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

**Ressonadores dinamicamente estáveis de com meio ativo birrefringente
de Nd:YAG**

ALLAN BERECKZI

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

**Orientador:
Prof. Dr. Niklaus Ursus Wetter**

**São Paulo
2021**

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

**Ressonadores dinamicamente estáveis de com meio ativo birrefringente
de Nd:YAG**

Versão Corrigida

Versão Original disponível no IPEN

ALLAN BERECKZKI

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

**Orientador:
Prof. Dr. Niklaus Ursus Wetter**

**São Paulo
2021**

Fonte de Financiamento: CAPES

Autorizo a reprodução e divulgação total ou parcial deste trabalho, para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte.

Como citar:

BERECZKI, A. **Ressonadores dinamicamente estáveis de com meio ativo birrefringente de Nd:YAG**. 2021. 123 f. Tese (Doutorado em Tecnologia Nuclear), Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN-CNEN, São Paulo. Disponível em: www.teses.usp.br; (data de consulta no formato: dd/mm/aaaa)

Ficha catalográfica elaborada pelo Sistema de geração automática da Biblioteca IPEN, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Bereczki, Allan
Ressonadores dinamicamente estáveis de com meio ativo
birrefringente de Nd:YAG / Allan Bereczki; orientador Niklaus
Ursus Wetter. -- São Paulo, 2021.
123 f.

Tese (Doutorado) - Programa de Pós-Graduação em Tecnologia
Nuclear (Materiais) -- Instituto de Pesquisas Energéticas e
Nucleares, São Paulo, 2021.

1. Ressonadores dinamicamente estáveis. 2. Nd:YAG. 3.
Ressonadores em anel. 4. Lasers em frequência única. 5.
Birrefringência termicamente induzida. I. Wetter, Niklaus
Ursus, orient. II. Título.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus, minha fonte de paz e sabedoria.

Ao Prof. Dr. Niklaus, por sua orientação e incentivo durante todos estes anos.

À minha amada esposa e filho que foram minhas maiores motivações.

A meus pais já falecidos por seu investimento em minha vida.

A todos meus colegas de laboratório.

Aos técnicos e funcionários do CLA.

Ao IPEN / CLA pela infraestrutura fornecida para o desenvolvimento de meu trabalho.

À CAPES pelo apoio financeiro.

RESUMO

BERECZKI, Allan. *Ressonadores dinamicamente estáveis de com meio ativo birrefringente de Nd:YAG*. 2021. 123 p. Tese (Doutorado em Tecnologia Nuclear) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares – IPEN-CNEN/SP. São Paulo.

Neste trabalho, que teve como objetivo o estudo do uso de meio ativo com birrefringência termicamente induzida (BIT) de Nd:YAG em ressonadores dinamicamente estáveis, foi proposto o desenvolvimento de um ressonador dinamicamente estável em anel de alta potência com a utilização de módulos laser bombeados lateralmente por diodos comerciais e com compensação de BIT, obtendo-se 55,6 W de potência na operação em frequência única com saída polarizada no modo contínuo. Esta potência, é a maior para lasers em frequência única de Nd:YAG em um único ressonador. Um cristal de triborato de lítio (LBO) foi inserido no ressonador para melhorar as características espectrais do laser por mecanismos de perdas não lineares sendo verificada a supressão dos modos longitudinais adjacentes ao modo principal, com um único pico de frequência com largura de 29 MHz. Este laser foi construído utilizando-se módulos laser comerciais possibilitando a obtenção de um sistema laser de alta potência com saída em frequência única com um baixo custo. Foram obtidos também outros ressonadores lineares com os módulos: Um laser com alta qualidade de feixe e potência de saída de 30 W contínuos e linearmente polarizado com $M^2=1,08$, com seu melhor fator de qualidade medido de 1,02 em 24,8 W, e utilizando-se dois módulos construiu-se um ressonador com e potência de saída de 76 W linearmente polarizados com $M^2=1,3$ e 1,1 e 100,5 W de potência com $M^2=1,7$ e 1,9 nas direções vertical e horizontal, respectivamente. As equações de Magni para os ressonadores dinamicamente estáveis lineares [1] foram aplicadas aos ressonadores com zonas conjuntas e novas expressões foram apresentadas. As equações para os ressonadores em anel de Silvestri et al. [2] foram aplicadas para os ressonadores em anel simétricos com um par de espelhos curvos e novas expressões foram apresentadas. Em especial, mostrou-se que a largura e a posição de seu intervalo de estabilidade podem ser ajustadas de maneira independente e contínua variando-se apenas as distâncias do ressonador.

Palavras-chave: Ressonadores dinamicamente estáveis. Nd:YAG. Ressonadores em anel. Lasers em frequência única. Birrefringência termicamente induzida

ABSTRACT

BERECZKI, Allan. *Dynamically stable resonators with Nd:YAG birefringent active medium*. 2021. 123 p. Thesis (Doutorado em Tecnologia Nuclear) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares – IPEN-CNEN/SP. São Paulo.

In this work, which aimed to study the use of the active medium of Nd:YAG with thermally induced birefringence in dynamically stable resonators, it was proposed the development of a high power dynamically stable ring resonator using commercial side pumped laser modules by diodes and with birefringence compensation, obtaining 55.6 W of power in single frequency operation with polarized output in continuous mode. This power is the highest for single-frequency Nd:YAG lasers in a single resonator to our knowledge. A lithium triborate (LBO) crystal was inserted in the resonator to improve the spectral characteristics of the laser by means of non-linear losses mechanisms, with the suppression of longitudinal modes adjacent to the main mode being verified with a single frequency peak with 29 MHz width. This laser was built using commercial laser modules, making it possible to obtain a low-cost single-frequency high power laser system. Other linear resonators were also obtained with the modules: A continuous and linearly polarized laser with high beam quality and output power of 30 W with $M^2 = 1.08$ was found, with measured quality factor of 1.02 at 24, 8 W, and using two modules, a resonator with 76 W linearly polarized output was built with $M^2 = 1.3$ and 1.1 and 100.5 W of power with $M^2 = 1.7$ and 1, 9 in vertical and horizontal directions, respectively. Magni's equations for dynamically stable linear resonators [1] were applied to resonators with joint zones and equations and new expressions were presented. The equations for ring resonators by Silvestri et al. [2] were applied to symmetric ring resonators with a pair of curved mirrors and new expressions were presented. In particular, it has been shown that the width and position of its stability range can be adjusted independently and continuously by varying only the distances from the resonator.

Keywords: Dynamically stable resonators. Nd:YAG. Ring resonators. Single frequency lasers. Thermally induced Birefringence

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

Termo	Descrição
CW	Onda contínua (<i>Continuous Wave</i>)
BIT	Birrefringência termicamente induzida
SSL	Laser de estado sólido (<i>solid state laser</i>)
DPSSL	Laser de estado sólido bombeado por diodo (<i>Diode-Pumped Solid-State Laser</i>)
LPSSL	Laser de estado sólido bombeado por lâmpada (<i>Lamp-Pumped Solid-State Laser</i>)
DSR	Ressonador dinamicamente estável (<i>Dynamically Stable Resonator</i>)
YAG	Granada de ítrio e alumínio
Nd:YAG	Granada de ítrio e alumínio dopada com neodímio
OPO	Oscilador paramétrico óptico
TEM	Modo eletromagnético transversal
TFP	Polarizador de filme fino (<i>Thin-Film Polarizer</i>)
GSH	Geração de segundo harmônico
GSF	Geração de soma de frequências
OC	Acoplador de saída (<i>output coupler</i>)
LBO	Triborato de lítio
KTP	Fosfato de titanil potássio
TGG	Granada de térbio-gálio
AR	Antirreflexo
HR	Alta refletividade (<i>high reflectivity</i>)
FSR	Faixa espectral livre (<i>free spectral range</i>)

SUMÁRIO

Página

1	INTRODUÇÃO	8
2	EMBASAMENTO TEÓRICO.....	11
2.1	<i>Nd:YAG.....</i>	<i>11</i>
2.2	<i>Geração de calor no meio ativo</i>	<i>13</i>
2.3	<i>Lente térmica</i>	<i>14</i>
2.4	<i>Birrefringência termicamente induzida e técnicas de compensação</i>	<i>16</i>
2.5	<i>Modos TEM</i>	<i>19</i>
2.6	<i>Fator de qualidade do feixe.....</i>	<i>19</i>
2.7	<i>Hole burning espacial</i>	<i>21</i>
2.8	<i>Ressonadores em anel</i>	<i>22</i>
2.9	<i>Ressonadores dinamicamente estáveis.....</i>	<i>29</i>
2.9.1	<i>Sensibilidade ao desalinhamento.....</i>	<i>39</i>
2.10	<i>Ressonadores dinamicamente estáveis com zonas conjuntas.....</i>	<i>41</i>
2.11	<i>Ressonadores dinamicamente estáveis em anel</i>	<i>41</i>
2.12	<i>Supressão de modos longitudinais por meio de perdas não lineares</i>	<i>44</i>
3	DESENVOLVIMENTO TEÓRICO.....	48
3.1	<i>Ressonadores com zonas conjuntas.....</i>	<i>48</i>
3.1.1	<i>Ressonadores com zonas conjuntas de inclinação positiva.....</i>	<i>49</i>
3.1.2	<i>Ressonadores com zonas conjuntas de inclinação negativa</i>	<i>52</i>
3.2	<i>Ressonadores em anel simétricos com um par de espelhos curvos.....</i>	<i>54</i>
3.2.1	<i>Modelagem numérica do ressonador</i>	<i>55</i>
3.2.2	<i>Modelagem teórica do ressonador em anel.....</i>	<i>59</i>
3.2.2.1	<i>Caso de um bastão focalizador</i>	<i>59</i>
3.2.2.2	<i>Caso de 2 bastões focalizadores</i>	<i>66</i>
3.2.3	<i>Compensação da birrefringência</i>	<i>69</i>

4	DESENVOLVIMENTO EXPERIMENTAL	73
4.1	<i>Materiais e métodos</i>	73
4.1.1	<i>Módulos laser utilizados</i>	73
4.1.2	<i>Otimização do acoplador de saída</i>	75
4.1.3	<i>Caracterização das lentes termicamente induzidas.....</i>	76
4.1.4	<i>Medidas de potência</i>	76
4.1.5	<i>Medidas do fator de qualidade do feixe</i>	77
4.1.6	<i>Medidas de polarização.....</i>	78
4.1.7	<i>Caracterização dos modos longitudinais</i>	79
4.2	<i>Resultados.....</i>	79
4.2.1	<i>Seleção dos módulos.....</i>	79
4.2.2	<i>Medida das lentes térmicas</i>	82
4.2.3	<i>Experimentos com cavidade linear: laser polarizado com alta qualidade de feixe</i>	85
4.2.4	<i>Experimentos com cavidade linear: laser polarizado de alta potência</i>	91
4.2.5	<i>Laser em anel.....</i>	93
4.2.5.1	<i>Operação bidirecional</i>	93
4.2.5.2	<i>Operação quasi-unidirecional</i>	95
4.2.5.3	<i>Operação unidirecional</i>	96
4.2.5.4	<i>Estabilização de frequência através de perdas não lineares</i>	100
5	CONCLUSÕES	109
APÊNDICE A – APLICAÇÃO DO LASER POLARIZADO COM ALTA QUALIDADE DE FEIXE NO BOMBEAMENTO DE OPO.....		112
6	PRODUÇÃO BIBLIOGRÁFICA	114
6.1	<i>Trabalhos completos publicados em periódicos</i>	114
6.2	<i>Trabalhos publicados em anais de congressos</i>	114
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS		116

1 INTRODUÇÃO

Dentre todos os lasers de estado sólido, o cristal laser mais comumente usado continua sendo o Nd:YAG e qualquer melhoria que possa atenuar as características negativas conhecidas deste cristal é de grande importância. Entre as muitas características positivas desse cristal estão sua resistência mecânica, secção de choque de absorção e emissão moderadamente altas e condutividade térmica muito boa, melhor do que em muitos materiais mais recentes, como vanadatos tais quais Nd:GdVO₄ e Nd:YVO₄, enquanto sua principal desvantagem, para muitas aplicações, é a ausência de birrefringência natural [3,4]. Graças ao uso em escala deste material, já há muito tempo, diversos fabricantes possuem processos e especificações bem estabelecidos. Os lasers de estado sólido de hoje, que na maioria dos casos são bombeados por diodo (DPSSL) ou por lâmpada (LPSSL), são geralmente limitados em potência de saída, eficiência e qualidade de feixe pela carga térmica em virtude da potência de bombeamento absorvida. Abaixo do limite de fratura por estresse induzido termicamente, a carga térmica causa, entre muitos outros efeitos prejudiciais, principalmente lente e birrefringência induzidas termicamente (BIT). É essa birrefringência induzida por estresse que causa despolarização e bifocalização na ausência de birrefringência natural [5]. Muitas aplicações de SSLs requerem feixes polarizados de alta qualidade (geralmente operação no modo TEM₀₀) e, portanto, a BIT precisa ser compensada, ou os dispositivos de polarização causarão perdas muito altas e degradação do feixe.

Considerando-se lasers com bombeamento lateral, a potência de saída é proporcional ao volume do modo laser dentro do meio ativo e, portanto, uma grande cintura do feixe no modo TEM₀₀ estacionário é desejável. Além disso, para alta qualidade de feixe e operação de frequência única, a oscilação dos modos transversais de ordem superior deve ser evitada. Para atingir esse objetivo, a técnica de ressonador dinamicamente estável (DSR), descrita de uma forma bastante aplicada no trabalho Magni [6], usa uma grande cintura de feixe TEM₀₀ estacionária, w_{30} , dentro do bastão, enquanto o próprio diâmetro do bastão é a abertura limite para modos de ordem superior. No entanto, ao se aumentar as cinturas estacionárias do feixe, a BIT provoca uma separação entre os intervalos de estabilidade radial e tangencial do ressonador, a um ponto em que eles deixam de se sobrepor, impedindo a oscilação simultânea de ambas as polarizações. Isso limita o raio máximo de feixe w_{30} , a aproximadamente 1,1 mm dentro do bastão de Nd:YAG, com w_{30} sendo tipicamente de 50% a 83% do raio do bastão [7].

Uma abordagem para lidar com esse problema é o uso de zonas de estabilidade conjuntas, permitindo que cada uma das polarizações radial e tangencial oscilem em zonas de estabilidade separadas, admitindo assim uma cintura de feixe maior [8–10][15-17]. No entanto, cavidades lineares com zonas de estabilidade conjuntas sempre apresentarão uma descontinuidade no meio do intervalo de estabilidade. Os ressonadores de anel apresentam características muito mais favoráveis apresentando uma zona de estabilidade única, contínua e, principalmente, duas vezes mais larga [2].

Neste trabalho se estudou o uso do meio ativo de Nd:YAG em ressonadores dinamicamente estáveis com a utilização de módulos comerciais de forma a permitir a criação de sistemas laser simples e robustos. As dificuldades impostas pela BIT e pela bifocalização foram estudadas e técnicas foram desenvolvidas para mitigação de seus efeitos em ressonadores dinamicamente estáveis lineares com zonas conjuntas e ressonadores em anel. O objetivo do trabalho foi a construção de um ressonador em anel de alta potência para operação em frequência única utilizando módulos comerciais. Este laser utilizou módulos laser bombeados lateralmente por diodos comerciais que apresentam uma solução bastante atrativa em termos de custos. Este ressonador será futuramente utilizado para bombeio de um oscilador paramétrico óptico (OPO), com a geração de comprimentos de onda em frequência única de 1,5 μm a 3,8 μm bem como a GSH destes comprimentos de onda para a utilização em espectroscopia de alta resolução, substituindo assim o uso de um laser de custo bastante elevado. Ressonadores em anel unidirecionais permitem a obtenção de feixes com alta pureza espectral especialmente por permitirem a eliminação do efeito de *hole burning* espacial, e com os devidos cuidados podem permitir a operação em frequência única ao mesmo tempo em que admitem a obtenção de feixes com alta qualidade com a operação no modo transversal eletromagnético fundamental (TEM_{00}) em altas potências.

Com a motivação de se desenvolver este ressonador em anel de alta potência em frequência única com a utilização dos módulos supracitados, foram feitos experimentos preliminares com a utilização destes módulos em ressonadores lineares, com a obtenção de um laser polarizado com alta qualidade de feixe e de um laser polarizado de alta potência.

Devido à inexistência de material na literatura, para o desenvolvimento do trabalho tornou-se necessária a adaptação de teorias existentes para o desenho dos ressonadores tanto no caso do ressonador em anel quanto no caso dos ressonadores lineares. No caso dos ressonadores lineares, para a utilização de uma maior zona de estabilidade, foram estudados ressonadores dinamicamente estáveis com zonas conjuntas. Neste caso, tomou-se as equações mais gerais para ressonadores dinamicamente estáveis de Magni [1] e

aplicou-se para o caso específico dos ressonadores de zonas conjuntas, sendo obtidas condições e expressões novas na literatura. No caso de ressonadores em anel, tomou-se o trabalho de Silvestri et al. [2], que estudou um ressonador em anel com elementos arbitrários e um bastão focalizador e suas equações foram aplicadas ao caso particular de um ressonador em anel simétrico com apenas um par de espelhos curvos, sendo possível a descrição do comportamento deste tipo de ressonador com a obtenção de novas expressões na literatura para o desenho destes ressonadores.

2 EMBASAMENTO TEÓRICO

2.1 Nd:YAG

O Nd:YAG é o cristal mais utilizado para as mais diversas aplicações laser nas áreas científica, industrial, médica ou militar, graças às suas propriedades térmicas e mecânicas favoráveis. Além disso, sua estrutura cúbica favorece uma linha de emissão estreita, resultando em alto ganho e baixo limiar para a ação laser [3].

O YAG ou granada de ítrio e alumínio de estrutura cúbica, cuja formulação química é $Y_3Al_5O_{12}$, é um cristal artificial incolor e quando dopado com Nd pode adquirir uma coloração rosada (FIG. 1). Os íons de Nd^{3+} ocupam de maneira substitucional as posições do ítrio³⁺ na estrutura cristalina (FIG. 2), e são os responsáveis pela a atividade laser no cristal. Os lasers de Nd:YAG tipicamente emitem radiação em 1064 nm, entretanto também existem transições próximas a 946 nm, 1319 nm e 1338 nm. Na FIG. 3 é mostrado o espectro de absorção do Nd:YAG.

Figura 1 - Cristais de YAG e Nd:YAG. Fonte: Kostic et al. [11].

Figura 2 - Representação da célula unitária do cristal YAG. Posições em verde e vermelho e branco são ocupados pelo ítrio, alumínio e oxigênio, respectivamente. Cada célula unitária contém oito unidades moleculares de $Y_3Al_5O_{12}$. Quando dopado com Neodímio, este ocupa de maneira substitucional as posições do ítrio. Imagem extraída de Kostic et al. [11].

O Nd:YAG é ordinariamente produzido em concentrações de dopagem que variam de 0,18 at.% a 1,1 at.% para aplicações nos mercados militar, industrial, médico e científico [12], sendo difícil o crescimento de YAG dopado em maiores concentrações devido ao fato de os íons de Nd^{3+} serem maiores que os íons de Y^{3+} , o que os torna difíceis de serem incorporados nos sítios da rede cristalina, sendo as maiores concentrações de Nd associadas a maiores quantidades de defeitos cristalinos. De uma maneira geral, altas concentrações de dopagem são desejadas para a operação chaveada por possibilitar grande capacidade de armazenamento de energia, enquanto que para a operação em modo contínuo são utilizadas baixas concentrações de dopagem, da ordem de 0,6% a 0,8% que permitem boa qualidade de feixe.

Figura 3 – Espectro de absorção de Nd:YAG. Fonte: Czeranowski [13].

Neste trabalho utilizou-se como meio ativo o cristal de YAG dopado com neodímio a 0,6 at.% com bombeio transversal por diodos em 808 nm e emissão em 1064 nm. Como pode ser visto na FIG. 4, quando bombeado em 808 nm, o elétron mais externo dos íons de Nd é excitado do nível $^4\text{I}_{9/2}$ para o nível $^4\text{F}_{5/2}$ ou $^4\text{H}_{9/2}$ decaindo rapidamente para o nível metaestável $^4\text{F}_{3/2}$ de onde pode ocorrer a transição radiativa para o nível $^4\text{I}_{11/2}$ seguida de decaimento não radiativo para o estado fundamental. O comprimento de onda de bombeamento em 808 nm é o mais utilizado devido à grande seção de choque de absorção, como pode ser visto na FIG. 3.

Figura 4 - Níveis de energia Nd:YAG envolvidos na ação laser com bombeio em 808 nm. Fonte: autor da tese.

2.2 Geração de calor no meio ativo

Para um cristal de Nd:YAG bombeado por diodos, o calor depositado no bastão decorre basicamente das diferenças de energia entre os níveis de energia de bombeio e superior do laser e entre o nível inferior do laser e o estado fundamental (vide FIG. 4), cujas energias das transições não radiativas são depositadas na forma de calor na rede cristalina. Além disso, o efeito conhecido como *concentration quenching*, que é o fato de a fluorescência ser reduzida em maiores concentrações de dopante graças a processos de troca de energia entre os íons que resultam em processos não radiativos, reduz a eficiência quântica (probabilidade de um fóton absorvido do bombeio produzir um íon ativo no estado laser superior,) a valores menores que 1, principalmente para maiores concentrações de dopante.

Os Efeitos responsáveis por perdas que resultam em geração de calor no meio laser são a conversão ascendente (*upconversion*), a relaxação cruzada (*self-quenching*) e absorção do estado excitado (*excited state absorption*) [14]. Na conversão ascendente (FIG. 5.a) um íon no nível laser superior $^4F_{3/2}$ decai para o nível laser inferior $^4I_{11/2}$ e a energia emitida é absorvida por outro íon que também estava no estado $^4F_{3/2}$, sendo elevado para o estado $^2G_{9/2}$, e posteriormente decaindo para o estado $^4F_{3/2}$ por processo não radiativo. Na relaxação cruzada (FIG. 5.b) um íon no estado laser superior $^4F_{3/2}$ ao invés de decair para o estado laser inferior decai para o estado $^4I_{15/2}$ elevando outro íon, que absorve sua energia, do estado fundamental para o estado $^4I_{15/2}$. Posteriormente ambos decaem para o estado fundamental por processo não radiativo. No processo de absorção do estado excitado (FIG. 5.c), um íon no nível laser superior absorve outro fóton de bombeio, indo para o estado $^2D_{5/2}$ seguindo-se processo não radiativo.

Figura 5 - Diagramas representando os seguintes processos: (a) Conversão ascendente; (b) Relaxação cruzada; (c) absorção do estado excitado. Fonte: autor da tese.

A carga térmica fracional η_h é a fração de energia do bombeio que é depositada de forma térmica no bastão. Seu valor teórico para lasers Nd:YAG emitindo em 1,06 μm e bombeados em 808 nm é $\eta_h = 1 - \lambda_P / \lambda_L = 0,24$, onde λ_P e λ_L são os comprimentos de onda de bombeio e do feixe laser, respectivamente. A fração da radiação de bombeio absorvida e convertida em calor para diferentes lasers de Nd:YAG bombeados em 808 nm foi medida em torno de 30% a 32% [15] e valores estimados de η_h derivados de medições térmicas sem ação laser também sugerem $\eta_h = 0,32$ [16].

Para a obtenção da energia total de bombeio convertida em calor ainda é necessário considerar-se a sobreposição das regiões de bombeio e do feixe laser. De um modo geral para lasers de Nd:YAG, pode-se assumir um valor da razão entre potência térmica e potência de saída do laser em torno de 0,8 a 1,1 dependendo da qualidade do cristal e da sobreposição das regiões do ressonador e de bombeio [17].

2.3 Lente térmica

O bastão laser de geometria cilíndrica tem geração de calor volumétrica durante a ação laser devido aos efeitos discutidos acima, e a remoção deste calor ocorre pela transmissão de calor com o sistema de refrigeração através de sua superfície.

A solução estacionária da equação de condução de calor apresenta uma variação quadrática da temperatura no sentido radial, com o máximo em seu centro. Esta variação de

temperaturas ao longo do bastão leva à existência de tensões mecânicas no material devidas a expansões ou contrações térmicas sofridas em cada região do bastão: O núcleo do bastão, tenta se expandir, sendo contido pelas camadas mais externas. Estas tensões resultantes induzem mudanças no índice de refração do material por efeito fotoelástico. Além disso, estas tensões afetam as faces do bastão, desviando-as de sua geometria plana. Estes três efeitos combinados dão origem ao fenômeno conhecido como lente térmica, que é caracterizado pela indução no bastão de comportamento tal qual de uma lente espessa cuja distância focal é dada por [4]:

$$f_{R,\emptyset} = \frac{KA}{P_h} \left(\frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha C_{R,\emptyset} n_0^3 + \frac{\alpha r_0 (n_0 - 1)}{n_0 l} \right)^{-1}, \quad (1)$$

e cuja distância h dos planos principais ao final do bastão é independente da potência de bombeamento e é dada por [1,18]:

$$h = \frac{l}{2n_0}, \quad (2)$$

onde A é a área da secção transversal do bastão, P_h o calor total dissipado no bastão, $\frac{dn}{dT}$ a variação do índice de refração do cristal com a temperatura, n_0 o índice de refração no centro do bastão, K a condutividade térmica, l e r_0 o comprimento e o raio do bastão, α o coeficiente de expansão térmica, $C_{R,\emptyset}$ o coeficiente fotoelástico que tem duas componentes, radial (R) e tangencial ($\emptyset$). Para determinado bastão, a eq. (1) pode ser escrita de forma simplificada como:

$$f_{R,\emptyset} = M_{R,\emptyset} \cdot P_{in}^{-1}, \quad (3)$$

onde $M_{R,\emptyset}$ contém todos os parâmetros do bastão e o fator de eficiência η que relaciona a potência de entrada P_{in} com a potência dissipada no bastão ($P_h = \eta P_{in}$).

Os três termos da expressão (1) correspondem, na ordem em que aparecem, ao efeito devido à variação do índice de refração com a temperatura, ao efeito fotoelástico e ao efeito da curvatura induzida na superfície do bastão. Para o Nd:YAG, a maior contribuição é da variação do índice de refração com a temperatura, seguida do efeito fotoelástico e por fim pela curvatura das faces do bastão, nas razões de 7,3:1,88:0,54 [18].

A expressão para a lente térmica contém duas componentes, R e $\emptyset$ que correspondem às distâncias focais para as polarizações radial ou tangencial, respectivamente. Estas direções de polarização em um bastão são ilustradas na FIG. 6. Este

efeito, conhecido como bifocalização decorre da BIT com índices de refração diferentes para polarizações radial ou tangencial da luz e tem grande impacto na limitação do funcionamento de ressonadores laser operando no modo TEM_{00} e levando à adoção de técnicas de compensação de BIT para a operação no modo fundamental.

Figura 6 – ilustração das direções de polarização radial (a) e tangencial (b) em um bastão. Fonte: autor da tese.

2.4 Birrefringência termicamente induzida e técnicas de compensação

As limitações devido à BIT para a operação dos ressonadores laser se manifesta através de dois efeitos: Em lasers polarizados, ocorre a perda por depolarização que decorre da diferença de fase entre as componentes radial e tangencial que, num ressonador linearmente polarizado, gerarão componentes com polarização perpendicular à polarização do ressonador (veja FIG. 7) os quais gerarão perdas ao passar pelo elemento polarizador, provocando assim, além da redução na potência, a diminuição do grau de polarização do laser. O outro efeito é a bifocalização descrita na seção anterior, que separa as componentes de polarização em um ressonador dinamicamente estável e que, para grandes valores de cintura no bastão, pode levar a total separação dos intervalos de estabilidade radial e tangencial e evitar que o laser oscile. Desta forma a cintura nos ressonadores dinamicamente estáveis contendo meio ativo birrefringente é limitada pela bifocalização, o que acaba limitando tanto a potência de saída quanto a qualidade do feixe e a eficiência. Além disso, a bifocalização dificulta a operação do modo fundamental porque a frente de onda esférica do modo TEM_{00} não será mais esférica após sofrer a lente de duplo foco [8]. De acordo com a literatura, a cintura máxima do feixe no bastão para DSR's é de 1,1 mm, apesar da disponibilidade de bastões com diâmetros muito maiores [7,8]. Em um cristal Nd: YAG com geometria cilíndrica, os principais eixos birrefringentes induzidos por tensão são radiais e

tangenciais e, portanto, a despolarização é maior para um ângulo de 45 graus com relação a qualquer eixo de polarização que é introduzido no ressonador [3,4], como pode ser visto na FIG. 8

Figura 7 - Ilustração da incidência de um feixe polarizado na direção y em um bastão que tem índices de refração radial (r) e tangencial (ϕ) na direção y numa região do bastão a 45° do eixo de polarização. O feixe se decompõe em componentes nas direções dos eixos principais da birrefringência induzida, radial e tangencial, que percorrem caminhos ópticos diferentes no bastão e o atraso de fase entre as duas componentes pode gerar componentes de polarização ortogonais à polarização incidente. Observe que ao incidir sobre o eixo x ou y o campo elétrico será puramente tangencial ou radial, respectivamente. Fonte: autor da tese.

Figura 8 - Fotografia do padrão de birrefringência obtida passando-se um feixe de He-Ne através de um bastão de Nd:YAG com ϕ 6,35 mm x 101,6 mm entre polarizadores cruzados enquanto o bastão é bombeado por uma lâmpada com 1560 W, mostrando que a perda por despolarização é maior nas regiões do bastão a 45° do sentido de polarização. Fonte: Foster e Osterink [5].

