



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO

OBTENÇÃO DE OSCILAÇÃO EM FREQUÊNCIA ÚNICA
EM LASERS DE ESTADO SÓLIDO BOMBEADOS
POR DIODO-LASER

PAULO SÉRGIO FABRIS DE MATOS

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

Orientador:
Dr. Niklaus Ursus Wetter

São Paulo
2001

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

**OBTENÇÃO DE OSCILAÇÃO EM FREQUÊNCIA ÚNICA EM LASERS DE
ESTADO SÓLIDO BOMBEADOS POR DIODO-LASER**

PAULO SÉRGIO FÁBRIS DE MATOS



**Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do grau de
Mestre em Ciências na área de
Tecnologia Nuclear – Aplicações.**

**Orientador:
Niklaus Ursus Wetter**

SÃO PAULO

2001

"... eu não falhei. Somente encontrei dez mil maneiras que não funcionarão."

Thomas Edison

"Imaginação é mais importante que conhecimento."

Albert Einstein

*"Todo esse mundo visível é apenas um traço insignificante
no todo da natureza."*

Blaise Pascal

Agradecimentos

Agradeço ao Dr. Niklaus Wetter pela competente orientação científica, a qual soma-se sua paciência na transmissão de todo o conhecimento necessário.

O agradecimento aos meus pais e ao meu irmão não se resume apenas ao suporte e incentivo durante estes anos, mas sobretudo por terem me conduzido em minha dedicação exclusiva à ciência.

Manifesto gratidão a todos aqueles que foram além de suas obrigações e tornaram a realização deste trabalho muito mais profícua e agradável. É imprescindível lembrar a contribuição do colega Manuel Lopes em quase todos os assuntos técnicos, como eletrônica, computação, matemática e etc.; a do Luiz Vicente com o Cary e a da Izilda Maria com os cristais. Também aos colegas de pós, Maria del Carmen, Eduardo Barbosa, Andrea Antunes, Artur Jorge, Edison Puig e Marcelo Vinícius que de uma maneira ou outra contribuíram ao longo deste mestrado. Agradeço também à Dra. Nicole Raymonde por me direcionar cientificamente em minha formação.

Enfatizo minha estima a todos que estiveram ao meu lado, mas sobretudo à Laís que tanto me incentivou no término deste trabalho.

Este projeto inseriu-se em um programa da Fapesp, “Lasers de Estado Sólido Bombeados por Diodo Semicondutor” realizado no *Laboratório de Optoeletrônica do Centro de Lasers e Aplicações*, e contou com bolsa de mestrado concedida pela Capes.

OBTENÇÃO DE OSCILAÇÃO EM FREQUÊNCIA ÚNICA EM LASERS DE ESTADO SÓLIDO BOMBEADOS POR DIODO-LASER

Paulo Sérgio Fábris de Matos

Resumo

A estabilização de frequência única em ressonadores de laser de estado sólido é essencial para muitas aplicações como por exemplo *LIDAR (Light Detection And Ranging)* e espectroscopia de alta resolução. Atualmente existe um grande desenvolvimento em lasers que são baseadas em cristais opticamente bombeados por diodos semicondutores de alta potência, os quais são muito adequados para diversas aplicações. Estes lasers são muito compactos e têm uma demanda mínima de infraestrutura local. Usando um diodo de alta potência, operando em 792 nm, cristais laser de Tm:Ho:YLF e Nd:GYLF são bombeados longitudinalmente. Este último cristal é inédito e tem potencial de maior dopagem com neodímio do que o YLF, o que é vantajoso para a obtenção de frequência única com microchips. É usada uma técnica baseada na combinação de técnicas de estabilização ativa e passiva, a qual permite alcançar uma boa seletividade de frequências. É alcançada frequência única dessintonizando os modos de *spatial hole burning* (SHB) do cristal laser com os modos longitudinais, através do ajuste nanométrico do comprimento da cavidade. Finalmente, a refletividade efetiva da cavidade acoplada é ajustada para dar alta perda a todas as frequências exceto uma, obtendo-se alta potência em uma única frequência.

SINGLE-FREQUENCY OSCILLATION IN DIODE-PUMPED SOLID-STATE LASERS

Paulo Sérgio Fábris de Matos

Abstract

Single frequency stabilization in solid state laser resonators is essential for many applications as for example LIDAR (Light Detection And Ranging) or high resolution spectroscopy. Nowadays there exists a whole new branch of lasers, which are very well suited for these diverse applications, which are based on laser crystals optically pumped by high power semiconductor diodes. These lasers are very compact and have only minimal demands on the local infrastructure. Due to their small cavity size, these lasers already operate with a very reduced set of frequencies and therefore permit ease of selection of a single frequency. Nevertheless, due to mechanical vibrations and other ambient influences, the set of frequencies generated by the laser varies constantly and passive and active cavity length control becomes necessary. After passive stabilization, the set of frequencies changes only on a much longer time scale and can therefore be controlled by an active feedback loop. We use a technique based on the combination of active and passive stabilization techniques, which allows us to achieve a greatly enhanced frequency selectivity. With this technique, single frequency operation is achieved without loss of laser efficiency. Using a high power diode, operating at 792 nm, we pump longitudinally Tm,Ho:YLF and Nd:GyLF laser crystals. The latter is a new crystal which can be made very small without reducing its efficiency and therefore the overall cavity length is also very small. We stabilize as few as possible laser resonator modes. This is done by detuning the spectral hole burning modes (SHB) of the laser crystal from the cavity modes through nanometric adjustment of the cavity length. Finally the effective reflectivity of the coupled cavity is adjusted to give high loss for all remaining frequencies except one.

