Laser", *Electr. Lett.*, vol. 25, 8, pgs. 549-550, Abril, 1989.
- [24] - M. Yoshida, H. Ohizumi, H. Sawada, T. Gozen, H. Tanaka e M. Yotsuya, "All-fiber Single-Polarization Er<sup>3+</sup>-Doped Fiber Laser", nos Anais de *Conference on Optical Fiber Communication/International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication - OFC/IOOC'93*, San Jose, California, EUA, pgs. 104-105, Fevereiro, 1993.
- [25] - M. W. Maeda, J. S. Patel, D. A. Smith, C. Lin, M. A. Saifi e A. Von Lehman, "An Electronically Tunable Fiber Laser with a Liquid-Crystal Etalon Filter as the Wavelength-Tuning Element", *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 2, 11, pgs. 787-789, Novembro, 1990.
- [26] - H. Schmuck, T. Pfeiffer e G. Veith, "Widely Tunable Narrow Linewidth Erbium Doped Fibre Ring Laser", *Electr. Lett.*, vol. 27, 23, pgs. 2117-2119, Novembro, 1991.
- [27] - T. Pfeiffer, H. Schmuck e H. Büllow, "Output Power Characteristics of Erbium-Doped Fiber Ring Lasers", *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 4, 8, pgs. 847-849, Agosto, 1992.
- [28] - H. Schmuck, T. Pfeiffer e H. Büllow, "Design Optimisation of Erbium Ring Laser Regarding Output Power and Spectral Properties", *Electr. Lett.*, vol. 28, 17, pgs. 1637-1639, Agosto, 1992.

- [29] - C. V. Poulsen e M. Sejka, "Highly Optimized Tunable Er<sup>3+</sup>-Doped Single Longitudinal Mode Fiber Ring Laser, Experiment and Model", *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 5, 6, pgs. 646-648, Junho, 1993.
- [30] - N. Park, J. W. Dawson e K. J. Vahala, "All Fiber, Low Threshold, Widely Tunable Single Frequency, Erbium-Doped Fiber Ring Laser with Tandem Fiber Fabry-Perot Filter", *Applied Phys. Lett.*, vol. 59, 19, pgs. 2369-2371, Novembro, 1991.
- [31] - J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, Y. Sun, J. Stone, L. W. Stulz, G. T. Harvey et al, "Single Mode Diode-Pumped Tunable Erbium-Doped Fibre Laser with Linewidth Less than 5.5 kHz", *Electr. Lett.*, vol. 27, 23, pgs. 2148-2149, Novembro, 1991.
- [32] - J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, J. Stone, D. DiGiovanni, L. W. Stulz, et al, "Electronically Tunable Diode-Pumped Erbium-Doped Fibre Ring Laser with Fibre Fabry-Perot Etalon", *Electr. Lett.*, vol. 27, 21, pgs. 1950-1951, Outubro, 1991.
- [33] - K. Iwatsuki, H. Okamura e M. Saruwatari, "Wavelength-Tunable Single Frequency and Single-Polarization Er-Doped Fibre Ring Laser with 1.4 kHz Linewidth", *Electr. Lett.*, vol. 26, 24, pgs. 2033-2034, Novembro, 1990.
- [34] - C. R. ó Cochláin e R. J. Mears, "Broadband Tunable Single Frequency Diode-Pumped Erbium-Doped Fibre Laser", *Electr. Lett.*, vol. 28, 2, pgs. 124-126, Janeiro, 1992.
- [35] - H. Okamura e K. Iwatsuki, "Ultra High-Finesse, Bidirecional Er-Doped Fibre Ring Resonator", *Electr. Lett.*, vol. 28, 3, pgs. 326-327, Janeiro, 1992.
- [36] - D. A. Smith, M. W. Maeda, J. J. Johnson, J. S. Patel, M. A. Saifi e A. Von Lehman, "Acoustically Tuned Erbium-Doped Fiber Ring Laser", *Optics Lett.*, vol. 16, 6, pgs. 387-389, Março, 1991.
- [37] - E. M. Dianov, T. R. Martirosian, O. G. Okhotnikov e V. M. Paramonov, "Unidirectional Single-Frequency All-Fiber Ring Laser", nos *Anais de Conference on Optical Fiber Communication/International Conference on*

*Integrated Optics and Optical Fiber Communication - OFC/IOOC'93*, San Jose, California, EUA, pgs. 103-104, Fevereiro, 1993.

