



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA – CCEN
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Medida de Seção de Choque em Fibra Dopada com Tm^{3+}

por

Paola Nunes Pires Loja

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Banca Examinadora:

Profª. Anderson Stevens Leônidas Gomes (Orientador-UFPE)

Prof. Glauco Santos Maciel (UFPE)

Prof. Younes Messaddeq (UNESP)

Recife - PE, Brasil
Fevereiro - 2004

Dedico esta tese a Jörg Menche, o companheiro que escolhi para minha vida e que me acompanhou no fim desta jornada.

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao Departamento de Física da UFPE que me faz sentir orgulho de ser brasileira. Agradeço ao apoio financeiro do CNPq. Agradeço a Anderson Gomes pela orientação. Agradeço aos meus colegas de grupo pela convivência e apoio no laboratório: Mike, Florídia, Mariana e Valdeci minha amiga querida e agradeço a Stefan por dividir seus conhecimentos de química comigo o que muito me ajudou nesta tese. Agradeço aos professores Sérgio Coutinho, Maurício Coutinho, Antônio Murilo e Cid pela Física que me ensinaram nos cursos que ministraram. Ao grupo de óptica e a todos os professores pelos colóquios e seminários. Agradeço especialmente a Sérgio Coutinho que como coordenador de pós-graduação e pessoa me apoiou na finalização do meu mestrado. Obrigada, sou muito grata. Agradeço a Ana Caldeira por cuidar da gente. Agradeço a convivência de todos os colegas do depto, funcionários, professores e alunos que formam a comunidade deste departamento que tanto gostei de viver. Agradeço às pessoas que me apoiaram e acreditaram em mim nesta jornada científica: Gabriel, Tião, Andrea Intrator, Tatiana, Fernando e Berenice. Urian, Maria Isabel e Lucas, meus anfitriões quando de minha chegada ao Recife. Robson e sua família, Maria do Carmo e Letícia, Ernesto e Vladimir. Aos meus amigos Gustavo Camelo, Alexandre Carvalho, Zinha e Patrícia Façanha pelos recreios. Agradeço ao meu avô Grijalva pelo apoio para o término da minha tese. Agradeço a Jörg Menche. Seu carinho, solidariedade e companheirismo foram definitivos para que eu chegasse até aqui. Esta tese não ficaria tão linda se não fosse ele. E agradeço a meus pais, irmãs e sobrinhos pelo amor e pelas saudades.

RESUMO

Neste trabalho adaptamos para o íon de Tm^{3+} um modelo e técnica experimental usados para a determinação da seção de choque de emissão da transição $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ correspondente à emissão $1.06\mu\text{m}$ do íon de Nd^{3+} dopado em fibra óptica, de forma não destrutiva. O modelo adaptado foi utilizado no cálculo da seção de choque de emissão da transição $^3\text{H}_4 \rightarrow ^3\text{F}_4$ relativa à emissão em $1.47\mu\text{m}$ do íon de túlio em fibras fluorozirconadas e de silicato. A determinação do valor desta seção de choque é de grande importância porque varia bastante na literatura de acordo com a fibra e o método utilizado.

A técnica explora a medida do tempo de vida τ_2 da transição de interesse, o ganho G e a seção de choque de emissão σ_s sem injetar um sinal na fibra. O método é baseado no estudo da dependência temporal da fluorescência em função da potência absorvida do bombeio no instante anterior ao desligamento do bombeio.

O experimento consistiu no bombeamento da fibra dopada com Tm^{3+} por um laser de titânio safira, operando no regime contínuo, emitindo em 800nm modulado com um chopper. Foi feita então a coleção dos decaimentos exponenciais da fluorescência do estado excitado $^3\text{H}_4$ após o desligamento do laser e a medição das potências na entrada e saída da fibra dopada. A partir destes dados experimentais e das propriedades da fibra calculamos a seção de choque da transição $^3\text{H}_4 \rightarrow ^3\text{F}_4$ com o ajuste de uma curva teórica deduzida a partir do modelo adaptado para o túlio.

Foram realizadas medidas para fibras de Tm^{3+} em silicato e ainda para uma fibra fluorozirconada com alta concentração de Tm^{3+} (5000ppm). Porém, na fibra de silicato os decaimentos das fluorescências ficaram limitados pela resolução do sistema e, na fibra fluorozirconada de alta concentração, não pudemos aplicar o modelo porque o tempo de vida é ajustado por uma dupla exponencial na maioria das potências absorvidas. Os resultados com a fibra fluorozirconada com 2000ppm de Tm^{3+} demonstraram a validade do modelo e da técnica, havendo uma boa concordância com resultados descritos na literatura.

Palavras-chave: Fibra óptica, amplificadores ópticos

ABSTRACT

In this work we adapted for the ion of Tm^{3+} a model and an experimental technique to determine the emission cross section of the transition ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$ corresponding to the $1.60\mu\text{m}$ emission of the ion of Nd^{3+} doped in optical fibers in a non-destructive way. The adapted model was used in the calculations of the emission cross section of the transition ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_4$ relative to the $1.47\mu\text{m}$ emission of the ion of thulium in fluoride and silicate fiber hosts. The determination of the value of this cross section is of great interest since it varies considerably in literature depending on the fiber and the used technique.

The technique explores the measurement of the lifetime τ_2 of the transition of interest, the gain G and the emission cross section σ_s without injecting a signal into the fiber. The method is based on the study of the time dependency of the fluorescence as a function of the pump power absorption before turning off the pump.

The experiment consisted in pumping the Tm^{3+} -doped fiber with a Titanium Sapphire laser, operating in the continuous regime, emitting in 800nm modulated by a chopper. The exponential decays of the fluorescence of the excited state ${}^3\text{H}_4$ after turning the laser off were then measured, as well as the powers at the input and at the output of the doped fiber. Based on these experimental data and using some properties of the fiber we calculated the cross section of the transition ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_4$ by fitting a theoretical curve, that was deduced by adapting the model for thulium.

Measurements for Tm^{3+} -doped silicate fibers were realized as well as for fluoride fibers with high concentration of Tm^{3+} (5000ppm). However, in the silicate fibers the fluorescences' decays were limited by the resolution of the system and in the fluoride fibers of high concentration we could not use the model because the lifetime could only be fitted by a double exponential decay in most of the used absorption powers. The results for the fluoride fibers with 5000ppm of Tm^{3+} show the validity of the model and the technique, since they agree good with results that are described in the literature.

Keywords: Optical fiber, optical amplifier

SUMÁRIO

Capítulo 1—Introdução	1
1.1 Motivação	2
1.2 História das fibras ópticas	4
1.3 Fibras ópticas convencionais e dopadas	7
1.3.1 Fibras ópticas	7
1.3.2 Fabricação de fibras ópticas convencionais e dopadas	13
1.3.3 Etapas da fabricação de uma fibra óptica	14
1.3.4 Fabricação de fibras de sílica	15
1.3.5 Fabricação de fibras de vidro multicomposto	18
1.3.6 Fabricação de fibras de sílica dopadas com terras raras	20
1.3.7 Fabricação de Fibras Fluoradas	22
1.4 Fator de Recobrimento de Fibras Dopadas	24
1.4.1 Definições e notações	24
1.4.2 Aproximação gaussiana do modo fundamental	26
Referências Bibliográficas	27
Capítulo 2—Definições Espectroscópicas	30
2.1 Transição espontânea	31

2.2	Seção de choque	32
2.3	Emissão estimulada e amplificação em uma fibra	33
2.3.1	Transição induzida	33
2.3.2	Seção de choque de emissão espontânea	35
2.4	Absorção e amplificação	35
2.4.1	Características da fibra	36
2.4.2	Intensidades de potências ópticas	37
	Referências Bibliográficas	38

Capítulo 3—Propriedades Óticas dos Íons Terras Raras 39

3.1	Terras Raras	40
3.1.1	Matriz Cristalina e o Efeito Stark	43
3.1.1.1	Taxa de transição espontânea	45
3.1.2	Alargamento de linha	45
3.1.2.1	Alargamento Homogêneo	45
3.1.2.2	Alargamento Inomogêneo	46
3.2	Túlio	47
	Referências Bibliográficas	54

Capítulo 4—Determinação da Seção de Choque pelo Método do Tempo de Vida 57

4.1	Introdução	58
4.1.1	Escolha do método	58
4.2	Método desenvolvido para Nd^{3+}	59
4.2.1	Equações de taxa dos níveis energéticos do Nd^{3+}	59

4.2.2	Evolução das intensidades e potências ópticas do Nd^{3+}	62
4.2.3	Ganho não saturado do amplificador	63
4.2.4	Curva teórica	64
4.2.4.1	Decaimento temporal da fluorescência	64
4.2.4.2	Método numérico	65
4.2.5	Montagem experimental	65
4.2.6	Medidas e resultados para a fibra dopada com Nd^{3+}	66
	Referências Bibliográficas	70
Capítulo 5—Seção de Choque da Transição $^3\text{H}_4 \rightarrow ^3\text{F}_4$ do íon de Túlio		71
5.1	Esquema de níveis e equações de taxa	72
5.1.1	Evolução das intensidades e potências ópticas	74
5.1.2	Cálculo do ganho não saturado	76
5.1.3	Curva teórica	77
5.1.4	Medidas experimentais	80
5.1.4.1	Montagem experimental	80
5.1.4.2	Montagem experimental para calibração da potência absorvida	81
5.1.4.3	Medida da resolução temporal do sistema	83
5.1.4.4	Medidas experimentais de tempo de decaimento das fluorescências e resultados da fibra LEVF, 2000ppm (ZBLAN)	84
5.1.4.5	Ajuste da curva teórica aos dados experimentais	85
5.1.4.6	Resultados da aplicação do modelo para o túlio:	85
5.1.5	Medidas das fibras novas	92

5.1.5.1	Fibra LEVF: ZBLAN, 5000ppm	92
5.1.5.2	Fibras LPMC e INO	92
	Referências Bibliográficas	96
Capítulo 6—Conclusão		98
	Referências Bibliográficas	102
Apêndice A—Cálculos do capítulo 5		103
A.1	Aproximação espectral	105
A.2	Aproximação sobre as distribuições transversais	109
	Referências Bibliográficas	113

LISTA DE FIGURAS

1.1	Espectro típico de perdas da fibra padrão	3
1.2	Fibra óptica com perfil de índices tipo degrau	8
1.3	Fibra óptica com perfil de índices tipo gradual	8
1.4	Reflexão e refração numa interface de dois dielétricos onde $n_2 < n_1$: a) refração, b) ângulo crítico, c) reflexão interna total	9
1.5	Propagação em um guia de onda	10
1.6	Diagrama esquemático do equipamento de puxamento e revestimento da fibra óptica	15
1.7	Fases da fabricação de fibras ópticas segundo técnica OVD	17
1.8	Mecanismo de fabricação de preforma segundo técnica VAD	18
1.9	Esquema de fabricação de preforma segundo a técnica MCVD	19
1.10	Esquema de fabricação de fibra óptica de vidro multicomposto segundo o método do duplo-cadinho	20
1.11	Diferentes processos para transportar os dopantes à zona de reação na técnica MCVD	21
1.12	Etapas da fabricação de fibras fluoradas	23
1.13	Método da jaqueta para fabricação de fibra fluorada monomodo	23
3.2	A distribuição radial das funções orbitais 4f, 5s, 5p, 5d e 5g do íon livre de Pr^{3+} [2]	41

3.1	Níveis de energia de íons trivalentes no cristal de LaCl_3	42
3.3	Diagrama de splitting dos subníveis Stark	43
3.4	Sistema de dois multipletos e os valores típicos entre os níveis energéticos de um mesmo multipletto e inter-multipletos	44
3.5	Forma de linha dos alargamentos homogêneo e inhomogêneo	46
3.6	Espectro de absorção do túlio em matriz ZBLAN [4]	47
3.7	Emissões laser conhecidas do Túlio; Níveis de energia em matriz ZBLAN	48
3.8	Emissões não radiativas na sílica e na matriz ZBLAN	49
3.9	Esquemas de conversão ascendente para TDFA	51
4.1	Diagrama parcial de níveis do Nd^{3+}	60
4.2	Diagrama experimental	66
4.3	Decaimentos da fluorescência para diferentes potências absorvidas . . .	67
4.4	Ajuste dos dados experimentais pela curva teórica	67
4.5	Ganho em função da potência absorvida	68
5.1	Diagrama parcial de níveis do túlio (Tm^{3+}	73
5.2	Diagrama ilustrando o bombeamento em 800nm e a transição de interesse	81
5.3	Montagem experimental para a coleção dos decaimentos das fluorescências: laser CW $\text{Ti-Al}_2\text{O}_3$; Filtro atenuador; Chopper em 78Hz; Obj: lente objetiva; SMF: “ <i>single mode fiber</i> ” (fibra monomodo padrão de telecomunicações); TDF: “ <i>thulium doped fiber</i> ” (fibra dopada com Tm^{+3}); Monocromador; Detector de Germânio; Osc: osciloscópio; PC:computador.	82
5.4	Montagem experimental para calibragem da potência de entrada na fibra dopada com Tm^{3+} : Obj: lente objetiva; Det: dois detectores (removíveis); SMF: “ <i>single mode fiber</i> ” (fibra monomodo padrão de telecomunicações).	82

5.5	Resolução temporal do sistema de detecção	83
5.6	Decaimento exponencial da fluorescência em função da potência absor- vida	84
5.7	Fittings pela curva teórica 5.19 para tempos muito curtos: 1ms (aprox.125 pontos)	86
5.8	G_0 para tempos curtos: 2ms (aprox.200 pontos)	87
5.9	Ajustes pela curva teórica 5.19 para tempos longos: 4ms(todos os pontos)	88
5.10	Decaimento exponencial da fluorescência fibra 5000ppm bombeada com 800nm	93
5.11	Decaimento exponencial da fluorescência fibra LPMC bombeada em $1.05\mu m$	94
5.12	Decaimento exponencial da fluorescência fibra INO-1400ppm bombeada em $1.05\mu m$	95

LISTA DE TABELAS

1.1	Energia fonônica de diferentes vidros	13
1.2	Fibras utilizadas	24
3.1	Algumas características dos sólidos dopados com íons terras raras TR^{3+}	40
3.2	Tempos de vida do nível superior da transição ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$ em sílica e ZBLAN	50
3.3	Energia fonônica de diferentes vidros	50
3.4	Canais de relaxação	50
4.1	Potência absorvida, ganho e seção se choque de emissão	68
5.1	Fibra Tm:ZBLAN, 2000ppm [3]	79
5.2	Fibras utilizadas	80
5.3	medidas fibra LEVF	85
5.4	G_0 para tempos muito curtos: 1ms (aprox.125 pontos)	85
5.5	G_0 para tempos curtos: 2ms (aprox.200 pontos)	86
5.6	G_0 para tempos longos (todos os pontos, 4ms)	86
5.7	Seções de choque	89
5.8	Valores de parâmetros dos ajustes para tempos curtos (1ms)	90
5.9	Valores de parâmetros dos ajustes para tempos longos (4ms)	90
5.10	Média	91

5.11 Seções de choque da literatura	91
---	----

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Este capítulo é dedicado às fibras ópticas. Inicialmente, na primeira seção, introduzimos o leitor na importância da pesquisa em fibras dopadas com o íon terra-rara túlio (Tm^{3+}). Na segunda seção apresentamos um breve histórico do surgimento das fibras ópticas e de quando elas entraram para as comunicações ópticas.

Na terceira seção apresentamos a fibra óptica com suas características mais importantes e descrevemos resumidamente as técnicas mais usuais de fabricação de fibras ópticas de silicato e fluoradas convencionais e dopadas com íons terras-raras. Por fim, na última seção, definimos os fatores de recobrimento das fibras dopadas que são parâmetros importantes para os cálculos que são apresentados nos capítulos posteriores.

1.1 MOTIVAÇÃO

As comunicações ópticas a longas distâncias necessitam de amplificadores para compensar as perdas intrínsecas das fibras, papel análogo ao dos repetidores analógicos das linhas de transmissão por cabos de cobre. O desenvolvimento de amplificadores ópticos à fibra veio substituir o repetidor eletro-óptico feito que otimizou muito o sistema de transmissão. Estes dispositivos entraram fortemente no mercado em meados dos anos 80 com o amplificador óptico de fibra dopada com érbio (Er^{3+}) [1] (EDFA-*“erbium doped fiber amplifier”*), um terra rara que tem emissão em 1530nm, em torno do mínimo de perdas da fibra de sílica. As perdas da fibra padrão tem um máximo centrado em 1380nm devido a absorção de moléculas de água(Fig.1.1).

Os EDFAs cobrem bem a região espectral denominada bandas C+L (1530nm-1630nm), porém a região espectral de baixa perda é muito mais ampla, ela vai de 1400nm a 1630nm como está ilustrado na figura 1.1. Há portanto, o interesse e a

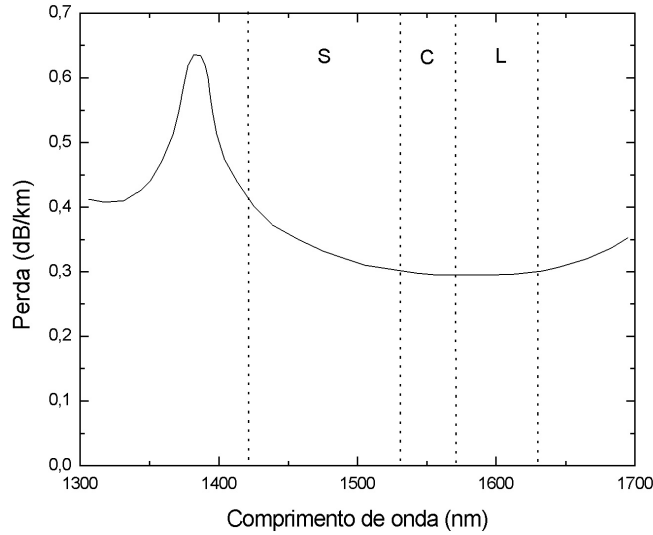


Figura 1.1. Espectro típico de perdas da fibra padrão

necessidade de alargar a banda de transmissão para as regiões de baixa perda ainda não exploradas a fim de atender à demanda da alta taxa de transmissão de informação que vem crescendo continuamente devida principalmente à Internet.

Há várias possibilidades de amplificadores ópticos para explorar toda a região de baixa perda: Amplificadores Raman [2, 3], paramétricos [4, 5], semicondutores [6] e os amplificadores à fibra dopada com íons terras raras [7].

Os amplificadores de fibras dopadas com túlio (Tm^{3+}) (TDFA-“*thulium doped fiber amplifier*”) são excelentes candidatos a cobrirem a faixa espectral de 1470nm a 1530nm, denominada banda S. Isto é possível porque o túlio tem uma emissão em torno de 1470nm oriunda da transição $^3H_4 \rightarrow ^3F_4$.

É de grande importância a determinação dos valores de parâmetros espectroscópicos relevantes desta emissão para a modelagem de amplificadores de fibras dopadas com

túlio, tais como seção de choque, ganho e os valores dos tempos de vida dos níveis relevantes ao processo de amplificação (capítulo 2). A necessidade de conhecer a seção de choque de emissão da transição de interesse das fibras utilizadas no laboratório foi a grande motivação deste trabalho de tese.

1.2 HISTÓRIA DAS FIBRAS ÓPTICAS

Uma das primeiras aplicações do efeito de reflexão interna total foi na decoração de fontes européias. Em 1849 o físico suíço Daniel Collodon e o físico francês Jacques Babinet, mostraram que luz poderia ser guiada ao longo de jatos de água e usaram este fenômeno para decoração. Em 1854 o fenômeno foi popularizado por um físico britânico chamado John Tyndall. Tyndall fez uma demonstração onde luz foi guiada por um jato de água fluindo de um tanque.

A medicina foi uma grande propulsora do desenvolvimento da fibra óptica. O efeito de a reflexão interna total poder confinar luz em um meio de índice de refração maior que o de outro meio que o envolva, como vidro e ar, foi logo percebido por inventores que ainda na virada do século XIX patentearam o uso de bastões de quartzo como iluminadores dentais.

Fibras ópticas foram o passo seguinte, pois elas são essencialmente bastões de plástico ou vidro esticados até que fiquem longos e flexíveis. Durante os anos 20 John Logie Baird na Inglaterra e Claurence W. Hansel nos Estados Unidos patentearam a idéia de usar uma matriz de tubos ocos ou bastões transparentes para transmitir imagens de televisão e fac-símile. Mas somente 10 anos depois, a primeira pessoa demonstrou a transmissão de uma imagem por um feixe de fibras ópticas. Foi Heinrich Lamm, então estudante de Medicina em Munique. Lamm participava de uma pesquisa com a finalidade de ver as partes internas do corpo humano. Em 1930 reportou em

um trabalho a transmissão de uma imagem rudimentar do filamento de uma lâmpada através de um feixe de fibras curto. Porém as fibras sem casca transmitiam imagens bem pobres.

Após 24 anos foi anunciada no periódico britânico *Nature* a transmissão de imagens por feixe de fibras ópticas por dois grupos independentemente: Abrahan van Hell da Technical University of Delft na Holanda e Harold H. Hopkins e Narinder Kapany do Imperial College em Londres. Van Hell deu uma contribuição definitiva: todas as fibras até então eram sem casca, de vidro ou de plástico. Van Hell cobriu-as com uma capa de material de índice de refração menor. Com isso protegeu a superfície de reflexão interna total das fibras de contaminação e reduziu muito o crosstalk (mistura de sinais entre fibras diferentes) entre elas.

O próximo passo importante foi dado por um estudante da Universidade de Michigan chamado Laurence Curtis. Curtis trabalhou em um projeto de pesquisa sob as orientações do físico C.Wilbur Peters e do médico Basil Histchowitz e neste projeto produziu fibras de vidro com casca para o desenvolvimento de um endoscópio estomacal.

Em torno de 1960 as fibras de vidro com capa tinham excelente performance para a medicina, mas muito aquém das necessidades das comunicações, pois tinham por este tempo uma atenuação de 1dB/m. As fibras ópticas portanto demoraram muito tempo para atraírem a atenção dos engenheiros de telecomunicações por causa de suas perdas muito altas. Para ser factível um sistema de transmissão à fibra para grandes distâncias, as perdas deveriam estar entre 10 e 20dB/km.

Foi então durante o encontro do Instituto de Engenheiros Elétricos de Londres¹ em 1966, que o engenheiro Charles K. Kao², anunciou a possibilidade de se fabricar

¹London meeting of the Institution of Electrical Engineers, April 1, 1966 issue of *Laser Focus*

²Então chefiando as pesquisas em comunicações ópticas da Standard Telecommunications Labo-

fibras com perdas inferiores a 20dB/km com base em uma pesquisa na qual estudou as propriedades dos vidros em fibra e meio volumétrico. Kao chegou à conclusão de que as perdas não eram intrínsecas da sílica e sim devidas a impurezas. Conseguiu no encontro chamar a atenção do British Post Office (órgão que detinha o controle da telefonia britânica neste tempo) que liberou a quantia de 12 milhões de libras esterlinas para a pesquisa em seus laboratórios. Esta pesquisa foi muito divulgada e atraiu a atenção de laboratórios no mundo todo.

Porém demoraram quatro anos para que a marca dos 20dB/km de Kao fosse alcançada. Alguns grupos tentaram derreter componentes ópticos padrão e depois eslicá-los em fibra, mas o grupo que venceu a corrida foi o grupo de pesquisa da Corning Glass Works (atual Corning Inc.) que começou a fundir sílica. Esta sílica poderia ser muito pura, mas derreteria à alta temperatura e tinha baixo índice de refração. O grupo desenvolveu então preformas cilíndricas às quais foi possível depositar materiais puros em forma de vapor de maneira controlada, de modo que o índice de refração do núcleo ficasse ligeiramente maior que o da casca, sem aumentar demasiadamente a atenuação. Finalmente em Setembro de 1970 o grupo da Corning anunciou a fabricação de fibras monomodo com atenuação abaixo de 20dB/km na linha de emissão 633nm do He-Ne.

Com a invenção do laser de diodo semiconductor neste mesmo ano por dois grupos independentes, a Bell Labs e um grupo do Instituto Ioffe de Física de Leningrado (agora São Petersburgo), o investimento na área de comunicação por fibras ópticas cresceu enormemente.

Já em 1977 foi feita a primeira prova de transmissão telefônica usando fibras ópticas transmitindo na linha de 850nm do laser de diodo arseneto de gálio e alumínio (Ga-AlAs). Esta primeira geração de sistemas de transmissão ainda era limitada por uma perda de 2dB/km. Em seguida uma segunda geração de sistemas apareceu com o

ratories

novo laser de diodo InGaAsP emitindo em $1.3\mu\text{m}$, onde a atenuação da fibra cai para 0.5dB/km. Quando foi aberto o mercado de transmissão transatlântico por fibra óptica esta tecnologia se tornou padrão de muitos países: fibras monomodo + fontes de $1.3\mu\text{m}$.

Mais tarde veio a transmissão em $1.55\mu\text{m}$ com perdas entre 0.2 e 0.3dB/km, a qual é utilizada até hoje. Mais informações sobre a história das fibras ópticas na referência [8].

1.3 FIBRAS ÓPTICAS CONVENCIONAIS E DOPADAS

1.3.1 Fibras ópticas

Uma fibra óptica é constituída de um material dielétrico (em geral sílica ou plástico) de simetria cilíndrica, transparente e flexível e de dimensões macroscópicas comparáveis a de um fio de cabelo humano. A estrutura da fibra é composta por uma região central chamada de núcleo envolvida por uma camada, também de material dielétrico, chamada de casca, de índice de refração ligeiramente menor. Muitas vezes pode ter um revestimento protetor chamado de jaqueta. A seção de corte transversal mais usual do núcleo é circular como está ilustrado no item (a) da figura 1.2, porém fibras ópticas especiais podem ter outro tipo de seção (elíptica por exemplo).