Tradicionalmente, a BIT é mitigado incluindo-se uma rotação de polarização de 90° entre dois bastões idênticos, seja colocando uma placa de meia onda entre os bastões ou usando apenas um bastão, uma placa de um quarto de onda e um espelho altamente refletivo [19,20]. Este tipo de esquema está ilustrado na FIG. 9, onde um feixe incidente linearmente polarizado na direção y (a) incide sobre o bastão numa região do bastão a 45° do eixo x, e

suas componentes radial e tangencial percorrerão caminhos ópticos distintos (b). Estas componentes, ambas de mesmo módulo, incidirão a 45° do eixo rápido da placa de onda (c) e emergirão da placa de $\lambda/2$ trocadas (d) e incidirão no segundo bastão, idêntico ao primeiro, na mesma região que incidiram no primeiro bastão (e), de modo que agora a componente que percorreu o caminho óptico radial no primeiro bastão percorrerá agora o caminho óptico tangencial e vice-versa. Desta forma o feixe que emerge do segundo bastão (f) preserva a polarização original, sem haver nenhuma componente perpendicular à polarização do ressonador, que geraria perda por despolarização ao passar pelo polarizador. A compensação da birrefringência é completa para os raios que incidem nas regiões do bastão a 45° dos eixos. A rotação da polarização por si só não é garantia para a compensação da BIT porque a bifocalização induzida termicamente leva a uma separação espacial dos componentes do feixe polarizado e faz com que o caminho do feixe se propague com diferentes raios e tamanhos de feixe dentro do elemento ativo [21]. Portanto, geralmente são usados elementos ópticos adicionais para formar a imagem do plano principal do bastão sobre si mesmo, no caso de único bastão, ou entre si, no caso de dois bastões [22,23]. Isso pode ser conseguido por um único espelho curvo no caso de um bastão ou, ótica de projeção (*imaging optics*), consistindo geralmente de duas lentes, no caso de dois bastões [24]. É possível ainda utilizar dois bastões tão próximos quanto possível um do outro para manter a variação do diâmetro do feixe entre um a outro bastão a menor possível. Foi demonstrado que a compensação completa da BIT sob ação de lente térmica é possível em cavidades de ondas estacionárias contendo dois bastões para o caso de uma variação do índice de refração transversal quadrático [22]. Porém, em sistemas reais, o alinhamento do sistema de imagem é complexo porque apenas em casos muito especiais a compensação completa é alcançada por imagem mútua dos planos principais dos bastões [25].

Figura 9 - Esquema de compensação da birrefringência com placa de $\lambda/2$ entre dois bastões.

2.5 Modos TEM

As soluções para o campo eletromagnético dentro do ressonador admitem a existência de diferentes modos, tanto longitudinais quanto transversais em relação à direção de propagação. Os modos longitudinais diferem quanto às frequências enquanto os modos transversais diferem também pela distribuição espacial do campo eletromagnético na direção perpendicular à propagação. Enquanto os modos longitudinais são associados às características espectrais do laser como largura de banda e coerência, os modos transversais são responsáveis pelas características de propagação do feixe como divergência, diâmetro e distribuição de energia no feixe.

Os modos transversais são designados por TEM_{mn} em coordenadas cartesianas, utilizados quando as condições de contorno têm simetrias cartesianas, com os inteiros m e n representando o número de nós nas direções horizontal e vertical de intensidade zero transversais ao eixo de propagação, e TEM_{pl} em coordenadas cilíndricas, utilizados quando as condições de contorno tem simetrias cilíndricas, caracterizados pelo número p de nós radiais e l de nós angulares. O modo de menor ordem é o TEM_{00} que tem um perfil de intensidade gaussiano com um máximo no eixo do laser. O perfil de intensidade é descrito por um produto de dois polinômios de Hermite de ordem m e n de funções gaussianas para coordenadas retangulares, e para coordenadas cilíndricas é representado por polinômios de Laguerre. Na FIG. 10 estão ilustradas as distribuições de intensidades para os modos em coordenadas cilíndricas e cartesianas.

Figura 10 - Representação dos modos laser transversais eletromagnéticos em coordenadas cilíndricas (esquerda) e cartesianas (direita). Fonte: Koechner [17].

2.6 Fator de qualidade do feixe

Os modos TEM compõem um conjunto ortogonal de funções de modo. A mera observação de uma distribuição gaussiana não indica necessariamente um feixe no modo

TEM₀₀, sendo necessária outra grandeza para caracterizar o feixe. Um dos modos de fazê-lo é através do fator M^2 que caracteriza este feixe comparando-o ao modo TEM₀₀ puro, também chamado de feixe limitado pela difração. O M^2 pode ser definido como a taxa de divergência do feixe real em relação ao feixe limitado por difração com a mesma cintura.

Define-se o termo *spot size* ou cintura do feixe w para o raio em que a intensidade do feixe decai para $1/e^2$. Para um feixe TEM₀₀ a cintura do feixe pode ser dada por:

$$w(z)^2 = w_0^2 \left[1 + \left(z/Z_R \right)^2 \right], \quad (4)$$

onde Z_R é o comprimento de Rayleigh definido por:

$$Z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad (5)$$

sendo w_0 a cintura mínima do feixe na posição $z=0$, como visto na FIG. 11.

Figura 11 – Comparação entre um feixe com $M^2 = 1$ e um feixe com $M^2 > 1$.

O ângulo de divergência no campo distante é dado por:

$$\theta = \frac{2\lambda}{\pi w_0}. \quad (6)$$

Ao se considerar feixe de modos transversais de ordens mais altas, define-se o fator M tal que o ângulo de divergência e o diâmetro sejam M vezes maiores que o feixe ideal:

$$\theta = M\theta_0, \quad (7)$$

$$D = MD_0, \quad (8)$$

onde θ_0 e D_0 são o ângulo de divergência e o diâmetro do feixe ideal (TEM₀₀).

Não é suficiente caracterizar o feixe laser só pela divergência ou diâmetro, pois este sempre pode ser reduzido com um telescópio. A propriedade que não pode ser corrigida é o brilho. O teorema do brilho diz que o produto do ângulo de divergência no campo distante pelo diâmetro é constante:

$$\theta D = M^2 \theta_0 D_0, \quad (9)$$

onde θD é o beam parameter product (bpp) em mm.mrad e $\theta_0 D_0 = \frac{4\lambda}{\pi}$ é o bpp do feixe limitado pela difração, e M^2 é um parâmetro de qualidade adimensional. Um laser operando no TEM₀₀ é caracterizado por $M^2 = 1$. O valor de M^2 expressa quantas vezes o bpp de um feixe real é o bpp de um feixe limitado pela difração.

2.7 *Hole burning* espacial

O efeito conhecido como *hole burning* espacial decorre da natureza estacionária da onda dentro do meio ativo em ressonadores com ondas contrapropagantes de largura de banda estreita. Como neste caso o bombeamento ocorre de maneira uniforme no meio de ganho mas a onda ressonante tem nós de intensidade no meio ativo, estas regiões de nós de intensidade possibilitam alto ganho não saturado, que, entretanto, não é aproveitado para emissão estimulada pela onda ressonante nesta frequência, ao passo que para ondas com frequências ligeiramente diferentes haverá superposição de alguns máximos de intensidade com as regiões de ganho não saturado pela primeira onda. O resultado será um aumento na largura espectral do laser. O efeito é ilustrado na FIG. 12, com a curva azul indicando a intensidade da onda estacionária na frequência principal e a curva vermelha representando o ganho, que é saturado pela presença da onda estacionária. Para um modo longitudinal próximo à frequência principal (curva verde), a sobreposição de seus máximos de intensidade com as regiões de ganho não saturado no meio ativo elevam o ganho deste modo, que passa a oscilar. Como o efeito é resultante da existência de uma onda estacionária, para se evitar o *hole burning* espacial deve-se evitar que haja uma onda estacionária, o que pode ser feito com o uso de um ressonador em anel, onde a onda é viajante. Outra metodologia utiliza uma cavidade linear e um modo circular, chamado *twisted mode*, que consiste em colocar o meio ativo entre duas placas de um quarto de onda em um laser linearmente

polarizado de modo a se obter uma polarização circular no meio ativo sendo que as duas ondas contrapropagantes não irão interferir construtivamente ou destrutivamente porque as polarizações das duas ondas em cada direção são opostas, evitando a formação da onda estacionária [26]. Outro tipo de ressonador que pode eliminar o *hole burning* espacial são ressonadores assimétricos instáveis, nos quais as diferentes características de propagação associadas às ondas viajantes em sentidos opostos podem ser usadas para gerar uma propagação de feixe unidirecional [27].

Figura 12 – ilustração do efeito *hole burning* espacial em um cristal laser. Uma onda estacionária com intensidade correspondente à curva azul satura o ganho (curva vermelha). A curva verde corresponde a um feixe menos intenso com um comprimento de onda ligeiramente diferente. Fonte: Paschotta [28].

2.8 Ressonadores em anel

Os ressonadores lineares possuem dois espelhos com incidência normal, que originam duas ondas que se propagam em direções opostas no ressonador e as condições de contorno implicam na existência de uma onda estacionária dentro do ressonador que causa o efeito *hole burning* espacial. Os ressonadores em forma de anel, por outro lado, possuem espelhos com incidência não normal, e o modo oscilante se liga a ele mesmo, formando um anel, que em condições normais permite a existência de duas ondas contrapropagantes. Ao se suprimir uma das ondas se tem uma onda viajante capaz de suplantando o efeito de *hole burning* espacial. Para se criar um ressonador em anel, geralmente são necessários pelo menos três espelhos, mas outras soluções como o uso de prismas podem permitir um ressonador até mesmo sem nenhum espelho. Apesar de ser possível o uso de três espelhos, esta solução é geralmente evitada quando houver a utilização de espelhos curvos no ressonador pois neste caso o ângulo de incidência alto induz um astigmatismo elevado, pois este espelho curvo exibe um comprimento focal ($f \cos \theta$) no plano tangencial e outro ($f / \cos \theta$)

no plano sagital, onde f é a distância focal para incidência normal e θ é o ângulo de incidência no espelho. Na FIG. 13(a) é mostrado um exemplo de ressonador em anel bidirecional. Diferentemente dos ressonadores lineares, em cada saída do ressonador em anel existem dois feixes, devido a incidência não normal nos espelhos, e cada um deles pode ser identificado com um sentido de propagação no ressonador. Esta propriedade dos ressonadores em anel pode ser utilizada para a geração da saída de potência em uma única direção. Ao se posicionar um espelho de realimentação com incidência normal em um dos feixes que sai do ressonador, injetando-o novamente na cavidade, é possível obter toda a saída de potência do ressonador em uma única saída (FIG. 13.b). Para que a onda circule no sentido desejado, sempre será necessário, neste esquema, que uma fração da potência circule no sentido contrário. Não há o benefício de se eliminar completamente o *hole burning* espacial. Por esta razão este tipo de esquema se chama de operação quasi-unidirecional.

Figura 13 – Exemplo de ressonador em anel bidirecional (a), quase-unidirecional (b) e unidirecional (c).
Fonte: autor da tese.

Para a operação do ressonador com uma onda viajante e verdadeiramente unidirecional é necessária a utilização de um dispositivo não recíproco (FIG. 13.c). Um dispositivo não recíproco tem a função de induzir altas perdas à uma das ondas contrapropagantes, suprimindo sua oscilação. O dispositivo não recíproco geralmente consiste em um rotacionador de Faraday que contém um cristal com elevada constante de *Verdet* ($\text{rad.T}^{-1}\text{cm}^{-1}$) e um magneto, que gira o plano de polarização da luz de maneira que para o feixe que viaja em determinado sentido, a rotação da polarização sofrida no rotacionador de Faraday seja cancelada pela rotação sofrida ao passar pela placa de onda, ao passo que, para o feixe que viaja na direção contrária, à rotação de polarização sofrida após passar pelo rotacionador de Faraday se soma outra rotação de mesmo valor ao passar pela placa de onda. Como o ressonador apresenta também um elemento polarizador, que pode ser um elemento polarizador introduzido no ressonador ou o corte de um dos cristais em ângulo

de Brewster, este elemento polarizador gerará alta perda para o feixe que teve sua polarização rotacionada. Como resultado o ressonador irá operar de forma unidirecional. Desta forma, os osciladores de onda viajante se tornam atrativos como meio de eliminar o efeito *hole burning* espacial. O material mais utilizado para o rotacionador de Faraday é a granada de térbio-gálio (TGG) que apresenta constante de Verdet de $-40 \text{ Rad.T}^{-1}.\text{m}^{-1}$ em 1064 nm e tem transparência em 1064 nm, porém para uso intracavidade sua absorção não é desprezível (tipicamente 0,2-0,3 $\%.\text{cm}^{-1}$ [29]), sendo que neste caso são utilizados cristais curtos (da ordem de 10 mm) que possibilitam um giro de apenas alguns graus, o suficiente para induzir perda em um dos modos do ressonador. Já para isoladores ópticos, podem ser confeccionados cristais que permitem o giro de 45° , possibilitando que a isolação seja limitada pela taxa de extinção do elemento polarizador (os feixes propagando-se nas duas direções terão 45° somados ou subtraídos, obtendo-se polarizações perpendiculares). Porém o longo cristal gera altas perdas que inviabilizaria seu uso como um elemento intracavidade. Por exemplo, o isolador thorlabs IO-5-1050-HP para operação em 1064 nm tem transmissão de 93% [30].

A unidirecionalidade dos ressonadores em anel gera algumas propriedades diferentes dos ressonadores lineares. A distribuição do campo elétrico é reproduzida após apenas um trânsito no ressonador e, portanto, a separação entre os modos longitudinais $\Delta\nu$ é o dobro da separação entre os modos de um ressonador linear com comprimento L :

$$\Delta\nu = \frac{c}{L} . \quad (10)$$

Além disso, a amplificação acontece apenas uma vez a cada volta. A condição estacionária pode ser escrita como:

$$GR(1 - L) = 1 , \quad (11)$$

Onde G é o fator de ganho, R a refletividade do acoplador de saída e L as perdas por trânsito. Para um ressonador linear, a condição estacionária é dada por $G\sqrt{R}(1 - L) = 1$. Assim, para dois ressonadores com os mesmos ganho e perdas, um linear e um em anel, a transmissão ótima do espelho de saída do ressonador em anel será sempre mais baixa.

Ressonadores de anel têm muitas aplicações importantes. Eles são o tipo preferido para lasers de frequência única por causa de sua natureza de onda viajante que pode eliminar o efeito de *hole burning* espacial, e pelo mesmo motivo, também demonstraram uma ordem de magnitude de potência de saída mais alta em operação de frequência única quando comparados com lasers de cavidade linear [31]. Outras

características dos lasers em anel são a baixa sensibilidade ao desalinhamento no plano do anel e o fato de que cinturas de feixe intracavidade adicionais podem ser criadas onde cristais não lineares e moduladores podem ser convenientemente colocados [31,32]. Além disso, possuem sensibilidade ao desalinhamento que decresce com relação à potência de bombeio, apresentando sensibilidade ao desalinhamento mínima na máxima potência de bombeamento. O valor da cintura estacionária w_{30}^{anel} é maior que para ressonadores lineares, permitindo o dobro de largura da zona de estabilidade para o mesmo valor de cintura quando comparado a um ressonador linear [2].

Esquemas como injeção de semente óptica, travamento por injeção e amplificador de potência do oscilador mestre (MOPA) permitem a construção de lasers de frequência única de alta potência que, naturalmente, têm complexidade associada e custos adicionais. No entanto, a literatura apresenta diversos lasers que possuem uma saída de frequência única estável de alta potência em um único ressonador. Guo et al. [33] demonstraram 50,3 W usando um único cristal Nd:YVO₄ bombeado longitudinalmente por diodo acoplado a fibra de 888 nm e, posteriormente, usando dois cristais Nd:YVO₄, o mesmo grupo demonstrou uma saída contínua de 101 W [34]. Juntamente com muitas melhorias, a chave para obter uma frequência única de baixo ruído estável foi usar perdas não lineares, inserindo um cristal não linear no ressonador, para provocar a supressão de modos longitudinais adjacentes e reduzir o ruído de intensidade relativa [35] e, assim, obter uma frequência única estável como resultado. Esta é a saída de frequência única de potência mais alta relatada em um único ressonador para lasers de estado sólido ao nosso conhecimento. Em relação aos lasers Nd:YAG, a potência de saída de frequência única relatada mais alta ao nosso conhecimento foi obtida por Xie et al. [36]. 31,9 W CW foram obtidos utilizando-se módulos de laser proprietários com bombeamento lateral por barras de diodo empregando compensação da BIT com inserção de uma placa de onda entre dois módulos de laser idênticos. A operação chaveada foi relatada por Li et al. [37] que relatou um oscilador em anel com uma potência de saída média de 35 W. Outros lasers de anel de frequência única de Nd:YAG com potência de saída mais alta não consistem em um único oscilador ao nosso conhecimento. Os principais ressonadores em anel com saída em frequência única em um único ressonador com meio ativo de Nd:YAG, incluindo o presente trabalho, estão tabulados na Tabela 1 e, na Tabela 2, estão os lasers com meio ativo de (Nd:YVO₄). Os lasers de Nd:YVO₄ na tabela foram quase em sua totalidade publicados pelo grupo chinês da universidade de Shanxi. Observa-se que os resultados com Nd:YAG mais antigos, de Martin, Clarkson e Hanna são lasers com bombeamento longitudinal [38–40] e, nestes trabalhos, se

discute a inserção do cristal não linear como meio de suprimir os modos longitudinais, em especial, procurando superar o “problema do verde” [41]. Estes lasers apresentam menores valores de potência de saída e em nenhum destes trabalhos existe medida de largura de linha de emissão. Os demais trabalhos com Nd:YAG são com módulos bombeados lateralmente por diodos, sendo o trabalho de Xie [36] o trabalho com maior potência e menor largura de linha, com o presente trabalho apresentando melhores resultados nestes dois aspectos. Por outro lado, os resultados obtidos pelo grupo da universidade de Shanxi com o uso do meio ativo de Nd:YVO₄ apresentam melhores valores em termos de potência, largura de linha e estabilidade em frequência, devido principalmente ao fato que o Nd:YVO₄ já é birrefringente por natureza e contempla valores de absorção e ganho acima do Nd:YAG. Adicionalmente, diversas melhorias foram realizadas, podendo-se citar, além da otimização do uso das perdas não lineares para supressão da operação multimodo e redução da intensidade relativa do ruído, o uso de compensação da lente térmica induzida pelo cristal TGG com uso da lente térmica negativa do DKDP (ou o uso de um novo material para substituí-lo, a granada de térbio, escândio e alumínio, TSAG), a compensação do astigmatismo induzido no ressonador com o uso da birrefringência no Nd:YVO₄, o uso de meio ativo com extremidade não dopada para reduzir a lente térmica e o bombeio direto para o nível laser em 888 nm utilizando bombeamento longitudinal por diodos acoplados a fibra. Apesar de não apresentar resultados melhores, o laser do presente trabalho tem a vantagem da simplicidade com a utilização de componentes de prateleira.

Tabela 1 – Lasers em frequência única em um único ressonador relevantes encontrados na literatura com meio ativo de Nd:YAG. N: número de meios ativos. Comp. BIT :compensação de BIT. Etalon: uso de etalon intracavidade. O.C: transmissão do acoplador de saída em 1064 nm.

Trabalho		Meio ativo				Bombeamento			Comp. BIT	Cristal não linear	Etalon	O.C 1064 (%)	Compr. Ressonador (mm)	P 1064 (w)	Regime	M ²	P 532 nm (W)	Larg. linha (MHz)
		Nd (%)	N	Φ (mm)	Compr. (mm)	Tipo	λ (nm)	P (W)										
1	Martin et al. 1996 [38]	1,1	1	N/E	15	Longitudinal Barra de diodo beam shaping	N/E	15 W	-----	KTP 15 mm	80 μm	0	N/E	----	cw	N/E	3 W	N/E
2	Martin et al. 1997 [39]	N/E	1	N/E	N/E	Longitudinal Barra de diodo beam shaping	809	N/E	-----	LBO 15 mm	250 μm	N/E	N/E	1,8	cw	N/E	N/E	N/E
3	Martin et al. 1997 [40]	N/E	1	2	10	Longitudinal Barra de diodo beam shaping	809	14,4 W	-----	-----	100 μm	10	N/E	5,4	cw	1,05/ 1,13	-----	N/E
4	Lu et al. 2009 [42]	0,6	2	3	65	Lateral (módulo) 9 diodos x 20 W	808	360 W	Sim	-----	sim	N/E	N/E	13,2	cw	1,28/ 1,26	-----	1100
5	Xie et al. 2011 [36]	0,6	2	3	76	Lateral (módulo) 12 diodos x 20 W ¹	808	480 W	sim	-----	-----	20	N/E	31,09 26	cw	1,41 1,12	-----	80
6	Li et al. 2018 [37]	0,6	2	3	80	Lateral (módulo) 12 diodos x 20 W	808	480 W	sim	-----	700 μm	95	2180	35,1	chaveado	1,46	-----	2490
7	Yang et al. 2020 [43]	N/D	2	2	N/E	Lateral (módulo) 3 diodos x 20 W	808	120	sim	-----	-----	3,5	1000	2,1 ²	cw	-----	-----	280
8	Este trabalho	0,6	2	3	78	Lateral (módulo) 12 diodos x 18,7 W	808	450	sim	LBO 20 mm	-----	20	3483	55,6	cw	1,11/ 1,25	0,84	29

NOTAS:

N/E: Não especificado

¹ Modulo proprietário

² Autores não possuíam acoplador de saída com valor de transmissão adequado para incidência a 45° nos espelhos e dizem que o trabalho é prova de conceito, com estimativa de que potência deva chegar a mais de 40 W

*Tabela 2 – Lasers em frequência única em um único ressonador relevantes encontrados na literatura com meio ativo de Nd:YVO₄. N: número de meios ativos. Comp. BIT :compensação de BIT. Etalon: uso de etalon intracavidade. O.C: transmissão do acoplador de saída em 1064 nm. Trabalhos marcados com * são do grupo da universidade de Shanxi.*

Trabalho		Meio ativo			Bombeamento			Comp BIT	Cristal não linear	Etalon	O.C 1064 (5)	Compr. Ressonador (mm)	P 1064 (W)	Regime	M2	P 532 (W)	Larg Linha (MHz)
		Nd (%)	N	Compr. (mm)	tipo	λ (mm)	P(W)										
1	Zhao et al. 2010 [44]	0,3%	1	15	Longitudinal acopl. fibra	808	30	-----	-----	1,45 mm	20 %	845	12	cw	1,11	-----	N/E
2	Wang 2012 [45] *	0,8%	1	20	Longitudinal acopl. fibra	888	90	-----	18 mm LBO	Sim N/E	0%	N/E	-----	cw	1,1/ 1,05	25.3	N/E
3	Zhang et al. 2014 [46], Lu et al. 2014 [47] *	0,8 %	1	20	Longitudinal acopl. fibra	888	80	-----	18 mm LBO	-----	19%	N/E	33,7	cw	1,14/ 1,13	1,13	1,5
4	Yin et al. 2015 [48] *	0,8%	1	20	Longitudinal acopl. fibra	888	82,9	-----	20 mm LBO	-----	0 %	N/E	-----	cw	1,05/ 1,08	18,7	N/E
5	Yin et al. 2016 [49] *	N/E	1	20	Longitudinal acopl. fibra	888	95	-----	22 mm LBO	-----	0 %	N/E	-----	cw	1,1	30,2	N/E
6	Jin et al. 2016 [50] *	0,8 %	1	20	Longitudinal acopl. fibra	888	80	-----	18 mm LBO	-----	19%	N/E	22,7	cw	1,06/ 1,09	1,13	N/E
7	Guo et al. 2018 [51] *	0,8 %	2	20	Longitudinal acopl. fibra	888	240	sim	18 mm LBO	-----	37 %	948	101	cw	1,18/ 1,14	1,91	0,365
8	Guo et al. 2018 [52] *	0,8 %	1	20	Longitudinal acopl. fibra	888	120	-----	18 mm LBO	-----	25%	N/A	50,3	cw	1,08/ 1,1	1,91	0,412
9	Guo et al. 2020 [53] *	0,2%	1	15	Longitudinal acopl. fibra	808	51	-----	18 mm LBO	-----	20 %	450	19,9	cw	N/E	1,1	N/E
		0,8%	1	20	Longitudinal acopl. fibra	888	80	-----	18 mm LBO	-----	20 %	450	29,6	cw	N/E	1,8	N/E

2.9 Ressonadores dinamicamente estáveis

Lasers operando no TEM₀₀ geralmente requerem a inserção de uma abertura espacial no ressonador, como uma fenda ou uma íris, para prevenir oscilações dos modos de ordens mais altas. Neste caso, a eficiência e potência de saída do laser geralmente são baixas devido ao pequeno volume de material do meio ativo envolvido na ação laser. Pode-se obter o modo TEM₀₀ com grande diâmetro através da utilização de configurações especiais de ressonador, mas, se não forem aplicados critérios apropriados de desenho, o ressonador se torna muito sensível a flutuações do comprimento focal das lentes térmicas e a perturbações de alinhamento do espelho [54].

O desenvolvimento dos chamados ressonadores dinamicamente estáveis tem o objetivo de desenhar ressonadores onde o bastão laser é a abertura limitante e que sejam estáveis sobre uma grande faixa de potências e que apresentem pouca variação da cintura do feixe laser no bastão, com conseqüente pequena flutuação da potência de saída em função de variações do comprimento focal da lente térmica. Adicionalmente devem apresentar baixa sensibilidade ao desalinhamento, de modo a permitir a construção de equipamentos cuja estabilidade mecânica necessária possa ser atingida. A teoria de ressonadores dinamicamente estáveis foi desenvolvida até a década de 80 e está descrita de uma maneira aplicada no trabalho de Magni et al. [9] et al. A teoria e as linhas guia para o desenho de ressonadores ainda hoje são utilizadas no desenho de DSR. De acordo com Magni, um ressonador linear contendo um bastão focalizador apresenta duas zonas de estabilidade simétricas cujo valor da cintura estacionária do feixe no bastão w_{30} é inversamente proporcional à faixa de poderes dióptricos $\Delta 1/f$ em que o ressonador é estável. No caso de bastões bombeados lateralmente, a potência de saída é proporcional ao volume do modo laser dentro do meio ativo e, portanto, é desejável uma grande cintura estacionária do feixe TEM₀₀. Além disso, para alta qualidade do feixe e operação de frequência única, a oscilação dos modos transversais de ordem superior deve ser evitada. Para atingir esse objetivo se usa uma cintura estacionária dentro do bastão de tal maneira que o diâmetro do bastão seja a abertura limitante, impedindo a oscilação de modos laterais superiores. Para valores de w_{30} entre 50% e 83% do raio do bastão, evita-se a oscilação de modos de ordens mais altas ao mesmo tempo em que se mantém baixas as perdas por difração.

Na FIG. 14(a) é mostrado o esquema de um ressonador contendo dois espelhos com a indicação dos parâmetros geométricos do ressonador. É assumida uma simplificação

do bastão por uma lente delgada f com os parâmetros do ressonador se mantendo os mesmos exceto o comprimento total do ressonador L que é diminuído por $l(1 - 1/n_0)$ (veja eq.(2)), como mostrado na FIG. 14(b).

Figura 14 – Esquema de um ressonador com dois espelhos e um bastão laser focalizador (a) e simplificação assumida ao se considerar o bastão como uma lente delgada (b). Fonte: autor da tese.

Os parâmetros g de um ressonador vazio com espelhos de raio R_1 e R_2 de diâmetros $2a_1$ e $2a_2$, respectivamente, separados por uma distância L são dados por [55,56]:

$$g_1 = \frac{a_1}{a_2} \left(1 - \frac{L}{R_1} \right) \quad e \quad (12)$$

$$g_2 = \frac{a_2}{a_1} \left(1 - \frac{L}{R_2} \right) \quad . \quad (13)$$

Os parâmetros g do ressonador contendo uma lente focalizadora são obtidos transformando-se os parâmetros g de um ressonador vazio e considerando-se que a lente forma uma imagem do espelho M_2 e que esta imagem M_2' , como ilustrado na FIG. 15, funciona do mesmo modo que o conjunto da lente e do espelho M_2 . Os parâmetros g do ressonador equivalente são obtidos transformando-se os valores dos parâmetros g do ressonador com a equação dos pontos conjugados. Assim, a distância entre os espelhos L_0 do ressonador vazio equivalente é:

$$L_0 = L_1 - \frac{fL_2}{L_2 - f} \quad , \quad (14)$$

e o raio a_2' do espelho M_2 é:

$$a'_2 = \frac{a_2 f}{f - L_2} . \quad (15)$$

Calculando-se o parâmetro g_1 da eq. (12) para $L=L_0$ da eq. (14) e $a_2=a_2'$ da eq. (15), se obtém:

$$g_1 = \frac{a_1}{a_2} \left[1 - \frac{L_2}{f} - \frac{1}{R_1} \left(L_1 + L_2 - \frac{L_1 L_2}{f} \right) \right] \quad (16)$$

Define-se o comprimento efetivo L' por:

$$L' = L_1 + L_2 - \frac{L_1 L_2}{f} \quad (17)$$

E assim, se obtém, para os espelhos M_1 e M_2 de igual diâmetro [56]:

$$g_1 = 1 - \frac{L_2}{f} - \frac{L'}{R_1} , \quad (18)$$

e trocando-se os índices se obtém o parâmetro g_2 :

$$g_2 = 1 - \frac{L_1}{f} - \frac{L'}{R_2} . \quad (19)$$

Figura 15 – Esquema ilustrando ressonador vazio equivalente ao ressonador com a lente f . Fonte: autor da tese.

