

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

**LASER DE Nd:YVO₄ BOMBEADO TRANSVERSALMENTE EM
CONFIGURAÇÃO COM ÂNGULO RASANTE INTERNO**

FABÍOLA DE ALMEIDA CAMARGO

Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para a obtenção do Grau de
Mestre em Ciências na Área de tecnologia
Nuclear – Materiais.

Orientador: Niklaus Ursus Wetter

SÃO PAULO
2006

**À minha mãe e minha irmã que
são a base da minha vida.**

**Ao Gabriel, meu namorado e
melhor amigo, por estar sempre
ao meu lado.**

**Ao meu pai que estará sempre
presente na minha vida.**

Agradecimentos

Ao Niklaus Ursus Wetter pela orientação sempre sábia, pela amizade e paciência.

Aos colegas do laboratório, Alessandro, Eduardo, Ilka, Jonas e Marco pelo convívio sempre agradável, pelo apoio e ajuda.

Ao Paulo pelas inúmeras e pacientes discussões e ajuda com os equipamentos.

Aos colegas do CLA, Fernando, Marcello, Renato e Thiago.

À minha querida amiga Ana Paula que esteve sempre ao meu lado.

Ao Prof. Dr. Nilson Vieira por conceder acesso às instalações e aos equipamentos do CLA.

À Andrea por toda ajuda no final deste trabalho, pela atenção e pelo carinho.

À Elza pela paciência e orientações dadas diversas vezes.

À Fapesp pelo apoio financeiro pelo financiamento do projeto e pela bolsa de estudo.

Aos técnicos e funcionário do CLA.

A todas as pessoas que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

LASER DE Nd:YVO₄ BOMBEADO TRANSVERSALMENTE EM CONFIGURAÇÃO COM ÂNGULO RASANTE INTERNO

Fabíola de Almeida Camargo

RESUMO

Lasers bombeados por diodo semiconductor emitindo em 1 μ m têm diversas aplicações. Para muitas destas aplicações é desejado um feixe laser com uma boa qualidade e alta potência. Um dos maiores problemas encontrado quando se utiliza altas potências de bombeamento é a forte lente térmica gerada no meio ativo.

Neste trabalho estuda-se um laser de Nd:YVO₄ bombeado transversalmente por diodo laser em regime contínuo. Este tipo de bombeamento possibilita aproveitar o alto coeficiente de absorção do cristal tornando possível a obtenção de altas eficiências.

Duas configurações de ressonadores foram estudadas. A primeira com uma dobra em ângulo rasante na superfície de bombeamento do cristal e a segunda com duas dobras nesta mesma face. Um laser de 22 watts de potência de saída e eficiência angular de 74% foi obtido com a primeira configuração sob um bombeamento de 35 watts. A qualidade do modo era de $M^2 = 26 \times 11$, na horizontal e na vertical, respectivamente.

Uma melhora significativa na qualidade do feixe foi demonstrada quando feita a segunda dobra dentro do cristal. Uma potência de 17 watts foi atingida com essa configuração com qualidade de feixe de $M^2 = 3,4 \times 3,7$, na horizontal e na vertical, respectivamente.

LASER DE Nd:YVO₄ BOMBEADO TRANSVERSALMENTE EM CONFIGURAÇÃO COM ÂNGULO RASANTE INTERNO

Fabíola de Almeida Camargo

ABSTRACT

Within the existing variety of laser cavity geometries and gain materials there is one combination that is particularly interesting because of its reduced complexity and high efficiency: the edge-pumped slab-laser using grazing-incidence geometry and a gain media with a very high pump absorption cross-section.

In this work we studied a diode side-pumped Nd:YVO₄ cw laser. We describe a single and a multiple bounce laser configurations.

We demonstrate 22 W of multimode output power for 35 watts of pump power with a single pass through the gain media. A high optical-to-optical conversion efficiency of 63% and a slope efficiency of 74% with a very compact and simple Nd:YVO₄ cavity that uses joint stability zones was achieved. The beam quality was $M^2 = 26 \times 11$ in the horizontal and vertical direction, respectively.

With a double pass configuration we achieved 17 watts with a better beam quality of $M^2 = 3,4 \times 3,7$, in the horizontal and vertical direction, respectively.

SUMÁRIO

	Página
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO.....	7
CAPÍTULO 2 - LASER DE ESTADO SÓLIDO	9
2.1 MODOS DO LASER	14
2.1.1 <i>Distribuição transversal de intensidade</i>	<i>15</i>
2.1.2 <i>Propagação de feixes gaussianos</i>	<i>16</i>
2.1.3 <i>Modos de ordem superior.....</i>	<i>18</i>
2.2 EFEITOS TÉRMICOS	19
2.2.1 <i>Distribuição de temperatura dentro do cristal com a geometria utilizada no experimento</i>	<i>20</i>
2.2.2 <i>Lente térmica.....</i>	<i>24</i>
2.3 ESTABILIDADE DE RESSONADORES	26
CAPÍTULO 3 - MEIO ATIVO E BOMBEAMENTO.....	30
3.1 COMPARAÇÃO DE MATRIZES.....	30
3.2 BOMBEAMENTO TRANSVERSAL: UMA REVISÃO DE LITERATURA	33
CAPÍTULO 4 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL.....	36
4.1 O MEIO ATIVO E OS DIODOS LASER.....	36
4.2 OS RESSONADORES LASERS	42
4.2.1 <i>Uma dobra dentro do cristal.....</i>	<i>44</i>
4.2.2 <i>Duas dobras dentro do cristal.....</i>	<i>47</i>

CAPÍTULO 5 - RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	49
5.1 CAVIDADE LASER COM UMA DOBRA DENTRO DO CRISTAL	49
5.2 CAVIDADE LASER COM DUAS DOBRAS DENTRO DO CRISTAL	52
CAPÍTULO 6 - CONCLUSÕES.....	56
APÊNDICE A - CÁLCULO DA LENTE TÉRMICA.....	57
APÊNDICE B - OUTROS RESSONADORES TESTADOS.....	59
LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS.....	63

ÍNDICE DE FIGURAS

FIGURA 1: Absorção de um fóton por um átomo fazendo com que este passe para um estado de maior energia.	10
FIGURA 2: Possíveis emissões de um átomo em um nível excitado (2) para um nível de menor energia (1): emissão espontânea e emissão estimulada.	11
FIGURA 3: Diagrama dos níveis de energia em um sistema de quatro níveis.	13
FIGURA 4: População do nível superior laser em função do tempo somente com emissão espontânea (■) e com emissões espontânea e estimulada (●).	14
FIGURA 5: Exemplos de modos transversais cilíndricos (a) e retangulares (b)[17].	16
FIGURA 6: Propagação de um feixe gaussiano.	17
FIGURA 7: Geometria e dimensões do cristal de Nd:YVO ₄ . a) Dimensões do cristal bombeado na face yz e resfriado nas faces xz; b) face de bombeamento (yz) com as dimensões do feixe de bombeamento $w_1 \times w_2$; c) visão da face de resfriamento (face xz) onde é possível verificar o ângulo θ dentro do cristal.	21
FIGURA 8: Distribuição da temperatura na face $(-a/2, y, 0)$ para uma potência de bombeamento de 40 watts.	24
FIGURA 9: Diagrama de estabilidade e localização de diferentes ressonadores.	27
FIGURA 10: Diagrama com as zonas I e II de estabilidade. A linha $1/f$ representa um ressonador com uma lente variável intracavidade. Os números 1 a 4 se referem a fórmula 43.	28
FIGURA 11: Esquema de níveis de Nd ³⁺ quando dopante de uma matriz de YVO ₄ [26].	31
FIGURA 12: Configuração utilizada em bombeamentos transversais com reflexão total interna dentro do cristal.	35
FIGURA 13: Esquema do Nd:YVO ₄ utilizado.	36
FIGURA 14: Suporte de cobre utilizado no resfriamento do cristal.	37

FIGURA 15: Primeiro suporte individual para resfriamento de diodo laser testado.....	38
FIGURA 16: Foto do primeiro suporte de diodo laser testado.....	38
FIGURA 17: Suporte de diodo laser com uma maior passagem de água para um melhor resfriamento.	39
FIGURA 18: Foto do novo suporte de diodo com melhor resfriamento.....	40
FIGURA 19: Espectro de emissão do diodo de 40 watts, quando operado com uma corrente de 40A, e a uma temperatura de 23°C.....	41
FIGURA 20: Espectro de emissão do diodo de 48 watts, quando operado com uma corrente de 55A, a uma temperatura de 19°C.	41
FIGURA 21: Potência de saída do diodo de 40 watts em função da corrente aplicada.....	42
FIGURA 22: Potência de saída do diodo de 48 watts em função da corrente aplicada.....	42
FIGURA 23: Simulação da distância focal da lente térmica para o cristal utilizado e $\theta = 0^{\circ}\text{C}$	43
FIGURA 24: Esquema da cavidade laser com uma dobra intracavidade.	44
FIGURA 25: Esquema da cavidade utilizada mudando o posicionamento do cristal.	45
FIGURA 26: Foto da cavidade laser composta por um espelho côncavo e um espelho plano de saída e uma lente cilíndrica à frente do diodo.	45
FIGURA 27: Configuração utilizada com um espelho côncavo de 50 cm e um espelho plano de saída com transmissão de 36%.	46
FIGURA 28: Diagrama e zonas (I e II) de estabilidade para a cavidade utilizada. A reta $1/f$ representa a potência dióptrica da lente térmica.	46
FIGURA 29: Configuração da cavidade utilizada com duas dobras dentro do cristal: 1) espelho côncavo; 2) espelho plano altamente refletor; 3) espelho plano de saída e 4) lente cilíndrica de 6,4 mm.....	47
FIGURA 30: Foto da cavidade laser com duas dobras intracavidade.....	48

FIGURA 31: Gráfico da potência do laser pela potência de bombeamento para as duas lentes estudadas e sem lente.....	49
FIGURA 32: Potência do laser pela potência de bombeamento (■) e eficiência (●) com uma dobra dentro do cristal quando utilizado o diodo de 40 watts.....	50
FIGURA 33: Qualidade de feixe da cavidade laser com uma dobra dentro do cristal, na horizontal (■) e na vertical.	51
FIGURA 34: Potência do laser pela potência de bombeamento com uma dobra dentro do cristal quando utilizado o diodo de 48 watts.....	52
FIGURA 35: Potência de saída pela potência de entrada para duas dobras dentro do cristal quando utilizado o diodo de 40 watts.	53
FIGURA 36: Potência de saída pela potência de entrada para duas dobras dentro do cristal quando utilizado o diodo de 48 watts.	54
FIGURA 37: Qualidade de feixe na horizontal da cavidade laser com duas dobras dentro do cristal.....	55
FIGURA 38: Qualidade de feixe na vertical da cavidade laser com duas dobras dentro do cristal.	55
FIGURA 39: Foto da cavidade laser composta por um espelho côncavo, uma lente esférica intracavidade e um espelho plano de saída e uma lente cilíndrica à frente do diodo.....	59
FIGURA 40: Cavidade laser utilizando composta por uma lente divergente intracavidade e dois espelhos planos.	60
FIGURA 41: Configuração utilizada com lente divergente intracavidade.	61

Capítulo 1

Introdução

Lasers de estado sólido bombeados por diodo laser com emissão em torno de 1µm têm se tornado cada vez mais importantes em virtude das diversas aplicações industriais [1], médicas [2], e de monitoração ambiental (LIDAR [3]).

O Nd:YAG tem sido largamente estudado quando emitindo em 1064nm em virtude de suas boas propriedades espectroscópicas e da facilidade de crescimento com boa qualidade óptica [4]. Recentemente outros materiais como Nd:YVO₄ e Yb:YAG têm se tornado bastante interessantes [5]. Em particular, o Nd:YVO₄ tem demonstrado ótimos resultados em virtude da sua alta secção de choque de emissão em 1064nm e alto coeficiente de absorção em 808nm.

O desafio na construção do laser bombeado por diodo para aplicações industriais reside no fato que este laser deve demonstrar altíssima confiabilidade e estabilidade em operação contínua (cw). Portanto, existem problemas graves de ordem termo-mecânica que precisam ser dominados. Mesmo bem abaixo do limite de fratura por tensão, o calor depositado gera distorções térmicas e birrefringência termicamente induzida dentro do cristal [6] o que diminui drasticamente a eficiência de extração de potência e a qualidade ótica do feixe, características desejadas em aplicações industriais. As perdas devidas à birrefringência são mais significativas em cristais com simetria cúbica como YAG, porém em matrizes cristalinas como YLF e o YVO₄, que são naturalmente birrefringência, as perdas são menos significativas [7]. No YVO₄ a lente térmica se torna mais relevante em virtude da sua baixa condutividade térmica, se comparado com Nd:YAG, porém sua birrefringência natural e seu alto coeficiente de absorção em 808nm tornam esse cristal interessante em determinadas configurações.

Com o advento dos lasers de semicondutor na década de 80, a tecnologia de lasers bombeados por lâmpada recebeu uma forte concorrência tendo em vista a maior eficiência e simplicidade do arranjo que utiliza diodo laser como fonte bombeadora dos cristais. Uma grande parcela dos lasers comumente utilizados está atualmente sendo substituída por lasers de estado sólido bombeado por diodo semicondutor. A maior

vantagem dos lasers de semicondutor é a sua eficiência tanto na conversão elétrica para ótica (50%) quanto no bombeamento de lasers de estado sólido. A descarga no gás das lâmpadas tem uma emissão de banda larga que quase sempre tem uma sobreposição pobre com o espectro de absorção discreto dos íons dopantes nos cristais a serem bombeados. Como resultado, em torno de 95% (Nd:YAG) da energia de bombeamento da lâmpada não contribui para a operação laser do cristal e é convertida em calor, que precisa ser removido com refrigeradores caros e de grande porte. Os lasers de semicondutor têm banda de emissão estreita e, na sua maioria, podem ser sintonizáveis através do controle da temperatura. Deste modo, pode-se sintonizar o comprimento de onda de emissão com o comprimento de onda de absorção do cristal. O resultado é uma alta eficiência na utilização da energia de bombeamento. Assim, obtém-se rotineiramente eficiências de conversão óptico (bombeamento) para óptico (emissão do cristal) em torno de 60% (laser de Nd:YAG [8]) enquanto, utilizando-se lâmpadas do tipo “flash”, estas eficiências são tipicamente de 1% a 3%. Essa melhor utilização da energia de bombeamento fornecida pelos lasers de diodo diminui os efeitos detrimenais termo-ópticos como birrefringência térmica e lente térmica que são devidos ao calor em excesso gerado no cristal. Além disso, os diodos apresentam uma vida útil maior se comparado às lâmpadas. Adicionando as vantagens acima citadas ao pequeno tamanho do próprio diodo, obtém-se um arranjo laser compacto, de alta eficiência e qualidade ótica, prático e que inclui todas as propriedades vantajosas dos sistemas convencionais.

O objetivo deste trabalho foi a construção e otimização da cavidade mestra de um laser de alta potência (em torno de 20W) para aplicações industriais de ponta bombeada por diodo laser. O meio ativo utilizado foi o Nd:YVO₄ bombeado lateralmente por diodo laser emitindo no comprimento de onda de 808nm. Para muitas aplicações é necessária uma boa qualidade de feixe, em vista disso foram testadas diferentes configurações de ressonadores para a obtenção de uma boa qualidade de feixe sem grande perda de potência do laser.

Capítulo 2

Laser de estado sólido

Lasers são dispositivos capazes de gerar feixes de luz com alta coerência temporal e espacial, baixa divergência e comprimentos de onda bem definidos. Essas características específicas possibilitam uma grande variedade de aplicações na área médica, militar, processamento de dados, sensoriamento remoto entre outras [1, 3].

Um laser é constituído por um ressonador e um sistema de bombeamento. O oscilador é composto por um meio ativo e espelhos côncavos ou planos que possibilitem a realimentação do meio ativo. Os lasers podem se diferenciar quanto ao sistema de bombeamento, lâmpada ou diodo laser, ou em relação ao estado do meio ativo, líquido, gás ou sólido.

Lasers de estado sólido têm, geralmente, como meio ativo cristais [9] ou vidros [10] hospedeiros, dopados com íons de terra rara (Nd^{3+} , Yb^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} , Pr^{3+} , Ho^{3+}) ou metais de transição (Ti^{3+} , Cr^{2+} , Cr^{3+} , Cr^{4+}) [11].

No estado de equilíbrio térmico, a distribuição dos átomos nos níveis de energia desses materiais obedece a distribuição de Boltzmann [12]

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_1}{g_2} e^{-\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right)} \quad (1)$$

sendo N_1 e N_2 a densidade de átomos nos níveis de energia E_1 e E_2 ($E_2 > E_1$), que possuem degenerescência g_1 e g_2 , respectivamente, à temperatura T .

Em equilíbrio térmico, um átomo tem o nível de menor energia mais populado que os níveis de maior energia. Porém, quando estes átomos estão na presença de um campo eletromagnético com densidade de energia $\rho(\nu)$, na frequência ν , o nível 1 pode absorver um fóton com energia $E_{12} = E_2 - E_1 = h\nu_{12}$, fazendo com que o átomo passe para um estado de maior energia (FIGURA 1).

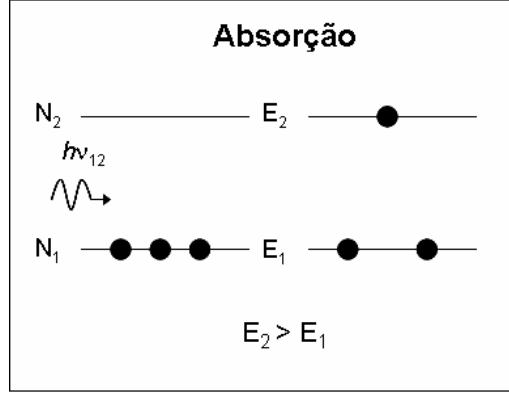


FIGURA 1: Absorção de um fóton por um átomo fazendo com que este passe para um estado de maior energia.

Por meio da absorção, a população do nível 2 aumenta com a seguinte taxa [13]

$$\frac{dN_2}{dt} = B_{12}N_1\rho(\nu) = W_{12}N_1 \quad (2)$$

onde B_{12} é o coeficiente de Einstein para absorção induzida e W_{12} é a taxa de absorção do nível 1 para o nível 2.

No estado excitado, um átomo pode decair de duas formas. A primeira acontece na ausência de uma fonte de excitação e ocorre de maneira espontânea. Esse fenômeno é conhecido como *emissão espontânea* e depende do tempo de vida do nível. A emissão espontânea reduz a população do nível 2 em

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 = -\frac{N_2}{\tau_{21}} \quad (3)$$

onde A_{21} é o coeficiente de Einstein para decaimento espontâneo e τ_{21} é o tempo de vida característico do decaimento espontâneo do nível 2 para o nível 1.

Porém, quando um átomo no estado excitado sofre ação de um campo eletromagnético com densidade de energia $\rho(\nu)$, pode ocorrer o que conhecemos como *emissão estimulada*, ou seja, o elétron do nível superior decai para o nível inferior tendo assim uma emissão de dois fótons, de energias iguais, $h\nu_{12}$, (FIGURA 2). A emissão estimulada reduz a população do nível 2 com uma taxa dada por

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}N_2u(\nu) = -W_{21}N_2 \quad (4)$$

onde B_{21} é o coeficiente de Einstein para emissão estimulada e W_{21} é a taxa de emissão estimulada do nível 2 para o nível 1.

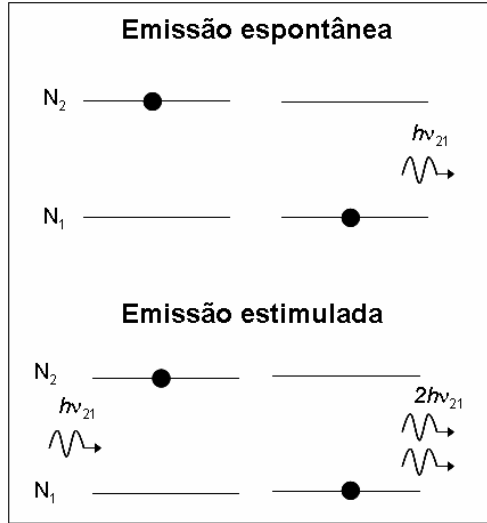


FIGURA 2: Possíveis emissões de um átomo em um nível excitado (2) para um nível de menor energia (1): emissão espontânea e emissão estimulada.