[38] - V. Pelekhaty, D. Prasad e R. Zanoni, "Stabilization of the Figure-8 Laser", nos Anais de *Conference on Optical Fiber Communication - OFC'94*, San Jose, California, EUA, pgs. 27-28, Fevereiro, 1994.

[39] - H. Okamura e K. Iwatsuki, "Simultaneous Oscillation of Wavelength-Tunable Singlemode Lasers Using an Er-Doped Fibre Amplifier", *Electr. Lett.*, vol. 28, 5, pgs. 461-463, Fevereiro, 1992.

[40] - N. Park, J. W. Dawson e K. J. Vahala, "Multiple Wavelength Operation of an Erbium-Doped Fiber Laser", *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 4, 6, pgs. 540-541, Junho, 1992.

[41] - P. Barnsley, P. Urquhart, C. Millar e M. Brierley, "Fiber Fox-Smith Resonators: Application to Single-Longitudinal-Mode Operation of Fiber Lasers", *J. of Optical Soc. of America A*, vol. 5, 8, pgs. 1339-1346, Agosto, 1988.

[42] - P. F. Wysocki, M. J. Digonnet e B. Y. Kim, "Wavelength Stability of a High-Output, Broadband, Er-Doped Superfluorescent Fiber Source Pumped near 980 nm", *Optics Lett.*, vol. 16, 12, pgs. 961-963, Junho, 1991.

[43] - P. F. Wysocki, M. J. Digonnet e B. Y. Kim, "Broadband Operation of Erbium-Doped Silica-Based Fiber Lasers", *SPIE*, vol. 1171, Fiber Laser Sources and Amplifiers, pgs. 261-270, 1989.

[44] - P. Laporta, S. Longhi, S. Taccheo, O. Svelto e G. Sacchi, "10 kHz-Linewidth Diode-Pumped Er:Yb:Glass Laser", *Electr. Lett.*, vol. 28, 22, pgs. 2067-2069, Outubro, 1992.

[45] - W. H. Loh, P. R. Morkel e D. Payne, "Wavelength Selection and Tuning by Optical Control in a Two-Segment Erbium-Doped Fiber Laser", *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 6, 1, pgs. 43-46, Janeiro, 1994.

[46] - J. T. Krigelbott, J.-L. Archambault, L. Reekie, J. E. Townsend, G. G. Vienne e D. Payne, "Efficient Low-Noise Grating-Feedback Fiber Laser Doped

- with Er<sup>3+</sup>:Yb<sup>3+</sup>", nos Anais de *Conference on Optical Fiber Communication - OFC'94*, San Jose, California, EUA, pgs. 26-27, Fevereiro, 1994.
- [47] - E. Desurvire e J. R. Simpson, "Amplification of Spontaneous Emission in Erbium-Doped Single-Mode Fibers", *J. of Lightwave Tech.*, vol. 7, 5, pgs. 835-845, Maio, 1989.
- [48] - T. Pfeiffer e H. Büllow, "Analytical Gain Equation for Erbium-Doped Fiber Amplifiers Including Mode Field Profiles and Dopant Distribution", *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 4, 5, pgs. 449-451, Maio, 1992.
- [49] - M. T. M. R. Giraldi e S. Celaschi, "*Optimized Power Performance of Tunable Fiber Ring Lasers*", aceito para publicação nos Anais de 1995 *SBMO/IEEE MTT-S Internacional Microwave and Optoelectronics Conference*, Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil, Julho, 1995.
- [50] - E. Desurvire, "*Erbium-Doped Fiber Amplifiers - Principles and Applications*", John Wiley & Sons, Inc., 1994.
- [51] - M. J. Pontes, "Estudo dos Sistemas Férmions Pesados UPt<sub>3</sub>, UBI<sub>13</sub> e da Série U(Pt<sub>1-y</sub>Pd<sub>y</sub>)<sub>a</sub> Dopados com Terras-Raras, pela Técnica de Ressonância Paramagnética Eletrônica", dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física da UNICAMP, Campinas, São Paulo, Janeiro, 1989.
- [52] - E. A. Souza, C. H. Brito Cruz, D. C. Dini, J. B. M. A. Neto, "Gain Measurements in Erbium Doped Fiber", nos Anais do *IV Simpósio de Lasers e Aplicações*, São Carlos, São Paulo, Brasil, pgs. 21-24, Outubro, 1990.
- [53] - D. C. Dini, et al, "Fabricação de Fibras Dopadas com Érbio", nos Anais do *IV Encontro de Materiais Eletrônicos e de Telecomunicações para a Indústria*, Campinas, São Paulo, Brasil, pgs. 175-181, Agosto, 1991.
- [54] - D. C. Dini et al, "Fibras Dopadas com Érbio para Amplificadores Ópticos Operando em 1550nm", nos Anais do *XI Simpósio Brasileiro de Telecomunicações*, Natal, Rio Grande do Norte, Brasil, pgs. 38-41, Setembro, 1993.