A diferença de índice de refração do núcleo em relação à casca é representada pelo perfil de índices da fibra óptica. A variação de índices pode ser gradual ou descontínua chamada também de degrau. A figura 1.2 (b) ilustra o perfil de índices degrau caracterizado por um núcleo uniforme com índice de refração n_1 e por uma casca também uniforme com índice de refração n_2 . Já a figura 1.3 ilustra um perfil de índices gradual do tipo parabólico.

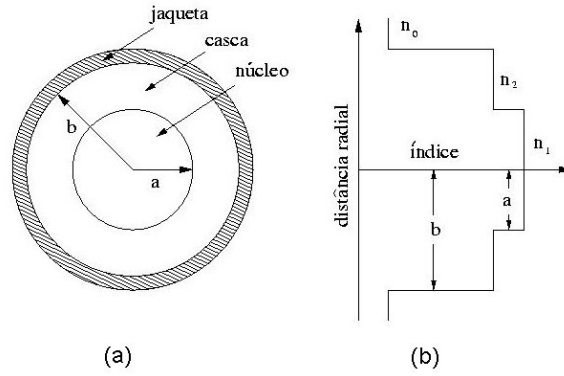


Figura 1.2. (a) Seção transversal circular de uma fibra óptica de índice degrau; (b) Perfil de índices tipo degrau

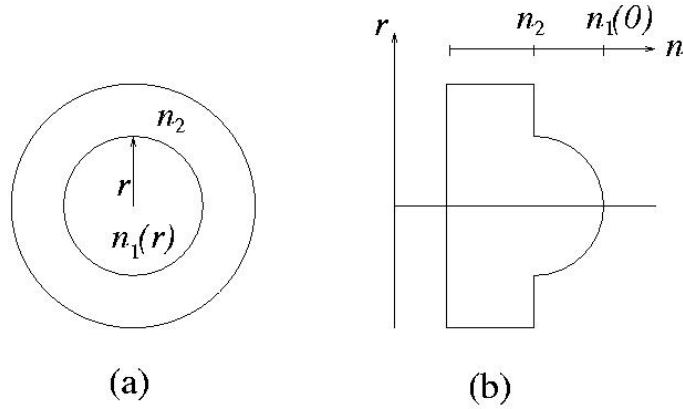


Figura 1.3. (a) Seção transversal circular de uma fibra óptica de índice gradual; (b) Perfil de índices tipo gradual do tipo parabólico)

A propagação de um feixe de luz no núcleo de uma fibra óptica é explicada pela óptica geométrica através do fenômeno de reflexão interna total.

A relação entre a velocidade da luz no vácuo e a velocidade da luz em um meio

qualquer define o índice de refração

$$n = \frac{c}{v_{meio}} \quad (1.1)$$

A propagação da luz numa interface de dielétricos com índices de refração diferentes experimenta os fenômenos de reflexão e refração como está ilustrado na figura 1.4. O raio incidente na interface, além de parcialmente refletido é refratado segundo a Lei de Snell [9]:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} \quad (1.2)$$

onde θ_1 é o ângulo que o raio incidente faz com a normal à interface, θ_2 é o ângulo que o raio refratado faz com a normal, n_1 é o índice de refração do meio 1 (de incidência) e n_2 é o índice de refração do meio 2.

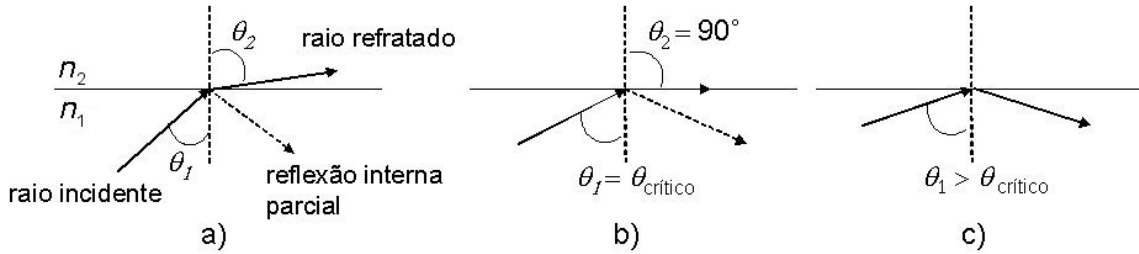


Figura 1.4. Reflexão e refração numa interface de dois dielétricos onde $n_2 < n_1$: a) refração, b) ângulo crítico, c) reflexão interna total

Quando a refração acontece de um meio dielétrico mais denso para um meio menos denso (figura 1.4), o ângulo do raio refratado é sempre maior que o ângulo do raio incidente. Há portanto uma situação limite para a refração onde um raio incidente com um ângulo menor que 90° , chamado de ângulo crítico, tem um raio refratado que se propaga paralelamente à interface dos dielétricos (figura 1.4(b)). Pela Lei de Snell

o ângulo crítico é

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.3)$$

que corresponde ao ângulo do raio refratado com a normal igual a 90° . Qualquer raio incidente com um ângulo superior ao ângulo crítico não será mais refratado, mas totalmente refletido (figura 1.4(c)), fenômeno este denominado reflexão interna total que é o responsável pelo confinamento e propagação de um feixe de luz no núcleo de uma fibra óptica como ilustra a figura 1.5.

Na figura 1.5 há um feixe incidindo em uma fibra a partir de um meio com índice de refração n_0 , que pode ser do ar. Para que um feixe vindo do ar para a fibra acople, seu ângulo de incidência com a normal à interface tem um valor máximo para o qual este feixe pode propagar no núcleo da fibra. Acima deste ângulo o feixe não é transmitido por não satisfazer a condição de reflexão interna total entre o núcleo e a casca da fibra. Este ângulo é denominado *ângulo de aceitação* da fibra θ_a . Examinando a figura 1.5,

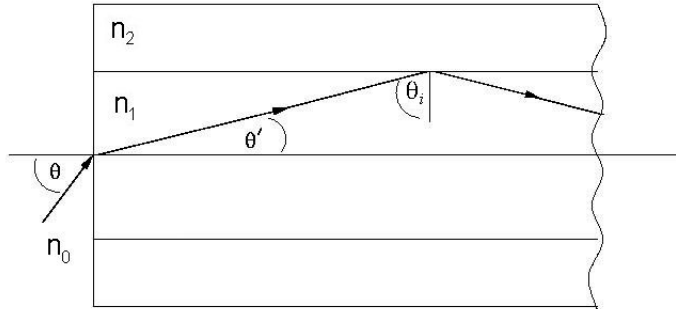


Figura 1.5. Propagação em um guia de onda

vemos que

$$n_0 \sin \theta = n_1 \sin \theta' = n_1 \cos \theta_i \quad (1.4)$$

onde n_0 é o índice de refração do meio do qual o raio se origina (no caso o ar), n_1 é o

índice de refração do núcleo da fibra e n_2 é o índice de refração da casca. Quando $\theta_i = \theta_c$ a partir das equações 1.3, 1.4 e da identidade trigonométrica $\cos^2 \theta_c = 1 - \sin^2 \theta_c$,

$$n_0 \sin \theta_a = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} \approx \sqrt{2n_1(n_1 - n_2)} \quad (1.5)$$

onde $n_0 \sin \theta_a$ é a abertura numérica (NA-“*numerical aperture*”), dos guias de onda e é definida exatamente da mesma maneira que a abertura numérica de uma objetiva de microscópio: A abertura numérica também costuma ser expressa em função da diferença relativa dos índices de refração, chamada Δ , entre o núcleo e a casca da fibra. Para o perfil de índices degrau, Δ é definida como

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \quad (1.6)$$

onde para o caso de $\Delta \ll 1$ (o que é uma hipótese válida para a maioria das fibras de interesse em sistemas de transmissão)

$$\Delta \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (1.7)$$

Combinando as equações 1.5 e 1.7 obtém-se

$$NA \approx n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (1.8)$$

Para um bom acoplamento entre uma fonte luminosa e um guia de onda, a abertura numérica da fonte deve ser menor ou igual à do guia de onda. Um número típico é, por exemplo, $(n_1 - n_2) = 0.001$, cuja abertura numérica dá aproximadamente 0.17.

Os diversos modos de propagação possíveis em uma fibra óptica obedecem a determinadas condições de corte, condições que determinam se o modo vai propagar ou

não na fibra. Estas condições permitem determinar o número destes modos em função do comprimento de onda da luz e das características geométricas e físicas da fibra.

A determinação do número de modos que podem propagar em uma fibra óptica é feita pelo *número* V ([10]) também denominado *freqüência normalizada* definido como

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.9)$$

onde para $\Delta \ll 1$

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (1.10)$$

onde a é o raio do núcleo e λ o comprimento de onda da luz.

Para cada tipo de perfil de índices de refração existe uma função de V que determina o número de modos de propagação. As fibras monomodo são fibras cujo número V é inferior ao necessário para a propagação de um segundo modo. No caso de uma fibra óptica tipo índice degrau o $V_{corte} = 2.405$, para os modos TE_{01} e TM_{01} , ou seja, para $V_{corte} < 2.405$ só o modo fundamental HE_{11} subsiste. Portanto, para uma fibra de perfil de índices tipo degrau ser monomodo, seu número V deve ser menor que 2.405.

As fibras que permitem a propagação de mais de um modo são chamadas *fibras multimodo*.

Pode-se determinar um λ_c , comprimento de onda de corte, para o qual a fibra é monomodo a partir da expressão

$$\lambda_c = \frac{2\pi a}{V_c} \sqrt{2n\Delta n} \quad (1.11)$$

A diferença entre as fibras monomodo e multimodo está basicamente no tamanho do núcleo. Raios entre 25 e 30 μm são típicos de fibras multimodo. Já fibras monomodo

têm um valor típico de $\Delta = 3 \times 10^{-3}$ onde o raio do núcleo a (figura 1.2) tem valor em torno de $2\text{-}4\mu\text{m}$ enquanto o raio da casca b de 50 a $60\mu\text{m}$.

A maior parte das comunicações ópticas de longa distância e aplicações submarinas usam as fibras monomodo.

1.3.2 Fabricação de fibras ópticas convencionais e dopadas

Além dos vidros de silicato, há vários outros vidros utilizados como hospedeiros de íons terras raras, tais como vidros fluorados, cloretos, sulfetos, iodados, selenetos, teluritos e germanatos.

Estes vidros hospedeiros são utilizados como alternativa à sílica principalmente por causa de sua energia fonônica mais baixa que a da sílica (tabela 1.1).

Vidro	$E_{\text{fonon}}(\text{cm}^{-1})$
Borato	1400
Fosfato	1200
Silicato	1100
Germanato	900
Telurito	700
Fluoreto(ZBLAN)	500
Sulfurado	350

Tabela 1.1. Energia fonônica de diferentes vidros

A rede hospedeira influencia as transições dos íons dopantes através dos seus fônons. Se o “gap” entre o nível excitado e o nível de energia inferior mais próximo for de quatro ou cinco fônons o íon tem muito maior probabilidade relaxar emitindo fônons do que radiação. Como os fônons da sílica têm energia muito alta (tabela 1.1) em torno de quatro fônons são suficientes para “apagar” (“*quenching*”) a fluorescência da transição ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$ do túlio (seção 3.2).

Vidros com base de haletos (F, Cl, Br, I, At) são considerados com o potencial para substituir as fibras de sílica como materiais de baixa atenuação. Espera-se que os vidros fluorados cheguem a perdas de 10^{-2} a 10^{-3} dB/Km para comprimentos de onda próximos a $3\mu\text{m}$. Dos vidros fluorados, o ZBLAN ($\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{AlF}_3\text{-NaF}$) é um dos mais estáveis porque é composto por vários elementos, o que favorece a formação do vidro. As fibras de vidros haletos têm um processo de fabricação muito mais complicado que o da sílica. A sílica é intrinsecamente mais estável como vidro que os haletos porque tem menos tendência a cristalizar e tem um intervalo grande de temperatura onde sua viscosidade é adequada para o puxamento da fibra. Já a fibra ZBLAN por exemplo precisa ser puxada em um intervalo de 30°C . Além disso, o processo de fabricação de vidros de baixa perda fluorados produz ácido fluorídrico, HF, que é corrosivo o que faz com que o processo seja muito mais delicado, pois é favorecida a contaminação.

Nesta seção descreveremos as técnicas de fabricação das fibras ópticas de silicato e fluoradas que são as fibras utilizadas neste trabalho de tese.

1.3.3 Etapas da fabricação de uma fibra óptica

A fabricação de fibras tem duas etapas: Na primeira é fabricada uma preforma, que pode ser vista como uma antecipação da fibra com dimensões maiores. Ela já tem os perfis de índice de refração e a relação das dimensões entre a casca e o núcleo definidos.

A segunda etapa é o processo de puxamento da fibra. O bastão da preforma é derretido em um forno e esticado em um filamento de maneira que as dimensões entre o núcleo e a casca sejam mantidas. Depois que o filamento solidificar está pronta a fibra. Durante o processo de solidificação a fibra recebe uma capa de polímero

para proteção, a jaqueta. As duas partes do processo necessitam de uma tecnologia sofisticada para que os parâmetros da fibra sejam garantidos. Este processo está ilustrado na figura 1.6.

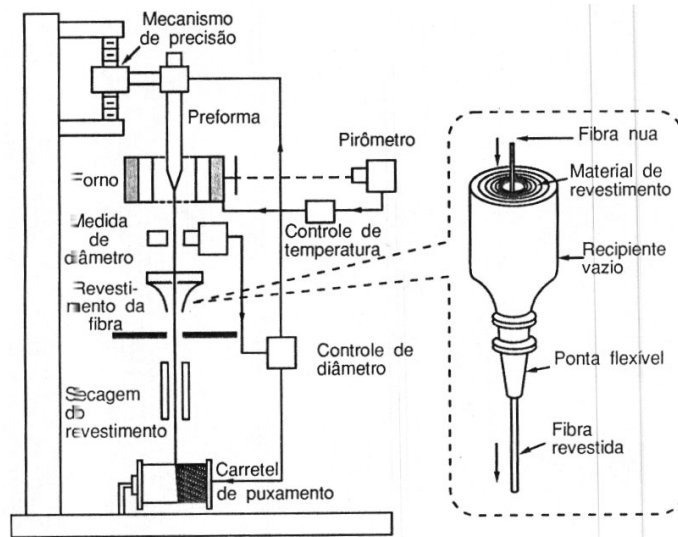


Figura 1.6. Diagrama esquemático do equipamento de puxamento e revestimento da fibra óptica [10]

Na fabricação das fibras a diferença nos índices de refração entre a casca e o núcleo é implementada através de dopagem.

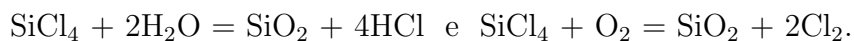
No caso da fibra de sílicato são adicionados íons de germânio, fósforo ou alumínio para aumentar o índice de refração do núcleo e íons de boro e fluor na casca para diminuí-lo.

1.3.4 Fabricação de fibras de sílica

Há vários métodos para a fabricação da preforma, dentre os quais os mais utilizados são:

- OVD (Outside Vapor Deposition)
- VAD (Vapor-phase Axial Deposition)
- MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition)

Nas duas primeiras técnicas a sílica é formada através de hidrólise (reação com H_2O) enquanto no terceiro através de oxidação (reação com oxigênio) abaixo descritas respectivamente:



No processo de hidrólise uma chama de oxigênio-hidrogênio hidrolisa vapores haletos (SiCl_4 , GeCl_4), cujos produtos desta reação são depositados ou em um *mandrel* rotatório (fig.1.7 OVD) ou em um bastão que roda e translada para que a deposição seja o mais uniforme possível (fig.1.8 VAD). Como este processo agrega muito OH um tratamento térmico a 800°C com atmosfera de SOCl_2 é feito para reduzi-lo. A preforma é o resultado de um processo denominado sinterização que a deixa um vidro transparente.

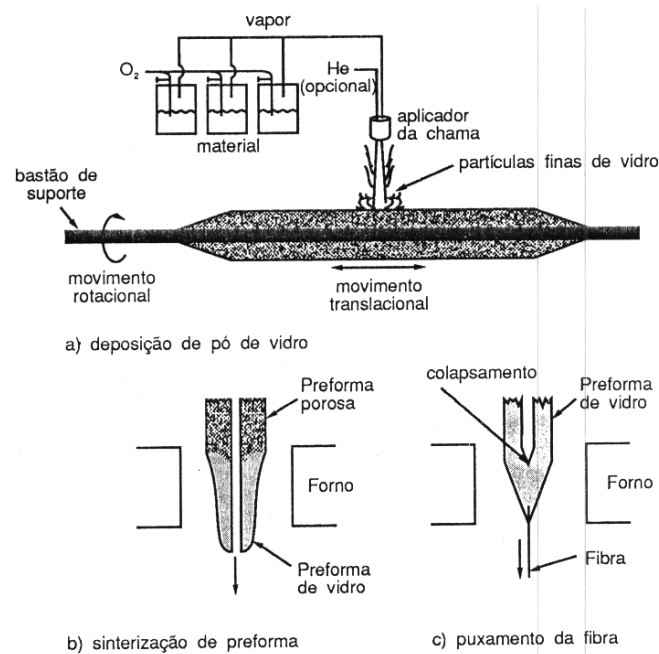


Figura 1.7. Fases da fabricação de fibras ópticas segundo técnica OVD [10]

A terceira técnica é o aprimoramento da técnica CVD (*Chemical Vapor Deposition*), bastante utilizada na fabricação de semicondutores. Nesta técnica o resultado da reação é depositado dentro de um tubo de quartzo no qual vapores reagem aquecidos por uma chama. Na técnica MCVD a chama fica fora do tubo de quartzo que gira enquanto ela passeia por toda sua extensão como está ilustrado na figura 1.9. A dopagem é feita da mesma maneira: Os dopantes que variam o índice de refração são levados à região da reação na forma de vapores haletos transportados por oxigênio ou gases inertes. Os dopantes para diminuir o índice de refração são agregados à reação e, após várias passagens da chama, quando a casca alcança a espessura desejada injetam-se os vapores dos dopantes para aumentar o índice de refração do núcleo. Quando todas as camadas tiverem sido depositadas a temperatura da chama é aumentada e o

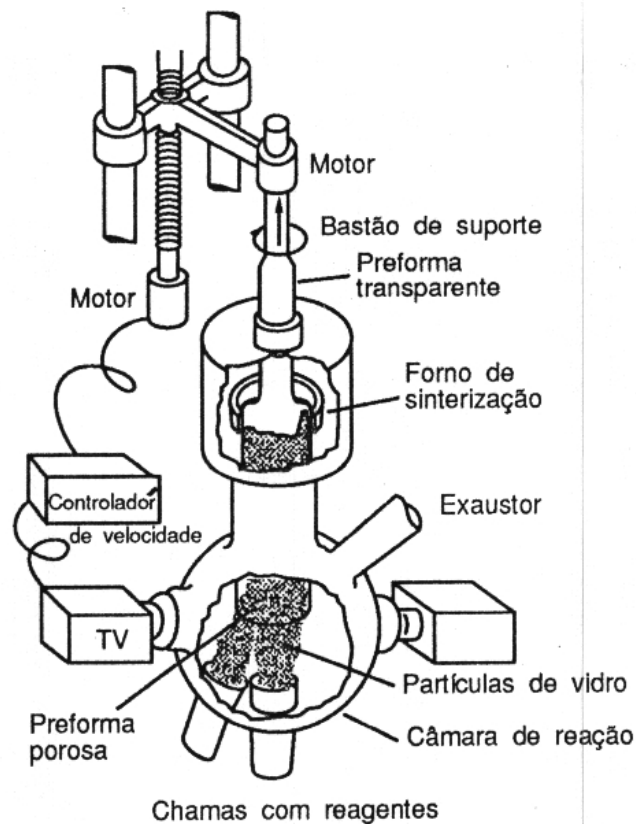


Figura 1.8. Mecanismo de fabricação de preforma segundo técnica VAD [10]

tubo colapsa em um bastão sólido, a preforma. Esta técnica é a mais utilizada porque tem taxa de deposição maior e os vidros produzidos têm alto grau de pureza.

1.3.5 Fabricação de fibras de vidro multicomposto

As fibras de vidro multicomposto são fabricadas pela técnica de fusão direta ou duplo-cadinho. Nesta técnica são primeiro produzidos bastões de vidro separados para o núcleo e a casca, segundo o processo clássico de preparação de vidros a partir

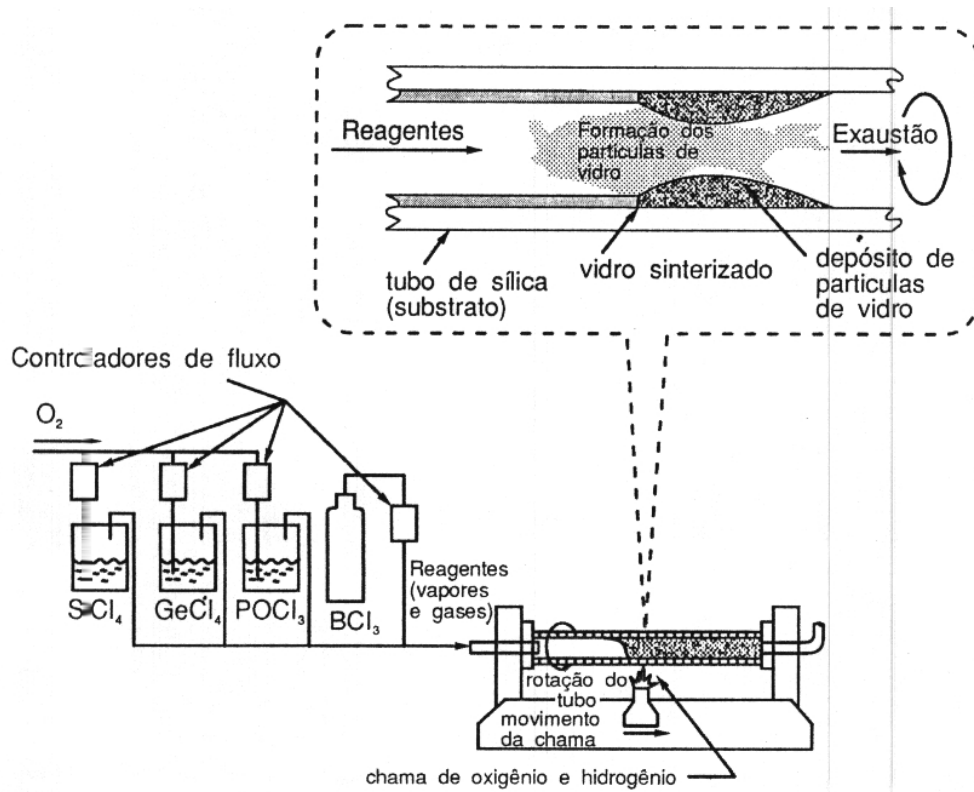


Figura 1.9. Esquema de fabricação de preforma segundo a técnica MCVD [10]

de componentes em pó ultrapuro. Os bastões são então fundidos a uma temperatura superior a 1000°C num dispositivo composto por dois cadinhos cilíndricos concêntricos (duplo-cadinho-figura 1.10), de fundo cônico, com orifícios no centro para o fluido escorrer e formar a fibra. O afunilamento mais longo do cadinho externo, cria uma região de difusão iônica do vidro da casca para a composição do vidro do núcleo, permitindo fazer um perfil gradual de índice de refração. Os cadinhos são feitos de platina ultrapura para evitar contaminações.

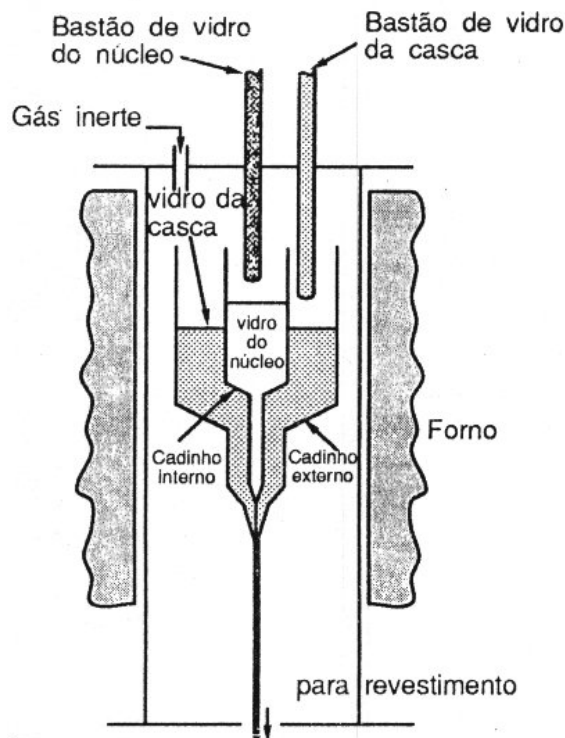


Figura 1.10. Esquema de fabricação de fibra óptica de vidro multicomposto segundo o método do duplo-cadinho [10]

1.3.6 Fabricação de fibras de sílica dopadas com terras raras

Para a dopagem de fibras de sílica com terras raras só é necessária uma adaptação para a injeção dos dopantes terras raras na área da reação. Isto é necessário porque eles têm pressão de vapor menor e por isso são menos voláteis que os reagentes haletos usados na deposição das casca e do núcleo.

Diferentes técnicas foram desenvolvidas para levar os íons dopantes para o núcleo da fibra. No caso do MCVD há quatro maneiras distintas de levar os íons dopantes para a região de reação: injetor aquecido (“heated injector”) [11, 12], câmara aque-

cida (“heated chamber”) [13, 14], esponja aquecida (“heated sponge”) [15], aerosol [16]. As técnicas estão ilustradas na figura 1.11. Altas concentrações podem ser obtidas com MCVD com a codopagem de alumínio ou quelatos orgânicos utilizados como transportadores gasosos de terras raras [17].