No equilíbrio térmico, o número de elétrons que chega ao nível 2 deve ser igual ao número de elétrons que decae por emissão espontânea e estimulada, o que pode ser descrito da seguinte maneira

$$B_{12}N_1u(\nu) - A_{21}N_2 - B_{21}N_1u(\nu) = 0 \quad (5)$$

Temos então que $\rho(\nu)$ é dada por

$$u(\nu) = \frac{A_{21}N_2}{B_{12}N_1 - B_{21}N_2} \quad (6)$$

Dividindo o numerador e denominador por N_2 e utilizando a equação 1

$$u(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{21}} \left(\frac{g_2 B_{12}}{g_1 B_{21}} e^{\left(\frac{E_2 - E_1}{kt} \right)} \right)^{-1} \quad (7)$$

Sabemos que a equação de Planck para radiação de corpo negro no equilíbrio térmico é dada por [12]

$$u(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3 \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)} \quad (8)$$

Se compararmos a equação 7 com a fórmula de Planck, obtemos as relações para os coeficientes de Einstein

$$\frac{B_{21}g_2}{B_{12}g_1} = 1 \quad \text{e} \quad \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \quad (9)$$

Por intermédio dessas relações, podemos verificar que, quando dois níveis têm degenerescências iguais, a probabilidade de absorção é igual à probabilidade de emissão estimulada.

Para que ocorra ação laser é necessário que ocorra uma inversão de população, ou seja, a população do nível superior laser seja maior do que a do nível inferior. Isto é obtido através da presença de um campo eletromagnético, do sistema de bombeamento, que excita os átomos com uma energia E_{12} . A inversão de população pode ser escrita da seguinte maneira

$$\Delta N_{21} = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) > 0 \quad (10)$$

Os meios ativos mais eficientes são os chamados sistemas de quatro níveis (FIGURA 3). Neste caso, os elétrons do nível fundamental (E_0) são excitados através de um campo eletromagnético externo com energia $E_{03} = E_3 - E_0$ para o nível 3. A partir desse nível há um decaimento não radiativo, por meio de fônons, para o nível 2 (superior laser). A emissão laser ocorre por emissão estimulada do nível 2 para o nível 1, decaindo por meio de fônons deste para o nível fundamental, podendo ocorrer também emissão espontânea entre esses níveis. Os decaimentos por fônon são responsáveis pelo aquecimento do meio ativo.

Podem ocorrer decaimentos não radiativos entre todos os níveis de mais alta energia para níveis de mais baixa energia, contudo a probabilidade de ocorrência entre níveis com diferença de energia maior são menores.

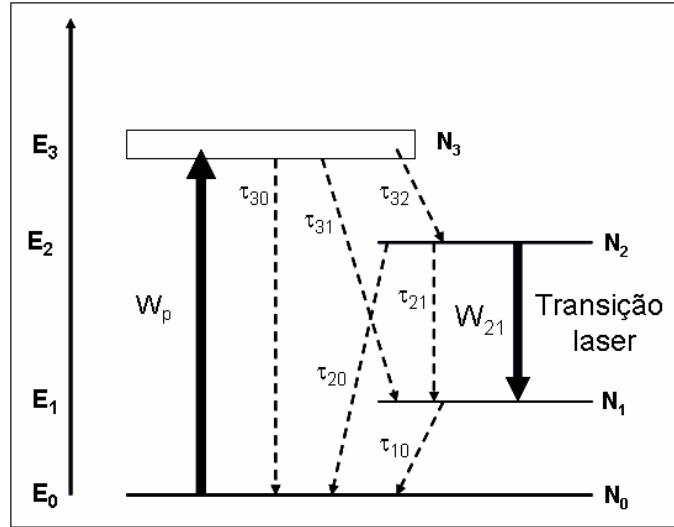


FIGURA 3: Diagrama dos níveis de energia em um sistema de quatro níveis.

A equação de taxa do estado superior laser é descrita através da fórmula 11. Para isso assumimos que o tempo de vida do nível 3 é muito pequeno, ocorrendo uma depopulação rápida, e que este nível decai apenas para o nível 2 e, assim, os átomos excitados pelo bombeamento encontram-se apenas no nível superior laser e $N_3 = 0$.

$$\frac{dN_2}{dt} = W_p N_0 - \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \sigma_{21} \phi c - \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_2}{\tau_{20}} \quad (11)$$

onde W_p é a taxa de bombeamento do nível fundamental para o nível 3, σ_{21} é a seção de choque de emissão estimulada, ϕ é a densidade de fótons, c é a velocidade da luz, $W_{21} = \sigma_{21} \phi c$, τ_{21} é o tempo de decaimento espontâneo do nível 2 para o nível 1 e τ_{20} , do nível 2 para o nível fundamental.

Através da FIGURA 4, podemos notar que há uma saturação na população do nível superior laser quando ocorre emissão estimulada, diferentemente de quando ocorre apenas emissão espontânea. Após um determinado tempo do início da emissão estimulada a inversão de população se torna constante e o sistema entra em regime estacionário.

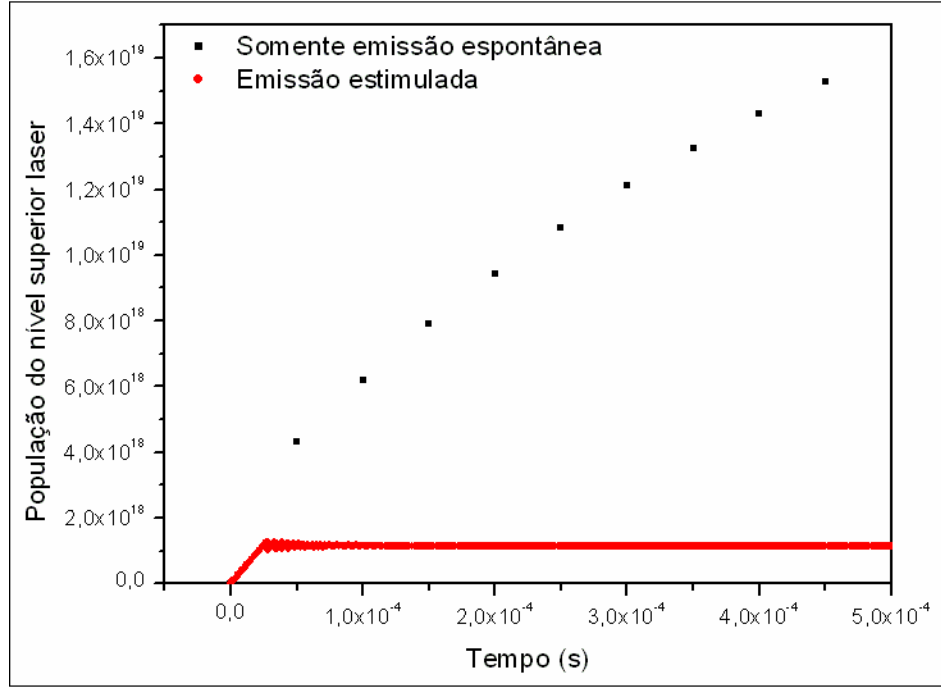


FIGURA 4: População do nível superior laser em função do tempo somente com emissão espontânea (■) e com emissões espontânea e estimulada (●).

Para o nível inferior laser, a equação de taxa é dada por

$$\frac{dN_1}{dt} = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \sigma_{21} \phi c + \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_{10}} \quad (12)$$

Um sistema de quatro níveis é, em geral, mais eficiente que um sistema de três níveis, pois é mais fácil atingir uma inversão de população [14].

2.1 Modos do laser

A luz emitida por um laser pode conter inúmeras frequências discretas, que podem ser associadas aos diferentes modos em um ressonador ótico. Existem dois tipos de modos, os longitudinais e os transversais.

- **Modos Longitudinais:** diferem uns dos outros apenas pela frequência de oscilação.
- **Modos Transversais:** diferem não apenas pela frequência de oscilação, mas também na distribuição espacial do campo.

Cada modo transversal consiste de um ou mais modos longitudinais [15]. As características espectrais de um laser, como o seu comprimento de onda, são determinadas por modos longitudinais, enquanto que a distribuição de energia é governada por modos transversais.

Em um ressonador ótico em geral há mais de um modo, tanto transversal como longitudinal.

2.1.1 Distribuição transversal de intensidade

Os modos transversais que oscilam em uma cavidade laser são designados TEM_{mn} , quando utilizadas coordenadas cartesianas, e TEM_{pl} , quando utilizada coordenadas cilíndricas. Os números inteiros m e n representam os nós de intensidade na vertical e horizontal, respectivamente, dos polinômios de Hermite. Enquanto, p e l são os nós radial e angular, respectivamente, dos polinômios de Laguerre. A simetria cartesiana é observada quando há algum elemento na cavidade que impõe uma direção transversal preferencial na direção do campo elétrico ou magnético [16].

Na FIGURA 5 apresentam-se exemplos de modos transversais. Na FIGURA 5.a são apresentados alguns modos cilíndricos e na FIGURA 5.b são apresentados alguns modos retangulares.

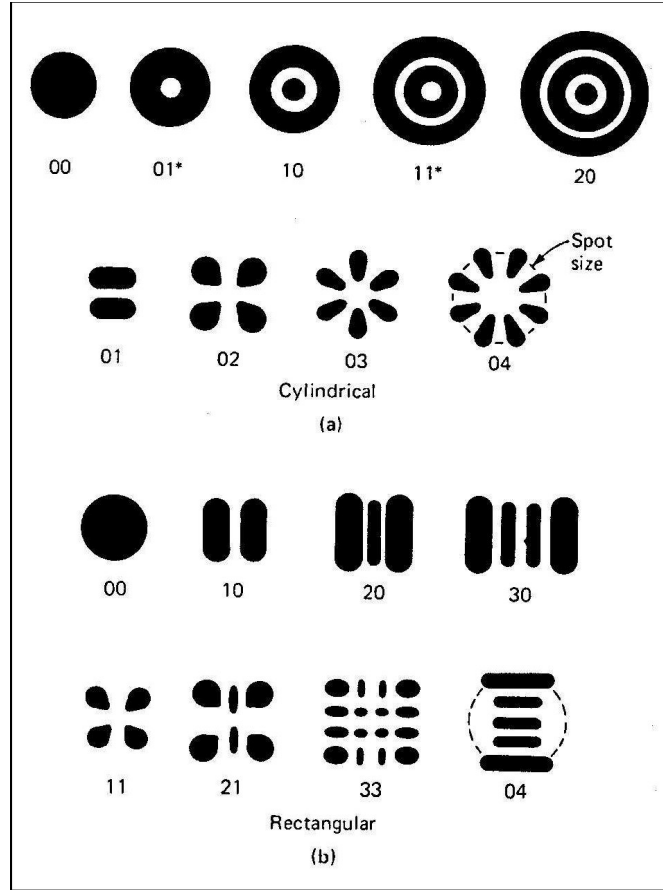


FIGURA 5: Exemplos de modos transversais cilíndricos (a) e retangulares (b)[17].

Em coordenadas cartesianas, a distribuição de intensidade de um modo retangular TEM_{mn} é dada por [13]

$$I_{mn}(x, y, z) = I_0 \left[H_m \left(\frac{x\sqrt{2}}{w(z)} \right) \exp \left(\frac{-x^2}{w^2(z)} \right) \right]^2 \times \left[H_n \left(\frac{y\sqrt{2}}{w(z)} \right) \exp \left(\frac{-y^2}{w^2(z)} \right) \right]^2 \quad (13)$$

onde a função $H_m(s)$ é o polinômio de Hermite de ordem m e $w(z)$ é raio do feixe quando a intensidade do modo TEM_{00} cai a $1/e^2$.

2.1.2 Propagação de feixes gaussianos

O feixe laser com o modo de ordem mais baixo é chamado de modo fundamental ou modo TEM_{00} e sua intensidade obedece uma distribuição gaussiana. A amplitude do campo elétrico de um feixe gaussiano decresce radialmente com a distância r da seguinte forma

$$E(r) = E_0 \exp\left(\frac{-r^2}{w^2}\right) \quad (14)$$

E a intensidade da radiação é descrita por

$$I(r) = I_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right) \quad (15)$$

O parâmetro w é chamado de raio do feixe e é determinado quando a intensidade do campo é igual a $1/e^2$ da intensidade máxima ou quando a amplitude do campo é igual a $1/e$ da amplitude máxima. Uma fração de 86,5% da energia total do feixe gaussiano está contida em um raio de abertura de $r = w$ (define-se o diâmetro de um feixe gaussiano por $d = 2w$).

O diâmetro mínimo, $2w_0$, de um feixe gaussiano ocorre no foco. O feixe então diverge a partir desse ponto. O raio do feixe a uma distância z expande como uma hipérbole e tem a seguinte forma [17]

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda(z - z_0)}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

onde λ é o comprimento de emissão laser.

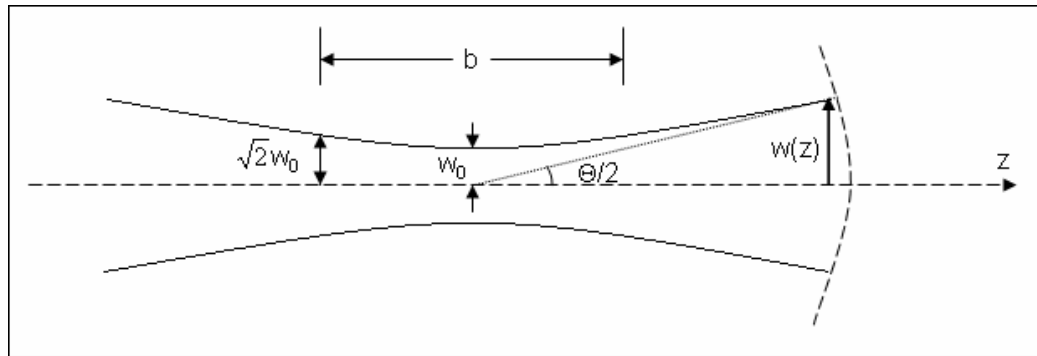


FIGURA 6: Propagação de um feixe gaussiano.

A região próxima à cintura do feixe é conhecida como a região de Rayleigh e é definida pelas distâncias [18]

$$Z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (17)$$

Neste intervalo, o diâmetro do feixe varia muito pouco e em $z = Z_R$ temos $w(Z_R) = \sqrt{2}w_0$. O intervalo definido por $-Z_R \leq z \leq Z_R$ é conhecido como parâmetro confocal, muitas vezes utilizado para a caracterização de um feixe gaussiano. Este parâmetro é dado por

$$b = 2Z_R \quad (18)$$

O parâmetro confocal define a região de colimação do feixe, onde o diâmetro é considerado praticamente constante.

Porém, para $z \gg Z_R$ (campo distante) o feixe diverge rapidamente. Esta divergência é caracterizada pelo ângulo formado pela assíntota da hipérbole, vista na equação 16.

O ângulo total dessa divergência, para o modo fundamental, é dado por

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{2w(z)}{z} = \frac{2\lambda}{\pi w_0} = 1,27 \frac{\lambda}{2w_0} \quad (19)$$

Isto mostra que a divergência do feixe é um cone constante de ângulo θ . Além disso, quanto menor a cintura do feixe w_0 maior será a divergência.

2.1.3 Modos de ordem superior

Em um laser as características da cavidade determinam os modos que operam nessa cavidade, podendo, portanto, oscilar modos de ordem superior. A extensão radial da distribuição de intensidade de um modo de ordem superior ($W(z)$) é maior que a extensão do modo fundamental ($w(z)$). Pode-se então, relacionar essas extensões da seguinte forma

$$W(z) = Mw(z) \quad (20)$$

Portanto, para a cintura do feixe temos a seguinte relação [17]

$$W_0(z) = Mw_0(z) \quad (21)$$

Analogamente, a relação entre a divergência de feixes de mais alta ordem com a de um feixe no modo fundamental é dada por

$$\Theta = M\theta \quad (22)$$

Desta forma, o produto da divergência total pelo diâmetro mínimo do feixe nos fornece a seguinte relação

$$\Theta W_0 = M^2 \theta w_0 = M^2 \frac{2\pi}{\lambda} \quad (23)$$

Substituindo as equações 20 e 21, em 16, temos então

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{M^2 \lambda (z - z_0)^2}{\pi W_0^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (24)$$

A constante M^2 é um número maior que a unidade e é conhecido como fator M^2 de qualidade do feixe laser. A idéia básica de um critério de qualidade está ligada à necessidade em se comparar a divergência de um feixe com uma distribuição arbitrária e um feixe no modo fundamental.

Para o feixe no modo fundamental, temos que o valor de seu fator de qualidade é igual a $M^2 = 1$. Assim, quanto maior a ordem do modo que oscila em uma cavidade, maior será o valor do M^2 do feixe, conseqüentemente, maior será a divergência e a cintura deste feixe.

2.2 Efeitos térmicos

A lente térmica dentro de um cristal ocorre em virtude de uma mudança do índice de refração. Esta variação do índice de refração é proporcional à distribuição de temperatura e a componente da birrefringência causada em virtude do estresse induzido $\sigma_{ij}(x,y,z)$, onde σ_{ij} é o estresse na direção ij (i e $j = x, y, z$).

A distribuição espacial de temperatura dentro do cristal depende da geometria do cristal e do bombeamento utilizado, além das condições de resfriamento. Já o estresse gerado depende da polarização da luz, do ângulo θ de propagação da luz de bombeamento

dentro do cristal (FIGURA 7) e de algumas propriedades físicas do meio ativo, TABELA 1.

TABELA 1: Propriedades físicas do cristal de Nd:YVO₄ com dopagem de 1,1mol% [19, 20] .

Coeficiente termo-óptico (10 ⁻⁶ K ⁻¹)	dn _a /dT = 8,5 dn _c /dT = 3,9
Conductividade térmica (Wm ⁻¹ K ⁻¹)	K _a = 5,1 K _c = 3,0
Coeficiente foto elástico (10 ⁻¹²)	B _a = 0,42 B _c = -2,2
Coeficiente de absorção em 808nm (cm ⁻¹)	30

2.2.1 Distribuição de temperatura dentro do cristal com a geometria utilizada no experimento

O fluxo de calor $\vec{h}(x, y, z)$ no estado estacionário dentro do cristal deve satisfazer a seguinte equação [21]

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{h}(x, y, z) = Q(x, y, z) \quad (25)$$

em que $Q(x, y, z)$ é a quantidade de calor depositada no cristal. O fluxo de calor pode ser relacionado com a distribuição de temperatura dentro do cristal por

$$\vec{h}(x, y, z) = -K \vec{\nabla} T(x, y, z) \quad (26)$$

onde K é a condutividade térmica do cristal e $T(x, y, z)$ é a distribuição de temperatura. Portanto, podemos escrever a equação 25 como sendo

$$Q(x, y, z) = -K \nabla^2 T(x, y, z) \quad (27)$$

Logo temos que a intensidade dentro do cristal é dada por

$$Q(x, y, z) = -K \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (28)$$

A geometria do Nd:YVO₄ utilizada no projeto foi aproximada por um paralelepípedo com dimensões (h,a,L), FIGURA 7. Para o bombeamento foi utilizado um diodo laser, que assumimos ter um feixe retangular com dimensões (w₁,w₂) e foi bombeada uma das faces do plano yz. O resfriamento foi feito nas duas faces do plano xz e o bombeamento foi assumido como centrado no meio do cristal.