- [55] - J. L. Zyskind, C. R. Giles, E. Desurvire e J. R. Simpson, "Optimal Pump Wavelength in the  $^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}$  Absorption Band for Efficient  $Er^{3+}$ -Doped Fiber Amplifiers", *IEEE Photonics Tech. Lett*, vol. 1, 12, pgs. 428-430, Dezembro, 1989.
- [56]- W. L. Barnes, R. I. Laming, E. J. Tarbox e P. R. Morkel, "Absorption and Emission Cross Section of  $Er^{3+}$  Doped Silica Fibers", *J. of Quantum Electr.*, vol. 27, 4, pgs. 1004-1010, Abril, 1991.
- [57] - C. R. Giles e E. Desurvire, "Modeling Erbium-Doped Fiber Amplifiers", *J. of Lightwave Tech.*, vol. 9, 2, pgs. 271-283, Fevereiro, 1991.
- [58] - J. L. Wagener, P. F. Wysocki, M.J.F. Digonnet, H. J. Shaw e D. DiGiovanni, "Effects of Concentration and Clusters in Erbium-Doped Fiber Lasers", *Optics Lett.*, vol. 18, 23, pgs. 2014-2016, Dezembro, 1993.
- [59] - R. Loudon, "*The Quantum Theory of Light*", Oxford University Press, 1973.
- [60] - A. E. Siegman, "*An Introduction to Lasers and Masers*", McGraw-Hill Book Company, 1971.
- [61] - A. Yariv, "*Quantum Electronics*", John Wiley & Sons, Inc., Terceira Edição, 1989.
- [62] - J. Chen, X. Zhu e W. Sibbett, "Derivation of the Threshold Pump Power of Erbium-Doped Fiber Lasers", *Optics Lett.*, vol. 17, 13, pgs. 926-928, Julho, 1992.
- [63] - M. Ohashi e M. Tsubokawa, "Optimum Parameter Design of  $Er^{3+}$ -Doped Fiber for Optical Amplifiers", *IEEE Photonics Tech. Lett*, vol. 3, 2, pgs. 121-123, Fevereiro, 1991.
- [64] - M. Ohashi, "Design Considerations for an  $Er^{3+}$ -Doped Fiber Amplifier", *IEEE Photonics Tech. Lett*, vol. 3, 9, pgs. 1099-1104, Setembro, 1991.
- [65] - M. J. Digonnet, "Closed-Form Expressions for the Gain in Three- and Four-Level Lasers Fibers", *J. of Quantum Electr.*, vol. 26, 10, pgs. 1788-1796, Outubro, 1990.

[66] - A. A. M. Saleh, R. M. Jopson, J. D. Evankov e J. Aspell, "Modeling of Gain in Erbium-Doped Fiber Amplifiers", *IEEE Photonics Tech. Lett*, vol. 2, 10, pgs. 714-717, Outubro, 1990.

