

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

Desenvolvimento de lasers no azul, a partir da geração de segundo harmônico de um laser de Nd:YAG operando em 946 nm

GUSTAVO BERNARDES NOGUEIRA

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
2010

Dedico este trabalho, aos meus pais, Antônio e Nilce, minhas irmãs, Fabiane e Viviane, as minhas tias, tios e a minha namorada Lariessa pelo apoio e orientação.

Gustavo S. Nogueira

AGRADECIMENTOS

À Deus, porque sem Ele eu nada seria. Pai de todas as horas que sempre me inspirou.

Ao professor Niklaus Ursus Wetter, pela orientação e por ter me dado a oportunidade de fazer este mestrado.

À minha família que sempre me apoiou.

À minha querida amiga e professora Regina Maria Ricotta pela orientação e por ter acreditado em mim.

Aos meus grandes amigos Adilson Guerreiro, Tiago Moura e sua família, por terem me incentivado a fazer o mestrado.

Aos amigos de laboratório: Fabíola, Jonas, Renato (Riba), Giovana, Cris, Danilo (Coreano) Luis e Matheus, pelos momentos de alegria e companheirismo de todos os dias, deixando registrado em meu coração experiências que não esquecerei.

À equipe de funcionários do CLA, em especial os mecânicos da oficina, Marcão e Paulinho, por me ajudarem nos projetos mecânicos.

Ao segurança Luís pelos momentos de descontração.

À todos os colegas bolsistas do CLA com os quais passei dias agradáveis: Fábio, Renata, Thiago, Horácio, Gerson, Ivanildo, Fernando, Jair, Walter, Eliane, Melissa, Ilka, Renato, Carolina, Marcelo e Marcos.

À CNPq pela bolsa de mestrado e à FAPESP pelo projeto temático que financiou parte do deste mestrado.

À todas as pessoas que direta ou indiretamente contribuíram para a concretização deste trabalho.

DESENVOLVIMENTO DE LASERS NO AZUL, A PARTIR DA GERAÇÃO DE SEGUNDO HARMÔNICO DE UM LASER DE Nd:YAG OPERANDO EM 946 nm

GUSTAVO BERNARDES NOGUEIRA

RESUMO

Lasers emitindo no azul vêm sendo largamente utilizado em diversas aplicações como por exemplo, “blu-ray”, “displays”, e podem representar uma excelente fonte de bombeio para o meio ativo Ti:safira. Neste trabalho utilizamos um cristal de Nd:YAG, com “diffusion bonded end-caps” e um bombeamento com diodo semiconductor no comprimento de onda de 803,2 nm, dessintonizado do pico de absorção 808 nm de neodímio, a fim de minimizar os efeitos de lente térmica do Nd:YAG. Dessa forma, conseguiu-se uma melhor distribuição de temperatura dentro do cristal. Testando diferentes raios de curvatura para os espelhos da cavidade, obteve-se a melhor relação entre a cintura do feixe de bombeio e feixe laser, alcançando 6,75 W cw (“continuous wave”) de potência de saída laser em 946 nm e “slope efficiency” de 48%. Em um segundo passo foi inserido, em diferentes tipos de cavidades, um cristal dobrador de frequência para obtenção de emissão no azul em 473 nm, e a potência de saída azul foi medida em função da potência absorvida.

**DEVELOPMENT OF BLUE LASERS, FROM SECOND HARMONIC
GENERATION USING A Nd:YAG LASER EMITTING AT 946 nm**

GUSTAVO BERNARDES NOGUEIRA

ABSTRACT

Blue lasers have attracted much attention for applications such as blu-ray, displays and as pumped source for the Ti:sapphire laser. A Nd:YAG crystal with diffusion bonded end-caps was used together with a pump wavelength of 802,3 nm, detuned from the absorption peak at 808 nm in order to minimize the thermal lens effect by providing for a better temperature distribution inside the crystal. Using different input mirror radii, the best relation between pump waist and laser was achieved in a linear cavity and resulted in 6.75W cw (continuous wave) laser power at 946 nm and slope efficiency of 48%. In a second step, a second harmonic generation crystal for blue emission at 473 nm was inserted into different types of resonators, and the blue output power at 473 nm was measured as a function of absorbed pump power.

SUMÁRIO

Página

1. INTRODUÇÃO	11
2. LASERS DE ESTADO SÓLIDO.....	15
2.1 Características da propagação de feixes gaussianos	21
2.2 Critério de estabilidade e configurações de ressonadores.....	23
2.3 Introdução óptica não linear	29
2.3.1 Geração de segundo harmônico (GSH).....	32
2.4 Placa de meia onda	34
2.5 Representação matricial da polarização: O cálculo de Jones	37
2.6 Ângulo de Brewster	40
3. MEIO ATIVO E BOMBEAMENTO	43
3.1 Meio Ativo	43
3.2 Bombeamento.....	46
4. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL.....	48
4.1 O meio ativo	48
4.2 Diodo laser	51
4.3 Cristal não linear.....	52
4.4 Ressonadores laser.....	53
4.4.1 Ressonador na configuração linear com emissão em 946 nm	53
4.4.2 Ressonador na configuração linear com emissão em 473 nm	54
4.4.3 Ressonador na configuração em L com emissão em 473 nm.....	55
4.4.4 Ressonador na configuração em anel com emissão em 946 nm.....	57
4.4.5 Ressonador na configuração em anel com emissão em 473 nm.....	59

5. RESULTADOS E DISCUSSÃO	60
5.1 Ressonador na configuração linear com emissão em 946 nm.....	60
5.2 Ressonador na configuração linear com emissão em 473 nm.....	62
5.3 Ressonador na configuração em L com emissão em 473 nm	63
5.4 Ressonador na configuração em anel.....	64
4.CONCLUSÕES	66
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	67

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1: Algumas aplicações de lasers azuis: (a) <i>blu-ray</i> e (b) <i>gamut</i> , onde o triângulo vermelho indica a maior possibilidade de exibição de cores em <i>displays</i> à laser em relação ao LCD da TV.....	11
FIGURA 2: Espectro de absorção e emissão do cristal de Ti:safira.	12
FIGURA 3: Esquema de absorção de um fóton para um sistema de dois níveis sem degenerescência. Após a incidência do fóton, o elétron pode passar de um nível com menor energia para um com maior energia, ou seja, após a incidência de um fóton, o elétron pode ficar em um estado excitado.....	16
FIGURA 4: Esquema de algumas possíveis transições no elétron do nível excitado (E_2) para o nível de menor energia (E_1). (a) Após o tempo de vida do elétron no nível excitado, ele decai para o nível de menor energia espontaneamente. (b) O elétron no nível excitado é estimulado a decair.	17
FIGURA 5: Diagrama simplificado do sistema de 3 níveis.	19
FIGURA 6: Diagrama simplificado do sistema de 4 níveis.	20
FIGURA 7: Propagação de um feixe gaussiano.	22
FIGURA 8: Propagação de um raio através de um elemento qualquer.	23
FIGURA 9: Tipos de ressonadores comumente utilizados: (a) Linear, (b) L, (c) Z e (d) anel. Os retângulos e meias lua representam os espelhos planos e curvos, respectivamente	25
FIGURA 10: Ressonador composto por dois espelhos curvos.....	26
FIGURA 11: Diagrama de estabilidade de ressonadores. Para cada ponto tem-se uma configuração diferente de ressonador.....	27
FIGURA 12: Diagrama de estabilidade com zonas I e II. A linha $1/f$ representa um ressonador com uma lente térmica variável intracavidade. Os números de 1 a 4 referem-se à equação 36.....	28
FIGURA 13: (a) Esquema da geração de segundo harmônico (GSH). (b) Diagrama dos níveis de energia para GSH.	32
FIGURA 14: Potência relativa no segundo harmônico em função do casamento de fase. .	34
FIGURA 15: Esquema dos eixos de uma placa de onda. Na prática a direção do eixo rápido é indicada pelo sentido do corte feito na placa, deixando-a com uma forma de meia-lua.	35
FIGURA 16: Influência da placa de meia onda para um feixe linearmente polarizado.	35

FIGURA 17: Esquema da depolarização de um feixe linearmente polarizado na horizontal ao passar pela primeira vez em um cristal de Nd:YAG.	36
FIGURA 18: Esquema de um feixe depolarizado ao passar pela segunda vez em um cristal de Nd:YAG.	37
FIGURA 19: A polarização do campo elétrico que é caracterizado pelas componentes do campo nas direções x e y.	37
FIGURA 20: (a) A polarização da luz que ocorre na reflexão de um dielétrico. (b) Vista lateral do feixe de luz incidente em uma superfície plana, sendo refletido e transmitido parcialmente polarizado. (c) O feixe refletido é totalmente polarizado.	40
FIGURA 21: Reflexão versus ângulo de incidência.	42
FIGURA 22: Diagrama simplificado dos níveis de energia do Nd^{+3} quando dopante em uma matriz de YAG	45
FIGURA 23: Cristal de Nd:YAG utilizado. (a) As setas pretas indicam as faces de saída do laser e a seta vermelha indica a face de bombeamento. (b) Vista lateral do cristal utilizado.	48
FIGURA 24: Espectro de absorção do cristal de Nd:YAG dopado com 1,0% de neodímio.	49
FIGURA 25: Primeiro suporte de cobre utilizado para refrigeração do cristal. A seta azul indica o local onde foi aferida a temperatura.....	49
FIGURA 26: Ruptura do cristal de Nd:YAG . (a) Vista superior e (b) vista frontal. Foto extraída por meio de um microscópio óptico.....	50
FIGURA 27: Segundo suporte de cobre utilizado para refrigeração do cristal. A seta azul indica o local onde foi aferida a temperatura.....	50
FIGURA 28: Curva da potência de saída do diodo laser em função da corrente aplicada. A fórmula é a equação de ajuste para os pontos da potência de saída (reta vermelha).	51
FIGURA 29: Espectro de emissão do diodo laser de 60 watts quando operado com uma corrente de 38 A e a uma temperatura de 24 °C.....	51
FIGURA 30: Cristal não linear de LBO utilizado para a geração de segundo harmônico. A seta azul indica o sentido de rotação desse cristal.....	52
FIGURA 31: Arranjo do ressonador na configuração linear. Ao lado um esquema da foto.	55
FIGURA 32: Esquema do arranjo do ressonador na configuração em L. E1, E2 e E3 são os espelhos com raios de curvatura de 300 mm, 50 mm e 50 mm, respectivamente.	56

FIGURA 33: Diagrama de estabilidade. A linha vermelha mostra o comportamento do ressonador em função da lente térmica criada pelo cristal de Nd:YAG.....	56
FIGURA 34: Arranjo do ressonador na configuração em anel. Algumas das saídas do feixe laser estão representadas pela S e enumeradas de 1 a 4. As setas vermelhas representam o caminho que o feixe laser faz dentro e fora do ressonador.....	57
FIGURA 35: Ressonador na configuração em anel com emissão laser linearmente polarizada. As linhas vermelhas representam o trajeto que o feixe laser faz dentro do ressonador.....	58
FIGURA 36: Dimensões em milímetros do ressonador em anel.....	59
FIGURA 37: Ressonador na configuração em anel com emissão no comprimento de onda de 473 nm.	59
FIGURA 38: Potência de saída com emissão em 946 nm no ressonador linear utilizando um dubleto de 50 mm e um de 100 mm de raio de curvatura. A incerteza dessas medidas é $\pm 2,5\%$	60
FIGURA 39: Potência de saída com emissão em 946 nm no ressonador linear utilizando um dubleto de 30 mm e um de 50 mm de raio de curvatura. A incerteza dessas medidas é $\pm 2,5\%$	61
FIGURA 40: Potência de saída com emissão em 946 nm no ressonador linear utilizando dois dubletos de 30 mm de comprimento focal antes dos espelhos de entrada com RC de 50 mm, 100 mm e 300 mm. A incerteza dessas medidas é $\pm 2,5\%$	62
FIGURA 41: Potência de saída com emissão em 473 nm no ressonador linear. Os círculos verdes mostram as máximas potências de saída. A incerteza dessas medidas é $\pm 1\%$	63
FIGURA 42: Potência de saída com emissão em 473 nm na cavidade em L. A incerteza dessas medidas é $\pm 1\%$	64

1. INTRODUÇÃO

Lasers azuis vêm sendo utilizados em diversas aplicações, como na tecnologia *blu-ray*, que utiliza um diodo laser de nitreto de gálio (GaN) com o pico de emissão centrado em 405 nm (FIG.1a)¹; tecnologia do desenvolvimento de novos *displays* e projetores, os quais utilizam cristais de Nd:GdVO₄ e Nd:YLF como fontes de azul, com emissões próximas de 450 nm, possibilitando ampliar a gama possível de cores a serem exibidas (FIG.1b)²; impressões em alta resolução, diagnósticos médicos e em relógio atômico; o laser azul pode também ser utilizado como fonte de bombeio para o meio ativo Ti:safira (titânio safira), que normalmente opera no modo de pulsos ultracurtos [1][2].

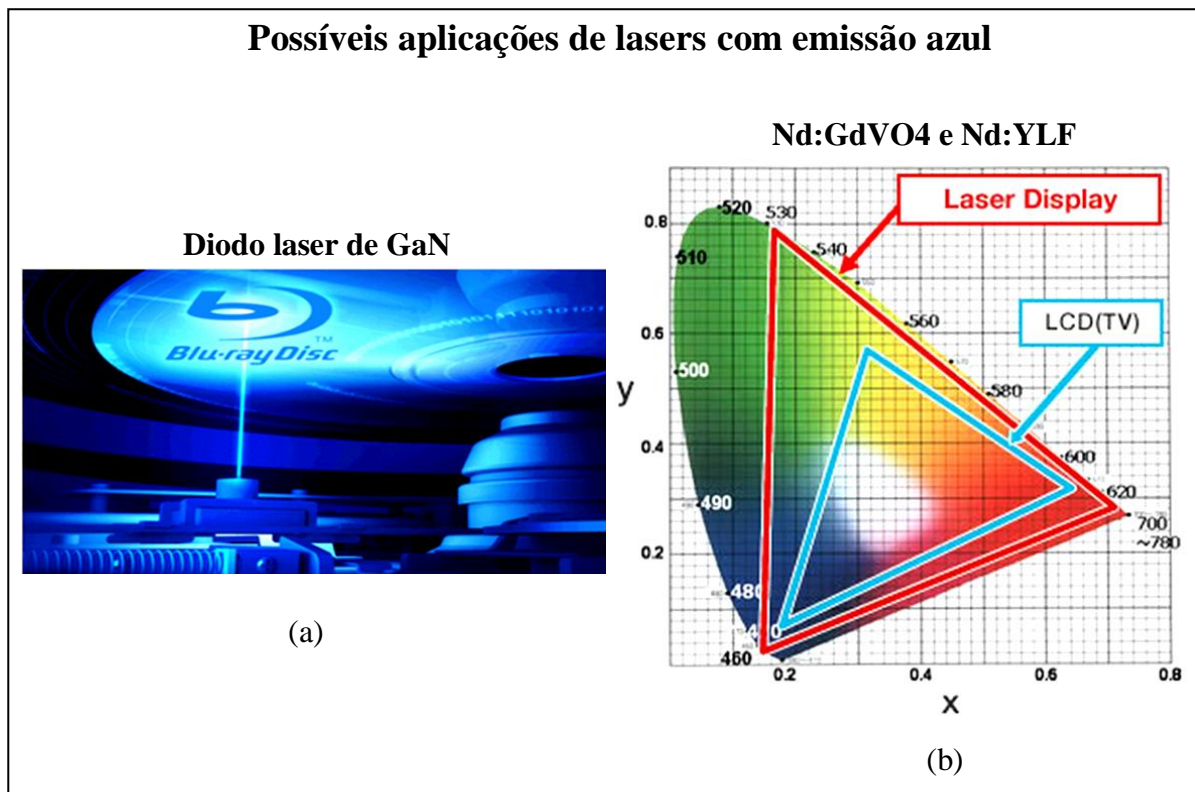


FIGURA 1: Algumas aplicações de lasers azuis: (a) *blu-ray* e (b) *gamut*, onde o triângulo vermelho indica a maior possibilidade de exibição de cores em *displays* à laser em relação ao LCD da TV.

Lasers pulsados com duração de femtosegundos, com altas taxas de repetição (na faixa de giga-hertz) e largura de banda que pode atingir uma oitava do espectro (600 nm até 1200 nm), são elementos chave em diversas aplicações como, por exemplo, na metrologia óptica de alta precisão [3]. Foram demonstradas medições diretas de

¹ <http://www.digitaltrends.com/home-theater/experts-say-sony-blu-ray-players-dvds-are-here-to-stay/>

² <http://pt.wikinoticia.com/Tecnologia/hardware/27665-sony-lanca-novo-modulo-para-sistemas-de-projecao-a-laser>

frequências da ordem de centenas de terahertz, com precisão de 17 dígitos, medições em espectroscopia de alta resolução, imagens microscópicas de processos não lineares em tempo real, tais como: microscopia de geração de segundo e terceiro harmônico [4]. As altas taxas de repetição e a ampla largura de banda são também vantajosas para a telecomunicação e tomografia por coerência óptica.

A tecnologia do desenvolvimento de lasers para o bombeamento do cristal Ti:safira em 532 nm já está estabelecida, porém vem sendo desenvolvidas novas fontes de bombeamento com emissões mais próximas do pico de absorção desse cristal, que está centrado em 488 nm (FIG.2)³.

Hoje em dia, o cristal de Nd:YAG (composto de ítrio e alumínio dopado com neodímio) é uma possível alternativa para bombear o cristal de Ti:safira, porque o pico de absorção desse cristal encontra-se próximo do segundo harmônico da transição de três níveis ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ do cristal de Nd:YAG com emissão em 946 nm (o segundo harmônico dessa da emissão é 473 nm).

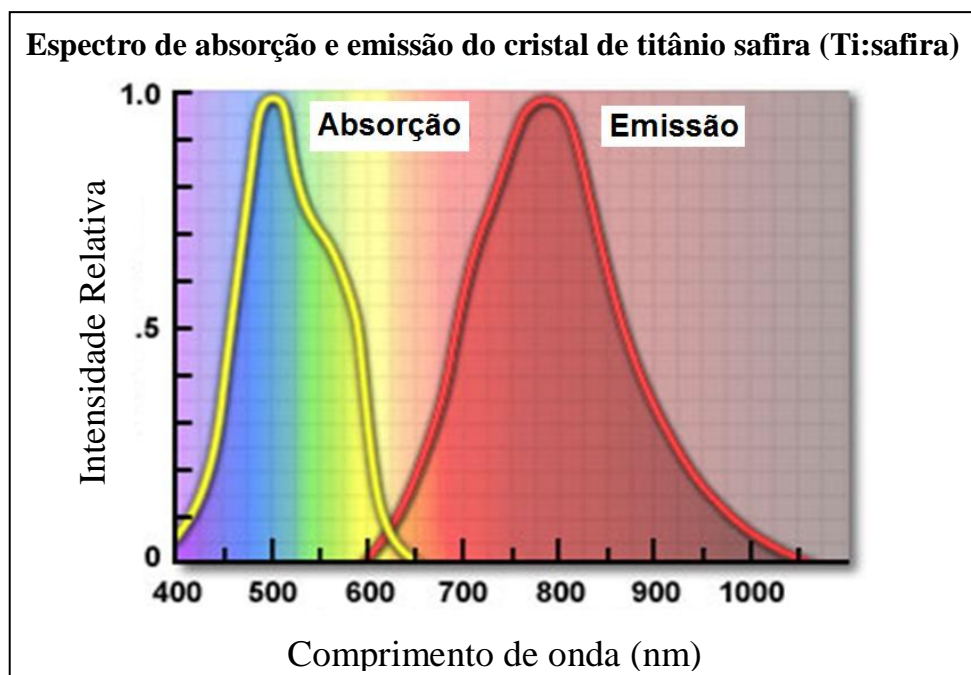


FIGURA 2: Espectro de absorção e emissão do cristal de Ti:safira.

A técnica para a geração de azul pode ser realizada a partir da não linearidade em cristais ópticos para a geração do segundo harmônico (GSH), terceiro harmônico e soma de frequências de laser de estado sólido, que tenham emissão na região do

³ <http://www.olympusmicro.com/primer/java/lasers/tsunami/index.html>

infravermelho próximo. Quando o laser é operado nessa região, é possível obter a emissão azul por meio da dobra de frequência (harmônico). A obtenção do azul por meio de cristais não lineares é muito utilizada em diferentes configurações de ressonadores laser (ou cavidades laser), como por exemplo, nas configurações do tipo linear, L, Z e anel (*bowtie*).

Desde a primeira operação laser no comprimento de onda de 946 nm, feita por Fan e Byer [5], muito tem sido feito para melhorar a potência de saída e a eficiência desse laser. Até o presente momento a maior potência laser de saída em 946 nm foi de 15,2 W cw (contínuo) em um ressonador do tipo linear, para uma potência incidente de 40,2 W, obtendo uma eficiência (*slope efficiency*) de 45% [6].

Utilizando o cristal de Nd:YAG em um ressonador do tipo L, foi reportada uma potência laser de saída de 2,41 W cw em 473 nm para uma potência incidente de 16 W [7]. Nesse ressonador foi utilizado o BiBO (triborato de bismuto - *bismuth triborate*) como cristal dobrador de frequência, e obteve-se uma eficiência de conversão óptica-óptica de 15,1%.

Neste ano, utilizando o Nd:YAG em um ressonador do tipo Z, foi reportada a máxima potência azul de 4,3 W cw em 473 nm, para uma potência absorvida de 18,7 W. Nesse ressonador foi utilizado o cristal LBO (triborato de lítio - *lithium triborate*) de 15 mm de comprimento [8]. O fator de qualidade do feixe M^2 foi de 1,2 para o laser azul, obtido pela técnica *knife-edge* [9]. Nesse trabalho o cristal Nd:YAG foi bombeado em 808 nm e 885 nm, e o melhor resultado em azul foi obtido com o bombeio em 885 nm, pois houve uma distribuição mais homogênea da potência de bombeio através do cristal, devido a menor absorção desse comprimento de onda, se comparado com 808 nm.

Em um ressonador na configuração em anel, já foi reportada uma potência de 1,0 W cw, em frequência única, no comprimento de onda de 473 nm, para uma potência incidente de 23 W, utilizando um cristal Nd:YAG/ppKTP (*periodically poled potassium titanyl phosphate - ppKTP*), obtendo uma estabilidade na potência de saída melhor que $\pm 1,8\%$ em 4 horas [10].

Existem outras maneiras de se obter lasers com emissão azul, por exemplo, a partir de lasers semicondutores [11], VCSELs (*Vertical Cavity Surface Emitting Laser*) que são bombeados eletricamente [12], e outra variação desse tipo de laser, os VECSELs (*Vertical External Cavity Surface Emitting Laser*) que são bombeados opticamente e a geração de segundo harmônico ocorre no próprio dispositivo [13]. Lasers de conversão ascendente baseados em fibra ou cristais dopados com túlio ou praseodímio podem emitir

em torno de 480 nm e apresentar boa qualidade de feixe [14]; outra alternativa, não tão eficiente quanto esses os outros meios ativos, são os lasers à gás, como o laser de hélio-cádmio com emissão em 441 nm [15], e o laser de argônio com possíveis emissões em 458 nm, 477 nm, 497 nm e 488 nm [16].

