AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Desenvolvimento de um laser DPSSL polarizado com mais de 100 W de potência e parâmetro de qualidade próximo de um

Allan Bereczki

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Mestre em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear - Materiais

Orientador:
Prof. Dr. Niklaus Ursus Wetter

São Paulo
2016

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

Desenvolvimento de um laser DPSSL polarizado com mais de 100 W de potência e parâmetro de qualidade próximo de um

Allan Bereczki

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Mestre em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear - Materiais

Orientador:
Prof. Dr. Niklaus Ursus Wetter

Versão Corrigida
Versão Original disponível no IPEN

São Paulo
2016

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao Dr. Niklaus, por sua orientação e incentivo, por estar disponível a despeito de sua grande quantidade de responsabilidades e por sempre ter feito o possível para atender minhas demandas.

A todos meus colegas de laboratório tanto os atuais quanto os que passaram por ele, pessoas muito especiais que tive o prazer de conviver, dar e receber contribuições.

À minha amada esposa e filho que sempre estiveram do meu lado me dando apoio e incentivos.

A meus falecidos pais que sempre se dedicaram muito a mim.

A todos meus familiares.

Aos técnicos e funcionários do CLA.

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

À CAPES pelo apoio financeiro.

DESENVOLVIMENTO DE UM LASER *DPSSL* POLARIZADO COM MAIS DE 100 W DE POTÊNCIA E PARÂMETRO DE QUALIDADE PRÓXIMO DE UM

Allan Bereczki

RESUMO

A operação dinamicamente estável com zonas conjuntas foi obtida para um ressonador laser contendo dois bastões de Nd:YAG com módulos laser comerciais. O ressonador não polarizado gerou 115 W de potência no modo transversal fundamental TEM_{00}. Quando polarizado por lâmina de Brewster atingiu 100,5W de potência de saída com 91% de polarização. Quando o ressonador foi polarizado com um polarizador de filme fino, obteve-se melhora na qualidade de feixe e um aumento na polarização, com o valor de M^2 sendo 1,56 e 1,84 nas direções x e y respectivamente com 95,4% de polarização. A potência de saída foi, ao nosso conhecimento, a mais alta obtida para lasers polarizados operando no modo fundamental e usando módulos lasers comerciais de Nd:YAG bombeados lateralmente por diodos sem nenhuma preparação especial.

Palavras-chave: Laser de estado sólido. Ressonadores dinamicamente estáveis. Nd:YAG.

DEVELOPMENT OF A POLARIZED DPSSL LASER WITH OVER 100 W OF POWER WITH BEAM PARAMETER NEAR ONE

Allan Bereczki

ABSTRACT

Dynamically stable operation with joined stability zones of a linearly polarized resonator is shown for a laser containing two diode side-pumped Nd:YAG rods with commercial laser modules. The unpolarised resonator provided 115 W of TEM_{00} output. When polarized by a Brewster plate, it reached 100.5 W of output power with 91% polarization. When the resonator was polarized by a thin film polarizer, an increase in beam quality was obtained with M^2 values of 1.56 and 1.84 in the x and y directions, respectively with 95.4% polarization. The output power achieved is, to our knowledge, the highest reported for polarized, fundamental-mode lasers using commercial, diode side-pumped Nd:YAG modules without any special preparation.

Keywords: Solid-state lasers. Dynamically stable resonators. Nd:YAG.

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

Termo		***Descrição***
CW	*Continuous Wave*	Onda contínua
DPSSL	*Diode-Pumped Solid-State Laser*	Laser de estado sólido bombeado por diodo
DOP	*Degree of polarization*	Grau de polarização
DSR	*Dynamically Stable Resonator*	Ressonador dinamicamente estável
MOPA	*Master-Oscillator Power-Amplifier*	Amplificador de potência de oscilador mestre
Nd:YAG	*Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet*	Granada de ítrio e alumínio dopada com neodímio
OPO	*Optical Parametric Oscillator*	Oscilador paramétrico óptico
TEM	*Transverse Electromagnetic Mode*	Modo eletromagnético transversal
TFP	*Thin-Film Polarizer*	Polarizador de filme fino
YAG	*Yttrium Aluminium Garnet*	Granada de ítrio e alumínio

SUMÁRIO

Página

1 INTRODUÇÃO 8

1.1 Objetivo 9

2 FUNDAMENTOS DE LASER 11

2.1 Lasers de estado sólido bombeados por diodo 11

2.2 Nd:YAG 12

2.3 Lente térmica e birrefringência 14

2.3.1 Geração de calor no meio ativo 14

2.3.2 Lente térmica 16

2.3.3 Compensação da birrefringência 17

2.4 Modos TEM 18

2.5 Fator de qualidade do feixe 19

2.6 Ressonadores dinamicamente estáveis (DSR - Dynamically Stable Resonator) 21

2.6.1 DSR com zonas conjuntas. 25

2.7 Escalonamento de potência 28

2.8 Lasers com dois bastões operando no modo fundamental na literatura 29

3 MATERIAIS E MÉTODOS 30

3.1 Módulos DPSSL utilizados no trabalho 30

3.2 Caracterização dos módulos DPSSL 31

3.2.1 Características elétricas 31

3.2.2 Maximização do acoplador óptico 31

3.2.3 Determinação da potência máxima multimodo e temperatura ótima de trabalho 32

3.2.4 Caracterização das lentes térmicas 33

3.3 Circuito de refrigeração 34

3.4 Caracterização do laser 37

3.4.1 Medidas de potência 37

3.4.2 Medidas de parâmetro de qualidade do feixe 39

3.4.3 Medidas de polarização *40*

3.5 Desenho do ressonador *42*

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO ***45***

4.1 Caracterização dos módulos DPSSL *45*

4.1.1 Características elétricas *45*

4.1.2 Maximização do acoplador óptico *46*

4.1.3 Determinação da potência máxima multimodo e temperatura ótima de trabalho . *47*

4.1.4 Caracterização das lentes térmicas *48*

4.2 Circuito de refrigeração *50*

4.3 Desenho do ressonador *51*

4.4 Montagem e caracterização do laser *53*

4.4.1 Laser não polarizado *53*

4.4.2 Laser polarizado por lâmina de Brewster *53*

4.4.3 Laser polarizado por TFP *55*

5 CONCLUSÕES ***60***

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS ***61***

1 INTRODUÇÃO

A obtenção de lasers com alta potência de saída e alta qualidade de feixe tem sempre sido um objetivo importante da pesquisa em lasers. Lasers de estado sólido com alta potência média e boa qualidade de feixe são requeridos em muitas aplicações como processamento de materiais, sensoriamento remoto, bombeio de osciladores paramétricos ópticos (OPO - *Optical parametric oscillator*) e conversão de frequências [1, 2]. A granada de ítrio e alumínio dopada com neodímio (Nd:YAG - *Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet*) é o material de escolha para estes fins por causa de suas características ópticas e térmicas favoráveis e da disponibilidade de diodos de bombeio de alta potência e baixo custo [3,4].

Apesar de outros esquemas de bombeamento estarem disponíveis atualmente, os tradicionais bastões bombeados lateralmente por diodos ainda são uma tecnologia competitiva por causa de sua comprovada confiabilidade, escalabilidade de potência, simplicidade, disponibilidade e baixo custo de componentes [2,5,6]. Do ponto de vista comercial, existem hoje diversos fornecedores que oferecem módulos de Nd:YAG bombeados lateralmente por diodos com centenas de watts de potência de saída a preços da ordem de dez dólares por watt já incluindo-se o preço da fonte elétrica de potência, os quais se mostram o meio mais econômico de se construir um laser monomodo com mais de 100 W. Por outro lado a crescente demanda por feixes laser contínuos e de alta qualidade levou a sistemas mais complexos como os sistemas amplificadores de potência de oscilador mestre (MOPA - *Master-Oscillator Power-Amplifier*) ou lasers de fibra de alta potência, que são mais complexos, caros e susceptíveis a falhas como dano catastrófico causado por retroflexões [7,8]. Adicionalmente feixes laser polarizados são de elevada importância atualmente para diversas aplicações em manufatura como texturização superficial, furação e corte de metais [9-15]

Assim, há grande esforço por parte da comunidade científica para desenvolver lasers mais eficientes, robustos e que apresentem qualidade de feixe e potência elevadas. Estas características representam desafios para o desenvolvimento de lasers de estado sólido bombeados por diodo (DPSSL - *Diode-pumped solid-state laser*) operando no modo eletromagnético transversal 00 (TEM_{00} – *transverse electromagnetic mode* 00) graças principalmente a efeitos térmicos no cristal, conhecidos como lente térmica e birrefringência, que induzem distorções no feixe laser e podem levar o ressonador à instabilidade. Numa montagem de bombeamento lateral, lasers operando no TEM_{00} geralmente requerem a

inserção de um filtro 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 é reduzida devido ao pequeno volume de material do meio ativo envolvido na ação laser. Pode-se obter o modo TEM_{00} com grande diâmetro através da utilização de configurações especiais de ressonador, mas, se não forem aplicados critérios apropriados de projeto, o ressonador se torna muito sensível a flutuações do comprimento focal das lentes térmicas e a perturbações de alinhamento do espelho [16].

1.1 Objetivo

O objetivo deste estudo foi a obtenção de um laser de estado sólido de Nd:YAG bombeado por diodo de alta potência, alta qualidade de feixe, operando no modo contínuo em 1064 nm e polarizado com a utilização de dois módulos DPSSL comerciais idênticos.

O plano de trabalho partiu da utilização de módulos DPSSL que apresentam potência máxima multimodo próxima de 100 W e já demonstraram resultados promissores em trabalho recente do grupo, tendo sido obtidos no modo contínuo 50,5 W de potência com feixe monomodo ($M^2 \approx 1.6$) e 45 W quando polarizado, com uma eficiência de extração do modo fundamental de 60% e 53%, respetivamente [1,17].

Os módulos DPSSL comerciais utilizados possuem uma montagem que contém o cristal, os diodos semicondutores de bombeamento e os canais para a circulação da água a ser acoplada ao sistema de refrigeração. Tais módulos apresentam baixo custo e o protótipo desenvolvido e estudado pode servir de base para o desenvolvimento de um laser com custo competitivo para aplicações industriais.

Ao se chavear este laser espera-se obter altas densidades de potência necessárias à realização da ablação estequiométrica, que devem exceder 10^9 W.cm^{-2} [18]. Um caso de aplicação imediata da tecnologia é a descontaminação de para-raios radioativos. O centro de gerência de rejeitos radioativos do IPEN recebe grandes quantidades de para-raios que, na inexistência de processo de descontaminação, são armazenados em depósitos de rejeito radioativos. Em trabalhos anteriores do Centro de Lasers e Aplicações [19], demonstrou-se a possibilidade de descontaminação de amostras com um laser comercial de Nd:YAG chaveado, porém com um tempo de processamento bastante elevado em função da baixa taxa de repetição do laser, resultando em um tempo de aproximadamente 25 minutos para

uma face da peça, o que, apesar de demonstrar a eficácia da técnica do processo, inviabiliza a aplicação imediata da tecnologia no processo de descontaminação.

Com a utilização de técnicas de chaveamento do fator de qualidade (*Q-switching*) pode-se obter energias de pulso de alguns mJ e taxas de repetição de dezenas de kHz que poderão possibilitar tempos de processamento de substratos bastante reduzidos quando comparados a estes referidos testes realizados no Centro de Lasers viabilizando assim a operação seriada da descontaminação laser de para-raios.

2 FUNDAMENTOS DE LASER

2.1 Lasers de estado sólido bombeados por diodo

Lasers são compostos basicamente por três componentes: meio ativo, espelhos, responsáveis pela realimentação para a amplificação da luz gerada pelo meio ativo e uma fonte de bombeamento, que provê a energia que é absorvida pelo meio ativo. O meio ativo (geralmente um cristal ou um vidro hospedeiro dopado com um tipo de íon ativo) é responsável pela absorção da energia proveniente da fonte de bombeamento e pela inversão de população e permite a geração estimulada de fótons. Tradicionalmente as fontes de bombeamento são lâmpadas do tipo "flash" que, em conjunto com meios dopados com o íon ativo neodímio, resultam em uma eficiência energética total típica de 3%. O meio ativo dopado com neodímio é o mais utilizado atualmente dadas suas características favoráveis em termos de eficiência. Com o advento dos lasers de semicondutor houve um grande aumento de eficiência devido ao fato de este tipo de dispositivo emitir luz num pico estreito de frequência quando comparado com o espectro de uma lâmpada, havendo boa coincidência com a também estreita banda de absorção do íon ativo. As melhores eficiências para o bombeamento de cristais de neodímio com diodo (à temperatura ambiente) são da ordem de 30% até 65% dependendo do cristal hospedeiro.

Os lasers DPSSL podem ter bombeamento longitudinal ou transversal. No caso de bombeamento longitudinal, os diodos de bombeio ficam aproximadamente alinhados com o feixe laser, propiciando uma série de vantagens para a obtenção de feixes no $TEM_{00,}$ com o bombeio de uma região no cristal com diâmetro ligeiramente maior que o diâmetro do feixe ressonante de maneira que modos de ordens mais altas não apresentem ganho. Lasers com bombeamento longitudinal a apresentam, porém, dificuldades para se atingir potências mais elevadas, por permitirem o uso de no máximo apenas um diodo em cada lado do cristal, eu também pode provocar aquecimento excessivo e danos ao meio ativo, ao passo que no bombeamento transversal ou lateral diversos diodos são posicionados perpendicularmente ao feixe laser, possibilitando um bombeamento mais distribuído no cristal, o que facilita o escalamento de potência, apresentando como contraponto porém dificuldades para se obter um feixe limitado pela difração.

2.2 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 [20].

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 ítrio^{3+} 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.

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 [21], sendo difícil o crescimento de YAG dopado em maiores concentrações graças ao fato de os íons de Nd^{3+} serem maiores que os íons de Y^{3+}, o que os torna complicados 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 (CW - *continuous wave*) são utilizadas baixas concentrações de dopagem, da ordem de 0,6% a 0,8% que permitem boa qualidade de feixe.

FIGURA 1 - Cristais de YAG e Nd:YAG. Imagem extraída de Kostic et al [22].

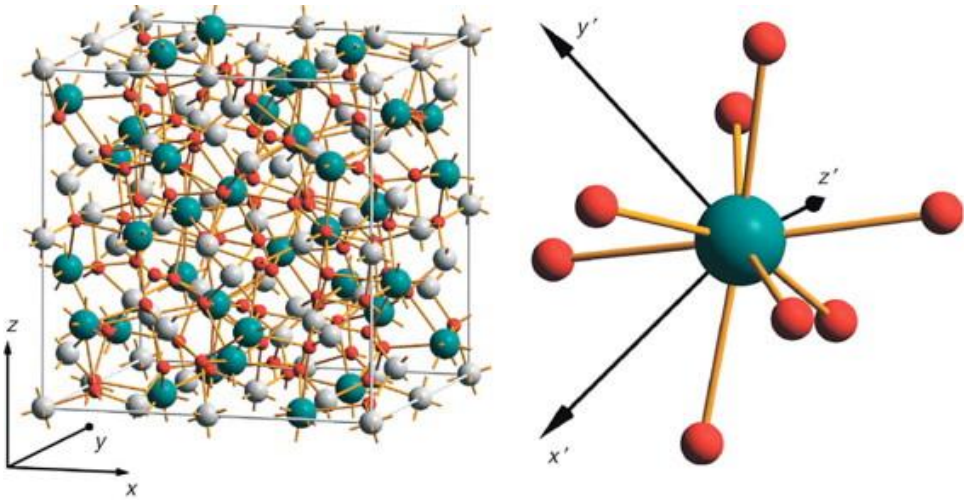


FIGURA 2 – Representação da célula unitária do cristal YAG. Posições em verde e vermelho e branco são ocupados pelo ítrio, alumínio e oxigênio, respectivamente. Cada célula unitária contém oito unidades moleculares de $Y_3Al_5O_{12}$. Quando dopado com Neodímio, este ocupa de maneira substitucional as posições do ítrio. Imagem extraída de Kostic et al. [22].

Neste trabalho utilizou-se como meio ativo o cristal de YAG dopado om neodímio a 0,6 at.% com bombeio transversal por diodos em 808 nm e emissão em 1064 nm. Como pode ser visto na FIG. 3, quando bombeado em 808 nm, o elétron mais externo dos íons de Nd é excitado do nível $^4I_{9/2}$ para o nível $^4F_{5/2}$ ou $^4H_{9/2}$ decaindo rapidamente para o nível metaestável $^4F_{3/2}$ de onde pode ocorrer a transição para o nível $^4I_{11/2}$ seguida de decaimento não radiativo para o estado fundamental.

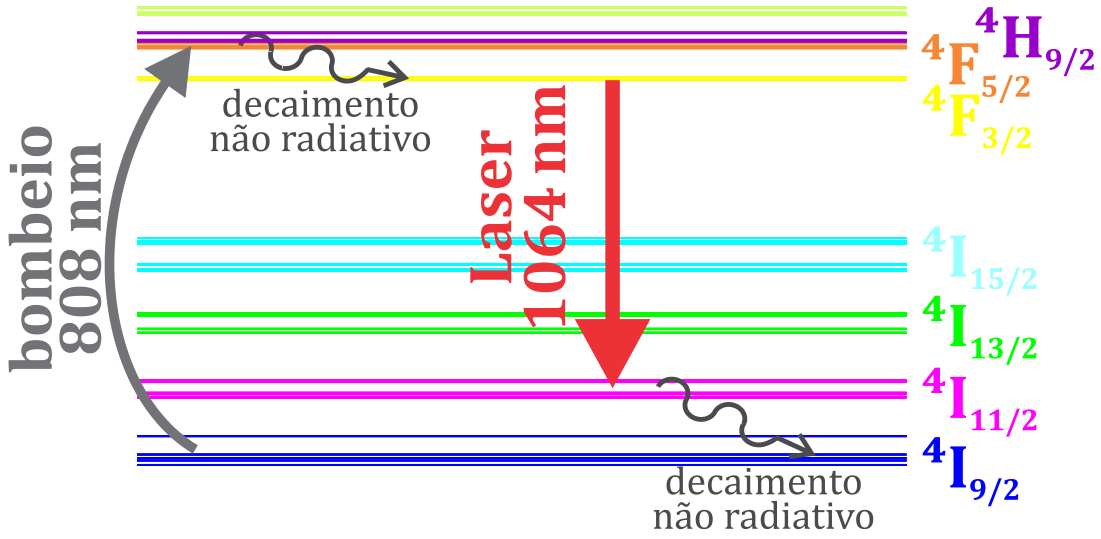


FIGURA 3 – Níveis de energia Nd:YAG envolvidos na ação laser com bombeio em 808 nm.