# APÊNDICE A

## Detalhes do Modelamento de um Laser Sintonizável a Fibra Dopada com Érbio<sup>+3</sup> na Configuração em Anel

A.1 - Dedução dos Coeficientes de Ganho e Absorção da Potência de ASE e de Absorção da Potência de Bombeamento

O coeficiente de ganho da potência de ASE é deduzido substituindo - se (3.8), (3.10), (3.12), (3.20), (3.27) e (3.31) em (3.35). Obtém - se, assim,

$$G_e(z, \nu_i) = \rho_0 \sigma_s^e(\nu_i) \int_0^a \int_0^{2\pi} \frac{e^{-r^2/\omega_s^2}}{\pi\omega_s^2} \frac{\frac{P_b(z)}{I_b^1} \frac{1}{\pi a^2} + \frac{P_s^*}{2I_{sat}} \frac{e^{-r^2/\omega_s^2}}{\pi\omega_s^2}}{1 + \frac{P_b(z)}{I_b^1} \frac{1}{\pi a^2} + \frac{P_s^*}{I_{sat}} \frac{e^{-r^2/\omega_s^2}}{\pi\omega_s^2}} r dr d\phi \quad (A.1)$$

Integrando - se (A.1) em  $\phi$ , obtém - se:

$$G_e(z, \nu_i) = \frac{2\rho_0\sigma_s^e(\nu_i)}{\omega_s^2} \int_0^a \frac{\frac{P_b(z)}{P_b^1} e^{-r^2/\omega_s^2} + \frac{P_s^*}{2P_{sat}} e^{-2r^2/\omega_s^2}}{1 + \frac{P_b(z)}{P_b^1} + \frac{P_s^*}{P_{sat}} e^{-r^2/\omega_s^2}} r dr \quad (A.2)$$

onde,  $P_b^1$  corresponde a potência de bombeamento de limiar para a inversão de população do  $Er^{+3}$  e  $P_{sat}$  corresponde a potência de saturação de ganho.

Integrando - se, agora (A.2) em  $r$ , obtém - se, após algumas manipulações:

$$G_e(z, \nu_i) = \frac{\rho_0\sigma_s^e(\nu_i)}{2} \left\{ \frac{\frac{P_b(z)}{P_b^1} - 1}{\frac{P_b(z)}{P_b^1} + 1} \frac{1}{r(z)} \ln \left[ \frac{1+r(z)}{1+\xi r(z)} \right] + 1 - \xi \right\} \quad (A.3)$$

onde,

$$r(z) = \frac{1}{1 + \frac{P_b(z)}{P_b^1}} \frac{P_s^*}{P_{sat}} \quad (A.4)$$

e

$$\xi = e^{-a^2/\omega_s^2} \quad (A.5)$$

1-  $\xi$  é o fator de sobreposição ("overlap") entre o modo do sinal e o raio ativo (com  $Er^{+3}$ ).

Considerando - se o caso de regime de pequeno sinal, isto é  $P_s^* \ll P_{sat}$  ou  $r(z) \ll 1$ , e expandindo - se a função logarítmica em (A.3), obtém - se:

$$G_e(z, \nu_i) = \rho_0\sigma_s^e(\nu_i) (1 - \xi) \frac{\frac{P_b(z)}{P_b^1}}{\frac{P_b(z)}{P_b^1} + 1} \quad (A.6)$$

O coeficiente de absorção da potência de ASE é deduzido substituindo - se (3.8), (3.10), (3.12), (3.20), (3.27) e (3.30) em (3.35). Obtém - se, assim,

$$G_a(z, \nu_i) = \rho_0 \sigma_s^a(\nu_i) \int_0^a \int_0^{2\pi} \frac{e^{-r^2/\omega_s^2}}{\pi \omega_s^2} \frac{1 + \frac{P_s^*}{2I_{sat}} \frac{e^{-r^2/\omega_s^2}}{\pi \omega_s^2}}{1 + \frac{P_b(z)}{I_b^l} \frac{1}{\pi a^2} + \frac{P_s^*}{I_{sat}} \frac{e^{-r^2/\omega_s^2}}{\pi \omega_s^2}} r dr d\phi \quad (A.7)$$

Integrando - se (A.7) em  $\phi$ , tem - se:

$$G_a(z, \nu_i) = \frac{2\rho_0 \sigma_s^a(\nu_i)}{\omega_s^2} \int_0^a \frac{e^{-r^2/\omega_s^2} + \frac{P_s^*}{2P_{sat}} e^{-2r^2/\omega_s^2}}{1 + \frac{P_b(z)}{P_b^l} + \frac{P_s^*}{P_{sat}} e^{-r^2/\omega_s^2}} r dr \quad (A.8)$$