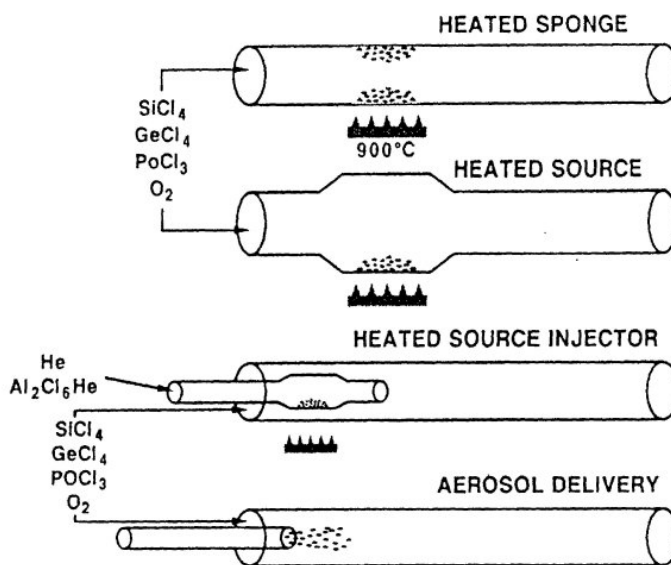


Figura 1.11. Diferentes processos para transportar os dopantes à zona de reação na técnica MCVD [18].

Para o VAD foram desenvolvidas duas técnicas: nebulizador para cloretos de terras raras (“nebulizer for the rare earth chloride”) [19, 20, 21] e técnicas de vaporização e impregnação (“vaporization/impregnation techniques”) [19, 20, 21]. Já para OVD fontes de terra rara na forma organometálica de alta pressão de vapor são deslocados para a zona de reação por linhas aquecidas [19, 20, 21, 22].

1.3.7 Fabricação de Fibras Fluoradas

A fabricação de fibras fluoradas requer uma técnica diferente porque estas fibras têm alta viscosidade em seu ponto de fusão o que faz com que a formação do vidro seja demorada. Sua temperatura de transição para o vidro T_g (*“glass transition temperature”*) é muito próxima de sua temperatura de cristalização. A dificuldade consiste em evitar nucleação cristalina durante o processo. Para um vidro ZBLAN a diferença entre a temperatura de cristalização e de transição para o vidro são 93°C enquanto que para a sílica são 265°C.

A preparação da preforma é baseada em técnicas de moldar o vidro fundido em cadinhos, usados como formas especiais feitas de ouro, platina ou carbono vítreo para evitar reação com os componentes dos vidros fluorados. Uma das formas é verter o vidro num cadinho cilíndrico produzindo um bastão que pode ser envolto com plástico como o Teflon FED (para evitar contaminação por causa do HF) e puxado para formar a fibra [23]. Outra técnica chamada *“built-in casting method”* [24] consiste em derramar o vidro fundido em um cadinho cilíndrico à temperatura de transição deste vidro. O cadinho é agitado de modo que a porção de líquido do meio derrama deixando um bastão ôco. Em seguida mais vidro é entornado dentro dele formando o núcleo. Em uma terceira técnica a casca é formada girando horizontalmente muito rápido o cadinho, como uma centrífuga, de maneira que o vidro correspondente a casca forma um tubo ôco. Em seguida se preenche com o vidro fundido do núcleo.

Como os vidros fluorados cristalizam perto da temperatura de fusão os coeficientes de expansão da casca e do núcleo precisam combinar bem e a estrutura do vidro deve ser bem uniformizada na sua interface para evitar stress, quebra ou cristalização durante a solidificação. A figura 1.13 ilustra a técnica de fabricação de fibra fluorada monomodo pelo método da jaqueta e a figura 1.12 ilustra as etapas da fabricação de

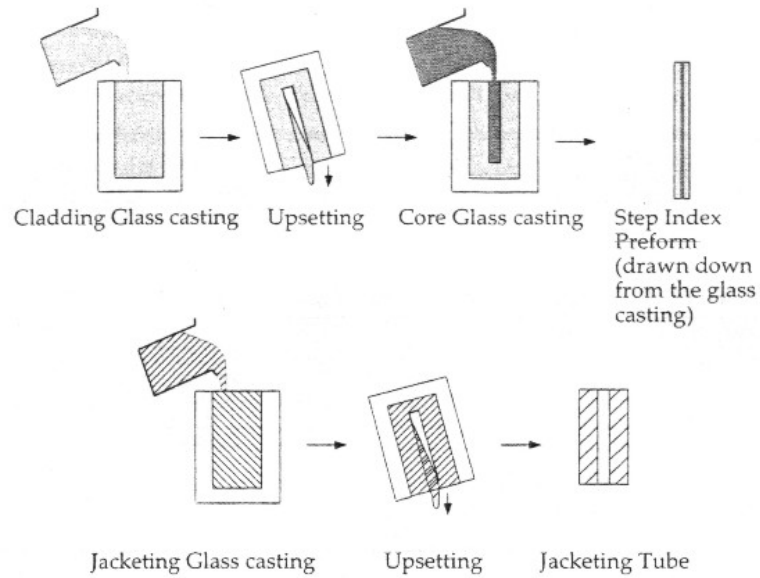


Figura 1.12. Etapas da fabricação de fibras fluoradas: no topo da figura fabricação do núcleo e da casca; embaixo a fabricação pelo método da jaqueta [25]

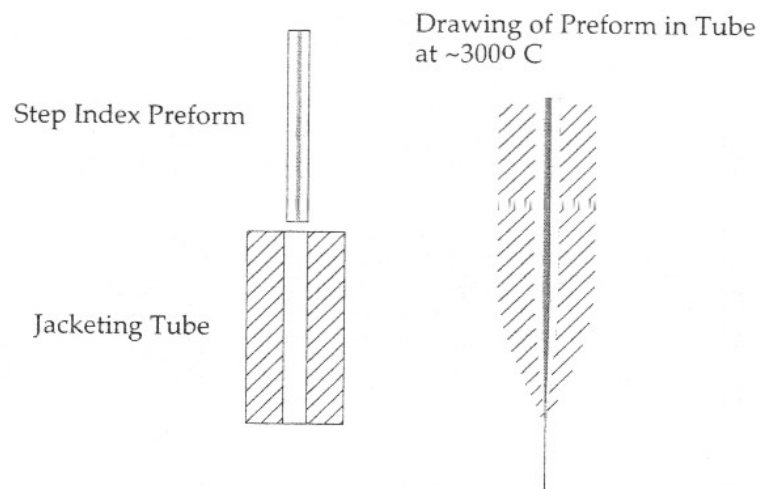


Figura 1.13. Método da jaqueta para fabricação de fibra fluorada monomodo [25]

fibras fluoradas.

As fibras com as quais trabalhamos são apresentadas na tabela 1.2 com suas concentrações de Tm^{3+}

Empresa fornecedora	vidro	concentração
Le Verre Fluoré	ZBLAN	2000ppm
Le Verre Fluoré	ZBLAN	5000ppm
INO	silicato	1400ppm
Lab. LPMC ⁶	silicato	260ppm

Tabela 1.2. Fibras utilizadas

1.4 FATOR DE RECOBRIMENTO DE FIBRAS DOPADAS

Nas fibras dopadas com terras raras usadas como meio amplificador, há dois feixes de comprimentos de onda diferentes (bombeamento e sinal) se propagando, se superpondo e interagindo com o dopante. A eficácia das trocas de energia depende da proporção de energia que é efetivamente confinada no núcleo da fibra e do recobrimento entre a energia luminosa e a distribuição dos dopantes.

1.4.1 Definições e notações

Os dois feixes que se propagam na fibra no caso deste trabalho de tese são o sinal e o bombeio. Suas distribuições transversais de energia normalizadas são respectivamente $s_r(r, \theta, \nu_s)$ e $p_r(r, \theta, \nu_p)$. As distribuições são consideradas homogêneas e normalizadas

⁶fibra experimental cedida por B.Dussadier do *Laboratoire de Physique de la Matière Condensée* (LPMC) da *Université de Nice-Sophia Antipolis* em Nice, França.

na seção transversal de maneira que

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\infty p_r(r, \theta, \nu_p) r dr d\theta = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty s_r(r, \theta, \nu_s) r dr d\theta = 1 \quad (1.12)$$

O fator de confinamento do bombeio no núcleo é definido como

$$\eta_p = \int_0^{2\pi} \int_0^a p_r(r, \theta, \nu_p) r dr d\theta \quad (1.13)$$

Define-se uma área efetiva do modo do bombeio $A_p^{eff} = \pi a^2 / \eta_p$, onde a é o raio do núcleo. Quanto mais o modo se aproxima da frequência de corte (equação 1.11), mais a distribuição se alarga do núcleo para a casca. Por consequência o modo é fracamente confinado e sua área efetiva é grande.

A distribuição $d(r)$ de dopantes é suposta de geometria cilíndrica, sem dimensão, de maneira que

$$2\pi \int_0^a d(r) r dr = A_{núcleo} = \pi a^2 \quad (1.14)$$

onde $d(r) = 0$ para $r > a$.

A definição do fator de recobrimento Γ_{dp} do bombeamento (pump) com os dopantes (sem dimensão) é

$$\Gamma_{dp} = \int_0^{2\pi} \int_0^a d(r) p_r(r, \theta, \nu_p) r dr d\theta \quad (1.15)$$

Da mesma maneira são definidos η_s , Γ_{ds} e A_s^{eff} para o sinal. De maneira ainda mais geral o recobrimento simultâneo dos dois feixes com os dopantes é dado por Γ_{dsp} (dopante/sinal/bombeio) ou Γ_{dpp} (dopante/bombeio/bombeio).

1.4.2 Aproximação gaussiana do modo fundamental

Na aproximação gaussiana a distribuição radial de energia do modo fundamental LP_{01} para o bombeio $p_r(r, \theta, \nu_p)$ é

$$p_r(r, \nu_p) = \frac{2}{\pi w_p^2(\nu_p)} \exp \left[-2 \left(\frac{r}{w_p(\nu_p)} \right)^2 \right] \quad (1.16)$$

onde w_p é o raio do modo que depende de ν_p pode ser calculado em função da frequência normalizada V_p pela fórmula empírica proposta por Marcuse [26]:

$$\frac{w_p}{a} = 0.65 + \frac{1.619}{V_p^{1.5}} + \frac{2.879}{V_p^6} \quad (1.17)$$

onde V_p por sua vez é a frequência normalizada definida na equação 1.9.

No caso de uma distribuição constante dos dopantes no núcleo, os fatores de confinamento e recobrimento ficam:

$$\eta_{p,s} = 1 - \exp \left[-2 \left(\frac{a}{w_{p,s}} \right)^2 \right] \quad (1.18)$$

$$\Gamma_{dps} = \frac{2}{\pi(w_p^2 + w_s^2)} \left\{ 1 - \exp \left[-2a^2 \left(\frac{1}{w_p^2} + \frac{1}{w_s^2} \right) \right] \right\}. \quad (1.19)$$

O Γ_{dpp} é calculado pela mesma equação que o Γ_{dps} substituindo w_p por w_s .

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers - Principles and Applications*, pages 246–255, Wiley InterScience.
- [2] C. Fludger, Raman Amplifiers for Broad Band Communications, OPTICAL AMPLIFIERS AND THEIR APPLICATIONS 2002-Vancouver. OAA 2002, Short Course Notes, 2002 .
- [3] S. Namiki and et al, Broad Band Raman Amplifiers for WDM Transmission, Optics and Photonics News, jul. 2002 .
- [4] J. Hansryd and P. A. Andrekson, Broad Band Continuous-Wave-Pumped Fiber Optical parametric Amplifier with 49 dB Gain and Wavelength Conversion Efficiency, IEEE Photonics Technology Letters **13**(3), 194–196 (March 2001).
- [5] J. Hansryd and et al., Fiber-Based Optical Parametric Amplifier and Their Applications, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **8**(3), 506–520 (May/Jun. 2002).
- [6] M. J. Connelly, *Semiconductor Optical Amplifiers*, Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [7] Michel J.F. Dignonnet, Brian J. Thompson (Editor), *Selected Papers on Rare-Earth-Doped Fiber Laser Sources and Amplifiers (Spie Milestone Series, Vol. MS 37)*, SPIE–The International Society for Optical Engineering, July 1991.
- [8] J. Hecht, *City of Light : The Story of Fiber Optics*, Oxford University Press, 1st edition, 1999.

- [9] Halliday, Resnick, and Krane, *Física 4*, page 15, LTC-Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., 4 edition.
- [10] W. F. Giozza, E. Conforti, and H. Waldman, *Fibras Ópticas - Tecnologia e Projeto de Sistemas*, McGraw-Hill, 1991.
- [11] J. R. Simpson and J. B. MacChesny, Alternate dopants for silicate waveguides, *Eletronic.Lett.* **19**, 261 (1983).
- [12] J. R. Simpson and J. B. MacChesny, Alternate dopants for silicate waveguides, *Proc. Optical Fiber Communications Conference, OFC '82*, paper TuCC5, Optical Society of America, Washington DC, 1982.
- [13] S. B. Poole, D. N. Payne, and M. E. Fermann, Fabrication of low-loss optical fibers containing rare-earth ions, *Eletronic.Lett.* **21**(17), 737 (1985).
- [14] S. B. Poole, D. N. Payne, R. J. Mears, M. E. Fermann, and R. I. Laming, Fabrication and characterization of low-loss optical fibers containing rare-earth ions, *IEEE J. Lightwave Technol.* **4**(7), 870 (1986).
- [15] B. J. Ainslie, S. P. Craig, and S. T. Davey, The fabrication and optical properties of Nd³ in silica-based fibers, *Material Lett.* **5**(4), 143 (1987).
- [16] T. F. Morse, L. Reinhart, A. Kilian, W. Risen, and J. W. Cipolla, Aerosol-doping technique for MCVD and OVD, in *Proc. SPIE Conference on Fiber Laser Sources and Amplifiers* **1171**(72) (1989).
- [17] R. P. Tumminelli, B. C. MacCollum, and E. Snitzer, Fabrication of high-concentration rare-earth doped optical fibers using chelates, *IEEE J. Lightwave Technol.* **8**(11), 1680 (1990).

- [18] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers-Principles and Applications*, page 212, Wiley InterScience.
- [19] J. R. Simpson, Fabrication of rare-earth doped glass fibers, in Proc. SPIE Conference on Fiber Laser Sources and Amplifiers **1171** (1989).
- [20] J. R. Simpson, Rare-earth doped fiber fabrication: techniques and physical properties, in *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers* , edited by M. F. J. Digonnet, Marcel Dekker, New York, 1993.
- [21] B. J. Ainslie, A review of the fabrication and properties of erbium-doped fibers for optical amplifiers, *IEEE J. Lightwave Technol.* **9**(2), 220 (1991).
- [22] P. L. Bocko, Rare-earth doped optical fibers by the outside vapor deposition process, in Proc. Optical Fiber Communications Conference, OFC '89 , paper TuG2, Optical Society of America, Washington DC, 1989.
- [23] S. Mitachi, S. Shibata, and T. Manabe, Teflon FEP-clad fluoride glass fibres, *Electron. Lett.* **17**, 128 (1981).
- [24] S. Mitachi, T. Miyashita, and T. Kanamori, Fluoride-glass-cladded optical fibers for mid-infrared ray transmission, *Electron. Lett.* **17**, 591 (1981).
- [25] P. C. Becker, N. A. Olsson, and J. R. Simpson, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers - Fundamentals and Technology*, page 15, Academic Press.
- [26] D. Marcuse, *Theory of dielectric optical waveguides*, New York: Academic Press, 1974.

CAPÍTULO 2

DEFINIÇÕES ESPECTROSCÓPICAS

Neste capítulo definimos algumas grandezas espectroscópicas necessárias para a descrição do trabalho desta tese com base nas referências [1, 2, 3].

Inicialmente definimos a taxa de transição espontânea e o tempo de vida desta transição para sistema atômico de dois níveis: o estado fundamental $|i\rangle$ e o estado excitado $|j\rangle$. Em seguida definimos a seção de choque, forma de linha e taxa de transição induzida. Posteriormente definimos a amplificação e a absorção dos feixes luminosos devido a sua interação com os íons do núcleo da fibra óptica. Finalmente apresentamos algumas características das fibras ópticas utilizadas no modelo e a expressão para as intensidades de potências ópticas que se propagam na fibra.

2.1 TRANSIÇÃO ESPONTÂNEA ENTRE DOIS NÍVEIS ATÔMICOS E TEMPO DE VIDA

A taxa de emissão espontânea A_{ji} (ou coeficiente de Einstein para emissão espontânea) de um nível $|j\rangle$ para um nível $|i\rangle$ de energia mais baixa é

$$dN_{j,espont} = -N_j(t)A_{ji}dt \quad (2.1)$$

onde N_j é a densidade de população do nível $|j\rangle$ no instante t . O tempo de vida associado ao nível $|j\rangle$ é o inverso de A_{ji} se somente a transição espontânea é permitida entre os níveis $|j\rangle$ e $|i\rangle$. As transições espontâneas entre dois níveis são de duas naturezas: radiativas quando há emissão de fótons na frequência óptica correspondente à diferença de energia entre os níveis eletrônicos $|i\rangle$ e $|j\rangle$, e não radiativas quando a dissipação de energia é feita por fônons da rede hospedeira. O tempo de vida de um

nível energético leva em conta estas duas contribuições:

$$\frac{1}{\tau_j} = \frac{1}{\tau_j^{rad}} + \frac{1}{\tau_j^{fon}}. \quad (2.2)$$

2.2 SEÇÃO DE CHOQUE

A seção de choque de uma transição particular entre dois estados de um íon representa a probabilidade desta transição ocorrer com a emissão ou absorção de luz. Ou seja, dados dois estados, $|i\rangle$ e $|j\rangle$, de energias E_i e E_j , a probabilidade de absorção de um fóton de energia $h\nu = E_j - E_i$ é proporcional a σ_{ij} e a probabilidade de ocorrer emissão de um fóton $h\nu = E_j - E_i$ é proporcional a σ_{ji} . A seção de choque tem dimensão de área. A potência luminosa absorvida na frequência correspondente a diferença de energia entre os dois níveis $|i\rangle$ e $|j\rangle$ é dada por

$$P_{abs} = \sigma_{ij}I \quad (2.3)$$

onde I é a intensidade da luz incidente sobre o íon. Analogamente para uma quantidade de luz emitida

$$P_{em} = \sigma_{ji}I \quad (2.4)$$

Para uma coleção de íons idênticos, com populações N_i e N_j , a potência total de luz de intensidade I trocada entre os dois níveis é

$$\Delta P_{em} = P_{em} - P_{abs} = (N_j\sigma_{ji} - N_i\sigma_{ij})I \quad (2.5)$$

e a potência absorvida tem o sinal oposto à esta quantidade.

A área da seção de choque tem unidades de cm^2Hz e é chamada força de oscilador

ou força da transição

$$S = \int_0^\infty \sigma(\nu) d\nu \quad (2.6)$$

A forma de $\sigma(\nu)$ indica a magnitude da interação para cada frequência ν . Define-se por isso uma função normalizada dividindo $\sigma(\nu)$ pela área S . Esta função é denominada forma de linha $f(\nu)$, onde $\int_0^\infty f(\nu) d\nu = 1$.

$$\sigma(\nu) = S f(\nu) \quad (2.7)$$

cuja largura é denominada largura de linha $\Delta\nu$ (largura correspondente à FWHM).

A seção de choque de uma transição é

$$\sigma(\nu) = \frac{\lambda^2}{8\pi t_{sp} f(\nu)} \quad (2.8)$$

onde t_{sp} é o tempo de vida espontâneo, $f(\nu)$ forma de linha e λ o comprimento de onda do feixe incidente [1].

2.3 EMISSÃO ESTIMULADA E AMPLIFICAÇÃO EM UMA FIBRA

2.3.1 Transição induzida

Na presença de um feixe monocromático de frequência ν correspondente à diferença de energia entre os dois níveis, um átomo pode ser excitado do nível $|i\rangle$ para o nível $|j\rangle$, absorvendo um fóton incidente. Analogamente um fóton incidente pode provocar a desexcitação de um átomo previamente excitado de $|j\rangle$ para $|i\rangle$, emitindo um fóton adicional ao feixe incidente idêntico ao fóton incidente; mesmas frequências, fases, direções de propagação e estados de polarização. As taxas de transição induzida de

$|j\rangle \rightarrow |i\rangle$ e de $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ são idênticas e proporcionais à intensidade do feixe incidente. A dinâmica da absorção e da emissão induzidas é expressa como

$$dN_{j,ind} = -dN_{i,ind} = (N_i B_{ij} - N_j B_{ji}) u_{ij} dt \quad (2.9)$$

onde N_i e N_j são as densidades de população dos respectivos níveis $|j\rangle$ e $|i\rangle$, u_{ij} é a densidade de energia da transição centrada em ν_{ij} e B_{ij} ($B = \lambda^3/8\pi\hbar t_{sp}$) é o coeficiente de Einstein de transição induzida $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ [1]. Dentro do núcleo de uma fibra óptica, o produto $W_{ij} = B_{ij} u_{ij}$ é

$$W_{ij} = B_{ij} u_{ij} = \sigma_{ij} \frac{I_{ij}}{\hbar \nu_{ij}} \quad (2.10)$$

σ_{ij} é a seção de choque no centro da transição $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ e $I_{ij} = (c/n) \cdot u_{ij}$ é a intensidade óptica total centrada em ν_{ij} e n o índice de refração do meio. Como há um alargamento espectral da linha, é preciso considerar W_{ij} como a integral de recobrimento entre a densidade espectral da intensidade luminosa $I(\nu)$ e da seção de choque $\sigma(\nu)$:

$$W_{ij} = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{ij}(\nu) \frac{I(\nu)}{\hbar \nu} d\nu \approx \frac{\sigma_{ij}}{\hbar \nu_{ij}} \Delta\nu_{eff} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\nu) I(\nu) d\nu \quad (2.11)$$

onde $f(\nu)$ é a forma da linha de transição cuja largura efetiva $\Delta\nu_{eff}$ é definida como $\Delta\nu_{eff} \cdot f(\nu_{ij}) = 1$. No caso em que a forma de linha $f(\nu)$ varie muito lentamente ou muito rapidamente em relação à $I(\nu)$ pode-se usar a expressão 2.10 para W_{ij} .

Como no sistema estudado os níveis não são degenerados, as taxas de transição são idênticas nos dois sentidos satisfazendo a Lei de Einstein. Logo, as seções de choque σ_{ij} e σ_{ji} são iguais. A evolução da população do nível excitado é portanto

$$dN_{j,total} = dN_{j,espont} + dN_{j,ind} = \left(\frac{-N_j}{\tau_j} + (N_i - N_j) \sigma_{ij} \frac{I_{ij}}{\hbar \nu_{ij}} \right) dt \quad (2.12)$$

2.3.2 Seção de choque de emissão espontânea

Em uma linha alargada homogeneamente, a seção de choque de uma emissão espontânea é dada pela expressão [4]:

$$\sigma_{21}(\nu) = \frac{\lambda_s^2}{8\pi n_c^2} \frac{\beta_{21}}{\tau_2} f(\nu) = \sigma_s \Delta\nu_{eff} f(\nu) \quad (2.13)$$

onde $\lambda_s = \lambda_0/n$ é o comprimento de onda central da linha, σ_s é a seção de choque de emissão estimulada no centro da transição, $f(\nu)$ é a forma de linha da transição.

2.4 ABSORÇÃO E AMPLIFICAÇÃO

Quando um feixe luminoso monocromático se propaga em um meio com população de átomos de dois níveis, ocorrem absorções e emissões induzidas proporcionais às densidades de população que ocupam inicialmente os dois níveis de energia. Em um comprimento dz do meio, a variação dI_{ij} de intensidade luminosa através de transições induzidas é (desprezando a contribuição da emissão espontânea)

$$dI_{ij} = (N_i - N_j)\sigma_{ij}I_{ij}dz = \gamma_{ij}(z)I_{ij}dz \quad (2.14)$$

De acordo com a distribuição de átomos nos dois níveis de energia, a intensidade luminosa é absorvida ou amplificada. No primeiro caso o sistema está em equilíbrio térmico onde $N_j/N_i = e^{-h\nu_{ij}/kT}$, já no segundo caso há inversão de população onde $N_j > N_i$ (meio laser).

Localmente o ganho linear γ_{ij} é tão grande quanto a inversão de população. Se esta é constante ao longo do meio, então o ganho linear é constante e o crescimento

da intensidade é exponencial

$$I_{ij}(z) = I_{ij}(0) \exp(\gamma_{ij}z) \quad (2.15)$$

2.4.1 Características da fibra

Consideramos a fibra monomodo ou fracamente multimodo nas frequências que se propagam, comprimento L , núcleo de índice perfil retângular de raio a e abertura numérica Ω . O sistema de coordenadas cilíndricas descreve cada ponto $M(z, r, \theta)$ da fibra. Localmente a concentração volumétrica dos íons de terra rara N_T dentro do núcleo da fibra é suposta de simetria cilíndrica e constante ao longo da fibra. Esta concentração total é a soma das concentrações nos diversos níveis do íon terra rara, cada nível com concentração $N_i(z, r, \theta)$. Define-se $N_T(r) = N_T d(r)$, onde $d(r)$ é uma distribuição adimensional que satisfaz

$$2\pi \int_0^a d(r) r dr = A_{nucleo} = \pi a^2 \quad (2.16)$$

A abertura numérica Ω determina a porção dos fótons emitidos espontaneamente dentro de um ângulo sólido de 4π stereradianos guiados pela fibra numa das direções de propagação da fibra. Supondo o índice de refração n_c do núcleo da fibra invariante com a frequência w , podemos aproximar w por

$$w = \frac{1}{2} \left(1 - \cos \left(\sin^{-1} \left(\frac{\Omega}{n_c} \right) \right) \right) \approx \frac{1}{4} \left(\frac{\Omega}{n_c} \right)^2 \quad (2.17)$$

se $\frac{\Omega}{n_c} \ll 1$.