2.3 Lente térmica e birrefringência

2.3.1 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. 3), cujas energias das transições não radiativas são depositados 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 as moléculas que resultam em processos não radiativos, reduz a eficiência quântica (probabilidade de um fóton do bombeio absorvido produzir um átomo ativo no estado laser superior, não contribuindo para a inversão de população) a valores menores que 1, principalmente para maiores concentrações de dopante. Os efeitos responsáveis por estas perdas que resultam em geração de calor no meio laser são a conversão ascendente (*upconversi*on), a relaxação cruzada (*self-quenching*) e absorção do estado excitado (*excited state absorption*) [23]. Na conversão ascendente (FIG. 4.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. 4.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. 4.c), um íon no nível laser superior absorve outro fóton de bombeio, indo para o estado $^2D_{5/2}$ seguindo-se processo não radiativo.

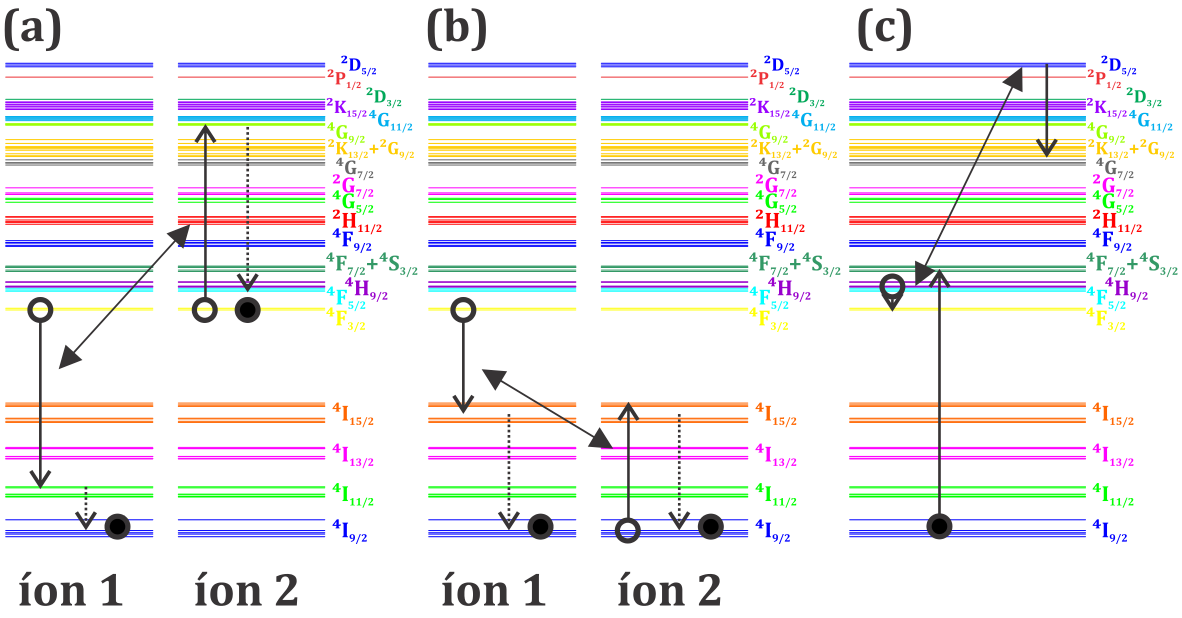


FIGURA 4 – Diagramas representando os seguintes processos: (a) Conversão ascendente; (b) Relaxação cruzada; (c) absorção do estado excitado.

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% [24] e valores estimados de η_h derivados de medições térmicas sem ação laser também sugerem $\eta_h=0,32$ [25].

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 [20].

2.3.2 Lente térmica

O bastão laser de geometria cilíndrica tem geração de calor volumétrica durante a ação laser graças 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 índice de refração do material sofre então mudanças decorrentes destas variações de temperatura e do efeito fotoelástico induzido pelas tensões mecânicas. 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 cuja distância focal é dada por [20]:

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

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 condutividade térmica, l e r_0 comprimento e raio do bastão, $\propto$ 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:

$$f_{R,\emptyset} = M_{R,\emptyset}.{P_{in}}^{-1}, \qquad (2)$$

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.

A expressão para a lente térmica contém duas componentes, R e Ø que correspondem às distâncias focais para as polarizações radial ou tangencial, ilustradas na FIG. 5, respectivamente. Este efeito, conhecido como bifocalização decorre da birrefringência termicamente induzida 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 birrefringência para a operação no modo fundamental.

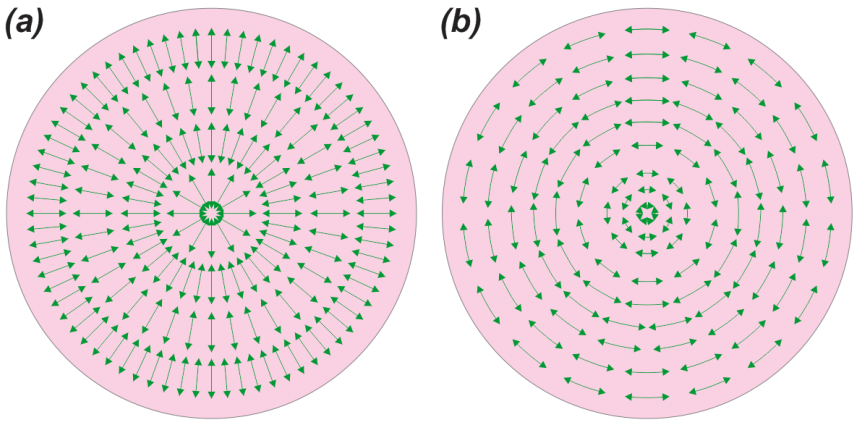


FIGURA 5 – Ilustração da direção de vibração do campo elétrico radial (a) e tangencial (b).

2.3.3 Compensação da birrefringência

Para superar o problema da bifocalização induzida pela birrefringência existem técnicas de compensação de birrefringência. Todas elas consistem basicamente em fazer com que os feixes que passaram pelo bastão com uma determinada polarização, radial ou tangencial, passem por um elemento rotacionador de polarização (geralmente uma placa de meia onda) e então passem novamente pelo mesmo meio ou por outro meio idêntico com a polarização radial ou tangencial trocadas com relação à primeira passagem e na mesma posição em que passaram na primeira vez, compensando assim o efeito total da birrefringência. No caso de um laser com dois bastões idênticos, pode-se utilizar uma placa de $\lambda/2$ entre eles ou no caso de um único bastão, uma placa de $\lambda/4$ ou um rotacionador de Faraday entre o bastão e o espelho com filme altamente refletor (HR - *High-reflective*). Este tipo de esquema foi proposto por Clarkson *et al* [26] e está ilustrado na FIG. 6, 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 sofrerão o efeito das lentes térmica distintas (b). Estas componentes, ambas de mesmo módulo, incidirão a 45° do eixo rápido da placa de v (c) e terão suas componentes no eixo lento invertidas, de modo que estas duas componentes 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 sofreu lente térmica tangencial no primeiro bastão sofrerá lente térmica radial e assim reciprocamente. O feixe que emerge do segundo bastão (f) preserva a polarização original. A compensação da birrefringência é completa para os raios que incidem nas regiões do bastão a 45° dos eixos e nula para os que incidem nos eixos x e y, havendo algum grau de compensação para as componentes que incidem nas regiões em outros ângulos.

Para que haja uma compensação efetiva da birrefringência em lasers com dois bastões, deve-se utilizar dois bastões com um telescópio entre eles de forma que os planos principais dos cristais estejam mapeados um no outro com o rotacionador de polarização entre eles ou alternativamente pode-se manter os bastões tão próximos quanto possível com a placa de λ/2 entre eles[16].

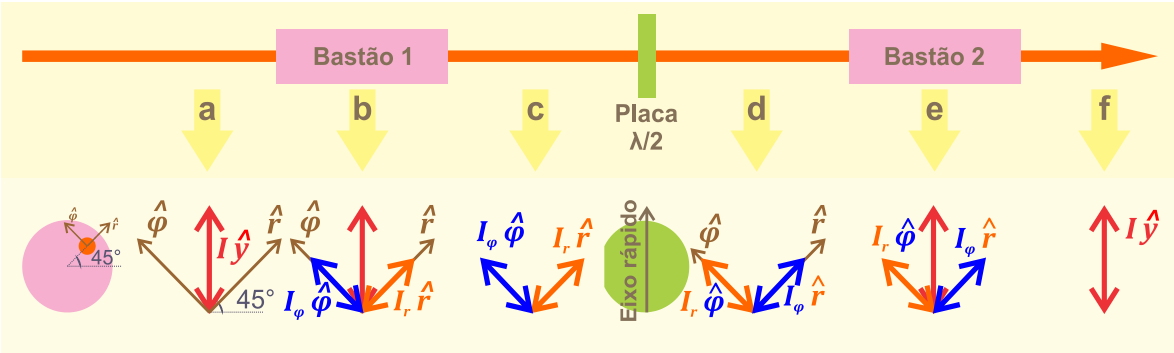


FIGURA 6 - Esquema de compensação da birrefringência com placa de λ/2 entre dois bastões.

2.4 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 tem 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* 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* funções gaussianas para coordenadas retangulares, e para coordenadas cilíndricas é representado por polinômios de Laguerre. Na FIG. 7 estão ilustradas as distribuições de intensidades para os modos em coordenadas cilíndricas e cartesianas.

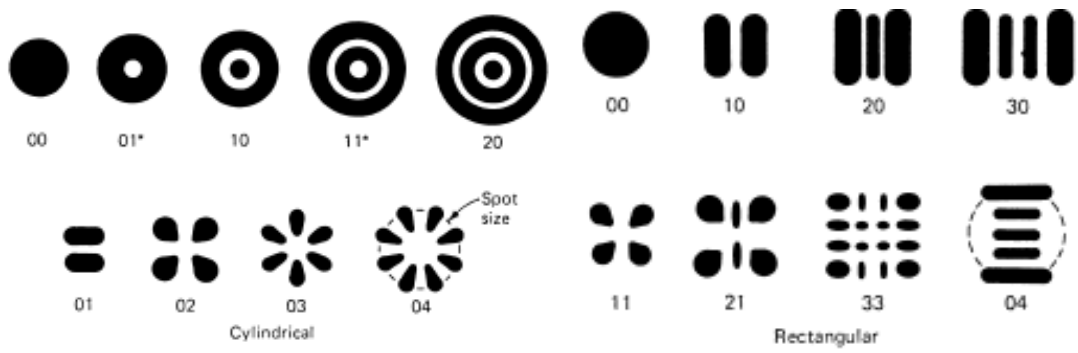


FIGURA 7 – Representação dos modos laser transversais eletromagnéticos em coordenadas cilíndricas (esquerda) e cartesianas (direita). Imagens extraídas de Koechner [20].

2.5 Fator de qualidade do feixe

Os modos TEM compõem um conjunto ortogonal de funções de modo que a mera observação de uma distribuição gaussiana não indica necessariamente um feixe no modo TEM_{00}, 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 TEM_{00} 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 de $1/e^2$. Para um feixe TEM_{00} a cintura do feixe pode ser dada por:

$$w(z)^2 = {w_0}^2 \left[1 + \left({}^{z}/_{Z_R}\right)^2\right], \qquad (3)$$

onde Z_R é a zona de Rayleigh definida por:

$$Z_R = \frac{\pi {w_0}^2}{\lambda}, \qquad (4)$$

sendo w_0 a cintura mínima do feixe na posição z=0, como visto na FIG. 8.

O ângulo de divergência no campo distante é dado por:

$$\Theta = \frac{2\lambda}{\pi w_0}. \qquad (5)$$

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

$$\Theta = M\theta_0, \qquad (6)$$

$$D = MD_0, \qquad (7)$$

onde θ_0 e D_0 são o ângulo de divergência e o diâmetro do feixe ideal (TEM_{00}).

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:

$$\Theta D = M^2\theta_0 D_0, \qquad (8)$$

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 TEM_{00} 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. Na FIG. 8 é ilustrado um feixe real em comparação com um feixe gaussiano ideal.

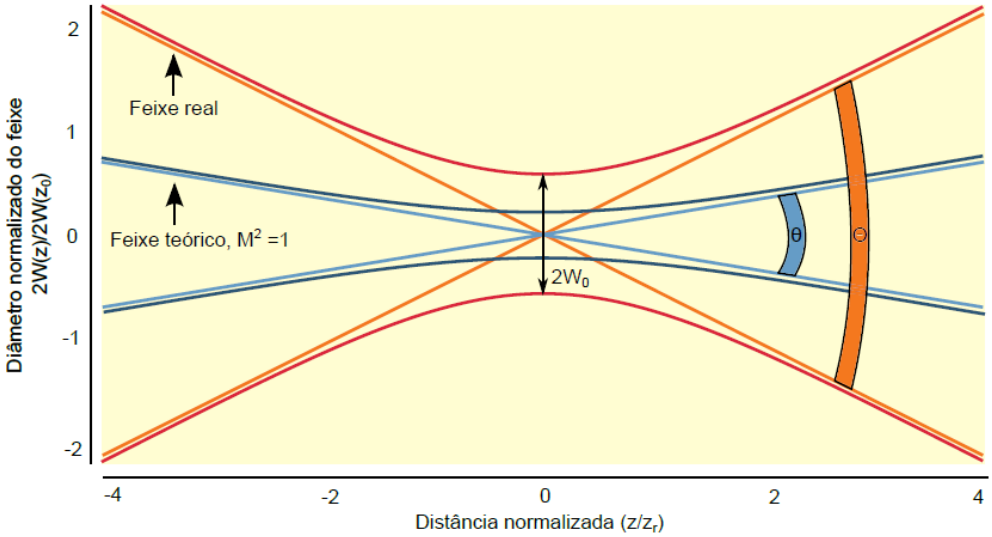


FIGURA 8 – Comparação de um feixe teórico e de um feixe real.

2.6 Ressonadores dinamicamente estáveis (DSR - *Dynamically Stable Resonator*)

Lasers operando no TEM_{00} 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 TEM_{00} 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 [16].

O desenvolvimento dos chamados ressonadores dinamicamente estáveis tem o objetivo de produzir ressonadores onde o bastão laser é a abertura limitante e que sejam estáveis sobre uma grande faixa de potências, e apresentem reduzida variação da cintura do feixe laser no bastão, com consequente 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 bem descrita no trabalho de Magni [27]

e tal teoria e linhas guia para o desenho de ressonadores ainda hoje são utilizadas no desenho de DSR.

Na FIG. 9.a é mostrado o esquema de um ressonador com a indicação das principais definições utilizadas neste trabalho. O bastão laser é considerado como uma lente espessa de distância focal tal qual descrito pela equação (1), observando-se que a distância h das extremidades do bastão aos planos principais é aproximadamente independente da distância focal, com valor $h = l/2n_0$ onde n_0 é o índice de refração do material. Em (b) são mostradas as simplificações assumidas na modelagem utilizada para os DSR, onde se considera o bastão laser como uma lente delgada convergente com o consequente encurtamento do comprimento total (L) do ressonador pelo tamanho da parte central do bastão compreendida entre seus planos principais, com comprimento correspondente a $l.(1 - 1/n_0)$. Conforme descrito em [27].

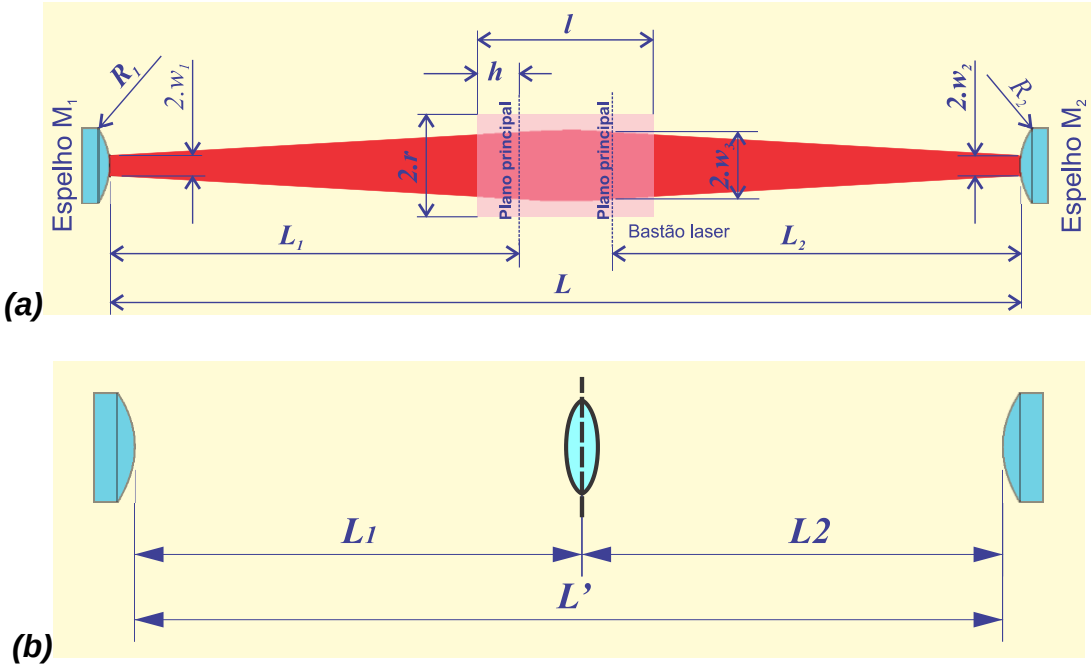


FIGURA 9 – (a) Definições utilizadas para o estudo dos ressonadores: R_1 e R_2: raios dos espelhos, L_1 e L_2: respectivas distâncias aos planos principais do cristal, w_1 e w_2: raios das cinturas do feixe laser nos espelhos e w_3 nos planos principais do cristal e (b) simplificação adotada na modelagem utilizada no estudo dos DSR.