Conforme literatura apresentada, é esperado que, em frequência única, seja possível obter uma potência de saída azul maior que 1 W, o que pode ser suficiente para o bombeamento do cristal de Ti:safira. Para isso é necessário que se tenha um acoplamento ótimo entre o ganho do laser e a eficiência da GSH.

Polloni e Svelto (1968) demonstraram que, para uma determinada perda intracavidade e uma intensidade de saturação de emissão, existe um parâmetro não linear ótimo para o qual uma potência máxima de segundo harmônico pode ser atingida, que equivale à potência máxima de saída no infravermelho [17].

Por tudo isso, o objetivo deste trabalho foi desenvolver um laser contínuo de Nd:YAG dobrado para emissão azul, no comprimento de onda de 473 nm, que fosse estável em altas potências de bombeio, para fins de bombeamento do cristal de Ti:safira operando em pulsos ultracurtos. Para isso, primeiro foi otimizada a emissão laser no comprimento de onda de 946 nm, em um ressonador do tipo linear; depois foi otimizada a emissão no comprimento de onda de 473 nm, nos ressoadores dos tipos linear, L e anel. Nesses ressonadores a estabilidade da potência de saída azul foi testada em função da potência absorvida. Depois de concebido o laser de bombeamento, emitindo em frequência única no comprimento de onda de 473 nm, espera-se que as características do laser de Ti:safira sejam melhoradas, permitindo assim um sistema que possa servir melhor nosso projeto de “Desenvolvimento de relógios atômicos ópticos, medições de precisão e o desenvolvimento de lasers de potência no azul e infravermelho” em colaboração com o Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz do Instituto de Física “Gleb Wataghin” da UNICAMP. Estes lasers não só serão necessários nos experimentos de Física Atômica, mas deverão ter diversas aplicações científicas e industriais à comunidade científica.

2. LASERS DE ESTADO SÓLIDO

O ressonador laser (ou cavidade) é constituído basicamente por um meio ativo e espelhos (plano, côncavo, convexo), e podem se diferenciar quanto ao tipo de meio ativo (sólido, líquido ou gás), sistema de bombeamento (lâmpada ou diodo laser), comprimento de onda de emissão e absorção, entre outros.

As características de um feixe laser são: alta coerência temporal (que pode ser medida pelo Interferômetro de Michelson) e espacial (que pode ser medida pelo experimento da fenda de Young), baixa divergência e comprimentos de onda bem definidos.

Os meios ativos de lasers de estado sólido geralmente são cristais ou vidros dopados com íons de terra rara (Nd^{+3} , Yb^{+3} , Er^{+3} , Tm^{+3}), como por exemplo, o cristal de Nd:YAG.

Segundo os postulados da teoria quântica, os elétrons de um sistema atômico só podem ocupar estados bem definidos, caracterizados por níveis de energia discretos. Em um sistema com átomos iguais e em equilíbrio térmico à temperatura T , o número relativo de elétrons em dois estados de energia diferentes é dado pela equação de Boltzmann

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

onde N_1 e N_2 são as populações de elétrons 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 , e k é a *constante de Boltzmann* ($k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}$) [18].

Em equilíbrio térmico, os níveis de menor energia são mais densamente populados que os níveis de maior energia. Entretanto, quando esse sistema de átomos está sobre a presença de um campo eletromagnético com densidade $\rho(\nu)$, com frequência ν , o nível de energia onde há mais elétrons (N_1) pode absorver um fóton, com energia $E_{12} = E_2 - E_1 = h\nu_{12}$, onde h é constante de Planck ($h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$) (FIG.3) [18].

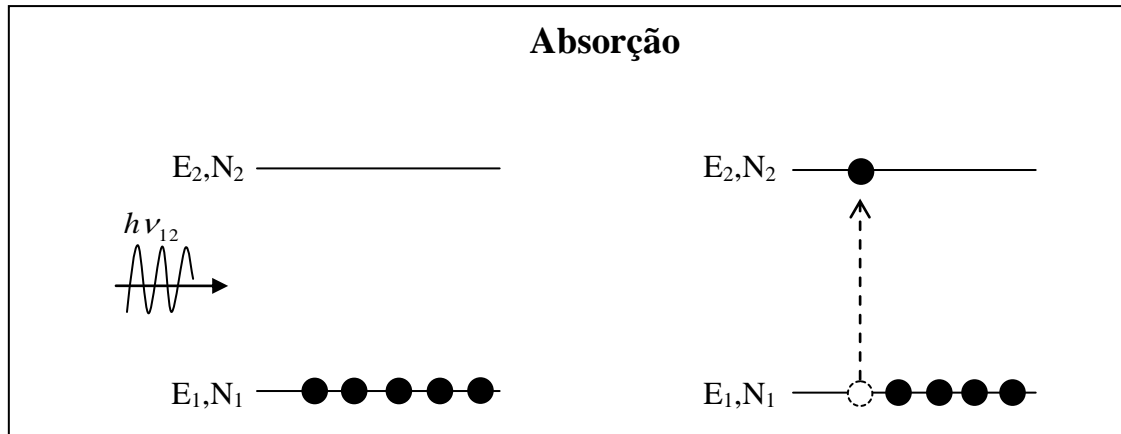


FIGURA 3: Esquema de absorção de um fóton para um sistema de dois níveis sem degenerescência. Após a incidência do fóton, o elétron pode passar de um nível com menor energia para um com maior energia, ou seja, após a incidência de um fóton, o elétron pode ficar em um estado excitado.

Dessa forma, a população do nível de energia E_2 aumenta segundo a equação dada por:

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

onde B_{12} é o *coeficiente de Einstein* para absorção induzida [18].

No estado excitado o elétron pode decair espontaneamente ou de maneira estimulada. Em ambos os casos, a energia que o elétron recebeu para ir para o estado excitado é liberada no decaimento na forma do fóton emitido. A energia dele é igual a diferença entre os dois níveis.

No decaimento espontâneo, caracterizado pela emissão espontânea (FIG.4a), o decaimento depende somente do tempo de vida do elétron excitado em um determinado nível. A emissão espontânea reduz a população do nível E_2 da seguinte forma:

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

onde A_{21} é o *coeficiente de Einstein* para decaimento espontâneo e τ_{21} é o tempo de vida do elétron no estado excitado.

No decaimento estimulado, o campo eletromagnético com densidade de energia $\rho(\nu)$, pode estimular o elétron no estado excitado a decair para o nível E_1 , tendo assim, uma emissão de dois fótons de energias iguais, $h\nu_{21}$ (FIG.4b). Esses dois fótons

emergentes têm mesma polarização, fase e direção. A emissão estimulada reduz a população do nível de energia E_2 da seguinte forma [18]:

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

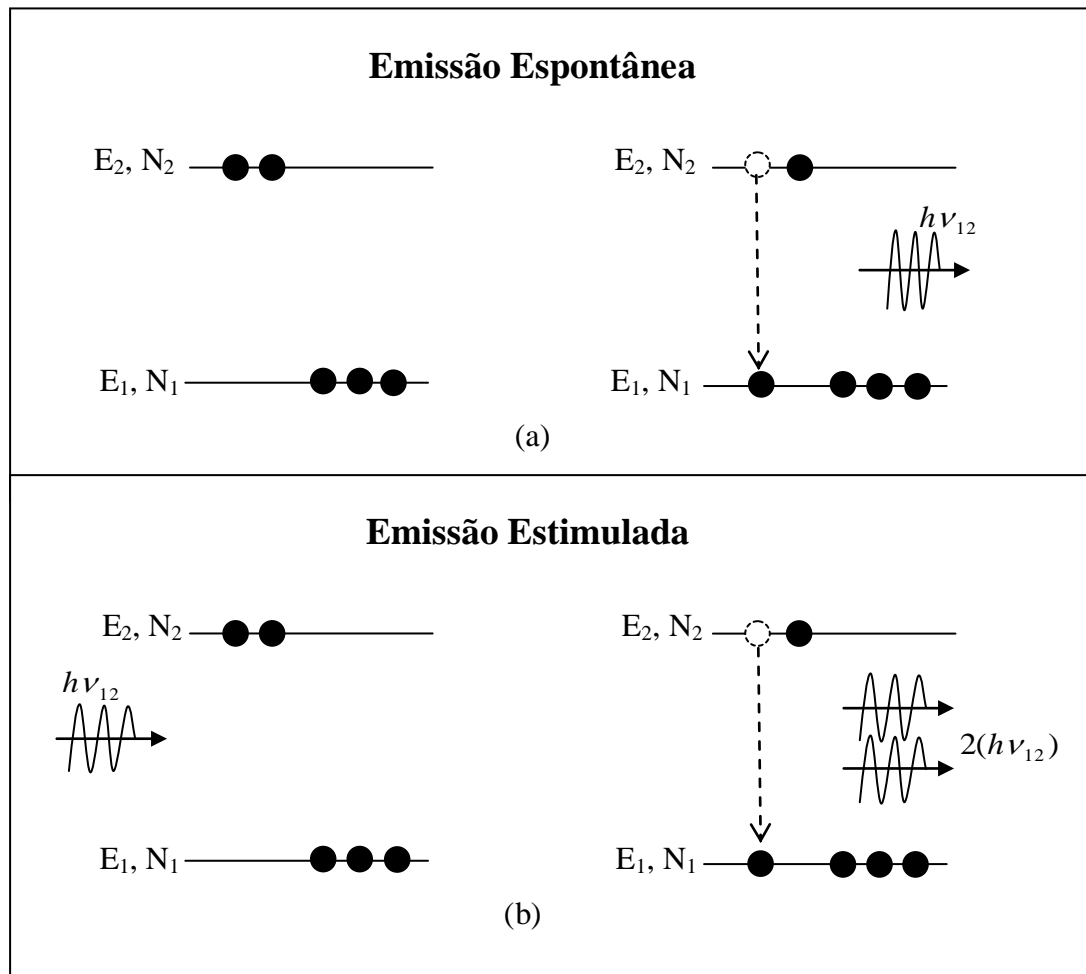


FIGURA 4: Esquema de algumas possíveis transições no elétron do nível excitado (E_2) para o nível de menor energia (E_1). (a) Após o tempo de vida do elétron no nível excitado, ele decai para o nível de menor energia espontaneamente. (b) O elétron no nível excitado é estimulado a decair.

Em equilíbrio térmico, o número de elétrons que chega no nível E_2 deve ser igual ao número de elétrons que decaem por emissão estimulada e espontânea. Isso pode ser descrito da seguinte forma [18]:

$$N_2A_{21} + N_2\rho(\nu)B_{21} = N_1\rho(\nu)B_{12} \quad (5)$$

Utilizando a equação de Boltzmann, pode-se escrever a equação 5 como:

$$\frac{g_2}{g_1} e^{\frac{-h\nu}{kT}} \cdot (A_{21}) + \frac{g_2}{g_1} e^{\frac{-h\nu}{kT}} \cdot (\rho(\nu)B_{21}) = \rho(\nu)B_{12} \quad (6)$$

Dividindo todos os termos da equação anterior por B_{21} , tem-se:

$$\begin{aligned} \frac{g_2}{g_1} e^{\frac{-h\nu}{kT}} \cdot \left(\frac{A_{21}}{B_{21}} \right) + \frac{g_2}{g_1} e^{\frac{-h\nu}{kT}} \cdot \left(\frac{\rho(\nu)B_{21}}{B_{21}} \right) &= \left(\frac{\rho(\nu)B_{12}}{B_{21}} \right) \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{g_2}{g_1} e^{\frac{-h\nu}{kT}} \cdot \left(\frac{A_{21}}{B_{21}} \right) &= \rho(\nu) \cdot \left[-\frac{g_2}{g_1} e^{\frac{-h\nu}{kT}} + \left(\frac{B_{12}}{B_{21}} \right) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

Dividindo todos os termos da equação 7 por $\frac{g_2}{g_1} e^{\frac{-h\nu}{kT}}$, obtêm-se:

$$\left(\frac{A_{21}}{B_{21}} \right) = \rho(\nu) \cdot \left[-1 + \frac{\left(\frac{B_{12}}{B_{21}} \right)}{\frac{g_1}{g_2 \cdot e^{\frac{-h\nu}{kT}}}} \right] \quad (8)$$

Então, a densidade de energia do campo incidente pode ser dada por:

$$\rho(\nu) = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\left(\frac{B_{12}}{B_{21}} \right) \cdot \frac{g_1}{g_2} e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (9)$$

A equação de Planck para *Radiação do Corpo Negro* em equilíbrio térmico é dada por [19]:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3 \cdot \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)} \quad (10)$$

Comparando-se a equação 9 com a equação de Planck, obtêm-se as relações para os *coeficientes de Einstein* dados por:

$$B_{21} = \frac{g_1}{g_2} \cdot B_{12} \quad \text{e} \quad \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \quad (11)$$

Para que haja ação laser é necessário que ocorra a inversão de população, e que os fótons da emissão espontânea, após darem uma volta pelo ressonador, retornem ao meio ativo fazendo com que os elétrons excitados decaiam estimuladamente, amplificando a luz.

A inversão de população pode ser descrita da seguinte maneira [18]:

$$n = \Delta n_{21} = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} \cdot N_1 \right) > 0 \quad (12)$$

Em um sistema real, a absorção e a emissão laser ocorrem em sistemas mais complexos, que envolvem mais de dois níveis de energias, como por exemplo, sistemas de 3 e 4 níveis, e portanto, há um número maior de transições possíveis. Nas FIG. 5 e 6 são mostrados os diagramas simplificados desses sistemas, respectivamente.

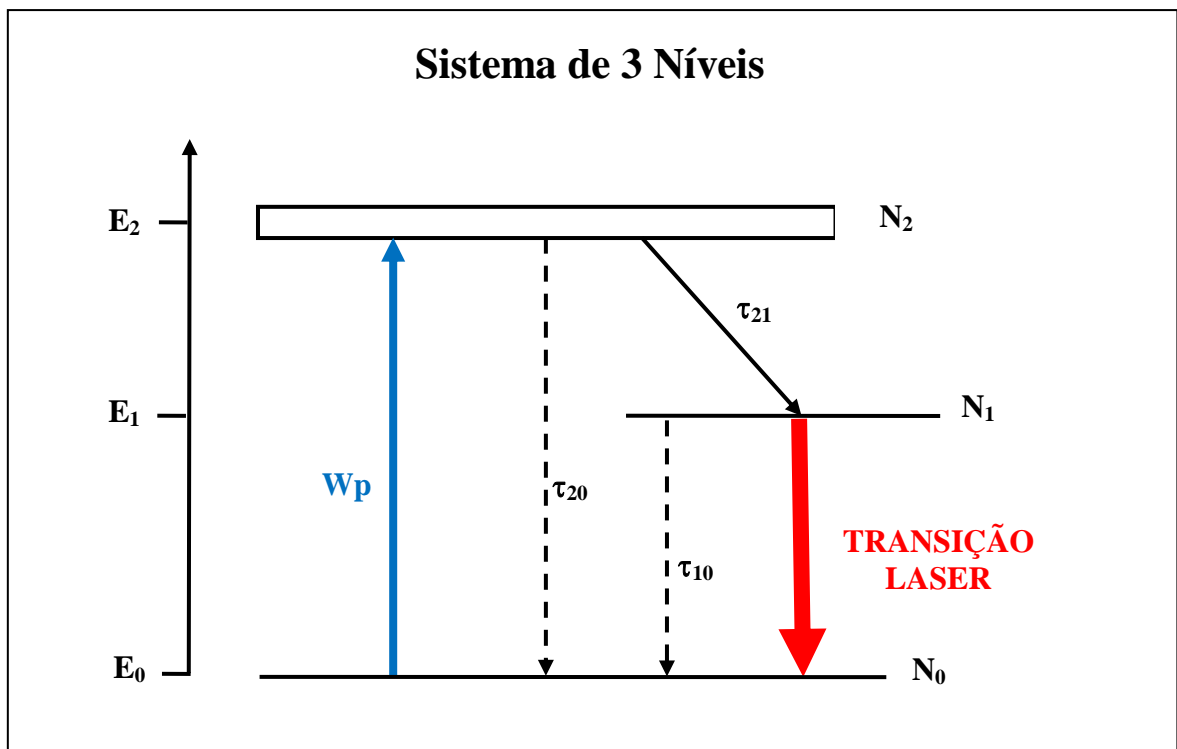


FIGURA 5: Diagrama simplificado do sistema de 3 níveis.

No sistema de 3 níveis o elétron é excitado, por meio de um campo eletromagnético externo com energia $E_{02} = E_2 - E_0$, para o nível com energia E_2 e rapidamente decai para o nível metaestável com energia E_1 (superior laser). Nesse

decaimento o elétron libera parte de sua energia sob a forma de calor (fônon - emissão não radiativa). O tempo de decaimento é caracterizado pela letra τ . A emissão laser ocorre quando há emissão estimulada entre os níveis com energia E_1 e E_0 . Podem ocorrer também emissões espontâneas entre os níveis de energia (E_2 e E_1 , E_1 e E_0), no entanto, a probabilidade de ocorrer o decaimento não radiativo é menor quanto maior diferença entre os níveis de energia [18].

A existência do nível metaestável é de fundamental importância para ação laser, porque ele por permite a inversão de população. O elétron neste nível tem um tempo de vida relativamente maior, se comparado com tempo de decaimento por fônon [18].

O principal problema desse sistema, em relação ao de 4 níveis, são as perdas por reabsorção do laser, pois parte da radiação laser que é emitida é reabsorvido pelo meio ativo, excitando novamente os elétrons do nível fundamental (N_0). Adicionalmente, para que haja a inversão de população e maior probabilidade de emissão estimulada, é necessário ter pelo menos metade da população do nível 0 no nível 1, ou seja, $N_0=N_1$ [18].

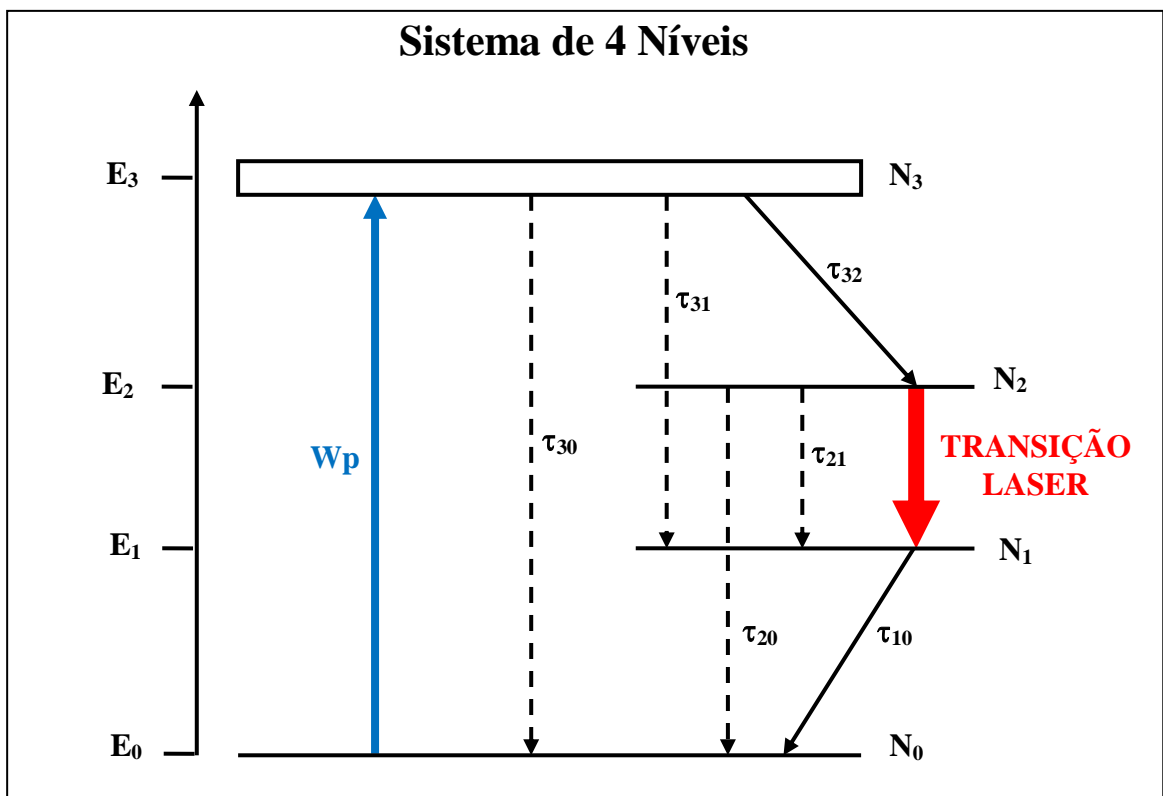


FIGURA 6: Diagrama simplificado do sistema de 4 níveis.

No sistema de 4 níveis o elétron é excitado por meio de um campo eletromagnético externo com energia $E_{03} = E_3 - E_0$, passa para o nível 3 e decai por fônon para o nível metaestável com energia E_2 (superior laser). A emissão laser ocorre quando há

emissão estimulada entre os níveis com energia E_2 e E_1 (E_1 é o nível de energia inferior laser). Após a transição laser o elétron decai novamente por fônon para o nível fundamental com energia E_0 [18].

Meios ativos que operam no sistema de 4 níveis são mais eficientes, porque, diferentemente do sistema de 3 níveis, o nível inferior laser está acima do nível fundamental, conseqüentemente a probabilidade de reabsorção do laser emitido é menor. Além disso, não é necessário inverter metade da população do nível fundamental para no nível superior laser, pois se observarmos os níveis com energia E_2 e E_1 , basta apenas um elétron no nível superior laser para ser considerado que a população esteja invertida. Para ser caracterizado como um sistema de 4 níveis, o meio ativo deve ter $\tau_{10} \ll \tau_{21}$. Portanto é relativamente mais fácil ocorrer a ação laser nesse sistema [18].

Como pode-se observar que, nos dois sistemas, o tempo de vida do elétron no nível para o qual ele é excitado é pequeno, dessa maneira pode-se dizer que todos os elétrons excitados encontram-se apenas nos respectivos níveis superior laser.

Diante disso, as equações de taxa do sistema de 4 níveis pode ser descrita da seguinte maneira [18]:

$$\frac{dN_2}{dt} = W_p \cdot N_0 - \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} \cdot N_1 \right) \cdot c \sigma_{21} s - \left(\frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_2}{\tau_{20}} \right) \quad (13)$$

onde W_p é a taxa de bombeamento do nível fundamental para o nível 3, c é a velocidade da luz no vácuo, σ_{21} é a secção de choque de emissão estimulada e s é a densidade de fótons. O termo $W_p \cdot N_0$ representa o número de elétrons transferidos do nível fundamental para o nível superior laser, o termo subsequente representa a emissão estimulada e a absorção, respectivamente, e o último termo representa as possíveis emissões espontâneas do nível superior laser para o nível inferior laser e fundamental, respectivamente [18].