Três variáveis convenientes foram introduzidas por Magni:

$$u_1 = L_1 \left(1 - \frac{L_1}{R_1} \right) \quad (20)$$

$$u_2 = L_2 \left(1 - \frac{L_2}{R_2} \right) \quad (21)$$

$$x = \frac{1}{f} - \frac{1}{L_1} - \frac{1}{L_2} \quad (22)$$

Com estas equações, g_1 , g_2 e L' podem ser expressos como:

$$g_1 = -\frac{L_2}{L_1}(1 + xu_1) \quad (23)$$

$$g_2 = -\frac{L_1}{L_2}(1 + xu_2) \quad (24)$$

$$L' = -L_1 L_2 x \quad (25)$$

Removendo x das equações (23) e (24), obtemos:

$$g_2 = \frac{L_1^2 u_2}{L_2^2 u_1} g_1 + \frac{L_1}{L_2} \left(\frac{u_2}{u_1} - 1 \right) \quad (26)$$

E podemos ver que o ressonador percorrerá uma linha reta no diagrama de estabilidade ($g_1 \times g_2$).

A condição de estabilidade do ressonador $0 \leq g_1 g_2 \leq 1$ pode ser escrita usando as equações (23) e (24):

$$0 \leq (1 + xu_1)(1 + xu_2) \leq 1 \quad (27)$$

E assim encontramos os limites de estabilidade em termos de x :

$$x = \left\{ \begin{array}{ll} -\frac{1}{u_1} & \text{para } g_1 = 0 \end{array} \right. \quad (28)$$

$$x = \left\{ \begin{array}{ll} -\frac{1}{u_2} & \text{para } g_2 = 0 \end{array} \right. \quad (29)$$

$$x = \left\{ \begin{array}{ll} 0 & \end{array} \right. \quad (30)$$

$$x = \left\{ \begin{array}{ll} -\frac{1}{u_1} - \frac{1}{u_2} & \text{para } g_1 g_2 = 1 \end{array} \right. \quad (31)$$

Vemos que a linha descrita pelo ressonador tem duas intersecções com a hipérbole $g_1 g_2 = 1$ e avaliando as equações (23) e (24) vemos que esta intersecção em $x=0$ está no terceiro quadrante. Uma vez que esta intersecção está no terceiro quadrante, temos, portanto, duas possibilidades: inclinação positiva da reta ($u_1 u_2 > 0$), na qual a reta do

ressonador intercepta a hipérbole $g_1 g_2 = 1$ também no primeiro quadrante (FIG. 16) e a situação em que a reta intercepta a hipérbole duas vezes no terceiro quadrante (FIG. 17). Nos dois casos, existem duas zonas de estabilidade.

Figura 16 - Diagrama de estabilidade ilustrando ressonadores com inclinação positiva (a) com indicação dos valores de x nos limites de estabilidade (a) e eixo da variável x indicando valores nos limites de estabilidade, larguras de intervalo para os casos $u_1 \geq -u_2$ e $-1/u_1 \geq -1/u_2$ (b-e). Regiões com fundo preenchido representam regiões de estabilidade. Fonte: autor da tese.

Na FIG. 16(a) são representados os ressonadores com inclinação positiva no diagrama de estabilidade no qual estão indicados os valores de x correspondentes às intersecções da reta percorrida pelo ressonador com os limites de estabilidade. No gráfico existem duas retas correspondentes às duas possibilidades de ressonadores, passando abaixo ou acima da origem. A condição de $x = -\frac{1}{u_1} - \frac{1}{u_2}$ assumir valores positivo ou negativo indica a direção percorrida com x crescentes. A condição $-\frac{1}{u_1} - \frac{1}{u_2} > 0$ está indicada pela expressão equivalente $u_1 < -u_2$ (para obter esta expressão temos que lembrar que $u_1 u_2 > 1$). Vemos que nesta condição o ressonador vai do terceiro quadrante para o primeiro quadrante à medida que x aumenta, e no sentido contrário para $u_1 > -u_2$. Na FIG. 16(b-e) estão representados os mesmos limites de estabilidade sobre o eixo da variável x e as larguras dos intervalos obtidos estão indicados. Na FIG. 16(b) e FIG. 16(c) é representado o caso em que a reta passa abaixo da origem no diagrama de estabilidade, para os dois casos citados $u_1 < -u_2$ e $u_1 > -u_2$, enquanto que a FIG. 16(d) a FIG. 16(e) representam a reta que passa acima da origem no diagrama de estabilidade. A diferença entre os casos em que a reta passa acima ou abaixo da origem no diagrama de estabilidade se dá pela posição relativa dos pontos $x = -$

$1/u_1 \ x = -1/u_2$. Esta condição $-1/u_1 \geq -1/u_2$ junto com as condições $u_1 \geq -u_2$, e $u_1 u_2 > 0$ permite concluir que u_1 e u_2 sejam positivos ou negativos e que $|u_1| \geq |u_2|$ conforme indicado em cada caso. Vemos que para valores negativos de u_1 e u_2 a reta é percorrida do terceiro para o primeiro quadrante no diagrama de estabilidade e no sentido contrário quando estes assumem valores positivos. A condição $|u_1| \geq |u_2|$ indica se a linha passa acima ou abaixo da origem no diagrama de estabilidade, respectivamente. Observamos também que em todos os casos a largura dos intervalos de estabilidade sempre tem largura correspondente ao mínimo entre $|1/u_1|$ e $|1/u_2|$. O sentido que x aumenta, e a largura dos intervalos de estabilidade são os mesmos que em poder dióptrico conforme a eq. (22).

Figura 17 - Diagrama de estabilidade ilustrando ressonadores com inclinação negativa (a) com indicação dos valores de x nos limites de estabilidade (a) e eixo da variável x indicando valores nos limites de estabilidade, larguras de intervalo para os casos $u_1 \geq 0$ e $-1/u_1 \geq 0$ (b-e). Regiões com fundo preenchido representam regiões de estabilidade. Fonte: autor da tese.

De maneira semelhante, os ressonadores de inclinação negativa são representados na FIG. 17. Fazendo-se considerações semelhantes se encontram os valores de x nos limites de estabilidade, as larguras dos intervalos, os sentidos que o ressonador percorre e as condições em termos de u_1 assumir valores positivos ou negativos e da relação entre os módulos de u_1 e de u_2 . Com base na FIG. 16 e na FIG. 17, podemos, portanto observar que o ressonador sempre apresenta duas zonas de estabilidade de igual largura em termos de x e consequentemente, de poder dióptrico e a largura destes intervalos é dada por:

$$\left| \Delta \frac{1}{f} \right| = |x| = \min \left(\left| \frac{1}{u_1} \right|, \left| \frac{1}{u_2} \right| \right) \quad (32)$$

Para auxiliar no entendimento de quando a variável u assume valores positivos ou negativos pode-se observar a FIG. 18 onde são ilustrados os diversos casos. Para raios de curvatura positivo, u assume valores negativos quando o plano principal do bastão se encontra depois do centro de curvatura do espelho (FIG. 18.a) (esta é a única situação em que u é negativo) e positivos quando o plano principal se encontra antes do centro do raio de curvatura (FIG. 18.b). Para espelhos com raio de curvatura negativo, u assume apenas valores positivos (FIG. 18.c) e para espelhos planos (FIG. 18.d) o valor de u é sempre positivo e tem valor L . Um melhor entendimento dos valores de u pode ser obtido com auxílio da Tabela 2 e da Tabela 3. Pode-se observar que o módulo do valor de u em unidades de L é igual à distância do plano principal ao centro de curvatura em unidades de R .

Figura 18 – Representação dos casos em que a variável assume valores positivos ou negativos. O círculo representa o centro do raio de curvatura dos espelhos. Fonte: autor da tese.

Tabela 2 – Representação dos valores de u para diversos valores de distância L para espelhos positivos. A lente representa o bastão focalizador. O círculo representa o centro de curvatura do espelho. As linhas verticais estão espaçadas de R . Fonte: autor da tese.

					Distância L	Distância ao centro de curvatura	u
					0	$-R$	L
					$R/3$	$-2R/3$	$2L/3$
					$R/2$	$-R/2$	$L/2$
					R	0	0
					$2R$	R	$-L$
					$3R$	$2R$	$-2L$

Tabela 3 – Representação dos valores de u para diversos valores de distância L para espelhos negativos. A lente representa o bastão focalizador. O círculo representa o centro de curvatura do espelho. Fonte: autor da tese.

	Distância L	Distância ao centro de curvatura	u
	0	R	L
	R	$2R$	$2L$
	$2R$	$3R$	$3L$
	$3R$	$4R$	$4L$

As equações (28) a (31) (36) podem ser escritas para $1/f$ em função dos raios de curvaturas dos espelhos e distâncias do ressonador, bastando inserir as eq. (20), (21) e (22) [1,57]:

$$\frac{1}{f} = \begin{cases} \frac{1}{L_2} + \frac{1}{L_1 - R_1} & \text{para } g_1 = 0 \quad (x = -\frac{1}{u_1}) \end{cases} \quad (33)$$

$$\frac{1}{f} = \begin{cases} \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2 - R_2} & \text{para } g_2 = 0 \quad (x = -\frac{1}{u_2}) \end{cases} \quad (34)$$

$$\frac{1}{f} = \begin{cases} \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} & (x = 0) \end{cases} \quad (35)$$

$$\frac{1}{f} = \begin{cases} \frac{1}{L_1 - R_1} + \frac{1}{L_2 - R_2} & \text{para } g_1 g_2 = 1 \quad (x = -\frac{1}{u_1} - \frac{1}{u_2}) \end{cases} \quad (36)$$

Estas equações são úteis para esboçar o perfil do modo no ressonador nos limites do intervalo de estabilidade, olhando-as como a relação entre pontos conjugados da lente. Assim, por exemplo, para $g_1=0$, a lente produz uma imagem do centro de curvatura de M_1 em M_2 e o contrário vale para $g_2=0$. Para $g_1 g_2=1$, os centros de curvatura estão projetados um sobre o outro ou os dois espelhos estão nos pontos conjugados. Na FIG. 19 é ilustrado o esboço do perfil do modo no ressonador baseado nestas equações para um ressonador de inclinação positiva e um de ressonador de inclinação negativa. As zonas de estabilidade são chamadas de zona I e zona II, sendo que a zona I é caracterizada por apresentar em um de

seus limites de estabilidade o foco em ambos os espelhos. Outra maneira de defini-la é por $|xu_1|, |xu_2| < 1$.

Figura 19 – Esboço do perfil dos modos do ressonador baseados nas equações (33) a (36) para um ressonador com inclinação positiva (a) e negativa (c) à medida que o ressonador percorre a reta no diagrama de estabilidade (b). Fonte: autor da tese.

As cinturas do feixe em 1/e da intensidade máxima do campo elétrico nos espelhos é dada por[1,56,58]:

$$w_1^2 = \frac{\lambda |L'|}{\pi} \left[\frac{g_2}{g_1(1 - g_1 g_2)} \right]^{1/2} \quad (37)$$

$$w_2^2 = \frac{\lambda |L'|}{\pi} \left[\frac{g_1}{g_2(1 - g_1 g_2)} \right]^{1/2} \quad (38)$$

Para se encontrar a cintura do feixe no bastão w_3 , inicia-se pela equação (36) ou (37) e considera-se a propagação ao longo da distância L_1 ou L_2 , respectivamente, e se obtém [1]:

$$w_3^2 = \frac{\lambda}{\pi} \left[\frac{4u_1 u_2 g_1 g_2 + (u_1 - u_2)^2}{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)} \right]^{1/2}, \quad (39)$$

ou

$$w_3^2 = \frac{\lambda |2xu_1 u_2 + u_1 + u_2|}{\pi [g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)]^{1/2}}. \quad (40)$$

Das equações (39) e (40) podemos ver que o valor da cintura no bastão w_3 vai ao infinito em todos os pontos críticos ($g_1 g_2 = 0$ ou $g_1 g_2 = 1$).

O ponto onde a cintura no bastão assume o valor mínimo é calculado fazendo-se a derivada com relação a x ser nula. Com o auxílio das equações (20) e (21) e resolvendo-se a equação para o produto $g_1 g_2$ se obtém:

$$g_1 g_2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{u_2}{u_1} \right) , \quad (41)$$

onde $|u_1| > |u_2|$, ou com troca de índices para o caso contrário. Inserindo a eq. (41) na eq. (39) obtemos:

$$w_{30}^2 = \frac{2\lambda}{\pi} |u_1| , \quad (42)$$

para $|u_1| > |u_2|$, ou

$$w_{30}^2 = \frac{2\lambda}{\pi} \max(|u_1|, |u_2|) , \quad (43)$$

e utilizando a eq. (32), obtemos finalmente:

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

ou seja, o ressonador apresenta duas faixas dinâmicas nas quais o valor da cintura apresenta um valor mínimo w_{30} no ponto onde $dw_3/dx = 0$ onde é, portanto, insensível a variação do raio do feixe em função da variação da dioptria da lente térmica e consequentemente insensível a variações de potência decorrentes da variação da cintura do laser, uma vez que a potência do laser é aproximadamente proporcional à área do material ativo envolvido na ação laser. Nesta condição o ressonador é chamado de dinamicamente estável [59].

Na

Figura 20 é apresentada uma plotagem típica da cintura no bastão w_3 em função da variável x , onde se pode verificar a existência das duas zonas de largura $\Delta 1/f$ nas quais o valor mínimo da cintura correspondente à cintura estacionária w_{30} .

Figura 20 – Plotagem típica de zona de estabilidade com indicação dos parâmetros. (a) diagrama de estabilidade e (v) cintura no bastão em função de x . O ressonador simulado tem $L_1=300$ mm, $R_1=200$ mm, $L_2=380$ e $R_2=-300$ mm. Fonte: autor da tese.

2.9.1 Sensibilidade ao desalinhamento

A sensibilidade ao desalinhamento é calculada considerando-se que o eixo do modo no laser deve ser perpendicular às duas superfícies dos espelhos, o que significa que o eixo do modo laser passe, necessariamente por ambos os centros de curvatura dos espelhos. Quando os espelhos sofrem uma rotação, o eixo se desloca a partir da posição de alinhamento perfeito, causando perdas por difração devido ao desalinhamento caso haja aberturas limitantes na cavidade. No caso dos ressonadores dinamicamente estáveis a abertura limitante é o bastão laser, e assim as perdas por difração advém do deslocamento do modo do laser no bastão. Assim, as perdas devidas ao desalinhamento dependem do deslocamento do eixo do modo laser com relação à dimensão da cintura, que, para a operação monomodo é aproximadamente proporcional à abertura limitante. São definidos assim os fatores de sensibilidade ao desalinhamento S_1 e S_2 para os espelhos 1 e 2, respectivamente

$$S_i = \frac{d_i}{w_{30} \alpha_i}, \quad i=1,2, \quad (45)$$

Onde d_1 e d_2 indicam o deslocamento do modo na lente devido à rotação dos espelhos 1 ou 2, respectivamente por um ângulo α_1 ou α_2 . A sensibilidade total é definida como:

$$S = (S_1^2 + S_2^2)^{1/2} \quad (46)$$

As perdas por difração são proporcionais a $(\alpha_1 S_1)^2$ ou $(\alpha_2 S_2)^2$. A avaliação exata das perdas não é simples mas assume-se que $1/S$ é aproximadamente o ângulo que gera um aumento de aproximadamente 10% nas perdas [60].

Com o auxílio da FIG. 21 é possível determinar o deslocamento do eixo do modo no ressonador. O eixo do modo deve passar pelo centro de curvatura do espelho 1 C_1 uma vez que ele é normal a este espelho. Além disso também deve ser conjugado com o eixo do modo no outro lado da lente. Assim ele deve passar também pelo centro de curvatura do espelho 2 e pela imagem do centro de curvatura do espelho 2 C_2' . O deslocamento d_1 pode ser calculado com o auxílio da FIG. 21 com o uso da equação dos pontos conjugados, podendo-se obter:

$$S_i = \frac{1}{w_{30}} \frac{L_i}{u_i} \frac{1}{\frac{1}{u_1} + \frac{1}{u_2} + x}, \quad i=1,2. \quad (47)$$

Figura 21 – Eixo do modo laser na situação de desalinhamento do espelho 1 pelo ângulo α_1 . Fonte: Magni 1986 [1]

Pode se perceber inspecionando a eq. (47) que a sensibilidade ao desalinhamento tende ao infinito no limite de estabilidade $x = -1/u_1 - 1/u_2$ que é um dos limites da zona de estabilidade II. Isto acontece quando os centros de curvatura são projetados um no outro, de modo que o eixo do modo que está na horizontal para o ressonador alinhado fica na posição vertical (observe na FIG. 21 que neste caso C_1 e C_2' devem coincidir para o ressonador alinhado, e, ao sofrer o desalinhamento, o eixo do modo laser, que passa pelos dois pontos, deve ficar na vertical). Na FIG. 22 está plotada a sensibilidade ao desalinhamento de um ressonador.

Figura 22 – Exemplos de sensibilidade ao desalinhamento em função do poder dióptrico para o ressonador da Figura 18. Fonte: autor da tese.

2.10 Ressonadores dinamicamente estáveis com zonas conjuntas

Como mostrado na seção anterior, um ressonador linear contendo um bastão focalizador apresenta duas zonas de estabilidade simétricas cujo valor da cintura estacionária do feixe no bastão w_{30} é inversamente proporcional à faixa de poder dióptricos $\Delta 1/f$ em que o ressonador é estável:

$$w_{30}^2 = \frac{2\lambda}{\pi} \frac{1}{\Delta 1/f} \quad (48)$$

No caso de bastões bombeados lateralmente, a potência de saída é proporcional ao volume do modo laser dentro do meio ativo e, portanto, é desejável uma grande cintura estacionária do feixe TEM₀₀. Além disso, para alta qualidade do feixe e operação de frequência única, a oscilação dos modos transversais de ordem superior deve ser evitada. Para atingir esse objetivo se usa uma cintura estacionária dentro do bastão de tal maneira que o diâmetro do bastão seja a abertura limitante. Para valores de w_{30} entre 50% e 83% do raio do bastão, evita-se a oscilação de modos de ordens mais altas ao mesmo tempo em que se mantém baixas as perdas por difração. No entanto, ao se aumentar as cinturas do feixe, a bifocalização causa uma separação entre os intervalos de estabilidade radial e tangencial do ressonador até um ponto em que eles deixam de se sobrepor, impedindo a oscilação simultânea de ambas as polarizações e limitando o raio máximo possível estacionário do feixe no bastão em 1,1 mm [7]. Uma abordagem para lidar com esse problema é o uso de zonas de estabilidade conjuntas, permitindo que as polarizações radial e tangencial oscilem em zonas de estabilidade separadas cada uma [8–10]. No entanto, cavidades de ondas estacionárias com zonas de estabilidade conjuntas sempre apresentam uma descontinuidade no meio do intervalo de estabilidade, motivo pelo qual os ressonadores de anel mostram uma condição mais favorável com uma zona de estabilidade verdadeiramente única, contínua e duas vezes maior sob lentes térmicas em função da potência de bombeamento, como demonstrado por Silvestri et al. [2].

2.11 Ressonadores dinamicamente estáveis em anel

Ressonadores em anel apresentam muitas possibilidades de configurações, incluindo, além dos espelhos diferentes, elementos que podem ser adicionados ao ressonador dada a facilidade com que cinturas adicionais podem ser incorporadas para se adicionar elementos. Silvestri et al. [2] estudou um ressonador dinamicamente estável contendo

elementos ópticos arbitrários representados por uma matriz ABCD que representa todos os elementos do ressonador a menos do bastão focalizador. Neste caso é assumida a mesma simplificação que no caso dos ressonadores dinamicamente estáveis, apresentada na seção 2.9, onde o bastão laser é aproximado por uma lente delgada e o comprimento total do ressonador é diminuído de $l(1 - 1/n_0)$. A matriz ABCD é considerada partindo de um plano de referência imediatamente posterior à lente que representa o bastão focalizador e que termina em um plano imediatamente anterior à lente, como mostrado na FIG. 23

Figura 23 – Representação de um ressonador contendo um bastão focalizador e elementos ópticos arbitrários representados pela matriz ABCD.

Neste caso, a matriz T para uma volta no ressonador é:

$$T = \begin{pmatrix} A - B/f & B \\ C - D/f & D \end{pmatrix} \quad (49)$$

E a condição e estabilidade pode ser prontamente obtida pela condição $-1 < 1/2 (A' + D') < 1$, onde A' e D' são os elementos da matriz T:

$$-1 < \frac{1}{2} \left(A + D - \frac{B}{f} \right) < 1 \quad , \quad (50)$$

Ou podemos escrever

$$A + D - 2 < \frac{B}{f} < A + D + 2 \quad (51)$$

E, portanto a largura da zona de estabilidade $\Delta(1/f)$ é

$$\Delta(1/f) = \left| \frac{4}{B} \right| \quad (52)$$

Para determinar o valor da cintura estacionária utilizamos equação da lei ABCD [56,61] transformação do parâmetro complexo q de um feixe gaussiano:

$$q_2 = \frac{A'q_1 + B'}{C'q_1 + D'} \quad (53)$$

Onde A' , B' , C' e D' são os elementos da matriz T que considera a propagação do plano de referência imediatamente anterior à lente pelo sistema inteiro chegando até este mesmo plano. Substituindo os elementos da matriz T e utilizando a condição de auto consistência $q_2 = q_1 = q$, obtemos uma equação de segundo grau em $1/q$:

$$\frac{B}{q^2} + \frac{1}{q} \left(A - D - \frac{B}{f} \right) + \frac{D}{f} - C = 0 \quad (54)$$

E obtemos:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{B} \left(D - A + \frac{B}{f} \right) \pm \frac{1}{B} \sqrt{\left(A - D - \frac{B}{f} \right)^2 - 4B \left(\frac{D}{f} - C \right)} \quad (55)$$

A matriz T tem determinante unitário, ou seja:

$$\left(A - \frac{B}{f} \right) D - \left(C - \frac{D}{f} \right) B = 1 \quad (56)$$

Inserindo a equação (56) em (55) obtemos:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{B} \left(D - A + \frac{B}{f} \right) \pm \frac{1}{B} \sqrt{\left(A + D - \frac{B}{f} \right)^2 - 4} \quad (57)$$

O termo $(A + D - B/f)^2$ tem módulo < 4 , conforme se pode ver observando a eq. (50), e, portanto, a parte imaginária de $1/q$ é

$$im \left(\frac{1}{q} \right) = \pm \frac{1}{B} \sqrt{4 - \left(A + D - \frac{B}{f} \right)^2} \quad (58)$$

E finalmente obtemos o valor da cintura no bastão utilizando $1/q = 1/R - j[\lambda/(\pi w^2)]$:

$$w^4 = \left(\frac{2\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{B^2}{4 - \left(A + D - \frac{B}{f} \right)^2} \quad (59)$$

Assim como em ressonadores lineares, a cintura do feixe na lente vai ao infinito nos limites em cada um dos limites de estabilidade e atinge um valor mínimo no meio da zona w_0 , que corresponde à estabilidade dinâmica do ressonador. Fazendo-se a derivada da eq. (59) com relação a $1/f$ e igualando-se a zero, se obtém:

$$\frac{1}{f_0} = \frac{A + D}{B} , \quad (60)$$

que é exatamente o meio da zona de estabilidade. O valor da cintura estacionária correspondente é obtido inserindo-se a eq. (60) na eq. (59) e fazendo uso da eq. (52):

$$w_0^2 = \frac{4\lambda}{\pi} \frac{1}{\Delta \left(\frac{1}{f} \right)} . \quad (61)$$

Na FIG. 24 é mostrado o valor da cintura no bastão na zona de estabilidade calculada utilizando-se a eq. (59). Na figura estão indicados os limites de estabilidade e o sinal ± 2 depende de B ser positivo ou negativo. Diferentemente dos ressonadores dinamicamente estáveis lineares, temos a presença de um único intervalo de estabilidade. Além disso, comparando a eq. (61) com a eq. (44) se percebe que o valor da cintura estacionária é o dobro do valor da cintura estacionária para ressonadores lineares para uma mesma largura do intervalo de estabilidade.

Figura 24 – Plotagem típica de cintura no bastão em função do poder dióptrico do bastão na zona de estabilidade de um ressonador dinamicamente estável em anel com indicação dos parâmetros. Simulação foi feita para um ressonador simétrico com dois espelhos de $R=-150$ mm, distância entre plano principal do bastão e espelhos curvos $a=250$ mm e distância complementar entre espelhos curvos $b=800$ mm. Fonte: autor da tese.

2.12 Supressão de modos longitudinais por meio de perdas não lineares

O processo de geração de segundo harmônico (GSH) intracavidade é um mecanismo efetivo para a suprimir a oscilação multimodo longitudinal e o salto de modos. O processo não linear devido à GSH e a geração de soma de frequências (GSF) aumentam as perdas dos modos adicionais e, sob certas circunstâncias, permite a oscilação de um único

modo. A técnica consiste na introdução de um cristal não linear no ressonador para gerar deliberadamente perdas não lineares e estabilizar a frequência.

Clarkson et. al. [39] mostraram que, quando a perda não linear do modo oscilante de um laser de frequência única é apenas metade dos modos não oscilantes, a oscilação dos modos não oscilantes pode ser naturalmente suprimida. A ideia deste mecanismo é o fato de que a GSH introduz uma perda que é menor para o modo oscilante que para os modos axiais vizinhos [39]. Para ilustrar o efeito, podemos considerar o caso em que dois modos estão oscilando. Seja um modo com frequência ω_1 e intensidade $I(\omega_1)$ e outro com frequência ω_2 e intensidade $I(\omega_2)$. O modo ω_1 sofre perdas devidas à GSH ($2\omega_1$) e GSF ($\omega_1 + \omega_2$). A perda de intensidade por volta, $l(\omega_1)$, é:

$$l(\omega_1) = k[I(\omega_1)]^2 + 2kI(\omega_1)I(\omega_2) \quad (62)$$

Onde k é uma constante. O fator 2 no termo $2kI(\omega_1)I(\omega_2)$ tem sua origem nos dois termos de campo $E(\omega_1)(\omega_2)$ e $E(\omega_2)(\omega_1)$ que contribuem para a polarização na soma de frequências [41]. A fração de perda $L(\omega_1)$ do modo ω_1 é, portanto,

$$L(\omega_1) = \frac{l(\omega_1)}{I(\omega_1)} = kI(\omega_1) + 2kI(\omega_2) \quad (63)$$

A perda do modo ω_2 tem uma expressão semelhante e a razão entre as perdas dos modos ω_1 e ω_2 é:

$$\frac{L(\omega_1)}{L(\omega_2)} = \frac{kI(\omega_1) + 2kI(\omega_2)}{kI(\omega_2) + 2kI(\omega_1)} \quad (64)$$

Vamos supor que $I(\omega_2) \ll I(\omega_1)$, que é o que aconteceria no caso em que apenas o modo ω_1 estivesse oscilando. Então a razão entre as perdas dos modos é $1/2$, ou seja, o modo oscilante tem metade da perda não linear do modo não oscilante. Então a diferença de perda entre os modos oscilante e não oscilante é igual à eficiência de conversão do segundo harmônico. Este resultado se aplica a todos os modos não oscilantes que estão na banda de casamento de fase para GSH ou GSF.

Com a finalidade de quantificar em que condições o laser é capaz de permitir a oscilação de um único modo, Greemstein e Rosenbluh [62] desenvolveram um modelo para um laser com saída no segundo harmônico levando-se em consideração o ganho líquido do ressonador G_i do modo oscilante de comprimento de onda λ_i e G_j para os outros modos. Foram levados em conta especialmente as larguras de banda de ganho $\Delta\lambda_g$ e dos possíveis processos não lineares $\Delta\lambda_{NL}$, considerando-se que a transição laser é homogeneamente

alargada e modelando assim a banda de ganho como uma Lorentziana com largura à meia altura $\Delta\lambda_g$. Na solução estacionária, para oscilação apenas do modo principal, se deve ter $G_i = 0$ e $G_j < 0$ que foram expressos nas seguintes equações:

$$\frac{G_i}{2g_0(\lambda_i, 1)l} = \frac{1}{1 + \frac{2S(\lambda_i)}{S_0(\lambda_i, 1)}} - \alpha(\lambda_i) - 2\varepsilon(\lambda_i, \lambda_i, \gamma) \frac{S(\lambda_i)}{S_0(\lambda_i, 1)} = 0 \quad \text{e} \quad (65)$$

$$\frac{G_j}{2g_0(\lambda_j, \Delta\lambda_g)l} = \frac{1}{1 + \frac{2S(\lambda_i)}{S_0(\lambda_i, \Delta\lambda_g)}} - \alpha(\tilde{\lambda}_i) - 4\varepsilon(\lambda_i, \lambda_j, \gamma) \frac{S(\lambda_i)}{S_0(\lambda_i, 1)} < 0 \quad , \quad (66)$$

Onde $\gamma = \frac{\Delta\lambda_{NL}}{\Delta\lambda_g}$ é a razão entre a largura de banda do cristal não linear ($\Delta\lambda_{NL}$) e a largura de banda de ganho do meio ativo ($\Delta\lambda_g$); g_0 é o ganho de pequeno sinal, l é o comprimento do meio de ganho; $\alpha = L/(2g_0 l)$ é a razão entre as perdas no ressonador (L) e o ganho, $\varepsilon = (KS_0)/(4g_0 l)$, sendo K o fator de conversão não linear e S_0 é a potência de saturação e S é a potência da onda fundamental. Para obter a solução, primeiro se resolve eq. (65) e depois se encontra as condições em que a eq. (66) é satisfeita.