Para que um ressonador seja estável, a radiação deve poder ser confinada dentro dela após inúmeros passes. Utilizando-se o formalismo de matrizes ABCD [28], é possível escrever a matriz para uma viagem de ida e volta. O teorema de Sylvester diz que para os elementos da matriz não divergirem quando ela for elevada à enésima potência com n tendendo ao infinito, chega-se à condição de estabilidade [29]:

$$-1 \leq \frac{A+D}{2} \leq 1 \quad , \qquad (9)$$

onde A e D são os elementos da matriz ABCD. Esta condição pode ser escrita em função de parâmetros geométricos g_1 e g_2 para cada espelho:

$$0 \leq g_1 . g_2 \leq 1 \qquad (10)$$

onde, para o ressonador simplificado considerado (FIG. 9.b), com f distância focal da lente térmica),

$$g_i = 1 - \frac{L_{(3-i)}}{f} - \frac{L'}{R_i}, \; i = 1,2 \qquad (11)$$

Esta condição de estabilidade pode ser representada num gráfico como exemplificado na FIG. 10 onde apenas os ressonadores compreendidos entre os eixos $g_1 = 0$ ou $g_2 = 0$ e a hipérbole $g_1 . g_2 = 1$ são estáveis.

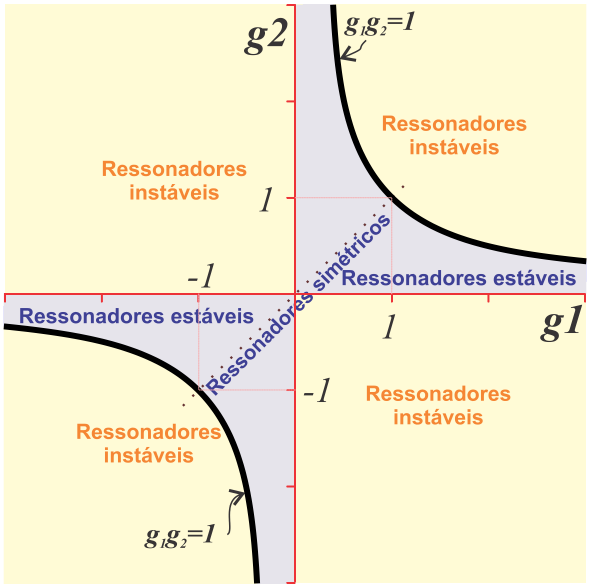


FIGURA 10 – Zonas de estabilidade em função dos parâmetros geométricos.

Quando se considera um ressonador com um bastão de distância focal variável e os demais parâmetros fixos, este percorre uma linha reta no diagrama de estabilidade como mostrado na FIG. 11.a. Na FIG. 11.b é mostrado o valor da cintura do feixe ressonante no plano do bastão w_3 à medida que se aumenta o poder dióptrico do bastão como resultado do aumento da potência de bombeio. Um DSR sempre tem duas zonas de estabilidade , como mostrado na figura, de mesma largura dentro das quais o raio da cintura laser TEM_{00} no

bastão w_3 sempre tem um valor mínimo w_{30} onde é insensível a flutuações no comprimento focal da lente térmica e uma relação bem conhecida com a largura das zonas de estabilidade pode ser utilizada para predizer seu tamanho [11]:

$$w_{30}{}^2 = \frac{2\lambda}{\pi}\frac{1}{\left|\Delta\, {}^1/_f\right|} \quad , \qquad (12)$$

onde f é o comprimento focal da lente térmica e λ o comprimento de onda. A potência de saída do laser é proporcional ao volume de material envolvido na radiação, e consequentemente, ao valor de w_3, de modo que ao se buscar obter maiores potências se busca maiores valores de w_3. A situação onde o valor de w_{30} é estacionária também implica em uma potência de saída estável e insensível a mudanças de comprimento focal da lente térmica. Para a operação no modo TEM_{00}, o valor de w_{30} deve ser grande o suficiente para evitar que modos de ordem mais altas sejam estáveis. Por meio da relação (12) é possível obter-se qualquer valor de raio do feixe no bastão desde que se esteja disposto a trabalhar com uma zona de estabilidade suficientemente pequena. Porém a birrefringência impõe um limite ao máximo valor da cintura laser estacionária no bastão, pois para os valores da literatura de f_φ / f_r de aproximadamente 1,2 temos [30]:

$$\Delta\, {}^1/_f \approx 0{,}181.f \quad , \qquad (13)$$

de modo que o máximo valor de w_{30} capaz de acomodar ambas as polarizações tangencial e radial dentro da zona de estabilidade é dado por:

$$w_{30}{}^2 \approx 3{,}5.\lambda.f \quad . \qquad (14)$$

No caso do Nd:YAG o valor máximo da cintura w_{30} no bastão que pode ser atingido é de 1.1 mm graças a birrefringência induzida a despeito do tamanho do bastão laser [31]. Este fato limita a potência de saída para a operação no modo TEM_{00} apesar de as atuais técnicas de crescimento de cristal permitirem a obtenção de bastões de Nd:YAG com grandes diâmetros

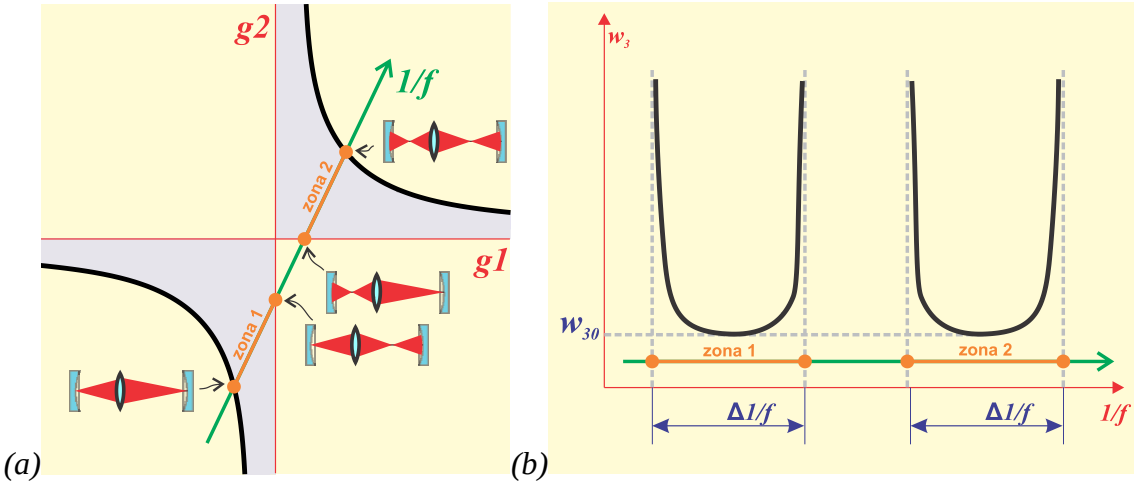


FIGURA 11 – (a) exemplo de linha percorrida pelo ressonador no diagrama de estabilidade ao se variar a dioptria da lente térmica ilustrando as configurações do ressonador nos limites e (b) cintura do laser no bastão ao se percorrer esta linha.

Para os valores de distância focal da lente térmica na potência máxima do conjunto de 2 módulos de 12,5 cm, temos w_{30max}=727 µm, o que nos dá um valor da razão entre o raio do bastão (1,5 mm) e do feixe no bastão de 2,06. Valores recomendados pela literatura são de 1,2 a 2 para operação no modo fundamental.

2.6.1 DSR com zonas conjuntas.

As zonas de estabilidade podem ser conjuntas quando o ressonador passa pela origem no diagrama de estabilidade (FIG. 12) e, para tanto, os seguintes parâmetros geométricos parta cada espelho u_1 e u_2 devem ter tem o mesmo valor:

$$u_1 = u_2 = u\,, \qquad (15)$$

onde u_1 e u_2 são dados em termos dos raios de curvatura R_1 e R_2 dos espelhos e suas respectivas distâncias L_1 and L_2 aos planos principais do bastão [27]:

$$u_i = L_i\left(1 - \frac{L_i}{R_i}\right)\,, \quad i = 1{,}2 \quad , \qquad (16)$$

observando-se que ressonadores de zonas conjuntas não são necessariamente simétricos, sendo os raios dos espelhos e distâncias aos planos principais tais que satisfaçam a eq. (15

), podendo eventualmente serem simétricos caso os raios dos dois espelhos sejam escolhidos iguais, e, consequentemente as distâncias L1 e L2 devendo ser iguais para satisfazer $u_1=u_2$. Durante as simulações de ressonadores que foram feitas neste trabalho notou-se que ao se considerar ressonadores com zonas conjuntas obtinha-se valores de w_{30} maiores que os previstos pela equação (12) , levando-se a analisar os ressonadores com zonas conjuntas.

Cerullo *et al* [30] compararam ressonadores dom zonas conjuntas e separadas e entre suas principais conclusões está a possibilidade de obtenção de uma zona de estabilidade maior para zonas conjuntas com a desvantagem de se ter uma sensibilidade ao desalinhamento maior para este tipo de ressonador.

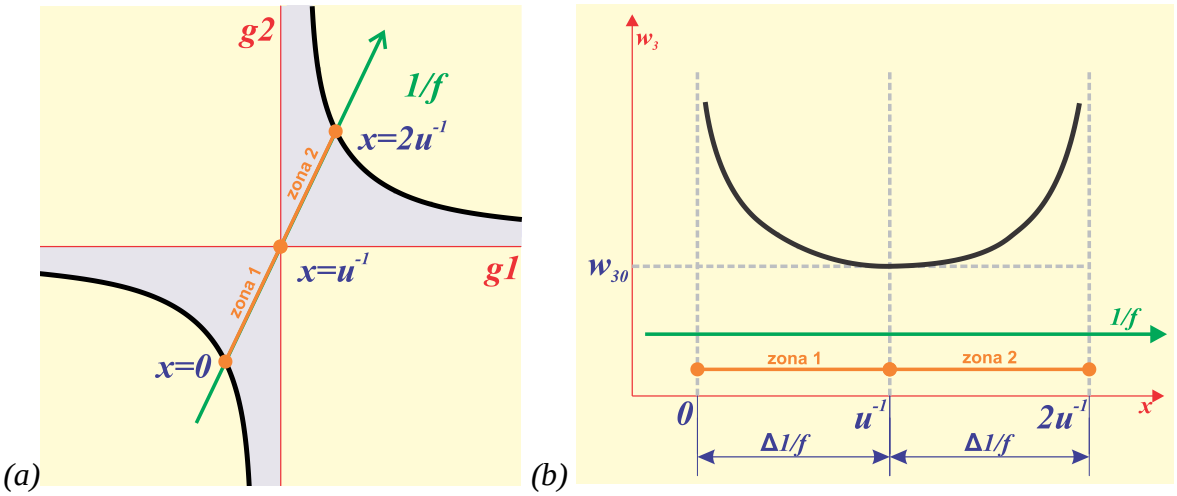


FIGURA 12 – Diagrama de estabilidade (a) e variação da cintura do feixe ressonante no plano principal do bastão em função do poder dióptrico da lente térmica (b).

Os três limites da zona de estabilidade em termos da variável x dada pelas intersecções da linha do ressonador com a hipérbole $g_1 g_2 = 1$ e com os eixos $g_1 = 0$ e $g_2 = 0$ ocorrem em:

$$x = \begin{cases} -\dfrac{1}{u} & para\ g_1 = g_2 = 0 \\ 0 & para\ g_1 g_2 = 1\ (3°\ quadrante) \\ -\dfrac{2}{u} & para\ g_1 g_2 = 1\ (1°\ quadrante) \end{cases} \qquad (17)$$

onde as variáveis x, g_1 e g_2 são definidas por [27]:

$$x = \frac{1}{f} - \frac{1}{L_1} - \frac{1}{L_2} \qquad (18)$$

$$g_i = \frac{L_{(3-i)}}{L_i}(1 - xu) \quad , i=1, 2 \qquad (19)$$

Adicionalmente a expressão para o valor da cintura do laser no bastão w_3 definida por Magni [27] torna-se mais simples:

$$w_3^{\cup 2} = \frac{2\lambda}{\pi}|u|[-xu(2 + xu)]^{-1/2} \quad , \qquad (20)$$

onde o superescrito ∪ denota que as zonas são conjuntas. A expressão diverge para os limites da zona de estabilidade em $g_1 g_2 = 1$ em mas pode ser calculada em $g_1 = g_2 = 0$:

$$w_3^{\cup}\left(-\frac{1}{u}\right)^2 = \frac{2\lambda}{\pi}|u| \qquad (21)$$

Para se determinar ponto onde a cintura no bastão é estacionária com relação a variações no comprimento focal, a expressão (20) pode ser derivada diretamente com relação a x, que é equivalente a derivar com relação a *1/f*:

$$\frac{dw_3^{\cup 2}}{d\,{}^1/_f} = \frac{dw_3^{\cup 2}}{x} = \frac{2\lambda}{\pi}u|u|\frac{1 - xu}{[-xu(2 + xu)]^{3/2}} \qquad (22)$$

Esta expressão é definida em todo o intervalo inteiro entre $x = 0$ e $x = -\frac{2}{u}$. Para se obter o valor de x no qual o feixe laser é estacionário com respeito ao comprimento focal do bastão a derivada (22) deve ser nula, o que resulta:

$$\frac{dw_{30}^{\cup\ 2}}{d\,{}^1/_f} = \frac{dw_{30}^{\cup\ 2}}{x} = 0 \Rightarrow x_0 = x(w_{30}^{\cup}) = -\frac{1}{u} \qquad (23)$$

cujo valor da cintura já foi calculado na equação 7.

Quando as zonas de estabilidade são conjuntas o laser seria estável durante toda a faixa entre $x = 0$ e $x = -\frac{2}{u}$ e teria uma única zona de estabilidade dada pela união de ambas as zonas I e II, com uma largura duas vezes maior que as zonas individuais em termos de poder dióptrico. Entretanto isso somente poderia ser realizado para valores teóricos absolutos de $u_1 = u_2$. Para qualquer ressonador real os valores de u_1 e u_2 sempre serão

ligeiramente diferentes, pois a condição $u_{1=}u_2$ representa um ponto no diagrama de estabilidade (FIG. 12) e o ressonador nunca passará pela origem no diagrama de estabilidade e as zonas I e II sempre serão separadas por uma pequena faixa contínua onde o ressonador não é estável. A cintura terá um valor calculado em (21) antes do fim da zona mas irá divergir a medida que se aproxima das bordas. O ressonador será estável sobre todo o intervalo entre $x = 0$ e $x = -\frac{2}{u}$ exceto por esta pequena faixa que pode ser imperceptível na operação desde que os parâmetros u_1 e u_2 sejam ajustados suficientemente idênticos. O laser sofrerá perdas quando encontrar a lente térmica dentro desta estreita faixa de instabilidade e assim o ressonador experimentaria uma perda proporcional a sobreposição da distribuição da lente térmica com a faixa de instabilidade. Se esta zona puder ser ajustada para um valor suficientemente pequeno, a largura da zona de estabilidade pode ser definida para propósitos práticos como a faixa completa e sua largura em termos de comprimento focal é:

$$\Delta\frac{1}{f} = \Delta x = \frac{2}{|u|} \quad , \qquad (24)$$

e da comparação com o valor de $w_{30}^{\cup}$ resulta:

$$w_{30}^{\cup\,2} = \frac{4\lambda}{\pi}\frac{1}{\Delta\frac{1}{f}} = 2{w_{30}}^2 \qquad (25)$$

Se os valores dos parâmetros u_1 e $u_2$forem ajustados suficientemente parecidos, as zonas se tornam suficientemente próximas e é possível considerar as zonas de estabilidade como a soma das duas zonas de estabilidade que daria a possibilidade de trabalhar com uma única zona de estabilidade mais larga considerando-se o mesmo valor de cintura no bastão.

Assim, o uso de zonas conjuntas pode ter um papel muito importante em ressonadores com lente térmica intensa como no caso de ressonadores com diversos bastões, onde o poder dióptrico do conjunto é grande.

2.7 Escalonamento de potência

Diversas técnicas podem ser utilizadas com o propósito de se aumentar a potência de saída, objetivando-se o aumento da potência laser do laser através do aumento do brilho Br ($W.cm^{-2}.Sr^{-1}$) do feixe de saída.

Além das técnicas de amplificação como o uso de sistemas amplificadores de potência contendo um oscilador principal (MOPA), a adição de mais de um bastão dentro do mesmo ressonador é uma técnica que pode ser considerada para potências da ordem de centenas de watts, com a possibilidade de obtenção de potência de saída proporcional ao número de bastões sem perder qualidade de feixe, evitando os custos e a complexidade da construção de um sistema com amplificador.

2.8 Lasers com dois bastões operando no modo fundamental na literatura

Diversos lasers de alta potência operando no modo TEM_{00} com dois bastões bombeados lateralmente em 1064 nm são encontrados na literatura. Observa-se que os maiores valores de potência foram obtidos com módulos laser de construção especial e com diodos cuidadosamente selecionados.

Hirano *et al* [32] obtiveram um laser pulsado com 208 W no modo TEM_{00} com dois bastões utilizando uma óptica de bombeio de alta potência especialmente desenhada que fornecia 1100 W a partir de 40 diodos tipo "*stacks*" que eram focalizados por lentes asféricas em guias de onda em forma de *slab* que transportavam a radiação para o interior de uma cavidade de bombeamento difusa. Ostermeyer *et al* [33] obtiveram 182W no regime quase CW com bastões bombeados por lâmpadas. Kugler *et al* [34] obtiveram 145 W pulsados em um ressonador com um espelho adaptativo especial. Konno *et al* [35] obtiveram 153 W com M^2=1.18 em operação CW com dois módulos especiais de cavidade difusa onde a radiação dos diodos era transportada para seu interior por guias de onda. Ma *et al* [36] obtiveram 124 W no regime CW com M^2=1.4 de dois módulos desenvolvidos para o trabalho em módulos com diodos dispostos de forma assimétrica e um ressonador em V contendo lentes intracavidade. Zhang *et al* [37] obtiveram 82.3 W no regime CW. Yang [38] obteve 41 W em operação CW. Com relação a lasers linearmente polarizados no modo TEM_{00}, Konno *et al* [35] obteve 105 W em operação CW com M^2=1.08 utilizando os módulos especiais mencionados acima. Liu *et al* [3,16] obtiveram 61 W utilizando uma lâmina de Brewster no regime CW com dois bastões bombeados transversalmente por lâmpadas. Ting *et al* [2] obtiveram 101,4 W com M^2=1.14 no regime quase CW e utilizando um bastão especial com sua superfície externa roscada para melhor transferência de calor além de diodos selecionados cuidadosamente para casarem com os picos de absorção do Nd:YAG.