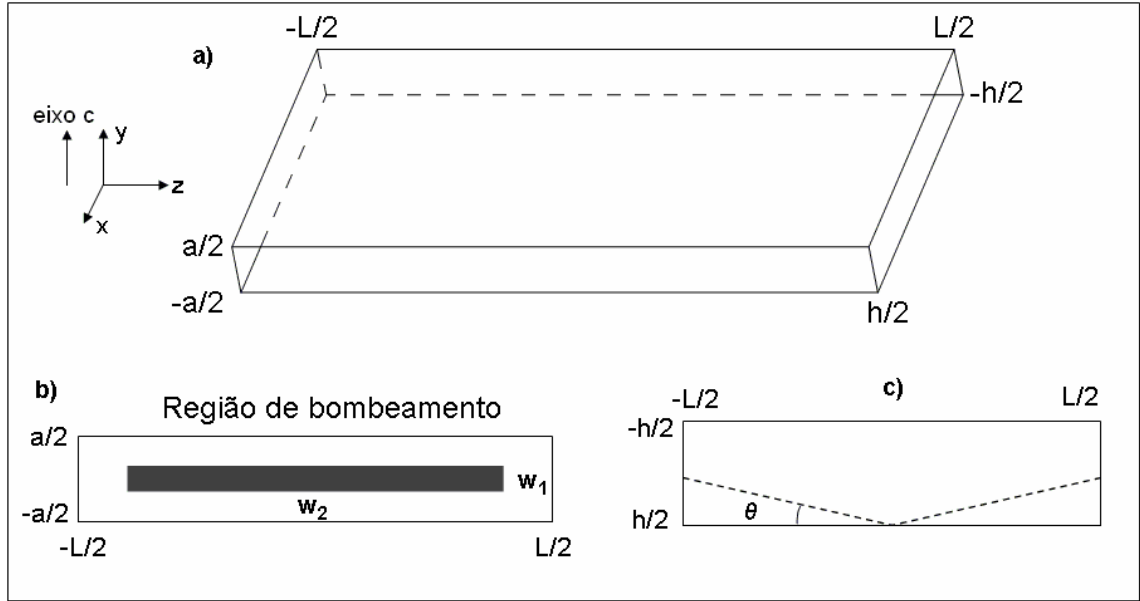


FIGURA 7: Geometria e dimensões do cristal de Nd:YVO₄. a) Dimensões do cristal bombeado na face yz e resfriado nas faces xz; b) face de bombeamento (yz) com as dimensões do feixe de bombeamento w₁ × w₂; c) visão da face de resfriamento (face xz) onde é possível verificar o ângulo θ dentro do cristal.

A intensidade depositada dentro do cristal pode então ser escrita da seguinte maneira [22]

$$Q(x, y, z) = \alpha P_h(y, z) e^{-\alpha \left(x + \frac{h}{2} \right)} \quad (29)$$

onde α é o coeficiente de absorção e P_h é a distribuição de calor no cristal referente a fração da potência incidente P que contribui para o aquecimento do cristal.

A equação de calor pode ser escrita como sendo

$$-K \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = \alpha P_h(y, z) e^{-\alpha \left(x + \frac{h}{2} \right)} \quad (30)$$

A remoção de calor é assumida como feita apenas pelo resfriamento das faces, não havendo troca de calor com o ar, além disso, assumimos constante a temperatura nas faces $y = \pm a/2$. As condições de contorno são

$$\begin{aligned}\frac{\partial T}{\partial x}\left(\pm \frac{h}{2}, y, z\right) &= 0, \\ T(x, \pm a/2, z) &= 0, \\ \frac{\partial T}{\partial z}\left(x, y, \pm \frac{L}{2}\right) &= 0\end{aligned}\tag{31}$$

A solução da equação de calor, equação 30, é dada por uma sobreposição das soluções da equação de calor homogênea ($\nabla^2 T = 0$) e a particular, vinda do tipo de resfriamento feito no cristal [22]

$$\begin{aligned}T(x, y, z) &= \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[A_{mn} e^{\alpha_{mn} x} + B_{mn} e^{-\alpha_{mn} x} - \frac{\alpha}{K} \frac{\Phi_{mn} e^{-\alpha\left(\frac{h}{2}+x\right)}}{\alpha^2 - \alpha_{mn}^2} \right] \cos(\phi_m y) \cos(\psi_n z) \\ &+ \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[C_{mn} e^{\beta_{mn} x} + D_{mn} e^{-\beta_{mn} x} - \frac{\alpha}{K} \frac{\Psi_{mn} e^{-\alpha\left(\frac{h}{2}+x\right)}}{\alpha^2 - \beta_{mn}^2} \right] \cos(\phi_m y) \cos(\varphi_n z)\end{aligned}\tag{32}$$

Por meio das condições de contorno, equação 31, podemos determinar o valor das constantes

$$\begin{aligned}\alpha_{mn} &= \pi \left[\frac{(2m+1)^2}{a^2} + \frac{4n^2}{L^2} \right]^{1/2}, \\ \beta_{mn} &= \pi \left[\frac{(2m+1)^2}{a^2} + \frac{(2n+1)^2}{L^2} \right]^{1/2}, \\ \phi_m &= \frac{(2m+1)\pi}{a}, \\ \psi_n &= \frac{2n\pi}{L},\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\varphi_n &= \frac{(2n+1)\pi}{L}, \\ \Phi_{mn} &= \frac{P_h}{N_{mn}} \sin c\left(\frac{\phi_m w_1}{2}\right) \sin c\left(\frac{\psi_n w_2}{2}\right) \cos(\psi_n z_1), \\ \Psi_{mn} &= \frac{P_h}{M_{mn}} \sin c\left(\frac{\phi_m w_1}{2}\right) \sin c\left(\frac{\varphi_n w_2}{2}\right) \sin(\varphi_n z_1), \\ N_{mn} &= M_{mn} = \frac{aL}{4}, \quad \text{para } n \neq 0, \\ N_{m0} &= \frac{aL}{2}.\end{aligned}$$

onde $\sin c(x) = \frac{\sin(x)}{x}$. Os coeficientes A_{mn} , B_{mn} , C_{mn} e D_{mn} são dados por:

$$\begin{aligned}A_{mn} &= \alpha^2 \Phi_{mn} e^{\frac{\alpha_{mn}h}{2}} \frac{e^{-\alpha_{mn}h} - e^{-\alpha h}}{K \alpha_{mn} (\alpha^2 - \alpha_{mn}^2) (1 - e^{-2\alpha_{mn}h})} \\ B_{mn} &= \alpha^2 \Phi_{mn} e^{\frac{\alpha_{mn}h}{2}} \frac{1 - e^{-h(\alpha_{mn} + \alpha)}}{K \alpha_{mn} (\alpha^2 - \alpha_{mn}^2) (1 - e^{-2\alpha_{mn}h})} \\ C_{mn} &= \alpha^2 \Psi_{mn} e^{\frac{\beta_{mn}h}{2}} \frac{e^{-\beta_{mn}h} - e^{-\alpha h}}{K \beta_{mn} (\alpha^2 - \beta_{mn}^2) (1 - e^{-2\beta_{mn}h})} \\ D_{mn} &= \alpha^2 \Psi_{mn} e^{\frac{\beta_{mn}h}{2}} \frac{1 - e^{-h(\beta_{mn} + \alpha)}}{K \beta_{mn} (\alpha^2 - \beta_{mn}^2) (1 - e^{-2\beta_{mn}h})}\end{aligned}$$

A potência P_h é a fração da potência incidente, P , no cristal que contribui para o aquecimento do cristal e está relacionada com a razão da energia do fóton do laser e do bombeamento, sendo dada por $P_h \approx 0,24P$ [20].

A FIGURA 8 mostra a distribuição de temperatura, $\Delta T(-a/2, y, 0)$, na direção y , para uma potência de bombeamento de 40 watts. Podemos notar que a distribuição é simétrica em relação ao centro do bombeamento, como esperado, uma vez que o resfriamento do meio ativo é feito nas faces superior e inferior. Nesta direção ocorre a remoção de calor do cristal e a lente térmica revelante.

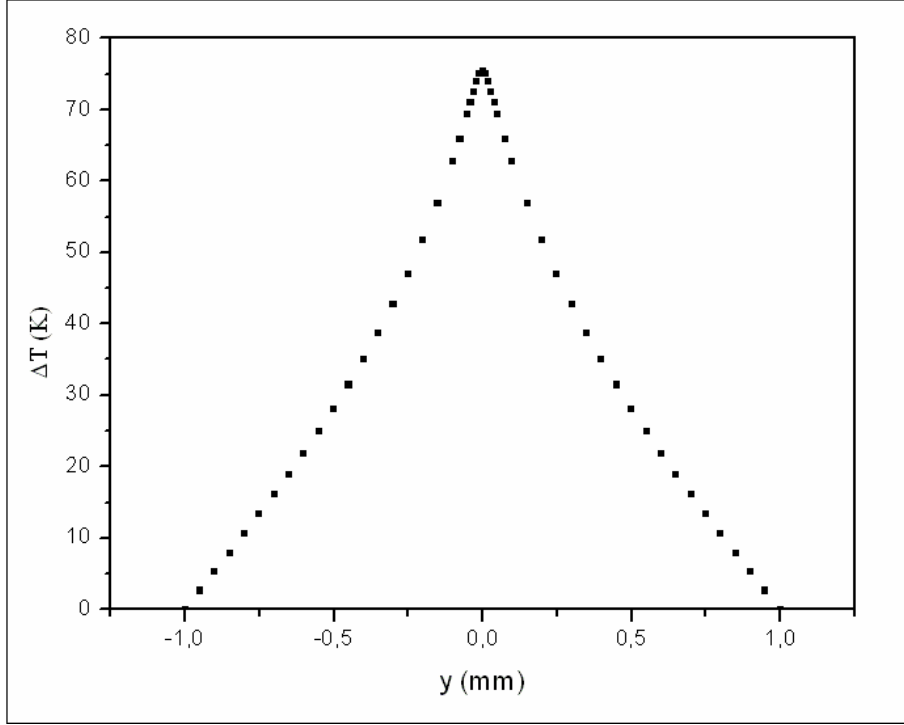


FIGURA 8: Distribuição da temperatura na face $(-a/2, y, 0)$ para uma potência de bombeamento de 40 watts.

2.2.2 Lente térmica

Para distorções óticas induzidas pelo bombeamento na direção $s = x, y$ e z , a variação no caminho óptico dentro do cristal é dada por [23]

$$\Delta p(s) = \left(\frac{dn}{dT} \right) \int_s T(x, y, z) ds + (n - n_0) \int_s \frac{du_s(x, y, z)}{dT} ds + \sum_{i,j=1}^3 \int_s \frac{dn}{d\sigma_{ij}} \sigma_{ij}(x, y, z) ds \quad (33)$$

onde dn/dT é o coeficiente termo-óptico, $\frac{dn}{d\sigma_{ij}}$ é o coeficiente fotoelástico, σ_{ij} é a

componente (i,j) do estresse induzido, u_z é a componente do deslocamento na direção de propagação s e T é a temperatura. O primeiro termo da equação se refere a variação no caminho óptico induzido pela variação do índice de refração devido ao gradiente térmico gerado dentro do meio ativo. O segundo termo é devido à variação do alongamento do meio ativo, u_s , e é da ordem de $1\mu\text{m}$ [23]. O terceiro termo é responsável pela birrefringência não uniforme, causada devido ao estresse induzido no meio ativo.

Para o caso de uma passagem reta do feixe dentro do cristal, $\theta = 0^\circ$, temos que o caminho do feixe é ao longo da direção z ($ds = dz$). Quando feita uma reflexão em uma

face do cristal, $\theta \neq 0^\circ$, temos que ds tem uma componente na direção x e outra na direção z .

O termo $\sum_{i,j=1}^3 \int_s \frac{dn}{d\sigma_{ij}} \sigma_{ij}(x, y, z) ds$ da equação 33, para θ variando de 0° a 10° (FIGURA 7), é menor que 2,9% para polarização da luz paralela ao eixo c e 2,3% para polarização da luz paralela ao eixo a , em Nd:YVO₄. Portanto, uma boa aproximação para equação 33 é

$$\Delta p(s) = \left(\frac{dn}{dT} \right) \int_s T(x, y, z) ds \quad (34)$$

Logo, a variação no índice de refração dentro do cristal é essencialmente determinada pela constante dn/dT e pela distribuição de temperatura no cristal.

Utilizando a distribuição de temperatura apresentada na equação 32 e integrando a equação 34 em x e z , onde os limites de integração são dados pelo ângulo dentro do cristal e as dimensões do cristal, verificamos que (Apêndice A)

$$\Delta p(s) \propto \sin\left(\psi_n \frac{L}{2}\right) \quad (35)$$

Uma vez que $\psi_n = 2n\pi/L$, temos então que o seno anulará a somatória. Desta forma, podemos aproximar o valor do $\sin(\psi_n L/2)$ por $\psi_n L/2$ para $n=0$.

A lente térmica na direção $s = x, y$ ou z pode então ser aproximada por [20]

$$\Delta p(s) = p(0) + p_1 s + p_2 s^2 + \dots + p_n s^n \quad (36)$$

em que $p(0)$ é o comprimento do caminho do raio incidente no centro da face de bombeamento, p_1 é a componente linear do tamanho do caminho óptico associada com desvios ópticos, p_2 é a segunda ordem da coordenada s relacionada à lente térmica e os termos de ordem mais alta são ligados a aberrações. A distância focal da lente térmica, f , é proporcional ao termo parabólico p_2 [20]

$$f = -\frac{1}{2p_2} \quad (37)$$

Os resultados serão apresentados na seção 4.2.

2.3 Estabilidade de ressonadores

Existem diversas configurações de ressonadores lasers. Estas configurações são definidas pelos diferentes espelhos que compõem o mesmo, podendo ser planos, côncavos e convexos. Dessa forma, existem os ressonadores chamados *plano paralelo*, composto por dois espelhos planos, *confocal*, composto por dois espelhos côncavos com raio de curvatura igual à distância entre eles, *esférico*, composto por dois espelhos côncavos com raio de curvatura igual à metade da distância entre eles, *hemisférico*, composto por um espelho côncavo e um plano, entre outros. Os ressonadores mais comumente utilizados são: o plano paralelo, o confocal e o esférico [17].

Estes ressonadores citados são ditos estáveis, uma vez que as ondas eletromagnéticas oscilantes neste tipo de cavidade laser estão confinadas entre os espelhos fazendo com que seja possível uma inversão de população, possibilitando ação laser.

Para uma determinada combinação de espelhos com raios de curvatura R_1 e R_2 , a uma distância L (tamanho da cavidade laser), temos que a área de estabilidade de um ressonador tem que obedecer ao seguinte critério [17]:

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1 \quad (38)$$

Definindo os parâmetros de estabilidade g_1 e g_2 , como sendo:

$$g_1 = \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \quad \text{e} \quad g_2 = \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \quad (39)$$

é possível mostrar graficamente as regiões de estabilidade e os diferentes tipos de ressonadores.

Na FIGURA 9 cada ressonador representa um ponto no gráfico.

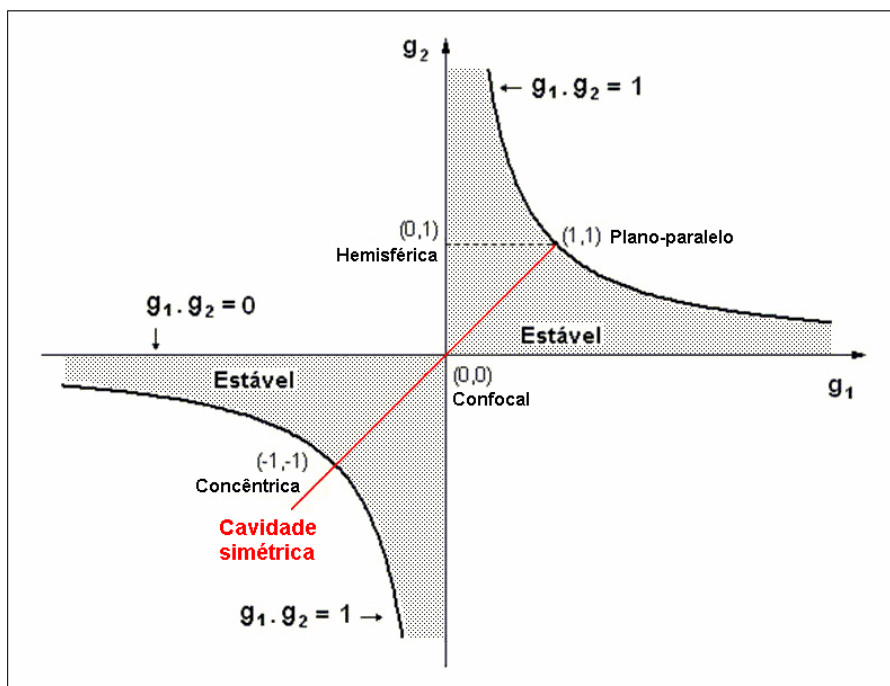


FIGURA 9: Diagrama de estabilidade e localização de diferentes ressonadores.

Em lasers do estado sólido, o meio ativo absorve uma grande energia provinda do sistema de bombeio, sendo responsável por uma distorção da rede cristalina. Para evitar possíveis fraturas, o cristal deve ser cuidadosamente resfriado, o que gera um gradiente térmico. Este gradiente e a distorção dentro do cristal agem como uma lente.

A lente termicamente gerada pode ser aproximada por uma lente fina de distância focal f [24]. Assim podemos analisar o comportamento de um determinado ressonador acrescentando uma lente de distância focal f dentro da cavidade laser. Isto faz com que o ressonador se comporte de tal maneira que se torne instável para alguns ressonadores em determinadas regiões.

A FIGURA 10 mostra as novas zonas de estabilidade de um ressonador com uma lente intracavidade.

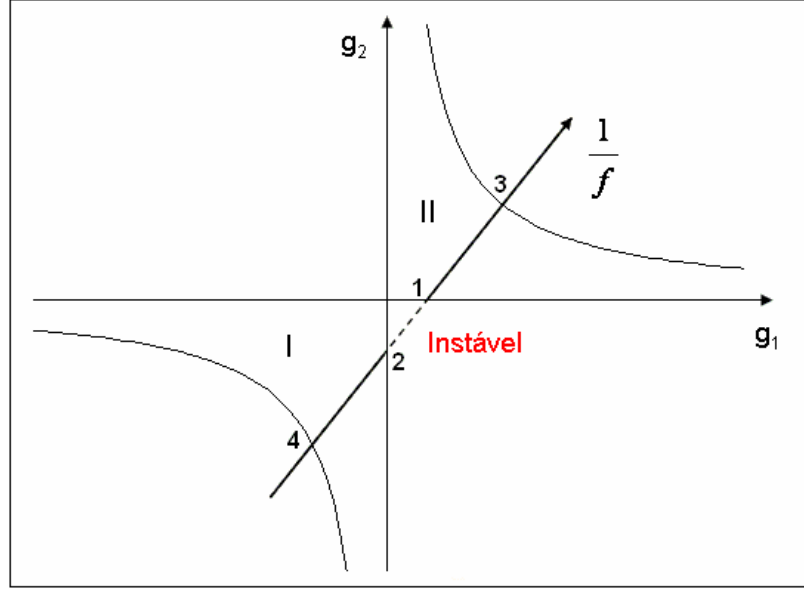


FIGURA 10: Diagrama com as zonas I e II de estabilidade. A linha $1/f$ representa um ressonador com uma lente variável intracavidade. Os números 1 a 4 se referem a fórmula 43.

Neste caso, os parâmetros g_1 e g_2 passam a ser dados pelas seguintes expressões [24]:

$$g_1 = 1 - \frac{L_2}{f} - \frac{L'}{R_1}, \quad (40)$$

$$g_2 = 1 - \frac{L_1}{f} - \frac{L'}{R_2}, \quad (41)$$

nas quais L_1 e L_2 são as distâncias entre a lente e o plano principal dos espelhos 1 e 2, respectivamente, e L' é o comprimento efetivo da cavidade, dado por

$$L' = L_1 + L_2 - \frac{L_1 L_2}{f} \quad (42)$$

A distância dos planos principais ao centro do cristal é dada por $l/2n$, onde l é o comprimento do cristal e n é o índice de refração do mesmo [25].

Com o auxílio do critério de estabilidade, equação 38, podemos determinar os valores da lente térmica em um ressonador para os quais esse será estável:

$$\frac{1}{f} = \begin{cases} \frac{1}{L_2} + \left| \frac{1}{L_1 - R_1} \right| & 1) \quad g_1 = 0 \\ \frac{1}{L_1} + \left| \frac{1}{L_2 - R_2} \right| & 2) \quad g_2 = 0 \\ \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} & 3) \quad g_1 g_2 = 1 \\ \left| \frac{1}{L_1 - R_1} \right| + \left| \frac{1}{L_2 - R_2} \right| & 4) \quad g_1 g_2 = 1 \end{cases} \quad (43)$$

Flutuações na potência de bombeio geram variações na lente termicamente induzida, conseqüentemente, há variações substanciais no raio do feixe dentro da lente, w_3 , no volume do modo e na potência de saída. Para a operação no modo fundamental, é desejável que o raio do feixe dentro do cristal não seja sensível às variações na distância focal da lente [24].