2.4.2 Intensidades de potências ópticas

As densidades espectrais de intensidade e de potência ópticas se propagando na fibra são definidas como

$$I_s^\pm = P_s^\pm(t, z, \nu) s_r(r, \theta)$$

$$I_p = P_p(t, z, \nu) p_r(r, \theta) \quad (2.18)$$

onde $I_{s,p}(t, z, r, \theta, \nu)$ é a densidade espectral de intensidade e $P_{s,p}(t, z, \nu)$ a densidade espectral de potência do sinal e do bombeio respectivamente. Os sinais $\pm$ definem o sentido de propagação do sinal em relação ao bombeio. Podemos escrever para a frequência do sinal como

$$W_s = \sigma_s \frac{(I_s^+ + I_s^-)}{h\nu}. \quad (2.19)$$

Lembrando que as distribuições transversais $p_r(r, \theta)$, $s_r(r, \theta)$ são normalizadas (equação 1.12).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley InterScience.
- [2] P. C. Becker, N. A. Olsson, and J. R. Simpson, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers - Fundamentals and Technology*, page 15, Academic Press.
- [3] B. Dussardier, *Fibres Optiques Dopees aux Terres Rares Fabrication, Caracterisation et Amplification Selective*, PhD thesis, Universite de Nice Sophia-Antipolis, 1992.
- [4] A. Yariv, *Optical Eletronics*, Saunders College Publishing, 4th edition, 1990.

CAPÍTULO 3

PROPIEDADES ÓTICAS DOS ÍONS TERRAS RARAS

Este capítulo é dedicado a explicar as propriedades ópticas dos terras raras (fig.3.1). Na primeira parte apresentamos as propriedades ópticas dos íons terras raras. Na segunda parte descrevemos o íon de túlio Tm^{3+} e a transição de interesse ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$.

3.1 TERRAS RARAS

Os íons terras raras são divididos em dois grupos: os lantanídeos e os actinídeos. O primeiro grupo tem número atômico variando entre 57 e 71 (tabela 3.1) e o segundo entre 89 e 103.

Elemento	Z	config.eletr.	raio iônico(Å)
Lantânio	57	(Xe)4f ⁰	1,060
Cério	58	(Xe)4f ¹	1,034
Praseodímio	59	(Xe)4f ²	1,013
Neodímio	60	(Xe)4f ³	0,995
Promécio	61	(Xe)4f ⁴	—
Samário	62	(Xe)4f ⁵	0,964
Európio	63	(Xe)4f ⁶	0,950
Gadolínio	64	(Xe)4f ⁷	0,938
Térbio	65	(Xe)4f ⁸	0,923
Diprósio	66	(Xe)4f ⁹	0,908
Holmio	67	(Xe)4f ¹⁰	0,894
Érbio	68	(Xe)4f ¹¹	0,881
Túlio	69	(Xe)4f ¹²	0,870
Itérbio	70	(Xe)4f ¹³	0,930
Lutétio	71	(Xe)4f ¹⁴	0,850

Tabela 3.1. Algumas características dos sólidos dopados com íons terras raras TR^{3+}

Os lantanídeos são mais usados como íon ativador e o motivo se deve à sua estrutura atômica que é muito particular. Lantanídeos neutros têm a forma atômica $(\text{Xe})4f^{N'}6s^2$ ou $(\text{Xe})4f^{N'-1}5d6s^2$, um caroço xenônico ao qual N elétrons são adicionados à camada 4f. Porém, sua forma mais comum é a forma iônica trivalente $(\text{Ln})^{3+}$, cuja ionização

é de dois elétrons de valência 6s e um da camada 4f ou 5d.

A camada 4f dos $(\text{Ln})^{3+}$ não é a mais exterior. Isto acontece porque no número atômico $Z=57$ há uma contração abrupta do raio iônico. A consequência disto é que a camada 4f têm raio menor que as camadas 5s e 5p:

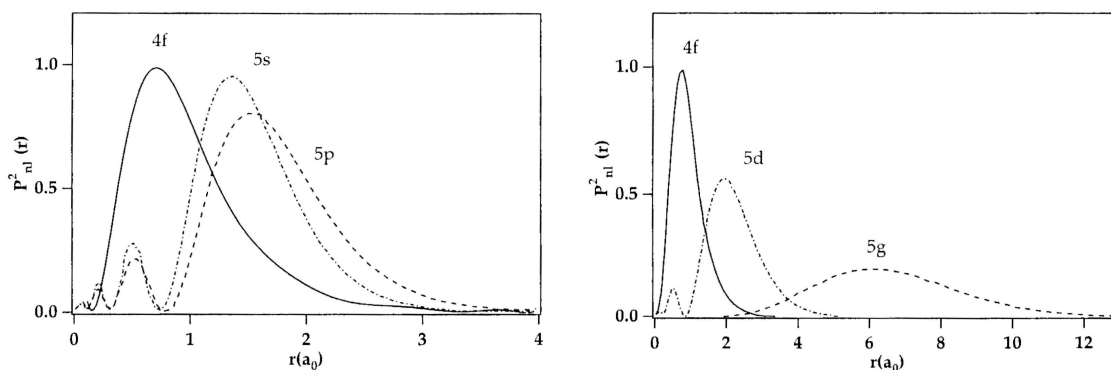


Figura 3.2. A distribuição radial das funções orbitais 4f, 5s, 5p, 5d e 5g do íon livre de Pr^{3+} [2]

Na figura 3.2 podemos ver a distribuição radial das funções orbitais do íon livre de Pr^{3+} resultado de cálculos de Hartree-Fock. Na primeira figura que mostra os orbitais 4f, 5s e 5p da configuração de estado fundamental $4f^2 5s^2 5p^6$, o orbital 4f está dentro dos orbitais 5s e 5p. Na figura da direita aparecem os orbitais 4f, 5d e 5g nas configurações fundamental $4f^2 5s^2 5p^6$ e excitadas $4f 5d 5s^2 5p^6$ e $4f 5g 5s^2 5p^6$ respectivamente. Ela mostra que quando um elétron é excitado do orbital 4f para o 5d ou 5g, seu raio orbital é maior que o dos elétrons 5s e 5p.

A tabela 3.1 mostra também o raio iônico dos lantanídeos diminuindo conforme seu número atômico aumenta.

Os elétrons opticamente ativos dos terras raras ficam na camada 4f e as camadas externas 5s e 5p blindam seus elétrons de campos externos. A pouca interação dos

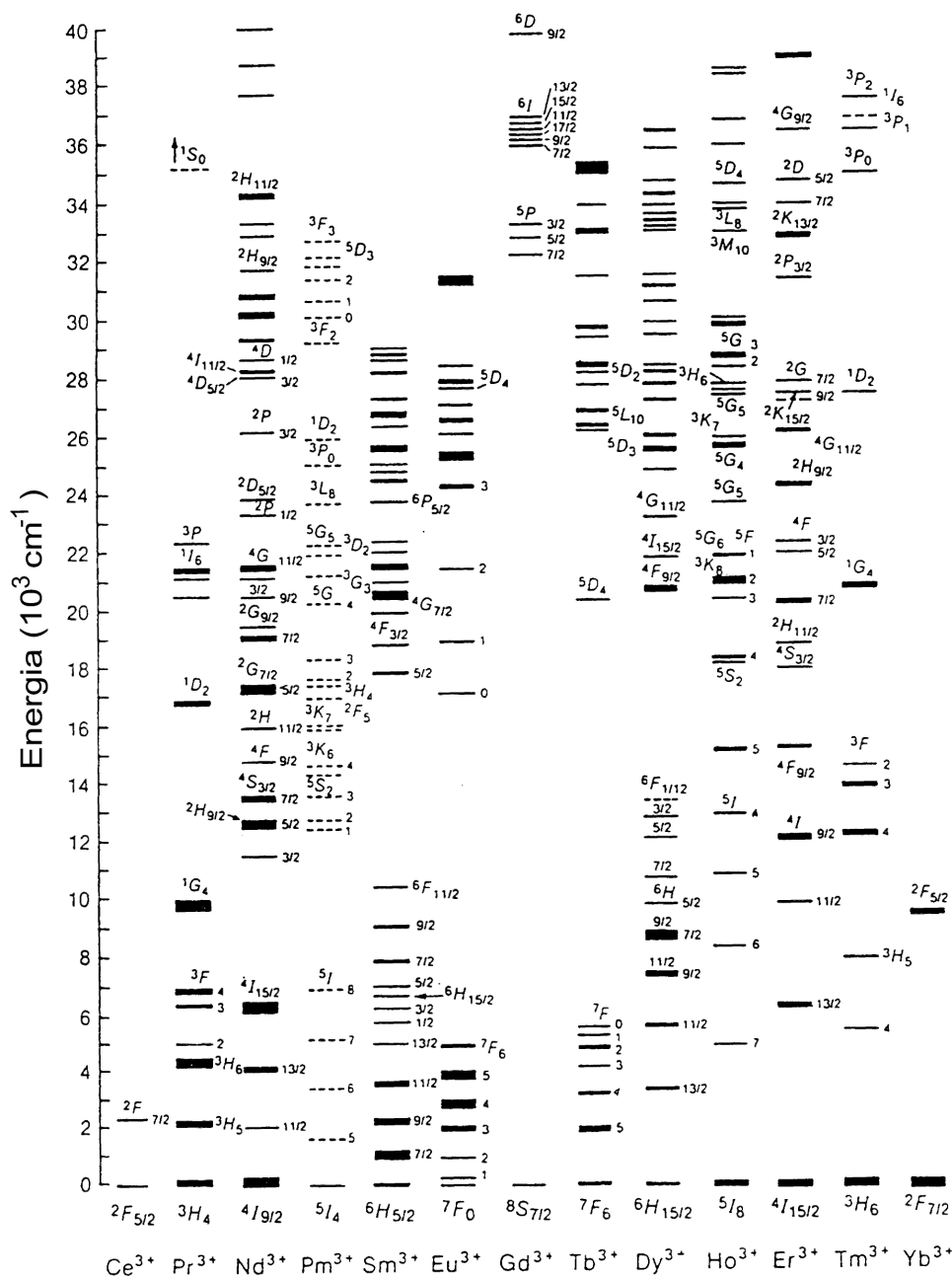


Figura 3.1. Níveis de energia de íons trivalentes no cristal de LaCl_3 [1]

elétrons $4f$ com o campo vizinho faz com que o campo cristalino atue somente como uma pequena perturbação. Como consequência as linhas espectrais nos íons terras raras continuam estreitas mesmo dopando cristais ($\Delta\lambda \approx 0.01\text{\AA}$) ou vidros (10nm) e praticamente não se alteram com a mudança da matriz hospedeira. Esta propriedade é muito interessante para dispositivos amplificadores porque fracas perturbações induzidas pelo hospedeiro são importantes neste dispositivo.

3.1.1 Matriz Cristalina e o Efeito Stark

O campo gerado pela distribuição de cargas dos sítios do cristal, também chamado de campo ligante, atua como uma perturbação, levantando parcialmente a degenerescência dos níveis J num multipletto de no máximo $g = (J + 1)$ subníveis Stark. O número de subníveis Stark depende da simetria do cristal e de J como está indicado na figura 3.3:

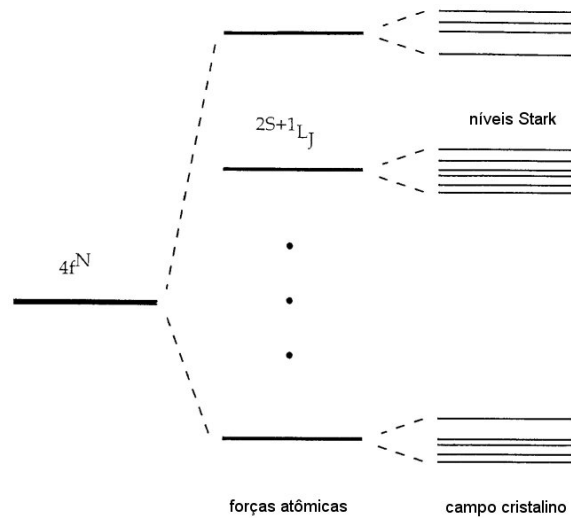


Figura 3.3. Diagrama de splitting dos subníveis Stark

As distâncias típicas entre os subníveis Stark são de centenas de cm^{-1} enquanto que entre os multipletos é da ordem de 10.000cm^{-1} como está ilustrado na figura 3.4. Por causa da pequena interação entre os elétrons 4f-4f e a rede cristalina, as forças

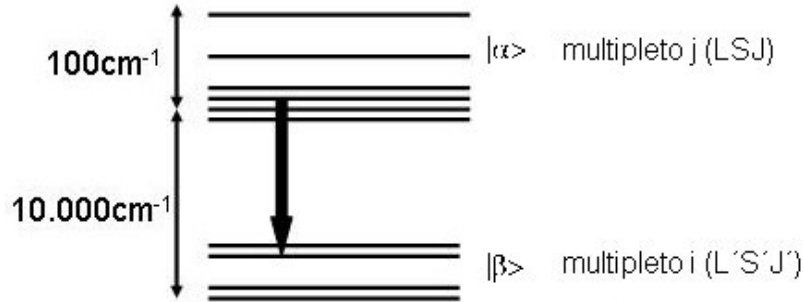


Figura 3.4. Sistema de dois multipletos e os valores típicos entre os níveis energéticos de um mesmo multipletos e inter-multipletos

de oscilador para transições entre subníveis de multipletos diferentes são muito baixas (tipicamente entre 10^{-6} a 10^{-8}). Como consequência, os níveis da subcamada 4f têm tempos de vida relativamente longos (entre μs e ms).

Como a variação entre os subníveis Stark é tipicamente da ordem do espectro de fônons da rede cristalina, à temperatura ambiente a interação entre os íons e a rede provoca transições fonônicas muito rápidas dentro dos multipletos. Esta termalização quase imediata faz com que haja um equilíbrio térmico (local) entre a população do multipletos e a matriz. Este acoplamento térmico entre os subníveis mantém sua população constante e nos permite descrever cada multipletos como somente um nível de energia.

Dados dois multipletos $|i\rangle$ e $|j\rangle$ (figura 3.4), a probabilidade $P_{j\alpha}$ de um íon do

multipleteo $|j\rangle$ ocupar o subnível Stark $|j, \alpha\rangle$ obedece à Lei de Boltzmann:

$$P_{ij} = \frac{\exp(\frac{-E_{j\alpha}}{kT})}{\sum_{\alpha'} \exp(\frac{-E_{j\alpha'}}{kT})}, \quad (3.1)$$

onde $E_{j\alpha}$ é a diferença de energia de um subnível Stark $|j, \alpha\rangle$ e o subnível mais abaixo do mesmo multipleteo $|j\rangle$ e k é a constante de Boltzmann. O número de transições espontâneas por unidade de tempo depende da população de $|j, \alpha\rangle$ e por consequência da população total do multipleteo $|j\rangle$.

3.1.1.1 Taxa de transição espontânea Dada a seguinte notação para a taxa de transição espontânea de um íon no estado $|j, \alpha\rangle$ para o estado $|i, \beta\rangle$ (entre multipletos diferentes) como $A_{j\alpha i\beta}$, a taxa de transições espontâneas radiativas do multipleteo j para o multipleteo i levando em conta a distribuição das populações em cada multipleteo é

$$A_{ij} = \sum_{\alpha, \beta} P_{i\alpha} A_{j\alpha i\beta} \quad (3.2)$$

Podemos definir a taxa de emissão espontânea total Γ_j , o tempo de vida τ_j e o fator da taxa de canalização dos decaimentos β_{ji} :

$$\Gamma_j = \sum_i A_{ji} = \frac{1}{\tau_j} \quad , \quad \beta_{ji} = \frac{A_{ji}}{\Gamma_j} = A_{ji} \tau_j \quad (3.3)$$

3.1.2 Alargamento de linha

3.1.2.1 Alargamento Homogêneo O alargamento homogêneo ou natural é consequência do tempo de vida e do tempo de defasamento dos estados e portanto depende das contribuições radiativas e não radiativas da transição. Como em um cristal os íons

dopantes ocupam posições bem definidas, a emissão de todos os íons é igual, pois eles formam um grupo de íons idênticos. A forma de linha dos espectros de emissão e absorção é representada por uma função lorentziana [3].

3.1.2.2 Alargamento Inomogêneo O alargamento inomogêneo acontece quando o íon está em um vidro hospedeiro. Os íons dopantes ocupam sítios aleatoriamente no vidro, de maneira que se tornam distinguíveis. Como o campo cristalino influencia na posição dos níveis de energia, grupos de íons com vizinhanças diferentes terão emissões alargadas homogeneamente diferentes entre si, ou seja, de frequência central diferente e largura de linha diferente. O ensemble das transições tem uma forma gaussiana composta pela superposição das várias linhas homogêneas relativas às contribuições dos vários grupos de átomos idênticos do vidro hospedeiro.

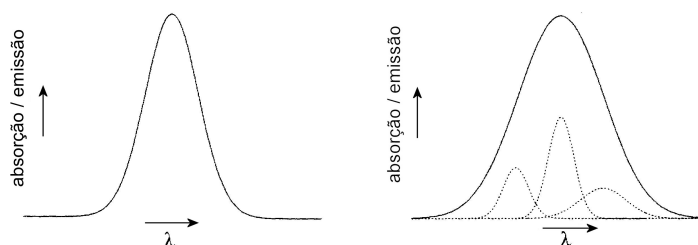


Figura 3.5. À esquerda: linha alargada homogeneamente por uma coleção de íons com tempos de vida e frequências idênticos; Direita: linha alargada inomogeneamente produzida por uma coleção de linhas homogeneamente alargadas de diferentes larguras de linha e frequência central

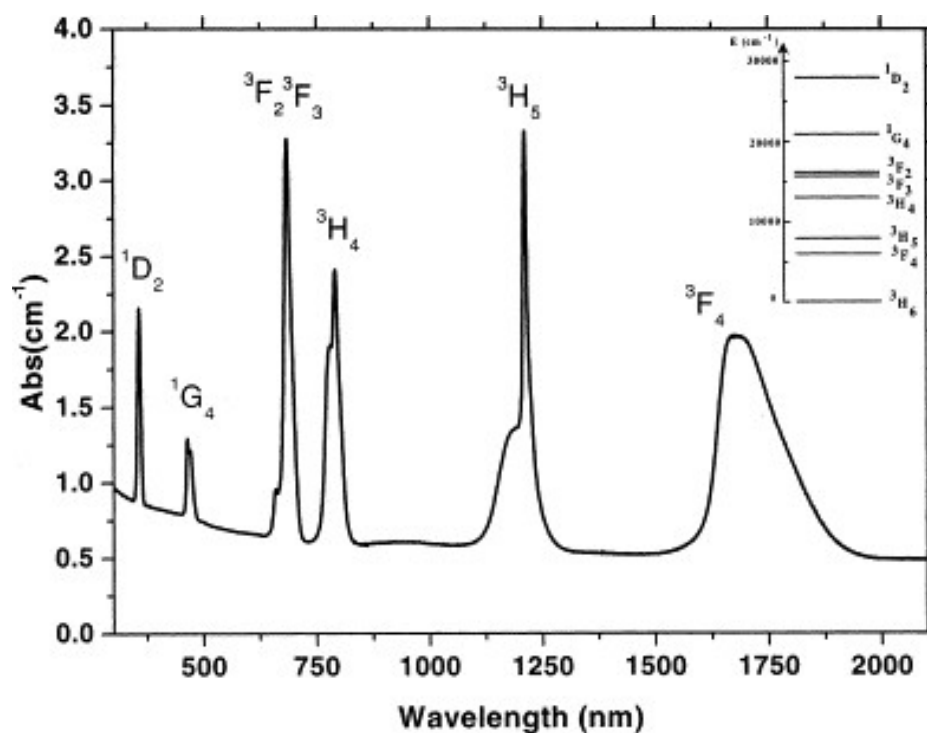


Figura 3.6. Espectro de absorção do túlio em matriz ZBLAN [4]

3.2 TÚLIO

Alguns exemplos de aplicações de vidros dopados com terras raras são amplificadores à fibra, lasers de conversão ascendente de frequência e dispositivos ópticos para mostradores tri-dimensionais.

Desde que os íons de Tm^{3+} começaram a ser usados como íon ativador para aplicações ópticas, várias de suas emissões têm sido estudadas. Um exemplo são lasers emitindo no azul através de processo de conversão ascendente [5, 6]. Esta propriedade se deve ao túlio possuir dois estados excitados estáveis que fluorescem no azul. Lasers emitindo no azul têm grande interesse para armazenamento óptico de alta densidade de informação. Outra aplicação importante foi a de lasers de fibras de sílica dopadas

com túlio emitindo em $2\mu\text{m}$. A primeira emissão laser de fibra dopada com túlio foi descrita em 1988 por D. C. Hanna et al. [7]. Lasers nesta região têm aplicações em Medicina, sensores e radares.

O túlio é um elemento bem estudado cujas absorções lineares ou por processo de conversão ascendente foram amplamente pesquisadas [8, 9, 10]. Os espectros de absorção e emissão conhecidos em matriz ZBLAN estão indicados nas figuras 3.6 e 3.7.

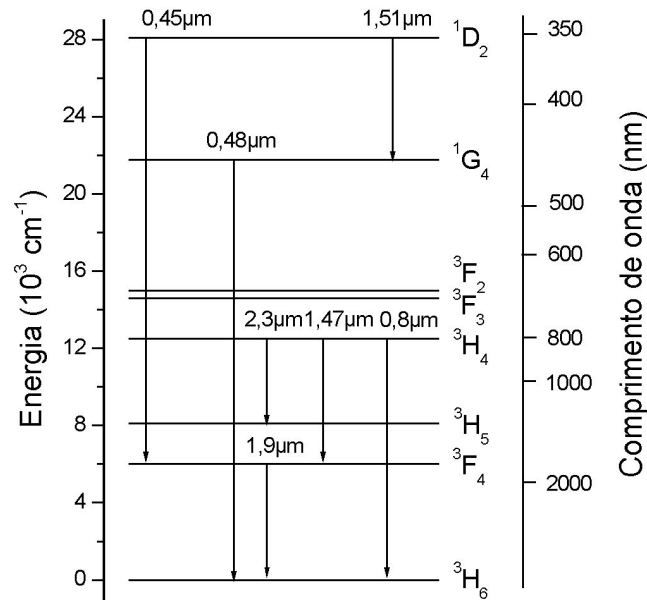


Figura 3.7. Emissões laser conhecidas do Túlio; Níveis de energia em matriz ZBLAN

Nesta tese estudamos a emissão de $1.47\mu\text{m}$ que corresponde à transição entre os níveis $^3H_4 \rightarrow ^3F_4$. Esta emissão foi proposta pela primeira vez pela B.M. Antipenko et al. em 1982 [11] e foi demonstrada pela primeira vez em 1989 por J. Y. Allain et al. [12] que usou como fonte de bombeio um laser de kriptônio operando em $0.676\mu\text{m}$.

A emissão em $1.47\mu\text{m}$ não pode ser explorada na sílica porque como já mencionado na seção 1.3.2 apenas quatro fônons da rede da matriz de sílica (tabela 3.3) são suficientes para apagar (“*quenching*”) a emissão radiativa, pois a distância entre os níveis ${}^3\text{H}_4$ para o nível logo a abaixo ${}^3\text{H}_5$ (fig. 3.7) é de apenas 4300 cm^{-1} .

Atualmente todos os lasers e amplificadores que exploram esta emissão usam vidros fluorados como o ZBLAN, pois estes vidros têm energia fonônica de 550 cm^{-1} (tabela 3.3), de modo que são necessários oito fônons para que o íon relaxe através de emissão multifonônica nesta matriz (figura 3.8).

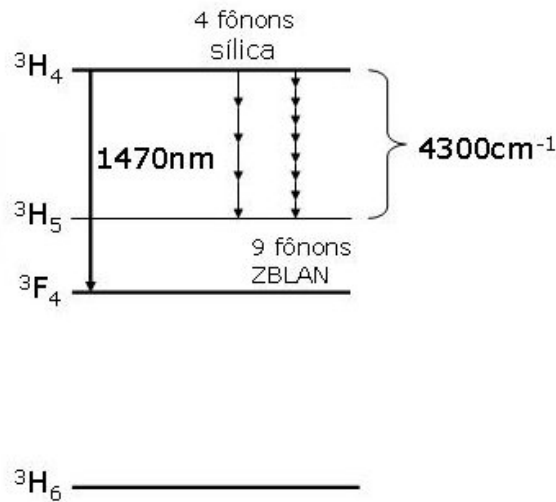


Figura 3.8. Relação entre emissões não radiativas na sílica e na matriz ZBLAN

Na tabela 3.2 constatamos a mudança do tempo de vida no nível superior da emissão com o hospedeiro. O τ_2 , tempo de vida, é mais longo na matriz ZBLAN porque a taxa de emissão fonônica é desprezível e o tempo de vida passa a depender somente da taxa de emissão radiativa.

A transição ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_4$ apresenta dois problemas que dificultam a eficiência do

Vidro	$\tau_2(^3H_4)$
Sílica	14μ s
ZBLAN	1,7ms

Tabela 3.2. Tempos de vida do nível superior da transição $^3H_4 \rightarrow ^3F_4$ em sílica e ZBLAN

Vidro	$E_{f�non}(cm^{-1})$
Borato	1400
Fosfato	1200
Silicato	1100
Germanato	900
Telurito	700
Fluoreto(ZBLAN)	500
Sulfurado	350

Tabela 3.3. Energia fon nica de diferentes vidros

TDFA (*“thulium doped fiber amplifier”*): Primeiro a amplificação de $1.47\mu m$ consiste em um sistema de quatro níveis, onde o nível inferior   um nível meta-estável. Em vidros de base ZBLAN, os tempos de vida dos níveis superior (3H_4) e inferior (3F_4) da transição são da ordem de 1ms e 10ms respectivamente. Não   possível portanto inverter população bombeando diretamente no 3H_4 (corresponde a 800nm) ou nos níveis $^3F_{3,2}$ (675nm). A transição $^3H_4 \rightarrow ^3F_4$ é denominada por esta característica *“self-terminating”*. O segundo problema consiste em a taxa de relaxação radiativa do nível 3H_4 para o nível 3H_6 ser muito maior que a taxa de relaxação radiativa para o nível 3F_4 (tabela 3.4). Essa emissão espontânea amplificada (ASE-*“amplified spontaneous emission”*) em 800nm atrapalha o desempenho do TDFA.

nível final	β
3H_5	0.033
3F_4	0.097
3H_6	0.870

Tabela 3.4. Canais de relaxação do nível 3H_4 do vidro ZBLAN [13]

Para conseguir inverter população é necessário despolar o nível 3F_4 . Para isso dois esquemas foram propostos inicialmente: bombeamento por conversão ascendente e a codopagem com um íon aceitador. Este íon é um outro lantanídeo trivalente, como o Ho^{3+} por exemplo, que despola o nível por transferência de energia entre os íons dopantes [14, 15].