3 MATERIAIS E MÉTODOS

Inicialmente os 4 módulos DPSSL disponíveis para o trabalho foram estudados quanto a características elétricas, potência máxima, temperatura ótima de trabalho e lente térmica. Os resultados serviram para a seleção dos dois módulos que apresentaram maior potência para utilização no ressonador. A lente térmica para este jogo de dois módulos operando em conjunto e com uma placa de meia onda entre eles foi então caracterizada e seu valor utilizado para o desenho do ressonador.

O ressonador foi montado em três condições: não polarizado, polarizado por lâmina de Brewster e polarizado por polarizador de filme fino, sendo caracterizado quanto à potência, parâmetro de qualidade de feixe e polarização.

3.1 Módulos DPSSL utilizados no trabalho

Os módulos DPSSL utilizados neste estudo (FIG. 13) foram fornecidos pela empresa HTOE e apresentam potência nominal de 75 W possuindo um cristal de Nd:YAG com dimensões de Ø 3 mm x 78 mm e dopagem de 0,6 at.% de Nd, os quais eram bombeados lateralmente por 12 barras de diodos de 40 W elétricos e 18,7 W ópticos cada, dispostas em grupos de 4 barras a 120° um do outro conforme mostrado na FIG. 14, sendo fornecida uma potência óptica total de aproximadamente 225 W por módulo.

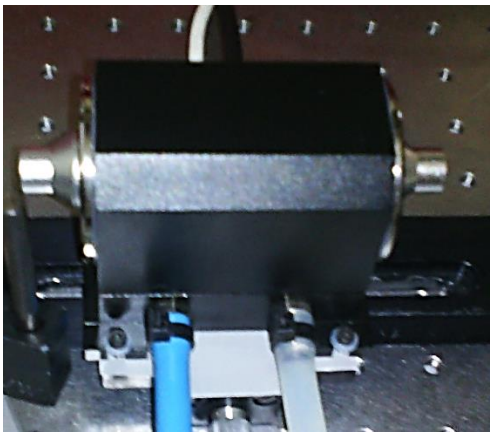
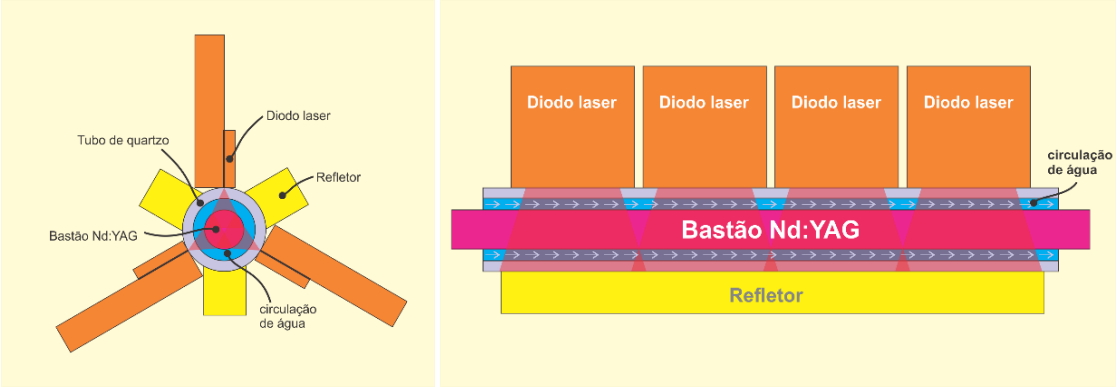


FIGURA 13 – módulo DPSSL utilizado no trabalho.



(a) (b)

FIGURA 14 – Esquema do posicionamento dos diodos de bombeio. a) corte transversal e b) corte longitudinal.

3.2 Caracterização dos módulos DPSSL

3.2.1 Características elétricas

Os 4 módulos foram caracterizados eletricamente a fim de se obter as potências elétricas e ópticas de bombeio correspondentes a cada valor de corrente elétrica aplicada aos módulos. Foram registrados os valores de tensão elétrica na fonte de potência dos módulos para diversos valores de corrente e se fez um ajuste na parte linear da curva tensão vs. corrente cujo coeficiente angular correspondia a parte resistiva do circuito (resistência dos cabos e conexões e dentro das barras de diodo) e cujo coeficiente linear representava a queda de tensão sobre os diodos V_d, e assim a potência elétrica efetiva dos diodos P_d pode ser obtida imediatamente através do valor da corrente I lido na fonte.

$$P_d = V_d I \qquad (26)$$

Na impossibilidade de medição da radiação total emitida pelos diodos dentro do módulo, utilizou-se uma eficiência típica de conversão eletro-óptica de 47% para os diodos afim de se determinar a potência óptica de bombeio.

3.2.2 Maximização do acoplador óptico

Para a maximização do acoplador de saída foi montado um ressonador plano-plano com os espelhos próximos aos módulos numa distância mínima segura (aproximadamente 6 mm dos módulos, como visto na FIG. 15) e registrou-se a potência de saída obtida na máxima potência de bombeio para acopladores ópticos com diferentes

valores de transmissão. Os resultados também serviram para a obtenção do valor da máxima potência multimodo para efeito de comparação das potências obtidas e obtenção de eficiência de extração com relação a operação multimodo.

A potência de saída P_{out} foi ajustada à expressão que a relaciona à refletividade R do acoplador de saída e ao ganho não saturado g_0 e à perda por passagem em duas direções do ressonador δ [20]:

$$P_{out} = A.I_S\left(\frac{1-R}{1+R}\right)\left(\frac{2g_0 l}{\delta - ln\,R} - 1\right), \qquad (27)$$

onde A é a área transversal do bastão, l seu comprimento e I_s o valor da intensidade de saturação.

A maximização do acoplador de saída também foi efetuada para a operação do conjunto dos dois módulos selecionados com a placa de meia onda entre eles.

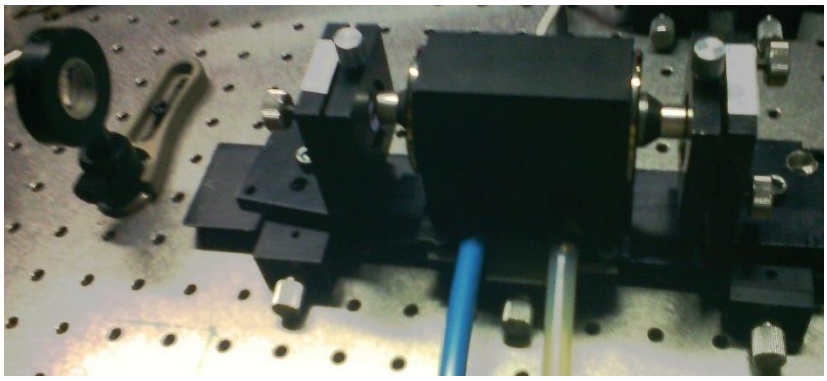


FIGURA 15 – Posicionamento dos espelhos para a determinação da potência máxima multimodo.

3.2.3 Determinação da potência máxima multimodo e temperatura ótima de trabalho

A potência máxima multimodo foi medida com a mesma montagem realizada para a otimização do acoplador de saída, utilizando, porém, o acoplador maximizado, medindo-se a potência na corrente máxima para diferentes valores de temperatura.

Como o trabalho partiu da utilização de módulos comerciais que não possuem cuidados especiais na seleção dos diodos de bombeio, estudou-se a variação da potência de saída dos módulos na operação multimodo para cada um dos quatro módulos disponíveis pois a diferente composição dos diodos de cada módulo os leva a ter o máximo de potência

em um valor de temperatura diferente devido à sintonia térmica do comprimento de onda de emissão de cada diodo com os picos de absorção do bastão.

3.2.4 Caracterização das lentes térmicas

Para a medição da lente térmica geral foi utilizada uma montagem com um feixe expandido de hélio-neônio que passava pelo cristal bombeado, movendo-se um anteparo até que o feixe fosse focalizado sobre ele, como mostrado na FIG. 16, fazendo-se a leitura da distância até o plano principal do módulo através de uma escala. Os módulos também tiveram sua lente térmica caracterizada por componentes de polarização radial ou tangencial através de um procedimento tal que pela combinação de fendas e de um polarizador se podia selecionar a componente radial ou tangencial alinhando-se o polarizador com o eixo paralelo à fenda para se selecionar a componente radial ou perpendicular à fenda para a seleção da componente tangencial [39]. A orientação da fenda também permitia a seleção de diferentes orientações das regiões de incidência no cristal. Foram feitas medidas para as orientações horizontal e vertical da fenda. A medida das distâncias focais de cada componente era feita da mesma maneira, ajustando-se a distância do anteparo até que se observasse a focalização do feixe e fazendo-se a leitura direta da distância. O esquema utilizado pode ser visto na FIG. 17 e na FIG. 18 é mostrada uma foto da montagem.

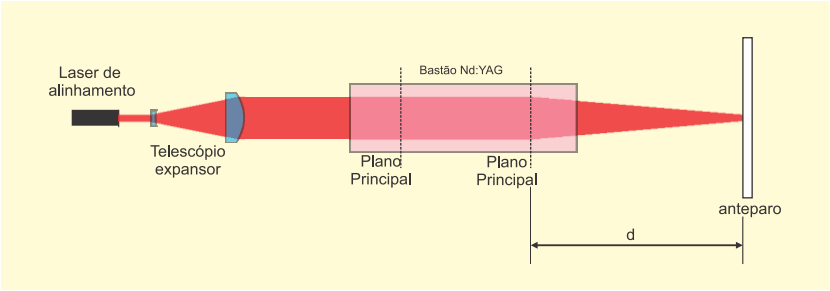


FIGURA 16 – Esquema do arranjo utilizado na determinação da lente térmica geral.

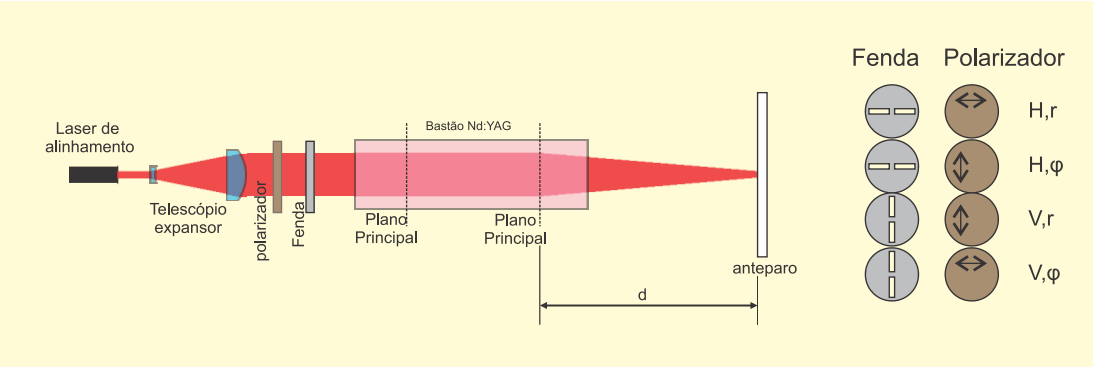


FIGURA 17 - Montagem utilizada na determinação da lente térmica das componentes de polarização tangencial ou radial para as posições horizontal ou vertical selecionadas conforme alinhamento da fenda e do polarizador como mostrado a direita da figura.

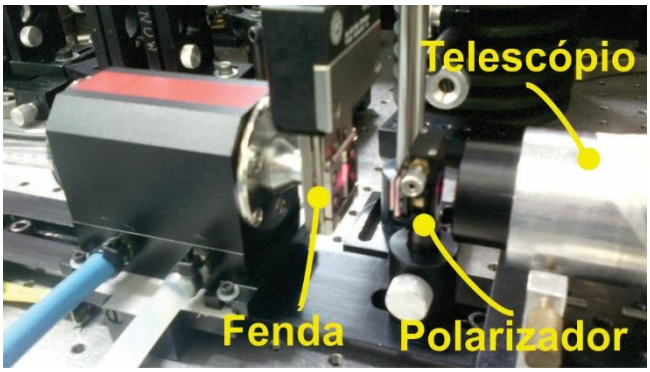


FIGURA 18 – Detalhe da montagem para a medição das lentes térmicas.

3.3 Circuito de refrigeração

Para se trabalhar simultaneamente com dois módulos encontrou-se inicialmente dificuldades quanto ao sistema de refrigeração. Um dos importantes requisitos para a operação segura dos módulos DPSSL é que fluxo mínimo de água de refrigeração seja de pelo menos 4 $l.min^{-1}$. Para que a temperatura fosse igual em cada um dos dois módulos, o circuito de refrigeração dos dois módulos deveria ser conectado em paralelo, não sendo possível porém se garantir o fluxo mínimo em cada um dos módulos nesta condição, pois havendo aumento da resistência ao fluxo no circuito de um dos módulos causada por obstrução, dobra dos tubos, ou qualquer outro fator, a maior parte do fluxo passaria a circular pelo circuito do outro módulo e o fluxo do circuito do módulo com obstrução poderia ficar abaixo do valor mínimo, com consequente queima dos diodos. Para se evitar este risco optou-se por ligar o circuito de refrigeração dos dois módulos em série garantindo-se o fluxo

mínimo de água para ambos, não se tendo mais, porém a mesma temperatura da água nos dois módulos, pois a água que entraria no segundo módulo já teria sua temperatura aumentada após ter trocado calor no primeiro módulo.

Para se verificar a viabilidade de trabalhar com o circuito de água de refrigeração dos módulos em série estudou-se a variação da temperatura entre a entrada e a saída dos módulos fazendo-se uma montagem de sensores do tipo PT100 (termorresistência de platina) ao longo do circuito de refrigeração conforme pode ser visto na FIG. 19. Com a instalação destes sensores pôde-se medir três temperaturas ao longo do circuito de refrigeração: a temperatura do reservatório de água do *chiller*, cuja leitura de sensor integrado ao equipamento podia ser obtida diretamente em seu painel, sendo esta a temperatura de seu reservatório e correspondente da água que entra no primeiro módulo; a temperatura da água que saia do primeiro módulo e entrava no segundo módulo, medida por um dos sensores instalados no circuito; e a temperatura da água que saía do segundo módulo feita pelo outro sensor instalado. Na FIG. 20 é mostrado o esquema do circuito com a utilização de dois módulos DPSSL. Também foram instalados no circuito sensores de fluxo tipo fluxostatos que foram ligados ao *interlock* das fontes dos módulos para interromper a operação caso o circuito de refrigeração fosse desligado ou se rompesse. Estes sensores tinham uma sensibilidade de alguns décimos de litro por minuto, não garantindo que o fluxo fosse maior que os 4 $l.min^{-1}$, sendo utilizados apenas detectar se o *chiller* estava ligado. O circuito possuía também um rotâmetro que possibilitava a leitura do valor do fluxo e uma válvula de *by-pass* utilizada para o ajuste do fluxo. Os sensores de temperatura e o medidor de fluxo foram reunidos e montados em uma pequena central de modo a se ter mais facilidade e segurança na operação que pode ser vista na FIG. 22.

O sistema de refrigeração apresentou também dificuldades quanto à capacidade de refrigeração do *chiller*. Cada um dos módulos consumia uma potência elétrica da fonte de 532 W na corrente máxima, sendo fornecidos 1064 W pelas fontes na operação dos dois módulos. No gráfico da FIG. 21 é mostrada a capacidade de refrigeração especificada pelo fabricante do equipamento, podendo-se notar que para a operação na potência máxima dos módulos chega-se próximo ao limite de capacidade de refrigeração, especialmente para temperaturas abaixo de 20 °C. Foram feitos testes de operação em torno de 19.2 °C na potência máxima, e observou-se que o controle da refrigeração se mostrou possível.

FIGURA 19– Montagem dos sensores de temperatura no circuito de água.

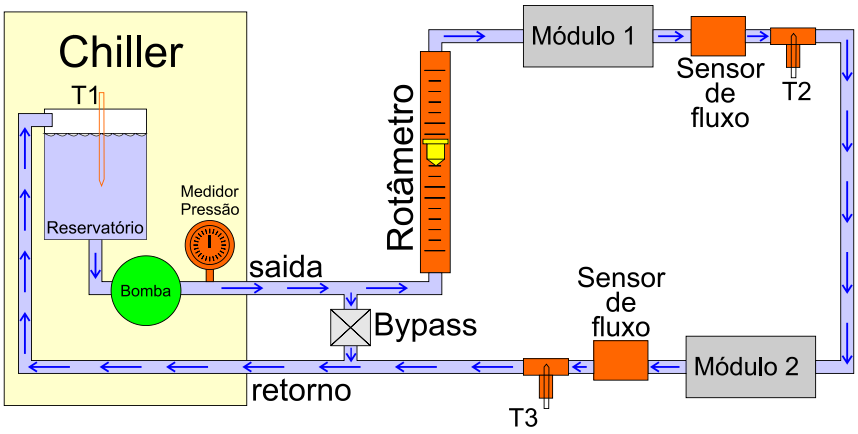


FIGURA 20 – Esquema do circuito de refrigeração com sensores para dois módulos DPSSL.