O balanço entre a potência do modo fundamental, a eficiência do GSH e a largura de banda determinam as condições de oscilação em um único modo. Quando o ganho atinge o limiar, o laser começa a oscilar no pico da curva de ganho. À medida que o ganho aumenta (ou seja, α_0 diminui), as potências do fundamental e do GSH aumentam. O aumento da potência do modo fundamental também aumenta a perda não linear dos modos não oscilantes pelo processo de GSF, suprimindo estes modos e prevenindo sua oscilação, mas a largura de banda do GSF é finita e introduz uma dependência adicional na perda não linear, que se torna importante especialmente para altos valores de ganho, onde as perdas não lineares são dominantes. Em certos comprimentos de onda a perda não linear devida ao GSF pode ser muito pequena e é possível que nestes comprimentos de onda o ganho líquido não seja atenuado pela perda não linear e se torne positivo, levando assim à oscilação multimodo. Também se observa a oscilação de mais modos no caso em que se aumenta a eficiência da conversão linear, havendo aumento da perda não linear do modo principal e outros modos começam a oscilar. Assim, um ressonador pode funcionar multimodo para uma alta eficiência de conversão e pode ser necessário um realinhamento ou mudança de temperatura do cristal não linear para ajustar o comprimento de onda de casamento de fase ótimo para um valor mais distante do pico da curva de ganho, de maneira que a perda do modo principal seja diminuída até que o laser oscile em frequência única.

O caso considerado por Greenstein foi buscando a maior conversão de potência no segundo harmônico, ou seja, quando a saída de potência se dá por meio do cristal não-linear. Para a operação em um ressonador em que o objetivo não seja a saída no segundo harmônico, pode-se incluir no termo das perdas (L) a saída de potência devida ao acoplador de saída com transmissão t como descrito no trabalho de Lu et al. [47], de modo que a eq. 59 e 60 permanecem inalteradas, porém no termo α , que é a razão entre as perdas no ressonador (L) e o ganho, são incluídas as perdas pelo acoplador óptico, ou seja, $\alpha = (L + t)/(2g_0 l)$. Deste modo, a condição para a operação em modo único longitudinal é:

$$\frac{1}{2} - 2\text{sinc}^2\left(\frac{1,39}{2\gamma}\right) < \frac{\alpha_0}{\sqrt{(\alpha_0 - \varepsilon_0)^2 + 4\varepsilon_0} - (\alpha_0 + \varepsilon_0)} \quad (67)$$

Uma vez definidos os cristais do meio ativo e do cristal não linear, pode-se definir o parâmetro γ , que é a razão entre as larguras de banda do cristal não linear e do meio ativo. É possível definir uma curva da dependência de α_0 e ε_0 , como por exemplo a curva da FIG. 25 extraída do trabalho de Lu et al. [47], mostrando que nos pontos acima da curva a equação (67) é satisfeita, permitindo assim uma análise das condições sob as quais a operação em modo único longitudinal é alcançada e permitindo o ajuste, por exemplo, por meio da escolha do acoplador de saída para levar o ressonador até a operação em modo longitudinal único. Esta técnica, com a utilização de um cristal não linear para a geração de uma pequena fração de potência no segundo harmônico com o objetivo de permitir a oscilação no modo único longitudinal com a supressão dos demais modos devida às perdas não lineares, tem sido utilizada com sucesso especialmente pelo grupo da universidade de Shanxi na construção de diversos ressonadores em frequência única [33–35,46–49,63–65].

Figura 25 – Dependência entre a perda não linear ε_0 e linear α_0 para o critério de oscilação de modo único longitudinal com indicação das regiões com operação em modo único longitudinal (SLM) e multimodo longitudinal (MLM). Fonte: de Lu et al. [47].

3 DESENVOLVIMENTO TEÓRICO

No desenvolvimento deste trabalho a teoria de ressonadores dinamicamente estáveis foi aplicada a ressonadores lineares e em anel. Em ambos os casos foram estudados casos particulares da teoria mais geral já descrita nas seções 2.7, e 2.11 da introdução, respectivamente, sendo obtidos novos resultados e equações que são de grande ajuda no projeto e compreensão do comportamento deste tipo de ressonadores. No caso dos ressonadores lineares, foi estudado o caso particular dos ressonadores com zonas conjuntas e no caso dos ressonadores em anel foi estudado o caso particular de ressonadores simétricos contendo apenas um par de espelhos curvos. Estes novos resultados serão apresentados a seguir.

3.1 Ressonadores com zonas conjuntas

Os ressonadores das zonas de estabilidade conjuntas são obtidos definindo as bordas dos dois intervalos de estabilidade para coincidir, permitindo assim uma zona de estabilidade mais ampla que permita que cada componente de polarização oscile em uma zona de estabilidade separada. Observando-se o diagrama de estabilidade, verificamos que podem existir duas possibilidades de se obter uma zona única de estabilidade (FIG. 26). Se considerarmos os ressonadores com inclinação positiva, a condição para que o ressonador seja conjunto é que ele passe pela origem, de maneira que as duas zonas se unam. Outra possibilidade seria o uso de uma inclinação negativa, de modo que os limites de estabilidade ocorram nos eixos horizontal e vertical.

Figura 26 – Diagrama de estabilidade ilustrando a possibilidade de ressonadores apresentarem zonas conjuntas com inclinação positiva (linha pontilhada) e com inclinação negativa (linha tracejada). Fonte: autor da tese.

3.1.1 Ressonadores com zonas conjuntas de inclinação positiva

Ao se considerar zonas de estabilidade conjuntas com inclinação positiva no diagrama de estabilidade, o ressonador deve atingir a origem no diagrama de estabilidade (vide FIG. 26) e, portanto, considerando a eq. (26), obteve-se a condição para que os ressonadores de inclinação positiva apresentem zonas conjuntas: os parâmetro geométricos u_1 e u_2 devem ter o mesmo valor para $L_1 \neq 0$ e L_2 finito.

$$\boxed{u_1 = u_2 = u} \quad . \quad (68)$$

Utilizando esta condição de zonas conjuntas, os quatro limites das zonas de estabilidade calculados por Magni [1] (eqs. (28)-(31)) em termos da variável $x = 1/f - 1/L_1 - 1/L_2$ foram reduzidos a três limites que ocorrem em:

$$x = \begin{cases} -\frac{1}{u} & \text{para } g_1 = g_2 = 0 \\ 0 & \text{para } g_1 g_2 = 1 \text{ (3º quadrante)} \\ -\frac{2}{u} & \text{para } g_1 g_2 = 1 \text{ (1º quadrante)} \end{cases} \quad (69)$$

Aplicando-se a condição de zonas conjuntas (eq. (68)), a expressão para o valor da cintura do feixe no bastão w_3 em função da potência dióptrica dada pela eq. (39) (a dependência ocorre através da variável x) tornou-se mais simples que a expressão geral:

$$w_3^2 = \frac{2\lambda}{\pi} |u| [-xu(2 + xu)]^{-1/2} \quad . \quad (70)$$

Observa-se que a expressão diverge para os limites das zonas de estabilidade em $g_1 g_2 = 1$. O valor da cintura é definido durante todo o intervalo entre $x = 0$ e $x = -\frac{2}{u}$, o mesmo ocorrendo para sua derivada em relação a x , e pode ser calculado mesmo em $g_1 = g_2 = 0$ (ou seja, $x = -1/u$):

$$\left[w_3 \left(-\frac{1}{u} \right) \right]^2 = \frac{2\lambda}{\pi} |u| \quad . \quad (71)$$

Para obter o valor da lente térmica no qual a cintura do feixe laser é estacionária em relação às distâncias focais do bastão laser, a derivada de (70) deve ser nula:

$$\frac{dw_3^2}{d(1/f)} = \frac{dw_3^2}{dx} = 0 \quad (72)$$

E assim se obteve:

$$x(w_{30}) = -\frac{1}{u} \quad (73)$$

Cujo valor correspondente da cintura do feixe já foi calculado na eq. (71), ou seja, vemos que a cintura mínima ocorre exatamente no intervalo entre as zonas, bem no meio da zona conjunta. Além disso, substituiu-se o valor de $x(w_{30})$, a largura da zona de estabilidade $\Delta(1/f) = 1/u$ e o valor de w_{30} (eq. (44)) na eq. (70) e se obteve uma expressão para a cintura na zona no bastão livre de parâmetros geométricos:

$$w_3^2 = w_{30}^2 \left[\frac{x}{x(w_{30})} \left(2 - \frac{x}{x(w_{30})} \right) \right]^{-1/2} \quad (74)$$

Com relação à sensibilidade ao desalinhamento, utilizando as expressões de Magni para a sensibilidade ao desalinhamento do espelho S_i (eq. (47)) e o desalinhamento total S (eq. (46)) e aplicando a condição de zonas conjuntas, obteve-se:

$$S_i = \frac{L_i}{w_{30} \left(\frac{2}{u} + x \right) u} \quad e \quad S = \frac{1}{w_{30} |u|} \left| \frac{1}{\frac{2}{u} + x} \right| (L_1^2 + L_2^2)^{1/2} \quad (75)$$

Vemos assim que a sensibilidade do desalinhamento tem seu valor mínimo na borda $x = 0$:

$$S_{min} = S(x = 0) = \frac{1}{2w_{30}} (L_1^2 + L_2^2)^{1/2} \quad , \quad (76)$$

e o dobro desse valor na borda entre as zonas:

$$S\left(x = \frac{-1}{u}\right) = \frac{1}{w_{30}} (L_1^2 + L_2^2)^{1/2} = 2S_{min} \quad (77)$$

O valor de S vai para o infinito no outro limite em $x = -2/u$. Assim foi possível definir a condição para que a sensibilidade ao desalinhamento seja mínima na máxima potência de bombeamento:

$$u > 0, \quad (78)$$

ou equivalentemente,

$$\frac{L}{R} < 1 \quad (79)$$

para ambos os espelhos, porque nessa condição, a variável x , que sempre cresce positivamente com a potência de bombeamento, indo de $x = -2/u$ até $x = 0$, terminando com uma sensibilidade mínima ao desalinhamento na maior potência de bombeamento (FIG. 27(b-d)).

Figura 27 - diagrama de estabilidade mostrando ressonadores de zonas conjuntas com inclinação positiva (a), cintura do feixe em função da potência dióptrica e sensibilidade ao desalinhamento para um ressonador com $u < 0$ (b) e (c) e para ressonadores com $u > 0$ (d) e (e). Fonte: autor da tese.

Quando as zonas de estabilidade são conjuntas, o laser é teoricamente estável na faixa entre $x = 0$ e $x = -\frac{2}{u}$ com uma única zona de estabilidade dada pela união das zonas I e II e uma largura duas vezes maior em termos de poder dióptrico. No entanto, isso só pode ser alcançado para valores exatos de $u_1 = u_2$. Para qualquer ressonador real, os valores de u_1 e u_2 sempre serão ligeiramente diferentes e a linha do ressonador nunca tocará a origem no diagrama de estabilidade. As zonas I e II sempre serão separadas por uma pequena faixa,

na qual a cintura do feixe diverge para o infinito e o ressonador não é estável. O feixe laser sofreria uma perda se encontrasse uma lente térmica naquela zona estreita de instabilidade e, portanto, o ressonador sofreria perdas. Apesar disso, o uso de ressonadores de zonas de estabilidade unidas pode ter vantagens, pois permite que cada estado de polarização oscile em uma zona separada. Uma desvantagem que permanece é que, apesar da possibilidade de oscilar ambas as polarizações ao mesmo tempo, uma frente de onda esférica sofrerá distorções após passar pelo bastão bifocalizador e o modo TEM₀₀ será prejudicado. Cerullo et al. [8] compararam ressonadores de zonas conjuntas e separadas e relataram que os ressonadores com cinturas até 1 mm oscilaram para ressonadores de zonas separadas e para ressonadores de zonas unidas, relataram que oscilaram com cinturas maiores mesmo que com potências muito baixas, porém não relataram esses valores.

Além dos ressonadores de zonas conjuntas, os ressonadores em anel têm as mesmas boas propriedades, porque sempre possuem uma única zona de estabilidade duas vezes mais larga quando comparada aos ressonadores lineares e, portanto, sem a instabilidade na transição entre as zonas. Com relação à sensibilidade ao desalinhamento, ela sempre tende ao infinito no poder dióptrico mínimo e tem um valor mínimo no limite no poder dióptrico máximo do intervalo de estabilidade [2].

3.1.2 Ressonadores com zonas conjuntas de inclinação negativa

Obteve-se a condição de inclinação negativa a partir da eq. (26):

$$\left(\frac{L_1}{L_2}\right)^2 \frac{u_2}{u_1} < 0 \Rightarrow \boxed{\frac{u_2}{u_1} < 0} . \quad (80)$$

As intersecções com a hipérbole são dadas por (vide FIG. 17):

$$x = \begin{cases} 0 \\ -\frac{1}{u_1} - \frac{1}{u_2} \end{cases} \quad (81)$$

Observando-se que a intersecção em $x=0$ sempre existe, vemos que a reta sempre irá ao menos tangenciar a hipérbole, ou seja, não existe a situação na qual a reta cruza os eixos $g_1=0$ e $g_2=0$ sem tocar na hipérbole. Para que a zona seja conjunta não devemos ter outra intersecção com a hipérbole, ou seja, o outro limite em $x = -1/u_1 - 1/u_2$ ou não deve existir ou deve coincidir com o limite em $x=0$. Desta forma obteve-se a condição de zonas conjuntas para ressonadores de inclinação negativa:

$$\boxed{u_2 = -u_1} \quad . \quad (82)$$

Fazendo $u_2 = -u_1$ ou $u_1 = u$ e $u_2 = -u$ temos sempre um ressonador que tangencia a hipérbole e que tem coeficiente angular $-\left(\frac{L_1}{L_2}\right)^2$. Os limites de estabilidade obtidos estão nos cruzamentos com os eixos $g_1=0$ e $g_2=0$, respectivamente:

$$x = \begin{cases} -\frac{1}{u_1} = -\frac{1}{u} \\ -\frac{1}{u_2} = \frac{1}{u} \end{cases} \quad , \quad (83)$$

e a zona de estabilidade conjunta tem largura de $-2/u$, assim como os ressonadores de zonas conjuntas com inclinação positiva.

Como a intersecção dos ressonadores em $x = 0$ acontece no terceiro quadrante, concluímos que os ressonadores com inclinação negativa sempre vão estar no terceiro quadrante.

Aplicando-se a condição de zonas conjuntas à expressão da sensibilidade ao desalinhamento do espelho i (eq. (47)), obteve-se a sensibilidade ao desalinhamento dos ressonadores com inclinação negativa de zonas conjuntas:

$$S_i = \frac{1}{w_{30}} \frac{L_i}{u_i} \frac{1}{x} \quad , \quad (84)$$

e para a sensibilidade total ao desalinhamento se obteve:

$$S^2 = S_1^2 + S_2^2 = \frac{1}{w_{30}^2} \frac{(L_1^2 + L_2^2)}{u^2} \frac{1}{x^2} \quad (85)$$

$$S = \frac{1}{w_{30}} \frac{(L_1^2 + L_2^2)^{1/2}}{|u|} \frac{1}{|x|} \quad (86)$$

Vemos que, assim como nos ressonadores conjuntos com inclinação positiva, a sensibilidade ao desalinhamento aumenta com L_1 e L_2 .

Nos limites do intervalo de estabilidade $x = -1/u$ e $x = 1/u$ a sensibilidade ao desalinhamento tem o mesmo valor:

$$S\left(x = \frac{1}{u}\right) = S\left(x = -\frac{1}{u}\right) = \frac{1}{w_{30}} (L_1^2 + L_2^2)^{1/2} \quad , \quad (87)$$

que é o dobro do valor mínimo S_{min} do caso dos ressonadores com inclinação positiva (eq.(76)).

A sensibilidade ao desalinhamento tende ao infinito em $x=0$. Estes dois últimos fatos tornam estes ressonadores pouco úteis para se trabalhar com uma zona de estabilidade maior, pois a sensibilidade ao desalinhamento diverge exatamente no meio da zona conjunta e a mínima sensibilidade ao desalinhamento é maior que no caso dos ressonadores com inclinação positiva. Na FIG. 28 estão sumarizados os comportamentos dos ressonadores dinamicamente estáveis com zonas conjuntas tanto com inclinação positiva quanto com inclinação negativa.

Figura 28 - diagrama de estabilidade e cintura no bastão em função do poder dióptrico para ressonadores com inclinação positiva e negativa. Fonte: autor da tese.

3.2 Ressonadores em anel simétricos com um par de espelhos curvos

Para simular o ressonador em anel, considerou-se a utilização de dois módulos DPSSL posicionados tão perto quanto possível e se considerou o ressonador simétrico, estudando-se o caso com apenas um par de espelhos curvos. Num primeiro momento foram feitas simulações estudando-se como os parâmetros da zona de estabilidade variavam de acordo com os parâmetros do ressonador. Percebeu-se assim, primeiramente de forma numérica, que esta configuração de ressonador apresentava relações simples que permitiam a determinação das distâncias do ressonador tendo como entrada os parâmetros do intervalo de estabilidade, e, com base nestes achados, foi desenhado o ressonador em anel que seguiu com o desenvolvimento experimental. Este estudo está descrito abaixo em 3.2.1. Posteriormente se determinou o limite teórico (seção 3.2.2) destes intervalos de estabilidade,

primeiramente para um ressonador com um único bastão focalizador, estendendo-se em seguida o resultado para dois bastões posicionados próximos um ao outro, corroborando-se o comportamento que havia sido observado inicialmente nas simulações.

3.2.1 Modelagem numérica do ressonador

Considerou-se o desenho de um ressonador simétrico com o uso de um par de espelhos planos e um par de espelhos curvos. O astigmatismo foi desconsiderado mantendo o ângulo de incidência abaixo de 15° nos espelhos curvos. Os parâmetros que foram considerados para este ressonador estão mostrados na FIG. 29. Uma vez que o ressonador é simétrico e há apenas um par de espelhos curvos, três distâncias o definem totalmente: distância a , que é a distância entre os espelhos curvos e os planos principais dos bastões, a distância b , que é a distância complementar entre ambos os espelhos planos e a distância d que é a distância entre os planos principais dos bastões. Foi assumida a simplificação onde os bastões são considerados lentes delgadas. Ressalta-se que dependendo do valor das distâncias a e b pode ser necessário adicionar mais pares de espelhos planos, porém, como isso não altera nenhuma característica de propagação do feixe, eles não precisam ser considerados na modelagem. Observe que embora um ressonador tipo “bow-tie” seja mostrado na imagem, isto é apenas para ilustrar uma configuração possível. Os resultados se aplicam a qualquer ressonador onde as distâncias a , b e d estejam presentes e o astigmatismo seja desprezível.

Figura 29 – Parâmetros utilizados para estudo do ressonador. (a) Esquema do ressonador real e (b) simplificação assumida. Fonte: autor da tese.

A distância entre os planos principais dos dois bastões d foi mantida em 72 mm, que seria o espaço mínimo necessário para inserir uma placa de onda para compensação de birrefringência entre os dois bastões. As simulações foram feitas utilizando-se o software LASCAD, que utiliza a propagação de feixes com matrizes ABCD. Para as condições descritas acima, verificou-se que o valor da cintura do feixe dentro do ressonador sempre

apresenta um valor máximo nos bastões focalizadores e uma cintura mínima no lado oposto do ressonador quando se considera valores de raio de curvatura do espelho negativos, e, quando se considera raios de curvatura positivos, o ressonador apresenta mais duas cinturas entre os bastões e os espelhos curvos e um valor máximo nos espelhos curvos (FIG. 30).

Figura 30 – Esquema do ressonador considerado nas simulações com indicação da posição das cinturas(w) para valores de raio de espelho negativos (a) e positivos (b). Fonte: autor da tese.

Os limites da faixa de estabilidade foram definidos como a última configuração estável na simulação ao se variar a distância focal da lente térmica em passos de 0,001 mm. Os efeitos observados das mudanças nas distâncias a e b no intervalo de estabilidade para um mesmo valor de raio de curvatura dos espelhos são ilustrados na FIG. 31: O aumento da distância a muda o intervalo de estabilidade para comprimentos de focalização mais longos, enquanto a largura do intervalo de estabilidade Δf é mantida; O aumento da distância b diminui a largura do intervalo de estabilidade Δf enquanto mantém a mesma distância focal f_{max} . Deve-se ressaltar que figuras semelhantes são obtidas ao se considerar outros espelhos convexos ou côncavos para diferentes valores de f . A independência dos valores do parâmetro f_{max} simulados com a distância b é evidenciada na FIG. 32(a) onde os valores de f_{max} simulados foram plotados em função da distância b enquanto a distância a foi mantida em 100 mm e o raio do espelho era de -200 mm. Os valores obtidos na FIG. 32 (a) foram numericamente idênticos para $500 \text{ mm} \leq b \leq 2500 \text{ mm}$. Na figura FIG. 32(b) a largura simulada do intervalo de estabilidade Δf foi plotada em função da distância a para $b = 500 \text{ mm}$ e $R = -200 \text{ mm}$ e $50 \text{ mm} \leq a \leq 500 \text{ mm}$. Do mesmo modo, não houve diferenças numéricas para os valores de Δf obtidos. Resultados semelhantes foram obtidos para diversos valores de distâncias a e b e para valores de R positivos e negativos. Conforme se pode perceber, este ressonador apresenta uma característica notável que é a possibilidade de sintonizar independentemente a largura e a posição do intervalo de estabilidade através do ajuste apenas de distâncias.

Figura 31 - Cintura do feixe simulada mostrando capacidade de a sintonia do intervalo de estabilidade do laser em função da distância focal da lente termicamente induzida no bastão. Linha contínua: $b = 500$ mm; linha tracejada: $b = 600$ mm; linha pontilhada: $b = 700$ mm. O raio do espelho é $R = -200$ mm. Fonte: autor da tese.

Figura 32 –(a) Valores simulados de f_{max} para $a=100$ mm e diferentes valores de b . (b) Valores de Δf simulados em função da distância a para $b=500$ mm. $R=-200$ mm nos dois casos. Fonte: autor da tese.

Em seguida foi determinada a relação do parâmetro f_{max} com a distância a e do parâmetro Δf com a distância b . O limite do intervalo de estabilidade f_{max} obtido nas simulações para espelhos com raio de curvatura -300 mm, -200 mm, 200 mm e 500 mm é mostrado na FIG. 33(a) e foi aplicado um ajuste linear aos dados para cada valor de raio de espelho. Os coeficientes lineares e angulares obtidos foram plotados na FIG. 33(b) e aos dados foi aplicado um ajuste linear. O coeficiente angular permaneceu constante com valor 1,00022(5) enquanto que o coeficiente linear diminuiu com o raio com um coeficiente angular de 0,49991(10). Inferimos assim uma expressão simples para calcular f_{max} em termos da distância a e do raio de curvatura:

$$f_{max} = a - \frac{R}{2} \quad (88)$$

Tentou-se fazer um ajuste semelhante para obter uma expressão para Δf em função da distância b e do raio dos espelhos, mas não se encontrou facilmente a relação desejada. Na FIG. 34 está apresentada a largura da faixa de estabilidade em função da distância b em escala di-log, tendo sido aplicado um ajuste do tipo $\Delta f = k_1 B^{k_2}$. Os dados se ajustaram razoavelmente bem à curva, mas não foi observada uma relação simples dos coeficientes k_1 e k_2 do ajuste com o raio de curvatura, como se verificou no caso da f_{max} . Para

se fazer o desenho do ressonador se utilizou os coeficientes k_1 e k_2 do ajuste para cada valor de raio de espelho.

Figura 33 – Máxima distância focal no limite de intervalo de estabilidade $f_{\max}$ em função da distância a para diversos valores de raio de espelhos com retas ajustadas. Os coeficientes angulares e lineares obtidos dos ajustes foram plotados em função do raio em (b). Quadrados: $R = -300$ mm; círculos: $R = -200$ mm; Triângulos: $R = 200$ mm; losangos: $R = 500$ mm. Fonte: autor da tese.

Figura 34 – (a) largura da faixa de estabilidade Δf em função da distância b para diversos valores de raio dos espelhos. (b) parâmetros do ajuste plotados em função do raio de curvatura. Fonte: autor da tese.

Os módulos tinham distância focal mínima de 21,5 cm e o ressonador foi desenhado para ter seu limite de intervalo de estabilidade na distância focal mínima (maior poder dióptrico) em 21 cm. A cintura estacionária foi de 762 μm , a mesma utilizada com bons resultados em um trabalho anterior que utilizou os mesmos módulos em um ressonador linear [10]. O raio dos espelhos foi de 500 mm e as distâncias a e b correspondentes foram 528 mm e 2248 mm, respectivamente. O comprimento total do ressonador foi de 3483 mm. Entre os espelhos que foram considerados (-300 mm, -200 mm, 200 mm e 500 mm) o espelho de 500 mm foi o único que permitiu a montagem do ressonador com apenas quatro espelhos, sem necessidade de se inserir mais espelhos para acomodar as distâncias a e b . Na FIG. 35(a) é mostrada a cintura no bastão no intervalo de estabilidade, considerando-se tanto o caso de incidência normal quanto para incidência em 5° que foi o ângulo considerado para a montagem do laser. Na FIG. 35(b) é mostrado o valor da cintura do feixe ao longo do ressonador na máxima potência de bombeamento.

Figura 35 – (a) Cintura simulada do modo TEM_{00} no bastão. Linha contínua representa a cintura para incidência normal nos espelhos e as linhas tracejadas e pontilhadas representam as cinturas nos planos x e y , respectivamente, para ângulo de incidência de 5° nos espelhos. (b) Cintura simulada do modo TEM_{00} ao longo do eixo do ressonador na máxima potência de bombeio. Linha tracejada indica a cintura ao longo do eixo x e linha pontilhada representa cintura ao longo do eixo y . A posição dos elementos do ressonador está indicada no gráfico: M_1 e M_2 são espelhos curvos, M_3 espelho plano e M_4 é acoplador de saída plano; B_1 e B_2 são os bastões laser. PO é a placa de meia onda para compensação de birrefringência. Fonte: autor da tese.

3.2.2 Modelagem teórica do ressonador em anel

Com o propósito de verificar se a equação (88) é válida e geral, bem como de se obter uma expressão para calcular a largura da faixa de estabilidade em função da distância b e do raio dos espelhos, foi feito o desenvolvimento teórico para este tipo de ressonador. Inicialmente se estudou o caso de um ressonador com um único bastão focalizador e em seguida se estendeu o caso a um ressonador contendo dois bastões posicionados próximos um do outro.

3.2.2.1 Caso de um bastão focalizador

Para melhor compreensão do comportamento dinâmico do ressonador, Considerou-se inicialmente o caso mais simples de um ressonador simétrico composto por um único bastão focalizador e dois espelhos curvos. Assim como anteriormente, não foi considerado astigmatismo, considerando-se que seria mantido um baixo ângulo de incidência nos espelhos curvos. Duas distâncias definem totalmente o ressonador: distância a , que é a distância entre os espelhos curvos e os planos principais do bastão e a distância b , que é a distância complementar entre ambos os espelhos planos. Foi assumida a simplificação onde os bastões são considerados lentes delgadas e o comprimento real do ressonador L é $L = 2a + b + l(1 - 1/n)$ onde l é o comprimento do bastão e n é o seu índice de refração. Na FIG. 36 são mostrados os parâmetros do ressonador considerados nesta modelagem. Assim como no caso anterior, a configuração tipo “bow tie” é apenas ilustrativa

e os resultados se aplicam a qualquer ressonador onde as distâncias a e b estejam presentes e o astigmatismo seja desprezível.

Figura 36 – (a) Ressonador considerado e (b) ressonador simplificado considerado para o desenvolvimento teórico. Fonte: autor da tese.

Figura 37 - Esquema do ressonador simplificado considerado para modelagem. f representa a lente delgada equivalente ao bastão focalizador. M_1 , M_2 são os espelhos curvos com raio R que pode ser positivo ou negativo. A matriz ABCD representando todos os elementos exceto o bastão focalizador. Fonte: autor da tese.