No bombeamento por conversão ascendente os íons são excitados do nível fundamental 3H_6 para o 3F_4 usando um laser infravermelho em torno de 1000nm em geral um Nd:YAG em 1064nm. O trabalho que descreveu pela primeira vez este esquema de bombeamento foi publicado por Komukai e colaboradores [16] em 1993. Foi a primeira publicação de um TDFA eficiente. Logo depois Percival and Williams em 1994 [17] publicam um novo trabalho e, em 1995, outro trabalho do grupo do Komukai [18] foi publicado solidificando a área de pesquisa dos TDFA. Desde então o melhor esquema de bombeamento tem sido procurado. Vários esquemas tem sido propostos como está ilustrado na figura 3.9.

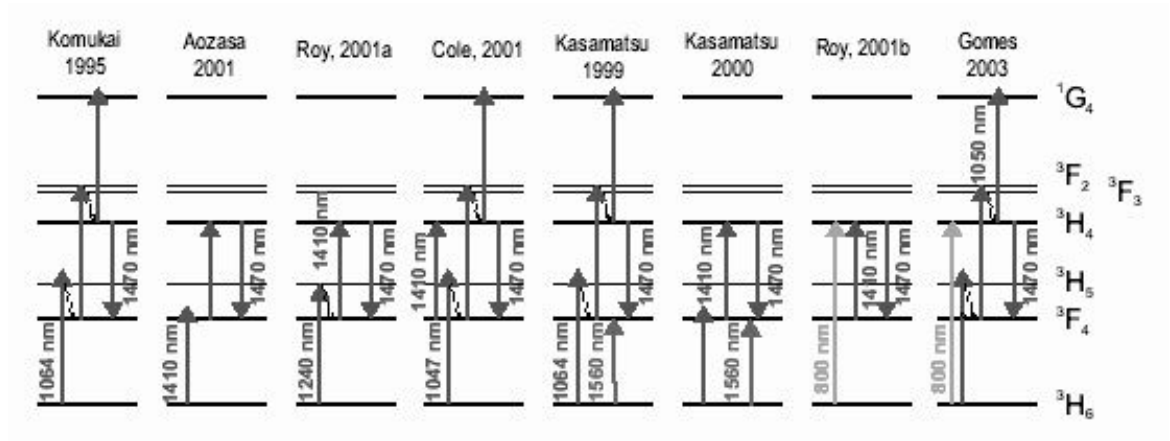


Figura 3.9. Esquemas de conversão ascendente para TDFA [19]

Como está descrito na referência [20], os esquemas de único bombeio de $1.05\mu\text{m}$

(comum utilizar $1.064\mu m$) [18] ou $1.41\mu m$ [21] não são muito eficientes porque a absorção de estado fundamental (AEF) é baixa para estes comprimentos de modo que poucos íons são excitados para o nível superior da transição 3H_4 e participam do processo de amplificação. Nestes esquemas é necessário uma alta potência de bombeamento para atingir ganhos de 20dB. Estes esquemas produzem alta inversão de população, mas para deslocar a banda de amplificação é preciso modificar a inversão entre os níveis 3H_4 para o 3F_4 . Há dois processos para alcançar este resultado e um deles é o bombeamento com dois comprimentos de onda diferentes ao mesmo tempo. Com apenas um bombeamento não é possível deslocar a banda de amplificação porque a inversão de população é quase total, tornando o espectro de ganho igual ao espectro da seção de choque de emissão [22].

A adição de um segundo laser resolve o problema da baixa AEF. No caso do esquema $1.55\mu m$ em conjunto com $1.05\mu m$ ou $1.41\mu m$, o número de íons excitados aumenta muito porque a seção de choque de absorção para $1.55\mu m$ é pelo menos uma ordem de grandeza maior do que a dos comprimentos $1.05\mu m$ e $1.41\mu m$.

O esquema de $1.55\mu m$ com $1.41\mu m$ é mais eficiente porque o ganho com $1.05\mu m$ está limitado pela absorção de estado excitado (AEE) do nível 3H_4 para o 1G_4 , apesar das seções de choque de AEE para $1.05\mu m$ (${}^3F_4 \rightarrow {}^3F_2$) e $1.41\mu m$ (${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_4$) terem valores comparáveis. Porém, para amplificar abaixo de 1475nm o uso do esquema com $1.05\mu m$ é mais indicado.

Os esquemas de duplo bombeio já citados ainda sofrem de baixa AEF porque o bombeamento em $1.55\mu m$ fica no final da banda de absorção da transição ${}^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$ que é centrada em $1.65\mu m$. O esquema de bombeamento utilizando $1.24\mu m$ contorna este problema. Neste esquema o $1.24\mu m$ é bombeado em conjunto com $1.41\mu m$. É preciso controlar bem a potência do bombeio em $1.55\mu m$ no primeiro esquema e

em $1.24\mu m$ no segundo para que a população do 3F_4 (nível metaestável, inferior da transição de interesse) não aumente muito comprometendo a performance do AFDT.

Recentes esquemas de bombeamento foram propostos de modo que a eficiência da AEF fosse alta e a população do 3F_4 mantida baixa: O primeiro deles foi o esquema de bombeamento de $0.8\mu m$ associado ao bombeamento de $1.41\mu m$ [23]. O segundo esquema foi proposto por Gomes e colaboradores [24] com o duplo bombeamento em $0.8\mu m$ e $1.05\mu m$. Ambos os esquemas apresentam alta eficiência de conversão que pode em alguns casos exceder 50%.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] R. M. McFarlane and R. M. Shelby, J. of Luminescence **36**, 179–207 (1987).
- [2] P. C. Becker, N. A. Olsson, and J. R. Simpson, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers - Fundamentals and Technology*, page 15, Academic Press.
- [3] A. Yariv, *Quantum Electronics*, Wiley InterScience.
- [4] J. L. Doualan, S. Girard, H. Haquin, J. L. Adam, and J. Montagne, Spectroscopic properties and laser emission of Tm doped ZBLAN glass at 1.8 μm , OPTICAL MATERIALS **24**(3), 563–574 (Dec. 2003).
- [5] J. Y. Allain, M. Monerie, and H. Poignant, Electron. Lett. **26**(166) (1990).
- [6] E. W. J. L. Oomen, Up-conversion of red light into blue light in thulium doped fluorozirconate glasses, Journal of luminescence **50**, 317–332 (1992).
- [7] D. C. Hanna, I. M. Jauncey, R. M. Percival, I. R. Perry, R. G. Smart, P. J. Suni, J. E. Townsend, and A. C. Tropper, Continuous-wave oscillation of a monomode thulium-doped fibre laser, Electron. Lett. **24**, 1222–1223 (1988).
- [8] A. S. L. Gomes, G. R. Boyer, G. Demouchy, A. Mysyrowicz, H. Poignant, and M. Monerie, Infrared to visible up-conversion spectroscopy in Tm^{3+} -doped fluorozirconate fiber, Optics Communications **95**, 246–250 (1993).
- [9] A. S. L. Gomes and C. B. de Araújo, Visible up-converted superfluorescence in Tm^{3+} -doped fibers, Journal of Luminescence **48 & 49**, 876–880 (1991).
- [10] S. Tanabe, K. Tamai, K. Hirao, and N. Soga, Excited-state absorption mechanisms in red-laser-pumped uv and blue up-conversions in Tm^{3+} -doped fluoroaluminate glass, Physical Review B **47**(5), 2507–2514 (1993).

- [11] B. M. Antipenko, A. A. Mak, O. B. Raba, K. B. Seiranyan, and T. V. Uvarova, New lasing transition in the Tm^{3+} ion, *Sov. J. Quantum Electron.* **13**(4), 558–560 (1983).
- [12] J. Y. Allain, M. Monerie, and H. Poignant, Tunable cw lasing around 0,82, 1,48, 1,88 and $2,35\mu\text{m}$ in thulium doped fluorozirconate fiber, *Electron. Lett.* **25**(24), 1660–1662 (1989).
- [13] R. Caspary, *Applied Rare-Earth Spectroscopy for FiberLaser Optimisation*, PhD thesis, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2002.
- [14] E. R. Taylor, L. N. Ng, N. P. Sessions, and H. Bürger, Spectroscopy of Tm^{3+} -doped tellurite glasses for 1470 nm fiber amplifier, *Journal of Applied Physics* **92**(1), 112–117 (2002).
- [15] S. Tanabe, X. Feng, and T. Hanada, Improved emission of Tm^{3+} -doped glass for a $1.4\text{-}\mu\text{m}$ amplifier by radiative energy transfer between Tm^{3+} and Nd^{3+} , *Optics Letters* **25**(11), 817–819 (2000).
- [16] Y. Miyajima, T. Komukai, and T. Sugawa, $1,47\mu\text{m}$ Tm^{3+} -doped fluoride fiber amplifier using $1.064\mu\text{m}$ upconversion pumping esqueme, *Optical Amplifiers and Their Applications*, paper SuD2, pp49-52, Japan, 1993.
- [17] R. M. Percival and Willians, Highly efficient $1.064\mu\text{m}$ up-conversion pumped $1.47\mu\text{m}$ thulium doped fluoride fiber amplifier amplifiers, *Electron. Lett.* **30**, 1684–1685 (1994).
- [18] T. Komukai, T. Yamamoto, T. Sugawa, and Y. Miyajima, Upconversion Pumped Thulium-Doped Fluoride Fiber Amplifier And Laser Operating at $1,47\mu\text{m}$, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **31**(11), 1880–1889 (1995).

- [19] P. Peterka, B. Faure, W. Blanc, M. Karásek, and B. Dussadier, Theoretical modelling of S-band thulium-doped silica fibre amplifiers, 0QE45c.tex; 2/10/2003; 16:16; p.1 , 1–12.
- [20] M. T. Carvalho, *Caracterização de Amplificadores à fibra dopada com túlio por reflectometria óptica coerente no domínio das frequências*, Master thesis, Universidade Federal de Pernambuco- Depto. de Física (2002).
- [21] S. Aozasa et al., 1480-1510 nm band Tm-doped fibre amplifier with high power conversion efficiency of 42%, Electronics Letters **37**(19), 1157–1158 (Set. 2001).
- [22] F. Roy et al, Noise and gain band management of thulium-doped fiber amplifier with dual-wavelength pumping schemes, IEEE Photonic Technology Letters **13**(8), 788–790 (Aug. 2001).
- [23] F. Roy et al., $0.8\mu m + 1.4\mu m$ pumping for gain-shifted TDFA with power conversion efficiency exceeding 50%, In: OPTICAL AMPLIFIERS AND THEIR APPLICATIONS 2001, Stresa. OAA 2001, Postdeadline Papers. 2001, PD4 .
- [24] A. S. L. Gomes and M. T. Carvalho et al., Novel dual wavelength (1050 nm + 800 nm) pumping scheme for thulium doped fiber amplifiers, In: OPTICAL FIBER COMMUNICATION CONFERENCE AND EXHIBIT 2002, Anaheim. OFC 2002, Postdeadline Papers. 2002, FB2. .

CAPÍTULO 4

DETERMINAÇÃO DA SEÇÃO DE CHOQUE PELO MÉTODO DO TEMPO DE VIDA

4.1 INTRODUÇÃO

4.1.1 Escolha do método

Há vários métodos bem estabelecidos que permitem a medição das seções de choque absoluta de emissão da transição de interesse do túlio ([1]). Dentre eles os mais explorados e utilizados na literatura são os método de Judd-Ofelt ([2],[3] e de McCumber [4].

O método de Judd-Ofelt calcula todas as probabilidades de transição do sistema óptico estudado, a partir de um espectro de absorbância. A medida da absorbância para uma fibra óptica é obtida através do “*cutback method*”([1]). Neste método, a atenuação óptica da fibra é medida em dois pontos a distâncias diferentes da fonte utilizada. Este método é um inconveniente para aplicações em fibra óptica porque é um método destrutivo.

Já o método de McCumber [1] relaciona as seções de choque de emissão e absorção, de modo que a partir de uma podemos deduzir a outra. Neste método ao invés da absorbância poderíamos obter um espectro de emissão. Neste caso para obter um espectro de emissão absoluto é necessário uma esfera integradora para calibrar a fluorescência detectada. Além disso há muitas limitações sobre o emprego deste método como está demonstrado na referência [5].

A principal motivação para a escolha do método utilizado neste trabalho é o fato de ele ser não destrutivo e de não necessitar a distribuição precisa dos dopantes, pois contorna este problema através das integrais de recobrimento. Além disso todos os dados são colecionados em uma mesma medida o que melhora a precisão dos cálculos.

O método utilizado neste trabalho de dissertação foi desenvolvido para fibra de silicato dopada com neodímio e é baseado no estudo do decaimento temporal da

fluorescência em função da potência absorvida do bombeio no instante anterior ao seu desligamento [6, 7]. Um modelo descreve a evolução temporal da potência emitida em função do ganho na fibra como solução de um sistema de equações de variáveis reduzidas. A seção de choque de emissão estimulada e o tempo de vida são medidos a partir do ajuste de uma curva teórica.

Nas seguintes seções deste capítulo apresentamos o método desenvolvido por Bernard Dussardier para uma fibra dopada com Nd^{3+} . Inicialmente apresentamos as equações de taxa para o Nd^{3+} a título de ilustração para posteriormente compararmos com o Tm^{3+} . Posteriormente apresentamos as expressões das equações em variáveis reduzidas para o bombeamento e o sinal emitido pela fibra. Em seguida apresentamos a curva teórica para o ajuste dos dados e a expressão do ganho não saturado do modelo. Finalmente descrevemos a montagem experimental e apresentamos os dados e os resultados do modelo para o Nd^{3+} .

4.2 MÉTODO DESENVOLVIDO PARA Nd^{3+}

4.2.1 Equações de taxa dos níveis energéticos do Nd^{3+}

O modelo estudado na referência [6] descreve a emissão em torno de 1060nm do Nd^{3+} bombeado em 800nm. Neste processo os níveis envolvidos são: o nível fundamental, o nível de recepção do bombeio e os níveis superior e inferior da emissão em 1060nm, como está ilustrado na figura 4.1. As taxas W_{ij} e W_{ji} são as taxas de transição induzida entre os níveis i e j , A_{21} e A_{20} são as taxas de transição radiativa espontânea entre os níveis 2 e 1 e 2 e 0 respectivamente e A_{10} e A_{32} são taxas de decaimento não-radiativo (multifonônico) do nível 1 para o nível 0 e do nível 3 para o nível 2 respectivamente. Pela equação 3.3 podemos definir $\Gamma_2 = A_{21} + A_{20}$.

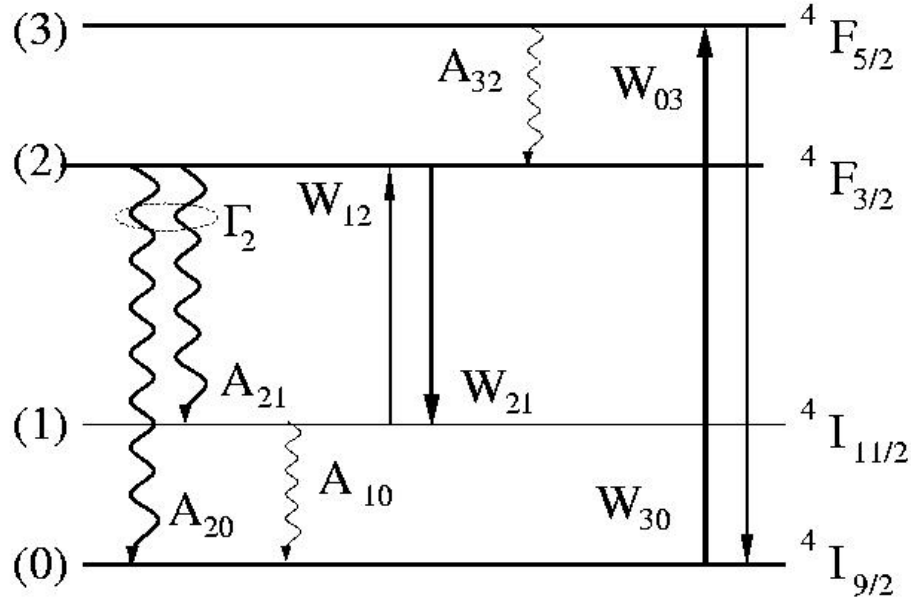


Figura 4.1. Diagrama parcial de níveis do Nd^{3+}

As equações de taxa das populações deste sistema são descritas pelo sistema de equações 4.1.

$$\begin{aligned}
 \partial N_0 / \partial t &= -N_0 W_{03} + N_1 A_{10} + N_2 A_{20} + N_3 W_{30} \\
 \partial N_1 / \partial t &= -N_1 (A_{10} + W_{12}) + N_2 (A_{21} + W_{21}) \\
 \partial N_2 / \partial t &= N_1 W_{12} - N_2 (\Gamma_2 + W_{21}) + N_3 A_{32} \\
 \partial N_3 / \partial t &= N_0 W_{03} - N_3 (A_{32} + W_{30}) \\
 N_T &= N_0 + N_1 + N_2 + N_3
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

onde N_T é a soma dos íons dopantes dos quatro níveis.

Anulando os termos à esquerda das equações 4.1, obtém-se as populações dos níveis

no caso estacionário:

$$\begin{aligned}
 N_0 &= \frac{N_T}{D}(W_{21} + \Gamma_2) & N_1 &= \frac{N_T}{D}\left(\frac{W_{21} + A_{21}}{A_{10}}\right)W_{03} \\
 N_2 &= \frac{N_T}{D}W_{03} & N_3 &= \frac{N_T}{D}\left(\frac{W_{21} + \Gamma_2}{A_{32}}\right)W_{03} \\
 D &= W_{03} + \Gamma_2 + W_{21}
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

As simplificações feitas nos cálculos são: $A_{10} \gg W_{12}$ e $A_{32} \gg W_{03}, W_{03}$. Como consequência as populações dos níveis (1) e (3) são desprezíveis, pois quando um íon é excitado para o nível (3) relaxa rapidamente por emissão fonónica para o nível (2). Quando o nível (2) recebe população esta também relaxa rapidamente para o nível fundamental através de emissão fonónica. Estas aproximações se justificam no limite das potências luminosas levadas em consideração. De fato, $W_{12} = \sigma_s I_{\text{signal}} / h\nu_s$ e a primeira simplificação se escreve

$$I_{\text{signal}} \ll \frac{h\nu_s}{\sigma_s \tau_{10}} \tag{4.3}$$

onde τ_{10} é inferior a um microssegundo e a seção de choque de emissão σ_{21} é da ordem de $5 \cdot 10^{-25} \text{cm}^2$. Substituindo estes valores na expressão 4.3 encontramos $P_{\text{signal}} \approx 10^{-3} \text{W}$, que é muito menor que a potência de saturação. Portanto as simplificações são válidas para bombeios de alta potência inclusive. A segunda simplificação se justifica da mesma maneira porque o tempo de vida do nível excitado pelo bombeio e a seção de choque de absorção têm a mesma ordem de grandeza.

4.2.2 Evolução das intensidades e potências ópticas do Nd³⁺

Escrevemos a expressão da evolução das potências ópticas na fibra levando em conta a variação da intensidade na seção transversal da fibra através das distribuições transversais definidas na equação 2.18. A partir da definição da variação da intensidade na equação 2.14;

$$\begin{aligned} & \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left(\frac{\partial I_p}{\partial z} + \frac{n_{eff}}{c} \frac{\partial I_p}{\partial t} \right) (t, \nu, r, \theta) r dr d\theta = \\ & - \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left(N_0(t, z, r, \theta) \sigma_{03}(\nu) - N_3(t, z, r, \theta) \sigma_{30}(\nu) + \alpha_p'' \right) I_p(t, \nu, z, r, \theta) r dr d\theta \quad (4.4) \end{aligned}$$

onde o sinal negativo indica absorção. Analogamente para o sinal:

$$\begin{aligned} & \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left(\frac{\partial I_s^\pm}{\partial z} + \frac{n_{eff}}{c} \frac{\partial I_s^\pm}{\partial t} \right) (t, \nu, r, \theta) r dr d\theta = \\ & \pm \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left(N_2(t, z, r, \theta) \sigma_{21}(\nu) - N_1(t, z, r, \theta) \sigma_{12}(\nu) + \alpha_s'' \right) I_s^\pm(t, \nu, z, r, \theta) r dr d\theta \\ & \pm \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (\omega A_{21} f(\nu) h \nu N_2(t, z, r, \theta)) r dr d\theta \quad (4.5) \end{aligned}$$

onde o segundo termo da equação 4.5 representa a contribuição da fluorescência e o primeiro a amplificação entre z e $z + \delta z$.

As integrais 4.4 e 4.5 somente têm solução numérica. São feitas várias aproximações que estão decritas no apêndice para o desenvolvimento do sistema do Tm³⁺.

Para o sistema da emissão do Nd³⁺ pode-se segundo a referências [6, 7] escrever

as equações em variáveis reduzidas:

$$\frac{\partial \mathbf{P}(z, \nu)}{\partial z} = -\alpha_p(\nu) [1 - \rho(z)] \mathbf{P}(z, \nu) \quad , \quad \frac{\partial \mathbf{S}^\pm(z, \nu)}{\partial z} = \pm \gamma(z, \nu) \left[\mathbf{S}^\pm(z, \nu) + \frac{\omega \beta_{21}}{\Delta \nu_{eff}} \right] \quad (4.6)$$

onde

$$\rho(z) = \frac{\mathbf{P}'(z)}{1 + \mathbf{P}'(z) + \mathbf{S}'^+(z) + \mathbf{S}'^-(z)} \quad , \quad \gamma(z, \nu) = N_T \sigma_{21}(\nu) \frac{\Gamma_{dp} \Gamma_{dsp}}{\Gamma_{dpp}} \rho(z) \quad (4.7)$$

onde as expressões $\rho(z)$ e $\gamma(z, \nu)$ são a inversão de população e o ganho por unidade de comprimento respectivamente.

Integrando sob todo o espectro obtemos

$$\frac{\partial \mathbf{P}'(z)}{\partial z} = -\alpha'_p [1 - \rho(z)] \mathbf{P}'(z) \quad , \quad \frac{\partial \mathbf{S}'^\pm(z)}{\partial z} = \pm \gamma(z)' \left[\mathbf{S}'^\pm(z) + \omega \beta_{21} \right] \quad (4.8)$$

onde

$$\gamma(z)' = N_T \sigma_s \frac{\Gamma_{dp} \Gamma_{dsp}}{\Gamma_{dpp}} \rho(z) \quad , \quad \alpha'_p = N_T \sigma_p \Gamma_{dp} \quad (4.9)$$

4.2.3 Ganho não saturado do amplificador

Durante o experimento foram considerados o intervalo espectral centrado no pico da curva de ganho e a potência óptica correspondente ao sinal (que tem um espectro suficientemente largo por se tratar da fluorescência de uma fibra dopada com Nd³⁺). Mediram portanto o ganho correspondente à seção de choque de pico da linha σ_s . A fluorescência constante produzida pela fibra amplificadora é considerada um ruído e

não interfere no cálculo do ganho. A não saturação do ganho corresponde a $S'(z) \ll 1$.

O ganho não saturado à frequência ν em função da potência absorvida do bombeamento e do tempo de vida da emissão é segundo a referência [6]:

$$G(\nu) = \tau_2 \sigma_{21}(\nu) \frac{P_{abs}}{h\nu_p} \frac{\Gamma_{dsp}}{\Gamma_{dp}} \quad (4.10)$$

onde τ_2 é o tempo de vida do estado excitado, σ_{21} a seção de choque do estado excitado, h a constante de Plank, ν_p a frequência da emissão e Γ_{dsp} e Γ_{dp} os fatores de recobrimento entre o sinal o bombeio e os íons dopantes e o fator de recobrimento entre o bombeamento e os íons dopantes respectivamente.

4.2.4 Curva teórica

Considera-se a fibra sendo bombeada continuamente e o decaimento do sinal exponencial quando o bombeamento é desligado.

O ganho é calculado antes de desligar o bombeamento, para $t < 0$. Como $S' \ll 1$, em todos os pontos da fibra, as equações 4.8 são integradas diretamente

$$S'^+(L) = S'^-(0) = \omega\beta_{21} \left[\exp \left(\int_0^L \gamma'(z) dz \right) - 1 \right] \quad (4.11)$$

Da equação 4.10, o ganho total adimensional da fibra em $t < 0$ é

$$G'_0 = \int_0^L \gamma'(z) dz = \tau_2 \sigma_{21}(\nu) \frac{P_{abs}}{h\nu_p} \frac{\Gamma_{dsp}}{\Gamma_{dp}} \quad (4.12)$$

4.2.4.1 Decaimento temporal da fluorescência No limite $S'(z) \ll 1$, o decréscimo da inversão de população produzida em $t < 0$ é devida principalmente à emissão es-

pontânea. Pode-se portanto desprezar a taxa de transição induzida W_{21} frente a Γ_2 na equação de taxa 4.1 da população do nível (2). Lembrando que a taxa de emissão espontânea total do nível (2) $\Gamma_2 = 1/\tau_2$ (equação 3.3), a evolução temporal da inversão de população pode ser aproximada neste limite pela expressão

$$\rho'(z, t) = \rho(z, t < 0) \exp(-t/\tau_2)$$

A expressão para a evolução temporal do sinal a partir da equação 4.11 é

$$\mathbf{S}'^+(L, t > 0) = \omega\beta_{21} \left[\exp(G'(t)) - 1 \right] \quad (4.13)$$

onde

$$G'(t) = G'_0 \exp(-t/\tau_2).$$

4.2.4.2 Método numérico A derivada de $\ln(\mathbf{S}'^+(L, t))$ é independente de $\omega\beta_{21}$;

$$\frac{\partial \ln [\mathbf{S}'^+(L, t)]}{\partial t} = \frac{1}{\mathbf{S}'^+(L, t)} \frac{\partial \mathbf{S}'^+(L, t)}{\partial t} = \frac{-1}{\tau_2} \frac{G'(t)}{1 - \exp(G'(t))} \quad (4.14)$$

A expressão 4.14 é a equação teórica utilizada para ajustar os dados experimentais a fim de obter os parâmetros G'_0 e τ_2 : o ganho e o tempo de vida da emissão respectivamente.