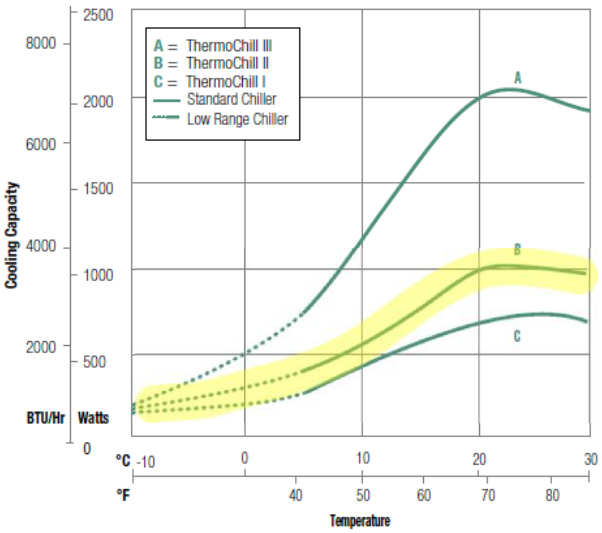


FIGURA 21 - Capacidade de refrigeração do chiller em função da temperatura e considerando-se temperatura ambiente de 20 °C, pressão atmosférica ao nível do mar e tensão elétrica de operação nominal. A curva relativa ao equipamento utilizado está realçada.

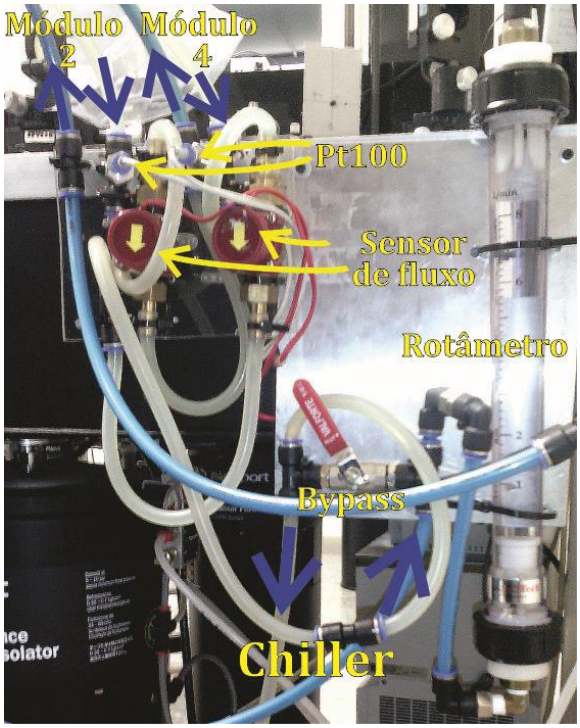


FIGURA 22 – Sensores do sistema de refrigeração agrupados.

3.4 Caracterização do laser

3.4.1 Medidas de potência

As medidas de potência foram feitas utilizando-se o medidor de potência *Thorlabs* S322-C (FIG. 23), que é um medidor do tipo térmico para potência máxima de 200 W de forma contínua e 250 W de forma intermitente e com limiar de dano de 4 kW.cm^{-2}, refrigerado por *cooler*. Esta cabeça era conectada a um medidor de potência que registrava o valor de potência de forma digital em uma taxa de aproximadamente 3 medidas por segundo. As medições foram feitas em um intervalo mínimo de 1 minuto após a estabilização, registrando-se o valor médio e desvios padrão correspondentes. Os desvios padrão sempre se mostraram muito menores que a incerteza de calibração do fabricante, de 3% para 1064 nm. Valores típicos de desvio padrão eram da ordem de 100 mW a 400 mW. Para a realização das medidas se utilizou uma lente plano côncava de distância focal -2.5 cm antes do detector de modo a se evitar que uma possível focalização do feixe sobre a superfície absorvedora excedesse o limiar de dano (FIG. 24).

FIGURA 23 – Medidor de potência S322-C.

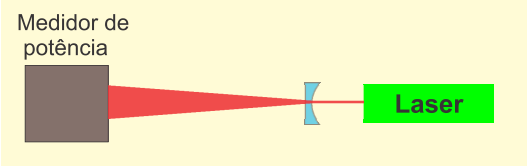


FIGURA 24 – Esquema utilizado para medição de potência.

Para a obtenção dos resultados considerou-se ainda as perdas do sistema de medição dados pelo filme antirreflexo da lente (FIG. 25) e da segunda superfície do acoplador óptico, que não possuía filme antirreflexo na maior parte das medidas. As perdas foram avaliadas em 5,66% sendo aplicado o correspondente fator de 1,0600 às leituras.

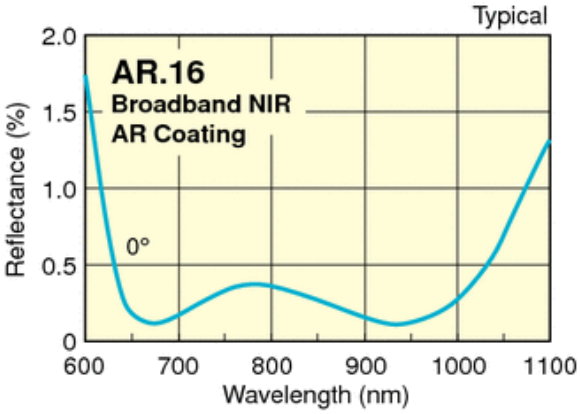


FIGURA 25 – Espectro de refletância do filme antirreflexo da lente utilizada nas medições de potência.

3.4.2 Medidas de parâmetro de qualidade do feixe

O feixe foi caracterizado utilizando-se um sistema de medição de varredura por fendas com sensor de silício (*Dataray Beamscope P8*) (FIG. 26). Na FIG. 27 é mostrado o esquema de funcionamento desse dispositivo, que contém duas fendas de 5µm de largura dispostas a 90° uma da outra e que estão a 45° da direção do movimento de varredura das vendas. Sob as fendas está um sensor de silício que registra a intensidade para cada posição das fendas, de modo a construir-se um perfil de intensidade nos dois eixos ortogonais. Para que se obtenha suficiente resolução, recomenda-se que a fenda seja no mínimo 1/5 do diâmetro do feixe, correspondendo a medição de feixes com no mínimo 20µm para a utilização desta fenda.

O feixe atenuado era focalizado por uma lente plano-convexa e o sensor fazia a medida ao longo de um plano, sendo posicionado sucessivamente ao longo de diferentes planos z. 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 feixe gaussiano equivalente somente é apropriado para um feixe TEM_{00}. Os diâmetros de segundo momento nas direções x e y $4\sigma_x(z)$ e $4\sigma_y(z)$ são definidos por:

$$\sigma_x(z)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}(x-\bar{x})^2 I(x,y,z)\,dx\,dy}{\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} I(x,y,z)\,dx\,dy} \qquad (28)$$

$$\sigma_x(y)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}(y-\bar{y})^2 I(x,y,z)\,dx\,dy}{\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} I(x,y,z)\,dx\,dy} \qquad (29)$$

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

O fator de qualidade foi obtido a partir de ajuste da equação (3) aos valores de do diâmetro 4σ. Este ajuste era feito de maneira automática pelo software do equipamento.

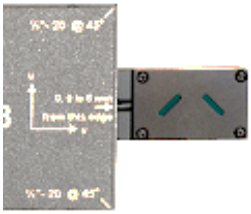


FIGURA 26 – Dispositivo de caracterização de feixe por varredura de fenda.

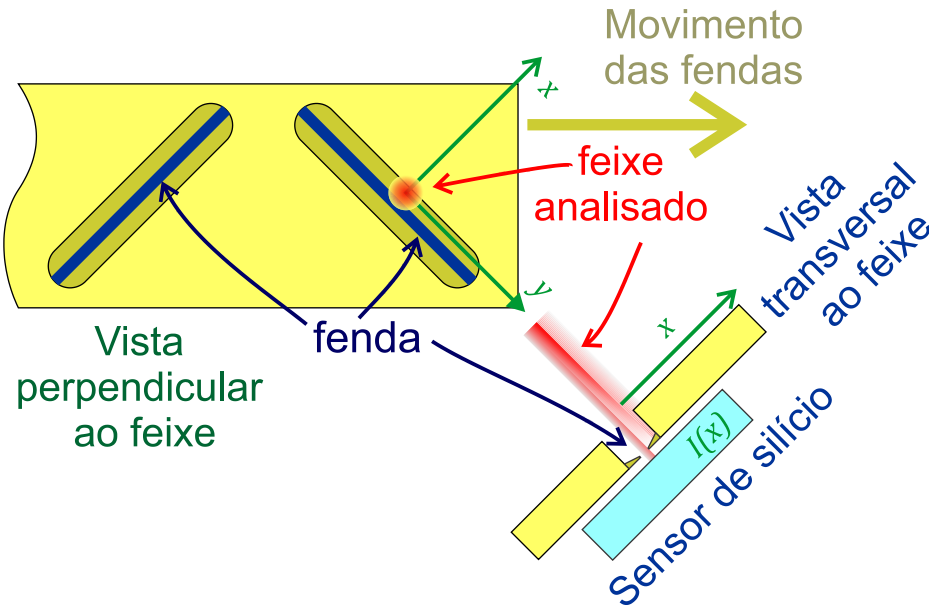


FIGURA 27 – Esquema da medição por varredura de fendas.

3.4.3 Medidas de polarização

No caso geral a polarização pode apresentar componentes de polarização linear e circular no sentido horário e anti-horário, definindo-se o vetor de Stokes com 4 componentes. O vetor de Stokes fornece uma descrição completa de qualquer estado de polarização da luz e seus parâmetros são exatamente estas quantidades que são observadas [40]:

$$S = \begin{pmatrix} I_H + I_V \\ I_H - I_V \\ I_{+45°} - I_{-45°} \\ I_R - I_L \end{pmatrix} \qquad (30)$$

onde I_H e I_V são as intensidades na polarização horizontal e vertical, respectivamente, I_{+45} e I_{-45} intensidades nas polarizações a 45 graus positivos e negativos, respectivamente, do eixo vertical e I_R e I_L são as componentes de polarização circular nos sentidos horário e anti-horário.

O valor das componentes do vetor S pode ser obtido experimentalmente incidindo-se o feixe a ser analisado sobre uma placa de quarto de onda seguida de um polarizador analisador colocados antes de um detector, definindo-se I(α, β) a intensidade medida para os ângulos α e β da placa de onda e do polarizador, respectivamente:

$$\begin{aligned} S_0 &= I(0°, 0°) + I(0°, 90°) \\ S_1 &= I(0°, 0°) - I(0°, 90°) \\ S_2 &= I(0°, 45°) - I(0°, 135°) \\ S_3 &= I(45°, 45°) - I(45°, 135°) \end{aligned} \qquad (31)$$

Define-se o grau de polarização (DOP - *Degree of polarization*) de uma maneira geral por:

$$DOP = \frac{\sqrt{{S_1}^2 + {S_2}^2 + {S_3}^2}}{S_0} \qquad (32)$$

Que no caso de possuir apenas componentes de polarização linear pode-se reduzir a:

$$DOP = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \quad , \qquad (33)$$

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

As medidas de polarização foram feitas a partir do feixe laser atenuado, utilizando-se então um polarizador analisador e o medidor de potência (FIG. 28). O feixe atenuado utilizado foi a fração do feixe transmitida através de um espelho com filme HR com incidência em ângulo rasante. Após a transmissão através do polarizador analisador mediu-se o sinal, da ordem de poucas dezenas de mW, com o detector de silício *Coherent OP 2 VIS*. Além do DOP, mediu-se também a porcentagem de polarização através da definição:

$$pol = \frac{I_{\parallel}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \qquad (34)$$

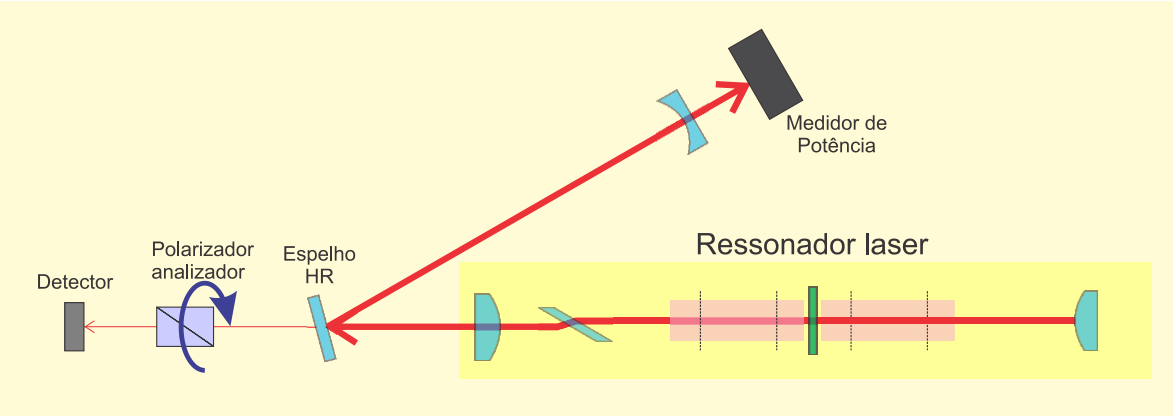


FIGURA 28 – Esquema do arranjo utilizado para medidas de polarização.

3.5 Desenho do ressonador

Para se alcançar a compensação da birrefringência numa montagem com dois módulos idênticos em um laser polarizado, pode-se utilizar uma placa de λ/2 entre os bastões e gerar a imagem dos planos principais de um bastão em outro através de um telescópio 1:1 ou montar os dois bastões tão próximos quanto possível com a placa de λ/2 entre eles [16]. A abordagem tomada neste trabalho foi a segunda. Assim o conjunto de 2 módulos posicionados apenas o suficiente para a introdução da placa de λ/2 entre eles teve sua lente térmica caracterizada e para o projeto do ressonador considerou-se o conjunto de dois módulos como se fosse um único módulo possuidor de lente térmica no valor medido para o conjunto.

Desenhou-se então um ressonador convexo-convexo com zona conjunta de modo a se obter um valor de w_{30} correspondente a 50%-83% do raio do bastão que é o valor recomendado para a operação monomodo por não permitir a oscilação de modos de ordens mais altas e ao mesmo tempo não apresentar perdas significativas por difração. Para se atingir maior volume de modo fundamental foi demostrado por Hodgson e Weber [41] que ressonadores côncavo-convexo são os preferidos, entretanto, no caso de zonas conjuntas estes ressonadores apresentam a máxima sensibilidade ao desalinhamento exatamente no

meio do intervalo de estabilidade tornando sua operação impossível com as zonas de estabilidade conjuntas [1, 41]. Deste modo decidiu-se utilizar geometria convexo-convexo.

O ressonador foi desenhado utilizando-se tanto um programa em MATLAB desenvolvido pelo grupo que calcula os valores baseado no modelo matemático descrito em [27] quanto o programa de computador LASCAD que realiza simulações de propagação ABCD de feixes gaussianos.

O ressonador inicialmente funcionou no modo não polarizado e depois foi polarizado por lâmina de Brewster e por polarizador de filme fino (TFP - *thin-film polarizer*), sendo caracterizado quanto a potência e qualidade de feixe. Na figura FIG. 29 são mostrados os esquemas das diferentes configurações de ressonador. O TFP utilizado era de incidência a 45° com Reflexão da componente paralela Rs > 99,8% e reflexão da componente de polarização perpendicular Rp < 1% com uma aceitação angular de ± 2°. Não havia filme antirreflexo na segunda face do TFP. Na FIG. 30 é apresentado o espectro de reflexão do TFP para cada uma das componentes de polarização.

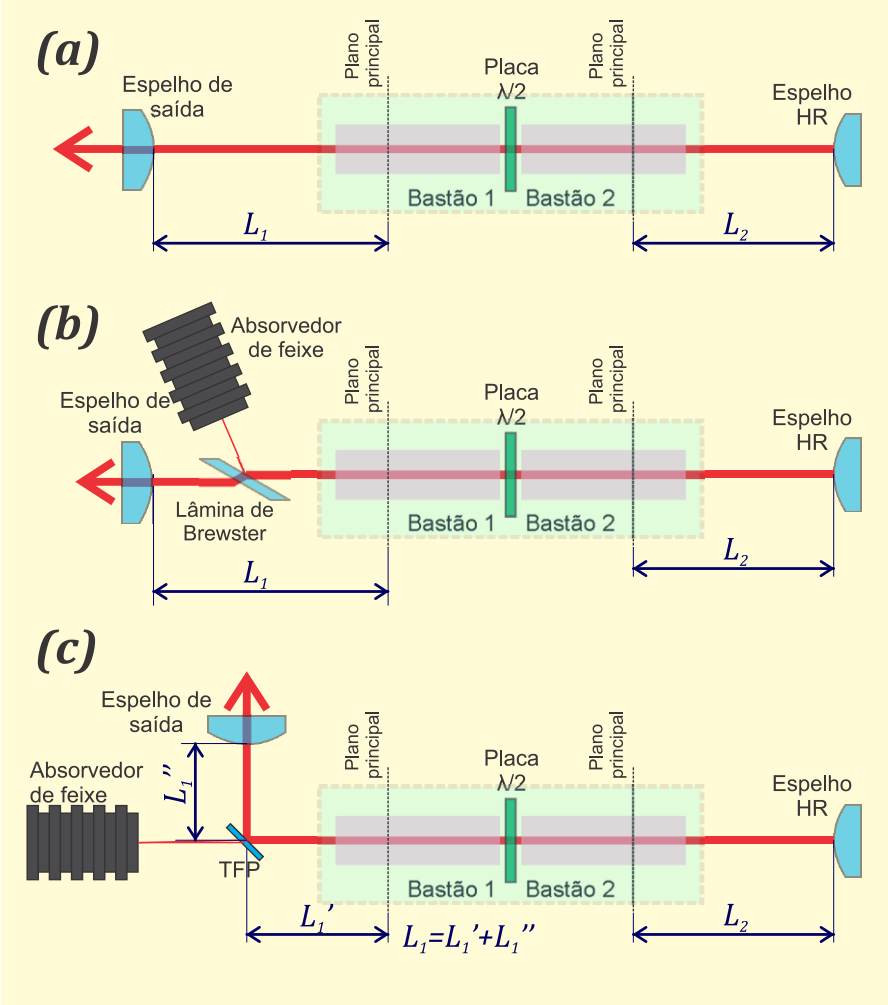


FIGURA 29 – Esquema das montagens do ressonador. (a) Não polarizado; (b) Polarizado por lâmina de Brewster; (c) Polarizado por TFP.

