INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Autarquia associada à Universidade de São Paulo

**INVESTIGAÇÃO DE LASERS DE FLUORETO DOPADOS COM TÚLIO E
BOMBEADOS POR DIODO-LASER**

PAULO SÉRGIO FABRIS DE MATOS

**Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do grau de
Doutor em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear – Materiais**

**Orientador:
Dr. Niklaus Ursus Wetter**

SÃO PAULO

2006

*Whoever, in the pursuit of science, seeks after immediate practical utility, may
generally rest assured that he will seek in vain.*

H.L.F. von Helmholtz

Agradecimentos

Agradeço ao Dr. Niklaus Wetter a sua sempre correta orientação científica e, principalmente, sua generosidade em compartilhar o conhecimento.

Manifesto gratidão por todos aqueles que foram além de suas obrigações e contribuíram para a realização deste trabalho. Destaco a colaboração do Dr. Laércio Gomes nas medidas espectroscópicas, e no entendimento teórico dos sistemas. Lembro ainda as contribuições valiosas de vários colegas de pós-graduação, como as do Fábio Iagosish e do Luiz Tarelho na área de espectroscopia, e dos colegas de laboratório, Fabíola, Ilka, Alessandro, Jonas, Marco e Eduardo, pelas múltiplas ajudas.

Quero expressar meu agradecimento aos meus pais, os quais foram essenciais para que eu pudesse terminar o doutorado e à minha esposa, Lais, que sempre me incentivou a continuar.

Este trabalho fez parte de um projeto Jovens Pesquisadores da Fapesp, número 95/9503-5, realizado no *Laboratório de Desenvolvimento de Lasers do Centro de Lasers e Aplicações*, e contou com bolsa de doutorado concedida pelo CNPq (número 141626/2001-1). Os cristais usados neste trabalho foram crescidos pela Dra. Izilda Ranieri no *Laboratório de Crescimento de Cristais*, o qual é supervisionado pela Dra. Sônia Baldochi.

INVESTIGAÇÃO DE LASERS DE LASERS DE FLOURETO DOPADOS COM TÚLIO E BOMBEADOS POR DIODO-LASER

Paulo Sérgio Fabris de Matos

Resumo

Lasers sintonizáveis ao redor de 2,3 μm são interessantes para várias áreas, como detecção de gases, sensoriamento remoto e aplicações médicas. O túlio é o principal sistema entre os lasers de terras-raras com essa emissão e pode ser bombeado diretamente ou por meio de um sensibilizador como o itérbio. Neste trabalho, apresenta-se a obtenção de um laser de Yb:Tm:YLF com emissão de 620 mW em 2,3 μm bombeado em 960 nm por diodo-laser de 20 W do tipo barra em regime quase-contínuo.

Investiga-se o bombeamento de um cristal de Tm:YLF em 685 nm e obtém-se de forma inédita um laser de Yb:Tm:YLF bombeado simultaneamente em 685 e 960 nm. Demonstra-se teórica e experimentalmente sua maior eficiência em relação ao bombeamento apenas por 960 nm. Por meio de simulações numéricas e soluções analíticas, mostra-se a melhor relação de potência de bombeamento de cada comprimento de onda para se otimizar o laser.

INVESTIGATION OF DIODE-LASER PUMPED THULIUM-DOPED FLUORIDE LASERS

Paulo Sérgio Fabris de Matos

Abstract

Tunable lasers emitting around 2.3 μm region are important in many areas, like gas detection, remote sensing and medical applications. Thulium has a large emission spectra around 2.3 μm with demonstrated tuning range of 2.2-2.45 μm using the YLF host. For efficient pump absorption, a high concentration sensitizer like ytterbium can be used. We demonstrate quasi-cw operation of the Yb:Tm:YLF laser, pumped at 960 nm with a 20 W diode bar achieving the highest output power reported so far of 620 mW.

Simultaneous pumping of the 2.3mm Yb:Tm:YLF laser at 685 nm and 960 nm is demonstrated, showing higher slope efficiency than 960 nm alone. Numerical simulations and analytical models show the best ratio of pump power between both wavelengths.

Sumário

<i>Capítulo I: Introdução.....</i>	<i>3</i>
1 Nível de desenvolvimento atual na área	6
2 Objetivos e aspectos relevantes do trabalho	8
<i>Capítulo II: Os Sistemas Túlio e Itérbio-túlio</i>	<i>10</i>
1 O sistema túlio	10
2 O sistema itérbio-túlio	12
<i>Capítulo III: Soluções Analíticas</i>	<i>16</i>
1 Sistema Tm	16
2 Sistema Yb:Tm bombeado duplamente	21
<i>Capítulo IV: Modelos de Equações de Taxa</i>	<i>24</i>
1 Equações para o sistema itérbio-túlio	24
2 Equações para o sistema túlio	27
3 Equações para o sistema itérbio-túlio duplamente bombeado	28
<i>Capítulo V: Procedimentos Experimentais.....</i>	<i>30</i>
1 Materiais	30
2 Métodos	36
<i>Capítulo VI: Resultados Experimentais</i>	<i>44</i>
1 Yb:Tm:YLF bombeado com 960 nm	44
2 Yb:Tm:YLF bombeado com 685	47
3 Yb:Tm:YLF bombeado com 685 nm e 960 nm simultaneamente	48

<i>Capítulo VII: Medidas Espectroscópicas</i>	<i>53</i>
1 Medida de K_1	56
2 Medida de K_2	57
3 Medida de K_3	59
<i>Capítulo VIII: Soluções Numéricas.....</i>	<i>63</i>
1 Bombeamento com 685 nm	65
2 Bombeamento com 960 nm	68
3 Bombeamento duplo	72
<i>Capítulo IX: Conclusões</i>	<i>82</i>
<i>Apêndice I: Cálculo da Eficiência de <i>Overlap</i> Espacial</i>	<i>84</i>
<i>Apêndice II: Cálculo da Eficiência de <i>Overlap</i> Espectral</i>	<i>86</i>
Índice de Figuras.....	87
Índice de tabelas.....	90
Notas Bibliográficas.....	91

Capítulo I

Introdução

Lasers sintonizáveis em 2,3 μm são importantes para várias áreas de aplicação, tanto militares como civis. Lasers nessa região do infravermelho são seguros à visão (*eye-safe*) e estão num mínimo de absorção da água, configurando-se numa janela para a investigação atmosférica. São usados em sensoriamento remoto [1], sistemas de defesa e detecção de gases [2, 3]. Esse comprimento de onda é coincidente com linhas de absorção de alguns poluentes atmosféricos como CH_4 , CO e HF numa região espectral de fraca absorção pela água. A radiação de 2,3 μm também é utilizada no monitoramento de combustão de hidrocarbonetos, tendo sido demonstrada a detecção de CO em concentração menor que 10 ppm [4]. Na área médica, propôs-se o uso de lasers na região entre 2,0 e 2,5 μm para medidas não-invasivas de glicose no sangue [5, 6]. Dentro dessa região espectral (Figura 1), existem picos característicos de absorção da glicose que a distingue de outros componentes do corpo, além de um mínimo de absorbância do tecido da pele humana; é, portanto, uma região com alto valor de sinal-ruído [7].

Em relação a outros lasers de terras-raras com emissão no infravermelho, como o hólmio e o érbio, a emissão do túlio em 2,3 μm está numa faixa de menor absorção pela água, da ordem de 10 cm^{-1} (Figura 2), o que pode ser interessante em alguns procedimentos cirúrgicos [8].

Figura 1: Espectro de absorvância da glicose em função do comprimento de onda. Gráfico da referência 7.

Figura 2: Espectro de absorção da água e linhas de emissão de terras-raras próximos de 2 μm [9].

Além de diodos-laser com emissão em 2,3 μm [10], é possível obter esse comprimento de onda com lasers de estado sólido. Lasers com o metal de transição Cr^{2+} apresentam grande faixa de sintonia entre 2 e 3 μm em matrizes de ZnSe e ZnS [11, 12, 13]. Com o Cr:ZnSe, obteve-se 1,4 W de potência de saída centrada em 2,5 μm [14] e para o Cr:ZnS, 0,7 W em 2,35 μm [15]. Para o cromo em

matriz de CdSe [16], obteve-se 0,5 W em 2,5 μm com sintonia entre 2,3 e 2,9 μm . Existem também resultados de emissão laser para o Cr: CdMnTe [17, 18].

Entre os lasers de terras-raras, o túlio é o principal sistema para a emissão em 2,3 μm . Possui larga emissão, com sintonia entre 2,20 e 2,46 μm quando usada a matriz de YLF [19].

O túlio é um elemento que possui várias emissões importantes. Na região do infravermelho, obtém-se laser de 1,5 [20] e 1,9 μm [21]. A emissão do túlio em 1,9 μm tem alta eficiência e é usada tanto em aplicações, como no bombeamento do hólmio [22]. Na região do visível, já foram obtidos lasers de túlio com emissões em 483 nm e 450 nm, a baixas temperaturas [23, 24].

Como será explicado no próximo capítulo, a eficiência do laser de túlio para a emissão de 2,3 μm depende fortemente de sua concentração na matriz sólida, em que 2 % são a máxima concentração aceitável para a emissão nesse comprimento de onda [19].

O laser de túlio também pode ser obtido com o uso de um sensibilizador como o itérbio, para a obtenção de eficiente ação-laser, aproveitando-se a alta absorção desse elemento em 960 nm. Para esse comprimento de onda, existem diodos-laser de alta potência. Nesse caso, é possível uma alta dopagem de itérbio, para melhor absorção do bombeamento e baixa dopagem de túlio. O sistema Yb:Tm também tem sido objeto de grande interesse por sua emissão no azul, em 482 nm, principalmente para o uso em *displays* [25].

As principais linhas de absorção do túlio estão centradas em 685, 780 e 792 nm. Existem diodos-laser de alta potência para o bombeamento nos dois últimos comprimentos de onda, da ordem de dezenas de watts. O grande desenvolvimento da indústria de semicondutores tem apresentado a cada ano diodos mais potentes e em novos comprimentos de onda. Mais recentemente, também se tornaram disponíveis diodos de razoável potência que emitem em 685 nm (da ordem de meia dezena de watts). Esse comprimento de onda apresenta alta absorção pelo túlio; é três vezes maior que a absorção em 780 nm e pode ser mais promissor que o bombeamento no infravermelho próximo [26]. Essa alta absorção do 685 nm num pequeno espaço torna-o

interessante para bombeamento lateral. Outro uso importante do bombeamento nesse comprimento de onda está na obtenção de emissão em azul com o sistema Yb:Tm [27, 28].

Para os sistemas Tm e Yb:Tm, assim como para outros lasers de terras-raras, a matriz de YLF (sigla usada para o tetrafluoreto de lítio e ítrio) é atrativa. De estrutura tetragonal do tipo *scheelite* e simetria uniaxial, esse cristal é birrefringente, o que evita problemas de despolarização de feixe. Outra vantagem desse cristal é sua fraca lente térmica, comparada com a do YAG. O índice de refração do YLF diminui com o aumento da temperatura, criando uma lente térmica negativa, a qual compensa parcialmente a lente térmica criada pela expansão térmica [29, 30]. As relaxações multifotônicas não radiativas no YLF são reduzidas em relação ao YAG, aumentando a eficiência de suas emissões laser e os tempos de vida de seus níveis [31]. Apresenta, como desvantagens, moderada condutividade térmica e baixa resistência a tensões [32].

1 Nível de desenvolvimento atual na área

Existem poucos trabalhos publicados para a emissão laser de 2,3 μm com os sistemas Tm e Yb:Tm. Para este último, o melhor resultado já reportado é o de 450 mW em regime contínuo com o uso de um cristal de Yb:Tm:YLF [33]. No trabalho citado, o cristal é bombeado longitudinalmente com 975 nm por um diodo de 3,3 W acoplado a uma fibra.

Para o laser dopado apenas com túlio, o maior interesse dá-se pela sua emissão em 1,9 μm , que apresenta alta eficiência, tendo sido obtida potência da ordem de centenas de watts [34]. Nesse caso, são interessantes as concentrações mais altas de túlio para maximizar o processo de relaxação cruzada, aumentando assim a população de seu nível laser superior. Para a emissão em 1,5 μm , existem estudos a respeito do uso de desativadores para o nível laser inferior dessa emissão (3F_4), que é de longa duração. Nesse caso, propõe-se a

codopagem com európio ou térbio [35, 36]. O mesmo poderia funcionar para a emissão em 2,3 μm , pois esse mesmo nível forma um efeito de gargalo (*bottleneck*) para o laser. Porém, esse comprimento de onda é ressonante com níveis do térbio ($^7\text{F}_6 \rightarrow ^7\text{F}_3$) e do európio ($^3\text{F}_0 \rightarrow ^7\text{F}_5$), o que pode reduzir fortemente o tempo de vida do nível laser superior $^3\text{H}_4$.

A emissão de 2,3 μm para cristais dopados apenas com túlio apresenta resultados menos expressivos em termos de potência. Bombeando-se com 780 nm um cristal de Tm:YLF dopado com 1,5 mol% obteve-se potência de 220 mW [19]. Outro resultado reportado é também o de um cristal de Tm:YLF com 1,5 mol%, bombeado com laser de alexandrita em 785 nm, obtendo-se energia de 1 mJ [37].

Quanto ao bombeamento do túlio por diodo de 685 nm, não existem resultados publicados de ação-laser, apenas menções a respeito da viabilidade desse laser.

Quanto ao aspecto teórico, existem poucos modelos publicados para o sistema Yb:Tm [33, 38]. Apenas a referência 33 considera a maioria dos níveis, porém não apresenta todos os parâmetros, e serve-se de uma abordagem diferente da apresentada neste trabalho. A referência 38 não só apresenta novos valores para os parâmetros de conversão ascendente como também mostra concentrações ideais de túlio e itérbio para esse sistema duplo, porém não aborda a questão de otimização do laser quanto ao aspecto da potência.

Para alcançar um modelo teórico realista, é essencial trabalhar com parâmetros precisos, principalmente em relação às taxas de transferência de energia de conversão ascendente envolvidas no sistema Yb:Tm. Erros nesses parâmetros provocam grandes disparidades nas soluções das equações de taxa. Existem poucos dados na literatura para essas taxas de transferência e para os tempos de vida dos níveis envolvidos.

2 Objetivos e aspectos relevantes do trabalho

Neste trabalho pretende-se estudar teórica e experimentalmente a emissão de 2,3 μm dos sistemas túlio e itérbio-túlio na matriz de YLF.

No Laboratório de Desenvolvimento de Lasers do CLA, aprimorou-se a tecnologia de lasers de estado sólido bombeados longitudinalmente por barras de diodos-laser sem fibra acoplada, alcançando-se excelentes resultados [39, 40]. Apesar da complexidade do uso de diodos nesse tipo de configuração, eles apresentam em geral maiores potências que aqueles acoplados à fibra, além de custo mais baixo. Para alcançar a vantagem do bombeamento longitudinal, é necessária uma complexa óptica de focalização. Um dos objetivos deste trabalho é o de construir um laser que emita 2,3 μm com a máxima potência, usando-se barra de diodos-laser e o túlio como emissor.

O túlio é em geral bombeado em 780 ou 792 nm ou, com a codopagem com itérbio, em 960 nm. Neste trabalho também se propõe a investigação do bombeamento com 685 nm. Esse bombeamento pode ser feito diretamente num meio ativo apenas com túlio, e num meio com o sensibilizador itérbio. O objetivo é o de entender quais as possíveis limitações para se alcançar o laser de 2,3 μm com o bombeamento de 685 nm, e verificar como o bombeamento conjunto do Yb:Tm com 685 e 960 nm pode modificar o desempenho do laser.

Pode-se alcançar o melhor entendimento de um sistema laser com base num modelo de equações de taxa. Outra alternativa consiste em se obter uma solução analítica. Os sistemas Tm e Yb:Tm apresentam vários níveis que participam do processo de laser. É importante encontrar-se um modelo suficientemente simples de equações que permita uma solução analítica, porém sem perder as características essenciais do sistema. Este trabalho tem também como objetivo se desenvolverem soluções numéricas e analíticas para os sistemas Tm e Yb:Tm.

No Capítulo II apresentam-se as particularidades dos sistemas Tm e Yb:Tm conforme se conhece da literatura. No Capítulo III são desenvolvidas soluções analíticas para o sistema Tm e Yb:Tm por meio de modelos

simplificados. No Capítulo IV são desenvolvidos modelos de equações de taxa para os dois sistemas estudados, incluindo-se o bombeamento simultâneo pelo túlio e pelo itérbio. No Capítulo V são apresentados os procedimentos experimentais para o desenvolvimento dos lasers com cristais de Tm:YLF e Tm:Yb:YLF. No Capítulo VI estão os resultados experimentais desses lasers. No Capítulo VII, as medidas espectroscópicas para se determinarem as taxas de conversão ascendente envolvidas no sistema. No Capítulo VIII estão os resultados das soluções numéricas. E no Capítulo IX, apresentam-se as conclusões.