O ressonador foi analisado de acordo com o formalismo usado por Silvestri et al [2] que apresenta os resultados para um ressonador contendo um bastão focalizador, aproximado por uma lente delgada e demais elementos intracavidade arbitrários descritos por uma matriz ABCD. No presente estudo foi analisado o caso particular de um ressonador simétrico com um par de espelhos curvos como ilustrado na FIG. 37. A matriz ABCD representa todos os elementos do ressonador a menos da lente térmica, partindo de um plano imediatamente posterior à lente térmica e terminando em um plano imediatamente antes dela, e compreende, portanto: i) propagação por distância a e focalização por espelho com raio R ; ii) propagação por distância b e focalização por espelho com raio R ; iii) propagação por distância a . Escrevendo a matriz de transferência ABCD obtivemos, portanto:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & a \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & b \\ -\frac{2}{R} & 1 - \frac{2b}{R} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & a \\ -\frac{2}{R} & 1 - \frac{2a}{R} \end{pmatrix}, \quad (89)$$

e seus elementos são:

$$A = 1 - \frac{2b}{R} - \frac{4a}{R} + \frac{4ab}{R^2}, \quad (90)$$

$$B = \frac{(2a - R)(2ab - 2aR - bR)}{R^2} , \quad (91)$$

$$C = \frac{4b}{R^2} - \frac{4}{R} \quad e \quad (92)$$

$$D = \left(1 - \frac{2b}{R}\right) \left(1 - \frac{2a}{R}\right) - \frac{2a}{R} . \quad (93)$$

Inicialmente se supôs que $B > 0$. Então os limites do intervalo de estabilidade definidos por Silvestri em termos dos elementos da matriz ABCD (eq.(51)) são dados por:

$$\frac{A + D - 2}{B} < \frac{1}{f} < \frac{A + D + 2}{B} . \quad (94)$$

Substituindo os elementos da matriz (eq. (90)-(93)) e simplificando, se obteve:

$$\frac{A + D \pm 2}{B} = \frac{(2 \pm 2)R^2 - 8aR - 4bR + 8ab}{2aR^2 + bR^2 - 4abR - 4a^2R + 4a^2b} . \quad (95)$$

O limite inferior $(A+D-2)/B$ nos dá o menor poder dióptrico, ou seja, o maior comprimento da lente térmica, equivalente a f_{max} :

$$\frac{A + D - 2}{B} = \frac{1}{f_{max}} = \frac{-8aR - 4bR + 8ab}{2aR^2 + bR^2 - 4abR - 4a^2R + 4a^2b} . \quad (96)$$

Fatorando o numerador e o denominador se teve:

$$\frac{1}{f_{max}} = \frac{4(2ab - 2aR - bR)}{(2ab - 2aR - bR)(2a - R)} , \quad (97)$$

e assim se obteve:

$$\boxed{f_{max} = \frac{2a - R}{4}} , \quad (98)$$

que é exatamente metade do valor obtido a partir das simulações para 2 bastões (equação (88)). É possível ver que, assim como no caso das simulações com dois bastões, o valor de f_{max} depende só da distância a e do raio R .

De modo semelhante o outro limite de (94) nos deu:

$$\frac{A + D + 2}{B} = \frac{1}{f_{min}} = \frac{4R^2 - 8aR - 4bR + 8ab}{2aR^2 + bR^2 - 4abR - 4a^2R + 4a^2b} , \quad (99)$$

e fatorando o numerador e o denominador e simplificando, obtivemos a expressão para f_{min} :

$$f_{min} = \frac{2ab - 2aR - bR}{4(b - R)} . \quad (100)$$

Vemos que esta expressão depende de a , b e R , mas subtraindo a eq. (100) da eq. (98) obtivemos a largura do intervalo de estabilidade Δf e vemos que esta é dependente apenas da distância b e de R , assim como observado nas simulações com dois bastões:

$$\boxed{\Delta f = f_{max} - f_{min} = \frac{R^2}{4(b - R)}} . \quad (101)$$

Inserindo-se as equações (98), (100) e (101) na eq. (91), obtivemos

$$B = \frac{4f_{max}f_{min}}{\Delta f} , \quad (102)$$

Por definição $f_{max} > f_{min}$ e o valor de Δf é positivo, e assim para que B seja positivo e a desigualdade (94) se mantenha, devemos ter:

$$f_{max} \cdot f_{min} > 0 , \quad (103)$$

Ao analisar as expressões (98) e (101) pode-se notar que este ressonador possui algumas características muito interessantes. A existência dessas expressões analíticas simples permite o projeto rápido de um ressonador em anel dinamicamente estável com base nos limites do intervalo de estabilidade escolhidos. Para um dado raio de curvatura dos espelhos, a distância focal máxima f_{max} e a largura do intervalo de estabilidade Δf são totalmente independentes, sendo o primeiro dependente apenas da distância a e o segundo dependente apenas da distância b . Esta característica não é observada em ressonadores lineares com zonas de estabilidade conjunta, por exemplo, onde a largura e a posição do intervalo de estabilidade podem ser ajustadas continuamente através do ajuste de distâncias, mas não de maneira independente [66]. Os parâmetros do intervalo de estabilidade, portanto, são totalmente definidos por esses dois parâmetros f_{max} e Δf que dependem das distâncias a e b . A cintura estacionária w_{30} depende da largura do intervalo de estabilidade (em termos de $1/f$). Na FIG. 38 é plotada a cintura no bastão no intervalo de estabilidade mostrando seus limites definidos em termos de distâncias a e b . Isso significa que não é necessário escolher

um determinado raio de curvatura para atender a um conjunto de parâmetros de intervalo de estabilidade desejado, diferente de ressonadores lineares, onde se escolhe o espelho com raio de curvatura mais próximo do calculado [1]. Uma vez escolhido o raio de curvatura dos espelhos e as distâncias a e b , o intervalo de estabilidade do ressonador pode ainda ser continuamente ajustado mudando as distâncias, o que pode ser usado para fazer o ajuste fino do ressonador físico até chegar ao melhor ponto operacional, ou até mesmo permitir, por exemplo a criação de um ressonador adaptativo. Cabe observar sobre a FIG. 38 que é possível perceber que a curva não é simétrica com relação a w_{30} como esperado (veja eq. (114)), porém neste gráfico o valor da cintura está plotado em função de f , e não em função de $1/f$, que é o caso em que existe a simetria.

Figura 38 – Cintura laser no bastão indicando os parâmetros do intervalo de estabilidade em função das distâncias a e b e do raio de curvatura dos espelhos.

Para a obtenção das expressões acima foi considerada a incidência normal nos espelhos, porém para baixos ângulos de incidência as expressões podem ser prontamente utilizadas para ressonadores astigmáticos simplesmente substituindo o raio de curvatura R pelo raio de curvatura efetivo nos planos tangencial e sagital, ou seja:

$$f_{max}^T = \frac{2a - R \cos(\theta)}{4} \quad (104)$$

$$\Delta_f^T = \frac{R^2 \cos(\theta)^2}{4(b - R \cos(\theta))} \quad (105)$$

$$f_{max}^S = \frac{2a - R/\cos(\theta)}{4} \quad (106)$$

$$\Delta_f^S = \frac{R^2}{4 \cos(\theta)^2 (b - R/\cos(\theta))} \quad (107)$$

Onde os índices T ou S denotam o plano radial ou tangencial, respectivamente. A incidência não normal nos espelhos planos não altera as expressões.

Analisando as expressões para os valores de f_{max} e Δf pode-se avaliar quais são os valores de comprimento possíveis para os ressonadores. Escrevendo as eq. (98) e (101) para as distâncias a e b , tem-se:

$$a = \frac{4f_{max} + R}{2} \quad (108)$$

$$b = \frac{R^2}{4\Delta f} + R \quad (109)$$

O comprimento total do ressonador L' é:

$$L' = 2a + b \quad (110)$$

E o comprimento real:

$$L = L' + l \left(1 - \frac{1}{n} \right) \quad (111)$$

O substituindo (108) e (109) em (110), escreveu-se o comprimento do ressonador em função de R , f_{max} e Δf :

$$L' = \frac{R^2}{4\Delta f} + 2R + 4f_{max} \quad (112)$$

Analisando a expressão (108) vemos que para que a distância a seja positiva, deve-se ter $R > -4f_{max}$ (veja FIG. 39.a). Do mesmo modo avaliando a eq. (109), deve-se ter $R < -4\Delta f$ ou $R > 0$ para que a distância b seja positiva (veja FIG. 39.b). Assim, os valores de R devem estar no intervalo $-4f_{max} < R < -4\Delta f$ ou $R > 0$ para que ambas as distâncias a e b sejam positivas.

Figura 39 – (a) Distância a , (b) distância b e (c) comprimento total do ressonador L' em função do raio de curvatura dos espelhos. Os eixos R dos gráficos (a), (b) e (c) estão alinhados e na mesma escala. O fundo preenchido em (a) e (b) representa região em que o valor de a e b são positivos, respectivamente. O fundo preenchido em (c) representa a região onde a e b são simultaneamente positivos, indicando os comprimentos possíveis do ressonador para cada valor de R . Fonte: autor da tese.

Ao se procurar as raízes da eq. (112), obtemos:

$$R_{(L'=0)} = 4\Delta_f \left(-1 \pm \sqrt{1 - \frac{f_{max}}{\Delta_f}} \right) . \quad (113)$$

Para bastões termicamente focalizadores de Nd:YAG, o comprimento da lente térmica é sempre positivo e sempre se terá $f_{max} > \Delta_f$ pois para $\Delta_f > f_{max}$ o valor da lente térmica abarcaria valores de f negativos, e a condição da eq. (103) não é satisfeita. Assim o radicando da eq. (113) é negativo e a eq. (112) não tem raiz real, ou seja, não é possível a construção de um ressonador com comprimento tão pequeno quanto desejado. A eq. (112) em função de R está plotada na FIG. 39.c com o fundo preenchido nas regiões onde a e b são simultaneamente positivos. O menor valor do comprimento do ressonador irá ocorrer para raios de curvatura negativos, em $R = -4\Delta_f$. Para ressonadores com raio de curvatura positivo, o menor comprimento, que tem valor $L' = 4f_{max} - 4\Delta_f$ ocorre para $R \rightarrow 0$. Para espelhos com raio de curvatura negativos, portanto, é possível a construção de um ressonador com o menor comprimento possível e existe um limite para o maior comprimento $L' = 4f_{max} (f_{max} / \Delta_f - 1)$ quando $R = -4f_{max}$. Para raios de curvatura positivos, o menor comprimento de L' é $4f_{max}$, que ocorre para $R \rightarrow 0$ e o ressonador pode ser tão longo quanto possível para $R \rightarrow \infty$. Vemos, portanto que os ressonadores com raios de curvatura negativos

são melhores para a construção de ressonadores compactos, porém neste caso o ressonador deve ser planejado antes da escolha dos espelhos porque a depender dos parâmetros desejados para a zona de estabilidade pode não ser possível a construção do ressonador. Para raios de curvatura positivos, por outro lado, o menor comprimento do ressonador será maior que para raios de curvatura negativos e a construção de ressonadores com pouco comprimento vai exigir espelhos com pequenos raios de curvatura. Mas, por outro lado, haverá total versatilidade, pois para dado raio de curvatura é possível a construção de um ressonador para quaisquer parâmetros desejados da zona de estabilidade. Além disso os ressonadores com espelhos positivos apresentam duas cinturas adicionais entre o espelho curvo e o bastão, como ilustrado na FIG. 30.

Por último escrevemos uma expressão nova para a cintura no bastão. Inserindo as equações (60) e (52) em (59), obtemos uma expressão que permite calcular a cintura no bastão em função do poder dióptrico sendo uma expressão totalmente independente de parâmetros físicos do ressonador, calculada a partir de $\Delta(1/f)$ e $1/f(w_{30})$ que são dois parâmetros que definem a zona de estabilidade:

$$w_3^4 = \frac{4}{\left[\Delta\left(\frac{1}{f}\right)\right]^2 - 4 \cdot \left(\frac{1}{f}(w_{30}) - \frac{1}{f}\right)^2} \cdot \left(\frac{2\lambda}{\pi}\right)^2 \quad (114)$$

Observe que esta expressão foi obtida diretamente das equações de Silvestri, sem considerar o caso particular descrito neste tópico e, portanto é geral, para qualquer ressonador em anel contendo um bastão focalizador.

3.2.2.2 Caso de 2 bastões focalizadores

Para a extensão dos resultados ao caso de um ressonador contendo dois bastões posicionados próximos um do outro, foram utilizados os resultados do ressonador com um único bastão e as lentes térmicas foram substituídas pela lente térmica equivalente do conjunto de 2 lentes. O esquema do ressonador é mostrado na FIG. 40. A lente equivalente do conjunto de duas lentes f_1 e f_2 espaçadas por d é dada por [67]:

$$f_{eq} = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - d} \quad , \quad (115)$$

e para $f_1 = f_2 = f$. temos:

$$f_{eq} = \frac{f^2}{2f - d} \quad . \quad (116)$$

E assim o maior comprimento focal equivalente $f_{max\ eq}$ e o menor comprimento focal equivalente $f_{min\ eq}$ são dados por:

$$f_{max\ eq} = \frac{f_{max}^2}{2f_{min} - d} \quad e \quad (117)$$

$$f_{min\ eq} = \frac{f_{min}^2}{2f_{min} - d} \quad . \quad (118)$$

A distância h do plano principal ao fim do conjunto das duas lentes é dada por [67]:

$$h = \frac{d}{f} f_{eq} = \frac{df}{2f - d} \quad . \quad (119)$$

O valor de f_{max} para o conjunto de duas lentes foi obtido substituindo f_{max} por $f_{max\ eq}$ e a distância a por $a' = a + h$ na expressão (98):

$$f_{max\ eq} = \frac{a}{2} + \frac{h}{2} - \frac{R}{4} \quad . \quad (120)$$

Substituindo (117) e (119) obteve-se:

$$\boxed{f_{max} = a - \frac{R}{2}} \quad , \quad (121)$$

que é exatamente a mesma expressão conjecturada a partir dos resultados das simulações do ressonador com dois bastões (eq. (88)).

Figura 40 – Esquema do ressonador com 2 bastões (a) e do ressonador simplificado (b) com distâncias indicadas. PP são os planos principais do conjunto de duas lentes e h é a distância dos planos principais ao fim do conjunto. Fonte: autor da tese.

Para o cálculo de Δ_f , foram utilizados os valores das lentes máximas e mínimas equivalentes (117) e (118):

$$\Delta_f = f_{max\ eq} - f_{min\ eq} = \frac{2f_{max}^2 f_{min} - 2f_{max} f_{min}^2 - d f_{max}^2 + d f_{min}^2}{2 \left(2f_{max} f_{min} - d f_{min} - d f_{max} + \frac{d^2}{2} \right)} . \quad (122)$$

Fatorando o numerador, obteve-se:

$$\Delta_f = \frac{(f_{max} - f_{min})(2f_{max} f_{min} - d f_{max} - d f_{min})}{2 \left(2f_{max} f_{min} - d f_{min} - d f_{max} + \frac{d^2}{2} \right)} . \quad (123)$$

Como os bastões estão próximos um do outro, foi feita a aproximação no denominador $d \ll f_{max}, f_{min}$ e desprezamos o termo $d^2/2$:

$$\Delta_f = f_{max\ eq} - f_{min\ eq} = \frac{f_{max} - f_{min}}{2} . \quad (124)$$

Substituindo em (101) obteve-se:

$$\Delta_f = \frac{R^2}{2(b - R)} . \quad (125)$$

Esta expressão é exatamente o dobro da expressão de Δ_f para um único bastão (eq. (101)), assim como a expressão de f_{max} para o ressonador com dois bastões (eq. (121)) é exatamente o dobro da expressão de f_{max} para o ressonador com um bastão (eq. (98)).

Para verificar se a aproximação feita acima é adequada, os resultados de 48 simulações que já haviam sido realizados na ocasião da modelagem numérica inicial foram comparados com eq. (125). Os valores de a variaram entre 50 mm e 500 mm, os valores de b variaram de 100 mm a 6854.8 mm e os valores de R variaram de -300 mm a 500 mm. Observou-se que o maior erro é inferior a 1% conforme pode ser visto no gráfico da FIG. 41.

Figura 41 – Comparação entre o valor simulado de Δf e o valor calculado pela da expressão (125). Fonte: autor da tese.

3.2.3 Compensação da birrefringência

A compensação de BIT se mostra mandatória para produção de ressonadores com alto volume no meio de ganho, uma vez que a razão das distâncias focais é de $f_\phi/f_r=1,2$ para Nd:YAG [4] o que leva à dificuldade para que ambas polarizações oscilem simultaneamente.

Em um cristal de Nd:YAG com geometria cilíndrica, os eixos principais da BIT são radiais e tangenciais e, portanto as perdas por despolarização são maiores nas regiões a $\pm 45^\circ$ dos eixos de polarização do laser.

O laser foi montado com dois módulos laser idênticos bombeados por diodo. Para a compensação de BIT foi introduzida uma placa de onda entre eles. Os raios que se propagam pelas regiões ao longo do eixo horizontal ou vertical da secção transversal do bastão (de acordo com a FIG. 7) são polarizados radialmente ou tangencialmente, respectivamente considerando-se a polarização no plano horizontal. Estes raios que incidem ao longo do eixo horizontal ou vertical não sofrem despolarização uma vez que estão alinhados com os eixos dos índices de refração do bastão. Deste modo, a perda por despolarização é máxima nas regiões a $\pm 45^\circ$ dos eixos de polarização do laser. Um feixe laser que viaja em um plano do bastão entre os planos horizontal e vertical tem sua polarização decomposta em componentes radial e tangencial pela BIT no primeiro bastão. Para que a compensação de birrefringência ocorra, os dois raios polarizados devem passar pelo sistema sofrendo os mesmos atrasos de fase e mesmo valor médio de lente térmica induzida. A placa de meia onda permite que um feixe radialmente polarizado saindo do primeiro bastão se torne tangencialmente polarizado no segundo bastão e vice-versa. Um feixe polarizado tangencialmente ao entrar no segundo bastão sofrerá compensação de birrefringência se o atraso de fase e a lente termicamente induzida forem as mesmas para a polarização tangencial no primeiro bastão e vice-versa. Para que isto funcione

apropriadamente, a distância do eixo do bastão deve ser a mesma em ambos os bastões por causa da dependência dos efeitos térmicos.

Outro fator considerado foi o caminho total percorrido pelo feixe até completar um ciclo completo dentro do ressonador e adquirir a mesma polarização no mesmo trecho de partida, como ilustrado na FIG. 42. O uso de uma única placa de onda entre os dois bastões requer um total de duas voltas no ressonador antes que um raio adquira novamente a mesma polarização no mesmo ponto do ressonador, como mostrado na FIG. 42(c). Isso implica que os raios passam duas vezes por um bastão com a mesma polarização, sofrendo assim as mesmas lentes térmicas e experimentando poderes dióptricos bastante diferentes dependendo da polarização. O uso de uma segunda placa de onda, como mostrado na FIG. 42(d), pode melhorar o desempenho porque o estado de polarização do feixe será alternado cada vez que este passa por um bastão, o que deve resultar no raio experimentando um poder dióptrico mais constante e, portanto, com distâncias de feixe mais constantes do eixo do ressonador. Considerando que o ressonador precisa de mais uma placa de onda para o dispositivo não recíproco (rotador Faraday), o uso de três placas de onda no ressonador poderia dificultar significativamente o alinhamento das placas de onda, uma vez que a rotação de qualquer uma das placas de onda mudaria o status de polarização no sistema todo.

Figura 42 – Esquema do ressonador ilustrando a compensação de birrefringência com uma (a) ou duas (b) placas de onda (PO). A evolução da polarização ao longo do eixo do ressonador durante um ciclo completo começando e terminando no ponto A é indicada para os ressonadores com uma (c) e duas placas de onda (d). Diferentes cores de fundo indicam diferentes estados de polarização (radial ou tangencial). Para uma placa de onda, um ciclo completo leva 2 voltas no ressonador e os raios sempre passam por dois bastões com a mesma polarização antes de mudar seu estado de polarização, enquanto que para duas placas de onda, o ciclo completo leva uma volta no ressonador e as lentes térmicas radiais e tangenciais alternam cada vez que passa por um bastão. B₁ e B₂ : bastões laser. Fonte: autor da tese.

Para verificar se existe uma grande mudança no raio do feixe ao usar apenas uma placa de onda em vez de usar duas placas de onda, o ressonador foi simulado com o LASCAD. A lente térmica do bastão na potência máxima de bombeamento foi aproximada por um conjunto de 7 lentes com $f_i = 1597$ mm e $f_r = 1320$ mm separadas de 11,14 mm uma da outra imersas em um meio com índice de refração do Nd:YAG ($n=1,82$), correspondendo a um comprimento total do bastão de 78 mm e uma distância focal média de 21,5 cm

($f_i = 23,65$ cm e $f_r = 19,71$ cm), que corresponde a comprimentos focais do bastão na potência máxima de bombeamento. A relação entre a lente radial e tangencial foi $f_i/f_r = 1,2$, conforme estabelecido [18].

Na FIG. 43 é mostrado o ajuste para a determinação da medida das lentes térmicas individuais, feita por meio da simulação da focalização de um feixe colimado com o LASCAD. Na FIG. 43(a) é mostrada a cintura do feixe colimado que se propaga da esquerda para a direita e incide na região das lentes que representam o bastão. Aos feixes que emergem da região do bastão é ajustada uma reta e sua intersecção com o prolongamento do feixe incidente no bastão dá a posição do plano principal e a distância do plano principal até o ponto em que a reta cruza com o eixo horizontal fornece a distância focal. Na FIG. 43(b) é mostrado o gráfico do poder dióptrico total em função do poder dióptrico das 7 lentes individuais e as distâncias do plano principal ao fim do bastão obtidas. A distância do plano principal está próxima ao valor esperado $h = l/2n = 21,43$ mm para $l=78$ mm e índice de refração $n=1,82$ e varia pouco com o poder dióptrico da lente, tendo sido adotado o valor de 22 mm.

Figura 43 – a) Simulação de feixe colimado atravessando lentes térmicas para determinação da distância focal total para distâncias focais individuais de 1123, 1234, 1341 e 1520 mm. As linhas verticais representam a posição das lentes individuais com região preenchida representando região do bastão, com índice de refração $n=1,82$. Linha tracejada horizontal representa valor da cintura do feixe colimado que incide nas lentes. b) ajuste para determinação da distância focal total em função das distâncias focais individuais e distância h do plano principal ao fim do bastão. Fonte: autor da tese.

Os casos de 1 e 2 placas de onda (2 voltas e 1 volta, respectivamente) foram simulados substituindo-se no ressonador descrito em 3.2.1 a lente térmica, que era representada por uma lente delgada, por esta composição de 7 lentes consideradas na potência máxima de bombeio. Na FIG. 44(a) é ilustrado o comportamento da cintura do feixe que é radial ou tangencialmente polarizada à medida que passa através do primeiro e do segundo bastão. Um raio que se propaga radialmente polarizado no primeiro bastão tem

maior cintura do que um raio polarizado tangencialmente no mesmo bastão. Quando o primeiro raio entra no segundo bastão com estado de polarização trocado, ele se torna tangencialmente polarizado e tem cinturas menores do que um raio radialmente polarizado, como visto na FIG. 44 (a). O comportamento é simétrico, ou seja, o raio em função da distância de um raio polarizado tangencialmente viajando através do primeiro bastão é o mesmo que para um raio polarizado tangencialmente viajando através do segundo bastão. As diferenças entre os raios para uma e duas viagens de ida e volta são mínimas e mostradas na FIG. 44 (b), onde as razões dos raios radiais e tangenciais dentro do bastão são plotadas. Um resultado ligeiramente melhor é obtido usando apenas uma placa de onda em vez de duas.

Figura 44 – Cintura do modo TEM_{00} ao longo do eixo z do ressonador passando pelos bastões. A linha contínua representa um feixe que incide com polarização radial no primeiro bastão e tangencial no segundo bastão e linha tracejada indica feixe que passa com polarização tangencial no primeiro bastão e radial no segundo bastão. A Linha espessa representa os valores obtidos para uma volta, enquanto as linhas finas indicam os valores obtidos para duas voltas no ressonador. A razão entre cinturas tangencial e radial é mostrada em (b) para duas placas de onda (linha contínua) e uma placa de onda (linha pontilhada). Fonte: autor da tese.

4 DESENVOLVIMENTO EXPERIMENTAL

4.1 Materiais e métodos

4.1.1 Módulos laser utilizados

Para este trabalho foram utilizados módulos DPSSL comerciais (DPL-1064-S1-0075, *High-Tech Optoelectronics*) que oferecem potência nominal para saída multimodo de 75 W. O esquema dos módulos é mostrado na FIG. 45. O meio ativo é um cristal de Nd:YAG com dopagem de 0,6 at.% de Nd e dimensões de Ø 3 mm x 78 mm. A maior parte do bastão laser fica posicionado dentro de um tubo de quartzo que é percorrido por um fluxo de água para refrigeração do meio ativo. Este fluxo de água também refrigera as barras de diodo por meio de canais. O bastão é mantido em seu lugar por meio de dois *o-rings* próximos às suas extremidades e as suas faces ficam expostas e contêm filmes HR em 1064 nm. O bombeamento do meio ativo acontece por meio de 12 barras de diodo que estão divididas em 3 grupos de 4 unidades que ficam posicionadas lado a lado e emitem o bombeio no cristal de forma transversal. Cada grupo está posicionado a 120° do outro. Todos os 12 diodos são conectados em série. A radiação proveniente da emissão dos diodos atravessa o tubo de quartzo e incide diretamente no bastão. Após a radiação passar pelo bastão ela é refletida novamente sobre o meio ativo por meio de refletores, que proveem um aumento da potência absorvida por meio deste duplo passe da radiação do bombeamento no meio ativo. A potência óptica de cada barra de diodo é de 18,7 W, totalizando uma potência total de bombeamento de aproximadamente 225 W. O bombeamento é feito no comprimento de onda de 808 nm, que coincide com o pico de maior seção de choque de absorção do Nd:YAG (FIG. 3). Para melhorar a absorção, as barras de diodo podem ser sintonizadas termicamente, porém, como o controle de temperatura é único para as 12 barras de diodo, não é possível ter a sintonia otimizada de cada barra de diodo de forma simultânea e em vez disso se escolhe a temperatura em que se tem a melhor sintonia coletiva dos diodos. Externamente o módulo apresenta as faces do bastão que ficam sob uma proteção, os pontos para conexão elétrica e os conectores para a água de refrigeração, possuindo uma base para montagem do tipo flange. Na FIG. 46 pode-se ver uma foto do exterior do módulo e de seu núcleo.

Figura 45 – Esquema dos módulos DPSSL usados no trabalho. Fonte: autor da tese.

Figura 46 – (a) exterior do módulo laser e núcleo (b). Fonte: autor da tese.

Para este trabalho estavam disponíveis 4 módulos DPSSL. Na FIG. 47 é mostrado o gráfico para potência de bombeamento de um destes módulos.

Figura 47 – Potência de bombeamento em função da corrente elétrica fornecida para o módulo 2. Fonte: autor da tese.

A construção destes módulos é bastante simples e robusta e é um tipo de construção tradicional para este tipo de módulo. Porém, os melhores resultados de lasers em termos de qualidade de feixe com bombeamento lateral são obtidos com módulos em que a radiação das barras de diodo é acoplada em guias de onda que a transportam para o interior da cavidade difusa onde está o bastão [68,69]. Neste tipo de módulos o bombeio é mais uniforme. Apesar disto, neste trabalho foram obtidos bons resultados com nossos módulos, e, em especial percebeu-se que a falta de homogeneidade do bombeio pode favorecer a operação do ressonador dinamicamente estável ao se escolher a polarização em que a diferença das lentes térmicas induzidas tangencial e radial é menor que o valor estabelecido de 1,2 para o Nd:YAG.

4.1.2 Otimização do acoplador de saída

A potência de saída de um laser em função da refletividade do acoplador de saída é dada por [70]:

$$P_{out} = A \cdot I_s \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \left(\frac{2g_0 l}{\delta - \ln R} - 1 \right), \quad (126)$$

onde A é a área da cintura do feixe no meio ativo e l o seu comprimento, I_s é a intensidade de saturação, g_0 é o ganho não saturado e δ são as perdas no ressonador. Esta curva de potência de saída apresenta o seu valor máximo para o acoplador de saída otimizado R_{opt} :

$$-\ln R_{opt} = \delta \left(\frac{\sqrt{2g_0 l}}{\delta} - 1 \right) \quad (127)$$

Para meios de alto ganho, o acoplador de saída otimizado tem mais transmissão enquanto que para um meio com baixo ganho são necessários mais passes de amplificação. Como é difícil se determinar com precisão os valores de g_0 e de δ , em especial em lasers com bastões focalizadores, onde o limiar de laser não depende do balanço de perdas e ganhos mas dos limites do intervalo de estabilidade, a determinação do acoplador de saída otimizado é feita por meio do ajuste da eq. (126) aos dados dos valores de potência de saída obtidos com acopladores de saída com diferentes valores de transmissão.

4.1.3 Caracterização das lentes termicamente induzidas

Os comprimentos focais das lentes termicamente induzidas nos bastões foram medidos diretamente passando-se um feixe colimado pelos bastões enquanto sofriam bombeamento e ao mover-se um anteparo ao longo do eixo de propagação do feixe até o ponto em que este se encontrava focalizado, registrava-se o valor da distância do anteparo até o plano principal do bastão. Adicionalmente foram medidas as lentes térmicas sofridas pelas componentes de polarização radial e tangencial para polarização incidente horizontal e vertical utilizando-se de uma fenda e de um polarizador [21]. Conforme se pode ver na FIG. 55, ao se incidir um feixe linearmente polarizado na direção vertical em um bastão que sofre BIT e selecionando as regiões do bastão ao longo dos eixos horizontal ou vertical o feixe sofre lente térmica puramente tangencial ou radial, respectivamente. O contrário ocorre para um feixe incidente na direção horizontal. O arranjo experimental para a medição das lentes térmicas por componente de polarização está esquematizado na FIG. 48. Para cada orientação de polarização horizontal (H) e vertical (V), a fenda selecionava as regiões do bastão que correspondiam às polarizações radial (r) e tangencial (t) do bastão. Assim, o anteparo era movido até o ponto em que as fendas se cruzavam, registrando-se a distância do anteparo até o plano principal dos bastões.