4.2.5 Montagem experimental

A montagem experimental usada na referência [7] para a aquisição das curvas de decaimento das fluorescências e das potências absorvidas pela fibra está na figura 4.2.

em 500Hz por um modulador acústico-óptico. A fluorescência é detectada diretamente da saída da fibra. A potência medida é a potência integrada por todo o espectro. A potência do bombeio não absorvida é filtrada por um filtro. A aquisição dos dados é feita por um osciloscópio programável conectado a um computador. O tempo de resposta do sistema de detecção é de $10\mu s$, cuja resolução é satisfatória, pois os tempos de vida medidos são da ordem de centenas de microssegundos.

A figura 4.3 apresenta as curvas dos decaimentos das fluorescências e mostra sua variação com a potência absorvida [7]. O ajuste destas curvas por uma exponencial simples fornece o tempo de vida τ_2 . Conforme mostrado na figura 4.5 do mesmo trabalho ([7]), os valores do ganho em função da potência do bombeio absorvida.

Os valores das seções de choque da tabela 4.1 foram encontrados a partir da equação 4.12 conhecendo-se o valor de G'_0 parametrizado pelo ajuste dos dados experimentais

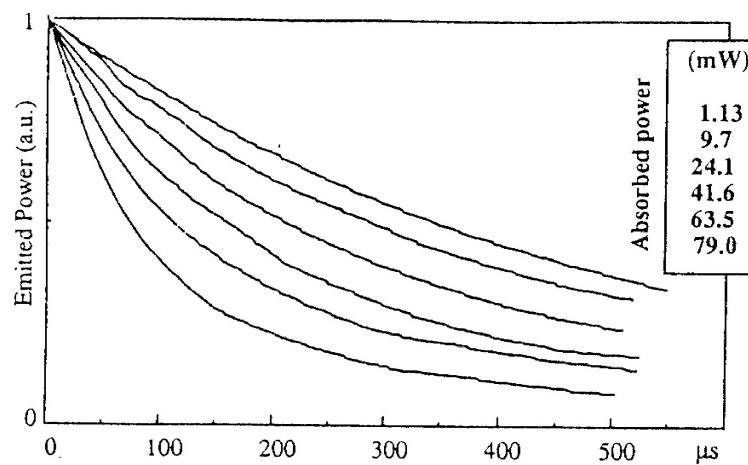


Figura 4.3. Decaimentos da fluorescência para diferentes potências absorvidas [7]
A figura das referências [6, 7] apresenta os ajustes dos dados experimentais pela curva 4.14:

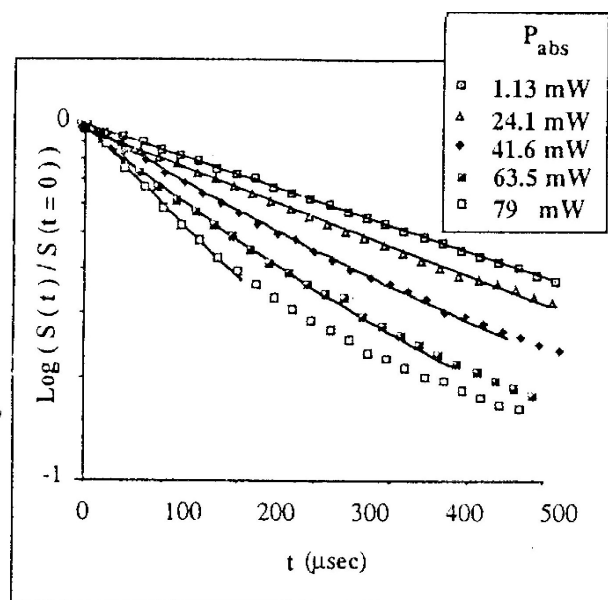
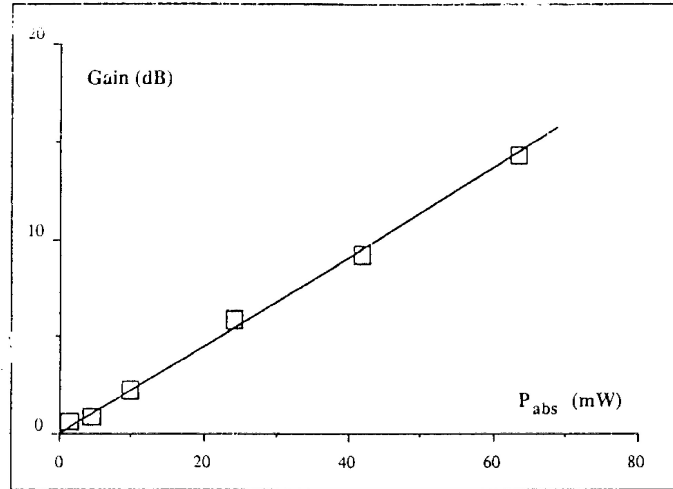


Figura 4.4. Ajuste dos dados experimentais pela curva teórica [7]

**Figura 4.5.** Ganho em função da potência absorvida

pela curva 4.14 e o valor de τ_2 parametrizado por uma exponencial simples (tempo de vida do estado excitado).

$P_{abs}(\text{mW})$	$G(\text{dB})$	$\sigma_{12}(10^{-25}\text{m}^2)$
1.13	0.28	6.3
4.8	0.86	4.7
9.7	2.2	5.8
24.1	5.9	6.2
41.6	9.25	5.7
63.5	14.3	5.7
79	26.0	8.4

Tabela 4.1. Potência absorvida, ganho e seção de choque de emissão

O valor de seção de choque é a média aritmética dos valores da tabela 4.1: $\bar{\sigma}_s = 5.7 \cdot 10^{-25} \text{m}^2$ que é um valor comparável aos da literatura para o íon Nd^{3+} . O autor do trabalho estimou um erro para o método (tabela abaixo), a fim de poder compará-lo com outros métodos.

$\pm$ 2 %	τ_2
$\pm$ 0,5 %	G (ajuste numérico)
$\pm$ 10 %	P_{abs}
$\pm$ 5,5 %	fatores de recobrimento Γ_{dsp}/Γ_{dp} devido à largura espectral do sinal
$= \pm$ 18 %	

A variação dos valores da seção de choque de emissão para diferentes potências de bombeio absorvidas da tabela 4.1 está abaixo do erro estimado, de maneira que podem ser considerados flutuações e o método confiável.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] E. Desurvire, *Erbium Doped Fiber Amplifier*, Wiley InterScience, 1st edition.
- [2] B. Judd, Phys. Rev **127**, 750 (1962).
- [3] G. Ofelt, J. Chem. Phys. **37**, 511 (1962).
- [4] D. McCumber, Einstein relations connecting broadband emission + absorption spectra, Physical Review **1136 (4A): A954, 1964** (1964).
- [5] J. F. Diggonet, E. Murphy-Chutorian, and D. G. Falquier, Fundamental Limitations of the McCumber Relation Applied to Er-Doped Silica and Other Amorphous-Host Lasers, IEEE J. Quantum Electron. **38**(12), 1629–1637 (Dec. 2002).
- [6] B. Dussardier, *Fibres Optiques Dopees aux Terres Rares Fabrication, Caracterisation et Amplification Selective*, PhD thesis, Universite de Nice Sophia-Antipolis, 1992.
- [7] B. Dussadier, G. Monnom, E. Maurice, A. Saïssy, and D. B. Ostrowsky, Simultaneous measurements of Lifetime, Gain and Emission Croos Section in a Neodymium-Doped Fiber, IEEE Photonics Technol. Lett. **4**(4), 419–421 (1993).

CAPÍTULO 5

SEÇÃO DE CHOQUE DA TRANSIÇÃO ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$ DO ÍON DE TÚLIO

Neste capítulo apresentaremos a adaptação do método desenvolvido para a fibra dopada com neodímio para o túlio. Inicialmente apresentaremos as equações de taxa para o túlio e desenvolveremos os cálculos para a evolução das intensidades e potências ópticas do sinal emitido e do bombeio. Deduziremos as expressões da curva teórica para o ajuste dos dados e do ganho não saturado. Posteriormente descreveremos a montagem experimental, apresentaremos os dados colecionados e em seguida os resultados.

5.1 ESQUEMA DE NÍVEIS E EQUAÇÕES DE TAXA

Os níveis de energia do túlio relevantes para os cálculos estão mostrados na figura 5.1, lembrando que a transição de interesse é entre os níveis 3H_4 e 3F_4 . As taxas W_{ij} e W_{ji} são as taxas de transição induzida entre os níveis i e j , A_{ij} e A_{ji} são as taxas de transição radiativa espontânea entre os níveis i e j e γ_{21} é a taxa de decaimento não-radiativa (multifonônico) do nível 2 para o nível 1.

As equações de taxa para este sistema levam em conta as relações $A_{20} \ll \gamma_{21}$, pois o decaimento do nível 3H_5 para o 3F_4 é um decaimento não radiativo cuja taxa é alta ($\gamma_{21} \gg 10^5 s^{-1}$ [1]) e, $A_{32} \ll A_{30}$ [2]. Os termos A_{20} e A_{32} são portanto desprezados nas equações de taxa que são escritas para este sistema da seguinte maneira :

$$\begin{aligned}
 \partial N_0 / \partial t &= -N_0 W_{03} + N_1 A_{10} + N_3 (A_{30} + W_{30}) \\
 \partial N_1 / \partial t &= -N_1 (A_{10} + W_{31}) + N_2 \gamma_{21} + N_3 (A_{31} + W_{31}) \\
 \partial N_2 / \partial t &= -N_2 \gamma_{21} \\
 \partial N_3 / \partial t &= N_0 W_{03} + N_1 W_{31} - N_3 (A_{30} + A_{31} + W_{31} + W_{03}) \\
 N_T &= N_0 + N_1 + N_2 + N_3
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

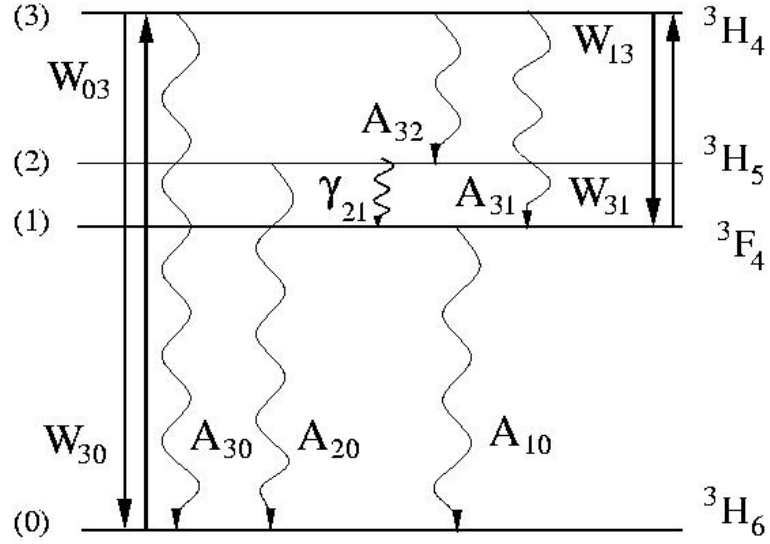


Figura 5.1. Diagrama parcial de níveis do túlio (Tm^{3+})

O sistema estudado é bombeado continuamente e não tem instabilidades devidas a fenômenos não lineares que poderiam limitar a validade do modelo estacionário.

Anulando os termos à esquerda das equações 4.1, calculamos as populações dos níveis no caso estacionário:

$$\begin{aligned}
 N_0 &= \frac{N_T [W_{31}(A_{30} + W_{03}) + A_{10}(\Gamma_3 + W_{03} + W_{31})]}{D} \\
 N_1 &= \frac{N_T W_{03}(A_{31} + W_{31})}{D} \\
 N_2 &= 0 \\
 N_3 &= \frac{N_T W_{03}(A_{10} + W_{31})}{D} \\
 D &= A_{31}W_{03} + W_{31}(A_{30} + 3W_{03}) + A_{10}(\Gamma_3 + 2W_{03} + W_{31})
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

onde as simplificações feitas nos cálculos são: $\Gamma_3 = A_{30} + A_{31} + 0A_{32}$, pois $A_{32} \ll A_{30}, A_{31}$ e a aproximação $W_{ij} = W_{ji}$ que é a aproximação utilizada no modelo original.

5.1.1 Evolução das intensidades e potências ópticas

Escrevemos a expressão da evolução das potências ópticas na fibra levando em conta a variação da intensidade na seção transversal da fibra através das distribuições transversais definidas na equação 2.18. A partir da definição da variação da intensidade na equação 2.14; Para um caso geral, a evolução das intensidades no caso não estacionário é:

$$\begin{aligned} & \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left(\frac{\partial I_p}{\partial z} + \frac{n_{eff}}{c} \frac{\partial I_p}{\partial t} \right) (t, \nu, r, \theta) r dr d\theta = \\ & - \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left(N_0(t, z, r, \theta) \sigma_{03}(\nu) - N_3(t, z, r, \theta) \sigma_{30}(\nu) + \alpha_p'' \right) I_p(t, \nu, z, r, \theta) r dr d\theta \quad (5.3) \end{aligned}$$

onde o sinal negativo indica absorção. Analogamente para o sinal,

$$\begin{aligned} & \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left(\frac{\partial I_s^\pm}{\partial z} + \frac{n_{eff}}{c} \frac{\partial I_s^\pm}{\partial t} \right) (t, \nu, r, \theta) r dr d\theta = \\ & \pm \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left(N_3(t, z, r, \theta) \sigma_{31}(\nu) - N_1(t, z, r, \theta) \sigma_{13}(\nu) + \alpha_s'' \right) I_s^\pm(t, \nu, z, r, \theta) r dr d\theta \\ & \pm \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (\omega A_{31} f(\nu) h \nu N_3(t, z, r, \theta)) r dr d\theta \quad (5.4) \end{aligned}$$

onde o segundo termo da equação 4.5 representa a contribuição da fluorescência e o primeiro a amplificação entre z e $z + \delta z$. Os termos $\alpha_{p,s}$ são as perdas intrínsecas da fibra por espalhamento Rayleigh e w é a fração da fluorescência confinada na fibra dada pela expressão 2.17.

- As perdas intrínsecas são desprezadas porque a dopagem de Tm^{3+} é por hipótese baixa, de maneira que a formação de agregados responsáveis pelas perdas por espalhamento Rayleigh é desprezível ($\alpha_{p,s}'' = 0$).

- A variação das distribuições transversais $s_r(r, \theta)$ e $p_r(r, \theta)$ com a frequência ν é desprezível dentro da banda de emissão ou absorção.
- Como os níveis são considerados não degenerados, as transições entre dois estados têm seções de choque de emissão e absorção iguais $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$.

A partir destas simplificações e utilizando as expressões 2.18 e 5.2, obtemos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_p}{\partial z}(z, \nu) = & \\ -N_T \sigma_{03}(\nu) P_p(z, \nu) \int_0^{2\pi} \int_0^\infty & \frac{[A_{30} W_{31}(z, r, \theta) + A_{10}(W_{31}(z, r, \theta) + \Gamma_3)]}{D} p_r(r, \theta) d(r) r dr d\theta \end{aligned} \quad (5.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_s^\pm}{\partial z} = & \pm N_T \sigma_{31}(\nu) P_s^\pm(z, \nu) \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{W_{03}(z, r, \theta)(A_{10} - A_{31})}{D} s_r(r, \theta) d(r) r dr d\theta \\ & \pm N_T \frac{\omega \beta_{31}}{\tau_3} f(\nu) h\nu \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{W_{03}(z, r, \theta)(A_{10} + W_{31}(z, r, \theta))}{D} d(r) r dr d\theta \end{aligned} \quad (5.6)$$

$$D = A_{31} W_{03} + W_{31}(A_{30} + 3W_{03}) + A_{10}(\Gamma_3 + 2W_{03} + W_{31})$$

onde A_{31} foi substituído por β_{31}/τ_3 no segundo termo da equação de propagação para o sinal e as taxas de transição induzida têm a expressão segundo 2.19 e 2.18 e 2.11 iguais a:

$$\begin{aligned} W_{03}(z, r, \theta) &= p_r(r, \theta) \int_{-\infty}^\infty \frac{\sigma_{03}(\nu) P_p(z, \nu)}{h\nu} d\nu \\ W_{31}(z, r, \theta) &= s_r(r, \theta) \int_{-\infty}^\infty \frac{\sigma_{31}(\nu)(P_s^+ + P_s^-)}{h\nu} d\nu \end{aligned} \quad (5.7)$$

A solução destas equações de propagação requer aproximações e um cálculo um pouco árduo. A título de didática, estas passagens estão demonstradas no apêndice. Colocamos portanto a solução das equações de propagação em variáveis reduzidas (definidas no apêndice) e o desenvolvimento do modelo para a dedução do ganho não saturado e da curva teórica do sinal para o cálculo da seção de choque.

Solução das equações de propagação para o bombeamento e o sinal em variáveis reduzidas é:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dz}(z, \nu) = -\alpha_p(\nu) \frac{\mathbf{P}(z, \nu)}{\mathcal{D}} \left[A_{10}\tau_3 + (\beta_{30} + A_{10}\tau_3)\mathbf{S}' \right] \quad (5.8)$$

$$\mathcal{D} = \beta_{31}\mathbf{P}'(z) + \beta_{30}\mathbf{S}'(z) + 3\tau_3\mathbf{P}'(z)\mathbf{S}'(z) + A_{10}\tau_3 + 2\tau_3\mathbf{P}'(z) + \tau_3\mathbf{S}'(z)$$

$$\frac{d\mathbf{S}^\pm}{dz}(z, \nu) = \pm\gamma(z, \nu) \left[(\tau_3 A_{10} - \beta_{31})\mathbf{S}^\pm(z) + (A_{10}\tau_3 + \mathbf{S}') \frac{\omega\beta_{31}}{\Delta\nu_{eff}} \right] \quad (5.9)$$

onde

$$\gamma(z, \nu) = N_T\sigma_{31}(\nu) \frac{\Gamma_{dp}\Gamma_{dsp}}{\Gamma_{dpp}} \frac{\mathbf{P}'(z)}{\mathcal{D}} \quad (5.10)$$

$$\alpha_p = N_T\sigma_{03}(\nu)\Gamma_{dp} \quad (5.11)$$

A expressão $\gamma(z, \nu)$ é o ganho por unidade de comprimento na frequência da luz emitida, $\mathbf{P}'(z)/\mathcal{D}$ é a inversão de população e a expressão α_p é o coeficiente de absorção linear na frequência do bombeio.

5.1.2 Cálculo do ganho não saturado

A não saturação do ganho corresponde ao limite $S' \ll 1$. Neste limite, o ganho e a variação do bombeio são escritos como (a partir das equações 5.10 e 5.8):

$$\gamma(z, \nu) = N_T \sigma_{31}(\nu) \frac{\Gamma_{dp} \Gamma_{dsp}}{\Gamma_{dpp}} \frac{\mathbf{P}'(z)}{\mathcal{D}} \quad , \quad \frac{d\mathbf{P}'}{dz}(z) = -\alpha_p \frac{\mathbf{P}'(z)}{\mathcal{D}} (A_{10} \tau_3) \quad (5.12)$$

$$\mathcal{D} = \beta_{31} \mathbf{P}'(z) + 3\tau_3 \mathbf{P}'(z) \mathbf{S}'(z) + A_{10} \tau_3 + 2\tau_3 \mathbf{P}'(z)$$

Substituindo $\mathbf{P}'(z)/\mathcal{D}$ pela expressão

$$\frac{\mathbf{P}'(z)}{\mathcal{D}} = \frac{-1}{\alpha_p A_{10} \tau_3} \frac{d\mathbf{P}'(z)}{dz} \quad (5.13)$$

na expressão do ganho linear, podemos integrar no comprimento da fibra ($[0, L]$) e deduzir a expressão do ganho não saturado em função da potência absorvida do bombeio, quando este está em modo CW (antes do desligamento do bombeio):

$$G(\nu) = N_T \sigma_{31} \frac{\Gamma_{dp} \Gamma_{dsp}}{\Gamma_{dpp}} \frac{1}{\alpha_p A_{10} \tau_3} \left[\mathbf{P}'(0) - \mathbf{P}'(L) \right] \quad (5.14)$$

Obtemos o ganho não saturado em função da potência do bombeio absorvida na frequência ν

$$G(\nu_{31}) = G_0 = \sigma_{31} \frac{P_{abs}}{h\nu_p} \frac{\Gamma_{dsp}}{\Gamma_{dp}} \frac{1}{A_{10}} \quad (5.15)$$

5.1.3 Dedução da curva teórica

O modelo teórico considera as potências totais integradas sobre todo o espectro, dentro do limite de baixas potências emitidas. A equação que utilizamos para deduzir a expressão para o sinal é a equação integrada em todo o espectro (apêndice 1.23).

Para $t < 0$, se $S'^- \ll 1$, podemos integrar diretamente a equação 1.23:

$$\mathbf{S}'^+(L) = \mathbf{S}'(0) = \frac{A_{10}\tau_3\omega\beta_{31}}{\tau_3A_{10} - \beta_{31}} \left[\exp(\tau_3 - \beta_{31})G'_0 - 1 \right] \quad (5.16)$$

onde

$$G'_0 = \int_0^L \gamma'(z)dz = \sigma_s \frac{P_{abs}}{h\nu_p} \frac{\Gamma_{dsp}}{\Gamma_{dp}} \frac{1}{A_{10}} \quad (5.17)$$

é a expressão do ganho (eq. 5.15) na frequência de emissão e τ_3 o tempo de vida do estado excitado da transição de interesse.

Após o desligamento do bombeamento $t > 0$, para $S' \ll 1$, a inversão de população decai exponencialmente e pode se fazer a hipótese de que para tempos curtos de observação as contribuições relevantes são as espontâneas. A evolução temporal da inversão de população pode ser aproximada por: $\rho'(z, t) = \rho(z, t < 0)\exp(-t/\tau_3)$. A potência emitida do sinal tem a forma da equação 5.16. Escrevemos a expressão do sinal emitido para $t > 0$:

$$\mathbf{S}'^+(L, t > 0) = \frac{A_{10}\tau_3\omega\beta_{31}}{\tau_3A_{10} - \beta_{31}} \left[\exp(\tau_3A_{10} - \beta_{31})G'(t) - 1 \right] \quad , \quad G'(t) = G'_0 \exp(-t/\tau_3) \quad (5.18)$$

A fim de que a expressão não dependa de ω , derivamos $\ln[S(t, z)]$ em relação a t tal qual foi feito para o neodímio

$$\frac{\partial \ln [\mathbf{S}^+(L, t)]}{\partial t} = \frac{-1}{\tau_3} \frac{CG(t)}{1 - \exp(-CG(t))} \quad (5.19)$$

$$C = \tau_3A_{10} - \beta_{31}$$

A equação 5.19 é a equação necessária para fazer o ajuste da curva experimental para o túlio. Comparando com a curva teórica deduzida para o neodímio, 4.14, a curva

tem a mesma forma e difere somente pelo fator multiplicativo C que varia de curva para curva porque depende do tempo de vida τ_3 .

Esta última passagem foi feita a título de podermos comparar as curvas teóricas deduzidas para o túlio e para o neodímio, pois como o túlio continua dependendo de constantes conhecidas da fibra ela não tem o mesmo efeito que para o neodímio, onde a expressão final só depende do tempo de vida do estado excitado.

Os valores de A_{10} e β_{31} são conhecidos da literatura. Na tabela 5.1 encontramos os valores de A_{10} e β_{31} calculados pelo modelo de Judd-Ofelt por R. Caspary ¹ para uma fibra ZBLAN de concentração 2000ppm de Tm^{3+} análoga à fibra com que trabalhamos.

inicial	final	β	A_{10}
3H_4	3H_5	0.033	136
3H_4	3F_4	0.097	-
3H_4	3H_6	0.870	-

Tabela 5.1. Fibra Tm:ZBLAN, 2000ppm [3]

¹PhD Thesis, R. Caspary, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig-2002, Pages:246-252 [3]

As fibras utilizadas foram:

Empresa fornecedora	vidro	concentração	diâmetro do núcleo(μm)
Le Verre Fluoré	ZBLAN	2000ppm	2.74
Le Verre Fluoré	ZBLAN	5000ppm	3
INO	silicato	1400ppm	2.4
Lab. LPMC ²	silicato	260ppm	3.2

Tabela 5.2. Fibras utilizadas

5.1.4 Medidas experimentais

Os experimentos foram realizados inicialmente para uma fibra de Tm^{+3} :ZBLAN, (2000ppm), cujo valor da seção de choque de emissão σ_s é conhecido, de modo a validar o modelo para o túlio. Note que o bombeamento ocorre para uma transição que não permite, em princípio, ganho na fibra. O esquema de bombeamento está ilustrado na figura 5.2:

Posteriormente fizemos medidas para outros hospedeiros (silicatos) e para uma concentração de 5000ppm de Tm^{+3} :ZBLAN, cujos resultados serão discutidos.

Antes do experimento foi feita a medida da resolução temporal do sistema de detecção.