Capítulo II

Os Sistemas Túlio e Itérbio-túlio

1 O sistema túlio

As emissões do túlio em 1,9 μm e 2,3 μm ocorrem entre os níveis $^3\text{F}_4$ e $^3\text{H}_6$ e entre os níveis $^3\text{H}_4$ e $^3\text{H}_5$ respectivamente (Figura 3).

Figura 3: Diagrama de níveis do Tm [41]. Em vermelho, esquema das absorções de bombeamento por diodo-laser. Em azul, suas principais emissões-laser. Em verde, os processos de relaxação cruzada (W_4) e conversão ascendente (W_6).

Quando bombeado em 780 ou 792 nm, que são picos de absorção do túlio no infravermelho próximo, ions do nível 3H_6 são excitados para o nível 3H_4 . Já o bombeamento do túlio em 685 nm promove ions do nível 3H_6 para o nível 3F_3 , com posterior transição não radiativa para o nível 3H_4 . O espectro de absorção de um cristal de 1 mol % de túlio está representado na Figura 4. Nesta figura estão presentes 2 picos ao redor de 660 nm provenientes da emissão do nível 2F_3 para o nível fundamental. O pico próximo de 700 nm se refere a uma emissão do nível 3F_3 para um subnível do 3H_6 .

Figura 4: Absorção de Tm:YLF com 1 mol% de túlio, medida para a polarização π . Usou-se um espectrômetro de absorção óptica Cary-Olis 17.

Quando excitados para o nível 3H_4 , os ions do túlio podem entrar em processo de relaxação cruzada com ions do estado fundamental. Para cada fóton absorvido, 2 ions passam para o nível 3F_4 , o nível laser superior da emissão em 1,9 μm . Para este laser, a eficiência de bombeamento é próxima de dois. Este processo depende fortemente da concentração de túlio, sendo mais significativo a partir de 2 % de túlio. Portanto, mesmo se tratando de um laser do tipo quase-três níveis, com os problemas térmicos inerentes a esse tipo de sistema, a emissão em 1,9 μm alcança ótimo resultado com alta dopagem de túlio.

Na emissão em 2,3 μm , referente à transição $^3\text{H}_4 \rightarrow ^3\text{H}_5$, o laser comporta-se como um típico sistema de quatro-níveis. Porém o processo de relaxação cruzada é danoso à sua eficiência, porque esvazia o nível laser superior. Também processos de conversão ascendente do nível $^3\text{H}_4$ para o nível $^1\text{D}_2$ (que ocorre com o bombeamento em 685 nm) e competição com a emissão em 1,5 μm diminuem a população do nível laser superior, reduzindo o tempo de vida desse nível, o que provoca aumento do limiar da ação-laser.

O tempo de vida do nível $^3\text{H}_5$, nível laser inferior da emissão de 2,3 μm , é rápido, da ordem de 1 μs [33], e é esvaziado por emissão não-radiativa. Porém os íons não voltam rapidamente para o nível fundamental, pois o nível logo abaixo, o $^3\text{F}_4$, o qual tem o longo tempo de vida de 15 ms, cria um efeito de gargalo (*bottleneck*), atrasando a circulação de íons pelo estado fundamental. Esse efeito diminui a eficiência da emissão de 2,3 μm para o laser de túlio, porém esse problema pode ser contornado quando codopado com itérbio.

2 O sistema itérbio-túlio

O sistema Yb:Tm tem o túlio como emissor e o itérbio como sensibilizador, para se aproveitar a alta absorção do itérbio na faixa de 960 nm.

À temperatura ambiente, os espectros de absorção na faixa de 960 nm para as polarizações σ e π , paralelas aos eixos a e c respectivamente, são semelhantes [42]. Na Figura 5 está o espectro de absorção na direção π de uma amostra de Yb:Tm:YLF.

Figura 5: Absorção de Yb:TM:YLF com 10 mol% de íterbio medido na polarização π . Usou-se um espectrômetro de absorção óptica Cary-Olis17.

O bombeamento do íterbio em 960 nm promove ions do nível $^2F_{7/2}$ para o $^2F_{5/2}$ (Figura 6). O íterbio apresenta apenas esses dois níveis.

Figura 6: Diagrama de níveis do Yb:TM. Nas equações de taxa do próximo capítulo serão utilizados como referência os números à esquerda dos níveis de energia. À direita dos símbolos dos níveis estão os seus tempos de vida medidos ao longo do trabalho, com exceção do tempo para o nível 3H_5 [33].

Nos processos de transferência de energia do itérbio para o túlio, não existe uma coincidência de energia entre o doador e o aceitador, portanto são auxiliados por fonons. Os seguintes processos de transferência de energia por conversão ascendente (ETU, *energy transfer up-conversion*) ocorrem entre o túlio e o itérbio, os quais serão denominados respectivamente W_1 , W_2 e W_3 :

O primeiro processo é seguido por rápida relaxação por fonons do nível 3H_5 para o nível 3F_4 . Da mesma forma, é transferida energia do 3F_3 , cujo tempo de vida é de 54 ns ^[43], para o nível 3H_4 .

O processo de relaxação cruzada, denominado neste texto por W_4 , aumenta a população do nível 3F_4 e diminui a do nível laser superior. Esse processo é descrito como:

Outro processo presente é o de *back-transfer* (W_5), o qual também provoca uma diminuição da população do nível laser superior:

Os processos W_1 , W_2 e W_3 são os mais determinantes no sistema estudado. W_4 apresenta um valor relativamente baixo por causa da baixa concentração de túlio usada neste trabalho. Finalmente, W_5 , por apresentar um valor pequeno ^[33], não é tão relevante nas soluções numéricas.

O itérbio como sensibilizador não apenas permite maior absorção, por poder apresentar-se em alta concentração, como também reduz a população do nível 3F_4 do túlio por meio do processo de transferência W_2 , reduzindo o efeito de *bottleneck* e passando esses ions para o nível laser superior 3H_4 .

Capítulo III

Soluções Analíticas

Os lasers de 2,3 μm dos sistemas túlio e itérbio-túlio são do tipo quatro níveis. Apresentam um nível de longa duração entre os níveis laser inferior e fundamental do túlio. No caso do sistema codopado, o nível laser superior é populado por dois processos. Apesar dessas particularidades, é possível construir modelos simplificados dos sistemas para serem resolvidos analiticamente [44, 45]. No final do Capítulo VIII, será mostrada a concordância desses modelos com os resultados experimentais e com os resultados obtidos numericamente das soluções das equações de taxa.

1 Sistema Tm

O tempo de vida do nível $^3\text{F}_4$ do túlio, abaixo do nível laser inferior, é longo, o que provoca saturação da absorção. Esse efeito de saturação é predominante sobre a saturação da emissão. Isso fica evidente num modelo simplificado de 3 níveis, considerando-se o nível laser superior ($^3\text{H}_4$), o nível de longa duração $^3\text{F}_4$ e o nível fundamental $^3\text{H}_6$. Para o regime sem ação-laser, as equações de taxa são:

$$\frac{dn_2}{dt} = W_P(n_{tot} - n_1) - \frac{n_2}{\tau_2} \quad (6)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{n_2}{\tau_2} - \frac{n_1}{\tau_1} \quad (7)$$

onde W_P é a taxa de bombeamento, n_1 e n_2 as populações dos níveis 1 (3F_4) e 2 (3H_4) respectivamente, e τ_1 e τ_2 os tempos de vida dos níveis 1 e 2. O sistema está esquematizado na Figura 7.

Figura 7: Esquema de níveis do túlio e taxas de transferência entre eles.

Na equação 6, considerou-se $n_0 = n_{tot} - n_1 - n_2 \approx n_{tot} - n_1$, pois n_0 e $n_1 \gg n_2$. No estado estacionário, tem-se:

$$W_P(n_{tot} - n_1) - \frac{n_2}{\tau_2} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{n_2}{\tau_2} - \frac{n_1}{\tau_1} = 0 \quad (9)$$

Substituindo-se (9) em (8):

$$W_p n_{tot} \tau_2 = n_2 (1 + W_p \tau_1) \quad (10)$$

O primeiro termo da equação acima representa a população máxima do nível 2:

$$n_{2,max} = W_p n_{tot} \tau_2 \quad (11)$$

Portanto

$$n_2 = \frac{n_{2,max}}{1 + W_p \tau_1} \quad (12)$$

Substituindo-se $W_p = I_p \sigma_p / h \nu_p$ na equação acima,

$$n_2 = \frac{n_{2,max}}{1 + \frac{I_p}{I_s^A}} \quad (13)$$

onde σ_p é a seção de choque de absorção, h , a constante de Planck, ν_p , a frequência de onda do bombeamento e I_p é a intensidade do bombeamento que alcança o cristal. I_s^A é a intensidade de saturação da absorção pela retenção no nível 1 e é definida por:

$$I_s^A = \frac{h \nu_p}{\sigma_p \tau_1} \quad (14)$$

Considerando-se a presença de ação-laser, as equações de taxa são:

$$\frac{dn_2}{dt} = W_p(n_{tot} - n_1) - n_2\sigma_{21}\frac{I}{h\nu_e} - \frac{n_2}{\tau_2} \quad (15)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{n_2}{\tau_2} + n_2\sigma_{21}\frac{I}{h\nu_e} - \frac{n_1}{\tau_1} \quad (16)$$

No estado estacionário, isolando-se n_1 em (16) e substituindo-se em (15), é obtida a equação

$$W_p n_{tot} = n_2 \left[W_p \tau_1 \left(\frac{1}{\tau_2} + \frac{\sigma_{21} I}{h\nu_e} \right) + \frac{\sigma_{21} I}{h\nu_e} + \frac{1}{\tau_2} \right] \quad (17)$$

Considerando-se novamente $W_p n_{tot} \tau_2 = n_{2,max}$, $W_p = I_p \sigma_p / h\nu_p$, a intensidade de saturação da emissão como $I_s = h\nu_e / \sigma_{21} \tau_2$ e a intensidade de saturação da absorção conforme (14),

$$n_2 = \frac{1}{(1 + I/I_s)} \frac{n_{2,max}}{(1 + I_p/I_s^A)} \quad (18)$$

Pode-se concluir que a expressão para o *small-signal gain* para duplo-passo é:

$$g_0 = 2L \frac{\sigma_{21} n_{2,max}}{1 + I_p/I_s^A} \quad (19)$$

Considerando-se os valores de $n_{2,max}$, a expressão acima se torna:

$$g_0 = 2L \frac{\sigma_{21} \sigma_A I_{tot} \tau_2}{h\nu_p (1 + I_p/I_s^A)} \quad (20)$$

Pode-se definir g_0' como o ganho não saturado, nem pela emissão, nem pela absorção:

$$g_0 = \frac{g_0'}{(1 + I_p/I_s^A)} \quad (21)$$

sendo, portanto,

$$g_0' = 2L \frac{\sigma_{21} \sigma_A n_{tot} \tau_2}{h\nu_p} = KI \quad (22)$$

$$\text{com } K = \frac{2L \sigma_{21} \sigma_A n_{tot} \tau_2}{h\nu_p}.$$

A potência de saída pode ser calculada da seguinte maneira ^[46]:

$$P_{out} = \frac{ATI_s}{2} \left(\frac{g_0}{a+T} - 1 \right) \quad (23)$$

onde A é a área de absorção do bombeamento, T , a transmissão do espelho de saída e a , as perdas na cavidade.

Substituindo-se o valor de g_0 conforme expressão (21) na função acima, tem-se:

$$P_{out} = \frac{ATI_s}{2} \left(\frac{g_0'}{(a+T)(1 + I_p/I_s^A)} - 1 \right) \quad (24)$$

Considerando-se $I_p = P/A$, onde P é a potência de bombeamento que alcança o cristal, e a equação 22:

$$P_{out} = \frac{ATI_s}{2} \left[\frac{K}{(a+T) \left(\frac{A}{P} + \frac{1}{I_s^A} \right)} - 1 \right] \quad (25)$$

Com os dados numéricos a serem gerados no Capítulo VIII, será mostrada a validade da expressão acima.

2 Sistema Yb:Tm bombeado duplamente

O sistema Yb:Tm é simplificado para se considerarem apenas as variações de população dos níveis 3H_6 , 3F_4 e 3H_4 do túlio e do nível $^2F_{5/2}$ do itérbio. As populações são alteradas pela taxa de bombeamento com laser de 685 nm, ω_p , e pelas de conversão ascendente ω_1 e ω_2 , as quais dependem apenas do bombeamento de 960 nm. ω_1 transfere energia entre os níveis 3H_6 e 3F_4 e ω_2 , entre os níveis 3F_4 e 3H_4 , conforme se mostra na Figura 8.

Figura 8: Esquema de níveis e taxas de transferência para a solução analítica do sistema Yb:Tm.

Sejam K_1 e K_2 as probabilidades de transferência referentes às taxas ω_1 e ω_2 respectivamente e $n(^2F_{5/2})_{Yb}$ a fração de ions de itérbio no nível superior de bombeamento. Define-se:

$$\omega_1 = K_1 n(^2F_{5/2})_{Yb} \quad (26)$$

$$\omega_2 = K_2 n(^2F_{5/2})_{Yb} \quad (27)$$

As dimensões de K_1 e K_2 são s^{-1} e, portanto, as de ω_1 e ω_2 também são s^{-1} , o que diferencia estas últimas de W_1 e W_2 , cujas dimensões são cm^3s^{-1} . Como está explicitado nas equações (26) e (27), ω_1 e ω_2 não são probabilidades. No modelo desenvolvido a seguir, as populações do itérbio estão normalizadas, enquanto as de túlio não estão.

Das equações (26) e (27), chega-se à seguinte relação entre ω_1 e ω_2 :

$$\omega_1 = \frac{K_1}{K_2} \omega_2 = \gamma \omega_2 \quad (28)$$

onde γ é a razão entre as duas probabilidades consideradas.

Sejam n_0 , n_1 e n_2 as populações dos níveis 3H_6 , 3F_4 e 3H_4 , respectivamente e τ_1 e τ_2 os tempos de vida desses dois últimos níveis, respectivamente. As equações de taxa que descrevem o sistema, sem ação-laser, são as seguintes:

$$\frac{dn_2}{dt} = \omega_p n_0 + \omega_2 n_1 - \frac{n_2}{\tau_2} \quad (29)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = \omega_1 n_0 - \omega_2 n_1 + \frac{n_2}{\tau_2} - \frac{n_1}{\tau_1} \quad (30)$$

onde ω_p é a taxa referente ao bombeamento em 685 nm. No estado estacionário, somando-se as duas equações acima e considerando-se $n_0 = n_{tot} - n_1 - n_2$,

$$(\omega_p + \omega_1)(n_{tot} - n_1 - n_2) - \frac{n_1}{\tau_1} = 0 \quad (31)$$

Da equação (28), $(\omega_p + \omega_1) = (\omega_p + \gamma \omega_2)$. Essa é a taxa total de bombeamento para o nível laser superior. Chamando-se ω_{tot} essa taxa total,

$$\omega_{tot} = (\omega_p + \gamma \omega_2) \quad (32)$$

e isolando-se o n_1 na equação (31), chega-se à seguinte expressão:

$$n_1 = \frac{n_{tot} - n_2}{1 + \frac{1}{\tau_1 \omega_{tot}}} \quad (33)$$

Expandindo-se o denominador da equação acima em série de Taylor e considerando-se apenas o termo de primeira ordem:

$$n_1 \cong (n_{tot} - n_2) \left(1 - \frac{1}{\tau_1 \omega_{tot}} \right) \quad (34)$$

Essa aproximação é adequada somente para o caso de $\tau_1 \omega_{tot} \gg 1$.

Substituindo-se o valor acima de n_1 na equação (31), considerando-se o estado estacionário e isolando-se o n_2 , tem-se:

$$n_2 = n_{tot} \left\{ 1 + \frac{1}{\tau_2 \left[\frac{\omega_p + \omega_2 \tau_1 (\omega_p + \gamma \omega_2) - \omega_2}{\tau_1 (\omega_p + \gamma \omega_2)} \right]} \right\}^{-1} \quad (35)$$

Essa expressão será retomada no Capítulo VIII, comparando-a com dados gerados numericamente.

Capítulo IV

Modelos de Equações de Taxa

A variação de população em cada nível e a densidade de ftons dentro da cavidade formam um conjunto de equações diferenciais acopladas que podem ser resolvidas numericamente. No modelo usado neste trabalho, é levada em conta a distribuição espacial do bombeamento na direção transversal aos feixes, sendo calculado o coeficiente de acoplamento entre os modos do bombeamento e do laser. Na direção longitudinal, considera-se um valor médio para as densidades de população e de ftons.