Como função da lente térmica, um dado ressonador apresenta duas zonas de estabilidade de tamanhos iguais, $\Delta(1/f)$ [25]. O raio do feixe estacionário na lente, w_{30} , no modo fundamental, é inversamente proporcional ao tamanho de cada zona de estabilidade [24]

$$w_{30}^2 = \frac{2\lambda}{\pi} \frac{1}{\left| \Delta \frac{1}{f} \right|} \quad (44)$$

Estas zonas de estabilidade são separadas por uma região instável, conforme a FIGURA 10. É possível juntar as zonas de estabilidade, construindo um ressonador que a reta $1/f$ passa pelo centro do diagrama de estabilidade. Da FIGURA 9 fica evidente que este fato se dá para $g_1 = g_2 = 0$, ou seja, quando

$$\frac{1}{L_2} + \left| \frac{1}{L_1 - R_1} \right| = \frac{1}{L_1} + \left| \frac{1}{L_2 - R_2} \right| \quad (45)$$

Capítulo 3

Meio ativo e bombeamento

3.1 Comparação de matrizes

Em lasers de estado sólido o meio ativo laser é composto, em geral, por uma matriz hospedeira dopada com um íon de terra rara. Esta matriz deve ter boas propriedades óticas, mecânicas e térmicas.

O cristal utilizado deve ser transparente na região da emissão de interesse e da absorção do dopante, além de ter boa condutividade térmica, resistência mecânica e ausência de tensões internas. Variações de índice de refração com a temperatura e valores altos de coeficiente de expansão térmica não são desejados.

Uma rede cristalina simétrica e resistente induz as propriedades espectroscópicas desejadas. Em geral, os lugares dos íons no cristal devem ter um tempo de vida radiativo grande, com seção de choque perto de 10^{-20} cm^2 [17].

O dopante aqui estudado, Nd^{3+} , foi o primeiro lantanídeo (3+) utilizado como dopante. Apenas o Cr^{3+} , U^{3+} e Sm^{2+} foram utilizados anteriormente ao Nd^{3+} [26]. O interesse por este íon se dá pelo fato deste apresentar um sistema de quatro níveis, nas transições próximas de $1\mu\text{m}$, quando inserido em matrizes cristalinas ou vítreas [27]. Dentre as matrizes hospedeiras que podem ser utilizadas com íon de terras raras 3+, destacam-se o YAG (granada de ítrio e alumínio), o YLF (fluoreto de lítio e ítrio) e o YVO_4 (vanadato de ítrio).

Na FIGURA 11 mostra-se o esquema de níveis do Nd^{3+} em uma matriz de YVO_4 , a temperatura de 77K. O estado fundamental é o nível $^4\text{I}_{9/2}$ e o nível superior laser é o $^4\text{F}_{3/2}$. Deste nível os átomos decaem radiativamente por três possíveis transições até hoje reportadas em $\text{Nd}:\text{YVO}_4$, sendo elas:

- $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$, com emissão em 1342 nm [28, 29, 30];
- $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$, com emissão em 1064 nm [29, 31];
- $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$, com emissão em 914 nm [32, 33].

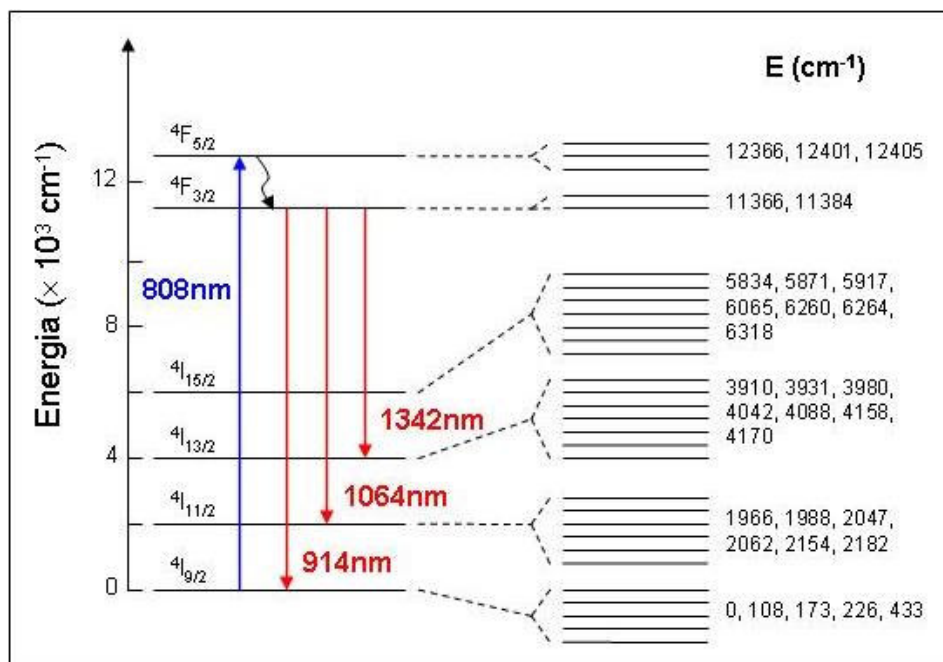


FIGURA 11: Esquema de níveis de Nd³⁺ quando dopante de uma matriz de YVO₄ [26].

O YAG é o mais utilizado até hoje apesar do seu alto ponto de fusão, se comparado com fluoretos como o YLF (TABELA 2), o que dificulta o seu crescimento. O YAG cristal possui uma combinação de propriedades desejáveis para operação laser. Sua alta resistência favorece o uso em lasers de alta potência. Além disso, o YAG é isotrópico, pode ser crescido com boa qualidade ótica, apresenta alta condutividade térmica, possui um alto ganho e um baixo limiar para operação laser. Porém o YAG apresenta uma forte lente termicamente induzida e uma despolarização do feixe laser em virtude da isotropia do cristal, responsável por um aumento nas perdas [7, 27, 34].

Os fluoretos são menos resistentes se comparados ao YAG. Entretanto, o que faz do YLF um bom material para meio ativo laser, é o fato deste apresentar um grande tempo de vida no nível superior laser, ser naturalmente birrefringente e ter uma fraca lente térmica, quando operado na emissão polarizada em 1053nm [35]. A fraca lente térmica no Nd:YLF, juntamente com a birrefringência, proporciona vantagens em determinadas aplicações se comparado com Nd:YAG, uma vez que proporciona uma melhor qualidade de feixe [17].

Outra vantagem é o menor limiar laser do Nd:YLF, na transição $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$, se comparado com o Nd:YAG, pois o limiar laser é, em geral, inversamente proporcional ao produto da seção de choque e o tempo de vida. Contudo, a intensidade emitida pelos

diodos semicondutores atuais gera uma tensão mecânica nos cristais de YLF, que supera o limite de fratura em alguns casos de geometria de bombeamento.

O YVO_4 é um dos mais eficientes e vantajosos materiais para laser de estado sólido com determinadas configurações. Este cristal tem diversas vantagens espectroscópicas que são particularmente importantes para um laser. A seção de choque de emissão estimulada do Nd:YVO_4 é bastante alta se comparada com outros cristais (TABELA 2) e apresenta uma alta absorção em 808nm, de aproximadamente 30cm^{-1} para dopagem de 1,1mol% de neodímio e a polarização da radiação incidente paralela ao eixo c do cristal. Além disso, sua birrefringência natural elimina perdas por despolarização termicamente induzida. Porém, o YVO_4 gera fortes distorções ópticas induzidas termicamente. Estas possuem uma forma complexa em arranjos de bombeamento lateral e, portanto, o seu efeito está distante do efeito de uma lente esférica ideal. Para diminuir estas distorções é importante que o oscilador esteja desenhado para operar no centro do intervalo de estabilidade [6]. Além disso, este cristal apresenta grandes dificuldades no seu crescimento [36].

Este cristal se destaca pelos altos valores de eficiência angular (“slope efficiency”) (Nd:YVO_4 - 75% [37, 38], Nd:YAG – 60% [5, 39] e Nd:YLF – 71% [40]) e baixos valores de limiar laser, e tem demonstrado excelentes resultados para utilização com média potência de bombeamento (em torno de 40 watts)[37, 41, 42], graças as suas ótimas propriedades físicas, óticas e mecânicas.

Em virtude do alto ganho e alta absorção da radiação de bombeamento (quatro vezes maior se comparado com Nd:YAG , na direção π), se faz necessários poucos milímetros de comprimento de cristal.

Na TABELA 2 mostram-se alguns parâmetros espectroscópicos e físicos dos três cristais dopados com neodímio.

TABELA 2: Características físicas e espectroscópicas de diferentes meios ativos dopados com Nd [26, 43, 44].

Propriedade	Nd:YVO₄	Nd:YAG	Nd:YLF
Fórmula da matriz	YVO ₄	Y ₃ Al ₁₅ O ₁₂	LiYF ₄
Parâmetros da rede cristalina (Å)	a = b = 7,12 c = 6,29	a = 12	a = 5,16 c = 10,85
Densidade (g.cm ⁻²)	4,22	5,4	3,99
Ponto de fusão (°C)	~1825	~1930	~820
Transparência ótica (μm)	0,4 - 5	0,2 - 6	0,12 – 7,5
Condutividade térmica (W.cm ⁻¹ .K ⁻¹)	0,030 (eixo c) 0,051 (eixo a)	0,11 - 0,13	0,058 (eixo c) 0,072 (⊥ eixo c)
Coeficiente de expansão térmica (.10 ⁻⁶ K ⁻¹)	11,37 (eixo c) 4,43 (eixo a)	7,8	8 (eixo c) 13 (⊥ eixo c)
Dureza (Mohs)	5	8,25 – 8,5	4 - 5
Seção de choque da emissão estimulada (.10 ⁻¹⁹ cm ²)	25	2,8	1,8 (π) 1,2 (σ)
Tempo de vida de fluorescência (μs)	90	250	500
Índice de refração	1,9573 (eixo c) 2,1652 (eixo a)	1,8197	1,4485 (eixo c) 1,4708 (⊥ eixo c)
Comprimento de onda da transição ⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{11/2} (nm)	1064	1064	1053 (eixo c) 1047 (⊥ eixo c)

3.2 Bombeamento transversal: uma revisão de literatura

O tipo de bombeamento inicialmente utilizado pelo grupo foi o chamado bombeamento longitudinal, onde o feixe laser é paralelo ao feixe de bombeamento. Uma de suas grandes vantagens é a boa sobreposição entre o feixe de bombeamento com o feixe laser, tornando mais fácil a obtenção do modo fundamental. Em contrapartida, é necessária uma óptica à frente do diodo para melhora da qualidade do feixe e de sua curvatura, gerando maiores dificuldades na sua utilização, perdas de potência e maior custo [45], além de apresentar limitações para altas potências de bombeamento. Isto ocorre porque há uma absorção concentrada em um dos extremos do meio ativo, aumentando as tensões

mecânicas, o que pode levar à fratura do mesmo. Apesar destas limitações, este tipo de bombeamento continua sendo bastante utilizado com altas eficiências no modo fundamental [41, 46, 47].

O bombeamento transversal foi inicialmente proposto em 1972 por Martin e Chernoch, com uma geometria de zigzag, em cristais bombeado por lâmpada [48, 49]. A principal vantagem desta configuração é a reduzida lente térmica gerada no meio ativo quando comparado com a obtida no bombeamento longitudinal.

Na década de oitenta começou a se utilizar diodo laser como fonte de bombeamento obtendo assim uma maior eficiência [50, 51]. Com o avanço na tecnologia dos diodos laser este tipo de bombeamento começou a ser mais explorado. Uma vez que não é necessária uma ótica complementar complexa à frente do diodo, torna-se possível a utilização de diversos diodos em torno do meio ativo possibilitando operação com alta potência de bombeio [52]. Além disso, a potência de bombeamento não é concentrada em uma pequena região do cristal possibilitando que, com um bom resfriamento do meio ativo, não haja fratura do meio ativo quando utilizada altas potências de bombeamento. Golla et al utilizaram uma potência de bombeamento de 1100W em um bastão de Nd:YAG, obtendo um laser no multimodo de 300W de potência [53]. Apesar disso, o bombeamento lateral apresenta um ganho pouco uniforme e uma maior dificuldade para obtenção do modo fundamental uma vez que, diferentemente do bombeamento longitudinal, a sobreposição entre o feixe de bombeio com o feixe laser é mais complicada [54]. Por este motivo com um bombeamento de 1100W, Golla et al obtiveram apenas 45W no modo fundamental com uma conversão óptico-óptico de 11%. Porém quanto utilizados métodos de compensação da lente térmica, ótimos resultados foram obtidos. Konno et al construiu um laser de Nd:YAG, estável e com 80W no modo fundamental para uma potência de bombeamento de 386W [55].

O bombeamento transversal muitas vezes é utilizado em uma configuração com uma reflexão total interna com ângulo rasante na superfície de bombeamento do cristal, FIGURA 12. O Nd:YVO₄ é um cristal bastante interessante para utilização neste tipo de configuração, pois seu alto coeficiente de absorção em 808nm gera uma inversão de população concentrada em uma pequena região próximo à face de bombeamento, que pode ser melhor aproveitada no bombeamento transversal com ângulo rasante.

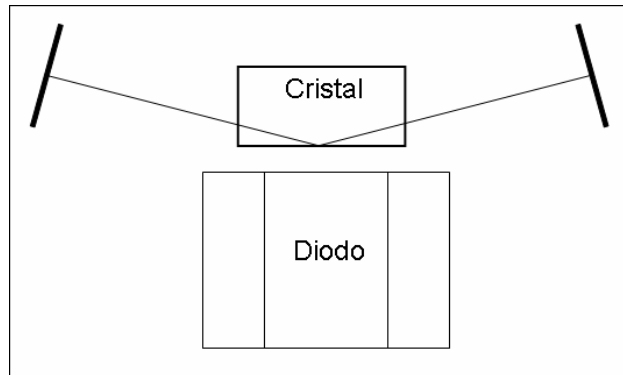


FIGURA 12: Configuração utilizada em bombeamentos transversais com reflexão total interna dentro do cristal.

Com esta configuração foi reportada uma conversão óptico-óptica de 64% e uma eficiência angular de 72% no multimodo. Para isso foi utilizada uma cavidade com uma lente cilíndrica intracavidade e um diodo laser de 35 watts. Para obtenção do modo fundamental, foi utilizada uma íris intracavidade e obtida uma conversão óptico-óptica de 40% para um M^2 de $1,4 \times 1,1$ na horizontal e na vertical, respectivamente [37].

Qualidades de feixes melhores, juntamente com alta eficiência (conversão óptico-óptica de 58% no modo fundamental) foram obtidas utilizando cavidades assimétricas e duas lentes convexas cilíndricas intracavidade para bombeamento até 40 watts [56].

Para potências acima de 40 watts em bombeamento transversal, foi reportada conversão óptico-óptica de 44% no modo fundamental, quando feita uma segunda reflexão interna total na face de bombeio. Esta segunda dobra foi feita com o intuito de melhorar a qualidade do feixe laser. Utilizando um ressonador com quatro espelhos foi possível inverter o feixe laser, homogeneizando assim o feixe. [57]

Capítulo 4

Procedimento experimental

4.1 O meio ativo e os diodos laser

O cristal utilizado foi um Nd:YVO₄ dopado com 1,1 mol% de neodímio e com dimensões de 22mm × 5mm × 2mm, FIGURA 13. As faces de saída do laser (5mm × 2mm) possuíam *coating* anti-refletor para o comprimento de onda de 1064nm e um ângulo de 5° para minimizar os efeitos parasíticos dentro do amplificador de alto ganho. O cristal foi bombeado transversalmente em uma das faces de 22mm × 2mm que possui *coating* anti-refletor para o comprimento de onda de 808nm. O eixo c do cristal se encontra paralelo à espessura.

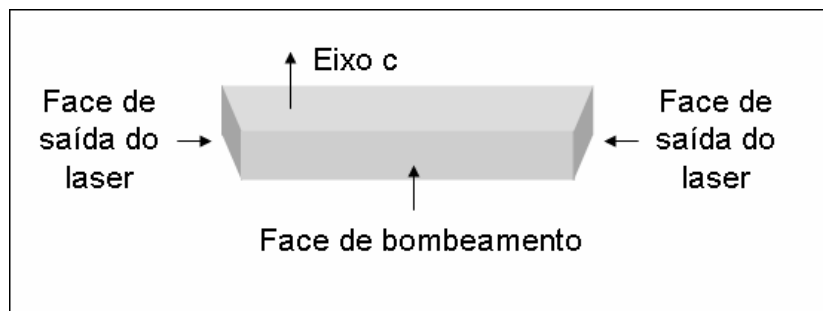


FIGURA 13: Esquema do Nd:YVO₄ utilizado.

A refrigeração do cristal foi feita por condução nas faces superior e inferior, utilizando para isso um suporte de cobre e uma refrigeração a água. Entre o cristal e o cobre foram utilizadas folhas de índio (condutividade térmica de 81,6 W/(mK) [58]) de 1 mm de espessura para melhorar o contato e a transferência de calor do cristal para o suporte, que foi resfriado com água.



FIGURA 14: Suporte de cobre utilizado no resfriamento do cristal.

Como fonte de bombeamento do meio ativo foi utilizada barras de diodos laser. Os diodos laser são elementos extremamente sensíveis a descargas eletrostáticas devendo ser isolado eletricamente do resto da cavidade laser e não devem ser operados a temperaturas muito altas (superior a 40°C).

A temperatura de operação de um diodo laser é um parâmetro muito importante, pois através dela podemos deslocar o espectro de emissão do diodo, possibilitando assim uma melhor sobreposição entre o comprimento de onda de emissão do diodo com o comprimento de onda de absorção do meio ativo.

No nosso experimento foram utilizados dois diodos laser da Coherent Inc. com emissão polarizada em TM (paralelo ao eixo c do cristal), aproveitando assim, o alto coeficiente de absorção do Nd:YVO₄ (aproximadamente 30cm⁻¹ para um Nd:YVO₄ dopado com 1,1mol% [43]). A potência máxima dos diodos laser era de 40 e 48 watts para correntes aplicadas de 40A e 55A, respectivamente.

Para que o isolamento elétrico dos diodos fosse feito de maneira satisfatória, testamos diferentes métodos. Inicialmente utilizamos um isolador sintético entre o suporte de cobre, resfriado por um circulador de água gelada, e o diodo laser. Este isolador (Silglass IMS200) era feito de borracha de silicone para altas temperaturas com uma condutividade térmica de 1,3 W/(mK). Os testes iniciais mostraram que a condutividade térmica deste isolante não era suficiente, uma vez que os diodos foram operados no regime contínuo e, portanto, era necessária uma boa remoção de calor. Quando o diodo de 40 watts era operado com uma corrente de 20A já havia uma diferença de temperatura entre o diodo e a água de 14°C e a temperatura do diodo já estava próxima de 35°C. Uma vez que o aquecimento excessivo do diodo pode ser prejudicial ao dispositivo, diminuindo sua vida

útil ou até danificando o mesmo, optamos pela alteração no método de resfriamento e isolamento elétrico dos diodos.

Foram então desenvolvidos suportes de cobre individuais para os diodos facilitando assim o resfriamento, uma vez que eram bem menores que a placa anteriormente utilizada. Desta forma, o isolamento elétrico não precisaria mais ser feito entre o diodo e o suporte de cobre então pudemos utilizar uma folha de índio de 0,1mm no lugar do isolador sintético. Com o índio obtivemos um melhor contato e uma melhor condução de calor do diodo para o suporte, uma vez que a condutividade térmica do índio é maior que a do isolador sintético. O primeiro suporte desenvolvido era do tamanho do diodo com uma passagem da água para resfriamento bastante simples, FIGURA 15 e FIGURA 16.

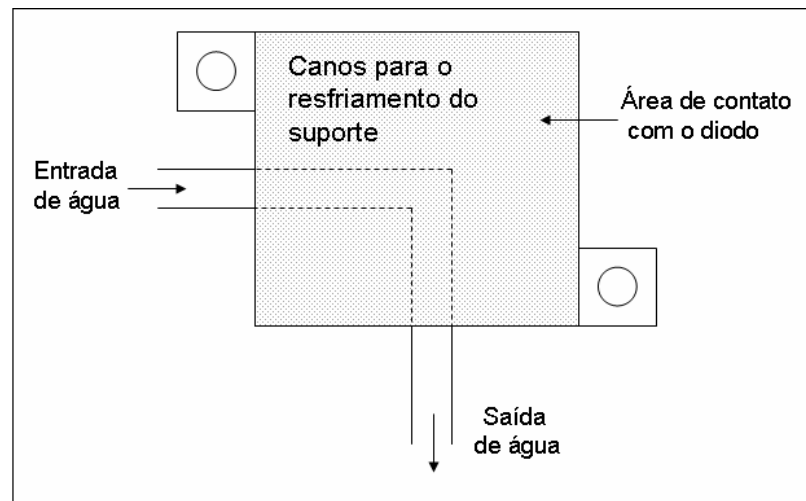


FIGURA 15: Primeiro suporte individual para resfriamento de diodo laser testado.