2.1 Características da propagação de feixes gaussianos

O feixe laser com modo de ordem mais baixo é chamado de modo fundamental ou modo TEM₀₀ e sua intensidade descreve uma distribuição gaussiana.

A distribuição da densidade de potência em função do raio do feixe pode ser escrita da seguinte maneira [18]:

$$I_{(r)} = I_0 \cdot \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right) \quad (14)$$

onde I_0 é a intensidade máxima, r o raio do feixe e w é de raio do feixe quando a intensidade do campo é igual a $1/e^2$ da intensidade máxima, ou quando a amplitude do campo é igual $1/e$ (FIG.7). 86,5% é a fração da potência total que está contida em um feixe gaussiano, quando ele está contido em um raio com abertura de $r = w$. Define-se o diâmetro do feixe por $d = 2w$ [18].

Conforme FIG.7, o diâmetro mínimo $2w_0$ está na cintura do feixe onde a frente de onda é plana. O raio do feixe, a uma distância z a partir da cintura mínima do feixe, expande-se sob a forma hiperbólica e pode ser descrito da seguinte forma [18] :

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda \cdot (z - z_0)}{\pi \cdot w_0^2}\right)^2} \quad (15)$$

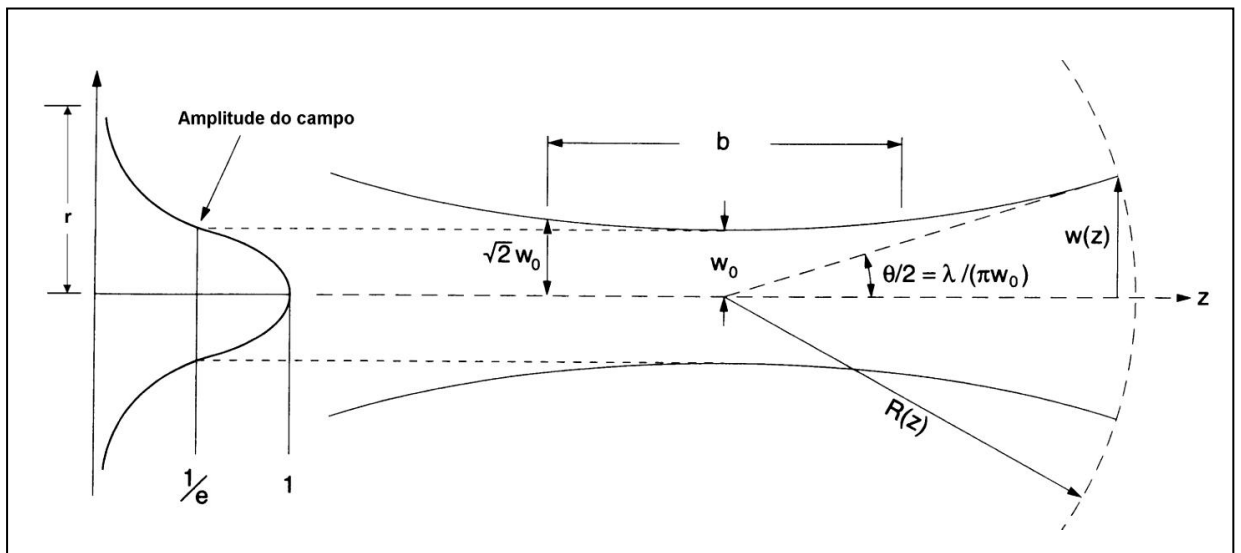


FIGURA 7: Propagação de um feixe gaussiano. [20]

A região entre os dois pontos onde $w(z) = \sqrt{2}w_0$, é conhecida como *parâmetro confocal*, onde o diâmetro do feixe é praticamente constante, ou seja, onde a frente de onda é plana. A *região de Rayleigh* é metade do *parâmetro confocal* que é dado por [18]:

$$b = 2 \cdot \left(\frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda}\right) \quad (16)$$

Fora da região definida por esse parâmetro, o feixe diverge rapidamente. O ângulo total dessa divergência, para um feixe laser no modo fundamental, é dado por [18]:

$$\theta = \lim_{\theta \rightarrow \infty} \frac{2w(z)}{z} = \frac{2\lambda}{\pi \cdot w_0} \quad (17)$$

A equação 17 mostra que, para cada comprimento de onda, a divergência do feixe é constante; quanto menor a cintura do feixe maior será a divergência.

2.2 Critério de estabilidade e configurações de ressonadores

Assumindo que um raio de luz se propague ao longo de uma direção z e no plano que contém um eixo óptico, o vetor do raio, \vec{r}_1 , em um dado ponto do plano z_1 de um elemento óptico (FIG.8), pode ser caracterizado pelo deslocamento radial, $r_1(z_1)$, a partir do eixo z e seu deslocamento angular θ_1 . Da mesma maneira, o vetor do raio \vec{r}_2 , em um dado ponto z_2 pode ser caracterizado pelos deslocamentos radial, $r_2(z_2)$, e angular θ_2 [21].

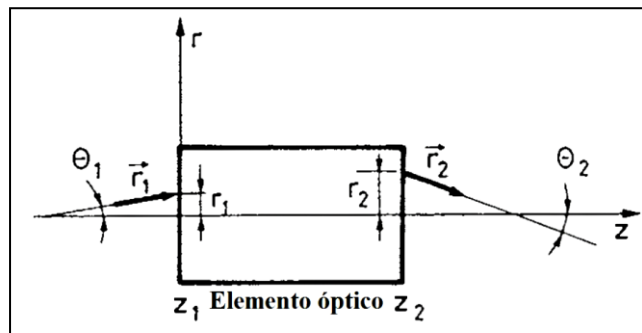


FIGURA 8: Propagação de um raio através de um elemento qualquer [21].

Com a aproximação paraxial pode-se assumir que os deslocamentos angulares são pequenos o suficiente para que $\text{sen}\theta \cong \text{tg}\theta \cong \theta$, então foi assumido que:

$$\theta_1 \cong \left(\frac{dr_1}{dz_1} \right) = r_1' \quad \text{e} \quad \theta_2 \cong \left(\frac{dr_2}{dz_2} \right) = r_2' \quad (18)$$

A convenção de sinais para os ângulos é a seguinte: o ângulo é positivo se o vetor r tiver que rotacionar no sentido horário para coincidir com a direção positiva do eixo z [21]. Então pode-se assumir que:

$$r_2 = A \cdot r_1 + B \cdot r_1' \quad (19)$$

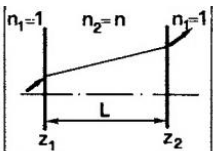
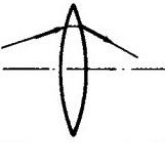
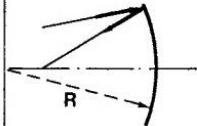
$$r_2' = C \cdot r_1 + D \cdot r_1' \quad (20)$$

onde as constantes A , B , C , D são características do elemento óptico. Na formulação matricial é possível escrever [21]:

$$\begin{bmatrix} r_2 \\ r_2' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} r_1 \\ r_1' \end{bmatrix} \quad (21)$$

Uma vez conhecida as matrizes de cada elemento óptico, é possível obter uma matriz que o produto das matrizes individuais, por meio da análise de cada um dos elementos e posteriormente a síntese (o produto) de todos eles. Abaixo é apresentada a tabela das matrizes $ABCD$ de alguns elementos ópticos. Note que o determinante de cada matriz tem valor unitário.

TABELA 1: Matriz $ABCD$ de alguns elementos ópticos [21].

Propagação no espaço livre		$\begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
Lentes finas		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix}$
Espelho esférico		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{bmatrix}$

O ressonador laser é basicamente composto por espelhos e um meio ativo, conforme esquema da FIG.9. As linhas vermelhas representam o trajeto que o feixe laser normalmente faz dentro de cada ressonador.

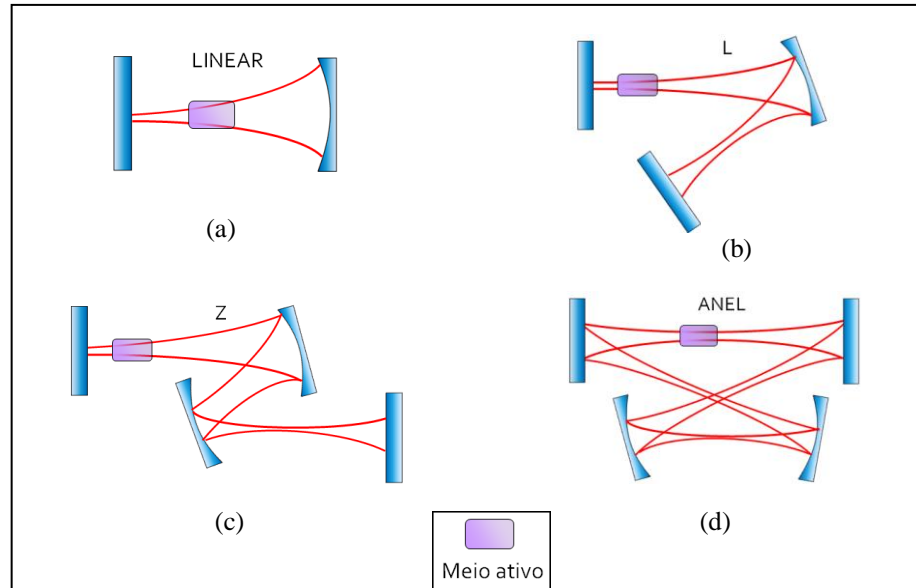


FIGURA 9: Tipos de ressonadores comumente utilizados: (a)Linear, (b) L, (c) Z e (d) anel. Os retângulos e meias lua representam os espelhos planos e curvos, respectivamente .

Considerando o caso geral de um ressonador composto por dois espelhos com raios de curvatura R_1 e R_2 , e um raio de luz partindo do ponto P_0 de um plano β dentro do ressonador, em frente ao espelho 1 (FIG.10). Este raio de luz, depois de ser refletido pelos espelhos 2 e 1, passará pelo plano β em algum ponto P_1 . Assumindo r_0 e r_1 como sendo as coordenadas transversais de P_0 e P_1 , respectivamente, e r_0' e r_1' sendo os ângulos que as coordenadas dos raios fazem com o eixo do ressonador. De acordo com a equação 21, pode-se escrever [21]:

$$\begin{vmatrix} r_1 \\ r_1' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} r_0 \\ r_0' \end{vmatrix} \quad (22)$$

onde a matriz $ABCD$, neste caso, é a matriz de uma volta dentro do ressonador. O raio de luz que deixar o ponto P_1 (r_1, r_1') irá, depois de uma volta, atravessar o plano β no ponto P_2 (r_2, r_2') e a matriz $ABCD$ será:

$$\begin{vmatrix} r_2 \\ r_2' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} r_1 \\ r_1' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}^2 \cdot \begin{vmatrix} r_0 \\ r_0' \end{vmatrix} \quad (23)$$

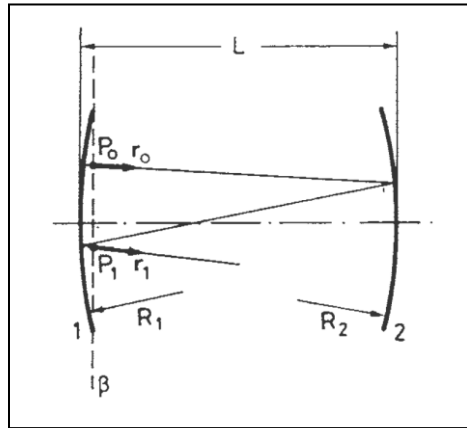


FIGURA 10: Ressonador composto por dois espelhos curvos. [18]

Então, depois de n voltas, o ponto $P_n (r_n, r_n')$ será dado por:

$$\begin{pmatrix} r_n \\ r_n' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^n \cdot \begin{pmatrix} r_0 \\ r_0' \end{pmatrix} \quad (24)$$

Para um ressonador ser estável, é necessário que: para qualquer ponto inicial (r_0, r_0') , o ponto (r_n, r_n') não se disperse com o aumento de n , ou seja, a matriz $ABCD$ da equação 24 não deve se dispersar com o aumento de n . Isso pode ser avaliado pelo *teorema de Sylvester*, dado por [21] :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^n = \frac{1}{\sin \theta} \cdot \begin{pmatrix} A \cdot \sin(n\theta) - \sin[(n-1)\theta] & B \cdot \sin(n \cdot \theta) \\ C \cdot \sin(n \cdot \theta) & D \cdot \sin(n\theta) - \sin[(n-1)\theta] \end{pmatrix} \quad (25)$$

onde

$$\cos \theta = \frac{(A+D)}{2} \quad (26)$$

Para um ressonador ser estável, é necessário que θ seja real. De acordo com a equação 25, o *critério de estabilidade* de um ressonador geral, pode ser dado por [21]:

$$-1 < \frac{(A+D)}{2} < 1 \quad (27)$$

Para o caso de um ressonador composto por dois espelhos com raios de curvatura R_1 e R_2 (FIG.10), a matriz $ABCD$ será dada pelo produto das seguintes matrizes:

(1) Reflexão no espelho 1; (2) propagação no espaço livre à partir do espelho 1 até o 2; (3) reflexão no espelho 2; (4) propagação no espaço livre do espelho 2 até o 1. Considerando o índice de refração do espaço livre como sendo 1, $n=1$, e utilizando a TAB.1, tem-se [21]:

$$\begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_1 & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_2 & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (28)$$

Desenvolvendo a multiplicação e aplicando o critério da equação 27, tem-se:

$$\frac{(A+D)}{2} = 2 \cdot \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \cdot \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) - 1 \quad (29)$$

Definindo os parâmetros de estabilidade g_1 e g_2 , como [21]:

$$g_1 = \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \quad (30) \quad \text{e} \quad g_2 = \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \quad (31)$$

Substituindo g_1 e g_2 na equação 29 e estabelecendo a condição da equação equação 27, tem-se:

$$-1 < 2 \cdot (g_1 \cdot g_2) - 1 < 1 \quad \Rightarrow \quad 0 < g_1 \cdot g_2 < 1 \quad (32)$$

A condição de estabilidade da equação 32 é mostrada na figura abaixo.

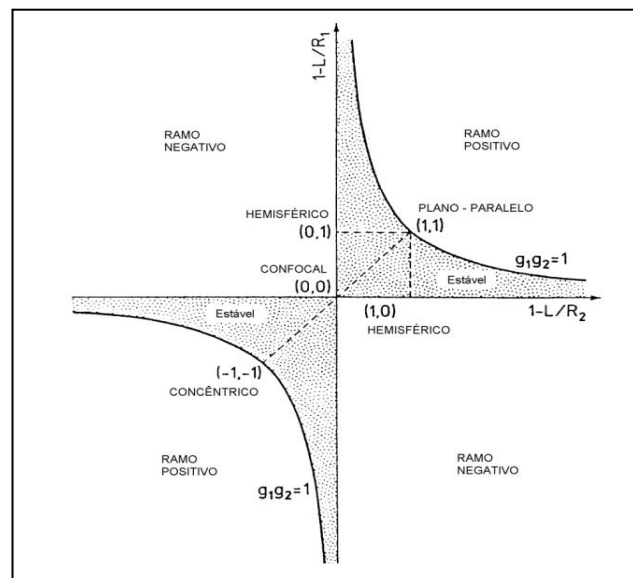


FIGURA 11: Diagrama de estabilidade de ressonadores. Para cada ponto tem-se uma configuração diferente de ressonador [18].

Em laser de estado sólido, o meio ativo absorve grande parte da potência incidente, proveniente do bombeio. Dessa energia absorvida, uma parcela é transformada em calor e a outra é utilizada nas emissões estimulada e espontânea.

Em cristais, o calor faz com que o meio ativo distorça sua rede cristalina, e para evitar possíveis fraturas no cristal, ele deve ser cuidadosamente resfriado. Isso gera um gradiente de temperatura dentro do cristal, que age como um lente de bordas finas, de comprimento focal f , dentro do cristal. Conforme o calor é gerado essa lente intracavidade varia seu comprimento focal e altera a estabilidade do ressonador. O comprimento focal dessa lente varia conforme a potência incidente. [22].

A FIG.12 mostra as zonas de estabilidade de um ressonador com uma lente térmica intracavidade.

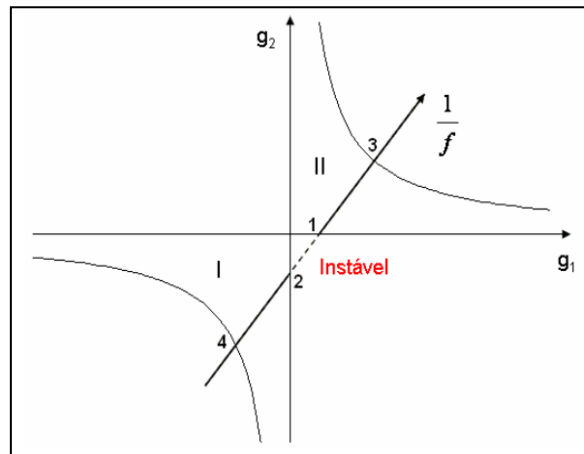


FIGURA 12: Diagrama de estabilidade com zonas I e II. A linha $1/f$ representa um ressonador com uma lente térmica variável intracavidade. Os números de 1 a 4 referem-se à equação 36.

Neste caso, os parâmetros g_1 e g_2 serão [22]:

$$g_1 = 1 - \frac{L_2}{f} - \frac{L'}{R_1} \quad (33) \quad \text{e} \quad g_2 = 1 - \frac{L_1}{f} - \frac{L'}{R_2} \quad (34)$$

onde 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 do ressonador, dado por [22]:

$$L_1 = L_1 + L_2 - \frac{L_1 \cdot L_2}{f} \quad (35)$$

Utilizando o critério de estabilidade da equação 32, é possível determinar os valores da lente térmica para um ressonador ser estável [22]:

$$\frac{1}{f} = \begin{cases} \frac{1}{L_2} + \frac{1}{L_1 - R_1} & \text{(1) Para } g_1 = 0 \\ \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2 - R_2} & \text{(2) Para } g_2 = 0 \\ \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} & \text{(3) Para } g_1 g_2 = 1 \\ \frac{1}{L_1 - R_1} + \frac{1}{L_2 - R_2} & \text{(4) Para } g_1 g_2 = 1 \end{cases} \quad (36)$$

Por causa das flutuações na potência de bombeio produzirem uma lente térmica induzia, geralmente, há variações substanciais no raio do feixe, w_{30} , dentro da lente térmica, e portanto alterará o volume do modo laser e a potência de saída. O raio do feixe no modo fundamental, na lente térmica, pode ser dado por [22].

$$(w_{30})^2 = \frac{2 \cdot \lambda}{\pi} \cdot \frac{1}{\left| \Delta \frac{1}{f} \right|} \quad (37)$$

Para a operação laser, utilizando um cristal com lente térmica (por exemplo o Nd:YAG), é desejavel que o tamanho do feixe laser dentro do cristal não seja sensível às variações do comprimento focal da lente térmica. Sob essa condição, o ressonador pode ser chamado de *dinamicamente estável*.

2.3 Introdução óptica não linear

Em 1961, pela primeira vez, o fenômeno da geração de segundo harmônico foi observado por Franken e colaboradores, que detectaram luz ultravioleta, quando incidiram o laser de rubi (694,2 nm) em um cristal de quartzo. A luz ultravioleta era exatamente o dobro da frequência do laser de rubi. Esse experimento marcou o início de uma intensa investigação a respeito dessas propriedades ópticas não lineares da matéria [23].

A interação da radiação com a matéria pode ocorrer de diferentes maneiras dependendo da intensidade da onda e do tipo do material que a onda eletromagnética se propaga.

Os elétrons de um cristal estão presos ao núcleo de cada átomo por uma força, similar a de uma mola. Quando uma intensidade de luz incide nesse cristal, o

comportamento dos elétrons é linear, ou seja, os elétrons de valência são deslocados, de suas orbitas normais, de maneira linear em resposta ao campo elétrico da onda. Essas perturbações criam dipolos elétricos, cujo efeito macroscópico é a polarização. Entretanto, se a intensidade da luz incidente for da magnitude do campo elétrico que segura os elétrons ao núcleo (da ordem de 10^9 V/cm), a resposta ao campo elétrico não é mais linear, induzindo uma polarização não linear dentro do material [18].

Em materiais ópticos com respostas lineares à polarização induzida, a equação da polarização P , pode ser descrita da seguinte maneira [23]:

$$P = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(1)} \cdot E \quad (38)$$

onde $\chi^{(1)}$ é a susceptibilidade óptica linear (onde o índice 1 indica que é uma não linearidade de primeira ordem), E é o campo elétrico da onda eletromagnética e ε_0 é o coeficiente da permissividade elétrica no vácuo.

Nos materiais ópticos não linear, a resposta do campo elétrico pode ser dada pela generalização da equação 38 [23]:

$$P = \varepsilon_0 \cdot [\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} \cdot E^2 + \chi^{(3)} \cdot E^3 + \dots] \quad (39)$$

onde $\chi^{(2)}$ e $\chi^{(3)}$ são as susceptibilidades ópticas não lineares de segunda e terceira ordem, respectivamente. Então, a polarização P pode ser descrita por uma soma da polarização linear P_L e da polarização não linear P_{NL} [23].

$$P = P_L + P_{NL} \quad (40)$$

A não linearidade de segunda ordem pode ser responsável pela geração de segundo harmônico (GSH), pela geração de soma e diferença de frequências, e amplificação paramétrica. Esses feitos são produzidos por duas ondas que interagem entre si para produzir uma terceira onda [23]. Entretanto, neste trabalho, será somente estudada a geração de segundo harmônico obtida pela somatória de frequências em cristais birrefringentes, que possui susceptibilidade não linear de segunda ordem.

A interação de uma onda eletromagnética em um meio não linear pode ser descrita da seguinte maneira [23]:

$$-\nabla^2 E + \left(\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \right) = -\frac{1}{\epsilon_0 \cdot c^2} \cdot \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (41)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo.

Para simplificar será considerado apenas o campo elétrico de uma onda com frequência bem definida ω_n , que se propague somente na direção z , em um meio não linear. A equação dessa onda pode ser expressa como:

$$E_n(z, t) = A_n(z) \cdot \exp(ik_n z - \omega_n t) \quad (42)$$

onde $A_n(z)$ é a amplitude do campo elétrico na direção z , k_n é o vetor de onda e o índice n indica a frequência de oscilação da onda, por exemplo, na geração de segundo harmônico $n = 2\omega$.