1 Equações para o sistema itérbio-túlio

As equações de (36) a (42) representam a variação da população de cada nível envolvido e a equação (43), a variação da densidade de ftons.

$$\frac{dn_1}{dt} = -R_p + \frac{n_2}{\tau_2} + W_1 n_2 n_3 + W_2 n_2 n_4 + W_3 n_2 n_6 - W_5 n_1 n_6 \quad (36)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = R_p - \frac{n_2}{\tau_2} - W_1 n_2 n_3 - W_2 n_2 n_4 - W_3 n_2 n_6 + W_5 n_1 n_6 \quad (37)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = \frac{n_4}{\tau_4} + \frac{\beta_{63}n_6}{\tau_6} + \frac{\beta_{73}n_7}{\tau_7} - W_1n_2n_3 - W_4n_3n_6 + W_5n_1n_6 \quad (38)$$

$$\frac{dn_4}{dt} = -\frac{n_4}{\tau_4} + \frac{n_5}{\tau_5} + \frac{\beta_{64}n_6}{\tau_6} + \frac{\beta_{74}n_7}{\tau_7} - W_2n_2n_4 + 2W_4n_3n_6 \quad (39)$$

$$\frac{dn_5}{dt} = R_{SE} - \frac{n_5}{\tau_5} + \frac{\beta_{65}n_6}{\tau_6} + \frac{\beta_{75}n_7}{\tau_7} + W_1n_2n_3 \quad (40)$$

$$\frac{dn_6}{dt} = -R_{SE} - \frac{n_6}{\tau_6} + \frac{\beta_{76}n_7}{\tau_7} + W_2n_2n_4 - W_3n_2n_6 - W_4n_3n_6 - W_5n_1n_6 \quad (41)$$

$$\frac{dn_7}{dt} = -\frac{n_7}{\tau_7} + W_3n_2n_6 \quad (42)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{L_{cr}}{L_{cav}} \left(R_{SE} + f_{geo}f_{UtoL} \frac{n_6}{\tau_6} \right) + \frac{\ln(R_{out}T)c\phi}{2L_{cav}} \quad (43)$$

Nas equações acima, $n_1, n_2, n_3, n_4, n_5, n_6, n_7$ são as populações dos níveis conforme numeração da Figura 6. Essas populações não são normalizadas na solução numérica; suas unidades são número de ions por cm^3 . τ_i é o tempo de vida do nível i e β_{ij} é o *branching ratio* das transições do nível i para o nível j .

A população do nível $^3\text{H}_5$ é transferida para o nível $^3\text{F}_4$ de forma não-radiativa. Por essa razão, no modelo são considerados $\beta_{54} = 1$ e $\beta_{53} = 0$. Da mesma forma ocorre transferência não-radiativa dos níveis $^3\text{F}_3$ e $^3\text{F}_2$ para o nível $^3\text{H}_4$ e, por essa razão, as transferências para os dois primeiros são contabilizadas neste último.

W_i são os parâmetros de transferência de energia conforme Figura 6 e representados pelas equações de (1) a (5).

Nas equações (36) e (37), R_p é a taxa de bombeamento calculada por:

$$R_p = \phi_p [1 - \exp(-\sigma_p n_1 L_{cr})] \quad (44)$$

onde σ_p é a seção de choque de absorção, L_{cr} é o comprimento do cristal na direção do bombeamento e ϕ_p é a taxa de fotons bombeados por volume e é representada pela seguinte expressão:

$$\phi_p = \frac{P_p \lambda_p \eta_{mo} \eta_{deliv}}{ch L_{cr} w_x w_y} \quad (45)$$

em que P_p , λ_p e η_{deliv} são, respectivamente, a potência, o comprimento de onda e a eficiência de entrega do bombeamento. η_{mo} é a eficiência de *overlap* entre os modos laser e de bombeamento (ver Apêndice I). c é a velocidade da luz no vácuo, h é a constante de Planck e w_x e w_y são os raios horizontal e vertical da cintura de feixe (*beam-waist*) do bombeamento, respectivamente.

Nas equações (40, 41 e 43), R_{SE} é a taxa de emissão estimulada, que é calculada da seguinte forma ^[47]:

$$R_{SE} = \left(b_{ULL} n_6 - \frac{g_{ULL}}{g_{LLL}} b_{LLL} n_5 \right) \sigma_{em} c \phi \quad (46)$$

em que b_{ULL} e b_{LLL} são os fatores de ocupação de Boltzmann e g_{ULL} e g_{LLL} , as degenerescências dos níveis laser superior e inferior respectivamente. σ_{em} é a seção de choque de emissão.

Na equação (43), f_{geo} é a fração geométrica de emissão espontânea dentro do modo laser ^[48]:

$$f_{geo} = \frac{A_m}{4\pi L_{cav}^2} \quad (47)$$

na qual A_m é a área do modo laser e L_{cav} é o comprimento da cavidade. f_{ultoL} é a fração de emissão espontânea entre os níveis da transição laser. R_{out} é a refletividade do espelho de saída e T , a transmissão da cavidade por *round-trip*.

A potência de saída é calculada da seguinte forma ^[49, 50]:

$$P_{OUT} = \frac{(1 - R_{out})c}{2} \phi \frac{hc}{\lambda_L} w_x w_y \quad (48)$$

onde λ_L é o comprimento de onda do laser.

As equações são resolvidas no tempo pelo método de Runge-Kutta de ordem 4, com controle de erro pelo método de Fehlberg [51]. O programa foi desenvolvido pelo Dr. Niklaus Wetter.

2 Equações para o sistema túlio

Para o sistema Tm, consideram-se os níveis 3, 4, 5, 6 e 8 (esse último é o nível 1D_2). As equações de taxa são:

$$\frac{dn_3}{dt} = -R_{36} + \frac{n_4}{\tau_4} + \frac{\beta_{63}n_6}{\tau_6} + \frac{\beta_{73}n_7}{\tau_7} - W_4n_3n_6 + \frac{\beta_{83}n_8}{\tau_8} \quad (49)$$

$$\frac{dn_4}{dt} = -\frac{n_4}{\tau_4} + \frac{n_5}{\tau_5} + \frac{\beta_{64}n_6}{\tau_6} + \frac{\beta_{74}n_7}{\tau_7} + 2W_4n_3n_6 + \frac{\beta_{84}n_8}{\tau_8} \quad (50)$$

$$\frac{dn_5}{dt} = R_{SE} - \frac{n_5}{\tau_5} + \frac{\beta_{65}n_6}{\tau_6} + \frac{\beta_{75}n_7}{\tau_7} \quad (51)$$

$$\frac{dn_6}{dt} = R_{36} - R_{SE} - \frac{n_6}{\tau_6} + \frac{\beta_{76}n_7}{\tau_7} - W_4n_3n_6 - W_6n_6n_8 + \frac{\beta_{86}n_8}{\tau_8} \quad (52)$$

$$\frac{dn_8}{dt} = -\frac{n_8}{\tau_8} + W_6n_6n_8 \quad (53)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{L_{cr}}{L_{cav}} \left(R_{SE} + f_{geo} f_{UtoL} \frac{n_6}{\tau_6} \right) + \frac{\ln(R_{out}T)c\phi}{2L_{cav}} \quad (54)$$

R_{36} é a taxa de bombeamento em 685 nm, entre os níveis 3 e 6. O nível 7 não participa do processo. O nível 8, 1D_2 , é populado por absorção de estado excitado (ESA, *excited-state absorption*). Na resolução numérica, pode-se simplificar o sistema, desconsiderando a participação do nível 1D_2 , e considerando β_{83} , β_{84} , β_{86} e W_6 como nulos, pois a participação desse nível não é significativa.

3 Equações para o sistema itérbio-túlio duplamente bombeado

Para a simulação do bombeamento duplo, são necessárias apenas algumas modificações no programa usado para o bombeamento com 960 nm, como o acréscimo dos parâmetros do diodo de 685 nm e a taxa de bombeamento R_{36} nos níveis 3 e 6 do túlio. As equações são:

$$\frac{dn_1}{dt} = -R_p + \frac{n_2}{\tau_2} + W_1 n_2 n_3 + W_2 n_2 n_4 + W_3 n_2 n_6 - W_5 n_1 n_6 \quad (55)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = R_p - \frac{n_2}{\tau_2} - W_1 n_2 n_3 - W_2 n_2 n_4 - W_3 n_2 n_6 + W_5 n_1 n_6 \quad (56)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = -R_{36} + \frac{n_4}{\tau_4} + \frac{\beta_{63} n_6}{\tau_6} + \frac{\beta_{73} n_7}{\tau_7} - W_1 n_2 n_3 - W_4 n_3 n_6 + W_5 n_1 n_6 \quad (57)$$

$$\frac{dn_4}{dt} = -\frac{n_4}{\tau_4} + \frac{n_5}{\tau_5} + \frac{\beta_{64} n_6}{\tau_6} + \frac{\beta_{74} n_7}{\tau_7} - W_2 n_2 n_4 + 2W_4 n_3 n_6 \quad (58)$$

$$\frac{dn_5}{dt} = R_{SE} - \frac{n_5}{\tau_5} + \frac{\beta_{65} n_6}{\tau_6} + \frac{\beta_{75} n_7}{\tau_7} + W_1 n_2 n_3 \quad (59)$$

$$\frac{dn_6}{dt} = R_{36} - R_{SE} - \frac{n_6}{\tau_6} + \frac{\beta_{76} n_7}{\tau_7} + W_2 n_2 n_4 - W_3 n_2 n_6 - W_4 n_3 n_6 - W_5 n_1 n_6 \quad (60)$$

$$\frac{dn_7}{dt} = -\frac{n_7}{\tau_7} + W_3 n_2 n_6 \quad (61)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{L_{cr}}{L_{cav}} \left(R_{SE} + f_{geo} f_{UtoL} \frac{n_6}{\tau_6} \right) + \frac{\ln(R_{out} T) c \phi}{2L_{cav}} \quad (62)$$

Capítulo V

Procedimentos Experimentais

Um laser de estado sólido bombeado por diodo-laser possui, entre suas vantagens de construção, a possibilidade de se trabalhar com meios ativos pequenos e arranjos compactos. Porém apresenta relativo grau de complexidade quando se tenta alta eficiência de entrega do feixe, principalmente no bombeamento longitudinal. A seguir, a descrição de alguns elementos do arranjo.

1 Materiais

Cristais. Os cristais usados são de YLF crescidos no Laboratório de Crescimento de Cristais do Centro de Lasers e Aplicações pelo método de Czochralski num sistema fechado usando-se aquecimento por resistência numa atmosfera reativa [52, 53]. São cortados em ângulo de Brewster em comprimento suficiente para absorver mais de 95 % da radiação de bombeamento de 960 nm. São bombeados em π ($E \parallel c$), direção de maior absorção do cristal (Figura 9). As faces não possuem *coating*; são apenas polidas para se alcançar alta planicidade e baixo índice de pontos e riscos.

A emissão do túlio também é fortemente polarizada ao longo do eixo c ; a seção de choque de emissão é 4 vezes maior para a polarização π [19].

Figura 9: Espectro de absorção para as polarizações σ e π de um cristal de Tm:YLF com 1 mol %, obtido com equipamento Cary-Olis 17.

Os cristais são montados dentro da cavidade sobre um suporte de cobre através do qual circula água com temperatura controlada (Figura 10). No arranjo para o bombeamento transversal, no qual a radiação incide perpendicularmente ao suporte de cobre, usou-se uma folha de índio entre o cristal e o suporte, para se refletir o bombeamento de volta para o cristal, e assim, aproveitar-se o bombeamento numa segunda passagem pelo cristal .

Figura 10: Foto do suporte de cobre, com o cristal sobre uma folha de índio.

As concentrações de dopantes na amostra de Yb:Tm:YLF utilizada nos arranjos eram de 1 mol% de Tm e 10 mol% de Yb (valores nominais). Essas concentrações são as ideais para o máximo ganho em 2,3 μm [38]; maiores concentrações de túlio e de itérbio ocasionariam maiores taxas de relaxação cruzada e *back-transfer*, respectivamente. Segundo a mesma referência 38, o aumento de concentração de 10 para 15 % de itérbio não traria aumento significativo das taxas de transferência de energia do itérbio para o túlio. Para o correto projeto da cavidade e a obtenção de resultados fiéis nas soluções numéricas, é necessário saber com boa precisão a concentração dos cristais. Foram feitas medidas pelos métodos de absorção óptica e fluorescência de raio-X. Para a amostra de Tm:YLF, com valor nominal de 1,5 mol%, utilizou-se apenas este último método.

A medida por absorção óptica foi feita com um espectrômetro modelo Cary Olis-17. Mediu-se 1,3 mol% de Tm e 9,0 mol% de Yb. Porém este método tem um erro estimado em 5 %.

A medida de fluorescência de raios-X por dispersão de energia foi feita com um equipamento Shimadzu modelo EDX-900. Utilizou-se a metodologia de parâmetros fundamentais. Com a assistência de um *software* de identificação de espectros, medições precisas são possíveis sem a necessidade do uso de padrões.

Para o cristal de Yb:Tm:YLF, as porcentagens médias em grama medidas foram $89,44 \pm 0,07$, $1,12 \pm 0,02$ e $9,44 \pm 0,06$ para o YLiF_4 , Tm e Yb respectivamente. As porcentagens em mol são, portanto, 1,15 de Tm e 9,44 de Yb. Foram encontrados alguns traços de érbio na investigação por fluorescência de raios-X.

Para a amostra de Tm:YLF, foram medidas porcentagens em grama de $98,48 \pm 0,02$ para o YLiF_4 e $1,52 \pm 0,02$ para o Tm. Isso implica uma porcentagem em mol de 1,55 para o Tm.

Durante as medidas de espectroscopia com um oscilador paramétrico óptico (OPO), detectou-se, por espalhamento Raman, a presença de elementos OH⁻ nas amostras.

Diodo-laser. Para o bombeamento no infravermelho, o diodo usado é do tipo barra, modelo OPC-A020-mm-CN da Opto Power, com emissão centrada em 964 nm (a 25°C), formada por 20 emissores e com potência máxima de 20 W (Figura 11). A divergência do feixe é de 10° no plano da barra (*slow axis*) e de 42° na direção perpendicular a ela (*fast axis*). Uma lente cilíndrica de 0,44 mm de diâmetro é montada diretamente na face do emissor o que diminui a divergência do *fast axis* para 6°. A largura do feixe do diodo após a lente é de 1 cm na direção paralela à barra e 0,2 mm na direção perpendicular. Na Figura 12 está a curva de potência em função da corrente para esse diodo.

O diodo de emissão em 685 nm utilizado neste trabalho também é do tipo barra, modelo B1-69-5.0C-19-10-A da Cohrent, é composto por 19 emissores e alcança potência máxima de 5 W.

Os dois diodos são usados em regime quase contínuo para se evitar aquecimento excessivo do cristal e sua conseqüente ruptura. A polarização dos dois diodos é TE.

Figura 11: Tipo de diodo-laser usado neste trabalho e direções de polarização. Para os dois comprimentos de onda usados, 685 e 960 nm, a polarização dos diodos era sigma.

Figura 12: Potência medida em regime contínuo em função da corrente aplicada no diodo OPC-A020-mm-CN.

Os espectros dos diodos usados estão na Figura 13. As larguras a meia altura para o ajuste gaussiano são 3,8 e 1,9 nm para os diodos de 960 e 685 nm respectivamente.

Figura 13: Espectros dos diodos-laser de 960 e 685 nm medidos por meio de um espectrômetro Ocean Optics HR2000.

Os diodos têm suas temperaturas controladas por termoeletrônicos. Os comprimentos de onda das emissões dos diodos variam de 0,3 nm/°C. Para se determinar a temperatura ideal de funcionamento de cada diodo e se obter a máxima absorção pelo cristal, é feita a *overlap integral* (Apêndice II) entre os espectros de absorção do cristal e de emissão do diodo. Na Figura 14 estão as curvas de absorção para o diodo de 960 nm e um cristal de Yb:Tm:YLF com 9,44 mol % de Yb, os quais são usados neste trabalho. As curvas mostram que a temperatura ideal para máxima absorção é de 18°C. Na Figura 15 estão as curvas para um cristal de 1,15 mol% de Tm e bombeamento em 685 nm. Neste caso a temperatura ideal de funcionamento para o diodo é de 27 °C.

Figura 14: Porcentagem absorvida de bombeamento (numeração nas curvas) por profundidade e temperatura para o diodo de 960 nm e um cristal de 9,4 mol% de Yb.

Figura 15: Fração de bombeamento absorvido (numeração nas curvas) por profundidade e temperatura para o diodo de 685 nm e um cristal de 1,15 mol% de Tm.

Detecção. A emissão em $2,3\ \mu\text{m}$ é monitorada por um detector de PbS. Seu tempo de subida ou descida típico é de 200 a 400 μs . As potências são medidas com um detector de alta potência do tipo termo-pilha (Newport 818T-150) com precisão de 3%. O feixe foi observado com uma câmera para infravermelho com CCD de silício, modelo WinCam.