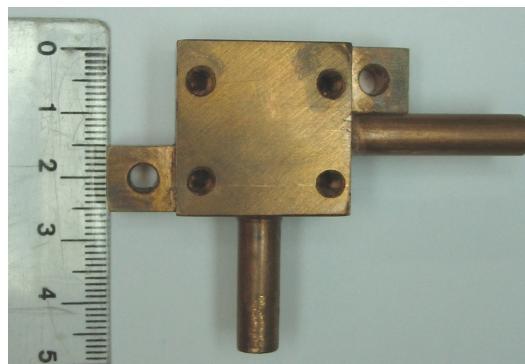


FIGURA 16: Foto do primeiro suporte de diodo laser testado

Com este suporte, o diodo operou a uma temperatura dentro do limite aceitável, porém o espectro de emissão do diodo ainda não estava como desejado. Quando operado com a corrente máxima permitida, a diferença de temperatura entre a água e o diodo era de aproximadamente 10°C, para o diodo de 40 watts. O pico de emissão, neste caso, era em 812 nm, mostrando desta forma que a remoção de calor ainda não estava ocorrendo como desejávamos.

Uma vez que o diodo tem uma temperatura mais elevada próxima da junção onde há a emissão laser optamos por fazer um suporte com resfriamento na parte da frente do diodo. Para isso, desenvolvemos um suporte um pouco maior que o diodo, porém que possibilitasse um maior de passagem de água, FIGURA 17 e FIGURA 18.

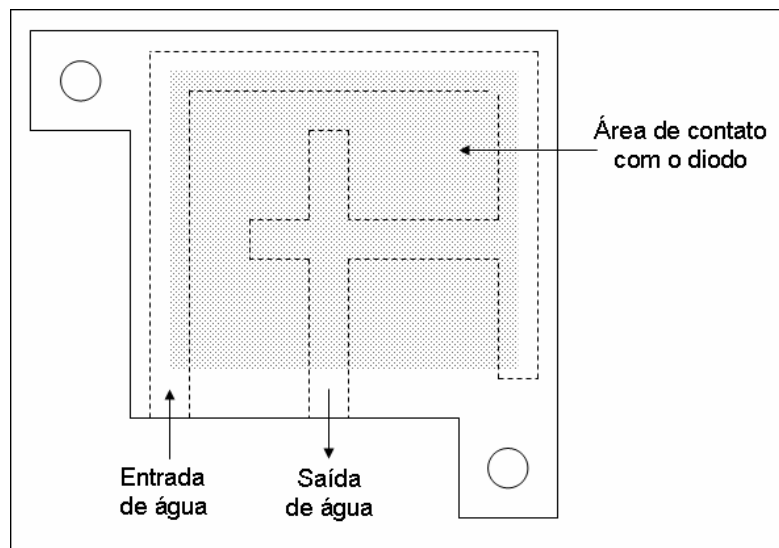


FIGURA 17: Suporte de diodo laser com uma maior passagem de água para um melhor resfriamento.

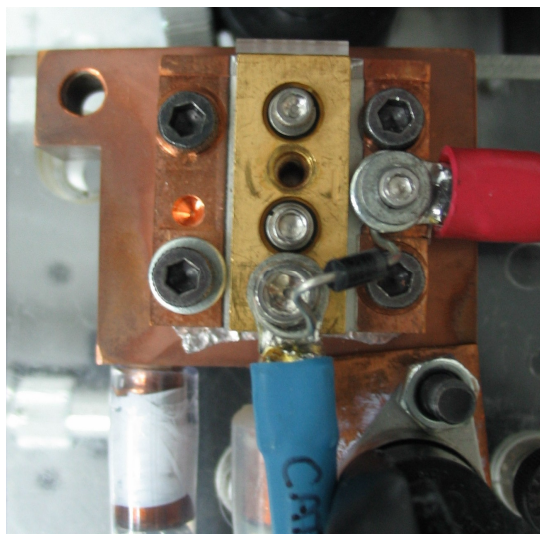


FIGURA 18: Foto do novo suporte de diodo com melhor resfriamento.

Neste caso, a diferença de temperatura entre a água e o diodo cai para aproximadamente 4°C, para o diodo de 40 watts, e 5,5°C, para o de 48 watts. Com este suporte, os diodos de 40 e 48 watts foram operados com a temperatura da água em 23°C e 19°C, respectivamente, para que estes emitissem em 808nm. O controle de temperatura era feito através do circulador de água gelada.

O diodo de 40 watts tem um pico de emissão em 806,11nm e o de 48 watts em 805,69nm, a 25°C, ambos com FWHM de 1,85nm (dados do fabricante). Uma vez que estes diodos são sintonizáveis pela temperatura, foram medidos seus espectros de emissão com um espectrômetro da marca Ocean Optics, modelo HR2000, para verificar a que temperatura de operação estes diodos emitiriam em 808nm (pico de absorção do Nd:YVO₄ [20]).

Os espectros obtidos são mostrados na FIGURA 19, para o diodo de 40 watts, e FIGURA 20, para o diodo de 48 watts.

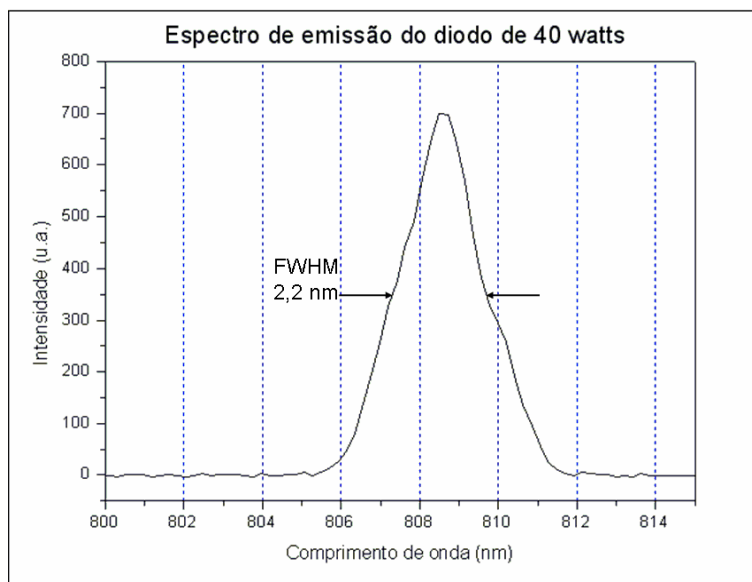


FIGURA 19: Espectro de emissão do diodo de 40 watts, quando operado com uma corrente de 40A, e a uma temperatura de 23°C.

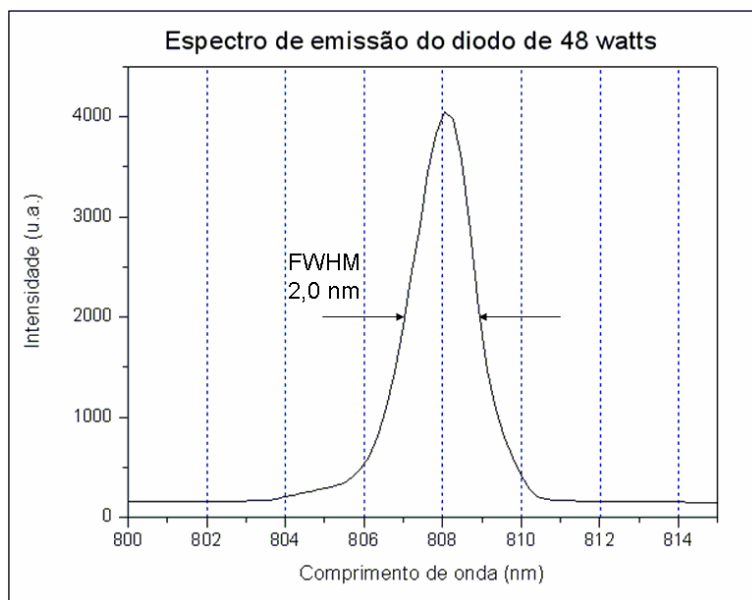


FIGURA 20: Espectro de emissão do diodo de 48 watts, quando operado com uma corrente de 55A, a uma temperatura de 19°C.

As potências máximas dos diodos fornecidas pelo fabricante são referentes à operação em 25°C. Desta forma, foi medida a potência de saída dos diodos em função da corrente aplicada a temperatura previamente determinada para cada diodo. A potência foi medida com um detector de alta potência da Newport, modelo 1825-C, que nos fornece uma incerteza instrumental de 3%. A potência máxima de saída dos diodos, operados à

temperatura para emissão em 808nm, foi de 37 e 45 watts, para o diodo de 40 e 48 watts, respectivamente.

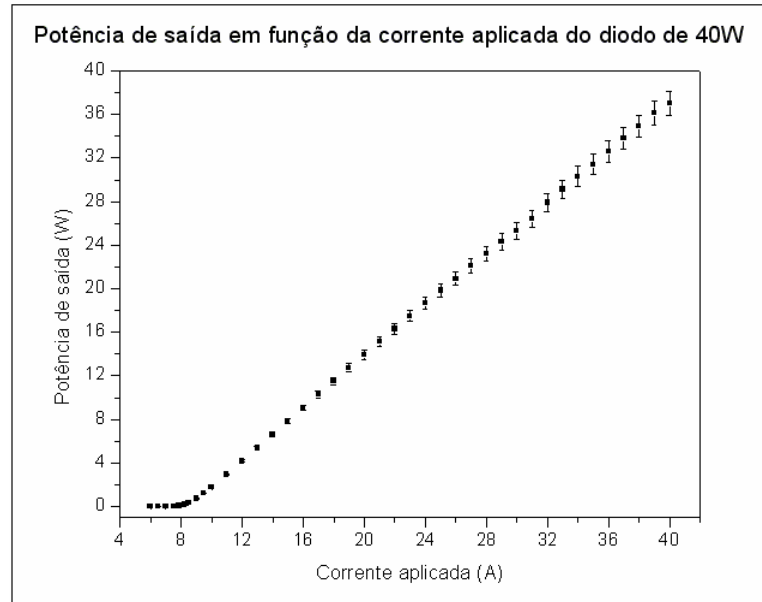


FIGURA 21: Potência de saída do diodo de 40 watts em função da corrente aplicada.

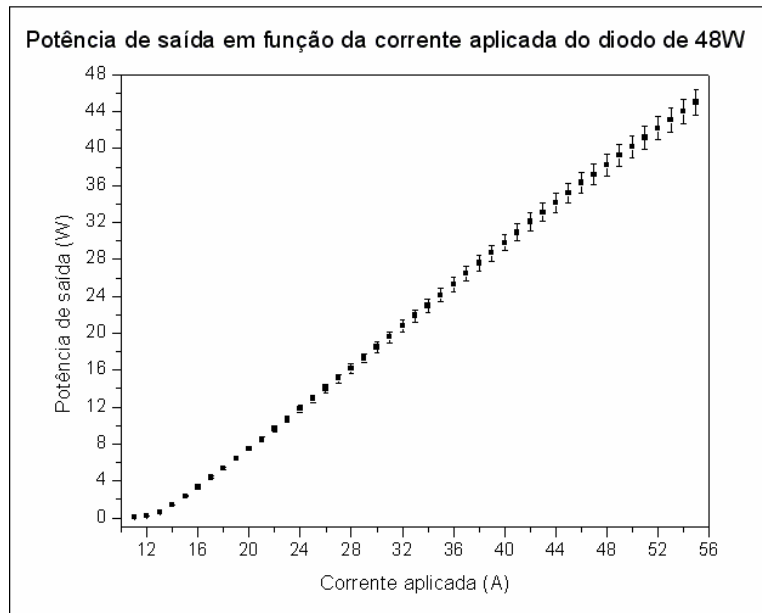


FIGURA 22: Potência de saída do diodo de 48 watts em função da corrente aplicada.

4.2 Os ressonadores lasers

Uma das maiores dificuldades em trabalhar com altas potências de bombeamento é a lente termicamente induzida. Por isso, esta lente foi inicialmente

simulada através de algumas aproximações (seção 2.2) para diferentes potências de bombeamento.

Para a simulação, o feixe de bombeamento foi assumido retangular, com $w_1 = 50\mu\text{m}$ e $w_2 = 15\text{mm}$, aproximadamente o tamanho de um feixe laser após passar por uma lente cilíndrica de distância focal de 6,4mm, e o ângulo do feixe laser dentro do cristal era $\theta = 0^\circ$ passando próximo à face de bombeamento. As dimensões do cristal foram as mesmas que as do Nd:YVO₄ utilizado. A FIGURA 23 mostra os valores da distância focal de lente térmica em função da potência incidente no cristal, que variou de 5 watts a 50 watts. É possível verificar que quanto maior for a potência de bombeamento, menor será a distância focal da lente.

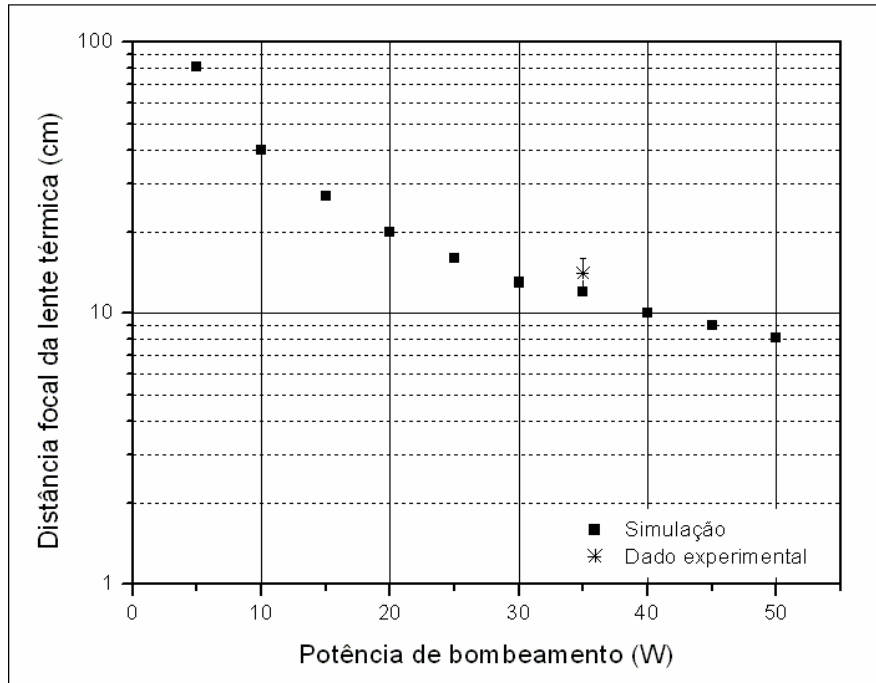


FIGURA 23: Simulação da distância focal da lente térmica para o cristal utilizado e $\theta = 0^\circ\text{C}$.

Foram feitas medidas de lente térmica para comparação com as simulações. Para essas medidas utilizamos um feixe de He-Ne focalizado no centro do cristal. Foram medidas as projeções do He-Ne sem bombeamento e com uma potência de bombeamento de 35 watts. Foram realizadas medidas sem lente à frente do diodo e com uma lente cilíndrica de 6,4 mm à frente do diodo. Os valores obtidos para a distância focal de lente térmica foram de $20 \pm 2\text{cm}$, para bombeamento sem lente e $14 \pm 2\text{cm}$ para bombeamento com lente. A lente cilíndrica de 6,4 mm nos gera um feixe de aproximadamente $50\mu\text{m}$ na

vertical, ou seja, é equivalente a simulação feita. Podemos verificar então que os valores medidos são compatíveis com os valores simulados.

Através dos valores encontrados para a lente termicamente induzida, foi possível projetar ressonadores que fossem estáveis para estas lentes térmicas. Para isso, utilizamos o programa LASCAD que simula cavidades laser, permitindo que sejam variados todos os parâmetros de um ressonador. Aproximando então a lente térmica por uma lente convergente cilíndrica apenas na vertical, direção do resfriamento do cristal, uma vez que o valor da lente induzida na horizontal é muito pequeno [20].

Foram estudadas diferentes configurações de cavidades laser para a obtenção de um laser eficiente e com boa qualidade de feixe. A seguir, são apresentados os ressonadores que apresentaram os melhores resultados, os outros ressonadores estudados são apresentados no Apêndice B.

4.2.1 Uma dobra dentro do cristal

A cavidade laser estudada era composta por um espelho côncavo altamente refletor em 1064nm e um espelho de saída plano com transmissão parcial, FIGURA 24. A face bombeada foi a menor entre as faces de 22×2 mm. O ângulo entre a face de bombeio e o feixe laser era de aproximadamente 7° e, portanto, o feixe de saída tinha um ângulo de aproximadamente 27° com a normal do cristal.

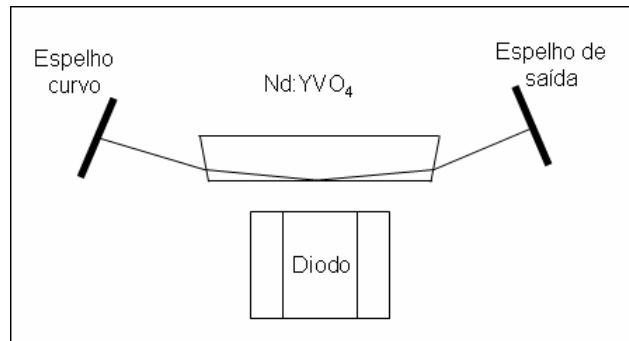


FIGURA 24: Esquema da cavidade laser com uma dobra intracavidade.

Após a realização das primeiras medidas foi detectada uma perda de potência em virtude de reflexões no *coating* das faces de saída de aproximadamente 3% em cada face. Utilizando um cristal semelhante, foi realizado um estudo mais detalhado do comportamento do *coating* em função do ângulo de entrada do feixe, onde foi verificada uma menor perda, da ordem de 0,4%, para feixes entrando paralelo à normal do cristal.

Optou-se então por inverter o posicionamento do cristal, como pode ser observado na FIGURA 25.

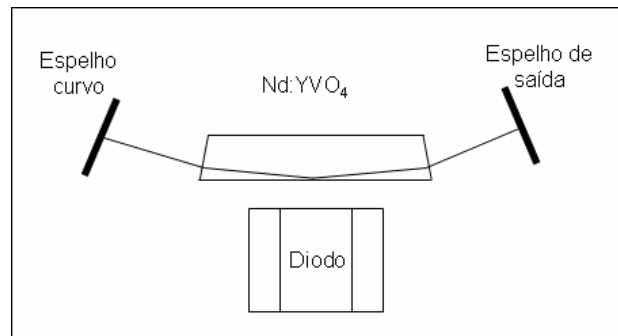


FIGURA 25: Esquema da cavidade utilizada mudando o posicionamento do cristal.

Após estudo de diferentes conjuntos de espelhos optamos por utilizar uma cavidade laser composta por um espelho plano com transmissão de 36% e um espelho côncavo com raio de curvatura de 50cm. Com esta cavidade fizemos um estudo da utilização de lentes cilíndricas à frente do diodo para obter uma melhor sobreposição entre o feixe laser e o feixe de bombeamento, FIGURA 26. As distâncias focais das lentes testadas eram de 6,4mm e 13mm.