5.1.4.1 Montagem experimental Um laser de titânio-safira operando no modo CW com potência máxima de 700mW e emitindo em 800nm, foi acoplado na fibra padrão que era emendada na fibra de túlio a fim de conhecermos a potência de entrada

²fibra experimental cedida por B.Dussadier do *Laboratoire de Physique de la Matière Condensée* (LPMC) da *Université de Nice-Sophia Antipolis* em Nice, França.

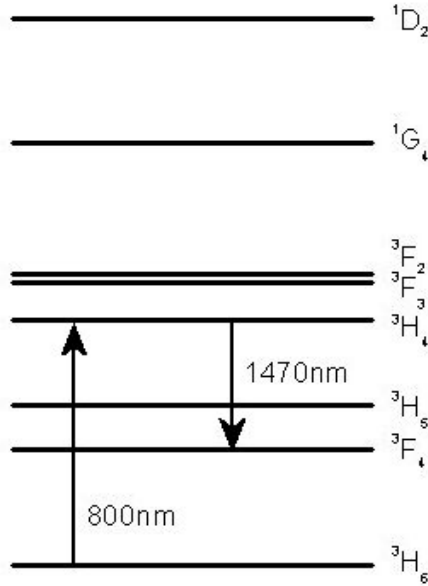


Figura 5.2. Diagrama ilustrando o bombeamento em 800nm e a transição de interesse

na fibra dopada. O laser de bombeamento foi modulado por um “chopper” a uma frequência de 78Hz.

O sinal da fluorescência em 1470nm foi monitorado por um detector rápido (tempo de resposta $< 1\mu s$), através de um monocromador acoplado a um osciloscópio digital de 400MHz de largura de banda.

5.1.4.2 Montagem experimental para calibração da potência absorvida

Para conhecermos a potência de entrada na fibra dopada com túlio (Tm^{+3}), primeiro medimos as potências de entrada e saída em um pequeno pedaço de fibra padrão (figura 5.4) para fazer uma curva de calibragem. Este pedaço foi pequeno o suficiente ($\approx 10cm$) para que as perdas fossem negligenciadas. Além disso a emenda entre a fibra padrão (SMF - “single mode fiber” comercial) e a fibra de ZBLAN é de boa

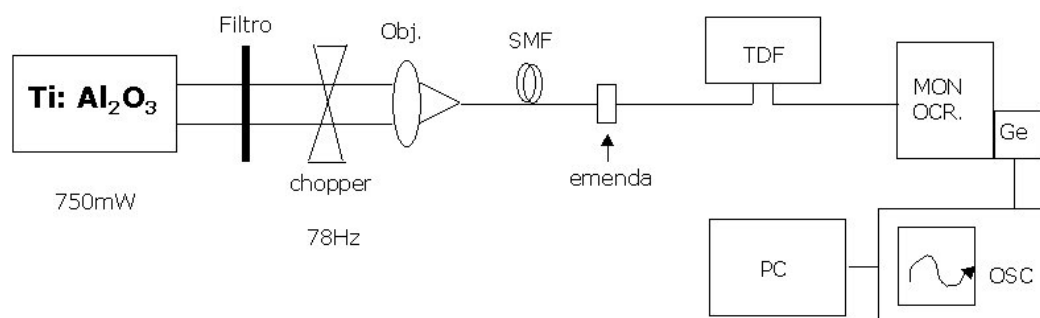


Figura 5.3. Montagem experimental para a coleção dos decaimentos das fluorescências: laser CW Ti-Al₂O₃; Filtro atenuador; Chopper em 78Hz; Obj: lente objetiva; SMF: “*single mode fiber*” (fibra monomodo padrão de telecomunicações); TDF: “*thulium doped fiber*” (fibra dopada com Tm⁺³); Monocromador; Detector de Germânio; Osc: osciloscópio; PC: computador.

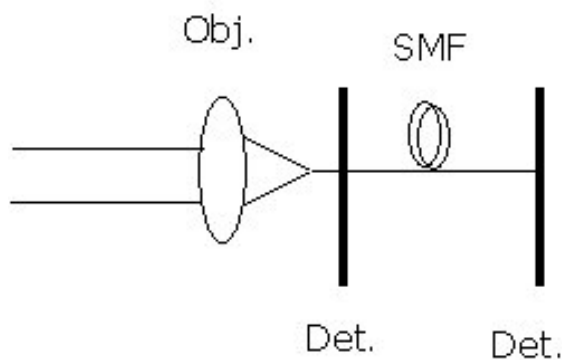


Figura 5.4. Montagem experimental para calibragem da potência de entrada na fibra dopada com Tm³⁺: Obj: lente objetiva; Det: dois detectores (removíveis); SMF: “*single mode fiber*” (fibra monomodo padrão de telecomunicações).

qualidade porque a fibra ZBLAN tem um “pigtail” (que já vem embutido na fibra) de fibra padrão, de maneira que as perdas na emenda também foram desprezadas e o valor de potência na saída correspondeu ao valor de potência de entrada da fibra dopada com Tm^{+3} . O sinal de potência de saída da fibra dopada foi injetado em um monocromador que por sua vez enviou o sinal detectado para um osciloscópio. Do osciloscópio através de uma placa GPIB, os dados foram gravados em um PC por um programa Assyst.

A potência de entrada na fibra foi variada com um filtro atenuador entre as lentes.

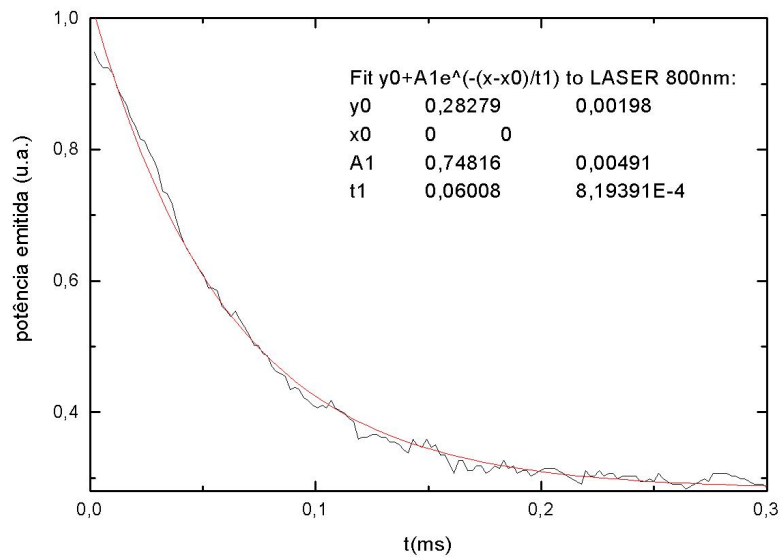


Figura 5.5. Resolução temporal do sistema de detecção

5.1.4.3 Medida da resolução temporal do sistema A figura 5.5 indica a resolução temporal do sistema igual a $60\mu s$. Esta resolução é boa para medirmos o

tempo de vida do estado excitado que é da ordem de ms.

5.1.4.4 Medidas experimentais de tempo de decaimento das fluorescências e resultados da fibra LEVF, 2000ppm (ZBLAN) A figura 5.6 mostra uos decaimentos das fluorescências para várias potências absorvidas, na qual observa-se a redução temporal com a potência absorvida.

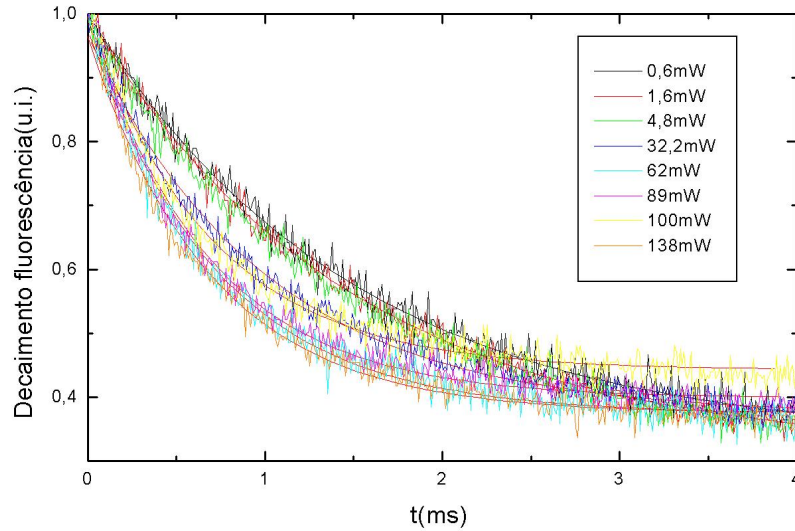


Figura 5.6. Decaimento exponencial da fluorescência em função da potência absorvida

Os valores experimentais das potências absorvidas e dos tempos de vida considerando o decaimento com exponencial simples, estão mostrados na tabela 5.3. Lembrando que τ_3 é o tempo de vida do estado excitado da transição de interesse.

P_{abs} mW	τ_3 ms
0,6	1,54
1,6	1,53
4,8	1,47
32,2	0,97
62	0,74
89	0,69
100	0,67
138	0,70

Tabela 5.3. medidas fibra LEVF

5.1.4.5 Ajuste da curva teórica aos dados experimentais Utilizando a curva teórica 5.19 deduzida na seção 5.1.3, ajustamos o logaritmo dos dados normalizados $\log[S(L, t)/S(t = 0)]$. Os ajustes estão apresentados nas figuras 5.7, e 5.8 e 5.9. Em seguida das figuras estão tabelados os valores de ganho, G_0 obtidos em cada ajuste.

Foram feitos ajustes para tempos diferentes porque sendo o túlio um sistema muito mais complexo que o neodímio, não é possível empregar a mesma hipótese de que para tempos curtos só há contribuição de decaimento espontâneo.

P_{abs}	G_0
4,8	-14
32,2	-4
89	100
138	60

Tabela 5.4. G_0 para tempos muito curtos: 1ms (aprox.125 pontos)

5.1.4.6 Resultados da aplicação do modelo para o túlio: Na tabela 5.7 estão os valores para as seções de choque de emissão para cada grupo de pontos ajustados das curvas, a fim de melhor podermos analisá-los. Os valores das seções de choque foram medidos através da expressão 5.15 a partir dos valores da potência absorvida,

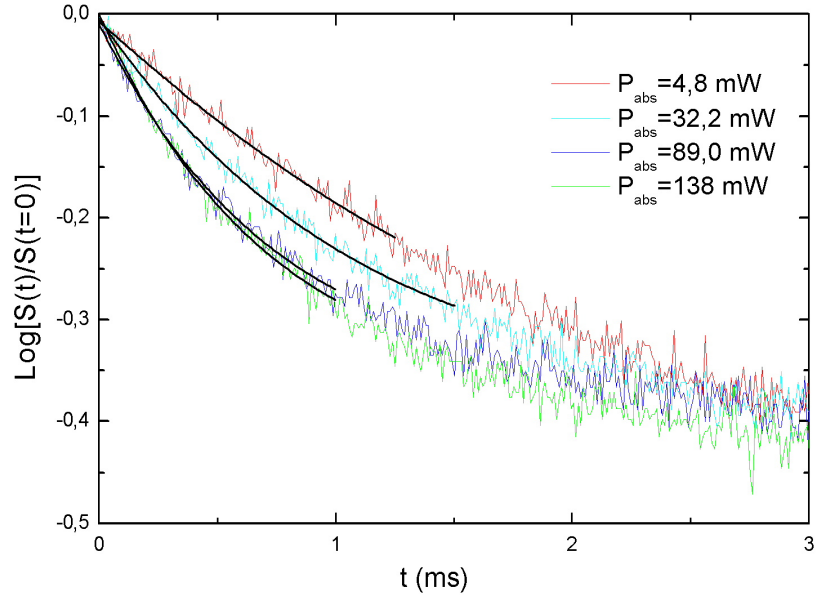


Figura 5.7. Fittings pela curva teórica 5.19 para tempos muito curtos: 1ms (aprox.125 pontos)

P_{abs}	G_0
4,8	-17
32,2	-42
89	358
138	660

Tabela 5.5. G_0 para tempos curtos: 2ms (aprox.200 pontos)

P_{abs}	G_0
4,8	-25
32,2	-86
89	788
138	1360

Tabela 5.6. G_0 para tempos longos (todos os pontos, 4ms)

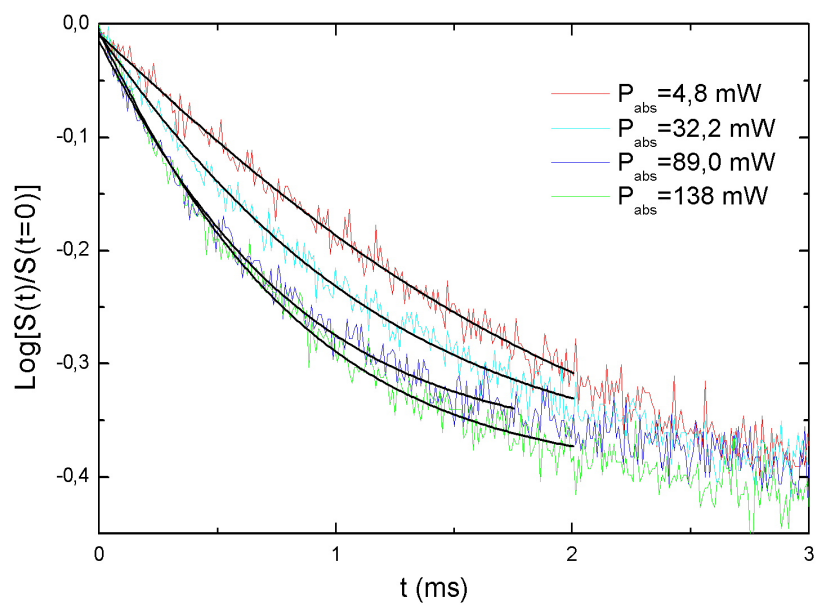


Figura 5.8. G_0 para tempos curtos: 2ms (aprox.200 pontos)

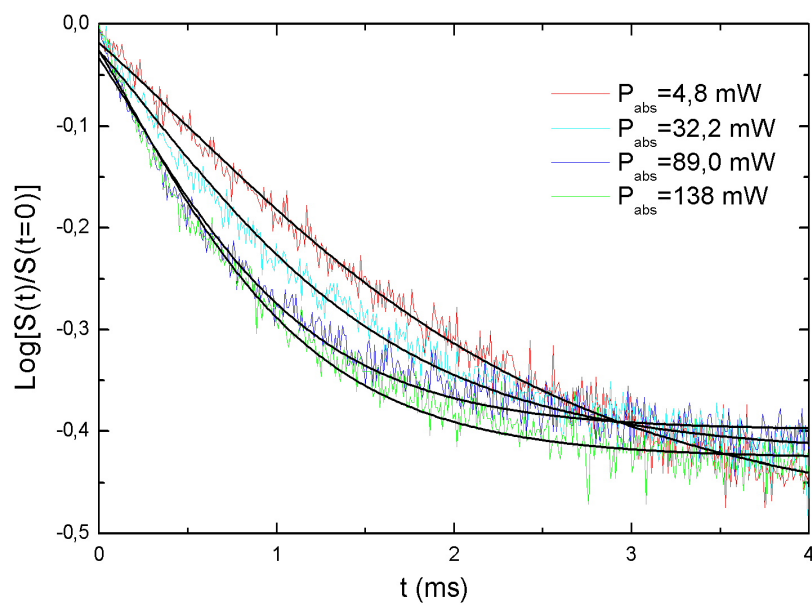


Figura 5.9. Ajustes pela curva teórica 5.19 para tempos longos: 4ms(todos os pontos)

do ganho G_0 parametrizado pela curva 5.19 e do valor de A_{10} para uma fibra ZBLAN 2000ppm (tabela 5.1) conhecido da literatura ([3]). Como vemos na tabela 5.7 os

medida	ms	G_0	$\sigma \text{ (m}^2\text{)}$
4,8	4	-25	$7 \cdot 10^{-24}$
4,8	2	-17	$5 \cdot 10^{-24}$
4,8	1	-14	$4 \cdot 10^{-24}$
32,2	4	-85	$3 \cdot 10^{-24}$
32,2	2	-43	$2 \cdot 10^{-24}$
32,2	1	-4	$2 \cdot 10^{-25}$
89	4	788	$1 \cdot 10^{-23}$
89	2	358	$5 \cdot 10^{-24}$
89	1	100	$1 \cdot 10^{-24}$
138	4	1360	$1 \cdot 10^{-23}$
138	2	660	$6 \cdot 10^{-24}$
138	1	60	$5 \cdot 10^{-25}$

Tabela 5.7. Seções de choque

valores das seções de choque variam muito. Analisando inicialmente as variações para cada tipo de ajuste, por exemplo, os valores para o ajuste de 1ms, verificamos que para uma variação de potência absorvida não muito significativa o valor da seção de choque varia em até uma ordem de grandeza.

Os diferentes valores de seção de choque obtidos para cada potência absorvida, são valores em torno do valor correto da seção de choque. A seção de choque medida é a média aritmética dos valores medidos para as diferentes potências. A flutuação destes valores deveria, segundo o modelo original, estar dentro de um erro em torno de 20% para que o método fosse considerado bom, ou seja, comparável com outros métodos. Nos resultados para o Tm^{3+} , ainda no caso dos valores de ajuste para tempos curtos, o desvio padrão é $S = 1,67 \cdot 10^{-24} \text{m}^2$ e a média $\bar{\sigma}_s = 1,38 \cdot 10^{-24} \text{m}^2$ o que dá um erro de mais de 100%. No modelo original, os resultados para o Nd^{3+} têm um desvio padrão

de $S = 1,13 \cdot 10^{-25} \text{m}^2$ enquanto que a média é $\bar{\sigma}_s = 6,11 \cdot 10^{-25} \text{m}^2$ de modo que a flutuação dos resultados está dentro do erro estimado de 20% do modelo (tabela 4.2.6). No caso do Tm^{3+} não é possível estimar um erro confiável porque o erro no ajuste numérico do valor de G_0 varia muito em relação às diferentes potências absorvidas e aos diferentes tipos de ajustes.

Nas tabelas 5.8 e 5.9 vemos os valores de G_0 para as potências máxima e mínima absorvida e o valor de χ^2 , o parâmetro que dá a concordância da distribuição da curva teórica usada no ajuste com os dados experimentais [4]:

G_0	$P_{abs}(\text{mW})$	χ^2
55 ± 190	138	0,00009
-14 ± 4	4,8	0,0001

Tabela 5.8. Valores de parâmetros dos ajustes para tempos curtos (1ms)

G_0	$P_{abs}(\text{mW})$	χ^2
1390 ± 70	138	0,00028
-25 ± 1	4,8	0,00021

Tabela 5.9. Valores de parâmetros dos ajustes para tempos longos (4ms)

Segundo as tabelas 5.8 e 5.9 o erro no G_0 aumenta muito para ajustes em tempos curtos (1ms), embora o ajuste seja melhor segundo o parâmetro χ^2 . Já para o ajuste em tempos longos (4ms), o erro em G_0 diminui, mas para uma diferença de potência de 4,8mW para 138mW o valor de G_0 aumenta muito o que não tem qualquer significado físico porque não há ganho neste sistema para o bombeamento em 800nm.

Na tabela 5.10 estão os resultados das seções de choque medidas para a emissão $^3\text{H}_4 \rightarrow ^3\text{F}_4$ do Tm^{3+} . Como mencionado, são o resultado da média aritmética dos valores para as várias potências absorvidas.

ms	$\bar{\sigma}$ (m^2)
4	$6 \cdot 10^{-24}$
2	$4 \cdot 10^{-24}$
1	$1 \cdot 10^{-24}$

Tabela 5.10. Média

Na tabela 5.11 estão os valores da seção de choque de emissão da transição de interesse reportados na literatura. Os resultados da tabela 5.10 indicam que o ajuste para tempos curtos poderia ser mais correto, pois apresenta um valor mais próximo aos valores reportados pela literatura 5.11. Os números que Komukai[5] e Kasamatsu[6]

autor	$\sigma_e(10^{-25}\text{m}^2)$
Komukai	6.7
Kasamatsu	2.4
Roy, F.	1.6

Tabela 5.11. Seções de choque da literatura

reportam em seus trabalhos na modelagem do TDFA são valores que foram estimados e não medidos. Kasamatsu o estimou a partir do trabalho de R. Allen [7] e Komukai a partir do modelo de McCumber [8]. Já Roy mediu este valor em seu trabalho de doutorado [9].

Comparando os valores que encontramos (tabela 5.10) com os valores da literatura (tabela 5.11), verificamos que o ajuste dos decaimentos das fluorescências para os menores tempos dão um resultado melhor, o que sugere que este seja um bom ajuste. Nosso resultado para a seção de choque de emissão da transição de interesse $\sigma_s = 1 \cdot 10^{-24}$ relativo a este ajuste está próximo dos valores da literatura.

5.1.5 Medidas das fibras novas

Conforme mencionamos anteriormente, após o teste do modelo tentamos medidas em fibra ZBLAN com concentração maior (5000ppm) e fibras de silicato de duas fontes diferentes: uma fibra experimental cedida por B.Dussadier no *Laboratoire de Physique de la Matière Condensée*, LPMC, da *Universite de Nice-Sophia Antipolis* em Nice, França e uma fibra comercial INO.

As medidas destas fibras não puderam ser ajustadas. Abaixo descrevemos caso a caso.

5.1.5.1 Fibra LEVF: ZBLAN, 5000ppm Na figura 5.10 verificamos que o decaimento para a maioria das potências utilizadas segue uma exponencial dupla, o que invalida o uso do modelo. Este duplo decaimento indica a provável existência de emissão estimulada já que para potências mais baixas os decaimentos ainda têm comportamento de exponencial simples.

5.1.5.2 Fibras LPMC e INO As medidas com as fibras foram feitas com a mesma montagem experimental, porém com bombeamento em $1,05\mu m$. Estas medidas já foram conclusivas (tempo de vida muito curto) de maneira que não as repetimos com bombeamento em 800nm. Conforme pode ser observado nas figuras 5.11 e 5.12, o decaimento das fluorescências está limitado pela resolução temporal do sistema, o que impediu que pudéssemos aplicar o modelo.

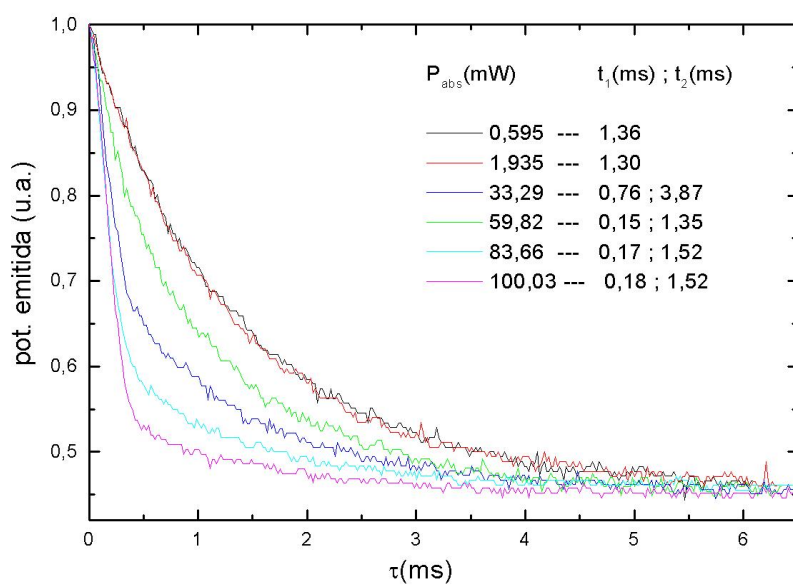


Figura 5.10. Decaimento exponencial da fluorescência fibra 5000ppm bombeada com 800nm

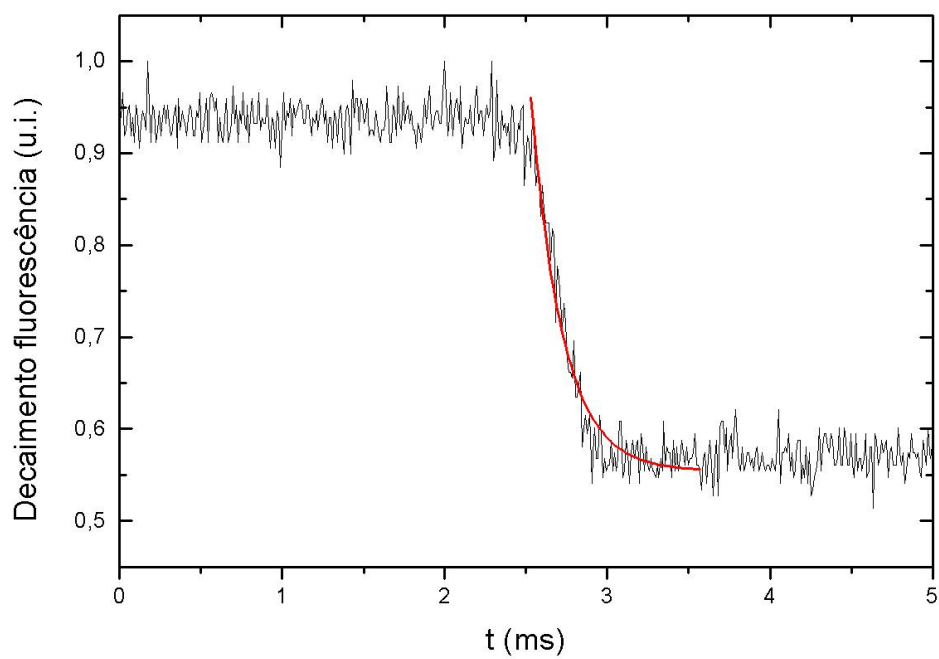


Figura 5.11. Decaimento exponencial da fluorescência fibra LPMC bombeada em $1.05\mu m$

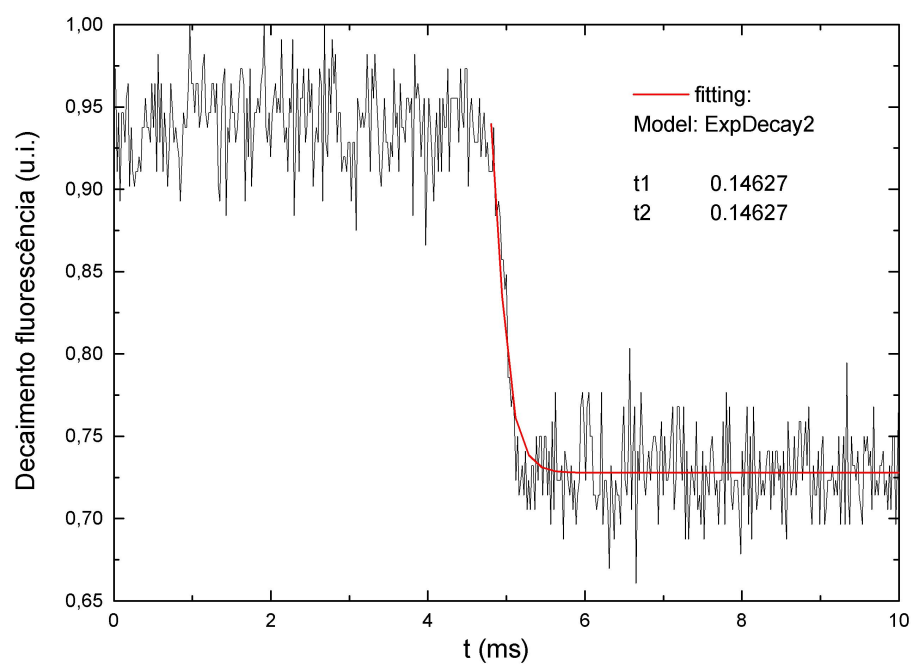


Figura 5.12. Decaimento exponencial da fluorescência fibra INO-1400ppm bombeada em $1.05\mu m$

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] P. Peterka, B. Faure, W. Blanc, M. Karásek, and B. Dussadier, Theoretical modelling of S-band thulium-doped silica fibre amplifiers, 0QE45c.tex; 2/10/2003; 16:16; p.1 , 1–12.
- [2] T. Komukai, T. Yamamoto, T. Sugawa, and Y. Miyajima, Upconversion Pumped Thulium-Doped Fluoride Fiber Amplifier And Laser Operating at 1,47 μ m, IEEE Journal of Quantum Electronics **31**(11), 1880–1889 (1995).
- [3] R. Caspary, *Applied Rare-Earth Spectroscopy for FiberLaser Optimisation*, PhD thesis, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2002.
- [4] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes in C - the art of scientific computing*, Cambridge University O.
- [5] T. Kasamatsu, Y. Tano, and T. Ono, 1,49- μ m-Band Gain-Shifted Thulium-Doped Fiber Amplifier for WDM Transmission-Systems, Journal of Lightwave Tech. **20**(10), 1826–1838 (October 2002).
- [6] T. Komukai, T. Yamamoto, T. Sugawa, and Y. Miyajima, Upconversion Pumped Thulium-Doped Fluoride Fiber Amplifier and Laser Operating at 1,47- μ m, IEEE J. Quantum Electron. **31**(11), 1826–1838 (November 1995).
- [7] R. Allen, L. Esterowitz, and I. Aggarwal, An Efficient 1,46- μ m thulium fiber laser via a cascade process, IEEE J. Quantum Electron. **29**, 303–306 (1993).
- [8] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers - Principles and Applications*, pages 246–255, Wiley InterScience.