2 Métodos

Matrizes sólidas podem ser bombeadas por diodos-laser de forma longitudinal ou transversal. O bombeamento longitudinal é mais eficiente, possibilita boa sobreposição do feixe de bombeamento com o feixe do meio ativo, podendo coincidir a área de seção do modo de bombeamento com o modo do laser. Porém, nessa técnica, existem limitações em termos de máxima potência que pode ser atingida com um determinado meio ativo, principalmente em razão da absorção concentrada no início do cristal, que aumenta muito as tensões mecânicas e pode ocasionar sua fratura.

O bombeamento transversal tem como principal vantagem sua distribuição mais homogênea no cristal, com as tensões mecânicas distribuídas ao longo dele. Essa forma de bombeamento permite que um mesmo cristal seja bombeado por vários diodos em diferentes posições [54]. A óptica de focalização é normalmente mais simples, sem a necessidade de complicadas configurações do feixe do diodo. O bombeamento lateral, porém, é menos eficiente do que o longitudinal, pois apresenta menor sobreposição do bombeamento com o modo do laser.

2.1 Óptica para o bombeamento longitudinal

Configurar um feixe com grande divergência numa das direções, como o que ocorre numa barra de diodos, é um desafio. O feixe de uma barra não é homogêneo; é formado por dezenas de emissores. Ao passar por uma lente, a

focalização referente a cada emissor difere em termos de posição, tamanho e formato. A focalização do conjunto de emissores encontra-se freqüentemente em posição diferente daquelas dos emissores.

Neste trabalho utiliza-se um configurador de feixe (*beam-shaper*) ^[55], que se mostrou mais apropriado para a focalização de uma barra de diodos, proporcionando maior brilho. Essa técnica foi aperfeiçoada no Laboratório de Lasers e Aplicações e permitiu a obtenção de alta eficiência de bombeamento com esse tipo de diodo ^[56, 57]. Nessa técnica, dois espelhos planos paralelos são colocados em ângulo em relação à direção de propagação do feixe do diodo. Busca-se obter no configurador de feixe uma linha reta formada pelos emissores, focalizados na direção de menor largura e colimados na outra direção ^[58]. Para isso ocorrer, é necessário passar antes por um conjunto óptico de focalização.

Nos arranjos montados para este trabalho, são usados dois tipos de conjunto óptico de focalização: uma lente cilíndrica e uma esférica, ou três lentes cilíndricas.

Para o diodo de 960 nm, com sua emissão mais larga no plano horizontal, montou-se um conjunto óptico com duas lentes (Figura 16-a): uma cilíndrica, com distância focal de 25 mm na direção horizontal e uma esférica de 50 mm. As distâncias entre os elementos do arranjo, diodo, lente cilíndrica, lente esférica e configurador de feixe, são, respectivamente, 27, 82 e 68 mm. Todas as lentes usadas nos arranjos têm *coating* anti-refletor para os comprimentos de onda dos diodos.

Quanto ao diodo de 685 nm, foram usadas três lentes cilíndricas com distâncias focais de 25, 38 e 25 mm, nessa ordem após o diodo, sendo as duas primeiras para focalizar a direção vertical e a última, a direção horizontal (Figura 16-b). As distâncias entre os vários elementos, do diodo até o configurador de feixe, são 36, 55, 17 e 30 mm, respectivamente.

Figura 16: Esquemas de bombeamento longitudinal: a) diodo de 685: (1) diodo-laser, (2) microlente esférica, (3-5) lentes cilíndricas, (6) configurador de feixe, (7) lente esférica, (8) espelho de entrada, (9) cristal, (10) espelho de saída; b) diodo de 960 nm: mesmos elementos do diodo de 685, (11) lente cilíndrica, (12) lente esférica.

Após a óptica de focalização do diodo, o feixe chega ao configurador de feixe como uma listra horizontal de aproximadamente 2,5 cm de largura por 200 μm de altura e, após repetidas reflexões entre os espelhos desse dispositivo, é transformado em uma ou mais colunas, com tamanho aproximado de meio centímetro em cada uma das direções. Após o feixe ser modificado pelo configurador de feixe, usa-se uma lente esférica, antes da cavidade, com distância focal de acordo com o tamanho de cintura de feixe e posição pretendidos para o bombeamento do cristal. Para o bombeamento em 960 nm, usou-se uma lente esférica com distância focal de 58 mm a 23 cm do configurador de feixe e a 8,5 cm do centro do cristal. Para o bombeamento em 685 nm, a lente esférica era de 50 mm, e estava a 30,5 cm do configurador de feixe e a 8 cm do cristal.

Usou-se uma cavidade do tipo quase-hemisférica. O raio do espelho curvo e o comprimento da cavidade foram escolhidos por meio de simulações numéricas, para que houvesse a maior sobreposição entre os modos de bombeamento e de cavidade. Na Figura 17 estão os tamanhos do modo para diferentes raios de curvatura do espelho.

O grau de sobreposição dos modos de bombeamento e da cavidade podem diferir nas duas direções. Na Figura 18 mostram-se essas sobreposições para o caso do bombeamento com 960 nm, usando-se uma cavidade com espelho de saída 10 cm de raio de curvatura. Na direção vertical, a sobreposição é menor.

Figura 17: Raio do modo gerado na cavidade em função da posição para espelhos de diferentes raios de curvatura. Sólido: horizontal; tracejado: vertical.

a)

b)

Figura 18: Sobreposição dos modos do laser e do bombeamento ao longo da direção de propagação. O feixe entra pela esquerda e percorre os 4,6 cm do cristal. a) horizontal e b) vertical. Em azul está representado o modo da cavidade e, em vermelho, o modo do bombeamento.

A maioria das barras de diodo apresenta uma curvatura na linha formada pelos emissores, o chamado *smile* (Figura 19). Para amenizá-lo, pode-se ajustar a inclinação da primeira lente cilíndrica ^[59], o que permite a formação de uma linha mais próxima de uma reta com menos perdas no configurador de feixe.

Com o configurador de feixe, é possível escolher o número de colunas com o qual o feixe se propaga. Quanto menor o número de colunas, maiores são as perdas nesse dispositivo. Na Figura 20 estão apresentadas imagens de duas situações diferentes, com 1 e 3 colunas, tendo sido usada a óptica de focalização apresentada na Figura 16. Após toda a óptica de focalização do diodo, a perda de potência de bombeamento pode chegar a 45 %.

Figura 19: Imagem dos emissores do diodo de 685 nm após lente cilíndrica de 50 mm e esférica de 25 mm. Nota-se a curvatura (*smile*). As imagens dos emissores no início e no fim da barra estão desfocalizadas em razão da aberração esférica da lente cilíndrica.

Figura 20: Feixes em três posições: à esquerda, a 2 mm antes do foco (*near-field*), no centro, no foco e à direita, a 2 mm após o foco, (*far-field*). a) 1 coluna; no foco: potência de 11 W , feixe com raios de $115 \times 205 \mu\text{m}$ (largura x altura) e intensidade de $15 \text{ KW}/\text{cm}^2$. b) 3 colunas; no foco: potência de 13 W, feixe de $240 \times 180 \mu\text{m}$ e intensidade de $8 \text{ KW}/\text{cm}^2$.

Medindo-se o raio do feixe com o auxílio de uma câmera CCD em sua passagem pela posição do foco, obtém-se um gráfico do raio do feixe em função de sua posição. Considera-se a largura do feixe em $1/e^2$ [60]. Fazendo-se o ajuste

com a equação a seguir, é possível determinar o raio mínimo e o fator de qualidade M^2 do feixe [61]:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 z \lambda}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad (63)$$

z é a posição do feixe, w é o raio do feixe, w_0 é o raio do feixe no foco e λ , o comprimento de onda do feixe.

Na Figura 21, está a situação usada para o laser de 960 nm (que é a situação da Figura 20-a). Nesse caso, o M^2 é 36 x 70 (horizontal x vertical).

Figura 21: Gráfico do raio do feixe ao redor do cristal em função da posição na direção de propagação do feixe.

2.1 Óptica para o bombeamento transversal

Neste trabalho, usou-se o bombeamento transversal com o objetivo de se bombear um cristal de YbTm:YLF com dois diferentes comprimentos de onda.

Mantida a mesma configuração do bombeamento longitudinal com o diodo de 960 nm, acrescenta-se o diodo de 685 nm. Ele é disposto transversalmente (Figura 22), e sua emissão atinge a face superior do cristal após passar por uma lente esférica de distância focal de 50 mm e um espelho de dobra. É necessário o uso de uma placa $\lambda/2$ para inverter a polarização do feixe. Assim, o bombeamento pode ser feito com polarização π , que é a direção de maior absorção. As distâncias entre o diodo, a placa $\lambda/2$, a lente esférica e o espelho de dobra são 25, 125 e 20 mm.

Figura 22: Esquema de bombeamento transversal. (1) diodo-laser de 685 nm; (2) placa $\lambda/2$; (3) lente esférica; (4) espelho; (5) espelho de saída; (6) cristal Yb:Tm:YLF; (7) espelho de entrada; (8) lente esférica; (9) configurador de feixe; (10) lente esférica; (11) lente cilíndrica; (12) diodo-laser de 960 nm.

Resultados Experimentais

1 Yb:Tm:YLF bombeado com 960 nm

Bombeou-se o Yb:Tm:YLF longitudinalmente usando-se óptica de focalização conforme esquema da Figura 16-b. Na Figura 23 estão fotos desse arranjo.

Figura 23: Fotos do arranjo para o bombeamento com diodo de 960 nm. À esquerda, a óptica de focalização do diodo. À direita, o cristal bombeado com emissão em azul.

Obteve-se uma intensidade de bombeamento de 15 kW/cm^2 , fator de qualidade de feixe M^2 de 36×70 (horizontal x vertical) e cintura de feixe de $115 \times 205 \text{ }\mu\text{m}^2$ na posição do cristal. Em razão de todas as perdas na óptica do

diodo e espelho de entrada, a potência máxima de bombeamento que chega ao cristal é de 11 W. O comprimento do cristal, 4,6 mm, absorve 96 % do bombeamento na direção π . O comprimento da cavidade é de 2 cm com um espelho de entrada de 10 cm de distância focal e transmissão de 85 % em 960 nm. O espelho de saída é plano, de Infrasil (transmissão de 95 % em 2,3 μm), e foi escolhido entre os espelhos disponíveis cujas refletividades estão entre 98,1 e 99,3 % para 2,3 μm . A cavidade gera um modo TEM₀₀ de 180 μm de diâmetro na posição do cristal.

Operou-se o laser em regime quase cw com duração de pulso entre 1 e 10 ms e frequência de repetição de até 75 Hz. A máxima potência-pico obtida foi 620 mW com eficiência angular (*slope efficiency*) de 8 % usando-se um espelho de saída com refletividade de 98,8 % (Figura 24 e Tabela I). Pelo que sabemos, é a maior potência obtida com o Yb:Tm:YLF em 2,3 μm [62, 63]. Na referência 33, são obtidos 450 mW, com eficiência angular de 18 % e potência de limiar de 280 mW, para um espelho de saída com 2,5 % de transmissão.

Na Figura 25 estão os pulsos do diodo e do laser adquiridos por um detector de PbS. O intervalo entre o início do pulso-laser e o pulso do diodo, para um espelho de 98,8 %, é de aproximadamente 1 ms; a potência cresce rapidamente até 2 ms, estabilizando-se até 3 ms. Esse é o comportamento típico para diversas configurações, com pequenas variações dependendo da refletividade dos espelhos de saída, como também pode ser visto na Tabela I.

Tabela I: Potências-pico e de limiar, intervalo temporal entre o início do pulso-laser e o pulso do diodo (na tabela denominado “atraso”) e eficiência para espelhos de diferentes transmissões. Usou-se o diodo com pulsos de 8 ms e 10Hz.

transmissão (%)	$P_{\text{threshold}}$ (W)	P_{pico} (mW)	atraso (ms)	eficiência (%)
99,3	3,0	565	0,70	6,8
98,8	3,5	620	0,93	8,0
98,1	3,6	545	1,00	7,1

Figura 24: Eficiência angular para espelhos de diferentes refletividades.

Figura 25: Pulso do bombeamento e pulso do laser detectado por um PbS.

2 Yb:Tm:YLF bombeado com 685

Montou-se o arranjo para o bombeamento longitudinal do cristal de Tm:YLF com 1,5 mol % conforme esquema da Figura 16-b e foto da Figura 26. Tentou-se várias combinações de lentes para se obter alta intensidade de bombeamento no cristal. Na melhor configuração, após a óptica de focalização e do espelho de entrada, chegavam 3 watts ao cristal. O feixe tinha dimensões de $240 \times 170 \mu\text{m}$.

Figura 26: Foto do diodo de 685 nm e sua óptica de focalização.

Montou-se uma cavidade semelhante àquela do bombeamento do Yb:Tm:YLF em 960 nm, com comprimento de 2 cm, espelho plano de entrada e espelho de saída curvo de 10 cm.

Não se obteve ação-laser. Como será mostrado adiante neste trabalho, houve falta de intensidade de bombeamento.

Figura 27: Cortes transversais do feixe do diodo de 685 nm próximo ao foco, após óptica de configuração para o bombeamento longitudinal. À esquerda, o *near-field* e à direita, o *far-field*.

3 Yb:Tm:YLF bombeado com 685 nm e 960 nm simultaneamente

Com a mesma montagem do arranjo anterior para o bombeamento com 960 nm, acrescentou-se o diodo de 685 nm na configuração de bombeamento transversal conforme esquema explicado no Capítulo V. A foto do arranjo está na Figura 28.

Figura 28: Foto do bombeamento duplo. Transversal em 685 nm e longitudinal em 960 nm.

Figura 29: Cristal de Yb:Tm:YLF bombeado por dois comprimentos de onda.

Após a placa $\lambda/2$, a lente e o espelho, chegam 4,5 W do laser de 685 nm na face do cristal, sendo absorvidos 8 % na primeira passagem e 4 % após reflexão na base do cristal, o que representa aproximadamente 500 mW de potência total absorvida.

A eficiência angular e a eficiência óptico-óptica aumentaram e o limiar para a ação-laser diminuiu em relação ao bombeamento único com 960 nm. O tempo entre o início da ação-laser e o do pulso do diodo também se reduziu. Para um espelho de saída com refletividade de 98,8 %, o tempo para o início da ação-laser sem o diodo de 685 nm é de 1,0 ms e com o 685 nm bombeando, 0,82 ms. A potência mínima para iniciar a ação-laser também diminuiu com o 685 nm bombeando conjuntamente, passando de 2,8 para 1,2 W.

Na Figura 30 estão os gráficos de eficiência para três diferentes espelhos de saída, variando-se a potência do diodo de 960 nm. Em cada gráfico, estão as medidas de potência para duas situações: com a potência do diodo de 685 nm fixada no máximo e com ele desligado.

A potência máxima obtida para o bombeamento somente com 960 nm é inferior aos 620 mW obtidos anteriormente neste trabalho. Isso se deve a um desalinhamento da cavidade por conta da introdução da óptica para o diodo de 685 nm.

Figura 30: Comparação entre eficiências para o bombeamento apenas com 960 nm (linhas pretas) e em conjunto com o 685 nm (linhas vermelhas) para diferentes espelhos. Refletividades dos espelhos: a) 98,8 %, b) 98,1 % e c) 99,3 %.

Para a experiência descrita a seguir na Figura 31, foram usados pulsos de 8 ms e frequência maior, 45 Hz, para se aumentar a potência-média e, assim, permitir a discriminação de baixos valores de potência de saída. Manteve-se a potência do diodo de 960 nm fixada em determinados valores e variou-se a potência do diodo de 685 nm. As eficiências de bombeamento em 685 nm são

maiores que em 960 nm (Figura 31, curvas de 1 a 4). Nota-se, nessa figura, o aumento do limiar de ação-laser para potências crescentes de 960 nm. Como se verificará nas simulações numéricas, maiores potências de bombeamento total tornam a presença de 685 nm determinantes para a eficiência do laser.

No mesmo gráfico estão os ajustes dos pontos de maior e menor potência de bombeamento em 685 nm (curvas 5 e 6). Confirmou-se a maior eficiência com o esquema de bombeamento duplo e potências de limiar menores com o aumento da potência de 685 nm. As barras de erro para a potência absorvida são determinadas pela estimativa de *overlap* espacial entre o feixe de 685 nm e o modo formado na cavidade.

Figura 31: Curvas de eficiência para o diodo de 685 nm com potência do diodo de 960 nm fixada em diferentes valores (curvas de 1 a 4) e curvas de eficiência para o diodo de 960 nm com potência do diodo de 685 nm fixada em diferentes valores (curvas 5 e 6). As curvas estão projetadas para potências maiores que a potência disponível. Espelho de saída com 98,8 % de refletividade em 2,3 μm .