Conforme a equação 41, a segunda derivada do campo elétrico em função do tempo e o Laplaciano do campo elétrico, $\nabla^2 E$, somente na direção z , podem ser expressas, respectivamente, da seguinte maneira:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\omega^2 A_n(z) \cdot \exp(ik_n z - \omega_n t) \quad (43)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \left[\frac{\partial^2 A_n(z)}{\partial z^2} \cdot \exp(ik_n z - \omega_n t) \right] + \left[\frac{\partial A_n(z)}{\partial z} \cdot 2ik_n \cdot \exp(ik_n z - \omega_n t) \right] - \left[k^2 \cdot A_n(z) \cdot \exp(ik_n z - \omega_n t) \right] \quad (44)$$

Utilizando o método da variação lenta da envolvente (*slowly varying envelope approximation – SVEA*), pode-se assumir que [23]:

$$k \cdot \frac{\partial A_n(z)}{\partial z} \gg \frac{\partial^2 A_n(z)}{\partial z^2} \quad (45)$$

Então, pode-se desprezar o primeiro termo entre colchetes da equação 44.

Portanto, substituindo essas equações (43 e 44) na equação 41 e sabendo-se que $k_n = \frac{\omega_n}{c}$,

o campo elétrico pode ser dado por [24]:

$$\frac{\partial A_n(z)}{\partial z} = \frac{1}{2ik_n \cdot \varepsilon_0 \cdot c^2 \cdot \exp(ik_n z - \omega_n t)} \cdot \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (46)$$

Observa-se então que, neste caso, a variação da amplitude do campo elétrico na direção z , dependerá da polarização gerada.

2.3.1 Geração de segundo harmônico (GSH)

Quando duas ondas de intensidades e frequências comparáveis ω_1 e ω_2 incidem em um meio não linear, a interação delas com o meio pode produzir uma terceira onda frequência ω_3 .

A geração de segundo harmônico ocorre por meio da interação de três ondas (por exemplo, onda 1, 2 e 3), sendo as ondas 1 e 2 de frequências iguais $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ e a onda 3 com frequência $\omega_3 = 2\omega$ (FIG.13) [18].

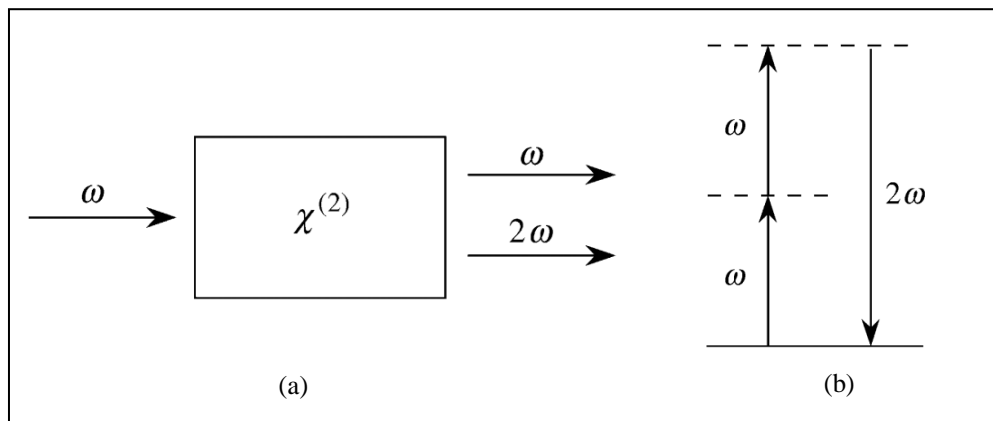


FIGURA 13: (a) Esquema da geração de segundo harmônico (GSH). (b) Diagrama dos níveis de energia para GSH. [23]

Para uma eficiente transferência de energia é necessário que ocorra o casamento de fase entre as ondas, ou seja, que elas estejam em fase. Então, é necessário que [18]:

$$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1 = 0 \quad (47)$$

sendo k_1 , k_2 e k_3 as constantes de propagação das ondas 1, 2 e 3, respectivamente, onde $k_1 = k_2 = k_\omega$, e $k_3 = k_{2\omega}$ a constante de propagação da onda 3.

$$k_{2\omega} = k_\omega + k_\omega \quad (48)$$

Uma vez que $k_\omega = 2\pi \cdot n_\omega / \lambda_\omega$ e $k_{2\omega} = 2\pi \cdot n_{2\omega} / (\lambda_\omega / 2)$, tem-se $n_{2\omega} = n_\omega$ (equação 49); λ_ω é o comprimento de onda fundamental; n_ω e $n_{2\omega}$ são os índices de refração para o comprimento de onda fundamental e para o comprimento de onda do segundo harmônico, respectivamente. Então o casamento de fase entre as ondas, expressa pela equação 47, pode ser rescrito da seguinte maneira [25]:

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega = \frac{2\pi \cdot n_{2\omega}}{\lambda_\omega / 2} - \frac{4\pi \cdot n_\omega}{\lambda_\omega} = n_{2\omega} - n_\omega = 0 \quad (49)$$

Portanto, da equação acima, observa-se que para uma eficiente transferência de energia, o cristal não linear deve ser construído de maneira que seu índice de refração seja igual tanto para o comprimento de onda fundamental quanto para o segundo harmônico. Isso pode ser obtido por meio de cristais birrefringentes, ou seja, um cristal onde cada polarização se propague em índice de refração diferente.

A razão entre a potência gerada na frequência do segundo harmônico $P_{2\omega}$ e a potência na frequência do comprimento de onda fundamental P_ω , por ser dada por [24]:

$$\frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = \frac{2 \cdot \omega^2 \cdot (d_{eff})^2}{\varepsilon_0 \cdot c^3 \cdot (n_\omega)^2 \cdot n_{2\omega} \cdot A} \cdot \text{sinc}^2(\Delta k \cdot l / 2) \quad (50)$$

onde d_{eff} é o coeficiente não linear efetivo do cristal não linear, A é a área do feixe laser fundamental dentro do cristal não linear de comprimento l , e a função $\text{sinc}(\Delta k \cdot l / 2) = [\text{sen}(\Delta k \cdot l / 2)] / (\Delta k \cdot l / 2)$.

Analisando a equação 50, pode-se ver que a potência do segundo harmônico depende de Δk por meio da função $\text{sinc}^2(\Delta k \cdot l / 2)$, que se comporta conforme FIG.14 [24].

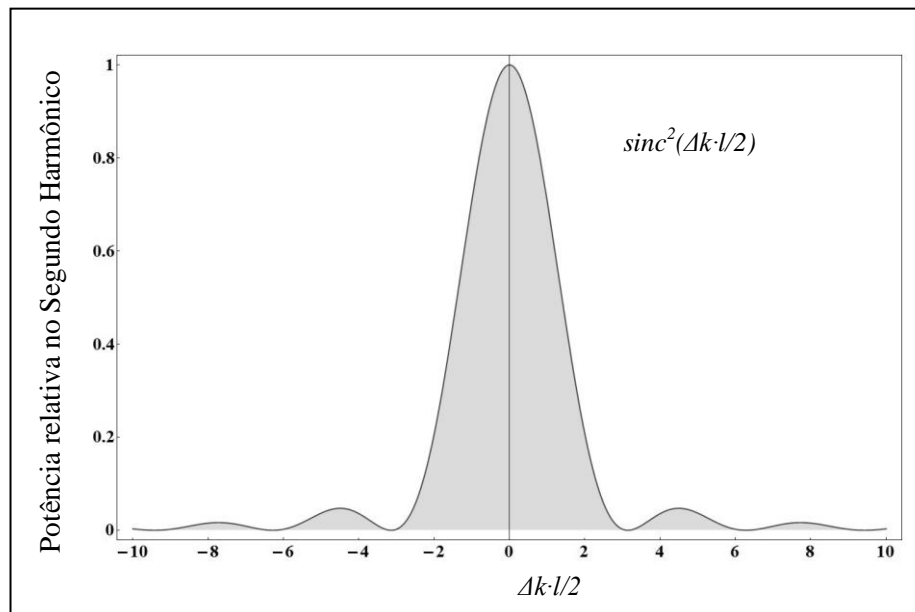


FIGURA 14: Potência relativa no segundo harmônico em função do casamento de fase.

Por meio da FIG.14 pode-se verificar que a potência no segundo harmônico é máxima quando existir o casamento de fase ($\Delta k = 0$) entre os campos elétricos do primeiro e do segundo harmônicos. Fora dessa região de casamento, a potência do segundo harmônico decai rapidamente, porque a potência gerada no segundo harmônico começa a retornar para o comprimento de onda fundamental [24]. Na prática, o casamento de fase pode ser feito por ângulo ou por temperatura.

2.4 Placa de meia onda

Placas de onda, ou placas retardadoras, são placas transparentes feitas de um material birrefringente. Elas possuem um eixo lento e um rápido, sendo ambos perpendiculares entre si e também à direção de propagação do feixe (FIG.15). O eixo rápido de uma placa de meia onda define a direção do campo elétrico que é transmitida com acúmulo de fase menor em relação ao eixo lento, devido ao seu menor índice de refração, sendo que a diferença de fase é de meia onda. Quando uma onda linearmente polarizada incide paralelamente a um dos eixos, ela atravessa-o sem sofrer rotação [26].

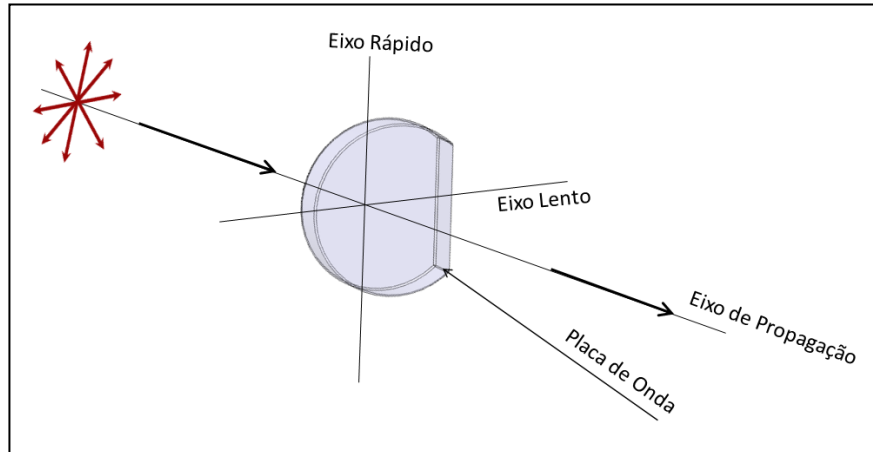


FIGURA 15: Esquema dos eixos de uma placa de onda. Na prática a direção do eixo rápido é indicada pelo sentido corte feito na placa, deixando-a com uma forma de meia-lua.

Para um feixe linearmente polarizado com ângulo de polarização θ em relação ao eixo da placa, a polarização da onda é rotacionada por um ângulo de 2θ (FIG.16) e continuará linearmente polarizada [26].

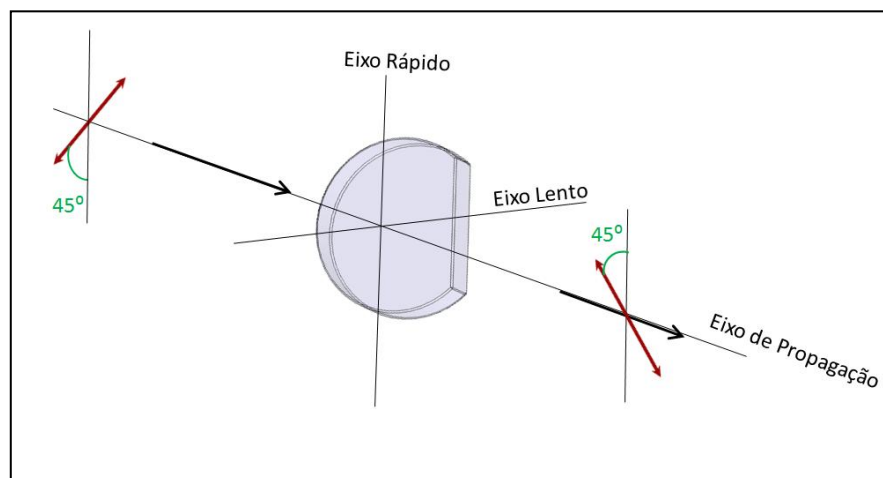


FIGURA 16: Influência da placa de meia onda para um feixe linearmente polarizado.

O cristal de Nd:YAG não é birrefringente e possui a propriedade que, sob carga térmica, ele depolariza a polarização linear do feixe intracavidade (no nosso caso, dado pela *janela de Brewster*) em polarização tangencial e radial. As partes do feixe que sofrem depolarização encontram-se nos quadrantes da seção transversal do feixe delimitados pelos eixos de polarização dados pela *janela de Brewster* [18].

Em um conjunto polarizador e placa de meia onda, com os eixos alinhados com o polarizador, as polarizações tangenciais e radiais das zonas depolarizadas são

trocadas pela placa de meia onda. Desta maneira, após nova passagem pelo meio de ganho, a polarização linear original é restaurada.

Para explicar melhor esse processo, foram feitos os esquemas abaixo (FIG.17 e 18) utilizando como exemplo o nosso ressonador em anel:

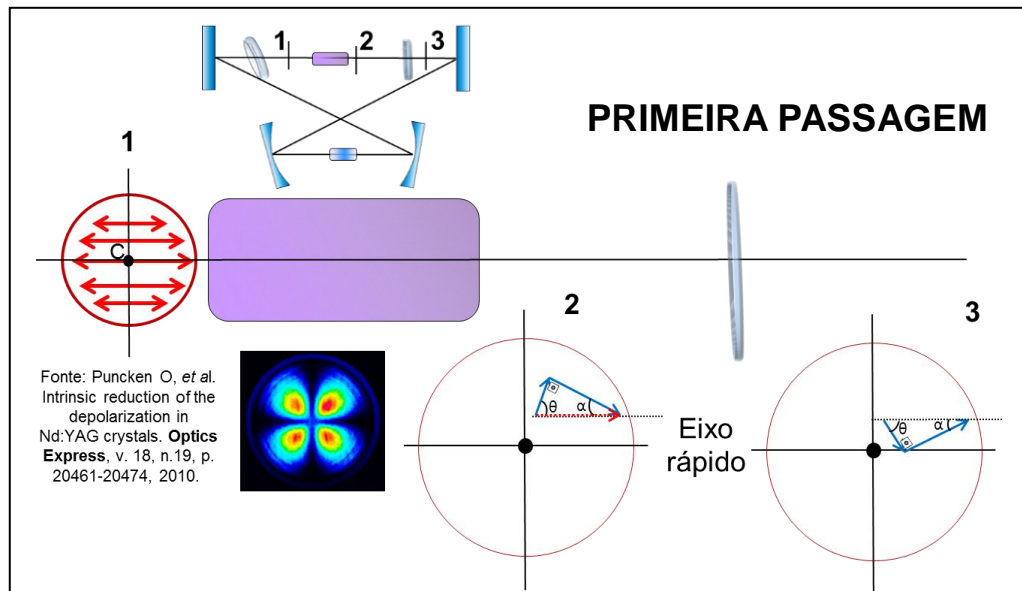


FIGURA 17: Esquema da depolarização de um feixe linearmente polarizado na horizontal ao passar pela primeira vez em um cristal de Nd:YAG.

Na etapa 1 (FIG.17), inicialmente tem-se um feixe laser polarizado linearmente na horizontal, devido à orientação da janela de Brewster, onde o feixe laser é delimitado pelo círculo vermelho e seu centro indicado pelo ponto C. Quando esse feixe passa pelo cristal de Nd:YAG, ele se depolariza, conforme figura do trabalho feito por Puncken *et al.* (2010), em componentes tangenciais e radiais localizadas nos quadrantes do feixe. Para facilitar a explicação, foi tomado como exemplo apenas a polarização que se encontra no primeiro quadrante do feixe (seta vermelha pontilhada da etapa 2). Então, ao passar pelo cristal, o feixe se depolariza em componentes tangenciais e radiais (setas azuis da etapa 2). Ao sair do cristal e passar pela placa de meia onda, que está com seu eixo rápido alinhado com a janela de Brewster, essas componentes são rotacionadas conforme etapa 3, e circulam no ressonador e chegam novamente na janela de Brewster. Neste caso, ao passar pela janela, ela insere perdas para as componentes verticais do feixe depolarizado (aproximadamente 11% por face), mas ainda assim, após a passagem teremos um feixe depolarizado, conforme etapa 3 (FIG.17 e 18).

Então, ao passar novamente pelo cristal, as componentes da etapa 3 são também depolarizadas em componentes tangenciais e radiais, que no esquema da FIG.18

estão separadas para melhor visualização (setas azuis pontilhadas). Conforme figura abaixo é possível ver que as novas componentes tangenciais se anularão e as radiais se somarão, portanto a polarização horizontal inicial será restaurada (etapa 4), após a segunda passagem pelo cristal de Nd:YAG.

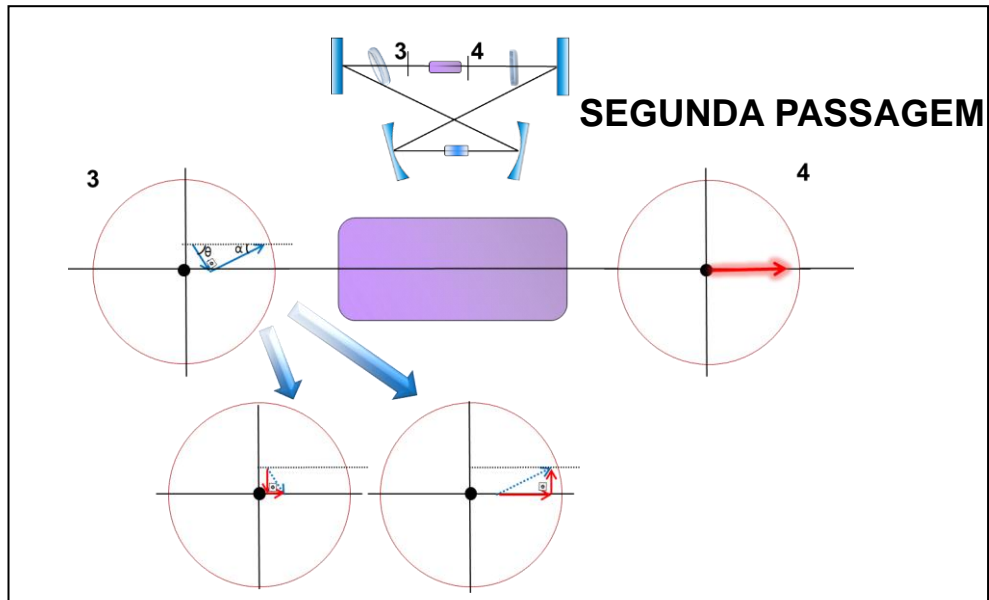


FIGURA 18: Esquema de um feixe depolarizado ao passar pela segunda vez em um cristal de Nd:YAG.

2.5 Representação matricial da polarização: O cálculo de Jones

O *Cálculo de Jones* é uma descrição matemática que descreve o estado polarizado da luz e calcula a evolução desse estado conforme a luz se propaga pelos elementos ópticos.

A polarização de um campo eletromagnético é completamente caracterizada pelas componentes do campo elétrico \vec{E} nas direções x e y (FIG.19) [26].

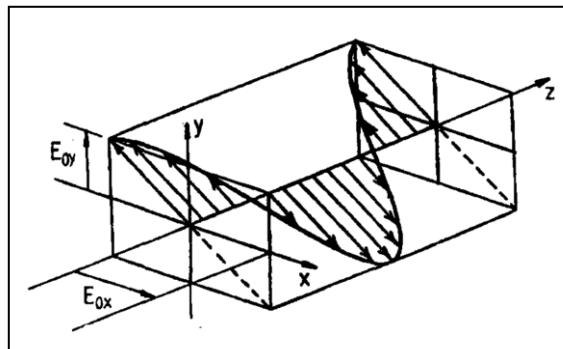


FIGURA 19: A polarização do campo elétrico que é caracterizado pelas componentes do campo nas direções x e y [26].

De maneira semelhante à teoria das matrizes $ABCD$ na óptica geométrica, o vetor do campo elétrico \vec{E} pode ser descrito pelas suas componentes:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_{0x} \cdot \exp(i\varphi_x) \\ E_{0y} \cdot \exp(i\varphi_y) \end{bmatrix} \quad (51)$$

Semelhante à notação matricial feita no *item 2.2*, os elementos ópticos, tais como: polarizadores linear, circular, placa de meia onda e de $\frac{1}{4}$ de onda (placas retardadoras), entre outros, também podem ser representados pelas *Matrizes de Jones* com dimensões de 2×2 (TAB.2).

Considerando que um vetor de onda incidente seja representado pela matriz

$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}$ e o vetor de onda emergente é $\begin{bmatrix} A' \\ B' \end{bmatrix}$, então pode-se escrever [26]:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A' \\ B' \end{bmatrix} \quad (52)$$

onde a matriz $abcd$ é a *Matriz de Jones* de um elemento óptico. Na TAB.2 são apresentadas as *Matrizes de Jones* para alguns elementos ópticos.

TABELA 2: Matriz de Jones para alguns elementos ópticos [26].

Polarizador Linear	Eixo rápido na horizontal	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$
	Eixo rápido na vertical	$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
Placa de meia onda	Eixo rápido tanto na horizontal quanto vertical	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$
Placa de ¼ de onda	Eixo rápido na horizontal	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix}$
	Eixo rápido na vertical	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix}$
	Eixo rápido à 45°	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & \pm i \\ \pm i & 1 \end{bmatrix}$

No caso de uma onda linearmente polarizada incidindo à 45° em relação ao eixo rápido na horizontal sobre uma placa de ¼ de onda, é possível definir a onda transmitida por [26]:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$$

(53) onde o vetor $\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$ representa a onda linearmente polarizada à 45° em relação ao eixo

horizontal e $\frac{1}{\sqrt{2}}$ é o fator de normalização, e o vetor $\begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$ representa a onda circularmente

polarizada à esquerda.

2.6 Ângulo de Brewster

Um feixe de luz não polarizado incidindo em um meio isotrópico, sob um certo ângulo θ , pode ser parcialmente refletido, transmitido e absorvido. Neste trabalho serão tratados apenas os dois primeiros casos.

A expressão que relaciona o ângulo de incidência de uma onda em um meio e o ângulo em que ela é transmitida em outro meio, é dada pela *lei de Snell-Descartes* [27]:

$$n_1 \cdot \text{sen}\theta_1 = n_2 \cdot \text{sen}\theta_2 \quad (54)$$

onde n é o índice de refração e θ é o ângulo que o feixe faz com a normal ao plano de intersecção entre os meios, numerado com os índices 1 e 2 (FIG.20).