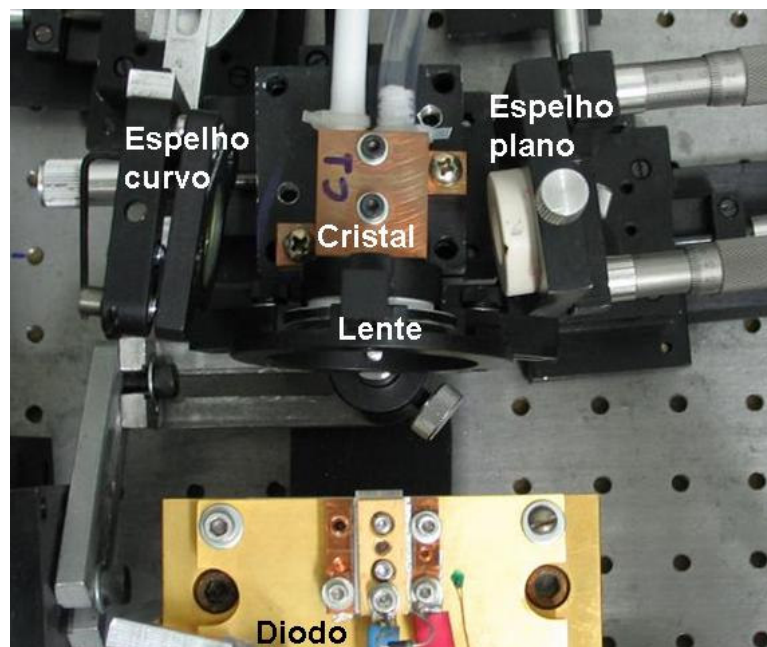


FIGURA 26: Foto da cavidade laser composta por um espelho côncavo e um espelho plano de saída e uma lente cilíndrica à frente do diodo.

Optou-se pela utilização da lente cilíndrica com distância focal de 6,4 mm. A cavidade laser estudada se destaca por ser bastante compacta, uma vez que os espelhos estão a uma distância de aproximadamente 4 cm do centro do cristal, FIGURA 27.

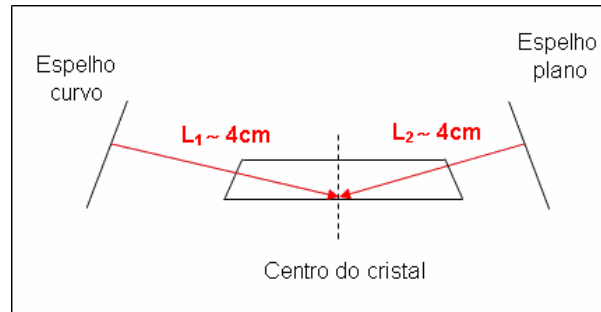


FIGURA 27: Configuração utilizada com um espelho côncavo de 50 cm e um espelho plano de saída com transmissão de 36%.

Na FIGURA 28 mostra-se o diagrama de estabilidade desta configuração. Por meio de simulações pudemos verificar o comportamento do ressonador utilizado, quando variada a potência de bombeamento e, portanto, o valor da lente térmica. Nesta figura estão representadas as zonas de estabilidade do ressonador I e II, assim como a reta $1/f$ que representa o comportamento do ressonador em função dos valores de lentes térmicas. Pelo fato deste ressonador ter as duas zonas de estabilidade unidas, este se torna estável para uma grande variação de valores na lente térmica, mesmo na presença de largos modos TEM_{00} dentro do cristal.

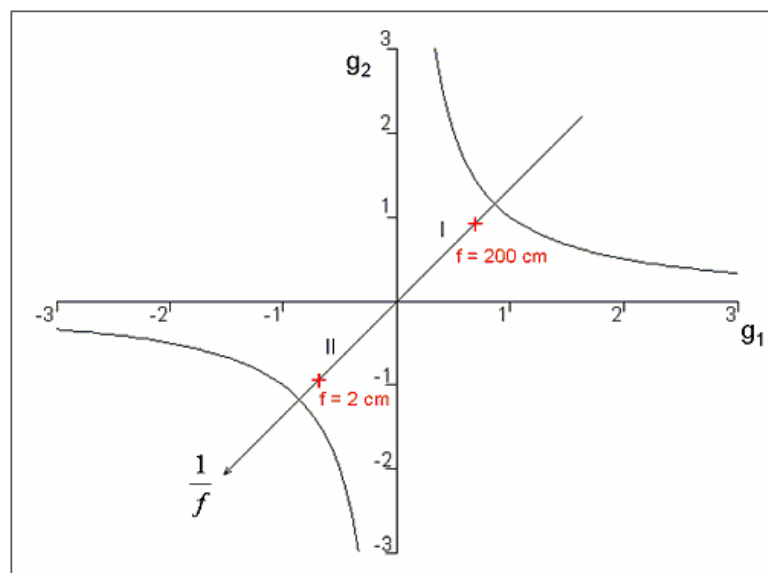


FIGURA 28: Diagrama e zonas (I e II) de estabilidade para a cavidade utilizada. A reta $1/f$ representa a potência dióptrica da lente térmica.

A seguir, trocamos o diodo de 40 watts por um diodo de 48 watts. Utilizando a mesma cavidade laser já descrita, obtivemos a eficiência angular e a conversão óptico-óptica para ambas. A qualidade de feixe do laser foi medida, na vertical e na horizontal, utilizando uma câmera CCD e um software de análise de feixe.

4.2.2 Duas dobras dentro do cristal

Para uma melhor qualidade de feixe, uma configuração com duas dobras dentro do cristal se mostra mais interessante, FIGURA 29. Esta configuração apresenta diversas vantagens na melhora da qualidade do feixe. O duplo passo disponibiliza uma menor região para a seleção do modo fundamental, pois há uma competição entre os dois feixes por uma mesma região de ganho. Essa diminuição no tamanho do feixe diminui as aberrações ocorridas em virtude da não uniformidade da região de ganho, que cai exponencialmente, pois assim também cai a absorção do bombeamento.

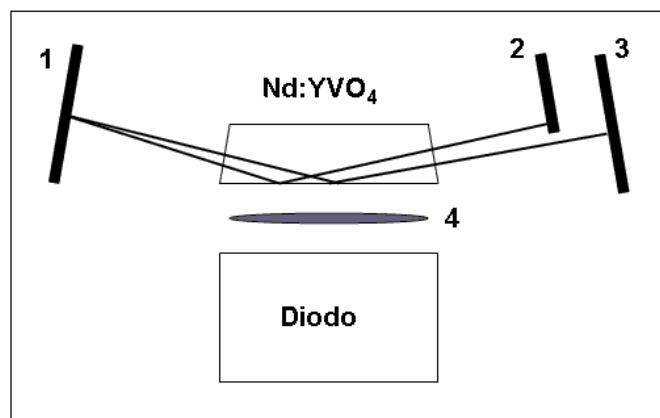


FIGURA 29: Configuração da cavidade utilizada com duas dobras dentro do cristal: 1) espelho côncavo; 2) espelho plano altamente refletor; 3) espelho plano de saída e 4) lente cilíndrica de 6,4 mm.

O ressonador foi inicialmente simulado para a determinação das distâncias dos espelhos para que a cavidade fosse estável para lentes térmicas de, no mínimo, 6 cm de distância focal.

O diodo de 40 watts foi inicialmente utilizado com uma cavidade composta por um espelho côncavo com raio de curvatura de 30 cm e dois espelhos planos, sendo um altamente refletor em 1064nm e o outro, o espelho de saída, com transmissão de 36%.

Esta cavidade laser estudada é inédita por ser composta por apenas 3 espelhos e mais compacta que aquela de 4 espelhos utilizado por Minassian et al [57].

Quando utilizado o diodo de 48 watts, foi estudada uma cavidade mais compacta, FIGURA 30, que se fez necessária pois a lente térmica gerada neste caso é mais forte. Os espelhos utilizados foram um côncavo altamente refletor em 1064 nm, com raio de curvatura de 20 cm, e dois espelhos planos, sendo um altamente refletor em 1064nm e o outro, o espelho de saída, com transmissão de 36%.

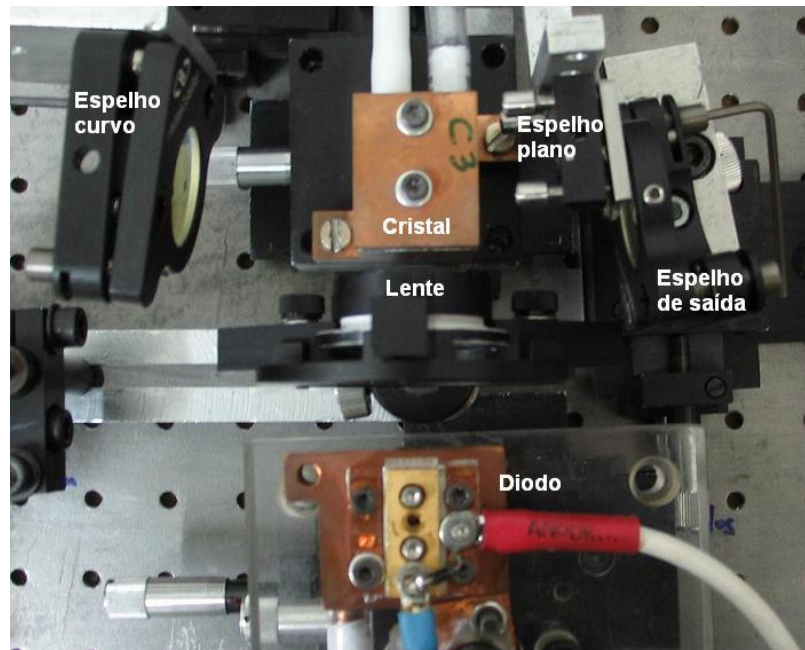


FIGURA 30: Foto da cavidade laser com duas dobras intracavidade.

Capítulo 5

Resultados e discussão

5.1 Cavidade laser com uma dobra dentro do cristal

O ressonador laser utilizado era composto por um espelho côncavo com raio de curvatura de 50 cm e altamente refletor em 1064 nm e um espelho com transmissão neste comprimento de onda de 36%. Na FIGURA 31 é mostrada a potência de saída do laser em função da potência de bombeamento, quando testadas diferentes lentes cilíndricas à frente do diodo laser. Através deste gráfico, podemos verificar que há uma melhor sobreposição entre o feixe laser e o feixe de bombeamento quando utilizamos a lente cilíndrica de 6,4 mm.

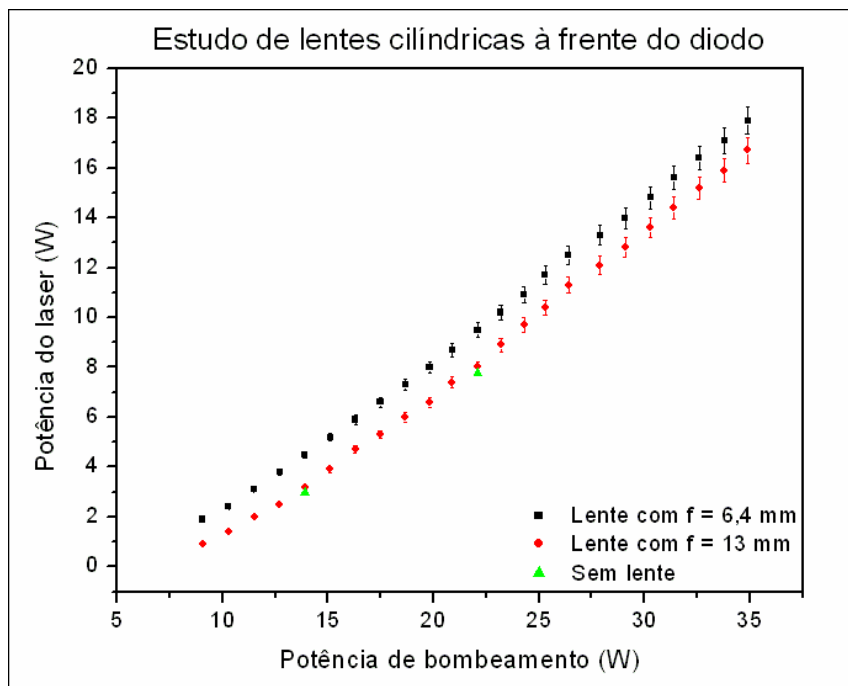


FIGURA 31: Gráfico da potência do laser pela potência de bombeamento para as duas lentes estudadas e sem lente.

A lente com distância focal de 13 mm nos forneceu também um limiar laser mais alto, se comparada com a lente de 6,4 mm. Porém ambas apresentaram uma melhor eficiência, se comparada com a não utilização de lente. Desta forma, optamos pela utilização da lente cilíndrica de 6,4 mm à frente do diodo.

Utilizando a lente cilíndrica e a mesma configuração citada foi feita a medida da potência do laser em função da potência de bombeamento, FIGURA 32. Com uma cavidade laser extremamente compacta, menor que 8 cm, obtivemos uma potência máxima do laser de 22,0 watts para um bombeamento de 34,9 watts, quando utilizado o diodo laser de 40 watts. A eficiência angular medida foi de 74%, que, ao nosso conhecimento, é a mais alta reportada até hoje para potências acima de 20 W. O feixe laser era multimodo, com uma conversão óptico-óptica de 63%.

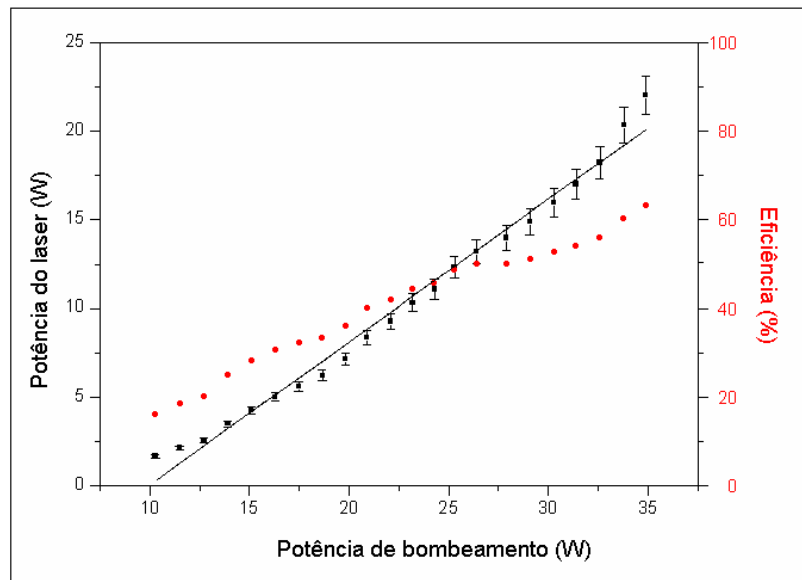


FIGURA 32: Potência do laser pela potência de bombeamento (■) e eficiência (●) com uma dobra dentro do cristal quando utilizado o diodo de 40 watts.

O limiar laser desta configuração está próximo de 10 watts, o que é mais alto do que os obtidos em trabalhos semelhantes, que estão próximos de 3 watts [37, 56]. O limiar laser é diretamente relacionado com as perdas em uma cavidade laser, portanto, o limiar obtido pode ser um indicativo de que existem problemas no cristal.

Além disso, foi observada um comportamento de saturação na potência de saída para potências de bombeamento de aproximadamente 35 watts devido a forte lente térmica. A principal dificuldade causada pela lente térmica é a ocorrência de diferentes divergências nos feixes na direção vertical e horizontal. Uma vez que esta lente é

produzida principalmente no eixo y (paralelo ao eixo c), onde ocorre um gradiente de temperatura devido ao resfriamento do cristal, o feixe laser é focalizado primeiramente na vertical e depois na horizontal. Este fator é responsável por uma saturação no comportamento da curva da potência de saída uma vez que a lente térmica se torna muito forte. Assim, na FIGURA 34, que mostra a potência do laser em função da potência de bombeamento, quando utilizado o diodo laser de 48 watts de potência, verificamos que a potência máxima obtida é compatível com a conseguida com o diodo de 40 watts.

O feixe laser era multimodo com valores de $M^2 = 24,6 \times 10,4$, na horizontal e na vertical, respectivamente. Através da FIGURA 33, é possível verificar a diferença entre a focalização do feixe na horizontal e na vertical. Sua ocorrência está ligada ao fato de que a lente térmica é mais intensa em uma das direções.

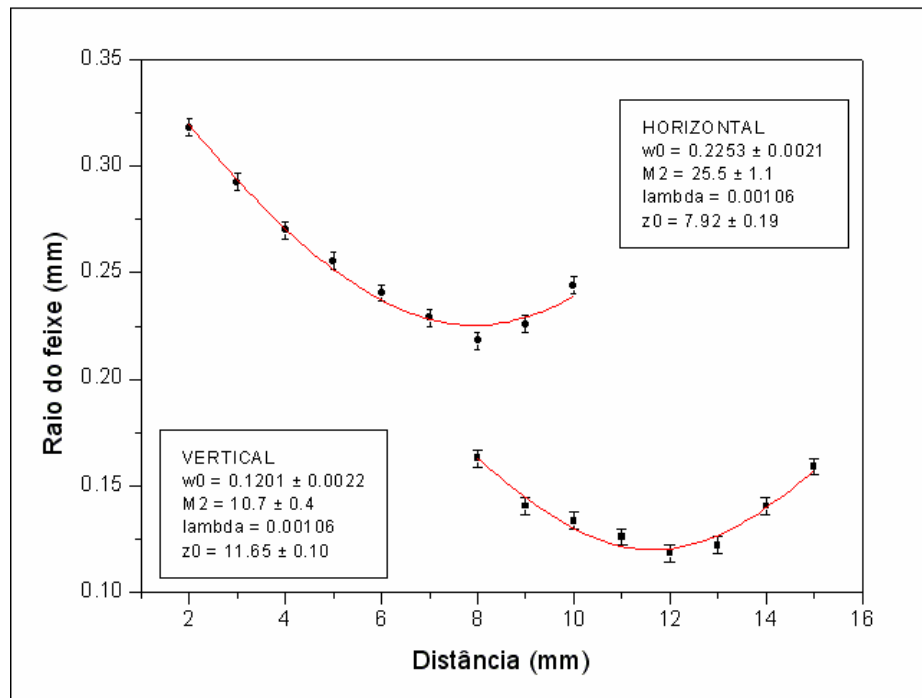


FIGURA 33: Qualidade de feixe da cavidade laser com uma dobra dentro do cristal, na horizontal (■) e na vertical.

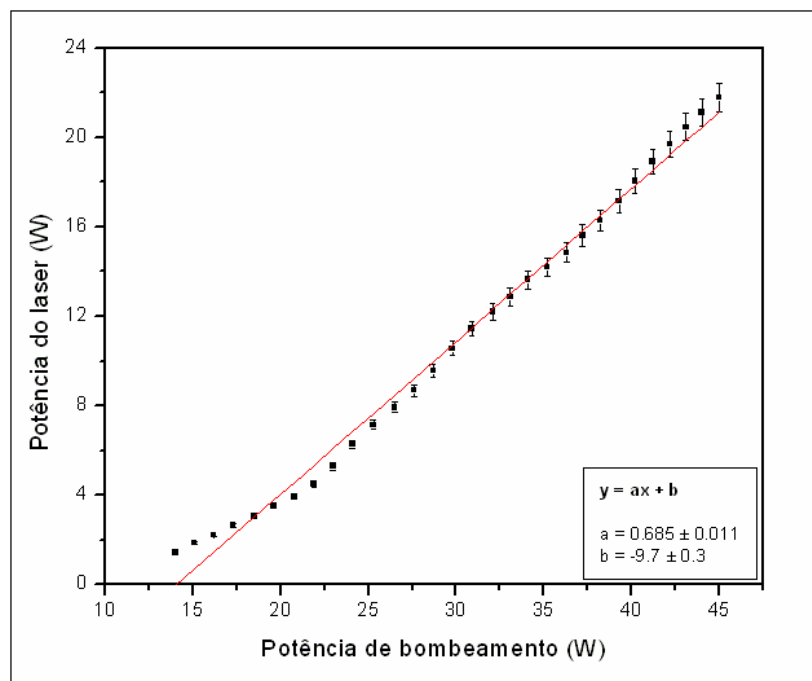


FIGURA 34: Potência do laser pela potência de bombeamento com uma dobra dentro do cristal quando utilizado o diodo de 48 watts.

A potência máxima atingida com esta cavidade foi de 21,8 watts, para uma potência de bombeio de 45,0 watts. A eficiência angular desta cavidade foi de 69% e a conversão óptico-óptico foi de 48%, no multimodo.

5.2 Cavidade laser com duas dobras dentro do cristal

Inicialmente, foi testado o diodo de 40 watts de potência e um ressonador constituído por um espelho côncavo com raio de curvatura de 30cm e um espelho de saída com transmissão de 36%. Na FIGURA 35 pode-se verificar a potência do laser em função da potência de bombeamento. A potência máxima obtida foi 13,1 watts para uma potência de bombeamento de 37 watts, com uma eficiência óptico-óptica de 34%.