Yb:Tm:YLF bombeado longitudinalmente em 685 e 960 nm. Com o objetivo de aumentar a potência disponível de bombeamento em 685 nm, o diodo deste comprimento de onda foi posicionado para bombeamento longitudinal (Figura 32). Dessa forma, a potência absorvida passou de 500 mW para aproximadamente 3 W. Ainda assim não foi possível obter-se ação-laser apenas com o bombeamento em 685 nm. Em razão da falta de um *beam-splitter* adequado, não foi possível medir a participação do bombeamento do 685 nm na potência final.

Figura 32: Foto do arranjo bilongitudinal. À esquerda, o diodo de 685 nm e à direita, o diodo de 960 nm.

Capítulo VII

Medidas Espectroscópicas

Uma maneira simples de se calcularem as taxas de transferência seria a de usar-se a lei do intervalo de energia na qual duas taxas de transferência K_i e K_j estão relacionadas da seguinte maneira [33]:

$$\frac{K_j}{K_i} = \exp \left[\frac{-\ln \varepsilon^{-1} (\Delta E_j - \Delta E_i)}{\hbar \omega_{\text{eff}}} \right] \quad (64)$$

onde ε é o parâmetro de acoplamento elétron-fônon, $\hbar \omega_{\text{eff}}$ é a energia de fônon para a matriz usada e ΔE a diferença de energia a ser suprida por fonons. Porém os erros podem ser grandes, pois se considera apenas a diferença de energia entre uma transição e outra, sem se levar em conta a diferença de probabilidade para cada nível de energia.

Neste trabalho, optou-se por se medirem as taxas de transferência da própria amostra de Yb:Tm:YLF usada na montagem do laser, excitando-se o meio ativo no comprimento de onda de bombeamento e medindo-se o tempo para alcançar o máximo de excitação e o tempo de decaimento ⁱ.

Para excitar-se o túlio em 795 nm e o itérbio em 975 nm, utilizou-se um OPO, com pulsos de 4 ns, 10 Hz e 10 mJ e largura de banda de

ⁱ As medidas espectroscópicas foram feitas no Laboratório de Espectroscopia do Centro de Lasers e Aplicações em conjunto com o Dr. Laércio Gomes.

aproximadamente 4 nm. Para comprimentos de onda acima de 1000 nm, usou-se um detector de InSb resfriado com nitrogênio líquido e, para comprimentos de onda menores, uma fotomultiplicadora com comprimentos de onda selecionados por um monocromador. Também foram medidos os tempos de vida para as amostras usadas, tendo-se em vista que esses tempos também são dependentes da concentração e, na literatura, nem sempre existem valores para concentrações iguais às das amostras usadas. A aquisição dos dados foi feita para três diferentes intervalos de tempo, um curto, um médio e um longo, para se ter uma melhor resolução da subida da curva de intensidade e também para alcançar o fim da curva de descida.

Os valores de probabilidade de transferência de energia e tempo de vida foram obtidos por ajustes, por duas exponenciais, dos dados de intensidade em função do tempo [64]:

$$I = A \left[\exp\left(\frac{-t}{t_d}\right) - \exp\left(\frac{-t}{t_s}\right) \right] \quad (65)$$

em que I é a intensidade do sinal, A é a sua amplitude e t_s e t_d são os tempos de subida e descida, respectivamente. A expressão acima vem da solução da equação de taxa do aceitador, considerando-se o decaimento do doador como exponencial.

No cálculo das probabilidades de transferência de energia, é necessário considerar-se o tempo de vida intrínseco do doador sem a presença do aceitador (τ_D). Assim, o tempo de subida e a probabilidade K estão relacionados da seguinte forma:

$$\frac{1}{t_s} = K + \frac{1}{\tau_D} \quad (66)$$

Transferências dependentes de duas etapas. A probabilidade para um processo ETU com dois passos é calculada pela multiplicação das probabilidades das duas transferências intermediárias [65, 66]. Para uma transferência K dependente de duas transferências K_1 e K_2 , será considerada a relação [67, 68]:

$$K = \sqrt{K_1 K_2} \quad (67)$$

Relação entre W e K . No tratamento de sistemas por equações de taxa, podem ser usadas as probabilidades de transferência de energia (s^{-1}) com as populações normalizadas pela quantidade de dopante [33, 69] ou taxas de transferência (cm^3/s) com populações absolutas (número de ions por cm^3) [38, 70].

No sistema Yb:Tm, a taxa de transferência de energia W e a probabilidade de transferência de energia K se relacionam da seguinte maneira [38]:

$$K_1 = n(^3H_6)_{Tm} \times W_1 \quad (68)$$

$$K_2 = n(^3F_4)_{Tm} \times W_2 \quad (69)$$

$$K_3 = n(^1G_2)_{Tm} \times W_3 \quad (70)$$

W e K não são facilmente comutáveis. No caso de K_1 , seria possível considerar-se $n(^3H_6)_{Tm}$ como a população total do dopante, desde que a população do nível 3F_4 não fosse significativa durante a ação-laser. Porém tal consideração nem sempre é realista, como será mostrado nas simulações.

As taxas de transferência W_1, W_2 e W_3 , para concentrações de itérbio abaixo de 15 mol%, são proporcionais à concentração do doador, o itérbio [38]. Por conveniência para a resolução das equações de taxa, pode-se introduzir um termo de proporcionalidade α , da seguinte forma

$$W_i = \alpha_i \times N_{Yb} \quad (71)$$

1 Medida de K_1

Para se obter a probabilidade de transferência K_1 , excitou-se o itérbio em 960 nm e a emissão do túlio, medida ao redor de 1900 nm. Os níveis e transferências estão ilustrados na Figura 33.

Figura 33: Níveis e transferências de energia envolvidos na medida de K_1 .

Para se detectar a emissão do Tm, usou-se um filtro de banda passante estreita em 1900 nm com largura de 10 nm. Os dados e o seu ajuste pela equação (65) estão na Figura 34. O tempo de subida t_s calculado por esse ajuste resultou em 0,807 ms.

O doador, neste caso, é o itérbio, e seu tempo intrínseco $\tau(^2F_{5/2})$ é igual a 2,16 ms (tempo de vida para baixa concentração de itérbio) [71]. Usando-se a equação 66, a probabilidade K_1 é calculada como 776 s⁻¹.

Figura 34: Emissão do Tm em 1900 nm com base no bombeamento do Yb em 960 nm.

2 Medida de K_2

O nível 3H_4 do Tm é populado a partir de dois processos de ETU, W_1 e W_2 . A taxa de transferência W_2 está vinculada à taxa W_1 , pois é esta que popula o nível 3F_4 (Figura 35). Para se obter a probabilidade K_2 , podem ser medidas as emissões do nível 3H_4 em 800 ou 1500 nm.

Figura 35: Níveis e transferências de energia envolvidos na medida de K_2 .

As emissões do nível 3H_4 do Tm foram obtidas com o cristal bombeado em 975 nm. Na Figura 36, está a medida da emissão em 800 nm e, na Figura 37, a emissão em 1500 nm, tendo sido usado, nesta última, um filtro de banda passante estreita em 1500 nm com largura de 10 nm.

Na medida de emissão em 800 nm, podem estar somados processos de reabsorção e reemissão da radiação nesse comprimento, pois essa emissão envolve o nível fundamental do túlio. Entretanto o sinal obtido com a fotomultiplicadora para a emissão em 800 nm é mais intenso que o sinal de 1500 nm obtido com o detector de InSb, o que gerou ajustes com erros menores. Por esses motivos, usou-se o tempo de subida calculado com base na emissão em 800 nm, que é $0,649 \pm 0,017$ ms.

Figura 36: Emissão do Tm em 800 nm com base no bombeamento em 975 nm.

Figura 37: Emissão do Tm em 1500 nm com base no bombeamento em 975 nm.

No cálculo da probabilidade K , que ocorre com base em dois processos de transferência, W_1 e W_2 , com dois diferentes doadores, considerou-se apenas o tempo intrínseco do $^2F_{5/2}$ que é de 2,16 ms, muito menor que o tempo intrínseco do 3F_4 que é de 15 ms (tempo de descida calculado a partir do ajuste dos dados da emissão em 1900 nm, conforme ilustrado na Figura 34). Por meio da equação (66), a probabilidade de transferência de duas etapas K é 1201 s^{-1} .

Pela equação 37, com $K_1 = 776 \text{ s}^{-1}$ e $K = 1078 \text{ s}^{-1}$, é obtido $K_2 = 1860 \text{ s}^{-1}$.

3 Medida de K_3

Uma das possibilidades para se obter a taxa de transferência W_3 consiste em se medir a emissão em 480 nm com base no bombeamento do itérbio em 975 nm. Porém, nesse caso, existem três processos envolvidos, W_1 , W_2 e W_3 . Não foi possível encontrar uma relação entre essas taxas e a taxa de transferência medida.

Para calcular K_3 , mediu-se a emissão em 480 nm com a excitação do Tm em 795 nm (Figura 38). Neste caso, na taxa de transferência medida, existem dois processos envolvidos, o W_3 e a taxa de transferência do nível 3H_4 do Tm para o $^2F_{5/2}$ do Yb. Essa taxa, que aqui será chamada de W_r , não é a taxa de *back-transfer* entre o Tm e o Yb referida nesta tese como W_5 , situação em que o Yb é bombeado.

Figura 38: Níveis e transferências de energia envolvidos na medida de K_3 .

Com base na medida de emissão do Yb ao redor de 980 nm, bombeando-se o túlio em 795 nm, é possível medir a probabilidade de transferência K_r . A emissão do itérbio foi medida usando-se um filtro de banda passante estreita em 1064 nm (único filtro disponível dentro do espectro de emissão do nível $^2F_{5/2}$ do Yb). Apesar de esse comprimento de onda estar longe do pico de emissão do itérbio ^[71], o sinal foi suficiente para se obter um bom ajuste dos dados (Figura 39).

Pelos ajustes, $t_s = 0,293$ ms. Sendo $\tau(^3H_4) = 1,2$ ms para 1 mol% de túlio no Tm:YLF ^[72], pela equação (66), $K_r = 2584$ s⁻¹.

Figura 39: Medida da emissão do Yb com bombeamento do Tm em 795 nm.

Figura 40: Medida da emissão do Tm em 480 com bombeamento em 795 nm.

No cálculo da taxa de transferência K' para o nível 1G_4 a partir de duas transferências, (conforme Figura 38), apesar de dois doadores envolvidos, o 3H_4

do Tm e o $^2F_{5/2}$ do Yb, considerou-se apenas o tempo intrínseco $\tau(^3H_4)$ do Tm, pois $\tau(^3H_4) < \tau(^2F_{5/2})$. Assim:

$$K \cong \frac{1}{t_s} - \frac{1}{\tau(^3H_4)} \quad (72)$$

Pelos dados da Figura 40, $t_s = 0,222$ e, portanto, $K' = 3676 \text{ s}^{-1}$.

Pela equação (67),

$$K_3 = \frac{K'^2}{K_r} \quad (73)$$

Portanto $K_3 = 5229 \text{ s}^{-1}$.

Nas Tabelas II e III estão os valores de tempo de vida medidos e as probabilidades de transferência.

Tabela II: Tempos de vida.

Nível	Tempos medidos	Tempos da literatura
2 ($^2F_{5/2}$) _{Yb}	1,01±0,03 ms	0,58 ms [38] 2,0 ms [33]
4 (3F_4) _{Tm}	15,04±0,12 ms	15 ms [33]
5 (3H_5) _{Tm}	---	1 μs [33]
6 (3H_4) _{Tm}	0,980±0,024 ms	0,71 ms [76] 0,93 ms [19] 0,56 ms [38] 2,1 ms [33]
7 (1G_4) _{Tm}	0,646±0,008 ms	0,54 ms [24] 0,75 ms [33]

Tabela III: Probabilidades de transferência em s^{-1} .

Transferência	Medida	Referência 33
1	776	649
2	1859	3245
3	5229	4000

Capítulo VIII

Soluções Numéricas

Na Tabela IV estão os valores dos parâmetros usados para as várias simulações numéricas, tanto para o bombeamento simples com 960 ou 685 nm, como para o duplo.

Nas equações usadas nos modelos do Capítulo IV, as populações não estão normalizadas; suas dimensões são cm^{-3} . As taxas de transferência estão em cm^3/s . Como se mostrou no capítulo anterior, W_1 , W_2 e W_3 apresentam dependência com a concentração do itérbio. W_4 e W_5 são dependentes da concentração do túlio. É conveniente expressar essas taxas com um fator de proporcionalidade conforme esta expressão:

$$W_i = \alpha_i \times N_{Yb,Tm} \quad (74)$$

Os termos de proporcionalidade α_i apresentam dimensões de cm^6/s e estão na Tabela V. Quanto ao valor de α_2 , existe uma grande disparidade na literatura. Na referência 38 existem dois valores: um, medido, de $30 \times 10^{-38} cm^6 s^{-1}$ e outro, calculado pelo método de Burshtein, que resulta em $2,2 \times 10^{-38} cm^6 s^{-1}$. As simulações mostram que este último é mais compatível com os resultados experimentais.

Tabela IV: Parâmetros usados nas simulações numéricas.

Parâmetro	Símbolo	Valor
Seção de choque de emissão para 2,3 μm	σ_{em}	$1,2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ [71]
Comprimento da cavidade	L_{cav}	2,5 cm
Fator de ocupação de Boltzmann do nível 6	b_{ULL}	0,19
Fator de ocupação de Boltzmann do nível 5	b_{LLL}	0,28
Degenerescência do nível 6	g_{ULL}	1 [73]
Degenerescência do nível 5	g_{LLL}	2 [73]
Fração geométrica de emissão espontânea	f_{geo}	$1,6 \times 10^{-5}$
Fração radiativa entre os níveis 6 e 5	f_{UtoL}	0,006 [74]
Comprimento de onda do laser	λ_{L}	2,3 μm
Índice de refração do YLF	n	1,46 [31]
<i>Branching ratios</i> ⁽⁷⁵⁾ :		
$^3\text{H}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6$	β_{63}	0,924
$^3\text{H}_4 \rightarrow ^3\text{F}_4$	β_{64}	0,070
$^3\text{H}_4 \rightarrow ^3\text{H}_5$	β_{65}	0,006
$^1\text{G}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6$	β_{73}	0,407
$^1\text{G}_4 \rightarrow ^3\text{F}_4$	β_{74}	0,076
$^1\text{G}_4 \rightarrow ^3\text{H}_5$	β_{75}	0,366
$^1\text{G}_4 \rightarrow ^3\text{H}_4$	β_{76}	0,155

Tabela V: Constante α para o cálculo dos parâmetros de transferência de energia.

Transferência	Constante α (cm^6/s)	Referência
1	$0,85 \times 10^{-38}$	38
	$0,35 \times 10^{-38}$	*
2	$2,2 \times 10^{-38}$	38
	30×10^{-38}	38
3	$2,0 \times 10^{-38}$	76
4	$2,3 \times 10^{-38}$	38
5	$0,58 \times 10^{-38}$	38

* calculado a partir das equações (70) e (75) considerando toda a população do Tm no estado fundamental.

1 Bombeamento com 685 nm

Na Tabela VI estão os parâmetros usados para a simulação do laser de Tm:YLF dopado com 1,55 mol% e bombeado longitudinalmente conforme arranjo experimental descrito no Capítulo V.

Tabela VI: Parâmetros usados na simulação numérica do bombeamento com 685 nm.

Parâmetro	Símbolo	Valor
Seção de choque de absorção do 685 nm (π)	σ_p	$2,2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ ⁽⁷⁴⁾
Comprimento do cristal	L_{cr}	0,92 cm
Transmissão da cavidade	T	0,99
Refletividade do espelho de saída	R_{out}	0,98
Eficiência de bombeamento	η_{deliv}	0,55
Eficiência de <i>overlap</i> entre os modos	η_{mo}	0,67
Potência máxima do diodo	P	5 W
Comprimento de onda do bombeamento	λ_p	685 nm
Fator de qualidade do bombeamento em x	M_x	40*
Fator de qualidade do bombeamento em y	M_y	40*
Cintura de feixe horizontal do bombeamento	w_x	240 μm
Cintura de feixe vertical do bombeamento	w_y	170 μm
Densidade de túlio no meio ativo	N_{Tm}	$2,1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$

* valores estimados

A potência máxima de bombeamento de que dispomos é de 5 W. Dessa, é absorvido 1,84 W, o que equivale a uma intensidade de 1,45 KW/cm². Até essa potência, a simulação não acusou a formação de ação-laser. Foram usadas então potências hipotéticas de até 60 W para verificar o comportamento do laser. Os pontos calculados estão no gráfico da Figura 41 e mostram uma saturação da absorção.

Nesse gráfico apresenta-se um ajuste linear dos pontos referentes às potências baixas de bombeamento (até 7 W). A simulação mostra uma potência de limiar de aproximadamente 5,5 W.