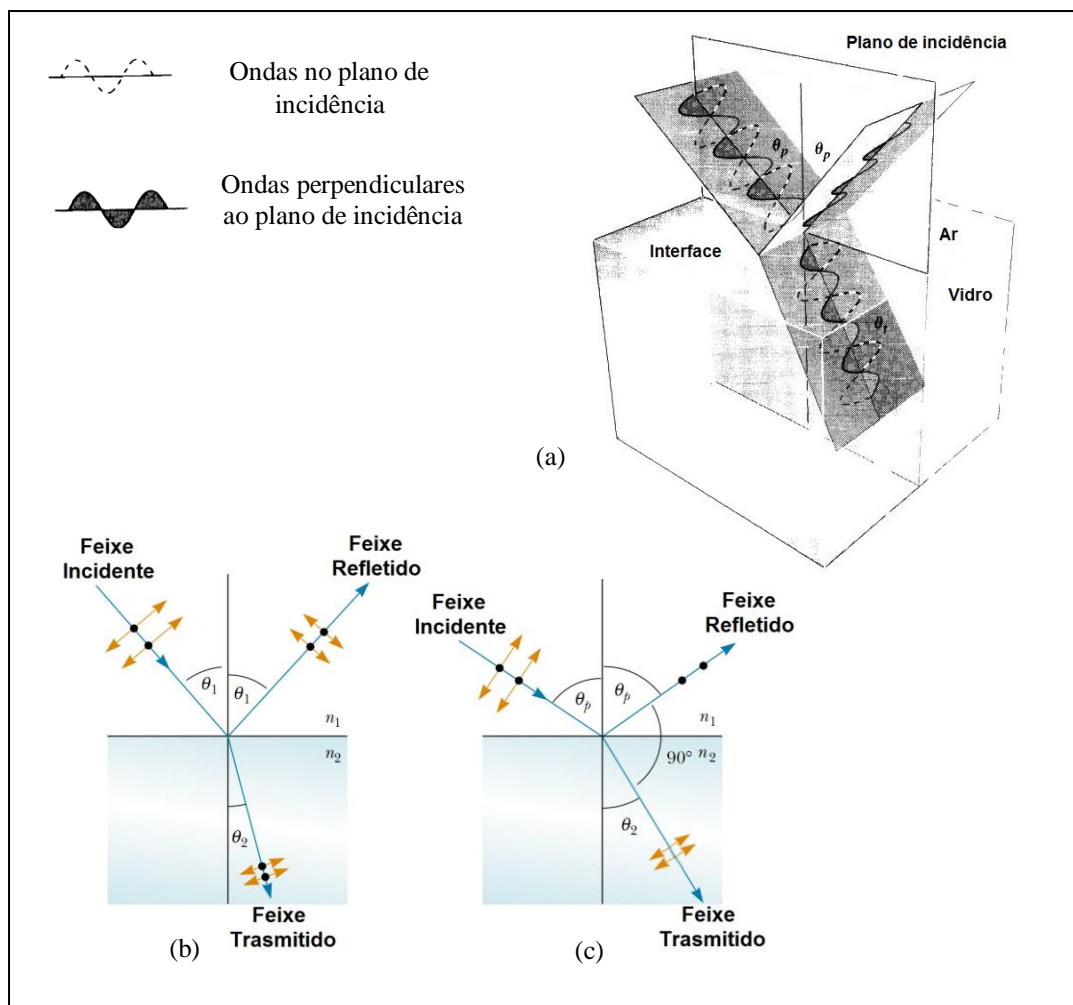


FIGURA 20: (a) A polarização da luz que ocorre na reflexão de um dielétrico. (b) Vista lateral do feixe de luz incidente em uma superfície plana, sendo refletido e transmitido parcialmente polarizado. (c) O feixe refletido é totalmente polarizado [27, 28].

Se o ângulo do feixe incidente variar até que o ângulo entre o feixe refletido e o feixe refratado seja de 90° , o feixe refletido é quase totalmente polarizado. O ângulo de incidência no qual essa polarização ocorre é chamada de θ_p (FIG.20c).

Nessa figura é possível observar que $\theta_p + 90^\circ + \theta_2 = 180^\circ$, então $\theta_2 = 90^\circ - \theta_p$. Supondo que uma onda se propague no ar, com $n_1 = 1$, e incida no meio em que $n_2 = n$. Utilizando a *lei de Snell-Descartes* e a relação $\text{sen}\theta_2 = \text{sen}(90^\circ - \theta_p) = \cos\theta_p$, pode-se escrever [27]:

$$n = \tan\theta_p \Leftrightarrow \theta_p = \arctan(n) \quad (55)$$

A equação 55 é conhecida como *Lei de Brewster*. O ângulo θ_p é onde o feixe refletido é totalmente polarizado, e é algumas vezes chamado de *Ângulo de Brewster*. Neste trabalho foi utilizada uma janela de Brewster com índice de refração de 1,45112, aproximadamente, para o comprimento de onda laser de 946 nm [29]. Conforme a equação 55, neste caso, o *Ângulo de Brewster* é $\theta_p \cong 0,967408\text{rad} \cong 55,43^\circ$.

Utilizando a equação de Snell (eq.54), é possível se obter as *equações de Fresnel*, as quais descrevem o efeito de uma onda plana incidindo sobre a interface entre dois meios dielétricos diferentes. Essas equações relacionam as amplitudes dos campos elétricos refletido e transmitido da onda incidente, respectivamente com os ângulos θ_1 e θ_2 (FIG.20b) [28].

Por meio das equações de Fresnel, as reflexões das ondas paralela e perpendicular ao plano de incidência, podem ser escritas da seguinte maneira [28]:

$$R_{\parallel} = (r_{\parallel})^2 = \left(\frac{n_1 \cdot \cos\theta_t - n_2 \cdot \cos\theta_i}{n_1 \cdot \cos\theta_t + n_2 \cdot \cos\theta_i} \right)^2 \quad (56)$$

$$R_{\perp} = (r_{\perp})^2 = \left(\frac{n_1 \cdot \cos\theta_i - n_2 \cdot \cos\theta_t}{n_1 \cdot \cos\theta_i + n_2 \cdot \cos\theta_t} \right)^2 \quad (57)$$

onde os índices i e t indicam as ondas incidente e transmitida, respectivamente. Se a luz incidente for depolarizada, a reflexão pode ser dada por: $R = (R_{\parallel} + R_{\perp})/2$ [28].

Na figura abaixo é mostrado um exemplo da reflexão das polarizações de uma onda que se propaga no vácuo e incide em meio com índice de refração $n_t = 1,5$.

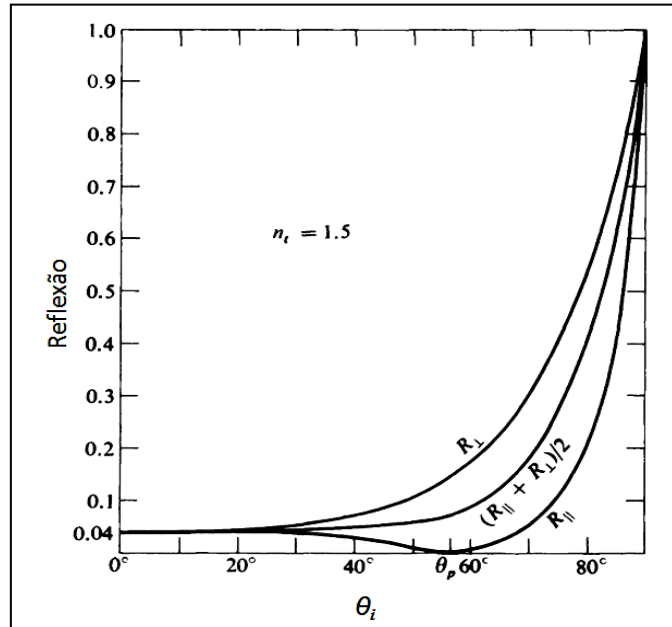


FIGURA 21: Reflexão versus ângulo de incidência [28].

3. MEIO ATIVO E BOMBEAMENTO

3.1 Meio Ativo

O meio ativo de um laser de estado sólido é basicamente composto pela matriz e o dopante, que neste caso, é um íon de terra rara. O dopante é responsável pelas transições energéticas entre diferentes estados, determinando as linhas espectrais de absorção e de emissão do meio ativo. A matriz é responsável pelas propriedades mecânicas, ópticas e térmicas do material. O dopante pode ser inserido na matriz por meio da substituição de um dos elementos, por exemplo, se for um cristal de Nd:YAG, alguns íons de ítrio serão substituídos pelos íons de neodímio.

Entre os diversos tipos de matrizes que utilizam o íon Nd^{+3} destacam-se as matrizes de YAG, YVO e YLF. Na TAB.3 são apresentadas algumas características físicas e espectroscópicas dessas matrizes dopadas com Nd^{+3} .

A matriz YAG é, geralmente, a mais utilizada para emissão laser devido a sua boa qualidade óptica e alta resistência mecânica, o que permite sua utilização em lasers de alta potência. Adicionalmente o cristal de Nd:YAG tem um alto ganho e um baixo limiar de operação laser, porém tem uma forte lente térmica induzida pelo calor gerado pelo bombeamento, e por causa da isotropia do cristal, o meio ativo tem emissão laser despolarizada. [30, 31]

O Nd:YVO₄ é naturalmente birrefringente e a emissão laser é polarizada paralelamente ao eixo de crescimento do cristal (eixo c ou eixo óptico). A emissão polarizada tem a vantagem de evitar a birrefringência induzida termicamente. Uma vez que esse cristal tem elevada absorção e alto ganho, são necessários apenas alguns milímetros de comprimento para obter emissão estimulada. [18]

O Nd:YLF embora tenha características desejáveis muito importantes para a emissão laser, como o elevado tempo de vida no nível superior laser, fraca lente térmica, ele tem baixa resistência mecânica e baixa condutividade térmica, o que compromete a utilização desse meio ativo em laser de alta potência. É naturalmente birrefringente, o que proporciona a emissão laser polarizada paralela, π (1047 nm), ou perpendicularmente, σ (1053 nm), ao eixo c, dependendo do corte do cristal [18,32].

TABELA 3: Características físicas e espectroscópicas de algumas matrizes dopadas com Nd⁺³ [18,33,34]

Propriedade	Nd:YAG	Nd:YVO ₄	Nd:YLF
Fórmula química	Y ₃ Al ₅ O ₁₂	YVO ₄	YLiF ₄
Simetria cristalina/ grupo pontual	Cúbico	Tetragonal	Tetragonal
Constante da rede cristalina [Å]	12,01	a = b = 7,12 c = 6,29	a = 5,26 c = 10,94
Índice de refração (λ = 1 μm)	1,82	1,9573 (n _o) 2,1652 (n _e)	1,4481 (n _o) 1,4704 (n _e)
Densidade [g/cm ³]	4,56	4,22	3,99
Ponto de fusão [°C]	1970	1750-1900	825
Dureza [Mohs]	8,5	5,5	4-5
Condutividade térmica [W m ⁻¹ K ⁻¹]	14	5,23 (eixo c) 5,10 (eixo a)	5,8 (eixo c) 7,2 (eixo a)
Coefficiente de expansão térmica [10 ⁻⁶ K ⁻¹]	7,8	11,37 (eixo c) 4,43 (eixo a)	8 (eixo c) 13 (eixo a)
Secção de choque de emissão estimulada [10 ⁻¹⁹ cm ²]	2,8	25	1,8 (π) 1,2 (σ)
Tempo de vida de fluorescência [μs]	230	90	520
Comprimento de onda da transição ⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{11/2} [nm]	1064	1064	1047 (π) 1053 (σ)

No desenvolvimento de laser, o íon Nd⁺³ foi o primeiro lantanídeo utilizado com dopante e permanece como um dos elementos mais utilizados para ação laser.

Conforme esquema da FIG.22, estão representadas as principais emissões radiativas desse íon na matriz de YAG, que ocorrem a partir do nível ${}^4F_{3/2}$ para os níveis ${}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{11/2}$ e ${}^4I_{13/2}$ com comprimentos de onda centrados em 946 nm, 1064 nm e 1338 nm, respectivamente, onde o nível ${}^4I_{9/2}$ é o estado fundamental. [18]

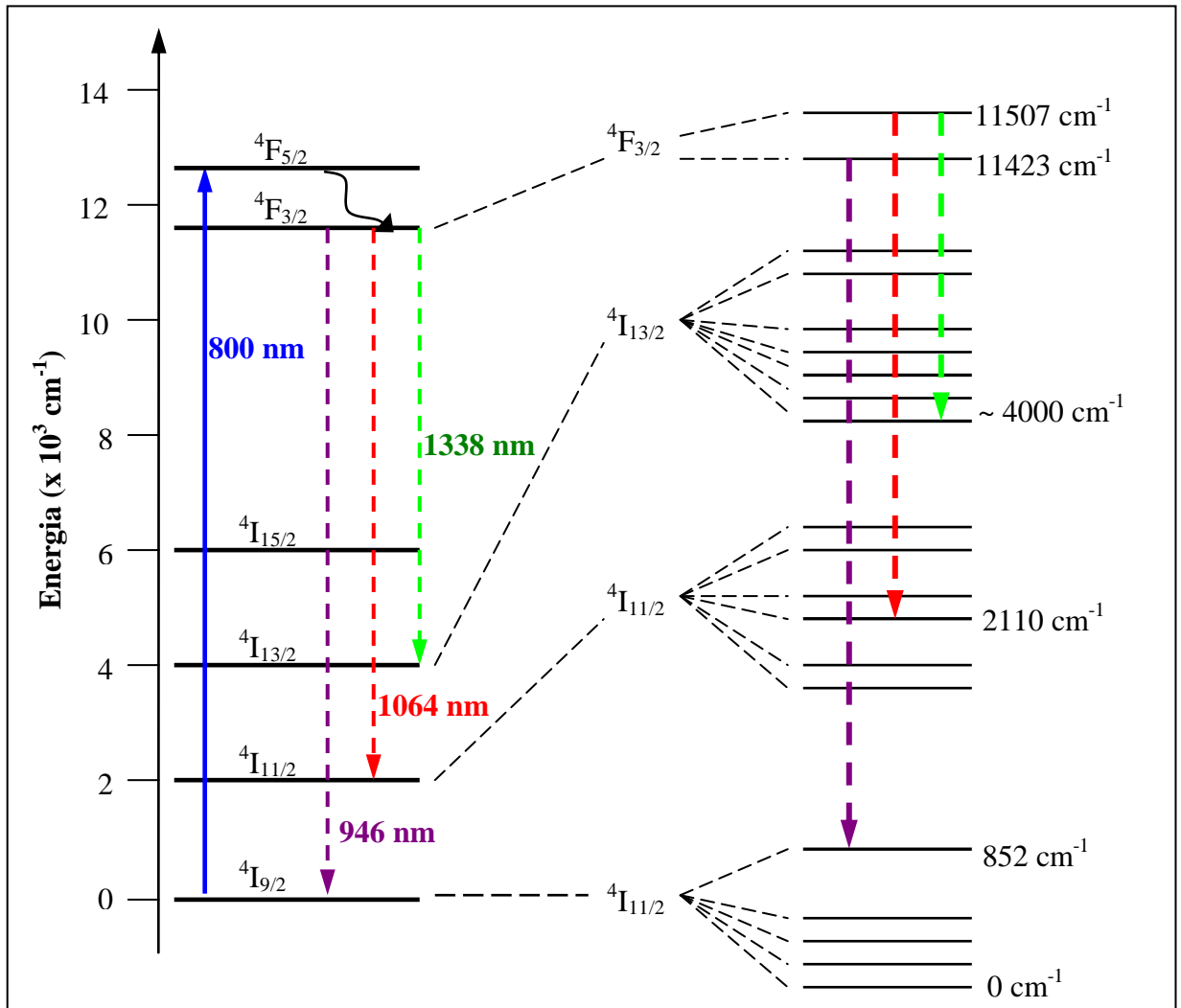


FIGURA 22: Diagrama simplificado dos níveis de energia do Nd^{3+} quando dopante em uma matriz de YAG [18].

Conforme visto na FIG.22, para a emissão em 946 nm o cristal de Nd:YAG opera em um sistema de três níveis. Nesse sistema, devido à existência de uma população não desprezível no nível laser inferior, 0,77% à temperatura ambiente, há o problema da reabsorção do comprimento de onda da emissão laser. Entretanto, esta população é muito menor do que no cristal de Nd:YLF (3,4%), por exemplo. Dessa forma o sistema do cristal de Nd:YAG, operando na transição do nível ${}^4F_{3/2}$ para o ${}^4I_{9/2}$, pode ser considerado como um sistema de *quase-quatro níveis*. O nível Stark utilizado para a geração do comprimento

de onda de 946 nm é o último nível degenerado do estado fundamental, cuja energia é 852 cm^{-1} (A notação de energia em cm^{-1} é proveniente da relação matemática dada por: $E = h \cdot \nu$ e $c = \lambda \cdot \nu$, então: $E = (h \cdot c) / \lambda$) [18].

Para a emissão laser na região do azul, diferentes cristais têm sido explorados, tais como: Nd:GdVO₄, Nd:YAG e Nd:YLF. A maior potência em azul reportada (14.8 W) foi obtida com o cristal de Nd:GdVO [35] devido à elevada secção de choque de emissão em 912 nm ($6,6 \times 10^{-20} \text{ cm}^2(\pi)$ e $5,6 \times 10^{-20} \text{ cm}^2(\sigma)$), e à sua emissão naturalmente polarizada, o que aumenta a eficiência da GSH. No caso do Nd:YAG, embora a secção de choque em 946 nm seja relativamente mais baixa ($3,7 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$) que o cristal anterior, ainda assim consegue-se obter potências elevadas nesse comprimento de onda por causa da grande separação do nível *Stark*. No entanto, uma das dificuldades, em se utilizar o cristal de Nd:YAG para a emissão na região do azul, deve-se à sua forte lente térmica e emissão não polarizada, que por consequência, diminui a eficiência da geração de segundo harmônico [18].

No caso do Nd:YLF, embora tenha a emissão naturalmente polarizada em 908 nm, a baixa secção de choque nesse comprimento de onda ($1,2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2(\pi)$ e $1,3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2(\sigma)$) e a alta população do último nível *Stark* à temperatura ambiente, inviabilizam a obtenção de potências elevadas. [18]

3.2 Bombeamento

Normalmente, os diodos laser e as lâmpadas são as fontes de energia responsáveis pela excitação dos elétrons do meio ativo do estado fundamental para um estado excitado apropriado.

A grande vantagem em utilizar os diodos laser deve-se ao fato de que sua emissão tem um espectro mais estreito, o que permite a sintonização do comprimento de onda emitido por meio da variação da temperatura de operação do diodo. Isso proporciona uma melhor sobreposição entre o espectro de emissão do diodo e o de absorção do meio ativo.

A lâmpada por sua vez, tem um espectro largo, onde grande parte da energia do bombeio incidente no cristal é transformada em calor. Entretanto, poderiam ser colocados filtros espectrais e ser obtida uma emissão comparável a de um diodo laser, mas isso se tornaria inviável financeiramente devido ao elevado custo de todo o aparato exigido no bombeamento à lâmpada, como também, o desperdício da elevada quantidade de energia

que não seria utilizada de maneira útil. Adicionalmente, as dimensões dos equipamentos nesse tipo de bombeamento são muito maiores, se comparado aos utilizados no diodo laser, necessitando, portanto, de uma infraestrutura maior.

Tipicamente, o bombeio do meio ativo pode ser realizado por duas configurações diferentes, nomeadas: bombeamento longitudinal e bombeamento transversal. O primeiro é realizado ao longo da direção de propagação do feixe laser intracavidade, e no segundo o bombeio se faz perpendicularmente à direção de propagação do feixe laser.

O bombeamento longitudinal é a configuração mais eficiente para a transferência de energia para meio ativo, por permitir o máximo de aproveitamento da energia de bombeio quando há um bom acoplamento entre o feixe laser e o feixe de bombeio.

4. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

4.1 O meio ativo

Foi utilizado um cristal de Nd:YAG com dimensões $\phi 3 \text{ mm}^2 \times 9 \text{ mm}$ da Crystech, com dopagem de 1,0% de neodímio apenas nos 3 mm de comprimento centrais, os 6 mm de comprimento restantes não são dopados (3 mm a partir de cada extremidade). Esse tipo de cristal é chamado de *diffusion bonded end-caps* (FIG.23). As faces polidas (faces de saída do laser) possuíam filme antirrefletor (*anti-reflection coating* - AR) na região dos comprimentos de onda de 808 nm, 946 nm, 1064 nm e 1319 nm (AR@808nm@946nm@1064nm@1319nm).

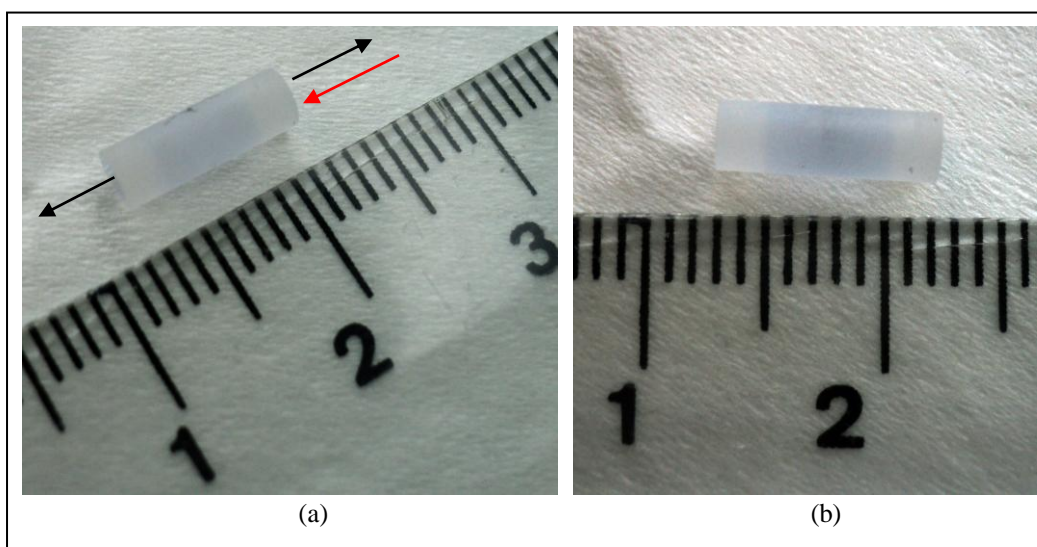


FIGURA 23: Cristal de Nd:YAG utilizado. (a) As setas pretas indicam as faces de saída do laser e a seta vermelha indica a face de bombeamento. (b) Vista lateral do cristal utilizado.

O espectro de absorção desse cristal pode ser observado na FIG.24, e foi obtido por meio de um espectrofotômetro da VARIAN, modelo CARY 17/OLIS, que se encontra instalado no laboratório de absorção óptica do Centro de Lasers e Aplicações do IPEN. Este equipamento utiliza um feixe de luz que se divide em dois e passam, ao mesmo tempo, por duas câmaras, uma com a amostra e outra com ar. A absorção da amostra é comparada com a do ar e o computador registra os dados. O comprimento de onda da luz que passa pelas câmaras é selecionado por uma grade de difração que está dentro do equipamento.