Integrando -se (A.8) em  $r$ , obtém - se:

$$G_a(z, \nu_i) = \frac{\rho_0 \sigma_s^a(\nu_i)}{2} \left\{ \frac{1 - \frac{P_b(z)}{P_b^l}}{1 + \frac{P_b(z)}{P_b^l}} \frac{1}{r(z)} \ln \left[ \frac{1+r(z)}{1+\xi r(z)} \right] + 1 - \xi \right\} \quad (A.9)$$

Novamente, assumindo que  $r(z) \ll 1$  e expandindo - se a função logarítmica em (A.9), chega - se a:

$$G_a(z, \nu_i) = \rho_0 \sigma_s^a(\nu_i) (1 - \xi) \frac{1}{\frac{P_b(z)}{P_b^l} + 1} \quad (A.10)$$

As equações (A.6) e (A.10) mostram que os coeficientes de ganho e absorção da potência de ASE são proporcionais ao fator de sobreposição entre o modo do sinal e o raio ativo. Este fator de sobreposição é um importante parâmetro para a otimização do ganho.

O coeficiente de absorção de bombeamento é deduzido substituindo - se (3.8), (3.10), (3.12), (3.20), (3.27) e (3.30) em (3.41), obtendo - se assim,

$$\gamma_b(z) = \frac{\rho_0 \sigma_b^a}{\pi a^2} \int_0^a \int_0^{2\pi} \frac{1 + \frac{P_s^*}{2I_{sat}} \frac{e^{-r^2/\omega_s^2}}{\pi \omega_s^2}}{1 + \frac{P_b(z)}{I_b^1} \frac{1}{\pi a^2} + \frac{P_s^*}{I_{sat}} \frac{e^{-r^2/\omega_s^2}}{\pi \omega_s^2}} r dr d\phi \quad (A.11)$$

Integrando - se (A.11) em  $\phi$ , encontra - se:

$$\gamma_b(z) = \frac{2\rho_0 \sigma_b^a}{a^2} \int_0^a \frac{1 + \frac{P_s^*}{2P_{sat}} e^{-2r^2/\omega_s^2}}{1 + \frac{P_b(z)}{P_b^1} + \frac{P_s^*}{P_{sat}} e^{-r^2/\omega_s^2}} r dr \quad (A.12)$$

Integrando - se (A.12) em  $r$ , obtém - se:

$$\gamma_b(z) = \frac{\rho_0 \sigma_b^a}{1 + \frac{P_b(z)}{P_b^1}} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_s}{a} \right)^2 \left( \frac{P_b(z)}{P_b^1} - 1 \right) \ln \left[ \frac{1 + r(z)}{1 + \xi r(z)} \right] \right\} \quad (A.13)$$

Utilizando novamente  $r(z) \ll 1$  e a expansão da função logarítmica, chega - se a:

$$\gamma_b(z) = \frac{\rho_0 \sigma_b^a}{\frac{P_b(z)}{P_b^1} + 1} \quad (A.14)$$

A equação (A.14) mostra que o coeficiente de absorção de bombeamento corresponde à potência de bombeamento se propagando em um meio absorvente.

## A.2 - Dedução do Ganho Máximo Disponível a partir de sua definição

Para níveis de potência de bombeamento bastante altos e desprezível potência de sinal, de (3.58), obtém - se a população do nível superior, da seguinte forma:

$$u_b I_b [N_2(\sigma_b^e + \sigma_b^a) - N\sigma_b^a] = 0 \quad \therefore \quad N_2 = \frac{N\sigma_b^a}{\sigma_b^e + \sigma_b^a} \quad (\text{A.15})$$

O ganho máximo disponível é, então, obtido, substituindo - se (A.15) em (3.58) e integrando - se esta equação no campo do modo do sinal, isto é:

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} = u_s I_s \left[ \frac{N\sigma_b^a(\sigma_s^e + \sigma_s^a) - N\sigma_s^a(\sigma_b^e + \sigma_b^a)}{\sigma_b^e + \sigma_b^a} \right] \quad (\text{A.16})$$

Substituindo - se (3.61) em (A.16), após algumas manipulações obtém - se:

$$\frac{\partial P_s}{\partial z} = u_s P_s \sigma_s^a \frac{\int f_s N dA}{\int f_s dA} \left[ \frac{\sigma_s^e / \sigma_s^a - \sigma_b^e / \sigma_b^a}{1 + \sigma_b^e / \sigma_b^a} \right] \quad (\text{A.17})$$