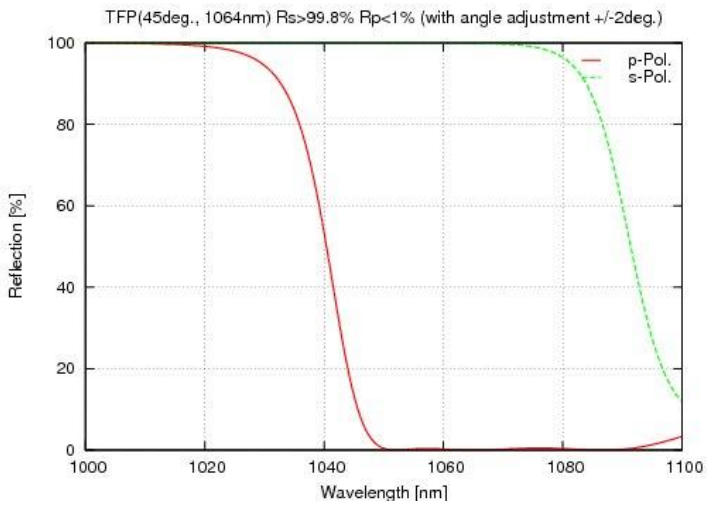


FIGURA 30 – Espectro de reflexão do TFP utilizado

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.1 Caracterização dos módulos DPSSL

4.1.1 Características elétricas

Na FIG. 31 é mostrada como exemplo a curva de tensão vs. corrente obtida para um módulo (módulo 2) e a correspondente curva de potência de bombeio em função da corrente elétrica. As características obtidas para os módulos 2 e 4 estão mostradas na TABELA 1.

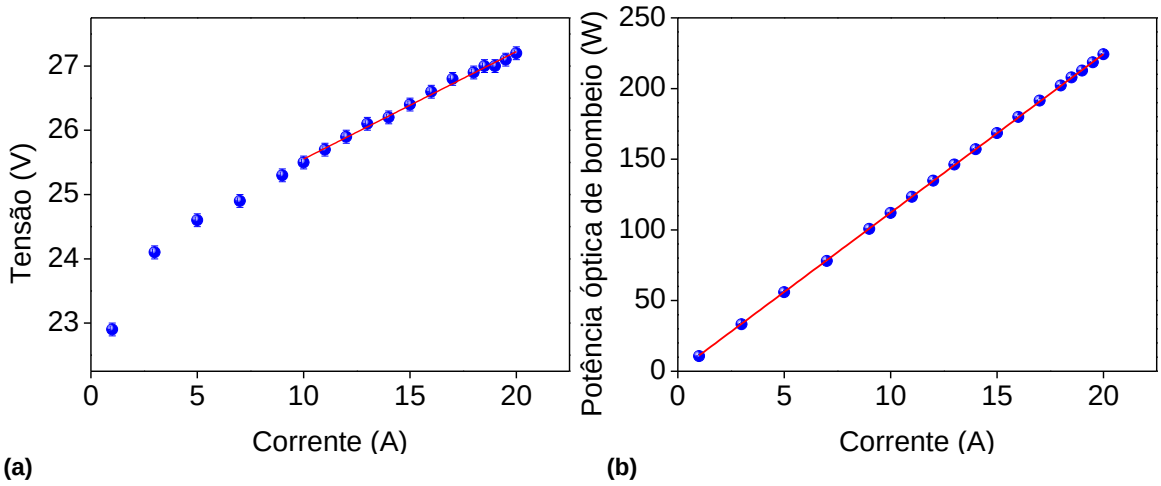


FIGURA 31 – Curva de tensão vs. corrente obtida para o módulo 2 e correspondente curva de potência de bombeio em função da corrente elétrica.

TABELA 1– Principais características elétricas dos módulos DPSSL 2 e 4 utilizados no trabalho para operação individual e em conjunto, considerando-se eficiência dos diodos de 47%.

	Módulo 2	Módulo 4	Módulos 2+4
Número de barras de diodos	12	12	24
Tensão sobre os diodos (V)	23,88 ± 0,06	23,94 ± 0,05	
Potência elétrica dos diodos, coeficiente angular ($W.A^{-1}$)	23,871 ± 0,014	23,932 ± 0,010	47,803 ± 0,018
Potência elétrica por diodo, coeficiente angular ($W.A^{-1}$)	1,9893 ± 0,0012	1,9943 ± 0,0009	1,9918 ± 0,0007
Potência óptica de bombeio, coeficiente angular ($W.A^{-1}$)	11,219 ± 0,007	11,248 ± 0,005	22,468 ± 0,010
Potência elétrica dos diodos @20A (W)	477,42 ± 0,29	478,64 ± 0,21	956,1 ± 0,4
Potência elétrica por diodo @20A (W)	39,785 ± 0,024	39,887 ± 0,018	39,836 ± 0,030
Potência óptica de bombeio @20A (W)	224,39 ± 0,14	224,96 ± 0,10	449,36 ± 0,19
Potência óptica de bombeio por diodo @20A (W)	18,699 ± 0,011	18,747 ± 0,008	18,723 ± 0,008

4.1.2 Maximização do acoplador óptico

Na FIG. 32 é mostrada a potência multimodo obtida na corrente máxima e com a utilização de espelhos planos para diversos valores de refletividade do acoplador óptico para um módulo (módulo 2). Do ajuste dos dados à curva (27) foram obtidos os seguinte parâmetros: perda por passagem em duas direções $\delta = 0{,}020 \pm 0{,}005$; Intensidade de saturação $Is = 12{,}7 \pm 0{,}9$ W.mm^{-2}; ganho por unidade de comprimento por passagem $g_0 = 0{,}0098 \pm 0{,}0007$ mm^{-1}; o acoplador de saída otimizado é de 86% de reflexão com correspondente eficiência de extração de 78,4%.

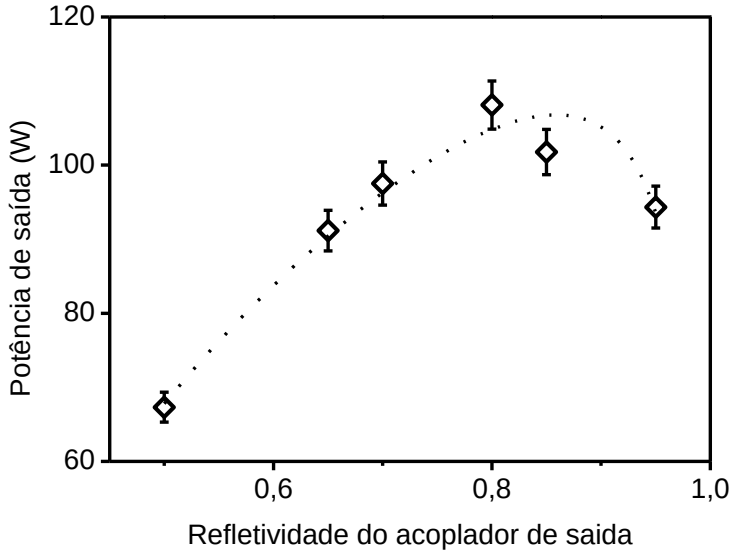


FIGURA 32 - Maximização da transmissão do acoplador de saída em 1064 nm para um módulo operando em multimodo na potência máxima de bombeio.

Na FIG. 33 são apresentados os dados para operação conjunta dos módulos 2 e 4 com placa de λ/2 entre eles. Do ajuste da curva foram obtidos os seguintes parâmetros: perda por passagem em duas direções $\delta = 0{,}017 \pm 0{,}007$; Intensidade de saturação $Is = 7{,}7 \pm 0{,}9$ W.mm^{-2}; ganho por unidade de comprimento por passagem $g_0 = 0{,}0126 \pm 0.0014$ mm^{-1}; o acoplador de saída otimizado é o de 78% de reflexão com correspondente eficiência de extração de 87%.

Apesar de o ajuste indicar o acoplador óptico otimizado de 78%, obteve-se a potência máxima com o acoplador de 70% de reflexão e optou-se por utilizar este acoplador óptico para a operação com dois módulos. A máxima potência multimodo obtida foi de 215,18 ± 6,0 W. Com a placa de λ/2 o valor medido caiu para 205,64 ±5,8 W.

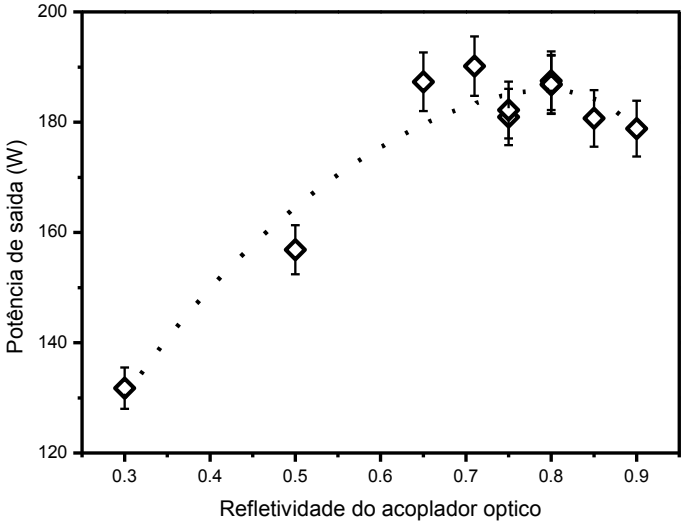


FIGURA 33 – Otimização do acoplador de saída para operação com dois módulos.

4.1.3 Determinação da potência máxima multimodo e temperatura ótima de trabalho

Na FIG. 34 é mostrada a potência multimodo obtida para cada um dos 4 módulos em função da temperatura da água do circuito de refrigeração obtida com um acoplador óptico de 20% de transmissão em 1064 nm. Verifica-se que os módulos 2 e 4 são os que apresentam maiores valores de potência para toda a faixa de temperaturas testadas. Para a operação conjunta optou-se por trabalhar com estes dois módulos no pico de potência que ambos apresentam a 20°C.

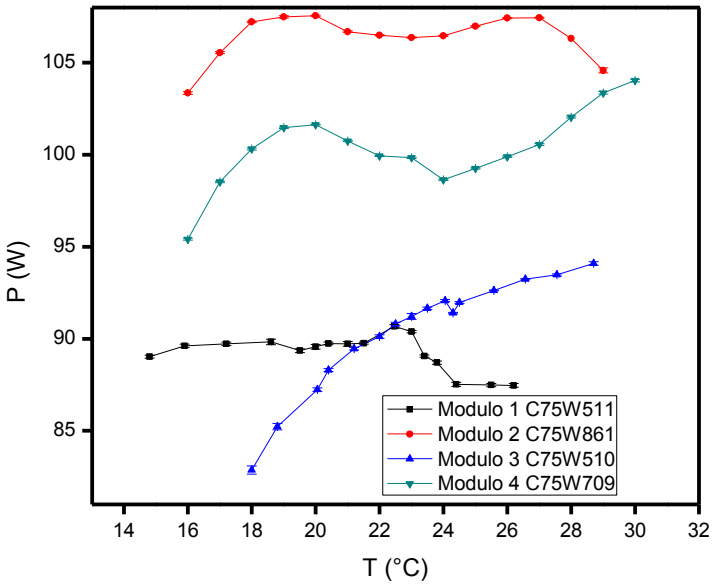


FIGURA 34 – Potência máxima multimodo e temperatura ótima de trabalho obtidas com um acoplador óptico de T=20% para os 4 módulos DPSSL disponíveis. Barras de erros representam o desvio padrão.

4.1.4 Caracterização das lentes térmicas

Na FIG. 35 são mostradas as diversas lentes térmicas obtidas para o módulo 2 como exemplo. Os valores de distância focal da lente térmica geral na corrente máxima variaram de 18,4 cm 20,5 cm entre os 4 módulos.

Para a operação com dois módulos estes foram posicionados de modo a deixar um espaço de 16 mm entre eles, suficiente apenas para a introdução de uma placa de λ/2 montada em um dispositivo de rotação como pode ser visto na FIG. 36, o que resultou numa distância entre planos principais de 72 mm. A caracterização das lentes térmicas para a operação conjunta destes dois módulos em função da potência de bombeio é mostrada na FIG. 37.

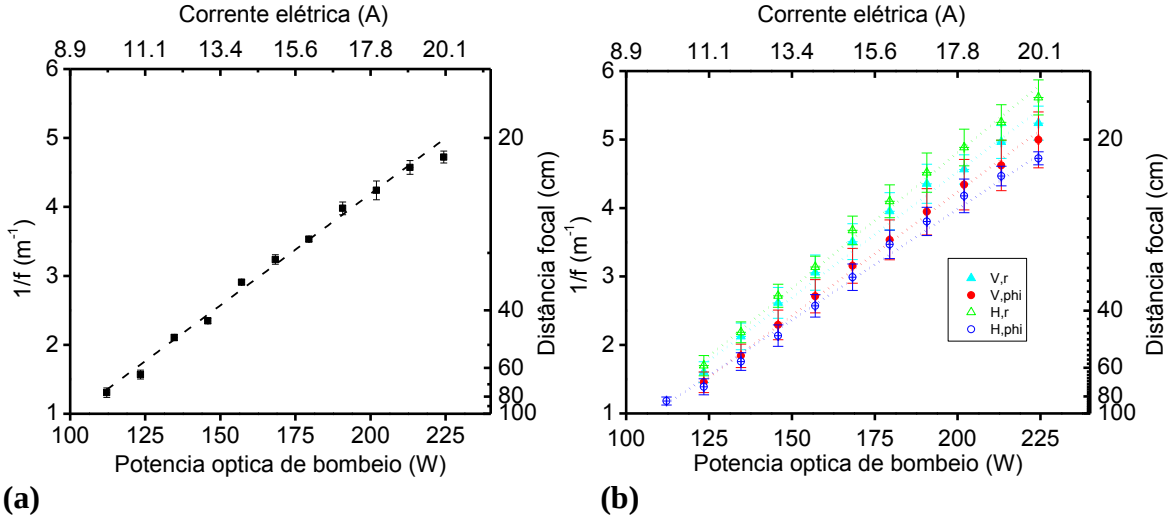


FIGURA 35 – Comprimentos focais das lentes térmicas medidas para o módulo 2. (a) geral e (b) componentes.

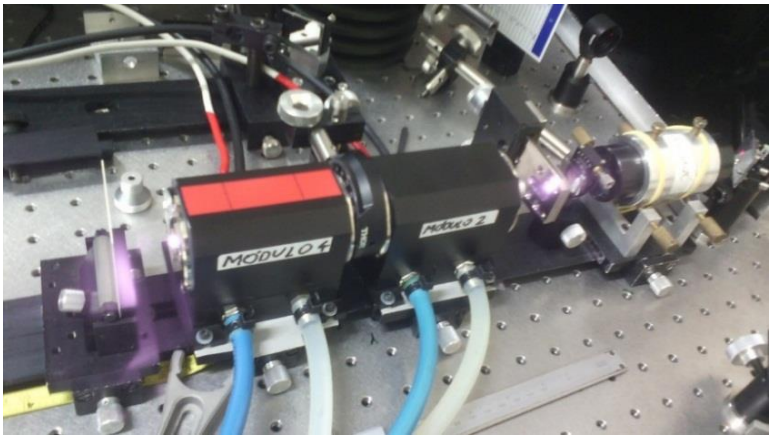
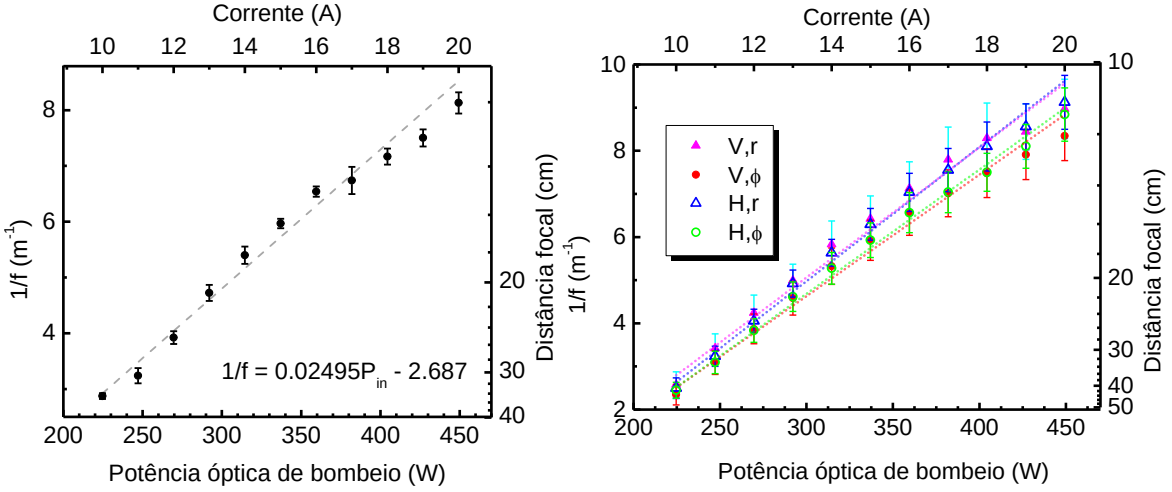


FIGURA 36 – Montagem para a medição das lentes térmicas com dois módulos tão próximos quanto possível e placa de λ/2 entre eles.



(a) *(b)*

FIGURA 37 – Caracterização das lentes térmicas para o conjunto dos módulos 2 e 4 operando em conjunto com espaçamento de 72 mm entre seus planos principais. (a) geral e (b) componentes.

4.2 Circuito de refrigeração

A temperatura de saída da água em função da corrente elétrica para água entrando a 20°C a 4,3 l.min^{-1} e a variação entre a temperatura de saída e de entrada da água dos módulos 2 e 4 operando em série na potência máxima para diversos valores de fluxo podem ser vistos na FIG. 38. Na potência máxima a diferença de temperatura chega a um máximo de 1,8 °C em 4,3 l.min^{-1} e pode ser reduzida até a 1,2 °C aumentando-se o fluxo de água para 6 l.min^{-1}. Porém verificou-se que a 4,3 l.min^{-1}a pressão de água na bomba já atingia os 350 Mpa que é o valor máximo especificado para os módulos, e assim decidiu-se operar a 19,4 °C no primeiro módulo e 20,6 °C no segundo módulo com o fluxo de água a 4,3 l.min^{-1} na potência máxima, pois estes valores ainda se encontram bastante próximos dos máximos da FIG. 34. O único instrumento que dispúnhamos para a medição de pressão era o sensor integrado ao chiller, de modo que se infere que a pressão no primeiro módulo sofre uma queda devido à resistência da tubulação e do sensor de fluxo, mas não se sabe qual seu valor.