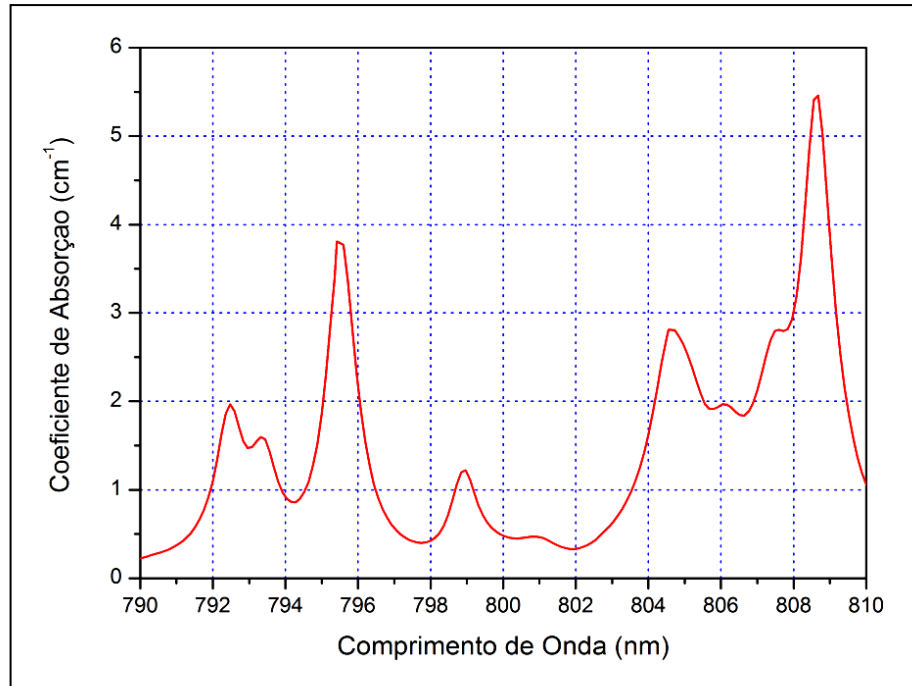


FIGURA 24: Espectro de absorção do cristal de Nd:YAG dopado com 1,0% de neodímio.

Para a refrigeração do cristal foi utilizado um refrigerador à água da NESLAB, modelo RTE-140, onde a água em circulação foi mantida à temperatura de 13 °C. Adicionalmente, foram desenvolvidos dois suportes de cobre com tubulação interna para circulação de água (FIG.25 e 27). A superfície externa do cristal foi envolvida com uma folha de índio (condutividade térmica de 81,6 W/mK [36]) de 1 mm de espessura.

Abaixo é mostrado o primeiro suporte utilizado. A seta azul indica o local onde a temperatura do suporte foi aferida por meio de um sensor termopar conectado ao registrador de temperatura da Eurotherm, modelo 2416 PID Controller.

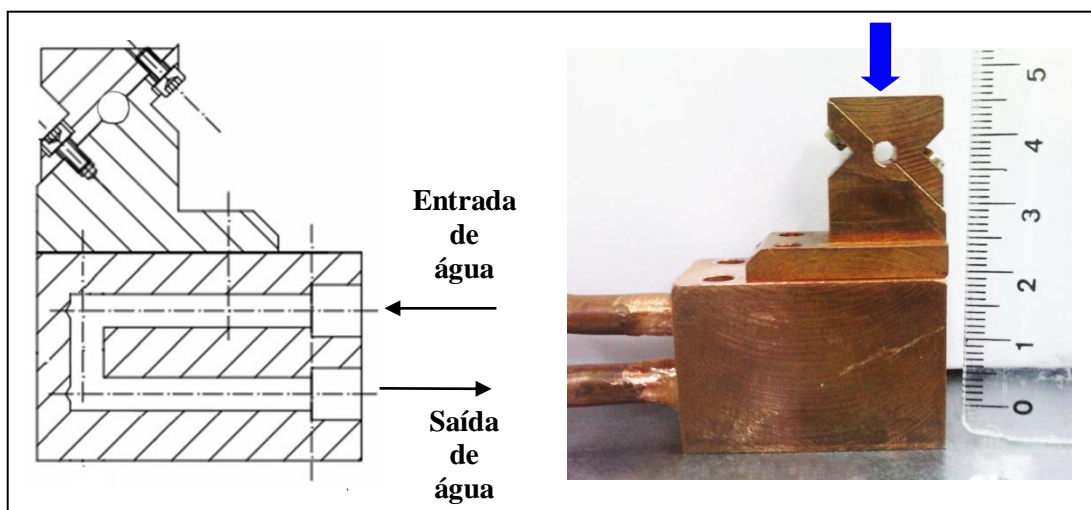


FIGURA 25: Primeiro suporte de cobre utilizado para refrigeração do cristal. A seta azul indica o local onde foi aferida a temperatura do suporte.

Utilizando o suporte da FIG.25, a condução de calor do cristal para o suporte não foi eficiente, pois, neste caso, teve-se um fluxo de água laminar, onde as camadas de água fluem praticamente sem se misturarem, ou seja, a troca de calor ocorre, majoritariamente, nas camadas de água mais próximas à parede da tubulação. Com isso, a temperatura do cristal ultrapassou o limite estabelecido de 30 °C, ocasionando a ruptura do cristal (FIG. 26).

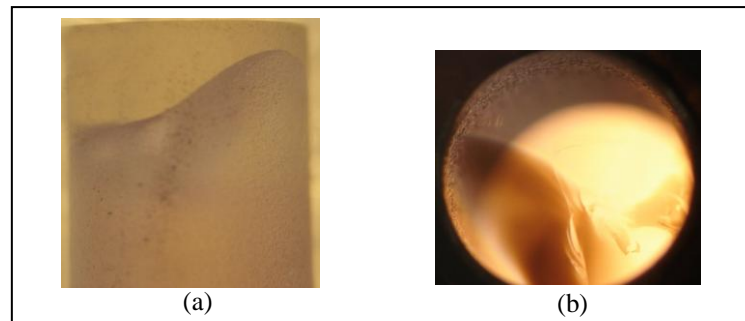


FIGURA 26: Ruptura do cristal de Nd:YAG . (a) Vista superior e (b) vista frontal. Foto extraída por meio de um microscópio óptico.

Então, foi desenvolvido o segundo suporte (FIG.27). Neste caso, teve-se um fluxo de água turbulento, onde as camadas de água são constantemente misturadas e a troca de calor, entre o cristal e o suporte de cobre, foi feita de maneira mais eficiente que no caso anterior. Com isso o limite de temperatura, verificada em cima do suporte (seta azul), manteve-se dentro do esperado, mesmo em potência de bombeio elevada.

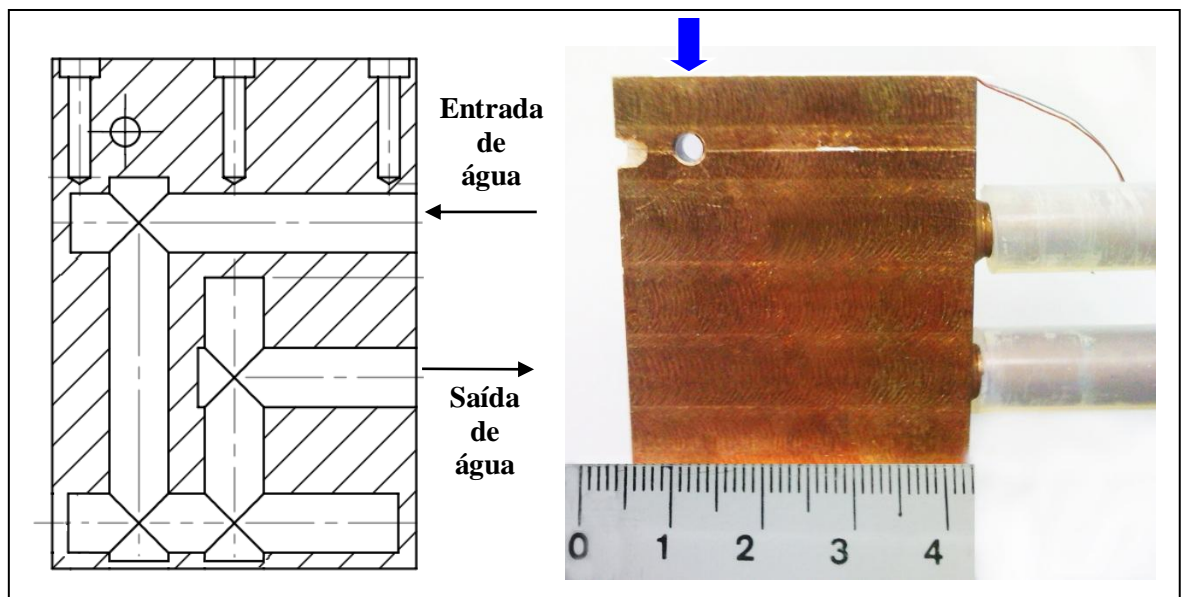


FIGURA 27: Segundo suporte de cobre utilizado para refrigeração do cristal. A seta azul indica o local onde foi aferida a temperatura.

4.2 Diodo laser

Para o bombeamento do cristal, foi utilizado um diodo laser da Apollo de 60 watts de potência de saída com fonte Newport, modelo 5600, com emissão não polarizada, acoplado a uma fibra óptica de 200 μm de diâmetro.

Na FIG.28 é mostrada a curva de potência de saída em função da corrente aplicada nesse diodo, e na FIG.29 é mostrado o seu espectro de emissão quando se encontra à temperatura de 24 °C, que foi obtido por meio de um espectrômetro da *Ocean Optics*, que captura a luz emitida por meio de uma fibra óptica e projeta-a em uma grade de difração, e então a luz emitida da grade é refletida para uma câmera CCD, dentro do espectrômetro, e a imagem é analisada no software do equipamento.

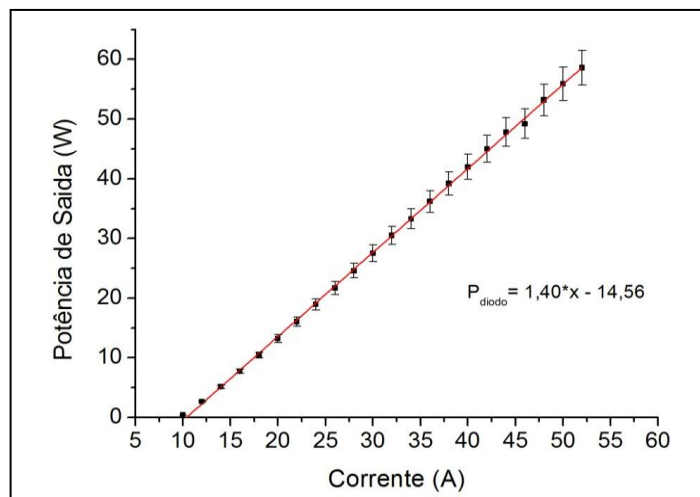


FIGURA 28: Curva da potência de saída do diodo laser em função da corrente aplicada. A fórmula é a equação de ajuste para os pontos da potência de saída (reta vermelha).

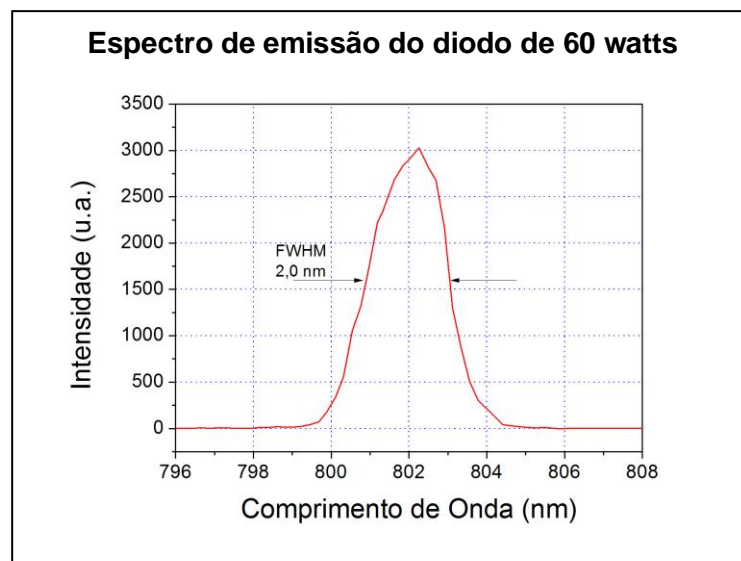


FIGURA 29: Espectro de emissão do diodo laser de 60 watts quando operado com uma corrente de 38 A e a uma temperatura de 24 °C.

A temperatura de operação do diodo laser é um parâmetro muito importante, pois a variação dela desloca seu espectro de emissão, possibilitando assim uma melhor sobreposição da região de interesse da emissão do diodo e da absorção do cristal.

Um resfriador à água da Neslab Thermo Scientific, modelo Thermo Flex 1400, foi utilizado para a refrigeração do diodo. A temperatura da água em circulação foi mantida à 17 °C e sob pressão de 35 psi.

Visando minimizar os efeitos da forte lente térmica, o cristal foi bombeando em 802,3 nm. Este comprimento de absorção é deslocado do centro do pico de absorção do cristal de Nd:YAG (808,5 nm) (FIG.24), promovendo assim, uma melhor distribuição de calor dentro do cristal.

4.3 Cristal não linear

A emissão azul nos três ressonadores (linear, L e anel) foi produzida utilizando-se a geração de segundo harmônico intracavidade a partir de cristais não lineares de LBO (triborato de lítio - *lithium triborate*) do tipo 1 (o+o→e) com dimensões 3 mm X 3 mm X 10 mm e 3 mm X 3 mm X 15 mm da Castech. Esses cristais tinham filmes AR nas faces polidas, para as faixas de comprimentos de onda entre 908 - 912 nm e entre 454 - 456 nm.

Na FIG.30 é mostrado um cristal não linear utilizado e um desenho esquemático do sentido de rotação desse cristal para uma determinada polarização do laser incidente. O ponto no início da seta indica o eixo de rotação para o casamento de fase (*phase-matching*), que no caso do LBO deve ser paralelo à polarização do laser no comprimento onda no fundamental.

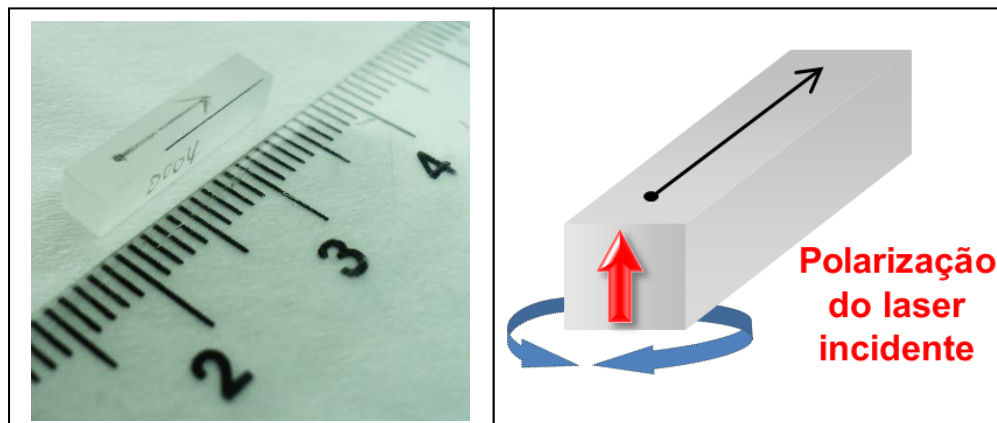


FIGURA 30: Cristal não linear de LBO utilizado para a geração de segundo harmônico. A seta azul indica o sentido de rotação desse cristal.

4.4 Ressonadores laser

Em um estudo teórico sobre o acoplamento ideal para geração de segundo harmônico intracavidade, feito por Polloni e Svelto (1968), mostrou que é possível obter a mesma potência de saída do infravermelho no azul, para sistemas laser de 3 e 4 níveis, e que existe um acoplamento ótimo tanto para o cristal não linear quanto para o meio ativo [17].

Portanto, primeiramente foi feito um estudo para se obter o melhor acoplamento entre o modo de bombeio e o modo laser.

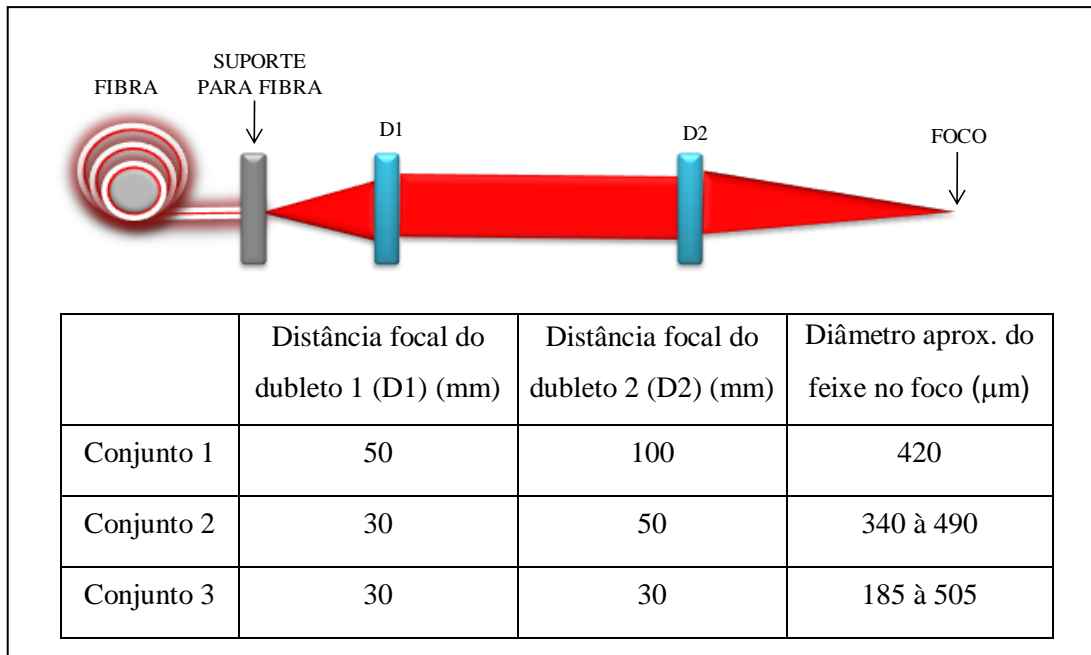
4.4.1 Ressonador na configuração linear com emissão em 946 nm

A potência máxima de saída no infravermelho foi estudada utilizando-se diferentes diâmetros de bombeio.

Então, a emissão no comprimento de onda fundamental, 946 nm, foi estudada utilizando-se um ressonador linear de 1,7 cm de comprimento composto por espelhos de entrada com raios de curvatura diferentes (50 mm, 100 mm e 300 mm) e um espelho plano de saída com 7,3% de transmissão. A seleção da transmissão desse espelho foi escolhida baseada nos trabalhos feitos por Rui Zhou *et al.* (2005, 2006) que reportaram, em 946 nm, as maiores potências laser de saída (15 W e 8,3 W), utilizando um espelho de saída com transmissão de 5 % [6] e [37].

Para o bombeamento do cristal, foram selecionados 3 pares de dubletos com distâncias focais diferentes (TAB.4), e o diâmetro do feixe foi aferido no foco após o dubleto D2, por uma câmera CCD da Newport, modelo LBP Series. A imagem que câmera captava foi projetada na tela do computador e analisada pelo software da câmera.

TABELA 4: Diâmetros do feixe de bombeio



No conjunto 1, a utilização do duplete com 50 mm de distância focal limitou a variação do diâmetro do feixe no foco, pois qualquer deslocamento no primeiro duplete ocasionaria uma parcial oclusão do feixe de bombeamento.

Utilizando o programa LASCAD, a cintura do feixe laser dentro do ressonador pôde ser estimada. O espelho de entrada com raio de curvatura (RC) de 50 mm produziu uma cintura de feixe laser de 140 μm de diâmetro, o espelho com 100 mm de raio de curvatura produziu um feixe com diâmetro de 160 μm , e o espelho com 300 mm produziu um diâmetro de 200 μm .

Então, depois de estabelecido o espelho que produzia o melhor acoplamento entre a cintura do feixe laser e cintura de bombeio, a estabilidade da potência de saída do ressonador foi verificada, para a emissão em azul, em função da potência absorvida, em diferentes ressonadores: linear, L e anel.

4.4.2 Ressonador na configuração linear com emissão em 473 nm

Na FIG.31 é mostrada a foto do ressonador, composto pelo espelho de entrada com raio de curvatura de 100 mm e um espelho plano de saída com filme altamente refletor (*high-reflection coating* - HR) em 946 nm (HR@946nm) e com, aproximadamente, 90 % de transmissão no comprimento de onda de 473 nm.

Uma vez que esse espelho de saída continha uma parcial reflexão na região do comprimento de onda do bombeamento (aproximadamente 2%), houve a necessidade da inserção de uma placa de alumínio com um orifício de 1,5 mm de diâmetro, após o cristal de Nd:YAG na região do feixe laser (FIG.31), para impedir que o bombeamento refletido evaporasse o índio sobre a face laser do cristal, bloqueando a saída do feixe laser.

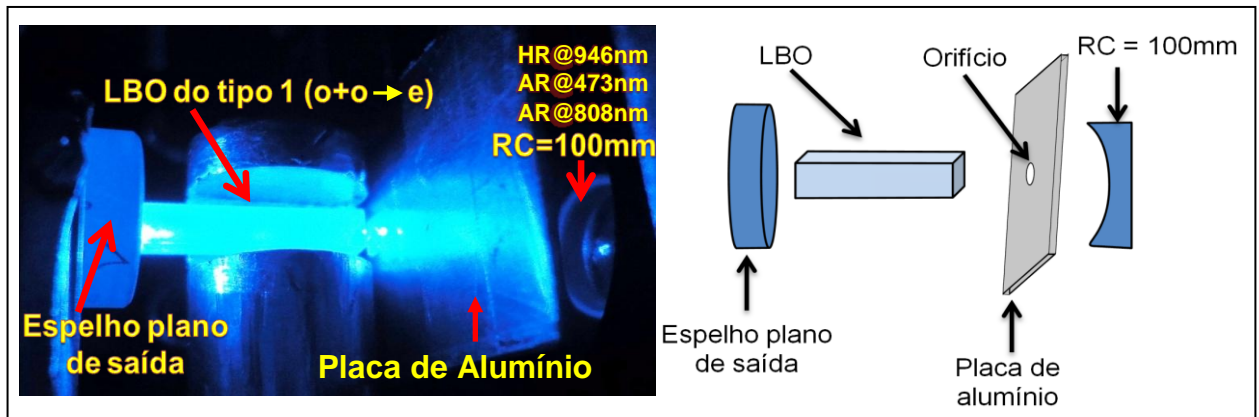


FIGURA 31: Arranjo do ressonador na configuração linear. Ao lado um esquema da foto.

Com a inserção do cristal não linear intracavidade, o ressonador foi aumentado para 3,5 cm e 4,0 cm de comprimento, quando utilizado o LBO de 10 mm e 15 mm de comprimento, respectivamente.

Não foi possível se obter uma potência de saída azul estável, porque a condição de focalização no cristal não linear não é ótima, ou seja, a variação da lente térmica no cristal de Nd:YAG altera, fortemente, a posição do foco no cristal não linear.

Então foi desenvolvido o ressonador em L, onde foi possível formar duas cinturas de feixe laser diferentes.