Através da curva obtida, é possível verificar que há uma pequena região de instabilidade, na qual há uma queda na potência de saída enquanto o bombeamento aumenta. Isto se deve ao fato da lente térmica ocasionar uma região de instabilidade entre as duas zonas de estabilidade, uma vez que esta cavidade laser não tem as duas zonas de estabilidade unidas como na cavidade laser com uma dobra dentro do cristal. A mudança entre as duas zonas de estabilidade não se dá de maneira ideal e, portanto, passa por uma pequena zona de instabilidade devido à lente térmica como foi mostrado na FIGURA 10.

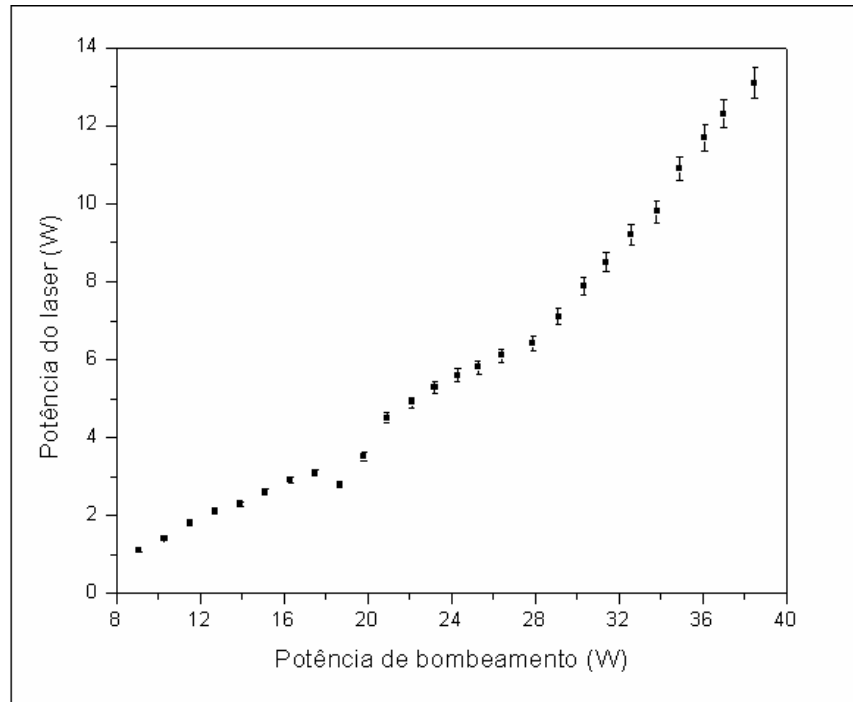


FIGURA 35: Potência de saída pela potência de entrada para duas dobradas dentro do cristal quando utilizado o diodo de 40 watts.

O crescimento da potência do laser neste caso não ocorre de maneira linear, como na cavidade laser com uma dobra dentro do cristal. É possível verificar que a partir de aproximadamente 30 watts há um crescimento mais acentuado na potência do laser. Desta forma, podemos verificar que há novos modos oscilando dentro da cavidade laser, a partir de uma determinada potência de bombeamento, com um ganho maior, aumentando assim a eficiência angular a partir deste ponto.

Na FIGURA 36 é mostrada a curva da potência do laser pela potência de bombeamento, quando utilizado o diodo de 48 watts.

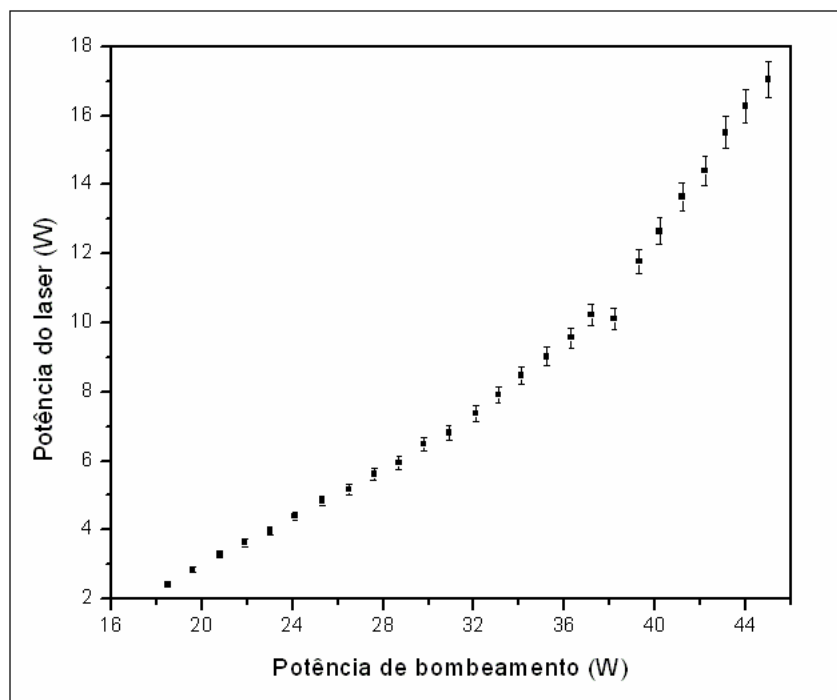


FIGURA 36: Potência de saída pela potência de entrada para duas dobras dentro do cristal quando utilizado o diodo de 48 watts.

A potência máxima obtida foi de 17 watts para uma potência de bombeio de 45 watts e uma conversão óptico-óptica de 38% no multimodo. Um estudo que utilizou esta mesma configuração demonstrou uma conversão óptico-óptica de 44% porém com um bombeamento de 100 watts [57]. Novamente podemos verificar a não linearidade na potência do laser em função da potência de bombeamento, além de uma pequena zona de instabilidade.

A qualidade do feixe laser pode ser vista na FIGURA 37, para a direção horizontal e na FIGURA 38, para a vertical. Os valores do M^2 obtidos são de $3,4 \times 3,7$ na horizontal e na vertical, respectivamente. Estes valores indicam uma melhora significativa na qualidade do feixe, mais próximo do modo fundamental, se comparado com o ressonador na configuração com apenas uma dobra dentro do cristal.

Desta forma, pudemos verificar que a utilização de uma segunda dobra dentro do cristal fornece uma melhora na qualidade do feixe, porém há uma perda significativa na potência de saída. Esta perda, no nosso caso, pode ter sido intensificada em virtude da dependência do ângulo de entrada do feixe laser com o *coating* do cristal, como mostrado anteriormente.

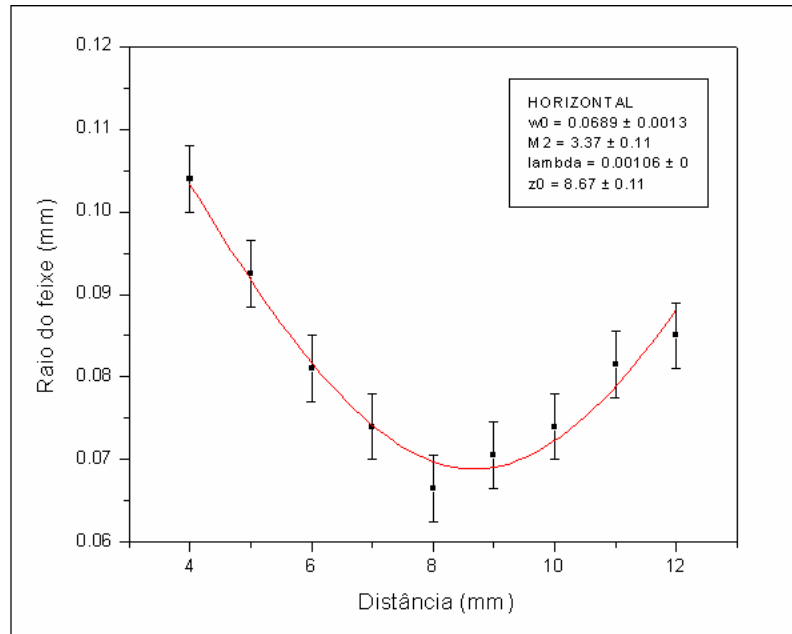


FIGURA 37: Qualidade de feixe na horizontal da cavidade laser com duas dobras dentro do cristal.

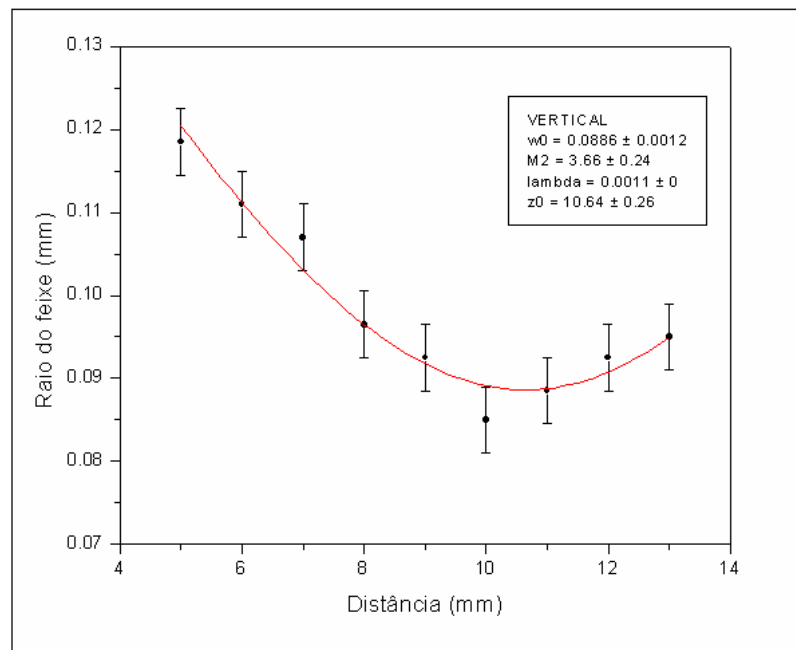


FIGURA 38: Qualidade de feixe na vertical da cavidade laser com duas dobras dentro do cristal.

Capítulo 6

Conclusões

Foi desenvolvida uma cavidade laser de Nd:YVO₄ bombeado transversalmente por diodo laser que servirá de cavidade mestra para um laser para aplicações industriais. Assim como para muitas outras aplicações, é desejável uma boa qualidade feixe. Para isso estudamos diferentes configurações para obter um laser estável e confiável com uma boa qualidade de feixe e alta potência.

Uma potência de 22 watts, no multimodo, foi obtida quando utilizada uma configuração com uma dobra dentro do cristal. Esta cavidade destaca-se por ser bastante compacta, menos de 8 cm, e apresentar alta conversão óptico-óptico de 63% e eficiência angular de 74%, a maior até hoje reportada.

Nesta configuração, verificamos que a partir de uma determinada potência há uma saturação na potência de saída. Isto ocorre provavelmente devido a forte lente térmica que se forma dentro do meio ativo para potências de bombeamento muito altas, fazendo com que haja uma diminuição no rendimento do ressonador.

Uma melhor qualidade de feixe foi demonstrada quando feita uma segunda dobra dentro do cristal. O ressonador utilizado tem uma configuração inédita com apenas 3 espelhos. Um laser com qualidade M^2 de $3,4 \times 3,7$ na horizontal e na vertical, respectivamente, foi obtido com uma potência de 17 watts. Demonstramos que através desta configuração é possível obter feixes mais próximos do modo fundamental com alta potência.

Apêndice A

Cálculo da lente térmica

A variação no caminho óptico dentro do cristal, para $\theta = 0^\circ$, é dada por

$$\Delta p(s) = \left(\frac{dn}{dT} \right) \int_z T(x, y, z) dz$$

Utilizando a distribuição de temperatura apresentada na fórmula 33 e integrando em z temos que esta variação pode ser escrita da seguinte forma

$$\begin{aligned} \Delta p(s) = & \left(\frac{dn}{dT} \right) \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[A_{mn} e^{\alpha_{mn}x} + B_{mn} e^{-\alpha_{mn}x} - \frac{\alpha}{K} \frac{\Phi_{mn} e^{-\alpha \left(\frac{h}{2} + x \right)}}{\alpha^2 - \alpha_{mn}^2} \right] \cos(\phi_m y) \frac{\sin(\psi_n z)}{\psi_n} \Bigg|_{-L/2}^{L/2} \\ & + \left(\frac{dn}{dT} \right) \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[C_{mn} e^{\beta_{mn}x} + D_{mn} e^{-\beta_{mn}x} - \frac{\alpha}{K} \frac{\Psi_{mn} e^{-\alpha \left(\frac{h}{2} + x \right)}}{\alpha^2 - \beta_{mn}^2} \right] \cos(\phi_m y) \frac{\sin(\varphi_n z)}{\varphi_n} \Bigg|_{-L/2}^{L/2} \end{aligned} \quad (46)$$

No caso simétrico, ou seja, o bombeamento é feito no centro do cristal, temos que $z = 0$. Portanto, $\psi_{mn} = 0$, o que implica na anulação do segundo termo da equação 46. Assim a variação no caminho óptico é dada por

$$\begin{aligned} \Delta p(s) = & \left(\frac{dn}{dT} \right) \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[A_{mn} e^{\alpha_{mn}x} + B_{mn} e^{-\alpha_{mn}x} - \frac{\alpha}{K} \frac{\Phi_{mn} e^{-\alpha \left(\frac{h}{2} + x \right)}}{\alpha^2 - \alpha_{mn}^2} \right] \cos(\phi_m y) \frac{\sin(\psi_n L/2)}{\psi_n} - \\ & \left(\frac{dn}{dT} \right) \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[A_{mn} e^{\alpha_{mn}x} + B_{mn} e^{-\alpha_{mn}x} - \frac{\alpha}{K} \frac{\Phi_{mn} e^{-\alpha \left(\frac{h}{2} + x \right)}}{\alpha^2 - \alpha_{mn}^2} \right] \cos(\phi_m y) \frac{\sin(-\psi_n L/2)}{\psi_n} \end{aligned} \quad (47)$$

Sendo o seno uma função ímpar temos que $\sin(-x) = -\sin(x)$, podemos então simplificar a equação 47 para

$$\Delta p(s) = 2 \left(\frac{dn}{dT} \right) \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[A_{mn} e^{\alpha_{mn}x} + B_{mn} e^{-\alpha_{mn}x} - \frac{\alpha}{K} \frac{\Phi_{mn} e^{-\alpha \left(\frac{h}{2} + x \right)}}{\alpha^2 - \alpha_{mn}^2} \right] \cos(\phi_m y) \frac{\sin(\psi_n L / 2)}{\psi_n} \quad (48)$$

Uma vez que $\psi_n = 2n\pi/L$, o seno na equação 48 anulará a somatória. Desta forma, aproximamos o valor do $\sin(\psi_n L / 2)$ por $\psi_n L / 2$ para $n=0$.

$$\Delta p(s) = \left(\frac{dn}{dT} \right) \sum_{m=0}^{\infty} \left[A_{m0} e^{\alpha_{m0}x} + B_{m0} e^{-\alpha_{m0}x} - \frac{\alpha}{K} \frac{\Phi_{m0} e^{-\alpha \left(\frac{h}{2} + x \right)}}{\alpha^2 - \alpha_{m0}^2} \right] \cos(\phi_m y) L \quad (49)$$

A variação no caminho óptico na direção $s = x, y$ ou z pode então ser aproximada por [20]

$$\Delta p(s) = p(0) + p_1 s + p_2 s^2 + \dots + p_n s^n \quad (50)$$

Assumindo que a lente térmica ocorre apenas na direção y , onde há o maior gradiente de temperatura uma vez que o cristal é resfriado nas faces superior e inferior, e sabendo que podemos aproximar a função coseno por

$$\cos(cy) = 1 - \frac{c^2}{2!} y^2 + \frac{c^4}{4!} y^4 - \frac{c^6}{6!} y^6 + \dots$$

Temos que a lente termicamente induzida dentro do cristal na direção y é

$$f = -\frac{1}{2p_2} = \left(\left(\frac{dn}{dT} \right) \sum_{m=0}^{\infty} \left[A_{m0} e^{\alpha_{m0}x} + B_{m0} e^{-\alpha_{m0}x} - \frac{\alpha}{K} \frac{\Phi_{m0} e^{-\alpha \left(\frac{h}{2} + x \right)}}{\alpha^2 - \alpha_{m0}^2} \right] L \phi_m^2 \right)^{-1} \quad (51)$$

Apêndice B

Outros ressonadores testados

A cavidade estudada era constituída de um espelho côncavo com raio de curvatura de 10 cm, altamente refletor no comprimento de onda de 1064nm, uma lente esférica intracavidade de distância focal de 10 cm e um espelho plano de saída com transmissão de 73%. À frente do diodo foi utilizada uma lente cilíndrica de 6,4mm. Optamos por estudar esta cavidade laser, pois esta se destaca pela maior eficiência angular e conversão ótico-ótica até hoje reportadas [37] . Esta configuração é vantajosa quando utilizados braços próximos a 10 cm, fazendo com que o feixe laser seja focalizado no centro do cristal. Neste caso, o modo dentro do cristal é muito pequeno e o ressonador se torna insensível a variações no valor da lente térmica.

Novamente, o ângulo entre a face de bombeamento e o feixe laser foi de aproximadamente 7°. Na FIGURA 39 pode ser vista a configuração da cavidade utilizada.

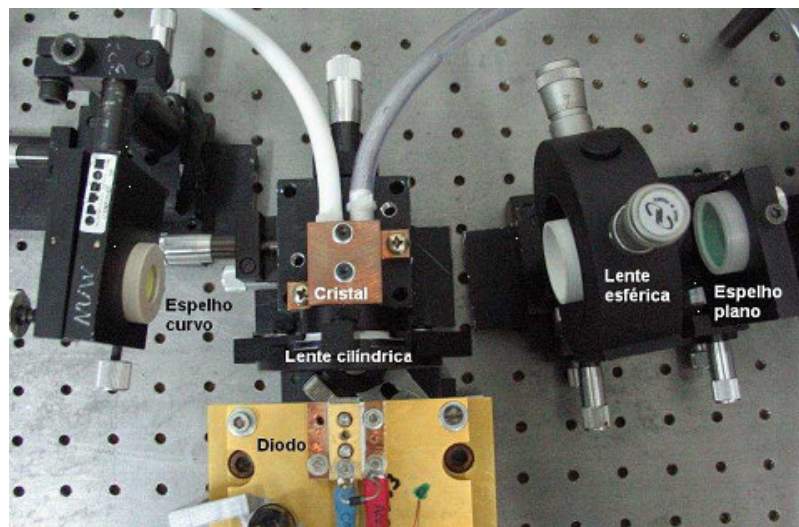


FIGURA 39: Foto da cavidade laser composta por um espelho côncavo, uma lente esférica intracavidade e um espelho plano de saída e uma lente cilíndrica à frente do diodo.

Com o intuito de obter um modo mais próximo do fundamental foram testadas diferentes cavidades com lentes divergentes intracavidade. Visando compensar a forte focalização na vertical do feixe laser, em virtude da forte lente térmica gerado dentro cristal, utilizou-se uma lente cilíndrica divergente na mesma direção da lente térmica. Para

isso, o ressonador era constituído por dois espelhos planos e uma lente divergente, como pode ser visto na FIGURA 40.

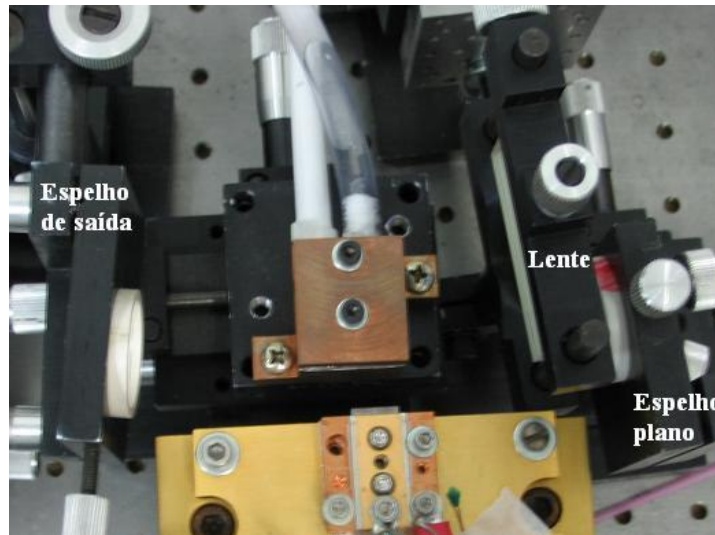


FIGURA 40: Cavityde laser utilizando composta por uma lente divergente intracavityde e dois espelhos planos.