Fez-se a simulação para um tempo de vida curto, da ordem de 1 ms, para o nível 3F_4 , o responsável pela saturação da absorção,. O ajuste dos pontos, como se apresenta na Figura 41, indica aproximadamente a mesma potência limiar de bombeamento, 5,8 W.

Da simulação infere-se, portanto, que na situação experimental, com um diodo-laser de 5 W, seria necessário diminuir o tamanho do feixe de bombeamento, aumentando-se a intensidade que chega ao cristal. A qualidade do feixe da barra de diodos de que dispomos não permite essa melhora. Na simulação considerou-se uma perda de apenas 1 %, porém as perdas na situação real podem ser maiores.

Com o uso dos parâmetros da Tabela VI, verificou-se qual o espelho ideal para um diodo de 10 W com emissão em 685 nm. A refletividade encontrada foi de 97,5 %, conforme Figura 42.

Figura 41: Simulação numérica da eficiência do laser de Tm:YLF. Em vermelho, o tempo de vida longo do 3F_4 e o ajuste dos pontos iniciais. Em azul, simulação para um hipotético tempo curto de 1 ms para esse nível.

Figura 42: Potência-pico do laser em função da refletividade do espelho de saída para o bombeamento com diodo de 685 nm fornecendo 10 W.

1.2 Comparação com o modelo analítico

Os valores de potência de saída gerados pela solução numérica podem ser ajustados com a expressão (25) do Capítulo III, obtida por um modelo simplificado de três níveis. Da expressão (14) para a intensidade de saturação da absorção, $I_s^A = 880 \text{ W/cm}^2$. Na Figura 43 mostra-se o ajuste, no qual A , I_s e K variam livremente, enquanto I_s^A é limitada a valores próximos de 880 W/cm^2 . Verifica-se uma potência de limiar de quase 5 W.

Figura 43: Ajuste pela equação 25, de dados gerados por solução numérica.

2 Bombeamento com 960 nm

Na Tabela VII estão os parâmetros usados para simulação do laser de Yb:TM:YLF bombeado longitudinalmente conforme esquema experimental apresentado no Capítulo V.

Tabela VII: Parâmetros usados na simulação numérica com bombeamento de 960 nm.

Parâmetro	Símbolo	Valor
Seção de choque de absorção do Yb ($E c$)	σ_p	$7,0 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ [71]
Comprimento do cristal	L_{cr}	0,46 cm
Transmissão da cavidade	T	0,985
Refletividade do espelho de saída	R_{out}	0,988
Potência máxima do diodo	P	20 W
Eficiência de entrega bombeamento	η_{deliv}	0,45
Eficiência de <i>overlap</i> entre os modos	η_{mo}	0,77
Comprimento de onda do bombeamento	λ_P	960 nm

Fator de qualidade do bombeamento em x	M_x	36
Fator de qualidade do bombeamento em y	M_y	70
Cintura de feixe horizontal do bombeamento	w_x	115 μm
Cintura de feixe vertical do bombeamento	w_y	205 μm
Densidade de túlio no meio ativo	N_{Tm}	$1,7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Densidade de itérbio no meio ativo	N_{Yb}	$13,1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$

Na Figura 44 mostra-se a evolução de população para todos os níveis envolvidos no sistema até o estado estacionário. Na Figura 45 está a potência calculada. Este último gráfico mostra que tanto o valor máximo de potência quanto o perfil da curva estão próximos do obtido experimentalmente, com início da ação-laser por volta de 1 ms e máximo a partir de 3 ms. Na simulação, foram usados os tempos de vida obtidos experimentalmente.

Figura 44: Evolução temporal das populações dos níveis do Yb:Tm. À esquerda, as populações do Yb normalizadas por N_{Yb} . Em vermelho, nível $^2F_{7/2}$ e em azul, o $^2F_{5/2}$. À direita, os níveis do Tm normalizados por N_{Tm} . Os níveis 3H_6 , 3F_4 , 3H_5 , 3H_6 e 1G_4 estão representados nas curvas azul, vermelha, amarela, verde e ciano respectivamente.

Figura 45: Potência de saída em função do tempo para o laser de Yb:Tm:YLF bombeado em 960 nm.

Da Figura 44, a população do nível 3F_4 estabiliza-se com a fração de 0,46. Considerando-se as equações (39) e (44),

$$K_2 = \alpha_2 \times N_{Yb} \times n(^3F_4)_{Tm} \quad (75)$$

Substituindo-se $K_2 = 1860 \text{ s}^{-1}$ obtido no Capítulo VII, $N_{Yb} = 13,1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ e $n(^3F_4)_{Tm} = 0,37 \times 1,7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, chega-se ao valor de $\alpha_2 = 1,8 \times 10^{-38} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$, que é da mesma ordem de grandeza do valor usado na simulação.

Simulou-se o comportamento do laser para uma constante α_2 como a da referência 38 ($30 \times 10^{-38} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$). Na Figura 46, verifica-se que a curva de potência é bem diferente da obtida experimentalmente. A potência máxima é mais alta, o tempo de início da ação-laser é mais curto e ocorre um pico antes de sua estabilização. A saturação do nível 3F_4 ocorre num nível mais baixo. Repetindo-se o cálculo da equação (45), não se chega ao valor correto de α_2 .

Figura 46: À esquerda, potência de saída calculada para um laser de Yb:Tm:YLF bombeado em 960 nm para $\alpha_2 = 30 \times 10^{-38} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$. À direita, populações do Tm normalizadas por N_{Tm} . Os níveis 3, 4, 5, 6 e 7 estão em azul, vermelho, amarelo, verde e ciano respectivamente.

Com a finalidade de se verificar a refletividade do espelho de saída, o laser foi simulado para diferentes refletividades, usando-se os parâmetros da Tabela VII, com potência de bombeamento de 10 W. Na Figura 47, verifica-se que a refletividade ideal do espelho é de 99 %.

Figura 47: Potência-pico do laser em função da refletividade do espelho de saída para o bombeamento com 960 nm e potência de 10 W.

3 Bombeamento duplo

Os resultados experimentais relativos à potência de saída no bombeamento duplo mostraram que o diodo de 685 nm melhora a eficiência do laser de Yb:Tm com emissão em 2,3 μm . Porém, o aumento da fração de 685 nm eleva a saturação da absorção. Assim, deve existir uma proporção ideal entre os dois bombeamentos. A pequena parcela disponível de laser para bombeamento em 685 nm, frente ao 960 nm para o esquema de bombeamento transversal-longitudinal, não permitiu caracterizar o sistema de forma mais completa.

A simulação usada para o bombeamento longitudinal com laser em 960 nm pode ser usada para o bombeamento duplo, o que permite investigar os mecanismos envolvidos no sistema e verificar qual a fração ideal de potência de bombeamento de cada comprimento de onda para se alcançar a maior potência de saída.

Considera-se que o cristal seja bombeado longitudinalmente por ambos os lados com os mesmos parâmetros e as mesmas condições de bombeamento para

os dois comprimentos de onda (parâmetros de feixe conforme Tabela VII). A soma da potência de bombeamento dos dois diodos foi limitada a 25 W, soma da potência dos dois diodos usados na parte experimental, mantendo-se assim a mesma ordem de grandeza. Ao contrário dos diodos que usamos, foi permitido que individualmente cada um pudesse chegar a 25 W.

A fração de 685 nm para se obter a máxima potência depende da refletividade do espelho de saída, pois existe um diferente *small signal gain* para cada comprimento de onda de bombeamento. Na Figura 48 está a dependência da potência de saída em função da fração de 685 nm para espelhos de diferentes refletividades.

A máxima potência de saída obtida foi de 980 mW, com espelho de 98,1 % de refletividade e 25 % de bombeamento com 685 nm e o restante com 960 nm, o que representa um aumento de 18 % da potência de saída em relação ao bombeamento com apenas o 960 nm.

Para o espelho de 97,5 % de refletividade, a substituição de 30 % do bombeamento de 960 nm por 685 nm aumenta em 80 % a potência de saída.

Para espelhos de refletividade menor que 97 %, somente com a presença do bombeamento em 685 nm ocorre ação-laser. Para refletividades maiores que 99 %, a substituição de potência do 960 nm por 685 nm diminui a potência de saída.

O bombeamento com 685 nm é mais eficiente para popular o nível 3H_4 a partir do 3H_6 . Com o aumento da transmissão do espelho de saída, o laser se aproxima do limiar, e nessa situação, é necessário um processo mais eficiente, como o 685 nm. Se a transmissão é baixa, o 685 nm se torna menos relevante.

Os resultados experimentais se mostraram de acordo com as simulações no que se refere ao aumento de potência. No bombeamento transversal com 685 nm, dispondo de apenas 0,5 W de potência absorvida nesse comprimento de onda (o que representava aproximadamente 4 % da potência absorvida do 960 nm), observou-se aumento de eficiência. Isso pode ser observado nas curvas da Figura 48 para os espelhos de refletividade entre 97,5 e 98,8 %.

Figura 48: Dependência da potência de saída em função da porcentagem de 685 nm em relação ao total de potência de entrada, para espelhos de diferentes refletividades, mantendo-se potência total de 25 W.

O comportamento temporal da potência de saída depende da presença do bombeamento em 685 nm. Na Figura 49, são comparadas duas situações, com e sem a presença de 685 nm, mas com potências de saída em 2,3 μm próximas (810 mW). Verifica-se que, sem o 685 nm, a ação-laser inicia-se em 0,8 ms e o tempo para atingir máxima potência é maior que 3 ms. Com 50 % de 685 nm, a ação-laser inicia-se em 0,2 ms, atinge um pico em 0,8 ms e depois diminui, estabilizando-se em 2 ms. Esses dados são para o espelho de 98,1 %.

A presença do 685 possibilita um rápido aumento de população do nível laser superior $^3\text{H}_4$, fazendo as vezes do ETU 1, ao contrário do esquema de 960 nm que precisa de dois processos de *up-conversion* para alcançar-se o mesmo nível. Existe uma diferença na forma como se dá o aumento da população do $^3\text{F}_4$ com a presença do 685 nm, que é contínua até a completa saturação da absorção. Para o 960 nm, a taxa de aumento da população do $^3\text{F}_4$ sofre alteração no início da ação-laser. Neste caso, ocorre uma transferência para o nível $^1\text{G}_4$, que apresenta uma população maior comparada com a população quando do bombeamento parcial pelo 685 nm.

Figura 49: À esquerda estão os gráficos da potência em função do tempo e, à direita, a evolução da população nos diversos níveis do Tm. Na situação (a), o bombeamento é feito apenas com 960 nm. Na situação (b), são 50 % de 960 nm e 50 % de 685 nm. Nos gráficos da direita, as populações do Tm estão normalizadas por N_{Tm} . Os níveis 3, 4, 5, 6 e 7 estão representados em azul, vermelho, amarelo, verde e ciano respectivamente.

Ainda se considerando as evoluções temporais de potência e população para o espelho de 98,1 % (Figura 50), na situação de máxima potência, 25 % de 685 nm, a ação-laser inicia-se em 0,5 ms. No caso de 100 % de bombeamento em 685 nm, o início da ação-laser é extremamente rápido, porém a saturação da absorção também é rápida, resultando em potência final baixa. Nota-se nesse caso a ausência de população no nível 1G_4 .

Figura 50: a) máx potência (970 mW) com 25 % de 685 nm e espelho com refletividade de 98,8 %; b) bombeamento com apenas diodo de 685 nm. À direita, populações do T_m normalizadas por N_{Tm} . Os níveis 3, 4, 5, 6 e 7 estão em azul, vermelho, amarelo, verde e ciano respectivamente.

Analisou-se também o comportamento do laser para potências mais altas. Considerando-se o bombeamento duplo longitudinal em 685 e 960 nm, calculou-se a potência de saída em função da fração de 685 nm em relação ao total (potência de 685 e 960 nm somadas) que foi sempre mantida em 80 W. O sistema não foi otimizado para alta potência; mantiveram-se os mesmos parâmetros de feixe do bombeamento com 25 W. Na Figura 51 estão os resultados para diferentes espelhos de saída. Comparando-os com a situação de potência máxima total de 25 W (Figura 48), são necessários espelhos com maior refletividade para dispensar o bombeamento de 685 nm. Para um espelho de 98 % de refletividade, só há ação-laser com a participação de pelo menos 25 % de bombeamento de 685 nm.

Figura 51: Dependência da potência de saída em função da porcentagem de 685 nm em relação ao total de potência de entrada, para espelhos de diferentes refletividades. A potência total de bombeamento é de 80 W.

Na Figura 52 está o comportamento temporal da potência de saída para diferentes proporções entre 685 e 960 nm. Uma maior proporção de 685 nm acelera o início da ação-laser, porém há rapidamente uma queda da potência de saída em razão da alta saturação do nível 3F_4 e esvaziamento do nível fundamental do túlio, conforme já verificado na Figura 50-b para potência total de 25 W. Deste gráfico fica evidenciado que o sistema Yb:Tm:YLF operando em 2,3 μm funciona de forma otimizada somente quando utilizado o bombeamento duplo.

Uma parcela menor que 38 % de 685 nm não permite a estabilização do laser, como pode ser visto na Figura 53. Os níveis 3F_4 e 3H_6 são esvaziados e há um acúmulo de população no nível 1G_4 em razão do processo W_3 .

Figura 52: Comportamento temporal da potência de saída para diferentes porcentagens de 685 nm do total de 80 W. Simulação para um espelho de saída de 97 %.

Figura 53: Bombeamento com 50 W de 960 nm e 30 W de 685 nm. Populações do itérbio, à esquerda e do túlio, à direita. Para o Yb, nível 1 em vermelho e nível 2 em azul. Para o Tm, os níveis 3, 4, 5, 6 e 7 estão em azul, vermelho, amarelo, verde e ciano respectivamente.

3.2 Comparação com o modelo analítico

Retomando o modelo simplificado de equações de taxa desenvolvido no Capítulo III, e lembrando que ω_P é a taxa de bombeamento referente ao bombeamento com 685 nm e que ω_2 é a taxa de transferência do itérbio para o nível laser superior do túlio (conforme definido pela equação 27), a validade da expressão (35) para a população do nível laser superior pode ser verificada para os casos extremos de bombeamento por apenas um comprimento de onda. Sem o bombeamento de 685 nm, ou seja, $\omega_P = 0$, pela equação (35),

$$n_2 = n_{tot} \left\{ 1 + \frac{1}{\tau_2 \left[\frac{\tau_1 \gamma \omega_2 - 1}{\tau_1 \gamma} \right]} \right\}^{-1} \quad (76)$$

Para $\omega_2 = 0$, ou seja, sem bombeamento em 960 nm,

$$n_2 = n_{tot} \frac{1}{1 + \frac{\tau_1}{\tau_2}} \quad (77)$$

Os valores para τ_1 e τ_2 são 0,015 e 0,001 s respectivamente. Substituindo-se esses valores na expressão acima, chega-se ao resultado $n_2 = n_{tot}/16 = 0,063n_{tot}$. Isso significa que a população máxima no nível laser superior possível de ser atingida quando bombeado com 685 nm, são aproximadamente 6 % da população total de túlio no estado estacionário. A independência do valor de n_2 com ω_P está de acordo com a existência de uma intensidade de saturação da absorção.

Da expressão (35) para n_2 , pode-se verificar qual é a situação ideal de bombeamento, ou seja, a fração ótima de 685 nm e 960 nm que alcança maior população. Sendo $\omega_P = I_P \sigma_P / \hbar \nu_P$ e considerando-se a potência absorvida de 2 W e área de incidência de $7 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$, que é uma das melhores situações obtidas

para o diodo de 685 nm, ω_p é da ordem de 220 s^{-1} . Para ω_2 , pode-se considerar uma taxa calculada pela equação (27). Sendo $K_2 = 1860 \text{ s}^{-1}$ e $n(^2F_{5/2})_{yb} = 0,05$, que é aproximadamente a fração que passa para o nível superior de bombeamento conforme simulação apresentada na Figura 44, $\omega_2 = 93 \text{ s}^{-1}$.

Na Figura 54 está a curva da fração da população n_2 em função das taxas ω_p e ω_2 , correspondente à equação 35. Foram usados os valores de $\tau_1 = 0,015 \text{ s}$ e $\tau_2 = 0,001 \text{ s}$. Dos valores calculados no Capítulo VII, $K_1 = 776 \text{ s}^{-1}$ e $K_2 = 1860 \text{ s}^{-1}$, e pela expressão (28), $\gamma = 0,42$. O máximo de população no nível 2 é alcançada para uma proporção de 17 % de ω_p e apresenta o valor de 15 % do n_{tot} , o que é coerente com os valores obtidos das simulações, como pode ser observado na Figura 50-a, na qual está indicada potência máxima para porcentagens de bombeamento de 685 nm entre 20 e 25 %.

Figura 54: Fração da população n_2 em função das taxas ω_p e ω_2 , correspondente à equação 35.