4.4.3 Ressonador na configuração em L com emissão em 473 nm

Para esse ressonador foram feitas simulações no programa LASCAD, tomando-se o devido cuidado para manter, no cristal de Nd:YAG, a melhor relação obtida entre os feixes de bombeio e laser.

Este ressonador é composto por três espelhos curvos (FIG.32), um com raio de curvatura de 300 mm (E1) e dois com 50 mm (E2 e E3). A curva de estabilidade desse ressonador é mostrada na FIG.33.

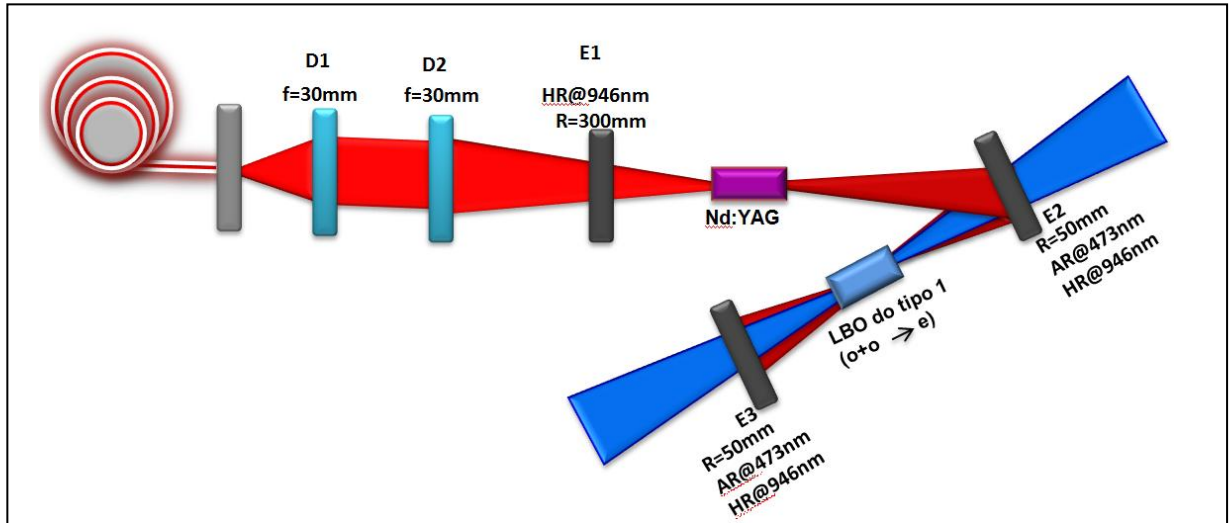


FIGURA 32: Esquema do arranjo do ressonador na configuração em L. E1, E2 e E3 são os espelhos com raios de curvatura de 300 mm, 50 mm e 50 mm, respectivamente.

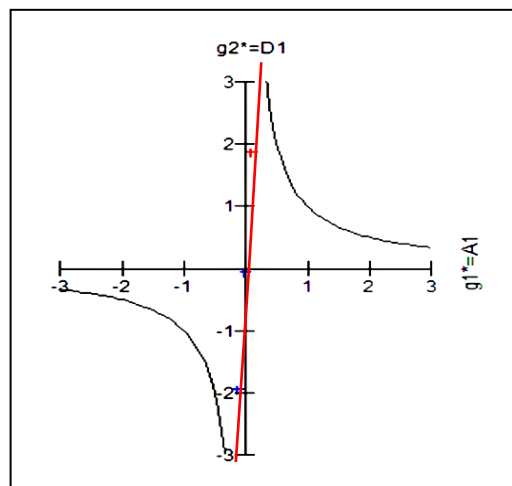


FIGURA 33: Diagrama de estabilidade. A linha vermelha mostra o comportamento do ressonador em função da lente térmica criada pelo cristal de Nd:YAG.

Neste tipo de ressonador é possível formar duas cinturas de feixe laser; uma para que se tenha um alto ganho no Nd:YAG e outra para uma eficiente dobra de frequência no cristal não linear.

Entretanto, não foi possível se obter uma potência de saída azul estável, porque embora separados, os focos ainda estão fortemente ligados, ou seja, com variação da lente térmica no Nd:YAG, o foco no cristal não linear muda de posição e a eficiência da geração de segundo harmônico diminui.

Então foi desenvolvido um ressonador mais estável (ressonador em anel), que também é possível formar duas cinturas de feixe laser, mas, neste caso, mesmo com a

variação da lente térmica no cristal de Nd:YAG, a posição do foco, no cristal não linear, não muda de posição.

4.4.4 Ressonador na configuração em anel com emissão em 946 nm

Nos ressonadores anteriores a onda do laser intracavidade é estacionária, e nos nós da onda, não tem emissão estimulada. Isso cria o que chamamos de *spatial hole burning*, que se localiza nos nós das ondas estacionárias que estão dentro do meio ativo. Nesses pontos não há inversão de população e, portanto podem contribuir para que outras frequências, que não tenham nós nesses locais, oscilem. Por este motivo, várias frequências axiais oscilam nos ressonadores de onda estacionaria [25].

No ressonador em anel a onda é viajante, ou seja, a onda varre periodicamente o meio de ganho e explora toda inversão de população. Como o mesmo modo axial sempre viaja em ambas as direções, sentido horário e sentido anti-horário, existem exatamente duas frequências de oscilação neste tipo de ressonador [25].

Para o desenvolvimento do ressonador em anel (FIG.34), assim como nos anteriores, foram feitas simulações, tomando-se o devido cuidado para manter a melhor relação obtida entre os feixes de bombeio e laser, no cristal de Nd:YAG.

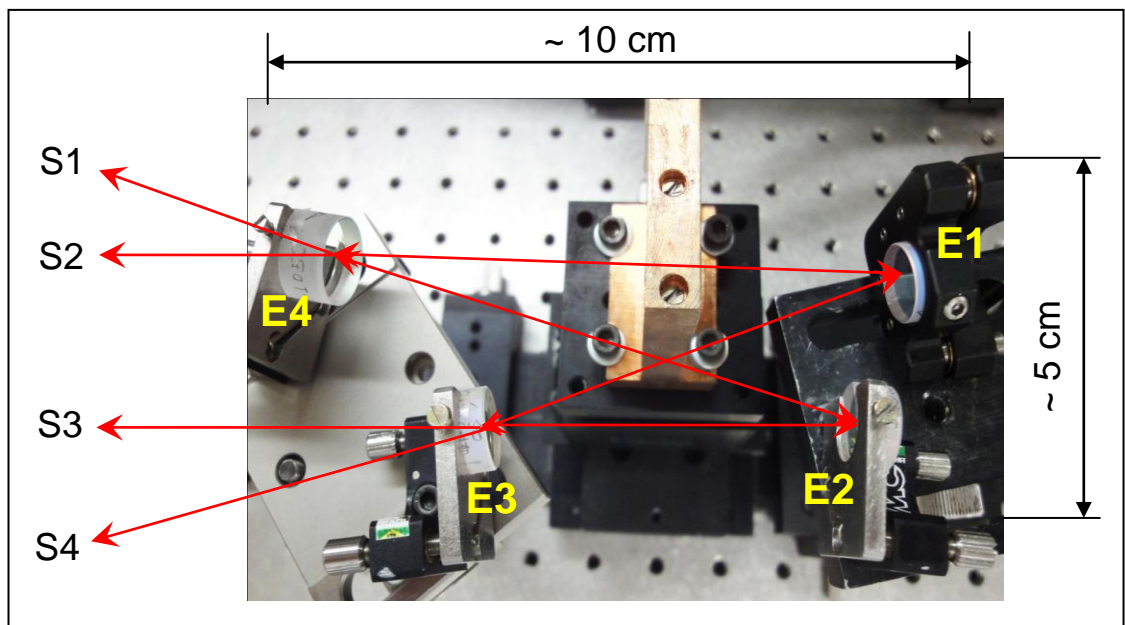


FIGURA 34: Arranjo do ressonador na configuração em anel. Algumas das saídas do feixe laser estão representadas pela S e enumeradas de 1 a 4. As setas vermelhas representam o caminho que o feixe laser faz dentro e fora do ressonador.

Esse ressonador é composto por dois espelhos planos (E1 e E4) e dois curvos (E3 e E2) com raios de curvatura de 50 mm cada. As dimensões desse ressonador são de aproximadamente 10 cm X 5 cm. Todos os espelhos tinham filme altamente refletor e antirrefletor: HR@946nm/AR@473nm@808nm. O caminho óptico total desse ressonador é de 32,1 cm, aproximadamente.

Posteriormente, foram adicionados uma *janela de Brewster* e uma *placa de $\lambda/2$* , intracavidade, a fim de se obter uma emissão polarizada paralelamente ao plano de propagação do feixe laser (horizontal) (FIG.35).

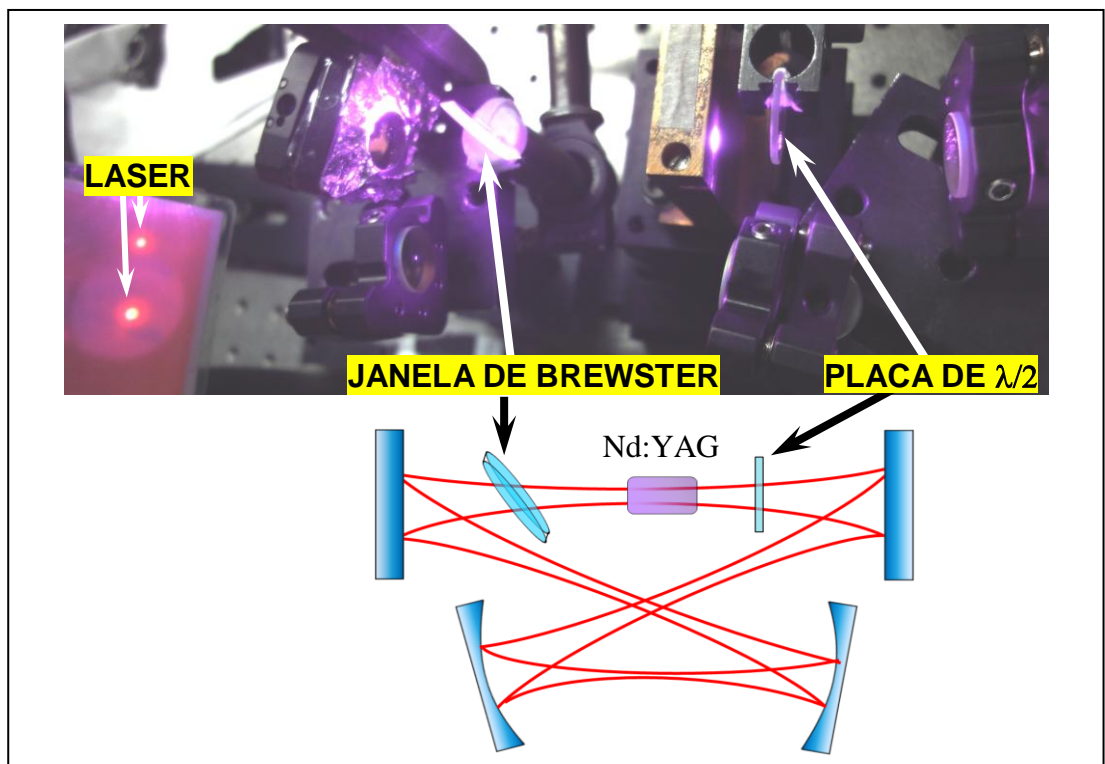


FIGURA 35: Ressonador na configuração em anel com emissão laser linearmente polarizada. As linhas vermelhas representam o trajeto que o feixe laser faz dentro do ressonador.

Na FIG. 36 são apresentadas algumas informações do ressonador em anel.

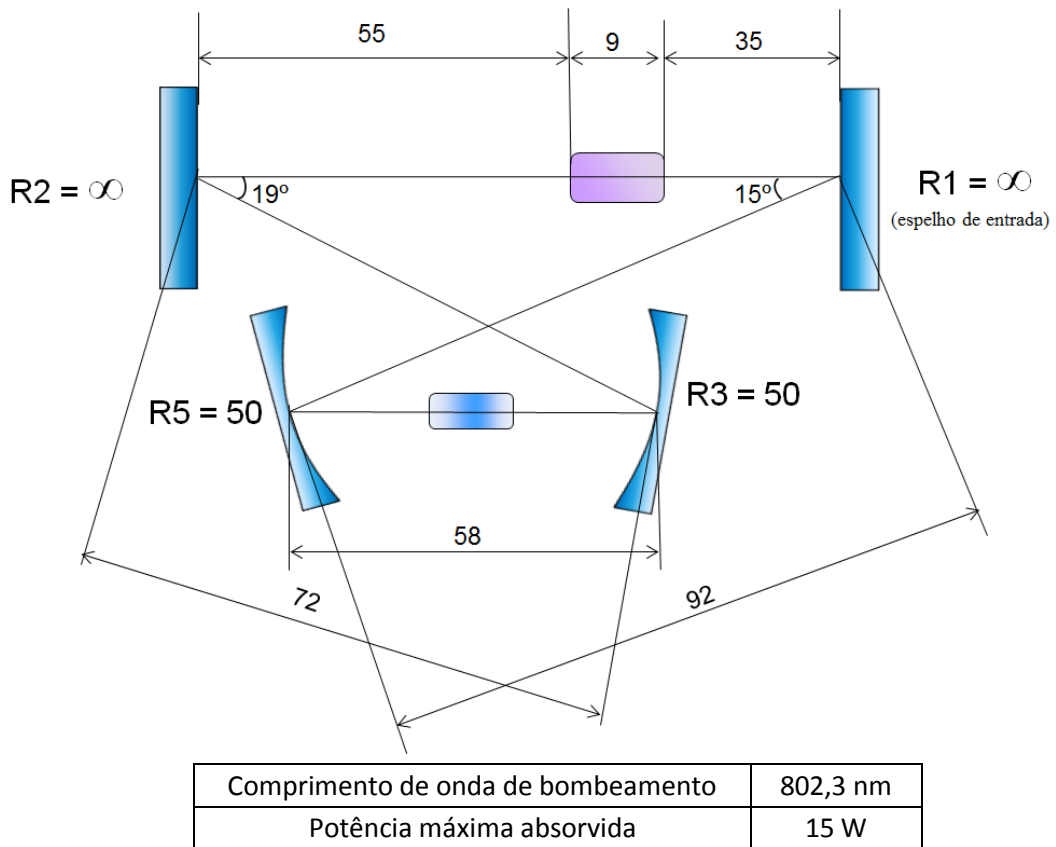


FIGURA 36: Dimensões em milímetros do ressonador em anel.

4.4.5 Ressonador na configuração em anel com emissão em 473 nm

Após a polarização do laser, a emissão azul foi obtida inserindo-se um cristal não linear LBO do tipo 1 com dimensões de 3 mm X 3 mm X 10 mm, intracavidade (FIG.37)

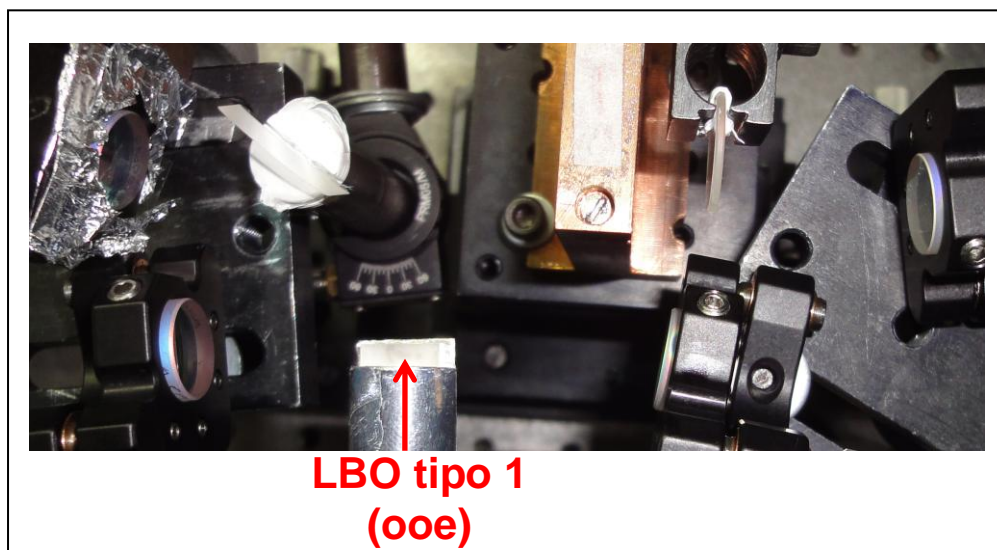


FIGURA 37: Ressonador na configuração em anel com emissão no comprimento de onda de 473 nm.

5. RESULTADOS E DISCUSSÃO

5.1 Ressonador na configuração linear com emissão em 946 nm

Utilizando o ressonador linear simples de 1,7 cm de comprimento, o conjunto de duplete 1 (diâmetro de bombeio de $420\mu\text{m}$) e o espelho com 100 mm com raio de curvatura, foi obtida, uma potência máxima laser de saída de $(3,20 \pm 0,08)$ W contínua (cw) em 946 nm para $(19,65 \pm 0,50)$ W de potência absorvida, e a eficiência (*slope efficiency*) foi de 23% (FIG.38).

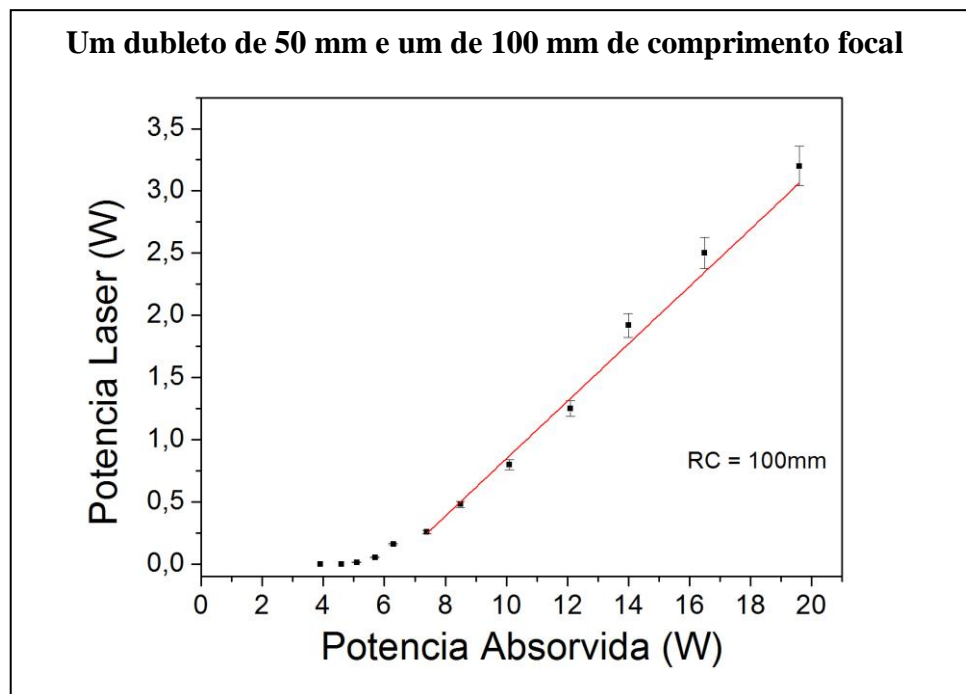


FIGURA 38: Potência de saída com emissão em 946 nm no ressonador linear utilizando um duplete de 50 mm e um de 100 mm de raio de curvatura. A incerteza dessas medidas é $\pm 2,5\%$.

Utilizando o conjunto de duplete 2 (faixa de diâmetro de bombeio de $340\mu\text{m}$ à $490\mu\text{m}$) e o espelho com 100 mm de raio de curvatura, foi obtida, uma potência máxima laser de saída de $(5,6 \pm 0,1)$ W cw em 946 nm, para $(19,65 \pm 0,50)$ W de potência absorvida, resultando em uma eficiência de 34% (FIG.39). Esse resultado foi obtido para um diâmetro de bombeio de $340\mu\text{m}$.

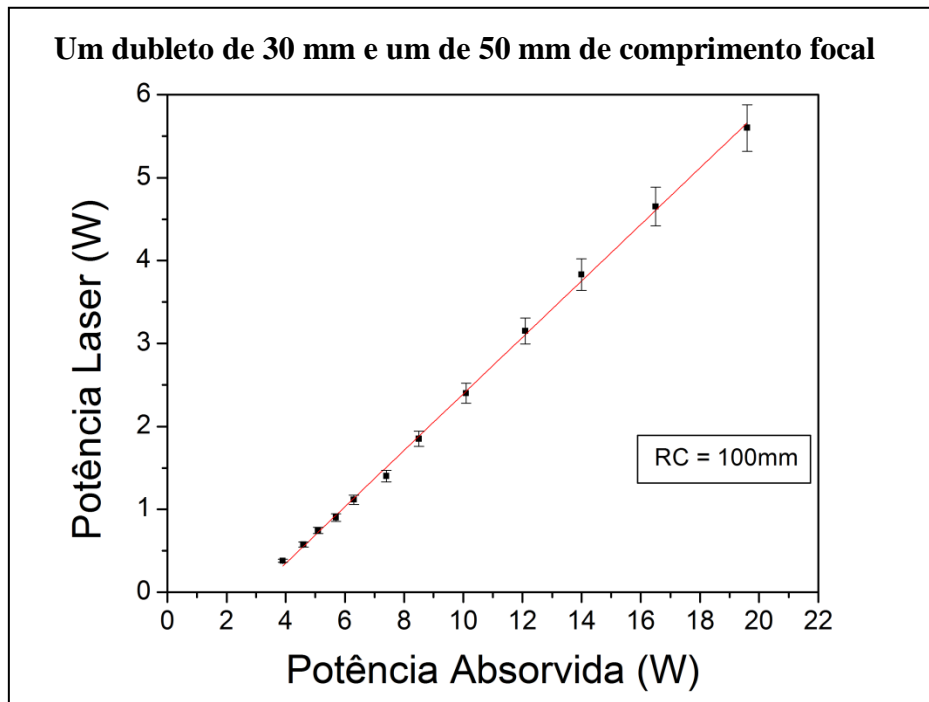


FIGURA 39: Potência de saída com emissão em 946 nm no ressonador linear utilizando um dubleto de 30 mm e um de 50 mm de raio de curvatura. A incerteza dessas medidas é $\pm 2,5\%$.

E por fim, utilizando o conjunto de dubleto 3 (faixa de diâmetro de bombeio de $185 \mu\text{m}$ à $505 \mu\text{m}$) e o mesmo espelho ($RC = 100 \text{ mm}$), foi obtida uma potência máxima laser de saída de $(6,75 \pm 0,20) \text{ W}$ cw em 946 nm para $(17,65 \pm 0,40) \text{ W}$ de potência absorvida, resultando em uma eficiência de 48%, que, ao nosso conhecimento, é mais alta eficiência reportada até hoje, para potências incidentes acima de 20 W (FIG.40). Esse resultado foi obtido para um diâmetro de bombeio de $234 \mu\text{m}$.