Utilizando - se (3.65) e integrando - se (A.17), chega - se a:

$$\ln \frac{P_s^{\text{out}}}{P_s^{\text{in}}} = \alpha_s L \left[ \frac{\sigma_s^e / \sigma_s^a - \sigma_b^e / \sigma_b^a}{1 + \sigma_b^e / \sigma_b^a} \right] \quad (\text{A.18})$$

e portanto,

$$\frac{P_s^{\text{out}}}{P_s^{\text{in}}} \equiv G_{\text{max}}(\alpha_s L) = e^{\alpha_s L \left( \frac{\sigma_s^e / \sigma_s^a - \sigma_b^e / \sigma_b^a}{1 + \sigma_b^e / \sigma_b^a} \right)} \quad (\text{A.19})$$

Assim, de (A.19), após algumas manipulações pode - se escrever:

$$G_{\text{max}}(\alpha_s L) = e^{\alpha_s L \left[ \frac{(\sigma_b^e + \sigma_b^a)\sigma_s^a}{(\sigma_b^e + \sigma_b^a)\sigma_s^a} - 1 \right]} \quad (\text{A.20})$$

Utilizando - se, novamente (3.65), após algumas manipulações, obtém - se:

$$G_{\text{max}}(\alpha_s L) = e^L \left[ \frac{\frac{\sigma_b^a}{(\sigma_b^e + \sigma_b^a)} \frac{\sigma_s^a}{(\sigma_s^e + \sigma_s^a)}}{\frac{1}{(\sigma_s^e + \sigma_s^a)} \int f_s N dA} \int f_s dA \right] \quad (\text{A.21})$$

Fazendo - se, agora,

$$G_{\max}(\alpha_s L) = e^L \left[ \frac{\alpha_b^a \int f_b NdA h\nu_b \int NdA \int f_b dA - \alpha_s^a \int f_s NdA h\nu_s \int NdA \int f_s dA}{\int f_b dA \nu_b (\sigma_b^e + \sigma_b^a) \tau \int f_b NdA - \int f_s dA \nu_s (\sigma_s^e + \sigma_s^a) \tau \int f_s NdA} \right] \quad (A.22)$$

Utilizando - se (3.70) e novamente (3.65), tem - se:

$$G_{\max}(\alpha_s L) = e^L \left( \frac{\alpha_b p_b^{\text{sat}} / \nu_b - \alpha_s p_s^{\text{sat}} / \nu_s}{p_s^{\text{sat}} / \nu_s} \right) \quad (A.23)$$

ou ainda,

$$G_{\max}(\alpha_s L) = e^L \left( \frac{\alpha_b - \alpha_s \frac{p_s^{\text{sat}} / h\nu_s}{p_b^{\text{sat}} / h\nu_b}}{\frac{p_s^{\text{sat}} / h\nu_s}{p_b^{\text{sat}} / h\nu_b}} \right) \quad (A.24)$$

E utilizando - se (3.82), chega - se a:

$$G_{\max}(\alpha_s L) = e^{L \left( \frac{\alpha_b - \alpha_s \delta}{\delta} \right)} = e^{\alpha_s L \left( \frac{\alpha_b}{\alpha_s \delta} - 1 \right)} \quad (A.25)$$

### A.3 - Dedução da Condição de Oscilação de um Laser Sintonizável a Fibra Dopada na Configuração em Anel

#### A.3.1 - Condição de Oscilação Unidirecional:

Da Fig. A.1, e pela definição de refletividade, tem - se que:

$$R \equiv \frac{P_3}{P_3 + P_4} \quad (A.26)$$

Pela definição de ganho/perda, tem - se:

$$GV_1 = \frac{P_2}{P_3} \quad (A.27)$$

E pela conservação de energia:

$$P_2 = P_3 + P_4 \quad \therefore \quad P_4 = P_2 - P_3 \quad (\text{A.28})$$

Assim, substituindo - se (A.28) em (A.26), tem - se que:

$$R = \frac{P_3}{P_2} \quad (\text{A.29})$$

De (A.27) e (A.29), obtém - se a condição de oscilação unidirecional, dada por:

$$GV_t R = 1 \quad (\text{A.30})$$

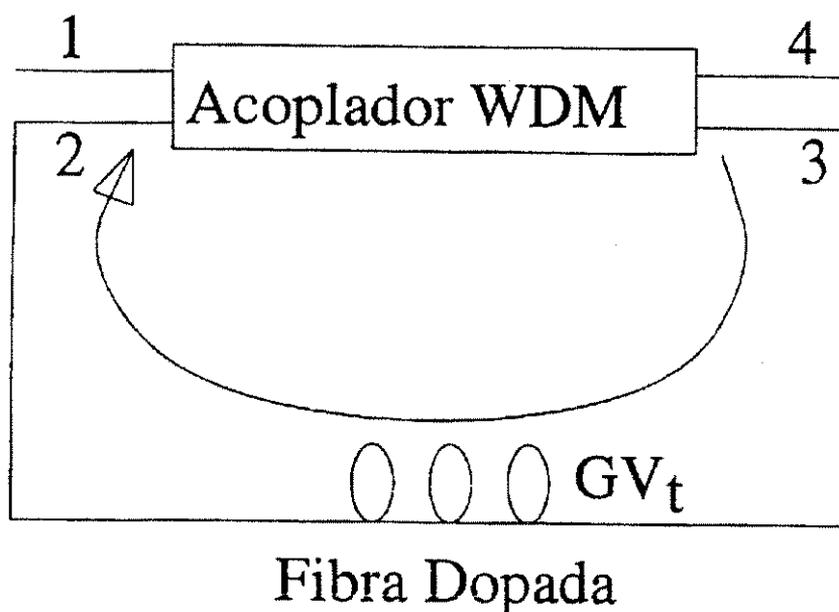


Fig. A.1 - Esquema de um laser a fibra dopada unidirecional

### A.3.2 - Condição de Oscilação Bidirecional:

Da Fig. A.2 e utilizando - se a definição de refletividade, tem - se que:

$$R \equiv \frac{P_3^-}{P_3^- + P_4^-} \quad (\text{A.31})$$

e

$$R \equiv \frac{P_2^+}{P_1^+ + P_2^+} \quad (\text{A.32})$$

Pela definição de ganho/perda, tem - se:

$$GV_1 = \frac{P_2^-}{P_3^-} = \frac{P_3^+}{P_2^+} \quad (\text{A.33})$$

Pela conservação de energia, tem - se:

$$P_2^- = P_3^- + P_4^- \quad (\text{A.34})$$

e

$$P_3^+ = P_1^+ + P_2^+ \quad (\text{A.35})$$

Logo substituindo (A.34) e (A.35) em (A.31) e (A.32) e de (A.33), obtém - se a condição de oscilação bidirecional dada por:

$$GV_t R = 1 \quad (\text{A.36})$$

que é a mesma que no caso unidirecional.

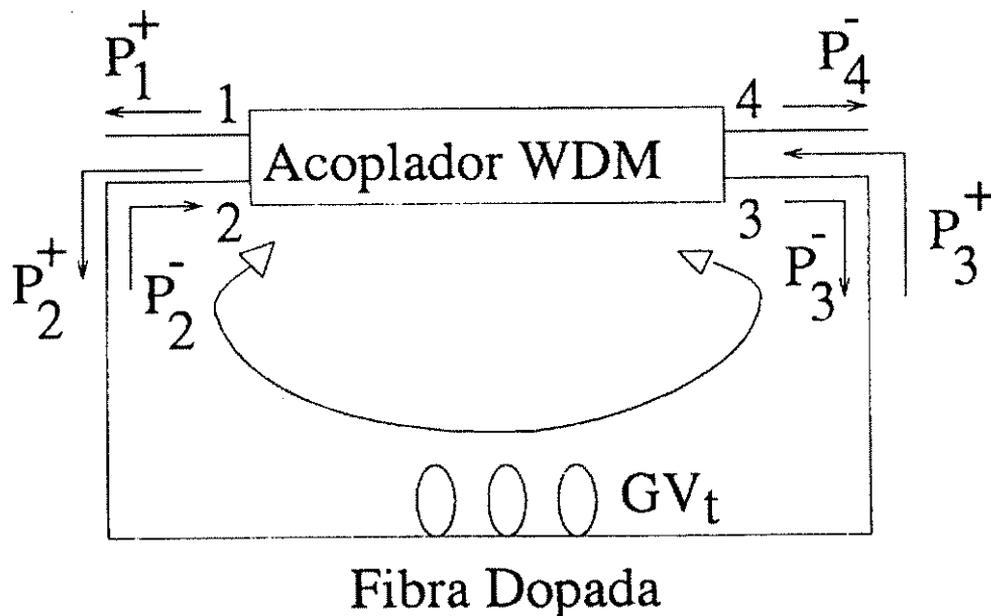


Fig. A.2 - Esquema de um laser a fibra dopada bidirecional.