Capítulo IX

Conclusões

O objetivo de se construir um laser de túlio com a emissão em $2,3\ \mu\text{m}$ foi alcançado com o bombeamento longitudinal de um cristal de Yb:Tm:YLF por diodo-laser de 960 nm. Obteve-se uma potência máxima de 620 mW e eficiência de 8 %. A potência é a mais alta reportada na literatura para esse sistema. A eficiência é compatível com um arranjo no qual o bombeamento é feito por uma barra de diodos. Apesar da má qualidade do feixe desse dispositivo, a utilização de um configurador de feixe permitiu alcançar alto brilho, com intensidade da ordem de $15\ \text{kW}/\text{cm}^2$.

Mesmo não se obtendo a emissão em $2,3\ \mu\text{m}$ para o cristal de Tm:YLF com o bombeamento em 685 nm, por falta de intensidade, esse comprimento de onda mostrou-se interessante como bombeamento auxiliar de um cristal codopado de itérbio e túlio. De forma inédita, obteve-se um laser com emissão em $2,3\ \mu\text{m}$ com o sistema Yb:Tm bombeado duplamente com diodos-laser de 960 e 685 nm. Mesmo contando com uma pequena fração de laser em 685 frente ao 960 nm, os resultados experimentais demonstraram que essa forma de bombeamento em dois comprimentos de onda é mais eficiente que o tradicional bombeamento do Yb:Tm apenas com laser de 960 nm.

O programa desenvolvido para a simulação numérica de um laser codopado com túlio e itérbio mostrou-se bem sucedido ao possibilitar a correta

previsão de seu comportamento. O programa não só permitiu simular os sistemas Tm e Yb:Tm bombeados por apenas um comprimento de onda, como também se mostrou válido para o bombeamento duplo. As soluções analíticas mostraram-se em concordância com os resultados experimentais e com as soluções numéricas, permitindo um respaldo teórico das simulações.

Para o sistema túlio, tanto a solução analítica quanto a numérica indicaram o efeito de *bottleneck* do nível 3F_4 do túlio, mostrando o quanto a saturação pela absorção é preponderante sobre a saturação pela emissão. Pôde-se verificar que nas condições experimentais desenvolvidas para o Tm:YLF, a potência de bombeamento estava abaixo da potência de limiar.

Para o sistema Yb:Tm, as soluções analítica e numérica demonstraram a superioridade do bombeamento duplo com 960 e 685 nm em relação ao único em 960 nm, indicando ainda que existe uma proporção ideal para a potência de bombeamento em cada comprimento de onda, dependendo da potência total de bombeamento.

Este trabalho ainda forneceu novos dados para as taxas de conversão ascendente para o sistema Yb:Tm usando um método simples, conseguindo-se principalmente um valor para a taxa W_2 , essencial para a explicação do sistema e sobre a qual existem dados muito díspares na literatura.

O próximo passo para este trabalho é o de desenvolver experimentalmente o bombeamento longitudinal duplo nos dois comprimentos de onda, aproveitando ao máximo o bombeamento de 685 nm.

Apêndice I

Cálculo da Eficiência de *Overlap* Espacial

Sejam os modos de bombeamento W_{Px} e W_{Py} nas direções x e y e da mesma forma os modos do laser, W_{Lx} e W_{Ly} .

$$w_{Px}(z) = w_{Px0} \sqrt{1 + \left(\frac{M_{Px}(z - z_0)\lambda_P}{n\pi w_{Px0}^2} \right)^2} \quad (A1)$$

$$w_{Py}(z) = w_{Py0} \sqrt{1 + \left(\frac{M_{Py}(z - z_0)\lambda_P}{n\pi w_{Py0}^2} \right)^2} \quad (A2)$$

$$w_{Lx}(z) = w_{Lx0} \sqrt{1 + \left(\frac{M_{Lx}(z - z_0)\lambda_L}{n\pi w_{Lx0}^2} \right)^2} \quad (A3)$$

$$w_{Ly}(z) = w_{Ly0} \sqrt{1 + \left(\frac{M_{Ly}(z - z_0)\lambda_L}{n\pi w_{Ly0}^2} \right)^2} \quad (A4)$$

A eficiência de acoplamento no bombeamento colinear é ⁷⁷:

$$\eta(z) = \sqrt{\frac{w_{Lx}^2(z)[w_{Lx}^2(z) + 2w_{Px}^2(z)]}{[w_{Lx}^2(z) + w_{Px}^2(z)]^2}} \sqrt{\frac{w_{Ly}^2(z)[w_{Ly}^2(z) + 2w_{Py}^2(z)]}{[w_{Ly}^2(z) + w_{Py}^2(z)]^2}} \quad (\text{A5})$$

O valor usado para a simulação, η_{mo} , é a média ao longo de z

$$\eta_{mo} = \overline{\eta}(z) \quad (\text{A6})$$

Apêndice II

Cálculo da Eficiência de *Overlap* Espectral

Um cristal absorve a radiação do diodo em profundidades que dependem do comprimento de onda. A temperatura de funcionamento do diodo que possibilita maior absorção é calculada por meio de *overlap* entre a emissão do diodo e a absorção do cristal para diferentes temperaturas.

Considere-se $D(\lambda)$ a função normalizada do espectro de emissão de um diodo e $\alpha(\lambda)$ a função para o espectro de absorção de um cristal. A potência absorvida entre duas posições L_1 e L_2 dentro do cristal ao longo da direção de bombeamento e a uma determinada temperatura é calculada da seguinte forma:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} D(\lambda) \{ \exp[-\alpha(\lambda)L_1] - \exp[-\alpha(\lambda)L_2] \} d\lambda \quad (A7)$$

Por meio de um programa desenvolvido neste trabalho, calcula-se a porcentagem absorvida da potência inicial ao longo da profundidade. O mesmo cálculo é repetido para cada temperatura.

Índice de Figuras

Figura 1: Espectro de absorbância da glicose em função do comprimento de onda. Gráfico da referência 7.4	
Figura 2: Espectro de absorção da água e linhas de emissão de terras-raras próximos de $2\ \mu\text{m}$	4
Figura 3: Diagrama de níveis do Tm^{III} . Em vermelho, esquema das absorções de bombeamento por diodo-laser. Em azul, suas principais emissões-laser. Em verde, os processos de relaxação cruzada (W_4) e conversão ascendente (W_6).	10
Figura 4: Absorção de $\text{Tm}:\text{YLF}$ com 1 mol% de túlio, medida para a polarização π . Usou-se um espectrômetro de absorção óptica Cary-Olis 17.	11
Figura 5: Absorção de $\text{Yb}:\text{Tm}:\text{YLF}$ com 10 mol% de íterbio medido na polarização π . Usou-se um espectrômetro de absorção óptica Cary-Olis17.	13
Figura 6: Diagrama de níveis do $\text{Yb}:\text{Tm}$. Nas equações de taxa do próximo capítulo serão utilizados como referência os números à esquerda dos níveis de energia. À direita dos símbolos dos níveis estão os seus tempos de vida medidos ao longo do trabalho, com exceção do tempo para o nível $^3\text{H}_5$ [33].	13
Figura 7: Esquema de níveis do túlio e taxas de transferência entre eles.	17
Figura 8: Esquema de níveis e taxas de transferência para a solução analítica do sistema $\text{Yb}:\text{Tm}$	21
Figura 9: Espectro de absorção para as polarizações σ e π de um cristal de $\text{Tm}:\text{YLF}$ com 1 mol %, obtido com equipamento Cary-Olis 17.	31
Figura 10: Foto do suporte de cobre, com o cristal sobre uma folha de índio.	31
Figura 11: Tipo de diodo-laser usado neste trabalho e direções de polarização. Para os dois comprimentos de onda usados, 685 e 960 nm, a polarização dos diodos era sigma.	33
Figura 12: Potência medida em regime contínuo em função da corrente aplicada no diodo OPC-A020-mm-CN.	33
Figura 13: Espectros dos diodos-laser de 960 e 685 nm medidos por meio de um espectrômetro Ocean Optics HR2000.	34
Figura 14: Porcentagem absorvida de bombeamento (numeração nas curvas) por profundidade e temperatura para o diodo de 960 nm e um cristal de 9,4 mol% de Yb.	35
Figura 15: Fração de bombeamento absorvido (numeração nas curvas) por profundidade e temperatura para o diodo de 685 nm e um cristal de 1,15 mol% de Tm.	35
Figura 16: Esquemas de bombeamento longitudinal: a) diodo de 685: (1) diodo-laser, (2) microlente esférica, (3-5) lentes cilíndricas, (6) configurador de feixe, (7) lente esférica, (8) espelho de entrada, (9) cristal, (10) espelho de saída; b) diodo de 960 nm: mesmos elementos do diodo de 685, (11) lente cilíndrica, (12) lente esférica.	38
Figura 17: Raio do modo gerado na cavidade em função da posição para espelhos de diferentes raios de curvatura. Sólido: horizontal; tracejado: vertical.	39
Figura 18: Sobreposição dos modos do laser e do bombeamento ao longo da direção de propagação. O feixe entra pela esquerda e percorre os 4,6 cm do cristal. a) horizontal e b) vertical. Em azul está representado o modo da cavidade e, em vermelho, o modo do bombeamento.	40
Figura 19: Imagem dos emissores do diodo de 685 nm após lente cilíndrica de 50 mm e esférica de 25 mm. Nota-se a curvatura (smile). As imagens dos emissores no início e no fim da barra estão desfocalizadas em razão da aberração esférica da lente cilíndrica.	41

Figura 20: Feixes em três posições: à esquerda, a 2 mm antes do foco (near-field), no centro, no foco e à direita, a 2 mm após o foco, (far-field). a) 1 coluna; no foco: potência de 11 W, feixe com raios de $115 \times 205 \mu\text{m}$ (largura x altura) e intensidade de 15 KW/cm^2 . b) 3 colunas; no foco: potência de 13 W, feixe de $240 \times 180 \mu\text{m}$ e intensidade de 8 KW/cm^2	41
Figura 21: Gráfico do raio do feixe ao redor do cristal em função da posição na direção de propagação do feixe.....	42
Figura 22: Esquema de bombeamento transversal. (1) diodo-laser de 685 nm; (2) placa $\lambda/2$; (3) lente esférica; (4) espelho; (5) espelho de saída; (6) cristal Yb:Tm:YLF; (7) espelho de entrada; (8) lente esférica; (9) configurador de feixe; (10) lente esférica; (11) lente cilíndrica; (12) diodo-laser de 960 nm.....	43
Figura 23: Fotos do arranjo para o bombeamento com diodo de 960 nm. À esquerda, a óptica de focalização do diodo. À direita, o cristal bombeado com emissão em azul.....	44
Figura 24: Eficiência angular para espelhos de diferentes refletividades.....	46
Figura 25: Pulso do bombeamento e pulso do laser detectado por um PbS.....	46
Figura 26: Foto do diodo de 685 nm e sua óptica de focalização.....	47
Figura 27: Cortes transversais do feixe do diodo de 685 nm próximo ao foco, após óptica de configuração para o bombeamento longitudinal. À esquerda, o near-field e à direita, o far-field.....	47
Figura 28: Foto do bombeamento duplo. Transversal em 685 nm e longitudinal em 960 nm.....	48
Figura 29: Cristal de Yb:Tm:YLF bombeado por dois comprimentos de onda.....	48
Figura 30: Comparação entre eficiências para o bombeamento apenas com 960 nm (linhas pretas) e em conjunto com o 685 nm (linhas vermelhas) para diferentes espelhos. Refletividades dos espelhos: a) 98,8 %, b) 98,1 % e c) 99,3 %.....	50
Figura 31: Curvas de eficiência para o diodo de 685 nm com potência do diodo de 960 nm fixada em diferentes valores (curvas de 1 a 4) e curvas de eficiência para o diodo de 960 nm com potência do diodo de 685 nm fixada em diferentes valores (curvas 5 e 6). As curvas estão projetadas para potências maiores que a potência disponível. Espelho de saída com 98,8 % de refletividade em $2,3 \mu\text{m}$	51
Figura 32: Foto do arranjo bilongitudinal. À esquerda, o diodo de 685 nm e à direita, o diodo de 960 nm.....	52
Figura 33: Níveis e transferências de energia envolvidos na medida de K_1	56
Figura 34: Emissão do Tm em 1900 nm com base no bombeamento do Yb em 960 nm.....	57
Figura 35: Níveis e transferências de energia envolvidos na medida de K_2	57
Figura 36: Emissão do Tm em 800 nm com base no bombeamento em 975 nm.....	58
Figura 37: Emissão do Tm em 1500 nm com base no bombeamento em 975 nm.....	59
Figura 38: Níveis e transferências de energia envolvidos na medida de K_3	60
Figura 39: Medida da emissão do Yb com bombeamento do Tm em 795 nm.....	61
Figura 40: Medida da emissão do Tm em 480 com bombeamento em 795 nm.....	61
Figura 41: Simulação numérica da eficiência do laser de Tm:YLF. Em vermelho, o tempo de vida longo do 3F_4 e o ajuste dos pontos iniciais. Em azul, simulação para um hipotético tempo curto de 1 ms para esse nível.....	66
Figura 42: Potência-pico do laser em função da refletividade do espelho de saída para o bombeamento com diodo de 685 nm fornecendo 10 W.....	67
Figura 43: Ajuste pela equação 25, de dados gerados por solução numérica.....	68
Figura 44: Evolução temporal das populações dos níveis do Yb:Tm. À esquerda, as populações do Yb normalizadas por N_{Yb} . Em vermelho, nível $^2F_{7/2}$ e em azul, o $^2F_{5/2}$. À direita, os níveis do Tm normalizados por N_{Tm} . Os níveis 3H_6 , 3F_4 , 3H_5 , 3H_6 e 1G_4 estão representados nas curvas azul, vermelha, amarela, verde e ciano respectivamente.....	69
Figura 45: Potência de saída em função do tempo para o laser de Yb:Tm:YLF bombeado em 960 nm.....	70
Figura 46: À esquerda, potência de saída calculada para um laser de Yb:Tm:YLF bombeado em 960 nm para $\alpha_2 = 30 \times 10^{-38} \text{ cm}^6\text{s}^{-1}$. À direita, populações do Tm normalizadas por N_{Tm} . Os níveis 3, 4, 5, 6 e 7 estão em azul, vermelho, amarelo, verde e ciano respectivamente.....	71
Figura 47: Potência-pico do laser em função da refletividade do espelho de saída para o bombeamento com 960 nm e potência de 10 W.....	72
Figura 48: Dependência da potência de saída em função da porcentagem de 685 nm em relação ao total de potência de entrada, para espelhos de diferentes refletividades, mantendo-se potência total de 25 W.....	74
Figura 49: À esquerda estão os gráficos da potência em função do tempo e, à direita, a evolução da população nos diversos níveis do Tm. Na situação (a), o bombeamento é feito apenas com 960 nm. Na situação (b), são 50 % de 960 nm e 50 % de 685 nm. Nos gráficos da direita, as populações do Tm estão	

normalizadas por N_{Tm} . Os níveis 3, 4, 5, 6 e 7 estão representados em azul, vermelho, amarelo, verde e ciano respectivamente.	75
Figura 50: a) máx potência (970 mW) com 25 % de 685 nm e espelho com refletividade de 98,8 %; b) bombeamento com apenas diodo de 685 nm. À direita, populações do Tm normalizadas por N_{Tm} . Os níveis 3, 4, 5, 6 e 7 estão em azul, vermelho, amarelo, verde e ciano respectivamente.	77
Figura 51: Dependência da potência de saída em função da porcentagem de 685 nm em relação ao total de potência de entrada, para espelhos de diferentes refletividades. A potência total de bombeamento é de 80 W.	78
Figura 52: Comportamento temporal da potência de saída para diferentes porcentagens de 685 nm do total de 80 W. Simulação para um espelho de saída de 97 %.....	79
Figura 53: Bombeamento com 50 W de 960 nm e 30 W de 685 nm. Populações do itérbio, à esquerda e do túlio, à direita. Para o Yb, nível 1 em vermelho e nível 2 em azul. Para o Tm, os níveis 3, 4, 5, 6 e 7 estão em azul, vermelho, amarelo, verde e ciano respectivamente.	79
Figura 54: Fração da população n_2 em função das taxas ω_p e ω_s , correspondente à equação 35.	81

Índice de tabelas

<i>Tabela I: Potências-pico e de limiar, intervalo temporal entre o início do pulso-laser e o pulso do diodo (na tabela denominado “atraso”) e eficiência para espelhos de diferentes transmissões. Usou-se o diodo com pulsos de 8 ms e 10Hz.....</i>	<i>45</i>
<i>Tabela II: Tempos de vida.</i>	<i>62</i>
<i>Tabela III: Probabilidades de transferência em s^{-1}.....</i>	<i>62</i>
<i>Tabela IV: Parâmetros usados nas simulações numéricas.</i>	<i>64</i>
<i>Tabela V: Constante α para o cálculo dos parâmetros de transferência de energia.</i>	<i>64</i>
<i>Tabela VI: Parâmetros usados na simulação numérica do bombeamento com 685 nm.</i>	<i>65</i>
<i>Tabela VII: Parâmetros usados na simulação numérica com bombeamento de 960 nm.</i>	<i>68</i>