Através destas configurações, tentamos inicialmente obter um modo fundamental grande utilizando para isso um modo com um raio da ordem de $370\ \mu\text{m}$ dentro do cristal. Neste caso, o cristal agiria como uma íris intracavityde, não deixando que modos de ordem muito superior oscilem, uma vez que a divergência destes modos é maior do que a do modo fundamental. Para isso, o espelho plano altamente refletor foi afastado do plano principal do cristal a 20 cm. Porém, as cavitydes com braços grandes se mostraram bastante instáveis e com uma difração acentuada na vertical demonstrando que a planicidade do suporte do cristal pode não estar adequada fazendo com que o feixe laser não faça um caminho paralelo às faces de resfriamento do cristal. Desta forma, cavitydes com braços muito grandes foram descartadas.

Tentamos então obter uma melhor qualidade de feixe fazendo com que o modo dentro do cristal fosse menor, com raio da ordem de $170\ \mu\text{m}$. Não permitindo assim que modos de maior ordem oscilassem. O espelho de saída tinha uma transmissão de 25% e a distância focal da lente utilizada era de -20 cm, os valores dos braços L_1 , L_2 e L_3 , FIGURA 41, são, respectivamente, 4 cm, 3,5 cm e 1 cm.

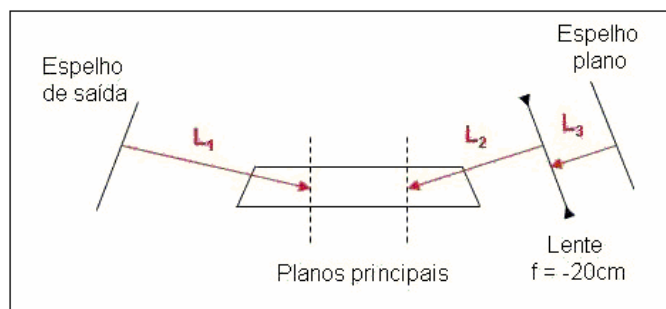


FIGURA 41: Configuração utilizada com lente divergente intracavidade.

Devido aos problemas de instabilidade na cavidade laser causados pela lente térmica, todas os ressonadores testados foram previamente simulados no programa LASCAD. Assim pudemos estudar um ressonador que fosse estável para uma grande variação na lente térmica. A cavidade laser utilizada se encontra em apenas um intervalo de estabilidade e é estável para lentes térmicas variando de 4,4 cm a 23,4cm.

Na TABELA 3 apresenta-se os resultados obtidos para esses ressonadores estudados comparados com os melhores resultados obtidos com a cavidade laser compacta com uma dobra dentro do cristal e com a configuração com duas dobras dentro do cristal.

TABELA 3: Dados obtidos para os ressonadores acima citados e as melhores configurações obtidas, ressonador com uma dobra dentro do cristal com o diodo de 40 watts e ressonador com duas dobras dentro do cristal com o diodo de 48 watts.

Configuração	Diodo	P_{laser}	Conversão	Eficiência	M^2
Uma dobra	40W	22W	63%	74%	$25,5 \times 10,7$
Lente convergente	40W	17,9W	51%	63%	>25
Dois dobras	48W	17W	38%	-	$3,4 \times 3,7$
Lente divergente	48W	14,5W	32%	60%	$12,5 \times 2,4$

Se compararmos a configuração com uma lente convergente intracavidade com a sem lente intracavidade e apenas uma dobra dentro do cristal, podemos verificar que ambas apresentaram uma qualidade de feixe ruim. Porém, a configuração sem lente intracavidade apresentou uma maior potência de saída e, portanto, se mostrou mais eficiente. O mesmo ocorre quando comparamos as configurações que objetivavam a obtenção de uma melhor qualidade de feixe com alta eficiência. O ressonador com uma lente divergente intracavidade apresenta uma eficiência inferior e uma pior qualidade de feixe que a configuração com duas dobras dentro do cristal.

A inclusão das lentes intracavidade gerou perdas maiores dentro da cavidade laser, o que pode ser uma das razões para esses ressonadores se mostrarem menos eficientes que os ressonadores que não apresentavam lentes intracavidade.

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

LASER: *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* – Amplificação da luz pela emissão estimulada de radiação

LIDAR: *Light Detection and Ranging*; or *Laser Imaging Detection and Ranging* – detecção e medição de distância por luz

Nd: neodímio

Yb: itérbio

Er: érbio

Tm: túlio

Pr: praseodímio

Ho: hólmio

Cr: cromo

U: urânio

Ti: titânio

Sm: samário

YVO₄: *Yttrium orthovanadate* – vanadato de ítrio

YAG: *Yttrium Aluminum Garnet* – granada de ítrio e alumínio

YFL: *Yttrium Lithium Fluoride* – fluoreto de ítrio e lítio

FWHM: full width half maximum – largura à meia altura

TEM: *transversal electromagnetic mode* – modo transversal eletromagnético

TM: *transverse magnetic* – transversal magnética

CCD: *charge-coupled device* – dispositivo de carga acoplado

LISTA DE SÍMBOLOS

nm: nanometro

mm: milímetro

μm: micrometro

W: watt

Hz: hertz

J: joule

cm: centímetro

g: grama

μs: microsegundo

°C: graus Celsius

K: kelvin

m: metro

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1 DU, K.;BIESENBAACH, J.;EHRlichMANN, D.;HABICH, U.;JAROSCH, U.;KLEIN, J.;LOOSEN, P.;NIEHOFF, J.;WESTER, R. Lasers for materials processing: Specifications and trends. **Optical and Quantum Electronics**, v.27, n.12, DEC, p.1089-1102, 1995.

2 GOMES, H.;BOARI, D.;ZEZELL, D.M.;EDUARDO, C.D. Nd : YAG laser in caries prevention: clinical trial. **Journal of Dental Research**, v.80, n.4, APR, p.1068-1068, 2001.

3 LANDULFO, E.;PAPAYANNIS, A.;DE FREITAS, A.Z.;VIEIRA, N.D.;SOUZA, R.F.;GONCALVES, A.;CASTANHO, A.D.A.;ARTAXO, P.;SANCHEZ-CCOYLLO, O.R.;MOREIRA, D.S.;JORGE, M.P.M.P. Tropospheric aerosol observations in Sao Paulo, Brazil using a compact lidar system. **International Journal of Remote Sensing**, v.26, n.13, JUL 10, p.2797-2816, 2005.

4 ZHOU, Y.Z. Growth of High-Quality Large Nd-Yag Crystals by Temperature-Gradient Technique (Tgt). **Journal of Crystal Growth**, v.78, n.1, OCT, p.31-35, 1986.

5 SAUDER, D.;MINASSIAN, A.;DAMZEN, M.J. High efficiency laser operation of 2 at.% doped crystalline Nd : YAG in a bounce geometry. **Optics Express**, v.14, n.3, FEB 6, p.1079-1085, 2006.

6 WETTER, N.U.;MALDONADO, E.P.;VIEIRA, N.D. Enhanced Efficiency of a Continuous-Wave Mode-Locked Nd-Yag Laser by Compensation of the Thermally-Induced, Polarization-Dependent Bifocal Lens. **Applied Optics**, v.32, n.27, SEP 20, p.5280-5284, 1993.

7 PFISTNER, C.;WEBER, R.;WEBER, H.P.;MERAZZI, S.;GRUBER, R. Thermal Beam Distortions in End-Pumped Nd-Yag, Nd-Gsgg, and Nd-Ylf Rods. **Ieee Journal of Quantum Electronics**, v.30, n.7, JUL, p.1605-1615, 1994.

8 TIDWELL, S.C.;SEAMANS, J.F.;HAMILTON, C.E.;MULLER, C.H.;LOWENTHAL, D.D. Efficient, 15-W Output Power, Diode-End-Pumped Nd-Yag Laser. **Optics Letters**, v.16, n.8, APR 15, p.584-586, 1991.

9 MAIMAN, T.H. Stimulated Optical Radiation in Ruby. **Nature**, v.187, n.4736, p.493-494, 1960.

10 DEUTSCHBEIN, O.;FAULSTICH, M.;JAHN, W.;KROLLA, G.;NEUROTH, N. Glasses with a Large Laser Effect - Nd-Phosphate and Nd-Fluorophosphate. **Applied Optics**, v.17, n.14, p.2228-2232, 1978.

11 Disponível em: <http://www.rp-photonics.com/laser_crystals_vs_glasses.html>. Acesso em: 09 de abril de 2006.

12 EISBERG, R.M.;RESNICK, R. **Quantum physics of atoms, molecules, solids, nuclei, and particles**. New York ; Chichester, Wiley, 1985

- 13 SILFVAST, W.T. **Laser fundamentals**. Cambridge, Eng. ; New York, NY, Cambridge University Press, 1996
- 14 SIEGMAN, A.E. **Lasers**. Mill Valley, Calif., University Science Books, 1986
- 15 HALL, D.R.;JACKSON, P.E. **The physics and technology of laser resonators**, Hilger, 1989
- 16 DAVIS, C.C. **Lasers and electro-optics : fundamentals and engineering**. Cambridge, Cambridge University Press, 1996
- 17 KOECHNER, W. **Solid-state laser engineering**. Berlin ; New York, Springer, 1999. (Springer series in optical sciences, v. 1)
- 18 JORGE, K.C. Novo método de caracterização de feixes de laser utilizando espalhamento Rayleigh. (Dissertação (Mestrado)). Instituto Tecnológico da Aeronáutica, São José dos Campos, 2004.
- 19 XIONG, Z.;LI, Z.G.;MOORE, N.;HUANG, W.L.;LIM, G.C. Detailed investigation of thermal effects in longitudinally diode-pumped Nd : YVO4 lasers. **Ieee Journal of Quantum Electronics**, v.39, n.8, AUG, p.979-986, 2003.
- 20 BERMUDEZ, J.C.;PINTO-ROBLEDO, V.J.;KIR'YANOV, A.V.;DAMZEN, M.J. The thermo-lensing effect in a grazing incidence, diode-side-pumped Nd : YVO4 laser. **Opt Commun**, v.210, n.1-2, SEP 1, p.75-82, 2002.
- 21 XIE, W.J.;TAM, S.C.;YEE-LOY, L.;LIU, J.G.;YANG, H.R.;GU, J.H.;TAN, W.;ZHOU, F. Thermal lensing of diode side-pumped solid-state lasers. **Optics and Laser Technology**, v.32, n.3, APR, p.199-203, 2000.
- 22 HELLO, P.;DURAND, E.;FRITSCHER, P.K.;MAN, C.N. Thermal Effects in Nd-Yag Slabs 3d Modeling and Comparison with Experiments. **Journal of Modern Optics**, v.41, n.7, JUL, p.1371-1390, 1994.
- 23 FILHO, M.L. Estudo dos problemas térmicos em lasers de estado sólido bombeados por diodos semicondutores. (Dissertação (Mestrado)). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares - IPEN/SP, São Paulo, 1999.
- 24 MAGNI, V. Resonators for Solid-State Lasers with Large-Volume Fundamental Mode and High Alignment Stability. **Applied Optics**, v.25, n.1, JAN 1, p.107-117, 1986.
- 25 CERULLO, G.;DESILVESTRI, S.;MAGNI, V.;SVELTO, O. Output Power Limitations in Cw Single Transverse-Mode Nd - Yag Lasers with a Rod of Large Cross-Section (Vol 25, Pg 489, 1993). **Optical and Quantum Electronics**, v.26, n.5, MAY, p.S584-S584, 1994.
- 26 KAMINSKI, A.A. **Crystalline lasers : physical processes and operating schemes**. Boca Raton, Fla., CRC Press, 1996. (CRC Press laser and optical science and technology series)

- 27 POLLNAU, M.;HARDMAN, P.J.;KERN, M.A.;CLARKSON, W.A.;HANNA, D.C. Upconversion-induced heat generation and thermal lensing in Nd : YLF and Nd : YAG. **Physical Review B**, v.58, n.24, DEC 15, p.16076-16092, 1998.
- 28 ZHANG, Y.P.;ZHENG, Y.;ZHANG, H.Y.;YAO, J.Q. A laser-diode-pumped 7.36 W continuous-wave Nd : YVO4 laser at 1342 nm. **Chinese Physics Letters**, v.23, n.2, FEB, p.363-365, 2006.
- 29 TUCKER, A.W.;BIRNBAUM, M.;FINCHER, C.L.;ERLER, J.W. Stimulated-Emission Cross-Section at 1064 and 1342 Nm in Nd-Yvo. **Journal of Applied Physics**, v.48, n.12, p.4907-4911, 1977.
- 30 MINASSIAN, A.;DAMZEN, M.J. 20 W bounce geometry diode-pumped Nd : YVO4 laser system at 1342 nm. **Optics Communications**, v.230, n.1-3, JAN 15, p.191-195, 2004.
- 31 AGNESI, A.;PENNACCHIO, C.;REALI, G.C.;KUBECEK, V. High-power diode-pumped picosecond Nd³⁺:YVO4 laser. **Optics Letters**, v.22, n.21, NOV 1, p.1645-1647, 1997.
- 32 SYCHUGOV, V.A.;MIKHAILOV, V.A.;KONDRATYUK, V.A.;LYNDIN, N.M.;FRAM, Y.;ZAGUMENNYI, A.I.;ZAVARTSEV, Y.D.;STUDENIKIN, P.A. Short-wavelength ($\lambda=914$ nm) microlaser operating on an Nd³⁺ : YVO4 crystal. **Quantum Electronics**, v.30, n.1, JAN, p.13-14, 2000.
- 33 ZELLER, P.;PEUSER, P. Efficient, multiwatt, continuous-wave laser operation on the F-4(3/2)-I-4(9/2) transitions of Nd : YVO4 and Nd : YAG. **Optics Letters**, v.25, n.1, JAN 1, p.34-36, 2000.
- 34 WEBER, R.;NEUENSCHWANDER, B.;WEBER, H.P. Thermal effects in solid-state laser materials. **Optical Materials**, v.11, n.2-3, JAN, p.245-254, 1999.
- 35 MURRAY, J.E. Pulsed Gain and Thermal Lensing of Nd - Liyf4. **Ieee Journal of Quantum Electronics**, v.19, n.4, p.488-491, 1983.
- 36 MENG, X.L.;ZHU, L.;ZHANG, H.J.;WANG, C.Q.;CHOW, Y.T.;LU, M.K. Growth, morphology and laser performance of Nd : YVO4 crystal. **Journal of Crystal Growth**, v.200, n.1-2, APR, p.199-203, 1999.
- 37 DAMZEN, M.J.;TREW, M.;ROSAS, E.;CROFTS, G.J. Continuous-wave Nd : YVO4 grazing-incidence laser with 22.5 W output power and 64% conversion efficiency. **Opt Commun**, v.196, n.1-6, SEP 1, p.237-241, 2001.
- 38 SATO, Y.;TAIRA, T.;PAVEL, N.;LUPEI, V. Laser operation with near quantum-defect slope efficiency in Nd : YVO4 under direct pumping into the emitting level. **Applied Physics Letters**, v.82, n.6, FEB 10, p.844-846, 2003.
- 39 FREDE, M.;KRACHT, D.;ENGELBRECHT, M.;FALLNICH, C. Compact high-power end-pumped Nd : YAG laser. **Optics and Laser Technology**, v.38, n.3, APR, p.183-185, 2006.

- 40 ZEHETNER, J. Highly Efficient Diode-Pumped Elliptic Mode Nd-Ylf Laser. **Optics Communications**, v.117, n.3-4, JUN 1, p.273-276, 1995.
- 41 CHEN, Y.F.;LAN, Y.P.;WANG, S.C. Efficient high-power diode-end-pumped TEM00 Nd : YVO4 laser with a planar cavity. **Optics Letters**, v.25, n.14, JUL 15, p.1016-1018, 2000.
- 42 CHEN, Y.F.;LAN, Y.P.;WANG, S.C. High-power diode-end-pumped Nd : YVO4 laser: thermally induced fracture versus pump-wavelength sensitivity. **Applied Physics B-Lasers and Optics**, v.71, n.6, DEC, p.827-830, 2000.
- 43 Disponível em: <http://www.casix.com/product/Laser_Crystal_NdYVO4.htm>. Acesso em: 02 de março de 2006.
- 44 Disponível em: <<http://www.physoe.com/english/e-010302-YVO4/e010302.htm>>. Acesso em: 02 de março de 2006.
- 45 WETTER, N.U. Three-fold effective brightness increase of laser diode bar emission by assessment and correction of diode array curvature. **Optics and Laser Technology**, v.33, n.3, APR, p.181-187, 2001.
- 46 ZHANG, J.;QUADE, M.;DU, K.M.;LIAO, Y.;FALTER, S.;BAUMANN, M.;LOOSEN, P.;POPRAWA, R. Efficient TEM00 operation of Nd:YVO4 laser end pumped by fibre-coupled diode laser. **Electronics Letters**, v.33, n.9, APR 24, p.775-777, 1997.
- 47 ZHANG, H.R.;CHAO, M.J.;GAO, M.Y.;ZHANG, L.W.;YAO, J.Q. High power diode single-end-pumped Nd : YVO4 laser. **Optics and Laser Technology**, v.35, n.6, SEP, p.445-449, 2003.
- 48 EGGLESTON, J.M.;KANE, T.J.;UNTERNAHRER, J.;BYER, R.L. Slab-Geometry Nd-Glass Laser Performance Studies. **Optics Letters**, v.7, n.9, p.405-407, 1982.
- 49 MARTIN, W.S.;CHERNOCH, J.P., Multiple internal reflection face pumped laser, U.S. Patent 3 633 126, 1972.
- 50 REED, M.K.;KOZLOVSKY, W.J.;BYER, R.L.;HARNAGEL, G.L.;CROSS, P.S. Diode-Laser-Array-Pumped Neodymium Slab Oscillators. **Optics Letters**, v.13, n.3, MAR, p.204-206, 1988.
- 51 HANSON, F.;IMTHURN, G. Efficient Laser Diode Side Pumped Neodymium Glass Slab Laser. **Ieee Journal of Quantum Electronics**, v.24, n.9, SEP, p.1811-1813, 1988.
- 52 WANG, H.L.;HUANG, W.L.;ZHOU, Z.Y.;CAO, H.N. Experimental study of a high power and high efficiency CW diode-side-pumped Nd : YAG laser. **Optics and Laser Technology**, v.36, n.1, FEB, p.69-73, 2004.

53 GOLLA, D.;KNOKE, S.;SCHONE, W.;ERNST, G.;BODE, M.;TUNNERMANN, A.;WELLING, H. 300-W Cw Diode-Laser Side-Pumped Nd-Yag Rod Laser. **Optics Letters**, v.20, n.10, MAY 15, p.1148-1150, 1995.

54 WAICHMAN, K.;KRAVCHIK, L.;KAGAN, J.;LABBE, C.;KALISKY, Y. Gain mode and laser mode matching in side-pumped Nd : YVO4 and Nd : YAG lasers. **Optical Materials**, v.16, n.1-2, FEB-MAR, p.163-172, 2001.

55 KONNO, S.;FUJIKAWA, S.;YASUI, K. 80 W cw TEM00 1064 nm beam generation by use of a laser-diode-side-pumped Nd:YAG rod laser. **Applied Physics Letters**, v.70, n.20, MAY 19, p.2650-2651, 1997.

56 MINASSIAN, A.;THOMPSON, B.;DAMZEN, M.J. Ultrahigh-efficiency TEM00 diode-side-pumped Nd : YVO4 laser. **Appl Phys B-Lasers O**, v.76, n.4, APR, p.341-343, 2003.

57 MINASSIAN, A.;THOMPSON, B.;DAMZEN, M.J. High-power TEM00 grazing-incidence Nd : YVO4 oscillators in single and multiple bounce configurations. **Opt Commun**, v.245, n.1-6, JAN 17, p.295-300, 2005.

58 Disponível em:

<[http://pt.wikipedia.org/wiki/%C3%8Dndio_\(elemento_qu%C3%ADmico\)](http://pt.wikipedia.org/wiki/%C3%8Dndio_(elemento_qu%C3%ADmico))>. Acesso em: 29 de maio de 2006.