Figura 48 – Arranjo experimental utilizado para a medição das lentes termicamente induzidas. Fonte: autor da tese.

4.1.4 Medidas de potência

As medidas de potência foram feitas utilizando-se sensores térmicos baseados em termopilhas. As características dos principais sensores utilizados estão sumarizados na Tabela 4. Os feixes incidentes eram desfocados através de uma lente divergente de modo a não exceder a máxima densidade de potência especificada na tabela.

Tabela 4 –Características dos principais medidores de potência utilizados no trabalho

	Detector		
	S322C, Thorlabs	S370C, thorlabs	818T-150, Newport
Tipo de absorção	superficial	volumétrica	superficial
Refrigeração	ar (cooler)	ar (convecção)	água
Faixa de potências	100mW-200W	10mW-10W	10 mW-150 W
Máx. dens. de potência cw	4 kW/cm ²	0,035 kW/cm ²	26 kW/cm ²
Resolução	5 mW	250 μ W	
Linearidade	$\pm 1\%$	$\pm 1\%$	$\pm 1\%$
Incerteza de medição	$\pm 3\%$ (1064 nm)	$\pm 3\%$ (1064 nm)	$\pm 5\%$
	$\pm 5\%$ (266 -1064 nm)	$\pm 5\%$ (400-1064 nm)	
Tempo de resposta	6 s	45 s	4 s
Área ativa	$\varnothing$ 25 mm	$\varnothing$ 25 mm	$\varnothing$ 19 mm

4.1.5 Medidas do fator de qualidade do feixe

A qualidade do feixe foi medida através do parâmetro de qualidade M^2 . Para a realização das medidas de M^2 foi usado um sistema de medição de varredura por fendas com sensor de silício (Beamscope P8, Dataray). Para a medição do fator de qualidade uma cintura é criada ao se focalizar o feixe com um lente e o dispositivo é posicionado ao longo do caminho de propagação do feixe realizando a medição do perfil de intensidade e medindo o valor da cintura do feixe para que se obtenha o valor do M^2 a partir de ajuste à curva.

O dispositivo que mede o perfil de intensidade tem seu esquema detalhado na FIG. 49. Ele contém duas fendas de 5 μ m de largura perpendiculares entre si e que estão sobre a parte móvel do sensor, posicionadas a 45° da direção do movimento. O movimento das fendas é controlado por um motor de passo e sob as fendas está um sensor de silício que registra a intensidade para cada posição das fendas. Deste modo, o equipamento é capaz de construir um perfil de intensidade ao longo destes dois eixos perpendiculares. Diferentemente de um sensor tipo CCD, por exemplo, o perfil obtido pode não corresponder à distribuição de intensidade do feixe em muitos casos, pois o perfil é reconstruído a partir dos perfis nos dois eixos que correspondem à soma das intensidades em toda a linha varrida naquela coordenada.

Figura 49 – Foto do Dispositivo de caracterização de qualidade de feixe por varredura de fenda (a) e esquema da medição por varredura de fendas (b). Fonte: autor da tese.

Para a medida do M^2 se deve utilizar os diâmetros de segundo momento ou 4σ . O segundo momento deve ser usado na definição de raio do feixe em função da distância porque desta maneira o produto da divergência pelo raio é conservado para um feixe não gaussiano generalizado (mistura de modos TEM). O segundo momento é obtido ponderando-se a intensidade em cada ponto pelo quadrado da distância ao centroide da distribuição de intensidade. Deste modo, as intensidades que estão mais distantes do centro tem um peso muito maior. Os diâmetros de segundo momento $4\sigma_x(z)$ e $4\sigma_y(z)$ nas direções x e y são definidos por

$$\sigma_x(z)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \bar{x})^2 I(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y, z) dx dy} \quad e \quad (128)$$

$$\sigma_y(z)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (y - \bar{y})^2 I(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y, z) dx dy} \quad , \quad (129)$$

onde $\bar{x}$ e $\bar{y}$ são as coordenadas do centroide da distribuição da intensidade I .

4.1.6 Medidas de polarização

As medidas de polarização foram feitas a partir da saída de um dos feixes residuais que emergiam dos espelhos curvos altamente refletivos do ressonador, utilizando-se então um par de prismas tipo *glan-thompson* com alta taxa de extinção como polarizador analisador e como medidor de potência o detector de silício Coherent OP 2 VIS. Após a transmissão através do polarizador analisador mediu-se o sinal, da ordem de poucas dezenas de mW. O valor de polarização foi definido por:

$$pol = \frac{I_{\parallel}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \quad , \quad (130)$$

onde $I_{\parallel}$ e $I_{\perp}$ são as intensidades medidas com o polarizador analisador posicionado em ângulo paralelo e perpendicular, respectivamente ao eixo de maior intensidade após o analisador.

4.1.7 Caracterização dos modos longitudinais

Para caracterização dos modos longitudinais foi utilizado um sistema de etalon com varredura por piezoelétrico (HiPhase, Burleigh). Este sistema possuía o sistema de focalização ajustável para realização do casamento de modo, o etalon construído em aço Invar com espelhos de alta refletividade e toda a eletrônica de controle do piezoelétrico e circuito amplificador do sinal. O etalon possuía dois espelhos de raio 30 cm e a distância de separação entre os espelhos era ajustável de frações de milímetro até 10 mm permitindo o ajuste da faixa espectral livre até o mínimo de 15 GHz. Os espelhos tinham finesse de 2000.

4.2 Resultados

4.2.1 Seleção dos módulos

Quatro módulos laser estavam disponíveis para o desenvolvimento do trabalho. Inicialmente, os módulos foram comparados quanto à potência máxima multimodo e lente térmica.

A potência em operação multimodo transversal dos módulos foi medida enquanto eles operavam na potência máxima de bombeamento, equivalente a 20 A de corrente elétrica fornecida, em um ressonador composto por dois espelhos planos posicionados a cerca de 1 cm do fim dos módulos, sendo um deles um espelho HR e o outro um acoplador de saída. Inicialmente foi determinado qual o valor de transmissão do acoplador de saída otimizado e em seguida a potência de saída deste ressonador com o acoplador otimizado foi medida para diferentes temperaturas da água de refrigeração. A operação foi repetida para todos os módulos. Esta medição em diferentes temperaturas foi necessária porque o processo de fabricação das barras de diodos não garante que o comprimento central de cada um deles seja exatamente o mesmo. Cada diodo tem uma emissão típica com uma largura de linha de 3 nm em torno de 808 nm e o comprimento de onda central da emissão varia em torno de 0,3 nm/°C que, em um uso de uma barra de diodo

individual, é usado para se ajustar a temperatura para que o diodo emita no comprimento de onda especificado. Como cada módulo tem múltiplos diodos e o controle de temperatura é único, feito por meio da escolha da temperatura da água da refrigeração, a probabilidade de todos os diodos estarem com o comprimento central de emissão coincidente com a linha de máxima absorção do meio ativo é muito pequena, e assim a eficiência de absorção não será otimizada ao mesmo tempo para todas as barras de diodo. Ao se fazer a curva de potência máxima de saída do laser em função da temperatura se encontra o ponto com a máxima potência absorvida total para cada módulo. Em alguns trabalhos que utilizam módulos que são construídos pelos próprios pesquisadores, é possível aumentar bastante a eficiência de absorção ao se escolher cuidadosamente os diodos, como por exemplo em [71,72].

Na FIG. 50 (a) é mostrada a curva obtida para a maximização do acoplador de saída para um módulo na potência máxima de bombeio, sendo o valor máximo da curva ajustada de 86 % de refletividade, porém foi utilizado na sequência o acoplador de 80% de reflexão que foi o acoplador que apresentou a maior potência de saída, o que deve-se ao fato de alguns dos filmes finos dos espelhos do laboratório serem um pouco velhos apresentando valores de refletividade que não são mais muito precisos.

Figura 50 – (a) Maximização do acoplador de saída para um módulo na operação multimodo e (b) potência de saída na máxima potência de bombeio obtidas com um acoplador óptico de $T=20\%$ em função da temperatura da água de refrigeração para os 4 módulos disponíveis. Barras de erros representam o desvio padrão observado. Fonte: autor da tese.

Na FIG. 50 (b) é mostrada potência de saída obtida na operação multimodo transversal com acoplador de saída de 20% de transmissão para os quatro módulos em função da temperatura. Verifica-se que os módulos 2 e 4 são os que apresentam os maiores valores de potência para toda a faixa temperatura. Escolheu-se utilizar os módulos 2 e 4, trabalhando-se na temperatura de 20°C onde ambos apresentaram um pico. Os módulos

compartilhavam o mesmo circuito de água de refrigeração e eram conectados em série. A temperatura da água sofria um acréscimo de aproximadamente 1,6 °C ao passar pelo primeiro módulo.

Próximo ao fim do trabalho observou-se redução expressiva dos valores de potência de saída, e houve a suspeita de que algum dos módulos estivesse próximo ao fim de sua vida útil. Por isso foi feita nova medição da potência máxima multimodo e se percebeu uma redução substancial no valor para o módulo 2 e uma menor redução para o módulo 4. Ambos os módulos foram desmontados e observou-se que havia sujeira sobre o bastão e outras superfícies, como o tubo de quartzo, que passaram por limpeza (FIG. 51). Após a limpeza os valores de potência aumentaram, mas estavam abaixo do valor inicial para o módulo 4 e bastante abaixo para o módulo 2. No gráfico da FIG. 52 são mostrados os valores de potência multimodo obtidos nesta situação para os módulos 2 e 4 bem como os valores iniciais para os demais módulos. Ao final, decidiu-se substituir o módulo 2 pelo módulo 1. Infelizmente os resultados obtidos com o ressonador em anel poderiam ser ainda mais expressivos se não houvesse esta queda na potência de bombeamento. É importante ressaltar que apesar de não haver uma medida de horas de uso, estes dois módulos operaram por aproximadamente 5 anos no laboratório em montagens, grande parte do tempo próximos à máxima potência de bombeamento.

Figura 51 - bastão do módulo 2 antes e após limpeza. Fonte: autor da tese.

Figura 52 – Valores antigos e novos de potência multimodo medidos para os módulos e valores medidos após limpeza dos módulos 2 e 4. Fonte: autor da tese.

4.2.2 Medida das lentes térmicas

Os valores de poder dióptrico das lentes térmicas medidas para os módulos em função da potência de bombeamento estão apresentados na FIG. 53(a) onde também está plotada uma linha pontilhada que representa um ajuste linear aos dados. Durante a medição das lentes térmicas os bastões sofriam bombeio e estavam na ausência de emissão estimulada. Nestas condições, o calor gerado é aumentado em 38% em relação a condição em que existe ação laser [73] devido a processos que ocorrem no meio ativo como conversão ascendente, relaxação cruzada e absorção do estado excitado que resultam em emissões não radiativas. Por este motivo, para se obter os valores de lente térmica que são esperados durante a ação laser, os valores das potências de bombeamento medidos na ausência de emissão estimulada devem ser corrigidos de acordo com esta menor geração de calor no meio ativo que é esperada. Esta geração de calor foi ponderada pela área do feixe laser no bastão, sendo considerado o valor da cintura de 760 μm , e a curva da lente térmica esperada durante a ação laser assim obtida está representada pela linha tracejada nos gráficos da FIG. 53(a).

Figura 53 – Poder dióptrico médio e distância focal equivalente medidos em função da potência de bombeamento (a.1, a.2, a.3 e a.4 para os módulos 1, 2, 3 e 4, respectivamente). A linha pontilhada representa um ajuste linear aos dados e a linha tracejada representa o valor estimado da lente térmica durante operação do laser com cintura de 760 μm . (b.1), (b.2), (b.3) e (b.4) representam o desvio do valor da distância focal medida para as componentes de polarização da distância focal média, normalizado por este valor para os módulos 1, 2, 3 e 4, respectivamente. Os círculos representam medidas feitas com polarização radial e triângulos representam a polarização tangencial para luz polarizada na direção horizontal e vertical (símbolos com linhas horizontais e verticais, respectivamente). (c.1), (c.2), (c.3) e (c.4) mostram a razão entre as lentes termicamente induzidas radial e tangencial para os módulos 1, 2, 3 e 4, respectivamente medidos com polarização vertical (triângulos) e horizontal (círculos). A linha horizontal representa o valor de literatura de f_t/f_r . Fonte: autor da tese.

Na FIG. 53(b) são apresentados os resultados das medições das distâncias focais para os componentes de polarização. Para possibilitar a comparação de valores, para cada medida de componente de polarização, foi plotada a diferença normalizada de poder dióptrico com relação ao valor da lente térmica geral em porcentagem, em outros termos, seja $f_i(P)$ a distância focal da componente i de polarização medida para a potência P de

bombeamento e $\bar{f}(P)$ a distância focal geral medida na potência de bombeamento P , os valores plotados no gráfico são $(f_i(P)^{-1} - \bar{f}(P)^{-1}) \cdot 100 / \bar{f}(P)^{-1}$. Conforme pode ser visto no gráfico, os valores das lentes térmicas radial e tangencial são bastante diferentes para cada orientação e polarização. Observa-se também um comportamento bastante diferente entre os módulos. Esta diferença de valores acontece porque a geração de calor no meio ativo não é tão homogênea neste tipo de módulo tanto porque os módulos são bombeados por diversos diodos que tem cada um características espectrais distintas quanto pelo fato de que a geometria do bombeio em si, com bombeio direto pelos diodos, não apresentar uma distribuição homogênea entre diferentes porções do bastão (no sentido radial e longitudinal). Módulos com distribuição mais homogênea são módulos com uma cavidade difusa nas quais o bombeamento é injetado através de pequenos guias de ondas. Entretanto este tipo de falta de uniformidade pode ser usado para favorecer a operação do laser, como observado em [66], pois a depender do sentido de polarização que se escolha, é possível se obter um valor de cintura maior que o valor de cintura limitada pela birrefringência esperado pela literatura. Na referência [21] é apresentado um trabalho onde há medição das componentes de polarização da lente térmica e os valores de lente térmica radial e tangencial medidos para a polarização vertical são praticamente indistinguíveis, como reproduzido na FIG. 54, porém no trabalho em questão os autores utilizam a outra polarização (horizontal). Observa-se que para o módulo 4 os valores apresentam menor desvio quando é escolhida a polarização horizontal. Na FIG. 53(c) são mostrados os valores da relação entre a distância focal tangencial e radial para as polarizações horizontal e vertical. O valor esperado para o Nd:YAG é de 1,2 [4], porém verifica-se que podem ser obtidos valores diferentes e escolhendo-se a polarização correta pode-se obter um valor mais próximo de 1.

Figura 54 – Medição de componentes de polarização de lente térmica encontrada na literatura [21] observa-se que para a polarização vertical as lentes térmicas radial e tangencial são praticamente indistinguíveis.

Fonte: Wetter et al. [21].

Figura 55 – Ilustração indicando que ao se escolher uma determinada polarização horizontal ou vertical se está escolhendo as regiões do bastão em que o feixe laser sofrerá lentes térmicas radial ou tangencial. Ao se escolher a direção de polarização vertical, por exemplo, os raios incidentes na região vertical do bastão sofrerão lente térmica radial, enquanto que os raios incidentes na região horizontal do bastão sofrerão lente térmica tangencial. Fonte: autor da tese.

4.2.3 Experimentos com cavidade linear: laser polarizado com alta qualidade de feixe

Murdough e Denman demonstraram teoricamente e experimentalmente que existe uma limitação em termos do tamanho do modo fundamental TEM_{00} para qualquer bastão de Nd:YAG que sofre bombeio, sendo o maior valor do raio do modo TEM_{00} de 1.1 mm, independentemente do tamanho físico do bastão [7]. Esta limitação depende da sobreposição simultânea do intervalo de sobreposição entre os modos radial e tangencial de maneira a permitir que ambos oscilem simultaneamente. Para o Nd:YAG, o valor de $\alpha = f_t/f_r$ é de 1.2 [4]. A partir deste valor de α , podemos calcular qual é a variação dos poderes dióptricos radial e tangencial correspondentes e qual a sua sobreposição máxima no intervalo de estabilidade do laser. Escrevendo $1/f_r$ em função de α , temos:

$$\frac{1}{f_r} = \alpha \frac{1}{f_t} \quad . \quad (131)$$

O valor do comprimento focal médio é dado por:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{f_r} + \frac{1}{f_t} \right) \quad . \quad (132)$$

Substituindo $1/f_r$ pela expressão (131):

$$\frac{1}{f_t} = \frac{1}{f} \left(\frac{2}{1 + \alpha} \right) . \quad (133)$$

A diferença de poderes dióptricos radial e tangencial é:

$$\Delta \frac{1}{f_{r,t}} = \frac{1}{f_r} - \frac{1}{f_t} = (\alpha - 1) \frac{1}{f_t} , \quad (134)$$

e substituindo a eq. (133) temos

$$\Delta \frac{1}{f_{r,\varphi}} = \frac{1}{f} \left(2 \frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} \right) . \quad (135)$$

Para o Nd:YAG, com $\alpha=1,2$, temos $\Delta \frac{1}{f_{r,\varphi}} \approx 0,18f$. A máxima cintura estacionária atingível para um ressonador com um meio bifocalizador acontecerá, portanto, quando a largura do intervalo de estabilidade for igual a variação de poder dióptrico devido à bifocalização do meio birrefringente. Assim, ao se inserir a eq. (135) na expressão para a cintura estacionária de um ressonador dinamicamente estável (eq.(44)) obtemos o valor da cintura no bastão limitada pela birrefringência w_{30BL} :

$$w_{30BL}^2 = \frac{\lambda f}{\pi} \left(\frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} \right) \quad (136)$$

Para o Nd:YAG, com $\alpha=1,2$ temos $w_{30BL}^2 = 3,54. \lambda. f$, e esta cintura aumenta à medida que α se aproxima de 1. A eq. (136) está plotada na FIG. 56. Examinando o gráfico da FIG. 53(c) vemos que a depender da polarização escolhida nos módulos laser utilizados, podemos ter valores de α menores que 1,2. Para o módulo número 3 e polarização vertical, a razão f_t/f_r é próxima a 1,1 na máxima potência de bombeamento. Ao se obter valores de f_t/f_r inferiores a 1,2, que é o valor para o Nd:YAG, é possível obter-se uma cintura estacionária limitada pela birrefringência maior, possibilitando-se atingir cinturas maiores que o valor máximo da literatura de 1,1 mm. No gráfico da FIG. 56 é mostrado o máximo valor de cintura estacionária que pode ser atingido ao se reduzir o valor de f_t/f_r , calculada considerando-se que ambas as polarizações devem ser estáveis em um ressonador ao mesmo tempo.

Figura 56 – Máxima cintura estacionária limitada pela birrefringência em função da razão entre as distâncias focais tangencial e radial e máxima cintura estacionária limitada pela bifocalização para o módulo 3 em 1064 nm. Fonte: autor da tese.

Para o valor medido de $f_t/f_r=1,1$, é possível se atingir cintura de até $1087\mu\text{m}$ para o $f=181,6$ mm (lente térmica na máxima potência para o módulo 3) em vez dos $823\mu\text{m}$ que seriam atingíveis com $f_t/f_r=1,2$, entretanto, o raio do bastão laser de 1,5 mm teria associadas grandes perdas por difração, e o ressonador apresentaria baixa potência para tais valores de cintura. Portanto, somente faz sentido um valor de α menor, se ao mesmo tempo o diâmetro do bastão é aumentado. O módulo 3 foi inicialmente utilizado em um ressonador linear de zonas conjuntas com $R_1 = -30$ cm e $R_2 = -50$ cm com as distâncias iniciais de $L_1=35$ cm e $L_2=42$ cm. O esquema do ressonador pode ser visto na FIG. 57. Foi utilizado acoplador de saída com 30% de transmissão devido ao bom resultado em um trabalho anterior com o mesmo módulo [9,74–77]. O laser foi polarizado por um polarizador de filme fino intracavidade com 45° de incidência (Layertec) e com refletividade perpendicular R_s e paralela R_p ao plano de incidência $R_s > 99,8\%$ e $R_p < 1\%$. Inicialmente as distâncias L_1 e L_2 foram ajustadas finamente até que não se observasse queda de potência na transição entre as duas zonas de estabilidade do ressonador linear. Em seguida o ressonador foi sendo alongado mantendo-se as zonas de estabilidade unidas. Para manter as zonas de estabilidade unidas, a relação entre as distâncias L_1 e L_2 são tais que o parâmetro u_1 seja igual a u_2 , ou seja:

$$u_1 = u_2 \Rightarrow L_1 \left(1 - \frac{L_1}{R_1}\right) = L_2 \left(1 - \frac{L_2}{R_2}\right) \quad (137)$$

Isolando-se L_2 , obtemos

$$L_2 = \frac{R_2}{2} \left[1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{L_1}{R_2} \left(1 - \frac{L_1}{R_1} \right)} \right] \quad (138)$$

Figura 57 – Esquema do ressonador linear utilizado para o laser polarizado com alta qualidade de feixe. M_1 : espelho altamente refletivo; M_2 : acoplador de saída; TFP: Polarizador de filme fino. Fonte: autor da tese.

A relação entre L_1 e L_2 para o ressonador está plotada na FIG. 58. Conforme se vê na figura, a relação entre as distâncias é aproximadamente linear. Isso é observado para os ressonadores convexo-convexo, que também apresentam somente uma solução positiva para a equação (138) e apresentam comportamento aproximadamente linear para distâncias grandes especialmente quando os valores de R_1 e R_2 não são muito diferentes. Para espelhos convexos, se adotou a aproximação $\frac{L_2}{L_1} \sim \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}$.

Figura 58 – Relação entre as distâncias L_1 e L_2 de maneira a manter as zonas conjuntas e largura da zona de estabilidade correspondente para ressonador com $R_1 = -30$ cm e $R_2 = -50$ cm. Fonte: autor da tese.

O efeito observado na zona de estabilidade do ressonador ao se alongar o ressonador pode ser observado na FIG. 59: O limite da zona de estabilidade com maior poder dióptrico é diminuído ao mesmo tempo em que a zona de estabilidade tem sua largura reduzida, com consequente aumento do valor da cintura estacionária. Ou seja, é possível se ajustar o ressonador durante o funcionamento até o ponto de melhor operação, antes de ele

sair da estabilidade e se obtendo a maior cintura possível, com conseqüente melhor qualidade de feixe. É importante salientar que tanto o comportamento da relação de L_1 e L_2 quanto o comportamento da zona de estabilidade, são válidos para ressonadores convexo-convexo. Para as outras configurações os comportamentos são diferentes.

Figura 59 – Comportamento da zona de estabilidade do ressonador ao se alongar o ressonador. As linhas pontilhada, contínua e tracejada indicam o limite das zonas de estabilidade e a linha traço-ponto indica o valor correspondente da cintura estacionária no bastão. A linha pontilhada vertical indica o ponto final de operação do laser. Fonte: autor da tese.

Para este laser foi escolhido o módulo número 3. Pode-se verificar na FIG. 53(c) que este módulo possui um valor de f_i/f_r próximo de 1,1 na máxima potência de bombeamento. Na FIG. 60 é apresentado o diagrama de estabilidade para o ressonador e a cintura do feixe no bastão, indicando-se os valores das lentes térmicas para as componentes de polarização radial e tangencial na potência de bombeamento em que a melhor qualidade de feixe foi obtida, considerando ainda que o feixe é polarizado horizontalmente ou verticalmente. Ao se escolher a polarização vertical, a componente de polarização radial, que estaria fora da zona de estabilidade para a polarização horizontal, passa a oscilar e as duas lentes térmicas ficam mais próximas, com a cintura no meio ativo mais próxima nas duas direções.

Figura 60 – (a) Diagrama de estabilidade mostrando a faixa dinâmica de operação do laser de 153 W a 228 W de potência de bombeio (linhas verticais pontilhadas) e estabilidade do ressonador (linha contínua na diagonal) em função da potência de bombeamento. (b) cintura do feixe no bastão em função da potência de bombeamento. A linha vertical tracejada indica a potência de bombeio correspondente ao melhor fator de qualidade medido e as zonas preenchidas indicam a diferença entre os comprimentos focais tangencial e radial nesta condição. Fonte: autor da tese.

Após ajuste de distâncias do ressonador até se obter a melhor qualidade de feixe na potência de bombeio foi obtida a curva de potência de saída em função da potência de bombeamento e os valores correspondentes do parâmetro de qualidade do laser mostrados na FIG. 61. Na potência máxima de bombeamento foram obtidos 30 W contínuos com $M^2=1,08$. O melhor valor de qualidade de feixe foi $M^2=1,02(2)$ em 24,8 W de potência CW.

Figura 61 – potência de saída do laser e correspondente fator de qualidade do feixe (média sobre as direções x e y) e perfil de intensidade obtido com uma CCD em 30 W de potência de saída. Fonte: autor da tese.

Para mostrar a utilidade deste arranjo, este laser foi utilizado como fonte de bombeamento para um OPO baseado em um cristal de niobato de lítio periodicamente polarizado (PPLN) com a geração de feixes sinal de 1,48 μm a 1,86 μm e complementar de 2,48 μm a 3,8 μm [66]. A operação deste arranjo com o OPO está descrita no APÊNDICE A.

4.2.4 Experimentos com cavidade linear: laser polarizado de alta potência

Para se fazer um escalonamento de potência, os módulos número 2 e 4 foram utilizados em um ressonador de zonas conjuntas [10] porque eram os módulos com a maior potência de saída medida em operação multimodo (veja a FIG. 50.b). Foram utilizados espelhos com raios de curvatura $R_1 = R_2 = -10$ cm. As distâncias dos espelhos aos planos principais do bastão eram $L_1 = L_2 = 19,7$ cm. Na FIG. 62 é mostrado o diagrama de estabilidade simulado, bem como a cintura no bastão e a sensibilidade ao desalinhamento simulados em função da potência de bombeamento. O acoplador de saída tinha 30% de transmissão. Foi utilizada uma placa de meia onda entre os módulos para compensação de birrefringência. Na FIG. 63 são ilustradas as configurações do laser para operação polarizada por uma placa Brewster ou por um polarizador de filme fino (TFP). Conforme a FIG. 53(c.2) e (c.4), o módulo 2 tem a razão f_i/f_r mais próxima de 1 para qualquer polarização na máxima potência de bombeamento, mas o módulo 4 tem uma razão f_i/f_r menos favorável para a polarização vertical e, portanto o melhor desempenho era esperado para a polarização horizontal, porém para a operação do ressonador polarizado pelo TFP, haveria muitas dificuldades associadas à mecânica para montar o espelho M_2 de modo a selecionar a polarização horizontal, e a polarização horizontal não foi utilizada.

Figura 62 – Diagrama de estabilidade (a), cintura laser no bastão (b) e sensibilidade ao desalinhamento (c) em função do poder dióptrico da lente termicamente induzida no bastão laser. A linha contínua preta representa o comportamento do ressonador. A linha pontilhada representa limite do intervalo de estabilidade em $g_1 g_2 = 1$ no primeiro quadrante; A linha tracejada representa limite de estabilidade em $g_1 g_2 = 1$ no terceiro quadrante; A linha contínua vertical representa a transição entre as duas zonas. Fonte: autor da tese.

Figura 63 – Esquema do arranjo para ressonador laser com 2 módulos polarizado por uma lâmina de Brewster(a) ou polarizador de filme fino (b). Fonte: autor da tese.

Foi realizado o mesmo ajuste de comprimento do ressonador descrito em 4.2.3, com os deslocamentos dos espelhos sempre no mesmo valor, uma vez que seus raios de curvatura eram iguais. O ressonador não polarizado apresentou 115 W de potência com um valor de M^2 de aproximadamente 3. Com a utilização de uma lâmina de Brewster, 100,5 W de potência de saída foram obtidos na potência máxima de bombeamento com M^2 de 1,7 e 1,9 nas direções vertical e horizontal, respectivamente, com 91% de polarização na direção vertical, enquanto 76 W foram obtidos com o ressonador polarizado TFP, com uma melhor qualidade de feixe de 1,3 e 1,1 nas direções vertical e horizontal e 95% de polarização. Na FIG. 64 é apresentada uma curva de potência de saída para o laser polarizado com TFP e a qualidade do feixe correspondente em função da potência de bombeamento.

Figura 64 – (a) Potência de saída do laser polarizado por TFP. As linhas verticais representam os limites calculados das zonas e estabilidade. A linha pontilhada representa limite do intervalo de estabilidade em $g_1g_2=1$ no primeiro quadrante; A linha tracejada representa limite de estabilidade em $g_1g_2=1$ no terceiro quadrante; A linha contínua vertical representa a transição entre as duas zonas. (b) Perfil de intensidade do feixe polarizado com $M^2=1,1$ (direção horizontal) e 1,3 (direção vertical) com 76 W de potência de saída obtido com o dispositivo de varredura de fenda. Fonte: autor da tese.