Notas Bibliográficas

-
- ¹ Nikitichev AA, Stepanov AI, "2- μ m lasers for optical monitoring", *J. Opt. Technol.* 66 (8), 718-723 (1999)
- ² McAleavey FJ *et al*, "Extremely high sensitivity gas detection at 2.3 μ m using a grazing incidence Tm³⁺ fibre laser cavity", *Sensors and Actuators A* 87, 107-112 (2001)
- ³ Cerutti L *et al*, "Vertical cavity surface emitting laser sources for gas detection", *Phys. Stat. Sol. A* 2002 (4), 631-635 (2005)
- ⁴ Webber ME *et al*, "In situ combustion measurements of CO, CO₂, H₂O and temperature using diode laser absorption sensors", *Proceedings of The Combustion Institute* 28: 407-413 Part 1 (2000)
- ⁵ Olesberg JT *et al*, "Tunable laser diode system for noninvasive blood glucose measurements", *Proceedings SPIE* 5702, 23-29 (2005)
- ⁶ Saptari V, Youcef-Toumi K, "Design of a mechanical-tunable filter spectrometer for noninvasive glucose measurement", *Appl. Opt.* 43 (13), 2680-2688 (2004)
- ⁷ Olesberg JT, "Noninvasive blood glucose monitoring in the 2.0-2.5 micron wavelength range", 14th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society, La Jolla, USA, (2001), <http://ostc.physics.uiowa.edu/~olesberg/talks/leos-2001-blood-glucose-monitoring.pdf> (acessado em 23 de março de 2006)
- ⁸ Ossoff RH, Reinisch L, "Chapter 12: Laser Surgery: Basic Principles and Safety Considerations", in *Otolaryngology Head and Neck Surgery*, editado por Charles Cummings, Charles W. Cummings M. D., John M. Fredrickson M. D., Charles J. Krause
- ⁹ Hale M, Querry MR, "Optical constants of water in the 200nm to 200 μ m wavelength region," *Appl. Opt.* 12, 555--563, (1973).
- ¹⁰ Mermelstein C *et al*, "Room-temperature low-threshold low-loss continuous-wave operation of 2,26 μ m GaInAsSb/AlGaAsSb quantum-well laser diodes", *Appl. Phys. Lett.* 77 (11), 1581-1583 (2000)

-
- ¹¹ DeLoach LD *et al*, "Transition metal-doped zinc chalcogenides: spectroscopy and laser demonstration of a new class of gain media", *IEEE J. Quantum Electron.* 32 (6), 885-895 (1996)
 - ¹² Sorokin E, Naumov S, Sorokina IT, "Ultrabroadband infrared solid-state lasers", *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* 11 (3), 690-712 (2005)
 - ¹³ Kück S, "Laser-related spectroscopy of ion-doped crystals for tunable solid-state lasers", *Appl. Phys. B* 72, 515-562 (2001)
 - ¹⁴ Podlipensky AV *et al*, "Efficient laser operation and continuous-wave diode pumping of Cr²⁺:ZnSe single crystals", *Appl. Phys. B* 72, 253-255 (2001)
 - ¹⁵ Sorokina IT *et al*, "Broadly tunable compact continuous-wave Cr²⁺:ZnS laser", *Opt. Lett.* 27 (12), 1040-1042 (2002)
 - ¹⁶ McKay J, Schepler KL, Catella GC, "Efficient grating-tuned mid-infrared Cr²⁺:CdSe laser", *Opt. Lett.* 24 (22), 1575-1577 (1999)
 - ¹⁷ Mond M *et al*, "1.9- μ m and 2.0- μ m laser diode pumping of Cr²⁺:ZnSe and Cr²⁺:CdMnTe", *Opt. Lett.* 27 (12), 1034-1036 (2002)
 - ¹⁸ Hömmerich U *et al*, "Mid-infrared laser development based on transition metal doped cadmium manganese telluride", *J. Lumin.* 87-89, 1143-1145 (2000)
 - ¹⁹ Pinto JF, Esterowitz L, Rosenblatt GH, "Tm³⁺:YLF laser continuously tunable between 2.20 and 2.46 μ m", *Opt. Lett.* 19 (12), 683-685 (1994)
 - ²⁰ Braud A *et al*, "Passive Q-switching and wavelength tunability of a diode-pumped Tm:Yb:YLiF₄ laser around 1.5 μ m", *Opt. Comm.* 183 (1-4), 175-179 (2000)
 - ²¹ Elder IF, Payne MJP, "Lasing in diode-pumped Tm:YAP, Tm,Ho:YAP and Tm,Ho:YLF", *Opt. Comm.* 145, 329-339 (1998)
 - ²² Budni PA *et al*, "High-power/high-brightness diode-pumped 1.9- μ m thulium and resonantly pumped 2.1- μ m holmium lasers", *IEEE J. Selec. Top. Quantum Electron.* 6 (4), 629-635 (2000)
 - ²³ Nguyen DC, Faulkner GE, Dulick M, "Blue-green (450-nm) upconversion Tm³⁺:YLF laser", *Appl. Opt.* 28 (17), 3553-3555 (1989)
 - ²⁴ Hebert T *et al*, "Blue continuously pumped upconversion lasing in Tm:YLiF₄", *Appl. Phys. Lett.* 60 (21), 2592-2594 (1992)
 - ²⁵ Rapaport A, Milliez J, Bass M, "Role of pump duration on temperature and efficiency of up-conversion in fluoride crystals co-doped with ytterbium and thulium", *Opt. Exp.* 12 (21), 5215-5220 (2004)

-
- ²⁶ Sudesh V, Goldys EM, "Spectroscopic properties of thulium-doped crystalline materials including a novel host, $\text{La}_2\text{Be}_2\text{O}_5$: a comparative study", *J. Opt. Soc. Am. B* 17 (6), 1068-1076 (2000)
- ²⁷ Wu X *et al*, "The blue up-conversion luminescence of vitroceramics codoped with Tm^{3+} and Yb^{3+} ions pumped with 680 nm", *Chem. Phys. Lett.* 203 (2,3), 211-214 (1993)
- ²⁸ Özen G *et al*, "Upconversion luminescence of Tm^{3+} in Yb^{3+} -doped fluorophosphate glasses under 683 nm excitation", *J. Non-Cryst. Sol.* 176, 147-156 (1994)
- ²⁹ Hardman PJ *et al*, "Energy-transfer upconversion and thermal lensing in high-power end-pumped Nd:YLF laser crystals", *IEEE J. Quantum Electron.* 35 (4), 647-655 (1999)
- ³⁰ Pollnau M *et al*, "Upconversion-induced heat generation and thermal lensing in Nd:YLF and Nd:YAG", *Phys. Rev. B* 58 (24), 16076-16092 (1998)
- ³¹ Doualan JL, Moncorge R, "Laser crystals with low phonon frequencies", *Ann. Chim. Sci. Mat.* 28, 5-20 (2003)
- ³² So S, Mackenzie JL, Shepherd DP, Clarkson WA, "Power scaling strategy for longitudinally diode-pumped Tm:YLF lasers", CLEO2005/Europe, Germany (2005)
- ³³ Diening A, Möbert PEA, Huber G, "Diode-pumped continuous-wave, quasi-continuous-wave, and Q-switched laser operation of $\text{Yb}^{3+}, \text{Tm}^{3+}:\text{YLiF}_4$ at 1.5 and 2.3 μm ", *J. Appl. Phys.* 84 (11), 5900-5904 (1998)
- ³⁴ Honea EC *et al*, "115-W Tm:YAG diode-pumped solid-state laser", *IEEE J. Quant. Electron.* 33 (9), (1997)
- ³⁵ Vega-Durán *et al*, "Optimal co-doping concentration and dynamics of energy transfer processes for $\text{Tm}^{3+}\text{-Tb}^{3+}$ and $\text{Tm}^{3+}\text{-Eu}^{3+}$ in LiYF_4 crystal hosts", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 34, 3203-3208 (2001)
- ³⁶ Braud A *et al*, "Spectroscopy and fluorescence dynamics of (Tm , Tb) and (Tm , Eu) doped LiYF_4 single crystals for 1.5- μm laser operation", *IEEE J. Quant. Electron.* 34 (11), 2246-2255 (1998)
- ³⁷ Sudesh V, Piper JA, "Spectroscopy, modeling, and laser operation of thulium-doped crystals at 2.3 μm " *IEEE J. Quant. Electron.* 36 (7), 879-884 (2000)
- ³⁸ Braud A *et al*, "Energy-transfer processes in Yb:Tm-doped KY_3F_{10} , LiYF_4 , and BaY_2F_8 single crystals for laser operation at 1.5 and 2.3 μm ", *Phys. Rev. B* 61 (8), 5280-5292 (2000)
- ³⁹ Wetter NU, Matos PSF *et al*, "Single frequency, continuously tunable, diode-pumped Nd:LiYGdF microlaser", *Opt. Comm.* 204 (1-6), 311-315 (2002)
- ⁴⁰ Wetter NU, Matos PSF *et al*, "QCW- Tm:Ho:YLF laser pumped by a 20 W diode bar using a two mirror beam-shaper", *Rev. Fís. Aplic. Instr.* 13 (4) 83-85 (1998)

-
- ⁴¹ Dulick M *et al*, "Spectroscopy and dynamics of upconversion in $\text{Tm}^{3+}:\text{YLiF}_4$ ", *J. Lumin.* 48 & 49, 517-521 (1991)
- ⁴² Kanawaba J *et al*, "Improved high-field laser characteristics of a diode-pumped $\text{Yb}:\text{LiYF}_4$ crystals at low temperature", *Opt. Expr.* 10 (10), 455-460 (2002)
- ⁴³ Orlovskii YV *et al*, "Temperature dependencies of excited states lifetimes and relaxation rates of 3-5 phonon (4-6 μm) transitions in the YAG, LuAG and YLF crystals doped with trivalent holmium, thulium, and erbium", *Opt. Mat.* 18, 355-365 (2002)
- ⁴⁴ Kuhn KJ, *Laser Engineering*, Prentice Hall 1998
- ⁴⁵ Young M, *Óptica e Lasers*, Editora da Universidade de São Paulo 1998
- ⁴⁶ Koechner W, *Solid-State Laser Engineering*, 4ª edição, Springer-Verlag 1996
- ⁴⁷ Pollnau M *et al*, "Explanation of the cw operation of the Er^{3+} 3- μm crystal laser", *Phys. Rev. A* 49 (5), 3990-3996 (1994)
- ⁴⁸ Silfvast WT, *Laser Fundamentals*, capítulo 7, Cambridge University Press, 1996
- ⁴⁹ Svelto O, *Principles of Lasers*, 4ª edição, capítulo 7, Plenum Press, 1998
- ⁵⁰ Pollnau M *et al*, "Investigations on the slope efficiency of a pulsed 2.8- μm $\text{Er}^{3+}:\text{LiYF}_4$ laser", *J. Opt. Soc. Am. B* 14 (4), 974-978 (1997)
- ⁵¹ Burden RL, Faires JD, *Análise Numérica*, capítulo 5, Pioneira Thomson Learning, 2003
- ⁵² Ranieri IM *et al*, "Growth of $\text{LiYxLu}_{1-x}\text{F}_4$ crystals ($x=0, 25$, and 50 mol%) under CF_4 atmosphere", *J. Alloys Compounds* 344 (1-2) 203-206 (2002)
- ⁵³ Ranieri IM *et al*, "Growth and characterization of $\text{LiGd}_{1-x}\text{Y}_x\text{Nd}_y\text{F}_4$ single crystals", *J. Cryst. Growth* 217 (1-2), 145-150 (2000)
- ⁵⁴ Dergachev AY, Flint JH, Moulton PF, "1.8-W cw $\text{Er}:\text{YLF}$ diode-pumped laser", *CLEO 2000*, CFA2
- ⁵⁵ Clarkson WA, Hanna DC, "Efficient $\text{Nd}:\text{YAG}$ laser end pumped by a 20-W diode-laser bar", *Opt. Lett.* 21 (12), 869-871 (1996)
- ⁵⁶ Wetter NU, "Increased brightness in pumping-schemes using diode bar" CLEO/Europe 2000, Paper Number CtuK 0008
- ⁵⁷ Wetter NU, "Modificador de curvatura de perfil de feixe para diodo laser", patente PI 0202146-3 (2002)
- ⁵⁸ de Matos PSF, "Obtenção de oscilação em frequência única em lasers de estado sólido bombeados por diodo-laser", dissertação de mestrado, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares - Universidade de São Paulo, 2001

-
- ⁵⁹ Wetter NU, "Three-fold effective brightness increase of laser diode bar emission by assessment and correction of diode array curvature" *Optics & Laser Technology* 33 (3), 181-187 (2001)
- ⁶⁰ Alda J, "Laser and gaussian beam propagation and transformation", em *Encyclopaedia of Optical Engineering*, editada por Johnson RB e Driggers RG, Nova York 2002
- ⁶¹ Sasnett MW, "Propagation of multimode laser beams – the M² factor", *The Physics and Technology of Laser Resonators*, editado por D.R. Hall e P.E. Jackson, IOP Publishing Ltd 1989
- ⁶² de Matos PSF, Ranieri IM, Baldochi S L, Wetter NU, "Yb:Tm:YLF laser emitting at 2.3 micrometers pumped by a 960 nm diode bar", EPS-QEOD Europhoton Conference 2004 Solid-State and Fiber Coherent Light Sources, 2004, Lausanne. Europhysics Conference Abstracts. European Physical Society, v.28C.
- ⁶³ Wetter NU, de Matos PSF *et al*, "Optimization of a high power 2.3 m Yb:Tm:Ylf laser, simultaneously diode-pumped at 685 nm and 960 nm" *Revista Brasileira de Pesquisa e Desenvolvimento* 7 (3), (2005)
- ⁶⁴ da Vila LD *et al*, "Dynamics of Tm-Ho energy transfer and deactivation of the ³F₄ low level of thulium in fluorozirconate glasses", *J. Appl. Phys.* 95 (10), 5451-5463 (2004)
- ⁶⁵ Auzel F, "Upconversion and anti-stokes processes with f and d ions in solids", *Chem. Rev.* 104, 139-173 (2004)
- ⁶⁶ Kuwana E, Seavick-Muraca EM, "Fluorescence lifetime spectroscopy in multiply scattering media with dyes exhibiting multiexponential decay kinetics", *Biophys. J.*, 83 (2), 1165-1176 (2002)
- ⁶⁷ Inokuti M, Hirayama F, "Influence of energy transfer by the exchange mechanism on donor luminescence", *J. Chem. Phys.* 43, 1978-1989 (1965)
- ⁶⁸ Comunicações internas com o Dr. Laércio Gomes.
- ⁶⁹ Ostermayer FW *et al*, "Frequency upconversion in YF₃:Yb³⁺,Tm³⁺", *Phys. Rev. B* 3 (8), 2698-2705 (1971)
- ⁷⁰ Pollnau M, Jackson SD, "Energy recycling versus lifetime quenching in erbium-doped 3-μm fiber lasers", *IEEE J. Quantum Electron.* 38 (2), 162-169 (2002)
- ⁷¹ De Loach LD *et al*, "Evaluation of absorption and emission properties of Yb³⁺ doped crystals for laser applications", *IEEE J. Quantum Electron.* 29 (4), 1179-1191 (1993)
- ⁷² Li C *et al*, "Radiative transition probabilities of trivalent rare-earth ions in LiYF₄", OSA Proc. Advanced Solid-State Lasers 15, Pinto AA e Fan TY (eds), 91-95 (1993)
- ⁷³ Kaminskii AA, *Laser Crystals: Physics and Properties*, Springer Series in Optical Sciences V. 14, 1981

-
- ⁷⁴ Razumova IK, Tkachuk AM, Mironov DI, Nikichev AA, "Spectral intensities and stimulated radiation of Tm³⁺:YLF crystals", *Opt. Spectr.* 81 (2), 205-213 (1996)
- ⁷⁵ Perlin EY *et al*, "Cascade-avalanche up-conversion in Tm³⁺:YLF crystals", *Opt. Spectr.* 90 (5), 661-700 (2001)
- ⁷⁶ Zhang XX *et al*, "Blue upconversion with excitation into Tm ions at 780 nm in Yb- and Tm-codoped fluoride crystals", *Phys. Rev. B* 51 (14), 9298-9301 (1995)
- ⁷⁷ Kubodera K, Otsuka K, "Single-transverse-mode LiNdP₄O₁₂ slab waveguide laser", *J. Appl. Phys.* 50 (2), 653-659 (1979)