- [9] F. Roy, *L'amplicateur à fibre dopée thulium: un dispositif prometteur pour l'amplification d'une nouvelle bande de canaux multiplexés en longueur d'onde dans les systèmes de transmission par fibre optique*, PhD thesis, L'U.F.R. des Sciences et Techniques de l'université de Franche-comté, 2002.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÃO

O objetivo deste trabalho foi medir a seção de choque da emissão em torno de 1470nm relativa à transição ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_4$ do íon terra rara túlio de diferentes fibras aplicando o modelo desenvolvido por Bernard Dussardier para uma fibra dopada com Nd [1].

As diferenças do modelo adaptado para o Tm^{3+} em relação ao modelo original foram:

- i) a expressão teórica (eq. 5.19) para o túlio ganhou em relação à curva deduzida por Dussardier para o Nd (eq. 4.14), a dependência de um parâmetro $C = \tau_3 A_{10} - \beta_{31}$, onde A_{10} é a taxa de decaimento espontâneo de ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$ e β_{31} é a taxa de canalização da transição ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_4$, cujos valores são tabelados;
- ii) a expressão para o cálculo da seção de choque expressa pela equação 5.15 também ganhou o fator constante A_{10} .

Como conclusão do trabalho a adaptação do modelo não obteve sucesso porque:

- i) apesar do valor medido da seção de choque $\sigma_{31} = 1,38 \cdot 10^{-24}$ não estar muito distante dos valores da literatura, o desvio padrão das medidas é muito grande, maior que a média;
- ii) o modelo adaptado para o Tm^{3+} prevê valores de ganho altos para potência de bombeio absorvida de 138mW o que não tem significado físico;
- iii) a expressão da curva teórica de ajuste dos dados experimentais permaneceu com a dependência em valores tabelados o que limita sua utilização para fibras novas.

As hipóteses para que o modelo adaptado não tenha funcionado são:

- i) a aproximação de $W_{03} = W_{30}$ utilizada no modelo não descreve bem o túlio porque o bombeamento em 800nm se localiza no pico da banda de absorção da

transição, de maneira que o termo W_{30} é na verdade negligenciável. Fizemos os cálculos para a solução da equação de taxas das populações com $W_{30}=0$, porém não foi possível deduzir a expressão para o ganho não saturado em função da potência absorvida. Com $W_{30}=0$ não é possível encontrar uma expressão para a inversão da população no limite $S \ll 1$ que possa ser substituída pela diferencial dP/dz na equação do ganho linear, de modo que se possa integrar a potência no comprimento de fibra e assim chegar à potência absorvida. O termo $W_{30}=0$ precisa participar de uma simplificação para a dedução do ganho;

- ii) o túlio (Tm^{3+}) é um sistema muito mais complicado que o neodímio (Nd^{3+}). A transição de interesse no túlio é entre estados excitados enquanto que para o Nd^{3+} é uma transição para o estado fundamental. Além disso a emissão do Nd^{3+} tem ganho enquanto que no túlio não.
- iii) no caso do Tm^{3+} somente a população de um nível pode ser negligenciada diferente do caso do Nd^{3+} que despreza duas populações o que simplifica as expressões de propagação das intensidades e potências ópticas e permite a dedução de uma expressão elegante para o sinal que só depende do tempo de vida do estado excitado.

Medidas para fibras novas: Os decaimentos das fluorescências das fibras INO e LPMC estão limitados pela resolução do sistema de detecção e portanto também não pudemos aplicar o modelo a estas fibras.

Medimos também os decaimentos das fluorescências da transição de interesse para uma fibra ZBLAN de concentração mais alta de 5000ppm, porém não foi possível aplicar o modelo porque o decaimento fluorescência é ajustado por mais de uma exponencial, o que impede a aplicação do modelo.

Propomos para trabalhos futuros:

- i) A melhora da resolução temporal do sistema ($\leq 1\mu s$), por exemplo usando uma lente microscópica para colimar o feixe do laser para podermos aplicar o modelo às fibras de silicato;
- ii) Adaptar o modelo para o sistema bombeado em conversão ascendente com 1050nm para deduzir uma curva teórica de ajuste dos dados em um sistema no qual o túlio tenha ganho.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] B. Dussardier, *Fibres Optiques Dopees aux Terres Rares Fabrication, Caracterisation et Amplification Selective*, PhD thesis, Universite de Nice Sophia-Antipolis, 1992.

APÊNDICE A

CÁLCULOS DO CAPÍTULO 5

Desenvolvimento das expressões de propagação para o bombeamento e o sinal na fibra da seção 5.1.1:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_p}{\partial z}(z, \nu) = & \\ -N_T \sigma_{03}(\nu) P_p(z, \nu) \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{[A_{30} W_{31}(z, r, \theta) + A_{10}(W_{31}(z, r, \theta) + \Gamma_3)]}{D} p_r(r, \theta) d(r) r dr d\theta & \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_s^\pm}{\partial z} = & \pm N_T \sigma_{31}(\nu) P_s^\pm(z, \nu) \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{W_{03}(z, r, \theta)(A_{10} - A_{31})}{D} s_r(r, \theta) d(r) r dr d\theta \\ & \pm N_T \frac{\omega \beta_{31}}{\tau_3} f(\nu) h\nu \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{W_{03}(z, r, \theta)(A_{10} + W_{31}(z, r, \theta))}{D} d(r) r dr d\theta \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} D = & A_{31} W_{03}(z, r, \theta) + W_{31}(z, r, \theta) [A_{30} + 3W_{03}(z, r, \theta)] \\ & + A_{10} [\Gamma_3 + 2W_{03}(z, r, \theta) + W_{31}(z, r, \theta)] \end{aligned}$$

onde A_{31} foi substituído por β_{31}/τ_3 no segundo termo da equação de propagação para o sinal e as taxas de transição induzida têm a expressão segundo 2.19 e 2.18 e 2.11 iguais a:

$$\begin{aligned} W_{03}(z, r, \theta) = & p_r(r, \theta) \int_{-\infty}^\infty \frac{\sigma_{03}(\nu) P_p(z, \nu)}{h\nu} d\nu \\ W_{31}(z, r, \theta) = & s_r(r, \theta) \int_{-\infty}^\infty \frac{\sigma_{31}(\nu)(P_s^+ + P_s^-)}{h\nu} d\nu \end{aligned} \quad (1.3)$$

Colocando $1/\tau_3$ em evidência no numerador e no denominador da expressão 1.1 e substituindo $A_{ij} = \beta_{ij}/\tau_i$ (seção 3.1.1), podemos reescrevê-las como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_p}{\partial z}(z, \nu) = & \\ -N_T \sigma_{03}(\nu) P_p(z, \nu) \int_0^{2\pi} \int_0^\infty & \frac{[\beta_{30} W_{31}(z, r, \theta) + A_{10} \tau_3 W_{31}(z, r, \theta) + A_{10}] p_r(r, \theta) d(r) r dr d\theta}{D'} \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$\begin{aligned} D' = \beta_{31} W_{03}(z, r, \theta) + W_{31}(z, r, \theta) [\beta_{30} + 3\tau_3 W_{03}(z, r, \theta)] \\ + A_{10} [1 + 2\tau_3 W_{03}(z, r, \theta) + \tau_3 W_{31}(z, r, \theta)] \end{aligned}$$

Lembrando que $\Gamma_3 = 1/\tau_3$. Fazendo as mesmas operações para o sinal, reescrevemos a expressão 1.2:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_s^\pm}{\partial z} = & \\ \pm N_T \sigma_{31}(\nu) P_s^\pm(z, \nu) \int_0^{2\pi} \int_0^\infty & \frac{W_{03}(z, r, \theta) [\tau_3 A_{10} - \beta_{31}] s_r(r, \theta) d(r) r dr d\theta}{D'} \\ \pm N_T \omega \beta_{31} f(\nu) h\nu \int_0^{2\pi} \int_0^\infty & \frac{W_{03}(z, r, \theta) [A_{10} + W_{31}(z, r, \theta)] d(r) r dr d\theta}{D'} \end{aligned} \quad (1.5)$$

A.1 APROXIMAÇÃO ESPECTRAL

Para a solução das expressões 1.3 é usada a aproximação espectral. Nesta aproximação, o bombeio é considerado monocromático, pois se supõe que sua largura espectral seja desprezível em relação à largura homogênea do nível 3. Assim, $P_p(z)$ toma a forma de uma distribuição de Dirac centrada em ν_{03} representada por $P'_p(z)$.

Podemos escrever W_{03} como

$$W_{03}(z, r, \theta) = \frac{\sigma_p P'_p(z) p_r(r, \theta)}{h\nu_{03}} \quad , \quad \sigma_p = \sigma_{03}(\nu_{03}). \quad (1.6)$$

Já para o cálculo de W_{31} , se supõe que no caso de potências fortes de emissão do sinal, a largura de emissão é muito fina em relação à curva de ganho; Se supõem que o espectro da densidade espectral de potência $P_s^\pm(z, \nu)$ varia rapidamente em relação a σ_{21} . Para altas potências de emissão do sinal, esta aproximação é compensada no numerador e no denominador. Já para baixas potências de emissão do sinal, esta aproximação não tem efeito algum porque o sinal amplificado é irrelevante comparado à emissão espontânea. Por outro lado o próprio termo $h\nu$ varia lentamente.

Assim, W_{31} pode ser escrito como:

$$W_{31}(z, r, \theta) = \frac{\sigma_s (P_s'^+(z) + P_s'^-(z)) s_r(r, \theta)}{h\nu_{21}} \quad (1.7)$$

onde $\sigma_s = \sigma_{21}(\nu)$ e $P_s'^\pm(z)$ é a potência dos sinais co-propagante e contra-propagante integrados em todo o espectro.

Para efeito de simplificar a notação, define-se: $P'_s(z) = P_s'^+(z) + P_s'^-(z)$.

As expressões de evolução do sinal e do bombeio tomam a forma:

$$\begin{aligned} \frac{dP_p}{dz}(z, \nu) = & -N_T \sigma_{03}(\nu) P_p(z, \nu) \\ \int_0^{2\pi} \int_0^\infty & \frac{[\beta_{30} \sigma_s P'_s(z) s_r(r, \theta) / h\nu_{31} + A_{10} \tau_3 \sigma_s P'_s(z) s_r(r, \theta) / h\nu_{31} + A_{10}] p_r(r, \theta) d(r) r dr d\theta}{D''} \end{aligned} \quad (1.8)$$

$$D'' = \beta_{31} \frac{\sigma_p P'_p(z) p_r(r, \theta)}{h\nu_{03}} + \frac{\sigma_s P'_s(z) s_r(r, \theta)}{h\nu_{31}} \left(\beta_{30} + 3\tau_3 \frac{\sigma_p P'_p(z) p_r(r, \theta)}{h\nu_{03}} \right) + A_{10} \left(1 + 2\tau_3 \frac{\sigma_p P'_p(z) p_r(r, \theta)}{h\nu_{03}} + \tau_3 \frac{\sigma_s P'_s(z) s_r(r, \theta)}{h\nu_{31}} \right)$$

$$\begin{aligned} \frac{dP_s^\pm}{dz} = & \pm N_T \sigma_{31}(\nu) P_s^\pm(z, \nu) \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{\sigma_p P'_p(z) p_r(r, \theta) / h\nu_{03} [\tau_3 A_{10} - \beta_{31}] s_r(r, \theta) d(r) r dr d\theta}{D''} \\ & \pm N_T \omega \beta_{31} f(\nu) h\nu \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{\sigma_p P'_p(z) p_r(r, \theta) / h\nu_{03} [A_{10} + \sigma_s P'_s(z) s_r(r, \theta) / h\nu_{31}] d(r) r dr d\theta}{D''} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Introduzindo os seguintes parâmetros e variáveis:

- Intensidades e potências de saturação do bombeio e do sinal:

$$I_p^{sat} = \frac{h\nu_p}{\tau_2 \sigma_p} = \frac{P_p^{sat}}{A_p^{eff}} \quad , \quad I_s^{sat} = \frac{h\nu_s}{\tau_2 \sigma_s} = \frac{P_s^{sat}}{A_s^{eff}} \quad (1.10)$$

- Densidades espectrais de potência do bombeio e do sinal:

$$P(z, \nu) = \frac{P_p(z, \nu)}{P_p^{sat}} \quad , \quad S_s^\pm(z, \nu) = \frac{P_s^\pm(z, \nu)}{P_s^{sat}} \quad (1.11)$$

As potências reduzidas integradas em todo o espectro são definidas da mesma maneira: $P'(z)$ e $S'^\pm(z)$ a partir das potências $P'_p(z)$ e $P'_s^\pm(z)$.

- As distribuições transversais dos modos são normalizadas:

$$a_s(r, \theta) = A_s^{eff} s_r(r, \theta) \quad , \quad a_p(r, \theta) = A_p^{eff} p_r(r, \theta) \quad (1.12)$$

Utilizando as expressões 1.10, 1.11, 1.12 definidas acima, as equações de evolução 1.8 e 1.9 são reescritas como:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dz}(z, \nu) = & \\ & - \frac{N_T \sigma_{03}}{A_p^{eff}} P(z, \nu) \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{a_p(r, \theta) d(r)}{D^*} \left[A_{10} \tau_3 + (\beta_{30} + A_{10} \tau_3) S'(z) a_s(r, \theta) \right] r dr d\theta \end{aligned} \quad (1.13)$$

$$\begin{aligned} D^* = & \beta_{31} P'(z) a_p(r, \theta) + \beta_{30} S'(z) a_s(r, \theta) + 3\tau_3 P'(z) a_p(r, \theta) S'(z) a_s(r, \theta) + \\ & A_{10} \tau_3 + 2\tau_3 P'(z) a_p(r, \theta) + \tau_3 S'(z) a_s(r, \theta) \end{aligned}$$

E para o sinal

$$\begin{aligned} \frac{dS^\pm}{dz}(z, \nu) = & \\ & \pm \frac{N_T \sigma_{31}(\nu)}{A_s^{eff}} P'(z) \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{a_p(r, \theta) d(r)}{D^*} \left[(\tau_3 A_{10} - \beta_{31}) S^\pm(z) a_s(r, \theta) \right] r dr d\theta \\ & \pm \frac{N_T \sigma_{31}(\nu)}{A_s^{eff}} \frac{\omega \beta_{31}}{\Delta \nu_{eff}} P'(z) \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{a_p(r, \theta) d(r)}{D^*} \left[A_{10} \tau_3 + S' a_s(r, \theta)(z) \right] r dr d\theta \end{aligned} \quad (1.14)$$

colocando os termos em comum em evidência obtemos

$$\frac{dS^\pm}{dz}(z, \nu) = \pm \frac{N_T \sigma_{31}(\nu)}{A_s^{eff}} P'(z) \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{a_p(r, \theta) d(r)}{D^*} \times$$

$$\left[(\tau_3 A_{10} - \beta_{31}) S^\pm(z) a_s(r, \theta) + (A_{10} \tau_3 + S' a_s(r, \theta)(z)) \frac{\omega \beta_{31}}{\Delta \nu_{eff}} \right] r dr d\theta \quad (1.15)$$

A.2 APROXIMAÇÃO SOBRE AS DISTRIBUIÇÕES TRANSVERSAIS

A aproximação mais importante é sobre as distribuições transversais das intensidades do sinal e do bombeio $a_s(r, \theta)$ e $a_p(r, \theta)$ respectivamente.

Como definido na referência [1], a forma geral da distribuição do íons dopantes expressa por $d(r)$ é indeterminada, tem simetria cilíndrica e satisfaz à equação 2.16. A indeterminação de $d(r)$ não atrapalha a integração e pode ser usada de maneira interessante para resolvê-las. Fazendo a hipótese de que a distribuição dos íons dopantes na seção transversal do núcleo seja constante (a distribuição radial dos íons no núcleo de uma fibra pode ser analisada nas pré-formas e em geral os íons têm uma distribuição constante no núcleo), a forma de $d(r)$ pode então ser manipulada sobre a distribuição dos íons no núcleo, ou seja, sobre as integrais de recobrimento definidas na seção 1.4 para resolver as integrais 1.13 e 1.15. Nesta aproximação, $a_s(r, \theta)$ e $a_p(r, \theta)$ ficam constantes somente no denominador $D^*(z, r, \theta)$. São escolhidos então valores para as constantes que substituirão $a_s(r, \theta)$ e $a_p(r, \theta)$ em $D^*(z, r, \theta)$ de modo que as integrais exata e aproximada dêem o mesmo resultado no limite de baixas potências de emissão, ou seja, quando $P'(z)$ e $S'(z)$ tendem a zero.

Assim, $D^*(z, r, \theta)$ em 1.13 e 1.15 é substituído por $\bar{D}^*(z) = 1 + S'(z)\bar{a}_s + P'(z)\bar{a}_p$. No limite de baixas potências os termos, $1/D^*(z, r, \theta)$ e $1/\bar{D}^*(z)$ são expandidos em primeira ordem. A correspondência das soluções exata e aproximada se dá quando $\bar{a}_s$

e $\bar{a}_p$ tomam os valores:

$$\bar{a}_s = A_s^{eff} \frac{\Gamma_{dsp}}{\Gamma_{dp}} \quad , \quad \bar{a}_p = A_p^{eff} \frac{\Gamma_{dpp}}{\Gamma_{dp}} \quad (1.16)$$

A aproximação também se justifica para altas potências de bombeio porque a potência emitida é inferior a P_s^{sat} ($P'(z), S'(z) \gg 1$), já que $a_p(r, \theta)$ desaparece de 1.13 e 1.15. Mas como na maioria dos casos a condição $P'(z) \gg S'(z)$ é respeitada, esta condição por si mesma é suficiente para justificar a aproximação feita sobre as distribuições transversais.

Obtemos então como resultado da integração das equações de evolução de $S^\pm(z, \nu)$ e $P(z, \nu)$ as seguintes expressões em função das novas distribuições transversais:

$$\frac{dP}{dz}(z, \nu) = -\frac{N_T \sigma_{03}}{A_p^{eff}} \Gamma_{dp} \frac{P(z, \nu)}{D^{**}} \left[A_{10} \tau_3 + S'(z) \bar{a}_s \beta_{30} + A_{10} \tau_3 S' \bar{a}_s \right] \quad (1.17)$$

$$\frac{dS^\pm}{dz}(z, \nu) = \pm N_T \sigma_{31} \left[\frac{A_p^{eff}}{A_s^{eff}} \right] \Gamma_{dp} \frac{P'(z)}{D^{**}} \left[(\tau_3 A_{10} - \beta_{31}) S^\pm(z) \bar{a}_s + (A_{10} \tau_3 + S' \bar{a}_s) \frac{\omega \beta_{31}}{\Delta \nu_{eff}} \right] \quad (1.18)$$

onde

$$D^{**} = \beta_{31} P'(z) \bar{a}_p + \beta_{30} S'(z) \bar{a}_s + 3 \tau_3 P'(z) \bar{a}_p S'(z) \bar{a}_s + A_{10} \tau_3 + 2 \tau_3 P'(z) \bar{a}_p + \tau_3 S'(z) \bar{a}_s$$

e

$$\Gamma_{dp} = \int_0^{2\pi} \int_0^a d(r) p_r(r, \theta, \nu_p) r dr d\theta$$

O termo $\alpha_p(\nu) = N_T \sigma_{03}(\nu) \Gamma_{dp}$ é o coeficiente de absorção linear na frequência do

bombeio. Redefinindo as variáveis definidas na seção A.2 $\mathbf{P}'(z) = P'(z)\bar{a}_p$, $\mathbf{S}'^\pm(z) = S'^\pm(z)\bar{a}_s$, $\mathbf{P}(z, \nu) = P(z, \nu)\bar{a}_p$ e $\mathbf{S}^\pm(z, \nu) = S^\pm(z)\bar{a}_s$, obtemos as equações com variáveis reduzidas para o sinal e o bombeio:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dz}(z, \nu) = -\alpha_p(\nu) \frac{\mathbf{P}(z, \nu)}{\mathcal{D}} \left[A_{10}\tau_3 + (\beta_{30} + A_{10}\tau_3)\mathbf{S}' \right] \quad (1.19)$$

$$\mathcal{D} = \beta_{31}\mathbf{P}'(z) + \beta_{30}\mathbf{S}'(z) + 3\tau_3\mathbf{P}'(z)\mathbf{S}'(z) + A_{10}\tau_3 + 2\tau_3\mathbf{P}'(z) + \tau_3\mathbf{S}'(z)$$

$$\frac{d\mathbf{S}^\pm}{dz}(z, \nu) = \pm\gamma(z, \nu) \left[(\tau_3 A_{10} - \beta_{31})\mathbf{S}^\pm(z) + (A_{10}\tau_3 + \mathbf{S}') \frac{\omega\beta_{31}}{\Delta\nu_{eff}} \right] \quad (1.20)$$

onde

$$\gamma(z, \nu) = N_T\sigma_{31}(\nu) \frac{\Gamma_{dp}\Gamma_{dsp}}{\Gamma_{dpp}} \frac{\mathbf{P}'(z)}{\mathcal{D}} \quad , \quad \alpha_p = N_T\sigma_{03}(\nu)\Gamma_{dp} \quad (1.21)$$

Segundo a referência [1] as expressões $\mathbf{P}'(z)/\mathcal{D}$ e $\gamma(z, \nu)$ são a inversão de população e o ganho por unidade de comprimento respectivamente ($\gamma_{ij}(z) = (N_i - N_j)\sigma_{ij}$: ganho linear). O ganho tem uma dependência linear com a seção de choque de emissão σ_{31} e depende fortemente das integrais de recobrimento através dos fatores de recobrimento Γ .

Integrando em todo espectro obtemos

$$\frac{d\mathbf{P}'}{dz}(z) = -\alpha'_p \frac{\mathbf{P}'(z)}{\mathcal{D}'} \left[A_{10}\tau_3 + (\beta_{30} + A_{10}\tau_3)\mathbf{S}' \right] \quad (1.22)$$

$$\frac{d\mathbf{S}'^\pm}{dz}(z) = \pm\gamma(z)' \left[(\tau_3 A_{10} - \beta_{31})\mathbf{S}^\pm(z) + (A_{10}\tau_3 + \mathbf{S}') \frac{\omega\beta_{31}}{\Delta\nu_{eff}} \right] \quad (1.23)$$

$$\gamma(z)' = N_T \sigma_s \frac{\Gamma_{dp} \Gamma_{dsp}}{\Gamma_{dpp}} \frac{\mathbf{P}'(z)}{\mathcal{D}'} \quad , \quad \alpha'_p = N_T \sigma_p(\nu) \Gamma_{dp} \quad (1.24)$$

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] B. Dussardier, *Fibres Optiques Dopees aux Terres Rares Fabrication, Caracterisation et Amplification Selective*, PhD thesis, Universite de Nice Sophia-Antipolis, 1992.