A configuração da janela Brewster com menor polarização teve o benefício de maior potência de saída e qualidade de feixe estável em função da potência de bombeamento

ao longo de todo o intervalo de estabilidade, enquanto o ressonador polarizado TFP apresentou potência de saída mais baixa e uma qualidade de feixe que melhorou perto da borda do intervalo de estabilidade, conforme mostrado na FIG. 64. É possível perceber o aumento na qualidade do feixe na transição entre as zonas de estabilidade em torno de 390W de potência de bombeamento e novamente no final da última zona de estabilidade perto de 450W, pois são regiões em que a cintura no bastão aumenta. Não foi observada queda de potência na transição entre as zonas. Percebeu-se que o TFP responde criticamente ao desalinhamento dos exatos 45° , mostrando um ângulo de aceitação muito pequeno. Supõe-se que a menor potência obtida no ressonador com TFP é em parte devida à dificuldade em obter bom alinhamento do TFP considerando-se a forte divergência do feixe dentro do ressonador convexo-convexo.

A potência obtida por este ressonador foi, ao nosso conhecimento, a maior saída em modo TEM_{00} polarizada obtida com uso de módulos DPSSL comuns. Analisando-se o brilho dos feixes obtidos (potência de saída dividida pelo fator de qualidade ao quadrado) se obtém $270 \text{ W}/(\text{mm}^2\text{mrad}^2)$ e $464 \text{ W}/(\text{mm}^2\text{mrad}^2)$ para o laser polarizado com janela de Brewster e com o TFP, respectivamente, sendo mais que o dobro se comparado aos resultados da literatura ($207 \text{ W}/(\text{mm}^2\text{mrad}^2)$ [54,78]). Outros lasers da literatura com maior potência linearizada não utilizaram módulos comuns, sendo que Xu et al. [71] obteve 101.4 W com $M^2=1.14$ no regime quasi-cw utilizando módulos com bastões especiais roscados externamente para melhorar a transferência de calor e utilizava diodos cuidadosamente escolhidos e Konno et al. [72] obteve 105 W com $M^2=1.08$ utilizando módulos de construção complexa onde a radiação proveniente dos diodos era acoplada a guias de ondas que a transportava para o interior de uma cavidade difusa onde ocorria o bombeamento do bastão.

4.2.5 Laser em anel

4.2.5.1 Operação bidirecional

O ressonador em anel foi montado de acordo com as distâncias a e b e raio de curvatura descritos em 3.2.1, utilizando os módulos 2 e 4. O ressonador foi operado inicialmente sem a inserção do dispositivo não recíproco, com a existência de dois feixes deixando o ressonador pelo acoplador de saída.

Foi feita a otimização do acoplador de saída com a utilização de acopladores com diferentes transmissões. Os valores de potência obtidos foram plotados em função da refletividade do acoplador de saída e estão na FIG. 65. Os valores de potência considerados equivalem à soma dos dois feixes que saem do ressonador. O acoplador de saída com 35% de transmissão obteve a maior potência de saída e foi o acoplador usado nos experimentos que se seguiram.

Figura 65 – potência de saída em função da transmissão do acoplador de saída para o ressonador em anel bidirecional. Fonte: autor da tese.

Mesmo na ausência de elemento polarizador foi observado 76% da saída polarizada em direção próxima à horizontal na máxima potência de saída de 106,3 W. Ao se inserir uma placa de onda para realização de compensação da BIT, houve um aumento da qualidade de feixe de $M^2_x = 2,42$ e $M^2_y = 4,02$ para $M^2_x = 1,71$ e $M^2_y = 1,56$ com queda no valor de potência de saída para 96 W. Os perfis transversais de intensidade do feixe obtidos com o dispositivo de varredura por fendas, bem como os valores de cintura medidos para obtenção do fator de qualidade, estão mostrados na FIG. 66. Para comparação com o ressonador unidirecional também foi introduzida uma lâmina de Brewster de quartzo no ressonador entre os espelhos M_3 e M_4 sendo obtida a potência de saída de 91 W. Os resultados de potência de saída e polarização para a operação bidirecional estão sumarizados na FIG. 67(a).

Figura 66- Cintura medida pelo segundo momento ao longo do eixo z e perfil de intensidade para a operação bidirecional sem (a) e (c) e com (b) e (d) placa de onda para compensação de birrefringência. Fonte: autor da tese.

Figura 67 – Potência de saída (barras preenchidas) e polarização (barras sem preenchimento) na máxima potência de bombeamento obtidas na operação bidirecional. Fonte: autor da tese.

4.2.5.2 Operação quasi-unidirecional

Para comparação, o laser foi utilizado no modo quasi-unidirecional. Para tanto foi posicionado um espelho altamente refletor na saída S_1 do laser, redirecionando a saída S_1 novamente para o ressonador de modo que toda a potência seja extraída pela saída S_2

(FIG. 68). A operação quasi-unidirecional não é um mecanismo eficiente para a eliminação do efeito de *hole burning* espacial pois para haver uma onda em uma direção sempre deve existir ao menos um pequeno sinal na direção oposta com existência de uma onda estacionária e ganho maior para as frequências adjacentes à frequência principal mas tem o benefício de extrair toda a potência por apenas uma saída. O espelho que foi utilizado era plano, e foi posicionado na distância correspondente à metade da distância do braço superior do ressonador, de modo a projetar a imagem da cintura que fica entre os espelhos M_3 e M_4 onde a frente de onda é plana. Nesta condição foram obtidos 78.2 W com $M^2=2,12$.

Figura 68 – Esquema do laser para operação bidirecional (a) e quase-unidirecional (b). M_1 e M_2 são espelhos côncavos, M_3 é um espelho plano, M_4 é o acoplador de saída plano e M_5 é o espelho de realimentação plano introduzido na saída S_1 . Fonte: autor da tese.

4.2.5.3 Operação unidirecional

Em seguida foi inserido um dispositivo não recíproco para operação unidirecional. O dispositivo não recíproco era composto por um cristal de TGG imerso no campo magnético de um magneto de alta densidade que funcionava como um rotacionador de Faraday. O TGG tinha 6 mm de comprimento e era cortado em ângulo de Brewster e também tinha a função de ser o elemento polarizador. A inserção de uma placa de onda completava o dispositivo não recíproco. Na FIG. 69 é apresentada uma foto do ressonador com o dispositivo não recíproco. A otimização do acoplador de saída para a operação unidirecional é mostrada na FIG. 70.

Figura 69 – Montagem do ressonador em anel com dispositivo não recíproco Fonte: autor da tese.

Figura 70 – Otimização do acoplador de saída para a operação unidirecional. Fonte: autor da tese.

Ao se introduzir o dispositivo não recíproco no ressonador se obteve um valor de potência de saída de 62 W. O espectro obtido com o etalon Fabry-Perot de varredura com uma FSR de 74 GHz é mostrado na FIG. 71(a). Na figura são mostradas duas aquisições diferentes havendo sempre duas frequências além da frequência principal, espaçadas por 1027 MHz, correspondente à FSR de um etalon de 80 mm de espessura com $n=1,82$, entendendo-se que estes modos eram gerados pelas reflexões nos bastões. Dentro de cada um destes picos também é possível ver pequenos picos que aparecem de forma intermitente e tem espaçamento de aproximadamente 80 MHz e são compatíveis com o espaçamento entre modos do ressonador.

Figura 71 – Estrutura de modos longitudinais do laser medida com um etalon Faby-Perot de varredura durante operação unidirecional do laser. (a) Duas instâncias diferentes de captura. No inserto é mostrada uma FSR completa do etalon de varredura. (b) Espectro do laser mostrando a saída em frequência única obtida com o uso de um etalon dentro do ressonador. Fonte: autor da tese.

Durante a operação era possível selecionar a direção de circulação através da rotação da placa de onda. Ao se ajustar a placa de onda, maximizando-se uma das saídas, observava-se um pequeno sinal na outra saída, com potência inferior a 1 W. Observou-se

que esta saída era composta de alguns pontos, quando visualizada através de cartões de observação, que se moviam ao se mover o alinhamento dos bastões laser, e assim se entendeu que são reflexões nas superfícies dos bastões. Fazendo-se uma estimativa de que a potência intracavidade é de aproximadamente 150 W e considerando-se um valor típico de 0,1% de reflexão para cada uma das 4 faces dos bastões tem-se um total de 0,6 W, valor que pode ser aumentado devido à amplificação de algumas das reflexões nos bastões, sendo assim um valor compatível com o observado.

Foi inserido um etalon de sílica fundida com FSR=74 GHz no ressonador com o objetivo de se melhorar a estrutura de modos longitudinais. O etalon foi posicionado próximo ao espelho curvo, que é onde a cintura assume o maior valor (veja FIG. 35.b). O esquema do laser com o etalon é mostrado na FIG. 72. Com o uso do etalon foi observada saída em frequência única com largura medida de 15 MHz. O espectro medido com um etalon de varredura de FSR = 16,3 GHz é mostrado na FIG. 71(b). Foi obtida potência de saída de 51,6 W e qualidade de feixe $M^2_x = 1,26$ e $M^2_y = 1,49$ indicando modo transversal fundamental (FIG. 73). Apesar de o ressonador oscilar com um pico único de frequência, esta estrutura de modos longitudinais não era muito estável, observando que o laser apresentava pulso de modos (“mode hopping”) em curtos intervalos de tempo. Um resultado melhor foi obtido acidentalmente introduzindo-se o etalon na posição errada (FIG. 74.a), onde o feixe passava duas vezes por ele, situação em que o comprimento de onda ficou estável por mais tempo e a potência de saída caiu para 40 W. A largura de linha medida foi de 10,8 MHz conforme pode ser visto na FIG. 74(b).

Figura 72 - Esquema do ressonador unidirecional com uso do etalon. Fonte: autor da tese.

Figura 73 - cinturas medidas pelo segundo momento ao longo do eixo z para determinação do parâmetro de qualidade do feixe obtidas com o laser operando em frequência única (a) e perfil de intensidade medido com dispositivo de varredura de fenda(b). Fonte: autor da tese.

Figura 74 – (a) Esquema indicando posição errônea na qual foi inserido o etalon com dupla passagem do feixe. (b) Espectro medido com dupla passagem do feixe ressonante pelo etalon. Fonte: autor da tese.

A FIG. 75(a) apresenta as curvas de potência de saída em função da potência de bombeamento. Observa-se que a partir de 380 W de potência de bombeamento, as curvas para operação unidirecional se afastam da curva para operação bidirecional (não polarizada) devido às perdas por despolarização.

Figura 75 – Gráfico da potência de saída em função da potência de bombeamento para o laser unidirecional operando com ou sem o etalon. A curva para o laser bidirecional também está colocada no gráfico para comparação. Fonte: autor da tese.

4.2.5.4 Estabilização de frequência através de perdas não lineares

Para GSH foi utilizado um cristal de triborato de lítio (LBO) tipo 1 com casamento de fase não crítico com $4 \times 4 \times 20 \text{ mm}^3$. O cristal dentro de um forno foi inserido na posição da cintura entre o cristal e o espelho curvo onde o feixe fundamental tinha $75 \mu\text{m}$ e $85 \mu\text{m}$ nos eixos x e y, respectivamente (FIG. 76). Foi adicionado um espelho dicróico com alta transmissão em 1064 nm e alta reflexão em 532 nm para extrair o feixe gerado.

Figura 76 – Esquema do ressonador indicando a posição em que foi inserido o cristal não linear. Fonte: autor da tese.

O cristal disponível no laboratório não possuía filmes finos AR adequados para a inserção no ressonador e apresentava altas perdas devido ao alto valor de reflexão de seu filme fino, de 6% por face havia também um cristal com 10 mm de comprimento e 2% de reflexão por face, mas este cristal quebrou-se logo após os primeiros testes. Inicialmente o espelho M_4 foi substituído por um espelho altamente refletor em 1064 nm , de modo a aumentar a potência intracavidade para a GSH. A extração de potência do ressonador seria

feita por meio da conversão de frequência, de modo que esta funcionaria como um acoplador de saída.

Ao se observar o espectro do laser após inserido o cristal de LBO não se observou a existência dos dois picos de frequência espaçados de 1027 MHz da FIG. 71 mesmo sem ajustar a temperatura para o casamento de fase, devendo-se provavelmente ao fato de o cristal agir como um etalon de $FSR=4.75$ GHz e com transmissão inferior a 80% para as frequências de menor transmissão (ver FIG. 77). Observou-se que as frequências do ressonador desaparecem completamente quando é realizado o casamento de fase com grande redução do *mode hopping*. A largura de linha medida foi de 3,7 MHz. Estes resultados estão apresentados na FIG. 78. A máxima potência de saída medida em 532 nm foi de 1,8 W, devendo-se esta baixa eficiência de conversão possivelmente à falta de otimização do cristal, além das perda de 12% que as faces do LBO infligiam ao ressonador.

Figura 77 – Transmissão de etalon do LBO com 20 mm de comprimento e 6% de reflexão comparada a transmissão de etalon de LBO de 10 mm de comprimento e 2% de reflexão. Espaçamento de 1027 MHz entre os picos da FIG. 71 é indicado para comparação. Fonte: autor da tese.

Figura 78 – Espectro do laser com cristal de LBO. (a) Mostrando os modos que oscilam à temperatura ambiente e com modos suprimidos quando há casamento de fase em temperatura próxima de 150°C nas dispersões do etalon de varredura de 50x em (b) em 500x em (d) com largura de linha indicada. (c) Foto do forno mostrando o feixe verde gerado. Fonte: autor da tese.

Em seguida o acoplador de saída foi substituído por um acoplador de 20% de transmissão. A potência perdida nas faces do cristal foi computada na potência total. A potência lida pelo medidor de potência na saída do acoplador de saída foi assim multiplicada por 1,6 ($(12+20) / 20$). Durante a operação unidirecional observou-se que a saída 2 piscava e nestes momentos a saída 1 cessava, ou seja, o laser aparentemente operava brevemente unidirecionalmente no outro sentido a cada vez que a saída 2 piscava. Este fato indica que as perdas produzidas no elemento não recíproco não eram suficientes para eliminar totalmente qualquer oscilação do laser no outro sentido resultando em prejuízo à operação em frequência única por permitir que o laser não volte para o mesmo modo longitudinal a cada vez que a oscilação no sentido principal cessa e retorna.

A fim de evitar que o laser oscilasse na outra direção, um espelho de realimentação foi posicionado na segunda saída do laser, na posição correspondente à imagem da cintura no cristal TGG formada pelo espelho M_4 , para mitigar a onda contrapropagante e melhorar a estabilidade da frequência única. O esquema da montagem é exibido na FIG. 79. A potência de saída do laser obtida com o espelho de realimentação e com a casamento de fase LBO foi de $55,6 \pm 0,9$ W, enquanto a saída de 532 nm foi de 840 ± 20 mW.

Figura 79- Esquema do ressonador com LBO e espelho de realimentação. M_1 e M_2 são espelhos de raio 500 mm; M_3 é um espelho plano; M_4 é o acoplador de saída plano; M_5 é o espelho HR plano de realimentação; WP são placas de meia onda; DM é um espelho dicróico para a extração de 532 nm. Fonte: autor da tese.

Para caracterizar a estabilidade de frequência única, o pico do sinal do interferômetro de varredura Fabry-Perot foi registrado para cada aquisição de varredura do osciloscópio. A posição do pico era o ponto de valor máximo de cada curva que era lido de maneira automática pelo osciloscópio. O intervalo entre os dados foi limitado pelo tempo de aquisição do osciloscópio, sendo 1000 varreduras registradas em cerca de 50s-70s. Os resultados obtidos com ou sem o espelho de realimentação e para LBO com ou sem casamento de fase são mostrados na FIG. 80. Na parte esquerda da FIG. 80 são mostrados os valores registrados ao longo do tempo, enquanto a parte direita é mostrado um histograma dos dados de cada curva. A escala do histograma é logarítmica para ajudar a observar as frequências com poucas contagens. É possível perceber grandes saltos de modo, o que é fácil de notar pelas oscilações abruptas na curva, bem como pela distribuição entre mais picos de frequências nos histogramas. Somente quando tanto o espelho de realimentação quanto o casamento de fase LBO estavam presentes esses grandes saltos de modo foram suprimidos. Nesta condição, o laser ainda percorreu cerca de ± 10 modos longitudinais do ressonador, como pode ser visto no inserto do gráfico da FIG. 80(a).

Figura 80 - estabilidade de tempo-frequência (esquerda) e histograma dos dados medidos durante a operação unidirecional(direita) (i) sem casamento de fase e sem espelho de realimentação; (ii) com casamento de fase e espelho de realimentação; (iii) com casamento de fase e sem espelho de realimentação; (iv) com casamento de fase e espelho de realimentação. No inserto são mostrados os dados dos primeiros 20 s de (iv) com escala ampliada com linhas horizontais representando espaçamento entre modos longitudinais do ressonador. Fonte: autor da tese.

A distribuição dos dados para o laser com casamento de fase no LBO e espelho de realimentação é melhor detalhada na FIG. 81. Fez-se um ajuste gaussiano aos dados para uma estimativa da estabilidade em frequência do laser (FIG. 81.a) com a medida de largura à meia altura de 1,50(17) GHz. Porém a distribuição dos dados parece mais adequada quando dois picos são considerados, como pode ser visto na FIG. 81(b), onde foi feito um ajuste com 2 picos, sendo a largura resultante de cada pico inferior à metade da largura do ajuste com apenas uma gaussiana. A largura à meia altura dos picos da esquerda para a direita, respectivamente foi de 0,73(19) GHz e 0,69(11) GHz. A distância entre os centros das gaussianas é de 0,90(9) GHz, que é próxima à FSR do bastão laser, de 1,06 GHz.

Figura 81 - Histograma dos dados de estabilidade temporal de frequência medidos durante a operação unidirecional com casamento de fase e espelho de realimentação e com ajuste gaussiano para um pico (a) e dois picos (b). (c) Largura de linha obtida com casamento de fase e espelho de realimentação. Fonte: autor da tese.

Na FIG. 82 são mostrados dois gráficos de estabilidade de frequência em operação em condição semelhante à da curva iv da FIG. 80, mas obtidos durante a estabilização da temperatura do LBO. Podemos observar uma deriva na frequência até o ponto em que ocorre um salto próximo ao valor da FSR do cristal LBO. Esta deriva do valor da frequência pode ser explicada à luz do gráfico da FIG. 77 onde vemos que o LBO de 20 mm se comporta como um etalon com perdas suficientes para inibir a oscilação de frequências de transmissão mínima. Se por um lado a sua simples inserção no ressonador tem o benefício de limitar a quantidade de modos oscilantes, a estabilidade de sua temperatura pode influenciar na sintonização do modo oscilante. O controle de temperatura do forno tem resolução de $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$ mas durante a operação verificou-se muitas vezes uma oscilação de dois ou mais décimos de grau. Para estimar o valor de ajuste em temperatura do comportamento de etalon do LBO, utilizamos os dados do LBO com casamento de fase não crítico. Sendo a variação do índice de refração do cristal no eixo z de $-8,5344 \cdot 10^{-6}$ e o coeficiente de expansão térmica ao longo do eixo x de $10,8 \cdot 10^{-5}$ [79], foi calculada uma variação de $-28,933\text{ GHz}/^{\circ}\text{C}$, que se deve principalmente à componente de expansão térmica. Além da variação da estabilidade de temperatura do LBO durante a operação do laser, verificava-se que, ao iniciar a operação do laser em algumas ocasiões durante o alinhamento, sua temperatura subia rapidamente alguns graus, o que pode ser relacionado diretamente aos 6% de reflexão em suas faces que são absorvidos ao atingir as paredes do forno, causando instabilidade momentânea no controle de temperatura. Assim podemos entender que a deriva dos dados é oriunda da variação da temperatura do forno, sendo que, como vemos na FIG. 82, a frequência acompanha a variação de temperatura do forno até o ponto em que o ganho devido a fatores como efeitos de etalon de outros elementos e largura

de linha de emissão do Nd:YAG foi diminuindo, de maneira que o laser passou a oscilar no modo inferior de frequência do etalon formado pelo LBO para permanecer na região de maior ganho. Observe que num dos trabalhos do grupo da universidade de Shanxi enfatiza-se que o controle de temperatura de seu LBO tem resolução de $0,01^{\circ}\text{C}$ para assegurar operação estável em frequência única do laser [37]. Infelizmente o controle de temperatura não possibilitou uma saída estável de frequência, sendo esta variação da largura à meia altura dos dados muito superior à largura de linha do laser. Assim, pode-se esperar que a estabilidade em frequência do laser possa atingir pelo menos o valor da largura medida no ajuste com dois picos na FIG. 81 no caso de um controle mais estável da temperatura do LBO e especialmente com um etalon com filmes finos otimizados. A largura de linha obtida foi de 29 MHz conforme pode ser visto na FIG. 81.c.

Figura 82 – Estabilidade em frequência do ressonador com LBO no casamento de fase e espelho de realimentação mostrando deriva causado pela variação de temperatura do LBO. A altura dos retângulos preenchidos representa a FSR do LBO de 4,8 GHz. Fonte: autor da tese.

A presença de uma única frequência utilizando o casamento de fase e com o espelho de realimentação pode ser evidenciada na FIG. 83, onde são mostrados cerca de dez sinais de varredura para cada condição. A largura medida de 1,5 GHz da estabilidade em frequência é muito maior que a largura de linha. Além disso, durante a tomada de dados por algumas vezes foi necessário alterar o valor da tensão de compensação piezoelétrico do etalon de varredura para manter o pico dentro da faixa varrida. Por causa disso, para que se pudesse comparar as curvas, elas foram transladadas para manter a frequência central no centro do eixo horizontal. Na FIG. 83(a) os sinais são mostrados separadamente enquanto que em (b) são sobrepostos deixando os modos longitudinais do laser bastante evidentes. Quando o laser funcionou sem o casamento de fase do LBO (curva i), cerca de 10 modos longitudinais estavam presentes (não simultaneamente) junto com a frequência central.

Quando o espelho de realimentação é adicionado, menos modos estão presentes (curva ii) e quando LBO entra em casamento de fase, praticamente todas as frequências adicionais são suprimidas (curva iii).

Figura 83 – Estrutura de modos longitudinais do ressonador observada com o etalon de varredura. Sinais de varreduras individuais (a) e sinais sobrepostos (b) para as condições sem casamento de fase e sem espelho de realimentação (i), adicionando-se o espelho de realimentação (ii) e fazendo-se o casamento de fase do LBO (iii). Linhas verticais representam o espaçamento entre os modos longitudinais do ressonador. A posição do pico principal foi ajustada para a posição 0 GHz para permitir comparação entre as curvas.

Fonte: autor da tese.

A utilização do espelho de realimentação em conjunto com o casamento de fase do LBO se mostrou eficiente na supressão dos modos longitudinais do laser permitindo a obtenção de um laser de frequência única e potência de saída de 55,6 (9) W, a mais alta potência em frequência única para ressonadores em anel de Nd:YAG em um único ressonador, ao nosso conhecimento. O fator de qualidade medido foi de $M^2 = 1,11$ e $M^2 = 1,25$ nos eixos x e y, respectivamente, evidenciando modo transversal fundamental (FIG. 84). Foi medido 97,89(12) % de polarização horizontal. O controle de temperatura junto com o filme não otimizado do LBO acabou tendo o efeito negativo de causar uma deriva na frequência do laser, que pode ser melhorada com o uso de um melhor controlador de temperatura do LBO. Os filmes não otimizados também tiveram efeito negativo sobre a potência medida a partir do acoplador de saída. Ainda assim, o valor da potência de saída medida diretamente no acoplador de saída foi de 34,8(5) W, superior ao maior valor encontrado na literatura (31,9 W[36]).

Figura 84 - Cinturas medidas pelo segundo momento ao longo do eixo z para determinação do parâmetro de qualidade do feixe obtidas com o laser operando com casamento de fase do LBO e espelho de realimentação (a) e perfil de intensidade medido com dispositivo de varredura de fenda(b). Fonte: autor da tese.

5 CONCLUSÕES

Foi demonstrado um ressonador em anel operando em frequência única e no modo contínuo com compensação da BIT obtendo-se 54,6 W de potência de saída que é, ao nosso conhecimento, a maior potência em frequência única obtida para ressonadores em anel de Nd:YAG com um único ressonador com largura de linha de 29 MHz e estabilidade em frequência medida de 1,5 GHz em 50 s. Infelizmente, a não disponibilidade de um LBO com filme fino adequado prejudicou a obtenção do resultado, sendo que 34,8 W foram medidos efetivamente no acoplador de saída enquanto que as perdas causadas pela reflexão nas faces do cristal foram computadas como potência de saída para comparação. Os filmes finos do LBO também tiveram um efeito negativo na estabilidade de frequência uma vez que possibilitaram que o LBO se comportasse como um etalon com perdas suficientes nas frequências de baixa transmissão para que ele controlasse o comprimento de onda central do laser, causando uma deriva nos dados à medida que sua temperatura era ajustada. Utilizando-se um espelho altamente refletor como acoplador de saída foi realizada GSH, obtendo-se apenas 1,8 W de potência de saída. Entretanto este resultado foi acompanhado de uma melhora na qualidade espectral do laser com largura de linha medida de 3,7 MHz, próxima à resolução do etalon de varredura usado para a medição. O baixo resultado em termos de potência de saída deve-se às perdas por reflexão nas faces do LBO e ao fato de que o comprimento do cristal e a cintura não foram otimizados. Verificou-se que o uso de um cristal não linear é eficiente para uso neste ressonador como meio de suprimir os modos adjacentes ao modo principal do laser como descrito em outros trabalhos na literatura. Foram iniciados testes com outro cristal de LBO, com um filme fino ainda não adequado porém mais favorável ao uso intracavidade, que infelizmente sofreu uma fratura no início dos testes. Outro grande atrativo deste ressonador é o fato de utilizar módulos laser bombeados por diodo comercialmente disponíveis e de baixo custo, possibilitando a construção de um sistema laser simples e econômico.

Outros resultados intermediários obtidos ao longo do estudo resultaram em ressonadores interessantes, sendo que o ressonador linear com um módulo apresentou qualidade de feixe excelente de $M^2 = 1,08$ a uma potência de saída contínua e polarizada de 30W, com a melhor qualidade de feixe de $M^2=1,02$ sendo entregue com 24,8 W de potência. Foi mostrado neste caso que a falta de homogeneidade no bombeamento do bastão pôde ser usada para diminuir a limitação imposta pela BIT em ressonadores dinamicamente estáveis ao se selecionar o eixo de polarização onde a lente termicamente induzida no sentido radial

se aproxima da lente induzida no sentido tangencial. Foi mostrado que, para ressonadores com zonas conjuntas com dois espelhos convexos, o comprimento pode ser ajustado mantendo-se as zonas de estabilidade unidas até se obter o ponto em que se tem o maior raio do laser no bastão, e, conseqüentemente, a melhor qualidade de feixe antes que o ressonador saia da estabilidade. O feixe com excelente fator de qualidade assim obtido permitiu a utilização deste laser como fonte de bombeio de um OPO com um cristal de PPLN com 50 mm de comprimento sendo obtidos feixes sinal de 1,48 μm a 1,86 μm e complementar de 2,48 μm a 3,8 μm . O outro resultado interessante foi um ressonador construído com os dois módulos que apresentavam a maior potência multimodo, resultando em um laser polarizado com 100,5 W de potência de saída com M^2 de 1,7 e 1,9 nas direções vertical e horizontal, respectivamente, quando polarizado por uma lâmina de Brewster. 76 W foram obtidos com o mesmo ressonador polarizado por meio de um TFP, com uma melhor qualidade de feixe de $M^2=1,3$ e $M^2=1,1$ nas direções vertical e horizontal, respectivamente.

As equações de Magni [1] para um ressonador dinamicamente estável foram aplicadas ao caso de ressonadores com zonas conjuntas com a obtenção de diversas condições e expressões novas que ainda não existem na literatura. Em especial, foram encontradas as condições para que um ressonador tenha zonas conjuntas, tanto com inclinação positiva quanto negativa. Foi demonstrado que ressonadores com inclinação positiva sempre tem um limite da zona conjunta com sensibilidade ao desalinhamento tendendo ao infinito e decrescendo até a outra borda do intervalo onde assume um valor mínimo. Foi demonstrado que a condição $L/R < 1$ para ambos os espelhos é necessária para que a sensibilidade ao desalinhamento seja mínima na máxima potência de bombeio. Foi demonstrado também que, para ressonadores de zonas conjuntas com inclinação negativa, a sensibilidade ao desalinhamento sempre tende ao infinito exatamente na transição entre as duas zonas, no meio da zona conjunta, tornando estes ressonadores pouco utilizáveis para seu uso em lasers.