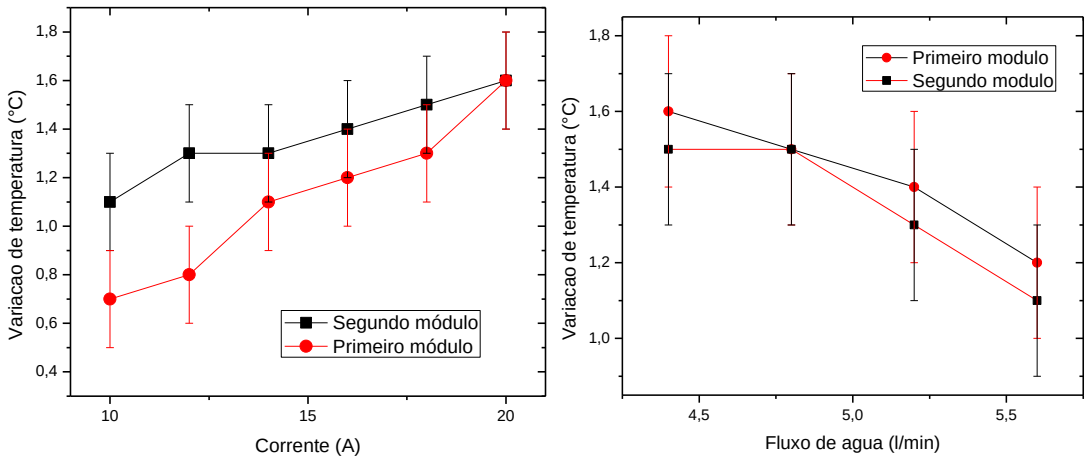


FIGURA 38 –Temperatura de saída da água para os módulos 2 e 4 para entrada de água a 20°C e fluxo de 4,3 l.min^{-1} e variação de temperatura entre a entrada e a saída dos módulos DPSSL em função do fluxo de água para dois módulos em série funcionando à potência máxima.

4.3 Desenho do ressonador

Na FIG. 39 são mostrados os resultados para uma simulação para dois módulos com dois espelhos de raio -50 mm e $L_1 = L_2 = 216$ mm. Nesta simulação o valor de w_{30} foi de 894 µm, com correspondente valor de $r/w_{30} = 1,67$ esperando-se um bom resultado para a operação monomodo. Este ressonador foi montado e obteve-se apenas 49,0 ± 1,5 W, bem abaixo do esperado, pois esperava-se uma eficiência de extração em relação a operação multimodo da ordem de 60%. Aumentando-se os valores de L_1 e L_2 de modo a se ter um maior valor de w_{30} conseguiu-se obter um máximo de 60,9 ± 1,8 W. A conclusão que se chegou é que os espelhos apresentam raio de curvatura muito pequeno que gera perdas por difração significativas.

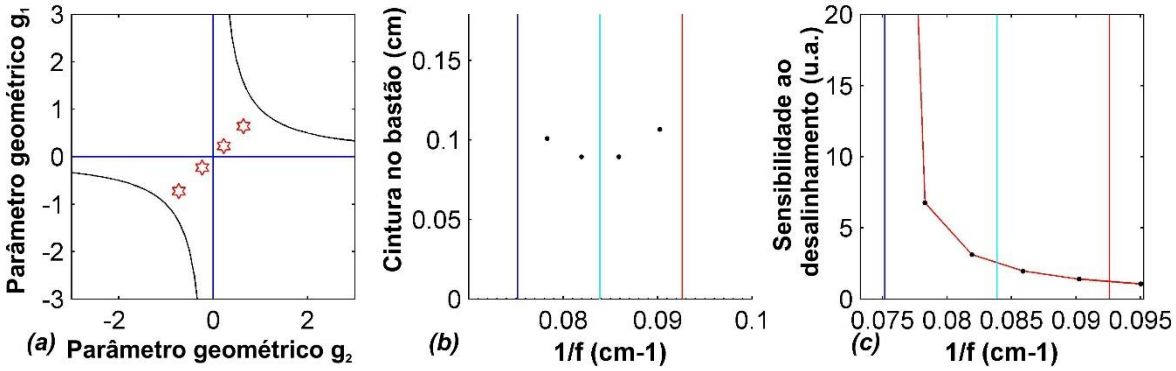


FIGURA 39 - Resultados das simulações para ressonador com dois espelhos de raio -50 mm e L1=L2=216 mm. a) diagrama de estabilidade; b) cintura do feixe no bastão em função do poder dióptrico da lente térmica que apresenta o valor mínimo de 894 µm. c) sensibilidade ao desalinhamento que apresenta os menores valores para os valores de lente térmica mais intensa.

Em seguida se estudou a utilização de dois espelhos de raio -100 mm, obtendo-se um valor de w_{30} = 762 µm, com r/w_{30} = 1,97. Os resultados obtidos na simulação podem ser vistos na FIG. 40 . Nesta configuração obteve-se os maiores valores de potência. Na montagem foram variados os valores de L_1 e L_2 em torno da posição inicial de modo a se obter a melhor qualidade de feixe ao se aproximar do limite da zona de estabilidade.

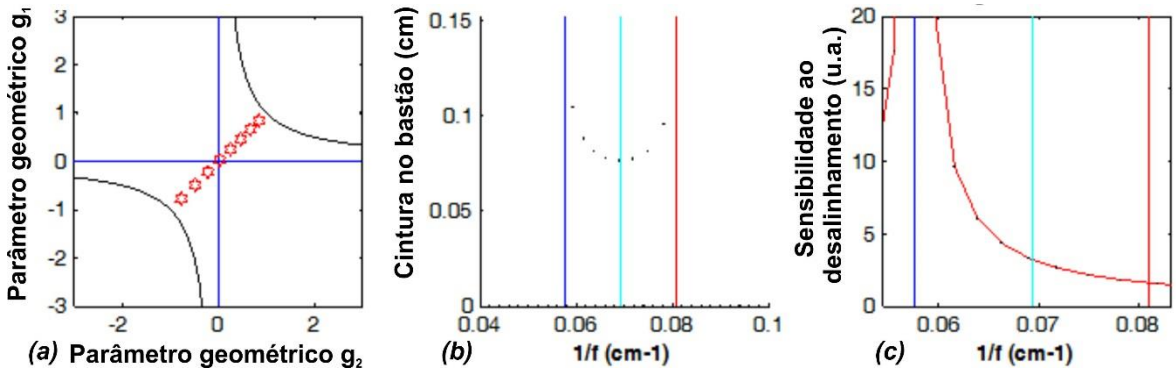


FIGURA 40 – Resultados das simulações para ressonador com dois espelhos de raio -100 mm e L_1=L_2=247 mm. a) diagrama de estabilidade; b) cintura do feixe no bastão em função do poder dióptrico da lente térmica que apresenta o valor mínimo de 762 µm. c) sensibilidade ao desalinhamento que apresenta os menores valores para os valores de lente térmica mais intensa.

4.4 Montagem e caracterização do laser

4.4.1 Laser não polarizado

Inicialmente testou-se o ressonador sem nenhum elemento polarizador. O ressonador foi montado com $L_1 = L_2 = 247$ mm conforme simulação e o valor das distâncias L_1 e L_2 foi variado levemente em torno do valor inicial com o laser operando na potência máxima, com a intenção de se chegar mais próximo ao limite do intervalo de estabilidade, o que pode ser observado através da redução do valor do M^2 que ocorre devido ao aumento da cintura do feixe no bastão à medida em que L_1 e L_2 aumentam. Na FIG. 41 são apresentados valores de potência e de fator de qualidade de feixe obtidos para a operação na potência máxima de bombeamento para variações de L_1 e L_2. Para $L_1 = L_2 = 251$ mm se obteve a melhor qualidade de feixe, com 108,5 ± 3,3 W e $M^2_x = 2,72$ e $M^2_y = 3,13$.

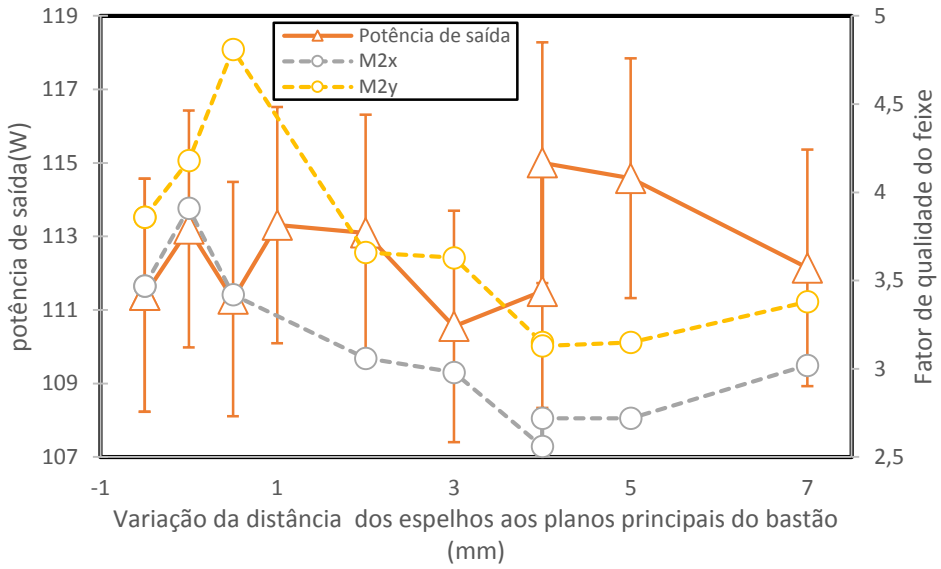


FIGURA 41 – Resultados obtidos para variações das distâncias L1 e L2 em torno do valor simulado.

4.4.2 Laser polarizado por lâmina de Brewster

A etapa seguinte consistiu em polarizar o laser a partir do melhor resultado obtido para o laser não polarizado. Foi feita inicialmente uma montagem com a utilização de um polarizador de filme fino obtendo-se 66,85 ± 2,3 W com $M^2_x = 2,50$ e $M^2_y = 2,68$. Esta potência estava abaixo do esperado, e cogitou-se a possibilidade de os módulos possuírem polarização preferencial em uma direção diferente da qual foi feita a montagem. A fim de se checar esta suposição, realizou-se medidas com um polarizador analisador no feixe

produzido pelo ressonador despolarizado, como esquematizado na FIG. 42. Verificou-se um máximo de polarização de 56,7% ± 0,7% em 142 ± 2,4° através do ajuste no gráfico da FIG. 43.

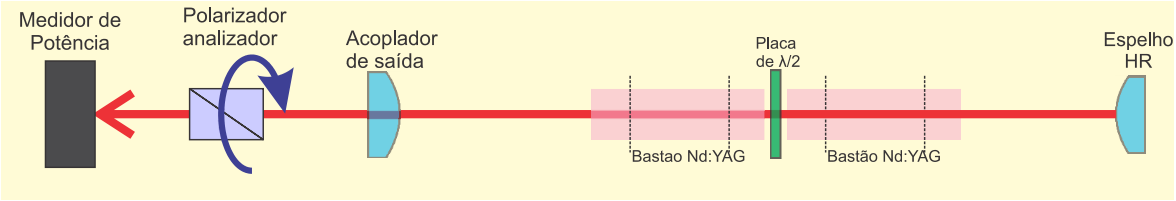


FIGURA 42 – Esquema da medição da polarização preferencial para a operação com dois módulos.

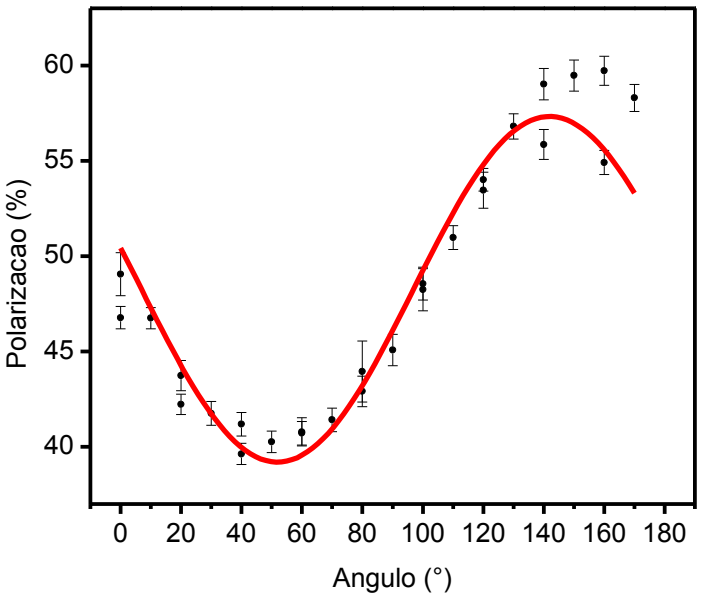


FIGURA 43 – Medida de polarização preferencial para o laser sem polarizador.

Como a montagem do laser com o polarizador apresenta grande dificuldade prática de execução para ângulos de polarização distintos de 0° (montagem da FIG. 29.c onde todos os componentes podem ser montados no plano da mesa), foi utilizado como elemento polarizador uma lâmina de Brewster intracavidade pois este tipo de elemento, apesar de não fornecer um grau de polarização tão alto quanto o polarizador de filme fino, traz facilidade na execução da montagem podendo ser girado com os espelhos na mesma linha dos módulos, mantendo a baixa perda para a polarização selecionada. Assim foi feita uma montagem como mostrada na FIG. 44 para obtenção de laser polarizado variando-se o

ângulo da polarização. Os valores medidos de potência estão na FIG. 45. Verificou-se o valor de máxima potência de 100,5 ± 2,9 W em 105°, com fator de qualidade $M^2_x = 2,89$ e $M^2_y = 3,68$. Para este valor verificou-se uma polarização de 91%.

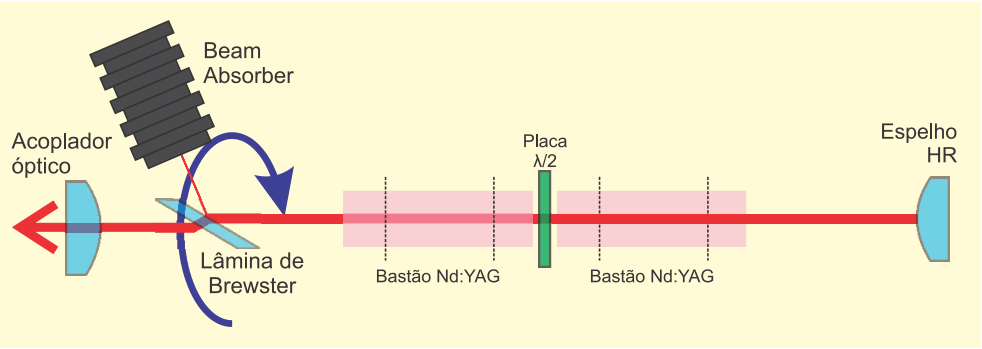


FIGURA 44 – Montagem do laser polarizado por lâmina de Brewster.

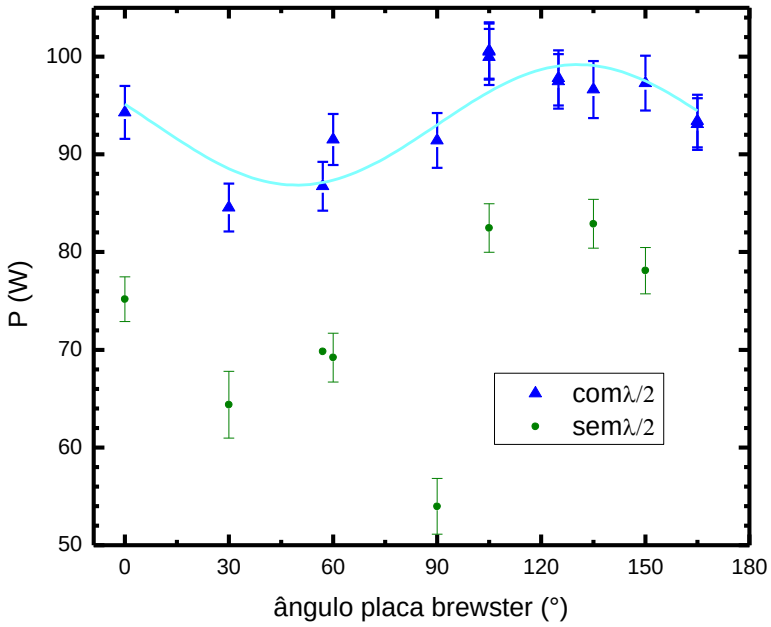


FIGURA 45 – Potência obtida para diversos ângulos da placa de Brewster.

4.4.3 Laser polarizado por TFP

Uma vez que o objetivo era a obtenção de laser polarizado por TFP e dada a dificuldade da realização da montagem para a polarização por TFP no ângulo de 100,5°, foram feitas tentativas de se obter a polarização preferencial em ângulo que permitisse a montagem do ressonador polarizado com TFP no plano da mesa. Para este fim, tentou-se

girar o bastão laser de modo a obter-se o máximo de potência no ângulo que permitisse a montagem com o polarizador de filme fino. Para tal foi feita uma montagem como a da FIG. 46, com um único módulo e espelhos de raio -50 mm de modo a se ter uma operação monomodo, onde os bastões foram sendo girados até se obter o máximo de potência polarizada, esperando-se que eventuais faltas de homogeneidade nos bastões, apontadas como a causa de se ter obtido variação de potência para diferentes ângulos de polarização, pudessem ser corrigidas para a montagem no plano da mesa. Com este procedimento, obteve-se um aumento de aproximadamente 13% na potência para cada um dos módulos, A variação de potência obtida ao se girar os bastões dos dois módulos é mostrada na FIG. 47. Após ajustados individualmente os dois módulos foram montados em um ressonador polarizado por TFP conforme esquema da FIG. 48. Porém o ganho de potência obtido individualmente ao se girar os bastões não se repetiu quando se utilizaram os dois módulos em conjunto.