# APÊNDICE B

## Trabalhos Publicados e Submetidos a Publicação em Congressos e Revistas (1989 - 1995)

### B.1 - Trabalhos Publicados em Congressos e Revistas

- 1) Maria Thereza Miranda Rocco Giraldi, Sergio Barcelos e Evandro Conforti, *Desenvolvimento de uma Híbrida Óptica para Aplicação em Comunicações Coerentes*, nos anais do V Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, Brasília/DF, Junho de 1992, pp. 91-96 (publicação SBMO).
- 2) Maria Thereza Miranda Rocco Giraldi, Aldário Bordonalli e Evandro Conforti, *Laser Semicondutor em Cavidade Externa Operando com Dois Modos Longitudinais Simultâneos*, nos anais do V Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, Brasília/DF, Junho de 1992, pp. 343-348 (publicação SBMO).
- 3) Maria Thereza Miranda Rocco Giraldi, Sergio Celaschi e Flavio Borin, *Montagem de um Laser Semicondutor Monomodo a Cavidade Externa com Filtro Espectral como Elemento de Sintonia*, nos anais do XVI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Caxambú/MG, Maio de 1993, pp. 264 (publicação SBF).

- 4) Maria Thereza Miranda Rocco Giraldi e Sergio Celaschi, *Desenvolvimento de um Laser à Fibra Dopada com Érbio Sintonizável e Monomodo na Configuração em Anel*, nos anais do XVII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Caxambú/MG, Junho de 1994 pp. 163-164 (publicação SBF).
- 5) Maria Thereza Miranda Rocco Giraldi e Sergio Celaschi, *Laser à Fibra Dopada com Érbio; Sintonizável e Monomodo*, nos anais do VI Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, Belém/PA, Julho de 1994, pp. 55-60 (publicação SBMO).
- 6) Maria Thereza Miranda Rocco Giraldi e Sergio Celaschi, *Investigação da Largura de Linha de um Laser Sintonizável a Fibra Dopada com Érbio<sup>+3</sup>*, nos anais do VI Simpósio Estadual de Lasers e Aplicações, São Carlos/SP, Outubro de 1994, pp. O19 (publicação SBF).
- 7) Maria Thereza Miranda Rocco Giraldi e Sergio Celaschi, *Desenvolvimento de Laser Sintonizável a Fibra Dopada com Érbio<sup>+3</sup> na Configuração em Anel*, Revista de Física Aplicada e Instrumentação, vol. 9, número 2, Junho de 1994, pp. 71-78 (publicação SBF).
- 8) Maria Thereza Miranda Rocco Giraldi e Sergio Celaschi, *Optimized Performance of Tunable Erbium-Doped Fiber Ring Lasers*, nos anais do Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics - CLEO Pacific Rim'95, Chiba - Japão, Julho de 1995 (publicação IEEE/LEOS). Organizado pelo IEEE/LEOS.
- 9) Também publicado na Revista: Microwave and Optical Technology Letters, editada pela Editora John Wiley & Sons., Inc. Aceito para publicação no número de Junho de 1995.
- 10) Maria Thereza Miranda Rocco Giraldi e Sergio Celaschi, *Modelamento da Sintonia Espectral de um Laser a Fibra Dopada com Érbio<sup>+3</sup> na Configuração em Anel*, nos anais Grupo de Óptica do XVIII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Caxambú/MG, Junho de 1995, pp. 118-121 (publicação SBF).

## B.2 - Trabalho Submetido a Congresso

1) Maria Thereza Miranda Rocco Giraldi e Sergio Celaschi, *Optimized Power Performance and Tunability Modelling of Erbium-Doped Fiber Ring Lasers*, Emerging Components and Technologies for All-Optical Photonic Systems Conference at the International Symposium on Information, Communications and Computer Technology, Applications and Systems/SPIE Photonics East'95, Filadélfia - EUA - Outubro de 1995 (publicação SPIE).