Estudou-se o comportamento dinâmico de um ressonador em anel simétrico contendo um bastão focalizador e um par de espelhos curvos obtendo-se resultados e expressões novos na literatura. Verificou-se que para estes ressonadores os limites do intervalo de estabilidade e conseqüentemente o valor da cintura estacionária no bastão podem ser ajustados continuamente e independentemente ajustando-se apenas distâncias no ressonador uma vez que o raio de curvatura do espelho esteja fixo. Apresentou-se a expressão para estes limites de estabilidade, sendo que para determinado valor do raio de curvatura dos espelhos, o limite no maior comprimento da lente térmica f_{max} , depende apenas

da distância do plano principal do bastão ao espelho curvo e a largura da zona de estabilidade Δf depende apenas da distância complementar entre os espelhos curvos. Os resultados foram estendidos para o caso de um ressonador com dois bastões focalizadores posicionados próximos um ao outro, com a obtenção de expressões muito semelhantes. Estes resultados não existem na literatura ao nosso conhecimento e permitem grande facilidade no desenho de um ressonador, e ainda apresentam outros benefícios, como o fato de não ser necessário se possuir um espelho com raio de curvatura exato para se posicionar o intervalo de estabilidade em determinada posição e com determinada largura, diferentemente, por exemplo, de ressonadores lineares com zonas conjuntas, onde a largura e a posição da zona conjunta de estabilidade pode ser alterada através da variação das distâncias, mas move-se a largura e a posição ao mesmo tempo [66]. Outro benefício é a possibilidade de se ajustar os limites de estabilidade sob condições de operação do laser, permitindo-se ajustar o ressonador até o real ponto de operação ótimo, pois é difícil realizar medição dos valores das lentes térmicas sob condição real de operação do laser uma vez que a quantidade de calor gerada neste caso é diferente da quantidade de calor gerada sem ação laser, devido a existência de processos como conversão ascendente, relaxação cruzada e absorção do estado excitado, resultando em diferentes valores de distâncias focais. Outra possível aplicação é a construção de um sistema laser adaptativo onde se pode variar o valor da cintura no bastão tanto para se possibilitar um feixe com poucos ou muitos modos transversais, bem como é possível manter-se a cintura do laser para diferentes valores de potência utilizando-se componentes eletromecânicos. Outra possível aplicação destes resultados é utilizar o astigmatismo gerado pela incidência nos espelhos curvos para auxiliar na compensação da bifocalização em um ressonador em anel linearmente polarizado no eixo x ou y, onde as distâncias focais da lente termicamente induzida são diferentes nas direções x e y. Por haver expressões analíticas para os limites do intervalo de estabilidade em função do raio de curvatura dos espelhos, pode-se escolher o ângulo de incidência nos espelhos curvos de modo a manipular o raio efetivo de curvatura nos dois eixos do ressonador com o objetivo de deixar os limites de estabilidade nos dois eixos mais próximos um do outro.

APÊNDICE A – Aplicação do laser polarizado com alta qualidade de feixe no bombeamento de OPO

O ressonador linear com feixe de alta qualidade descrito na seção 4.2.3 foi utilizado como fonte de bombeamento para um OPO baseado em um cristal de niobato de lítio periodicamente polarizado (PPLN) [66]. O arranjo experimental está mostrado na FIG. 85. A saída do laser passou por um isolador óptico e uma placa de onda antes do isolador óptico controlava a potência de bombeamento, uma vez que o isolador óptico tinha um polarizador na entrada. O feixe era pulsado através de um *chopper* com obtenção de pulsos de 500 μ s e ciclo útil de 5%. Um espelho parcialmente transmissor reduzia a potência do feixe para aproximadamente 12 W para o bombeio do OPO. O OPO tinha um PPLN de 40 mm de comprimento com 5 redes periódicas com periodicidade de 29,52 μ m a 31,59 μ m. A cintura no centro do cristal PPLN era de 55 μ m para o feixe de bombeio e para o feixe ressonante, com um parâmetro de focalização ζ de 1,1 para o feixe de bombeio e aproximadamente 1,6 para o feixe ressonante ($\zeta=L/(2z_r)$ com L comprimento do cristal e z_r comprimento da zona de Rayleigh). Os espelhos do oscilador paramétrico tinham raio de curvatura de 50 mm e tinham filmes HR para 1064 nm e HR ($R>99,9\%$) na faixa de 1410 nm a 1800 nm e $R<5\%$ na faixa de 3 μ m-4 μ m. Os feixes que deixavam o ressonador eram separados por um prisma e foram analisados quanto a comprimento de onda, potência e qualidade de feixe. Os comprimentos de onda foram medidos com espectrômetros diretamente e quando não era possível, indiretamente através da medida do comprimento de onda da GSH residual que ocorria no PPLN. A qualidade de feixe foi medida com a técnica de *knife-edge*. Na FIG. 86 são mostrados os comprimentos de onda do feixe sinal e complementar que foram medidos na saída do OPO para as diferentes redes periódicas. Na FIG. 87(a) é mostrada a curva de potência de saída medida para o feixe complementar para a rede periódica de 29,52 μ m na temperatura de 150 °C. Foram obtidos 1,1 W com 23,6% de eficiência de inclinação e 7,7W de limiar para o feixe complementar pulsado. Durante a operação cw, a curva de potência se desviou do valor pulsado devido aos efeitos térmicos e por esta razão se limitou a potência de bombeamento para evitar danos ao cristal. A qualidade de feixe medida (FIG. 87.b) foi $M^2=5,7/5,8$ nas direções x e y , respectivamente.

Figura 85 – arranjo experimental para o OPO. PO: placa de onda; IO: isolador óptico; M_1 espelho plano; M_2 : espelho com transmissão parcial a 45° ; f_1, f_2 : lentes que formam telescópio expensor; AF: absorvedor de feixe; f : lente focalizadora do feixe de bombeamento; R espelhos da cavidade OPO. Fonte: autor da tese.

Figura 86 – Comprimentos de onda sinal e complementar gerados pelo OPO medidos para diferentes valores de temperatura do PPLN para quatro diferentes redes periódicas. Fonte: autor da tese.

Figura 87 – Potência do feixe complementar em função da potência de bombeamento do OPO para operação contínua e pulsada (a) e medição da cintura do feixe para medida do parâmetro de qualidade do feixe (b) para o feixe complementar em 2486 nm obtido com a rede periódica de $\Lambda_0 = 31,59 \mu\text{m}$. Fonte: autor da tese.

6 PRODUÇÃO BIBLIOGRÁFICA

6.1 Trabalhos completos publicados em periódicos

BERECZKI, A.; WETTER, N. U. 100W continuous linearly polarized, high beam quality output from standard side-pumped Nd:YAG laser modules. **Optics & Laser Technology**, v. 96, n. Supplement C, p. 271–275, 2017.

BERECZKI, A.; APARÍCIO LOPEZ, M. A. P.; WETTER, N. U. Dynamically stable Nd:YAG resonators with beam quality beyond the birefringence limit and pumping of a singly resonant optical parametric oscillator. **Optics Letters**, v. 43, n. 4, p. 4–7, 2018.

BERECZKI, A.; FERREIRA, A. A.; WETTER, N. U. Dynamically stable single frequency ring resonator from diode pumped Nd:YAG modules with 55.6 W of output power. **Optics express**, v. 29, n. 15, p.23167-23181, 2021.

6.2 Trabalhos publicados em anais de congressos

WETTER, N. U.; BERECZKI, A.; FERREIRA, A. A. Dynamically stable operation of a 100-watt level CW single frequency ring laser at 1064 nm. (A. V. Kudryashov, A. H. Paxton, V. S. Ilchenko, Eds.) In: SPIE LASE, 2018, 16 fev. 2018, San Francisco, CA: USA. Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XX, v. 10518. p. 38.

BERECZKI, A.; WETTER, N. U.; CALDAS DA CRUZ, F. Dynamically stable continuous single frequency green ring laser. In: 2019 SBFoton International Optics and Photonics Conference (SBFoton IOPC), IEEE, out. 2019.

BERECZKI, A.; WETTER, N. U. Dynamically stable lasers from commercial Nd:YAG modules with high beam quality and single-frequency: The correct choice of the fundamental waist size at the rod. (A. M. Armani, A. V. Kudryashov, A. H. Paxton, V. S. Ilchenko, Eds.) In: Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XXII, SPIE, 2 mar. 2020.

WETTER, N. U.; BERECZKI, A.; PAES, J. P. F. Quasi-three level Nd:YLF fundamental and Raman laser operating under 872-nm and 880-nm direct diode pumping. (W. A. Clarkson, R. K. Shori, Eds.) In: SPIE LASE, 2018, 15 fev. 2018, San Francisco, CA: USA. Solid State Lasers XXVII: Technology and Devices. v. 10511. p.64.

BERECZKI, A.; PAES, J. P.; WETTER, N. U. Three-level Nd:YLF Raman laser directly pumped by a beam shaped diode bar. (A. M. Armani, A. V. Kudryashov, A. H. Paxton, V. S. Ilchenko, Eds.) In: Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XXII, SPIE, 2 mar. 2020.

DIPOLD, J.; DA SILVA, D. A. A.; BERECZKI, A.; JIMÉNEZ VILLAR, E.; WETTER, N. U. Polydispersed Nd³⁺:YVO₄+SiO₂ powders for highly efficient random lasers. (M. J. Digonnet, S. Jiang, Eds.) In: Optical Components and Materials XVII, SPIE, 3 mar. 2020.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 MAGNI, V. Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability. **Applied Optics**, v. 25, n. 1, p. 107, 1 jan. 1986. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-25-13-2039>>.

- 2 DE SILVESTRI, S.; LAPORTA, P.; MAGNI, V. Rod thermal lensing effects in solid-state laser ring resonators. **Optics Communications**, v. 65, n. 5, p. 373–376, mar. 1988. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/003040188890106X>>.

- 3 KOECHNER, W. Properties of Solid-State Laser Materials. In: **Solid-State Laser Engineering**. 6th. ed. New York: Springer, 2006. p. 38–101.

- 4 KOECHNER, W. Thermo-Optic Effects. In: **Solid-State Laser Engineering**. 6th. ed. New York: Springer, 2006. p. 423–487.

- 5 FOSTER, J. D.; OSTERINK, L. M. Thermal effects in a Nd:YAG laser. **Journal of Applied Physics**, v. 41, n. 9, p. 3656–3663, 1970.

- 6 MAGNI, V. Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability: errata. **Applied Optics**, v. 25, n. 13, p. 2039, 1 jul. 1986. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-25-13-2039>>.

- 7 MURDOUGH, M. P.; DENMAN, C. a. Mode-volume and pump-power limitations in injection-locked TEM₀₀ Nd:YAG rod lasers. **Applied Optics**, v. 35, n. 30, p. 5925, 20 out. 1996. Disponível em: <<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/21127604>>.

- 8 CERULLO, G.; DE SILVESTRI, S.; MAGNI, V.; SVELTO, O. Output power limitations in CW single transverse mode Nd: YAG lasers with a rod of large cross-section. **Optical and Quantum Electronics**, v. 25, n. 8, p. 489–500, 1993.

- 9 PINTO, R. S. D. S.; WETTER, N. U. Highly efficient, dynamically stable Nd : YAG single-rod resonators with 60% TEM 00 extraction efficiency and high misalignment stability. **Laser Physics**, v. 24, n. 8, p. 85801, 2014. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1555-6611/24/i=8/a=085801>>.

- 10 BEREZKI, A.; WETTER, N. U. 100W continuous linearly polarized, high beam quality output from standard side-pumped Nd:YAG laser modules. **Optics & Laser Technology**, v. 96, n. Supplement C, p. 271–275, 2017. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030399217300427>>.

- 11 KOSTIC, S.; LAZAREVIC, Z.; RADOJEVIC, V.; MILUTINOVIC, A.;

ROMCEVIC, M.; ROMCEVIC, N.; VALCIC, A. Study of structural and optical properties of YAG and Nd:YAG single crystals. **Materials Research Bulletin**, v. 63, p. 80–87, 2015.

12 KANCHANAVALERAT, E.; COCHET-MUCHY, D.; KOKTA, M.; STONE-SUNDBERG, J.; SARKIES, P.; SARKIES, J.; SARKIES, J. Crystal growth of high doped Nd:YAG. **Optical Materials**, v. 26, n. 4, p. 337–341, 2004.

13 CZERANOWSKY, C. **Resonatorinterne Frequenzverdopplung von diodengepumpten Neodym-Lasern mit hohen Ausgangsleistungen im blauen Spektralbereich**. 2002. Departamento de Física da Universidade de Hamburgo, 2002.

14 GUY, S.; BONNER, C. L.; SHEPHERD, D. P.; HANNA, D. C.; TROPPER, a. C.; FERRAND, B. High-inversion densities in Nd:YAG-upconversion and bleaching. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 34, n. 5, p. 900–909, 1998.

15 COMASKEY, B.; MORAN, B. D.; ALBRECHT, G. F.; BEACH, R. J. Characterization of the heat loading of Nd-doped YAG, YOS, YLF, and GGG excited at diode pumping wavelengths. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 31, n. 7, p. 1261–1264, 1995.

16 FAN, T. Y. Heat generation in Nd:YAG and Yb:YAG. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 29, n. 6, p. 1457–1459, 1993.

17 KOECHNER, W. **Solid-State Laser Engineering**. 6th. ed. New York: Springer-Verlag, 2006.

18 KOECHNER, W. Thermal Lensing in a Nd:YAG Laser Rod. **Applied optics**, v. 9, n. 11, p. 2548–53, 1970. Disponível em: <<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/20094304>>.

19 SCOTT, W. C.; DE WIT, M. Birefringence compensation and TEM₀₀ mode enhancement in a Nd: Yag laser. **Applied Physics Letters**, v. 18, n. 1, p. 3–4, 1971.

20 CLARKSON, W. a; FELGATE, N. S.; HANNA, D. C. Simple method for reducing the depolarization loss resulting from thermally induced birefringence in solid-state lasers. **Optics letters**, v. 24, n. 12, p. 820–822, 1999.

21 WETTER, N. U.; MALDONADO, E. P.; VIEIRA, N. D. Enhanced efficiency of a continuous-wave mode-locked Nd:YAG laser by compensation of the thermally induced, polarization-dependent bifocal lens. **Applied optics**, v. 32, n. 27, p. 5280–4, 1993. Disponível em: <<http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-32-27-5280>>.

- 22 LU, Q.; KUGLER, N.; WEBER, H.; DONG, S.; MULLER, N.; WITTROCK, U. A novel approach for compensation of birefringence in cylindrical Nd: YAG rods. **Optical and Quantum Electronics**, v. 28, n. 1, p. 57–69, jan. 1996. Disponível em: <<http://link.springer.com/10.1007/BF00578551>>.
- 23 OSTERMEYER, M.; KLEMZ, G.; KUBINA, P.; MENZEL, R. Quasi-continuous-wave birefringence-compensated single- and double-rod Nd:YAG lasers. **Applied optics**, v. 41, n. 36, p. 7573–7582, 2002.
- 24 FREDE, M.; WILHELM, R.; KRACHT, D.; FALLNICH, C. Nd:YAG ring laser with 213 W linearly polarized fundamental mode output power. **Optics Express**, v. 13, n. 19, p. 7516, 2005. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-13-19-7516>>.
- 25 WANG, Y.; KAN, H.; OGAWA, T.; WADA, S. Optimization of two-lens coupling structure for a tandem-set solid-state laser system. **Journal of Optics**, v. 12, n. 8, p. 085702, 2010.
- 26 EVTUHOV, V.; SIEGMAN, A. E. A “Twisted-Mode” Technique for Obtaining Axially Uniform Energy Density in a Laser Cavity. **Applied Optics**, v. 4, n. 1, p. 142, 1 jan. 1965. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-4-1-142>>.
- 27 FREIBERG, R. J.; CHENAUSKY, P. P.; BUCZEK, C. J. Unidirectional Unstable Ring Lasers. **Applied Optics**, v. 12, n. 6, p. 1140, 1 jun. 1973. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-12-6-1140>>.
- 28 PASCHOTTA, R. **Spatial Hole Burning**. Disponível em: <https://www.rp-photonics.com/spatial_hole_burning.html>. Acesso em: 10 out. 2019.
- 29 STEVENS, K. T.; SCHLICHTING, W.; FOUNDOS, G.; PAYNE, A.; ROGERS, E. Promising Materials for High Power Laser Isolators. **Laser Technik Journal**, v. 13, n. 3, p. 18–21, maio 2016. Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1002/latj.201600017>>.
- 30 THORLABS. **IO-5-1050-HP - Isolador de Espaço Livre, 1050nm, 5mm Abertura, Alta Potência**. Disponível em: <<https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=IO-5-1050-HP>>. Acesso em: 1 maio. 2021.
- 31 KING, T. A. Ring Laser Resonators. In: HALL, D. R.; JACKSON, P. E. (Ed.). **The Physics and Technology of Laser Resonators**. New York: Taylor & Francis Group, 1989.

- 32 SIEGMAN, A. E. Unidirectional ring-laser oscillators. In: UNIVERSITY SCIENCE BOOKS (Ed.). **Lasers**. 1. ed. [s.l.: s.n.]

- 33 GUO, Y.; LU, H.; XU, M.; SU, J.; PENG, K. Investigation about the influence of longitudinal-mode structure of the laser on the relative intensity noise properties. **Optics Express**, v. 26, n. 16, p. 21108, 6 ago. 2018. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=oe-26-16-21108>>.

- 34 GUO, Y.; XU, M.; PENG, W.; SU, J.; LU, H.; PENG, K. Realization of a 101 W single-frequency continuous wave all-solid-state 1064 nm laser by means of mode self-reproduction. **Optics Letters**, v. 43, n. 24, p. 6017, 15 dez. 2018. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-43-24-6017>>.

- 35 LU, H.; GUO, Y.; PENG, K. Intensity noise manipulation of a single-frequency laser with high output power by intracavity nonlinear loss. **Optics Letters**, v. 40, n. 22, p. 5196, 15 nov. 2015. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-40-22-5196>>.

- 36 XIE, S.-Y.; BO, Y.; XU, J.-L.; WANG, Z.-C.; PENG, Q.-J.; CUI, D.-F.; XU, Z.-Y. A High Power Single Frequency Diode Side-Pumped Nd:YAG Ring Laser. **Chinese Physics Letters**, v. 28, n. 8, p. 084207, ago. 2011. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0256-307X/28/8/084207>>.

- 37 LI, Y.; TU, W.; WANG, B.; ZONG, N.; YANG, F.; ZHANG, F.; ZHANG, S.; WANG, Z.; PENG, Q.; CUI, D.; XU, Z. High-Power Narrow-Linewidth Q-Switched TEM 00 Mode 355-nm Laser. **IEEE Photonics Journal**, v. 10, n. 3, p. 1–9, jun. 2018. Disponível em: <<https://ieeexplore.ieee.org/document/8334421>>.

- 38 MARTIN, K. I.; CLARKSON, W. A.; HANNA, D. C. 3 W of single-frequency output at 532 nm by intracavity frequency doubling of a diode-bar-pumped Nd:YAG ring laser. **Optics Letters**, v. 21, n. 12, p. 875, 15 jun. 1996. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-21-12-875>>.

- 39 MARTIN, K. I.; CLARKSON, W. A.; HANNA, D. C. Self-suppression of axial mode hopping by intracavity second-harmonic generation. **Optics Letters**, v. 22, n. 6, p. 375, 15 mar. 1997. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-22-6-375>>.

- 40 MARTIN, K. .; CLARKSON, W. .; HANNA, D. . High-power single-frequency operation, at 1064 nm and 1061.4 nm of a Nd:YAG ring laser end-pumped by a beam-shaped diode bar. **Optics Communications**, v. 135, n. 1–3, p. 89–92, fev. 1997. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0030401896005937>>.

- 41 BAER, T. Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in

diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG lasers. **Journal of the Optical Society of America B**, v. 3, n. 9, p. 1175, 1 set. 1986. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josab-3-9-1175>>.

42 LU, Y.-F.; XIE, S.-Y.; BO, Y.; ZHANG, X.-F.; CUI, Q.-J.; ZHOU, Y.; ZONG, N.; YANG, F.; PENG, Q.-J.; CUI, D.-F.; XU, Z.-Y. Generation of tunable and narrow linewidth continuous-wave yellow laser by sum-frequency mixing of diode-pumped solid-state Nd:YAG ring lasers. **Optics Communications**, v. 282, n. 17, p. 3573–3576, set. 2009. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2009.05.074>>.

43 YANG, X.; ZHU, W.; HU, S.; LI, T.; HE, Y.; SHEN, H. Novel single-frequency Nd:YAG ring laser by reducing the depolarization loss. **Optik**, v. 202, n. October, p. 163657, fev. 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2019.163657>>.

44 ZHAO, W. F.; HOU, W.; GUO, L.; LI, G.; LIN, X. C.; LI, J. M. 12 W high efficiency single frequency ring laser. **Laser Physics Letters**, v. 7, n. 3, p. 210–212, mar. 2010. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1002/lapl.200910136>>.

45 WANG, Y.; ZHENG, Y.; SHI, Z.; PENG, K. High-power single-frequency Nd:YVO4 green laser by self-compensation of astigmatism. **Laser Physics Letters**, v. 506, n. 7, p. 506–510, 2012. Disponível em: <<http://iopscience.iop.org/1612-202X/9/7/006>>.

46 ZHANG, C.; LU, H.; YIN, Q.; SU, J. Continuous-wave single-frequency laser with dual wavelength at 1064 and 532 nm. **Applied Optics**, v. 53, n. 28, p. 6371, 2014.

47 LU, H.; SU, J.; ZHENG, Y.; PENG, K. Physical conditions of single-longitudinal-mode operation for high-power all-solid-state lasers. **Optics Letters**, v. 39, n. 5, p. 1117, 2014.

48 YIN, Q.; LU, H.; PENG, K. Investigation of the thermal lens effect of the TGG crystal in high-power frequency-doubled laser with single frequency operation. **Optics Express**, v. 23, n. 4, p. 4981, 2015.

49 YIN, Q.; LU, H.; SU, J.; PENG, K. High power single-frequency and frequency-doubled laser with active compensation for the thermal lens effect of terbium gallium garnet crystal. **Optics Letters**, v. 41, n. 9, p. 2033, 2016.

50 JIN, P.; LU, H.; SU, J.; PENG, K. Scheme for improving laser stability via feedback control of intracavity nonlinear loss. **Applied Optics**, v. 55, n. 13, p. 3478, 2016.

51 GUO, Y.; XU, M.; PENG, W.; SU, J.; LU, H.; PENG, K. Realization of a 101 W single-frequency continuous wave all-solid-state 1064 nm laser by means of mode self-reproduction. **Optics Letters**, v. 43, n. 24, p. 6017, 2018.

- 52 GUO, Y.; LU, H.; XU, M.; SU, J.; PENG, K. Investigation about the influence of longitudinal-mode structure of the laser on the relative intensity noise properties. **Optics Express**, v. 26, n. 16, p. 21108, 2018.
- 53 GUO, Y.; PENG, W.; SU, J.; LU, H.; PENG, K. Influence of the pump scheme on the output power and the intensity noise of a single-frequency continuous-wave laser. **Optics Express**, v. 28, n. 4, p. 5866, 17 fev. 2020. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=oe-28-4-5866>>.
- 54 LIU, C.; RIESBECK, T.; WANG, X.; XIANG, Z.; CHEN, J.; EICHLER, H. J. Asymmetric TEM₀₀-Mode Cavity for Solid-State Lasers. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 44, n. 11, p. 1107–1115, 2008.
- 55 GORDON, J. P.; KOGELNIK, H. Equivalence Relations among Spherical Mirror Optical Resonators. **Bell System Technical Journal**, v. 43, n. 6, p. 2873–2886, nov. 1964. Disponível em: <<https://ieeexplore.ieee.org/document/6773509>>.
- 56 KOGELNIK, H. **Imaging of optical modes-resonators with internal lenses** **Bell System Technical Journal**, 1965. .
- 57 KORTZ, H. P.; IFFLÄNDER, R.; WEBER, H. Stability and beam divergence of multimode lasers with internal variable lenses. **Applied Optics**, v. 20, n. 23, p. 4124, 1981.
- 58 HERZIGER, G.; WEBER, H. Equivalent optical resonators. **Applied Optics**, v. 23, n. 10, p. 1450_1, 15 maio 1984. Disponível em: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-23-10-1450_1>.
- 59 LÖRTSCHER, J. P.; STEFFEN, J.; HERZIGER, G. Dynamic stable resonators: a design procedure. **Optical and Quantum Electronics**, v. 7, n. 6, p. 505–514, nov. 1975. Disponível em: <<http://link.springer.com/10.1007/BF00619328>>.
- 60 HAUCK, R.; KORTZ, H. P.; WEBER, H. Misalignment sensitivity of optical resonators. **Applied Optics**, v. 19, n. 4, p. 598, 15 fev. 1980. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-19-4-598>>.
- 61 KOGELNIK, H.; LI, T. Laser Beams and Resonators. **Proceedings of the IEEE**, v. 54, n. 10, p. 1312–1329, 1966.
- 62 GREENSTEIN, S.; ROSENBLUH, M. The influence of nonlinear spectral bandwidth on single longitudinal mode intra-cavity second harmonic generation. **Optics Communications**, v. 248, n. 1–3, p. 241–248, 2005.

- 63 JIN, P.; LU, H.; SU, J.; PENG, K. Scheme for improving laser stability via feedback control of intracavity nonlinear loss. **Applied Optics**, v. 55, n. 13, p. 3478, 1 maio 2016. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-55-13-3478>>.
- 64 MA, Y.; LI, Y.; FENG, J.; ZHANG, K. High-power stable continuous-wave single-longitudinal-mode Nd:YVO₄ laser at 1342 nm. **Optics Express**, v. 26, n. 2, p. 1538, 2018.
- 65 GUO, Y.; LU, H.; PENG, W.; SU, J.; PENG, K. Intensity noise suppression of a high-power single-frequency CW laser by controlling the stimulated emission rate. **Optics Letters**, v. 44, n. 24, p. 6033, 2019.
- 66 BEREZKI, A.; LOPEZ, M. A. P. A.; WETTER, N. U. Dynamically stable Nd:YAG resonators with beam quality beyond the birefringence limit and pumping of a singly resonant optical parametric oscillator. **Optics Letters**, v. 43, n. 4, p. 695, 15 fev. 2018. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-43-4-695>>.
- 67 MALACARA-HERNÁNDEZ, D.; MALACARA-HERNÁNDEZ, Z. Systems of Several Lenses and Thick Lenses. In: **Handbook of OPTICAL DESIGN**. 1. ed. New York: Marcel Dekker, 2004.
- 68 HIRANO, Y.; KOYATA, Y.; YAMAMOTO, S.; KASAHARA, K.; TAJIME, T. 208-W TEM₀₀ operation of a diode-pumped Nd : YAG rod laser. **Optics Letters**, v. 24, n. 10, p. 679–681, 1999.
- 69 GRECHIN, S. G.; NIKOLAEV, P. P. Diode-side-pumped laser heads for solid-state lasers. **Quantum Electronics**, v. 39, n. 1, p. 1–17, 2009. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1063-7818/39/i=1/a=R01?key=crossref.a6fd498a4098693672dbabcbe1be21c1>>.
- 70 WALTER KOECHNER. Laser oscillator. In: **Solid-State Laser Engineering**. 6th. ed. New York: Springer, 2006. p. 102–155.
- 71 XU, Y.-T.; XU, J.-L.; GUO, Y.-D.; YANG, F.-T.; CHEN, Y.-Z.; XU, J.; XIE, S.-Y.; BO, Y.; PENG, Q.-J.; CUI, D.; XU, Z.-Y. Compact high-efficiency 100-W-level diode-side-pumped Nd:YAG laser with linearly polarized TEM₀₀ mode output. **Appl. Opt.**, v. 49, n. 24, p. 4576–4580, 2010. Disponível em: <<http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-49-24-4576>>.
- 72 KONNO, S.; FUJIKAWA, S.; YASUI, K. 206 W continuous-wave TEM₀₀ mode 1064 nm beam generation by a laser-diode-pumped Nd:YAG rod laser amplifier. **Applied Physics Letters**, v. 79, n. 17, p. 2696–2697, 2001.

- 73 POLLNAU, M.; HARDMAN, P.; KERN, M.; CLARKSON, W.; HANNA, D. Upconversion-induced heat generation and thermal lensing in Nd:YLF and Nd:YAG. **Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics**, v. 58, n. 24, p. 16076–16092, 1998.
- 74 PINTO, R. D. S.; WETTER, N. U. Highly efficient TEM 00 mode operation of a diode-side- pumped Nd : YAG rod Laser. p. 15–17, 2013.
- 75 DE SOUZA PINTO, R.; WETTER, N. U. Highly efficient TEM00 mode operation of a diode-side-pumped Nd:YAG rod Laser. In: Advanced Solid-State Lasers Congress, Washington, D.C. **Anais...** Washington, D.C.: OSA, 2013. Disponível em: <<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ASSL-2013-ATu3A.14>>.
- 76 PINTO, R. de S.; DISSERTAÇÃO. **LASER DE Nd:YAG DE ALTA POTÊNCIA, ESTABILIDADE E QUALIDADE DE FEIXE Regiane**. 2010. 1 Universidade de são Paulo, 2010.
- 77 DE SOUZA PINTO, R.; GESKUS, D.; WETTER, N. U. 45W CW TEM00 mode diode-side-pumped Nd:YAG rod laser with linearly polarized beam. In: CLEO: 2014, Washington, D.C. **Anais...** Washington, D.C.: OSA, 2014. Disponível em: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO_AT-2014-JTh2A.82>.
- 78 LIU, C. A birefringence-compensated two-rod Nd:YAG laser operating in TEM00 mode with a CW 61W output power. **Laser Physics**, v. 19, n. 12, p. 2155–2158, 2009. Disponível em: <<http://www.springerlink.com/index/10.1134/S1054660X09230029>>.
- 79 TECH, B. O. **LBO Crystal Basic Properties**. Disponível em: <<http://www.bbotech.com/product.php?cid=133>>. Acesso em: 5 fev. 2021.

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Diretoria de Pesquisa, Desenvolvimento e Ensino
Av. Prof. Lineu Prestes, 2242 – Cidade Universitária CEP: 05508-000
Fone/Fax(0XX11) 3133-8908
SÃO PAULO – São Paulo – Brasil
<http://www.ipen.br>

O IPEN é uma Autarquia vinculada à Secretaria de Desenvolvimento,
associada
à Universidade de São Paulo e gerida técnica e administrativamente pela
Comissão Nacional de Energia Nuclear, órgão do
Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e Comunicações.