No gráfico da FIG. 49 são mostrados a potência e os valores dos parâmetros de qualidade do feixe obtidos para diversos valores de corrente ao longo do intervalo de estabilidade na operação com dois módulos polarizados por TFP.

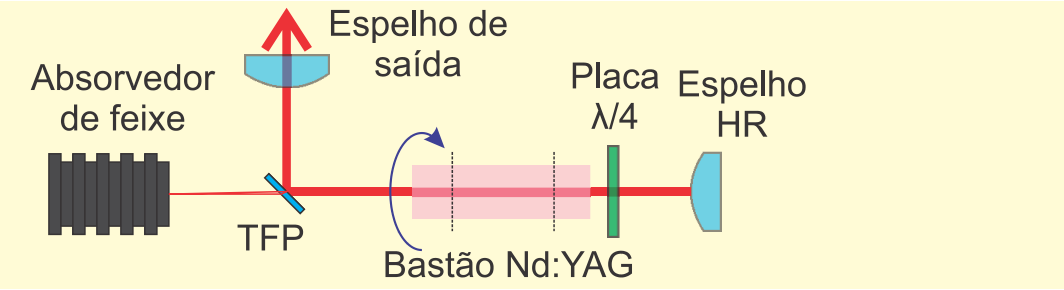


FIGURA 46 – Esquema do arranjo utilizado para girar o bastão de modo a alinhar a polarização preferencial com a direção de polarização do TFP

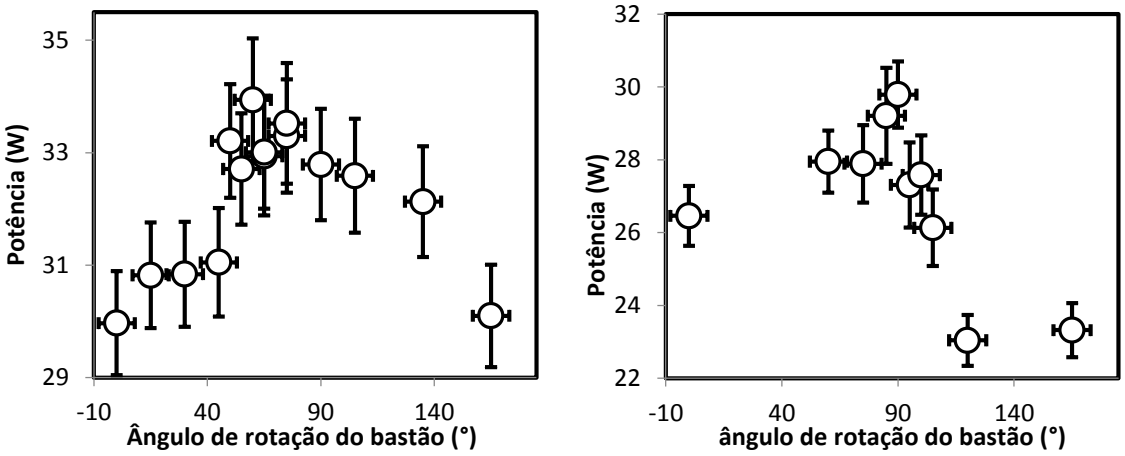


FIGURA 47 – Potência obtida no laser polarizado no plano da mesa ao se girar os bastões para o modulo 2 (esquerda) e o módulo 4 (direita).

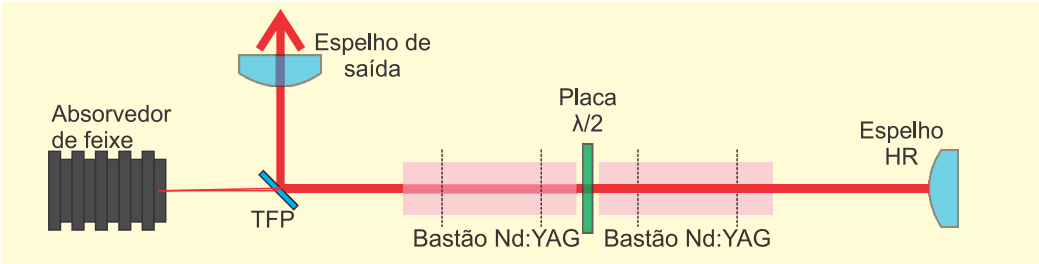


FIGURA 48 - Esquema da montagem do laser polarizado com TFP e compensação de birrefringência.

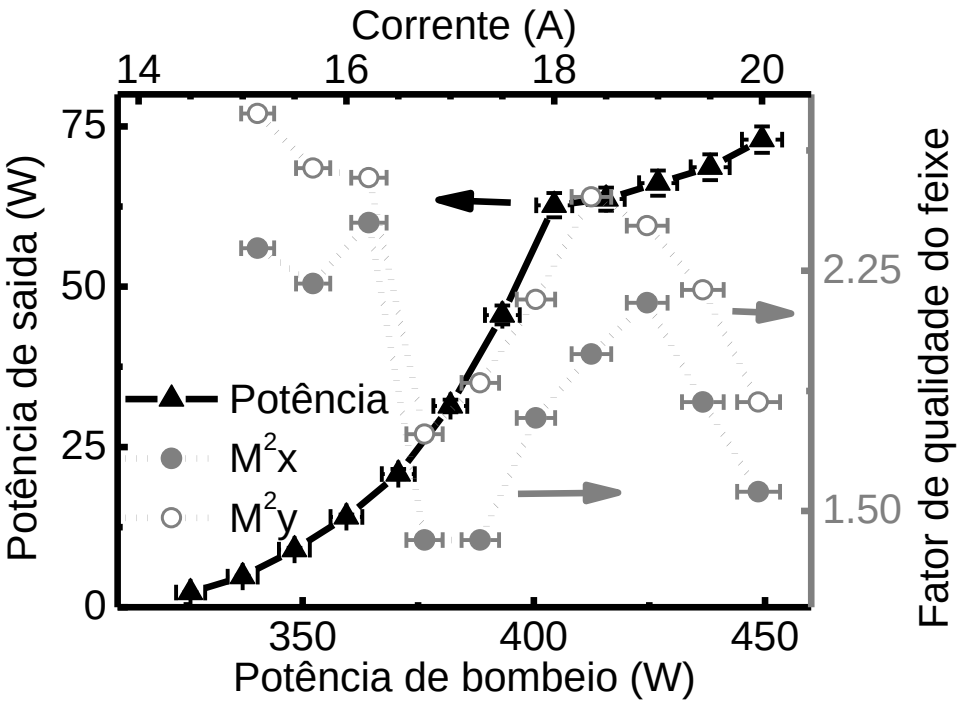


FIGURA 49 – Potência de saída e qualidade de feixe obtidos para o laser polarizado com polarizador de filme fino.

Os resultados de potência para as diferentes configurações estão sumarizados no gráfico da FIG. 50.

Para a operação com polarizador de filme fino obteve-se um feixe 95,4% polarizado e DOP = 90,9% na operação com dois módulos. Esperava-se uma maior polarização para a utilização de polarizador de filme fino, e entendeu-se que o resultado obtido se deve ao ângulo de aceitação do elemento que é de apenas ± 2°, insuficiente para acomodar a divergência do feixe de modo que o elemento não possibilitou atingir-se o grau de polarização indicado pelo fabricante por estar em outra condição de uso. Assim, o pequeno ganho de polarização apresentou uma perda expressiva em termos de potência quando comparado ao resultado obtido com o polarizador de lamina e Brewster que pôde ter seu ângulo ajustado. Os melhores valores de M^2 foram obtidos com o TFP, especulando-se que talvez este possa agir como um abertura espacial a medida que para raios mais distantes do centro o ângulo de incidência possa variar mais que os 2° especificados pelo fabricante.

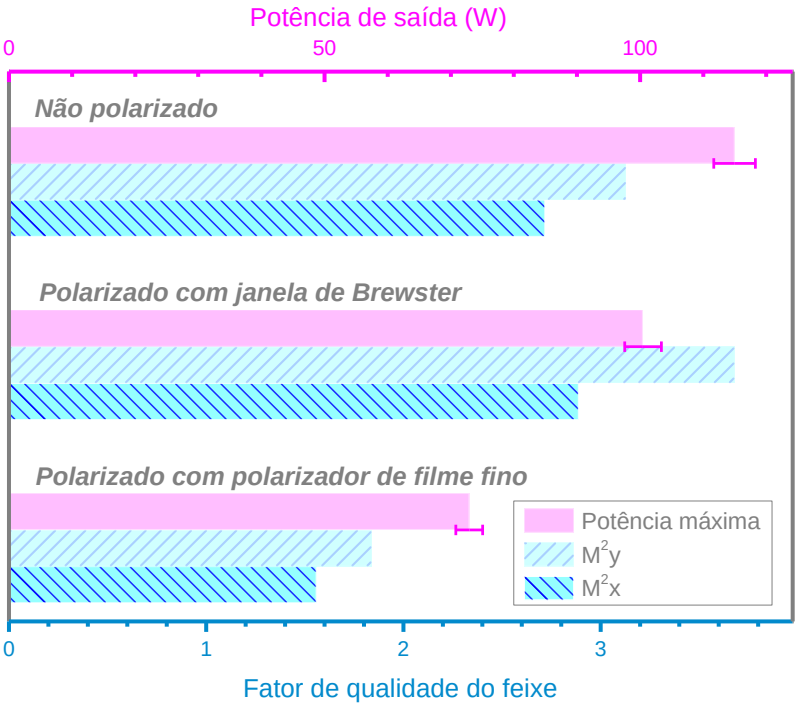


FIGURA 50 – Resultados obtidos para o laser com dois módulos não polarizado, polarizado por lâmina de Brewster e polarizado por TFP.

Apesar de o resultado de polarização não ter sido tão alto quanto esperado, o laser produzido neste estudo superou, ao nosso conhecimento, todos os lasers de Nd:YAG com bastões operando em modo contínuo com feixe linearmente polarizado no modo TEM_{00} exceto por trabalhos onde os módulos DPSSL foram manufaturados com técnicas especiais e tiveram cuidadosa seleção dos diodos, permitindo bombeio com altas potências e maior uniformidade do bombeamento com um casamento preciso e eficiente com a banda de absorção do cristal tanto para lasers não polarizados [16,32,33,34,35,36] quanto para lasers polarizados [32], técnicas estas que não estão disponíveis comercialmente. O laser desenvolvido neste trabalho utilizou módulos comerciais de baixo custo, e ainda assim o resultado polarizado é próximo do maior resultado encontrado na literatura (100,5 W contra 105 W).

5 CONCLUSÕES

Obteve-se uma operação dinamicamente estável de um ressonador com 2 módulos DPSSL, tendo sido obtido um laser com 115 W no modo contínuo não polarizado com fatores de qualidade $M^2_x = 2,72$ e $M^2_y = 3,13$ e 100,5 W polarizado linearmente com $M^2_x = 2,89$ e $M^2_y = 3,68$ Estes valores representam uma eficiência de extração com relação a operação multimodo de 53% e 46%, respectivamente. Estas potências são, ao nosso conhecimento, as maiores reportadas para a operação monomodo de um ressonador dinamicamente estável com dois bastões de Nd:YAG bombeados lateralmente e polarizado.

Pretende introduzir um chaveador de fator de qualidade no ressonador, com a possibilidade de obtenção de as altas potências de pico utilizáveis para processamento de materiais, especialmente para a descontaminação de rejeitos radioativos

Pretende-se também utilizar estes módulos para a montagem de um ressonador em anel com dois módulos e compensação de birrefringência para a operação em frequência única.

Os módulos DPSSL utilizados apresentam baixo custo, e os protótipos desenvolvidos e estudados podem servir de base para o desenvolvimento de um laser com custo competitivo para aplicações industriais.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1 PINTO, R. 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.

2 YI-TING, X.; JIA-LIN, X.; QIAN-JIN, C.; SHI-YONG, X.; YUAN-FU, L.; YONG, B.; QIN-JUN, P.; DA-FU, C.; ZU-YAN, X. High Efficiency Multi-kW Diode-Side-Pumped Nd:YAG Laser with Reduced Thermal Effect. **Chinese Physics Letters**, v. 27, n. 2, p. 024201, 2010.

3 LIU, C. A birefringence-compensated two-rod Nd:YAG laser operating in TEM_{00} mode with a CW 61W output power**. Laser Physics**, v. 19, n. 12, p. 2155–2158, 2009.

4 RICHARDSON, D. J.; NILSSON, J.; CLARKSON, W. A. High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited]. **Journal of the Optical Society of America B**, v. 27, n. 11, p. B63, 2010.

5 GRECHIN, S. G.; NIKOLAEV, P. P. Diode-side-pumped laser heads for solid-state lasers. **Quantum Electronic**s, v. 39, n. 1, p. 1–17, 2009.

6 FUJIKAWA, S.; KOJIMA, T.; YASUI, K. High-Power and High-Efficiency Operation of a CW-Diode-Side-Pumped Nd:YAG Rod Laser. **Ieee Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, v. 3, n. 1, p. 40–44, 1997.

7 TER-MIKIRTYCHEV, V. **Fundamentals of fiber lasers and fiber amplifiers**. 2014.

8 G. D. GOODNO, H. INJEYAN. Introduction to High-Power Solid-State Lasers, in High-Power Lasers Handbook, H. Injeyan, G. D. Goodno, eds. (McGraw Hill, 2011)

9 YONG HWANG, T.; GUO, C. Polarization and angular effects of femtosecond laser-induced conical microstructures on Ni. **Journal of Applied Physics**, v. 111, n. 8, 2012.

10 MEIER, M.; ROMANO, V.; FEURER, T. Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation. **Applied Physics A: Materials Science and Processing**, v. 86, n. 3, p. 329–334, 2007.

11 NAYAK, B. K.; GUPTA, M. C. Ultrafast laser-induced self-organized conical micro/nano surface structures and their origin. **Optics and Lasers in Engineering**, v. 48, n. 10, p. 966–973, 2010.

12 NIZIEV, V. G.; NESTEROV, A V. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 32, n. 13, p. 1455–1461, 1999.

13 NOLTE, S.; MOMMA, C.; KAMLAGE, G.; OSTENDORF, A.; FALLNICH, C.; VON ALVENSLEBEN, F.; WELLING, H. Polarization effects in ultrashort-pulse laser drilling. **Applied Physics A: Materials Science and Processing**, v. 68, n. 5, p. 563–567, 1999.

14 SCHULZ, W.; SIMON, G.; URBASSEK, H. M.; DECKER, I. On laser fusion cutting of metals. Journal of Physics D: **Applied Physics**, v. 20, n. 4, p. 481–488, 1987.

15 VAN DRIEL, H. M.; SIPE, J. E.; YOUNG, J. F. Laser-induced periodic surface structure on solids: A universal phenomenon. **Physical Review Letters**, v. 49, n. 26, p. 1955–1958, 1982.

16 LIU, C.; RIESBECK, T.; WANG, X.; XIANG, Z.; CHEN, J.; EICHLER, H. J. Asymmetric TEM_{00} -Mode Cavity for Solid-State Lasers. IEEE Journal of Quantum Electronics, v. 44, n. 11, p. 1107–1115, 2008.

17 PINTO, R. S. Laser De Nd:Yag De Alta Potência, Estabilidade E Qualidade De Feixe. 2014. Dissertação (Mestrado). Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo

18 CHAN, W. T.; RUSSO, R. E. Study of laser-material interactions using inductively coupled plasma-atomic emission spectrometry. **Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy**, v. 46, n. 11, p. 1471–1486, 1991.

19 POTIENS, A. J.; DELLAMANO, J. C.; VICENTE, R.; RAELE, M. P.; WETTER, N. U.; LANDULFO, E. Laser decontamination of the radioactive lightning rods. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 95, p. 188–190, 2014.

20 KOECHNER, W**. Solid-state laser engineering**. 6 ed. New York, NY.: Springer, 2006.

21 KANCHANAVALEERAT, 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

22 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.

23 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.

24 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.

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

26 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.

27 MAGNI, V. Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability. **Applied optics**, v. 25, n. 1, p. 107, 1986.

28 SIEGMAN, A. E. **Lasers**. Mill Valley, CA.:University Science Books,1986.

29 GERRARD, A; BURCH, JM**. Introduction to Matrix Methods in Optics**. 2 ed. New York, NY.: Dover, 1994

30 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.

31 MURDOUGH, M. P.; DENMAN, C. A. Mode-volume and pump-power limitations in injection-locked $TEM_{(00)}$ Nd:YAG rod lasers. **Applied optics**, v. 35, n. 30, p. 5925–36, 1996.

32 HIRANO, Y.; KOYATA, Y.; YAMAMOTO, S.; KASAHARA, K.; TAJIME, T. 208-W TEM_{00} operation of a diode-pumped Nd : YAG rod laser. **Optics Letters**, v. 24, n. 10, p. 679–681, 1999.

33 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.

34 KUGLER, N.; SEIDEL, S.; WEBER, H. High-power Nd : YAG laser with birefringence compensation and adaptive HR-mirror. **Laser Physics**, v. 9, n. 1, p. 299–303, 1999.

35 KONNO, S.; FUJIKAWA, S.; YASUI, K. 206 W continuous-wave TEM_{00} 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.

36 MA, J. li; ZHONG, G.; WU, J. he; QIAO, Z. liang; WANG, G. zheng; DUANMU, Q. duo. 124 W diode-side-pumped Nd:YAG laser in dynamic fundamental mode. **Optics and Laser Technology**, v. 42, n. 4, p. 552–555, 2010.

37 ZHANG, S.; GUO, L.; LI, M.; ZHANG, L. High-power near diffraction-limited 1 064-nm Nd: YAG rod laser and second harmonic generation by intracavity-frequency-doubling. **Chinese Optics Letters**, v. 10, n. 7, p. 3–6, 2012.

38 YANG, H. 41 W cw TEM_{00} (M^2 = 1.2) 1064 nm beam generation from a diode-side-pumped Nd:YAG laser by use of a dual-telescopic optics configuration. **Optics Communications**, v. 204, n. 1-6, p. 263–266, 2002.

39 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.

40 GOLDSTEIN, D. **Polarized Light.** 2 ed. New York, NY.: Marcel Dekker, 2003.

41 HODGSON, N; WEBER, H. **Laser Resonators and Beam Propagation**. 2nd ed. Berlin: Springer, 2005.