Utilizando o mesmo conjunto de dubleto e trocando apenas o espelho de entrada por um com raio de curvatura de 50 mm, obteve-se uma potência máxima laser de saída de $(6,3 \pm 0,2) \text{ W}$, e com o espelho de 300 mm, $(5,9 \pm 0,1) \text{ W}$ (FIG.40).

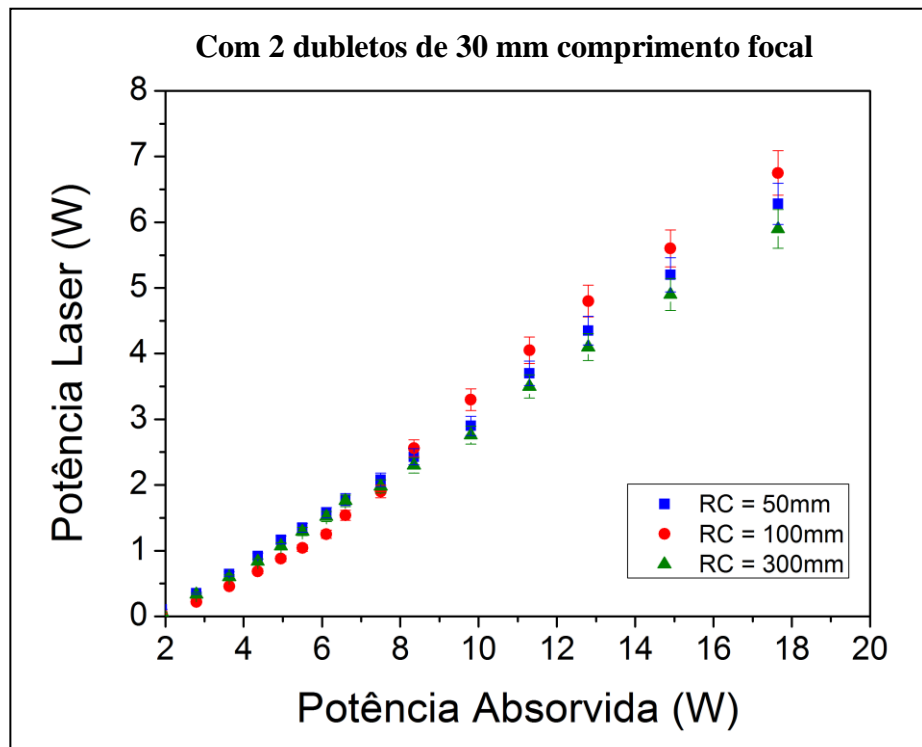


FIGURA 40: Potência de saída com emissão em 946 nm no ressonador linear utilizando dois dubletos de 30 mm de comprimento focal antes dos espelhos de entrada com RC de 50 mm, 100 mm e 300 mm. A incerteza dessas medidas é $\pm 2,5\%$.

Esses resultados foram obtidas quando a ponta fibra do bombeamento estava no foco do dubleto 1.

Diante disso, a melhor relação encontrada entre o modo laser e modo de bombeamento, foi de 1,46, ou seja, 234 μ m de diâmetro de feixe de bombeio e 160 μ m de diâmetro de feixe laser.

5.2 Ressonador na configuração linear com emissão em 473 nm

No comprimento de onda de 473 nm, obteve-se uma potência máxima azul de saída de (230 ± 2) mW utilizando o LBO de 15 mm de comprimento, e quando utilizado o LBO de 10 mm de comprimento, a potência máxima azul de saída foi de (212 ± 2) mW (circuladas em verde), ambos os resultados para a mesma potência absorvida de $(11,3 \pm 0,3)$ W (FIG.41).

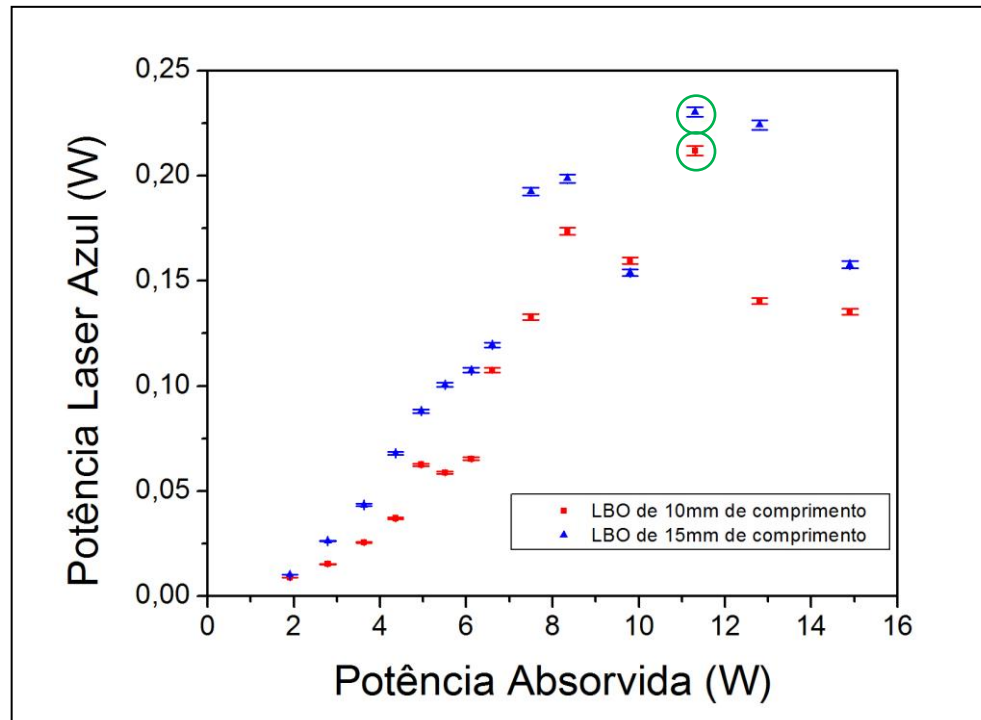


FIGURA 41: Potência de saída com emissão em 473 nm no ressonador linear. Os círculos verdes mostram as máximas potências de saída. A incerteza dessas medidas é $\pm 1\%$.

Essa instabilidade na potência de saída azul demonstrou que a condição de focalização no cristal não linear não é ótima no ressonador na configuração linear. Adicionalmente, verificou-se que a lente térmica do cristal de Nd:YAG acentuou ainda mais essa instabilidade para potências absorvidas maiores que $(7,0 \pm 0,2)$ W, aproximadamente.

5.3 Ressonador na configuração em L com emissão em 473 nm

Esperavam-se melhores resultados, pois esse tipo de ressonador é mais apropriado para a emissão em azul, em relação ao anterior, porque nele é possível produzir dois focos com dimensões diferentes: um para que se tenha um alto ganho no cristal de Nd:YAG, e outro para se obter a máxima eficiência de dobra de frequência no cristal não linear. No entanto, nesse tipo de arranjo os focos estão fortemente ligados, ou seja, com variação da lente térmica no cristal de Nd:YAG ocorre a mudança da posição do foco no cristal não linear.

Com esse ressonador foi obtido uma potência laser máxima azul de (218 ± 2) mW, que foi próximo do valor obtido no ressonador linear. Adicionalmente, esse

ressonador mostrou-se mais estável (FIG.42) que o anterior, no entanto ainda assim é instável para potências absorvidas maiores que $(12,0 \pm 0,3)$ W.

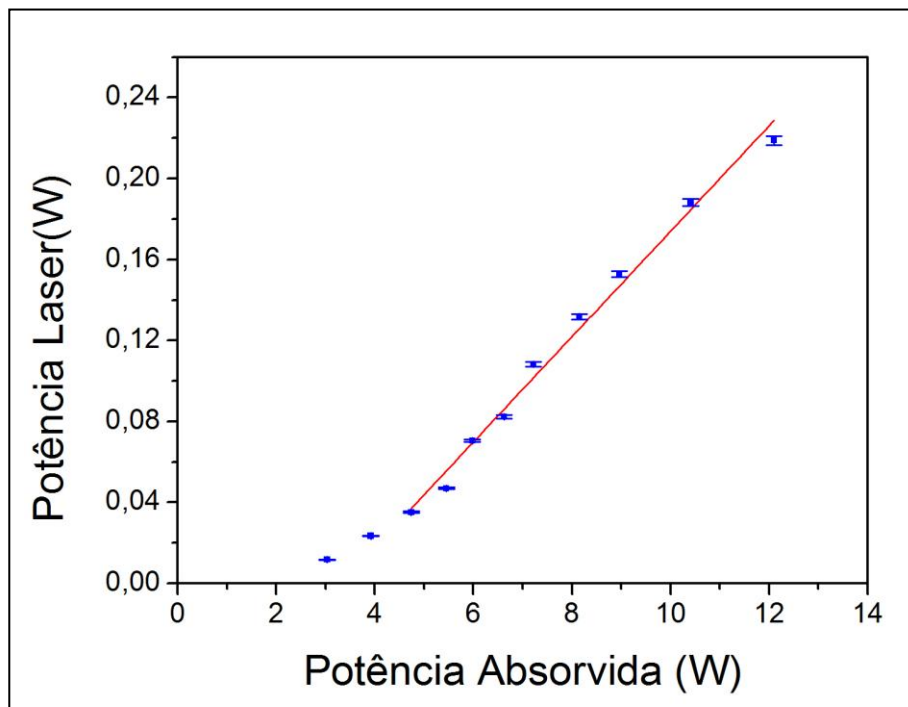


FIGURA 42: Potência de saída com emissão em 473 nm na cavidade em L. A incerteza dessas medidas é $\pm 1\%$.

Pôde-se constatar que ter focos com dimensões apropriadas para cada tipo de cristal (Nd:YAG e LBO) melhora a estabilidade da potência de saída azul, no entanto devido à forte lente térmica no cristal de Nd:YAG o foco no cristal não linear mudava de posição, desestabilizando o ressonador.

5.4 Ressonador na configuração em anel

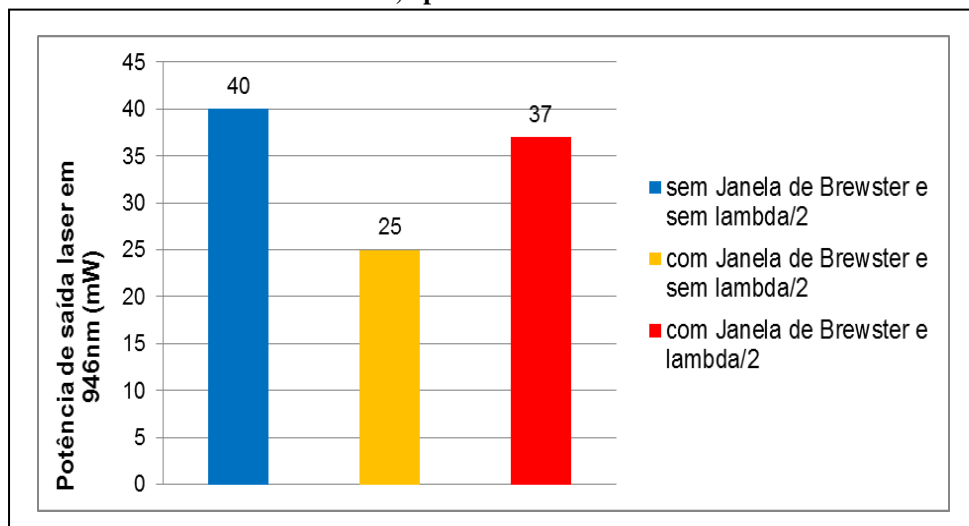
Diferentemente do ressonador na configuração em L, no ressonador em anel os focos não estão mais fortemente ligados, pois esse tipo de ressonador é simétrico, ou seja, o caminho óptico do feixe laser que emerge do Nd:YAG, por ambas as faces laser, tem o mesmo comprimento. Nesse tipo de ressonador, mesmo com a geração da lente térmica no cristal de Nd:YAG, o problema do deslocamento da posição do foco, no cristal não linear, não ocorre.

No gráfico abaixo é mostrado a variação da potência de saída laser no comprimento de onda 946 nm, antes e depois da inserção dos componentes ópticos para obter a emissão preferencialmente polarizada na horizontal (polarização linear).

Primeiramente, fixou-se uma potência absorvida e depois foram inseridos os componentes, um de cada vez.

A janela de Brewster, depois do cristal de Nd:YAG, polarizou linearmente o laser intracavidade, inserindo perdas para as componentes verticais. Isso pôde ser verificado pelo decréscimo da potência laser de saída. Ao colocar a placa de $\lambda/2$, antes do cristal de Nd:YAG, com o eixo rápido alinhado com a janela de Brewster, os dois sentidos de oscilação do laser intracavidade (sentido horário e anti-horário) ficaram igualmente polarizados, e a potência de saída praticamente retornou ao valor inicial, devido ao ganho proporcionado para a polarização de interesse.

GRÁFICO 1: Potências laser de saída no comprimento de onda 946 nm com 6 W de potência absorvida, aproximadamente.



Contrariamente ao esperado, inserindo-se o cristal não linear, a potência laser azul máxima de saída foi de $(2,00 \pm 0,02)$ mW. A possível razão para isso deve-se ao fato de que ao inserimos o LBO, ele inseriu perdas para polarização horizontal, e como o cristal de Nd:YAG é birrefringente, a polarização do laser mudou para a polarização vertical. E nesta polarização não há dobra de frequência.

Isso pôde ser verificado quando colocamos o cristal não linear BiBO, que tem um coeficiente não linear maior que o LBO (portanto insere mais perdas intracavidade) e, neste caso, não houve a emissão laser azul, mas havia emissão laser no infravermelho, porém na polarização vertical.

4. CONCLUSÕES

Esse trabalho mostrou o desenvolvimento de um laser contínuo de Nd:YAG dobrado para emissão no comprimento de onda de 473 nm. Em todos ressonadores utilizados foram otimizadas as potências de saída laser no comprimento de onda de 946 nm e no 473 nm. Adicionalmente, foi testada, a estabilidade da potência de saída laser no comprimento de onda de 473 nm nos ressonadores do tipo linear, L e anel.

Embora ainda não se tenha concebido um ressonador estável com emissão no azul, no ressonador do tipo linear, com emissão no comprimento de onda de 946 nm, este trabalho demonstrou uma eficiência recorde de 48%, com potência laser máxima de saída de $(6,75 \pm 0,20)$ W.

Neste trabalho, o ressonador do tipo linear demonstrou-se o menos apropriado para uma emissão azul estável, ficando extremamente instável para potências absorvidas maiores que $(7,0 \pm 0,2)$ W, aproximadamente, devido à condição de focalização no cristal não linear não ser ótima. O ressonador do tipo L deveria se apresentar mais estável, mas também demonstrou-se instável para potências absorvidas maiores que $(12,0 \pm 0,3)$ W, devido à forte lente térmica no cristal de Nd:YAG e à mudança da posição do foco no cristal não linear.

Neste trabalho, no ressonador em anel, pôde ser verificado o comportamento entre as potências laser de saída polarizada em um e dois sentidos de giro do laser, mas infelizmente, para a emissão no azul, esse ressonador apresentou-se ainda ineficiente devido à oscilação frequências nos dois sentidos, como também o fato de que a alta sensibilidade no alinhamento dos espelhos e suas posições, podem ter influenciado, fortemente, na estabilidade do ressonador, obtendo-se apenas $(2,00 \pm 0,02)$ mW de potência em 473 nm.

Conforme literatura apresentada neste trabalho, o ressonador do tipo anel é mais promissor para alcançar o objetivo proposto, então para torná-lo mais estável para a emissão no comprimento de onda de 473 nm, poderiam ser aumentados os comprimentos dos braços do ressonador em anel, a fim de inserir um cristal TGG (composto de térbio e gálio) para eliminar um dos sentidos de oscilação das frequências laser intracavidade. E por fim, para a aplicação no bombeamento do cristal de Ti:Safira, inserir um etalon para fazer o laser em única frequência.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

-
- 1 TANAKA, U; BIZE, S.; TANNER, C. E.; DRULLINGER, R. E.; DIDDAMS, S. A.; HOLLBERG, L.; ITANO, W. M.; WINELANDAND, D. J.; BERGQUIST, J. C. The $^{199}\text{Hg}^+$ single ion optical clock: recent progress. **Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics**, v. 36, n. 3, p.545, 2003.
 - 2 WILPERS G.; BINNEWIES, T.; DEGENHARDT, C.; STERR, U.; HELMCKE, J.; RIEHLE, F. Optical Clock with Ultracold Neutral Atoms. **Physical Review Letters**, v. 89, n.23, p.230801, 2002.
 - 3 UDEM, T; REICHERT, J; HOLZWARTH, R; W. HANSCH, T. Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser. **Optics Letter**, v.24, n.13, p.881-883, 1999.
 - 4 MORGNER, U; ELL, R; METZLER, G; SCHIBLI, T. R; KARTNER, F. X; FUJIMOTO, J. G; HAUS, H. A; IPPEN, E. P. Nonlinear optics with phase-controlled pulses in the sub-two-cycle regime, **Physical Review Letters**, v.86, n.24, p.5462- 5465, 2001.
 - 5 FAN, T. Y.; BYER, R. L. Continuous-wave operation of a room-temperature, diode-laser-pumped, 946-nm Nd:YAG laser. **Optics Letters**, v.12, n.10, p.809-811, 1987.
 - 6 ZHOU, R.; LI, E.; LI, H., WANG, P.; YAO, J. Continuous-wave, 15.2 W diode-end-pumped Nd:YAG laser operating at 946 nm, **Optics Letters**, v.31, n.12, p.1869-1871, 2006.
 - 7 JIA, F.;XUE, Q. ZHENG, Q.;YI-KUN, B.;LONG-SHENG, Q. 2.41 W compact efficient CW blue light generation by intra-cavity frequency doubling of a compact Nd:YAG laser. **Optics & Laser Technology**, v. 39, n.5, JULY, p. 1081-1083, 2007.
 - 8 LÜ, Y.F.;YIN, X.D.;XIA, J.;WANG R.G.;WANG, D. Efficient continuous-wave intracavity frequency-doubled Nd:YAG-LBO blue laser at 473 nm under diode pumping directly into the emitting level. **Laser Physics Letters**, v.7, n.1, p.25–28, 2010.
 - 9 SIEGMAN, A.E.; SASNETT, M.W.; JOHNSTON, T.F., JR. Choice of clip levels for beam width measurements using knife-edge techniques. **Journal Quantum Electron**, v. 27, n. 4, p. 1098-1104, 1991.
 - 10 WANG, Y.;LIU, J.;LIU Q.;LI Y.;ZHANG K. Stable continuous-wave single-frequency Nd:YAG blue laser at 473 nm considering the influence of the energy-transfer upconversion. **Optics Express**, v.18, n.12, p.12044-12051, 2010.

-
- 11 Disponível em:
<http://www.photonic-products.com/products/sanyo_violet_laser_diodes/sanyo_violet_blue.html> Acesso em: 19 de julho 2010.
- 12 KOYAMA, F. VECSEL photonic-advances and new challenges. **IEICE Electronics Express**, v.6, n.11, p.651-672, 2009.
- 13 TROPPER, A. C.; FOREMAN, H. D.; GARNACHE, A.; WILCOX, K. G.; HOOGLAND, S. H. Vertical-external-cavity semiconductor lasers. **Journal of Physics D: Applied Physics**. v.37, n.9, R75, 2004.
- 14 TROPPER, A. C.; CARTER, J. N.; LAUDER, R. D. T.; HANNA, D. C.; DAVEY, S. T.; SZEBESTA, D. Analysis of blue and red laser performance of the infrared-pumped praseodymium-doped fluoride fiber laser. **Journal of the Optical Society of America B**. v.11, n.5, p.886-893, 1994.
- 15 Disponível em:
<<http://www.cvimellesgriot.com/Products/Blue-442-nm-Small-Frame-Unpolarized-Helium-Cadmium-Laser-Systems.aspx>> Acesso em: 19 de julho de 2010.
- 16 Disponível em: <http://www.rp-photonics.com/blue_lasers.html>
Acesso em: 19 de julho de 2010.
- 17 POLLONI, R.; SVELTO, O. Optimum coupling for intracavity second harmonic generation. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v.4, n.9, p528-530, 1968.
- 18 KOECHNER, W. **Solid-State Laser Engineering**. 6^aed, New York, Springer, 2006.
- 19 EISBERG, R.; RESNICK, R. **Física quântica: átomos, moléculas, sólidos, núcleos e partículas**. 2^aed. Rio de Janeiro: Editora Campus, 1983.
- 20 SILFVAST, W.T. **Laser Fundamentals**. Cambridge, New York, NY, Cambridge University Press, 1996.
- 21 SVELTO, O. **Principles of Lasers**. 5^a Edition, Springer, 2010.
- 22 MAGNI, V. Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability. **Applied Optics**, v.25, n.1, p.107-117, 1986.
- 23 BOYD, R. **Nonlinear Optics**. [S.I.]: Academic Press, 1992.

-
- 24 CAMARGO, F. C. **Lasers de frequência única de Nd:YLF e Nd:YVO4 na região do vermelho**. 2010. Tese (Doutorado) - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- 25 KOECHNER, W.; BASS, M. **Solid-State Lasers: A Graduate Text**. New York, NY, Springer, 2003.
- 26 WEBER, H; HODGSON, N. **Laser Resonator and Beam Propagation Fundamentals: Fundamentals, Advanced Concepts and Applications**. Springer, 2005.
- 27 HALLIDAY, DAVID; RESNICK, R; WALKER, J. **Fundamentals of Physics Extended**, 8th Edition, Wiley, 2007.
- 28 HECHT, E. **Optics**. 4th Edition, Addison Wesley, San Francisco, 2002.
- 29 Disponível em: <http://refractiveindex.info/?group=GLASSES&material=F_SILICA>
Acessado em: 31 de agosto de 2010.
- 30 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, p.1605-1615, 1994.
- 31 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.
- 32 MURRAY, J.E. Pulsed Gain and Thermal Lensing of Nd – Liyf4. **IEEE Journal of Quantum Eletronics**, v.9, n.4, p,488-491, 1983.
- 33 WEBER, M. J. **Handbook of lasers science technology**. v1, Boca Raton, Flórida: CRC Press, 1982.
- 34 Disponível em: < http://www.casix.com/product/prod_cry_ndyvo4.html>
Acesso em: 20 de julho de 2010.
- 35 QUAN, Z.; YI, Y.; BIN, L.; KAI, Z.; YANG, L.; LING, Z. Experimental study of the generation of a blue laser by intracavity frequency doubling of a cw Nd:GdVO4 laser with lithium borate. **Applied. Optics**, v.48, n.16, JUN, p.2979-82, 2009.
- 36 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: 11 de julho de 2010.

-
- 37 ZHOU, RUI; ZHANG, TIELI; LI, ENBANG; DING, XIN; CAI, ZHIQIANG; ZHANG, BAIGANG; WEN, WUQI; WANG, PENG; YAO, JIANQUAN. 8.3 W diode-end-pumped continuous-wave Nd:YAG laser operating at 946-nm. **Optics Express**, v.13, n.25, p. 10115-10119, 2005.