Índice Analítico

Capítulo I - <i>Introdução</i>	3
Capítulo II - <i>Métodos para Obtenção de Freqüência Única</i>	6
Capítulo III - <i>Modos do Laser e do Ressonador Óptico</i>	10
1. Alargamento Espectral.....	10
2. O Fabry-Perot	12
3. Spatial Hole Burning	15
Capítulo IV - <i>Laser de Estado Sólido Bombeado por Diodo-Laser</i>	18
1. A Ascendência dos Diodos-Laser.....	18
2. Estrutura; Configuração.....	20
3. Bombeamento de Lasers de Estado Sólido por Diodo-Laser.....	22
4. O bombeamento Longitudinal.	24
5. Configuração do Feixe de uma Barra de Diodos-Laser.....	25
6. Tratamento de um Feixe não Gaussiano.	28
Capítulo V - <i>O Meio de Ganho</i>	29
1. Lasers de Estado Sólido. Matrizes de Fluoreto de Lítio.	30
2. Laser de Quatro Níveis. O Neodímio e o YGLF.	31
3. Laser de Quase-Três Níveis. O Laser de Túlio e Hólmio.....	33
Capítulo VI - <i>Procedimentos Experimentais</i>	35

1. O Bombeamento	35
2. A Cavidade	39
3. A Análise das Frequências.....	42
Capítulo VII - <i>Resultados</i>	46
1. Laser de Tm,Ho:YLF	46
2. Laser de Nd:YGLF.....	50
3. Perfil de Frequências sem Cavidade Acoplada.....	53
4. Frequência Única com Cavidade Acoplada.	55
Capítulo VIII - <i>Considerações Finais</i>	61
Anexo A - <i>Modos em um Fabry-Perot</i>	63
<i>Siglas e Nomenclatura</i>	68
<i>Índice de Figuras</i>	69
<i>Notas Bibliográficas</i>	72

Capítulo I

Introdução

Fontes ópticas de grande pureza espectral e estabilidade são de interesse para pesquisa em física fundamental, na detecção de ondas gravitacionais ^(1, 2), em aplicações em comunicações ⁽³⁾, em espectroscopia de alta resolução ⁽⁴⁾ e no resfriamento de átomos ⁽⁵⁾.

A emissão em frequência única é importante também em aplicações de medida de velocidade através de sistemas de radar Doppler a laser com alta resolução para medidas atmosféricas ⁽⁶⁾, onde é medida a pequena variação de comprimento de onda devido ao movimento do objeto, e para *dial* (*differential absorption lidar*), onde é necessária a sintonia com as estreitas linhas do espectro de absorção das moléculas ⁽⁷⁾. Estas técnicas encontram aplicações acadêmicas, civis e militares.

Na oscilação laser, diferentes frequências podem ser emitidas simultaneamente. Entretanto, logo no início do desenvolvimento dos lasers, pensava-se que os meios com alargamento homogêneo emitiriam naturalmente uma única frequência, idéia esta assinalada no clássico artigo de 1958 de Arthur Schawlow and Charles Townes ⁽⁸⁾, precursores do laser. Havia o conceito de que o modo mais favorável a oscilar suprimiria aqueles menos favoráveis. Tal concepção foi contradita já com os primeiros lasers construídos, nos quais foram observadas emissões multimodo.

O número de freqüências emitidas por um laser é consequência do perfil de emissão do meio laser usado e de suas características de construção, importando a configuração do ressonador e a maneira como é feito o bombeamento. Existem várias técnicas para limitar o número de freqüências emitidas por um laser ⁽⁹⁾, seja através de uma cavidade com desenho especial para eliminar os modos indesejáveis ou introduzindo algum dispositivo seletor de modos.

Utilizar um meio de ganho com largura de banda estreita em relação ao espaçamento entre os modos longitudinais disponíveis ⁽¹⁰⁾, ou aumentar o espaçamento entre os modos, como é feito nos lasers de dimensão sub-milimétricas (microchips), são alternativas diretas para a obtenção de freqüência única. No caso de microchips, para ter um laser eficiente com um meio de ganho pequeno, é necessária uma boa absorção do meio. Tanto o dopante Nd como o Tm, Ho podem apresentar esta característica quando bombeados por diodo-laser.

Lasers de estado sólido bombeados por diodo-laser são adequados para aplicações com freqüência única pela sua possibilidade de miniaturização, pois muitas destas aplicações requerem sistemas portáteis. Também não têm a instabilidade das lâmpadas, cujo sistema de resfriamento dificulta a estabilização de freqüência única. Por estes motivos, uma grande parcela dos lasers comumente utilizados para geração de freqüência única está atualmente sendo substituída por lasers de estado sólido bombeados por diodo semicondutor; principalmente lasers a gás operando no visível.

Por outro lado, o uso de diodos-laser para bombeamento traz várias dificuldades, principalmente os de alta potência, como será explicitado ao longo deste trabalho. A literatura a respeito do tratamento do feixe de diodo de alta potência é muito restrita, tendo o Laboratório de Optoeletrônica do CLA desenvolvido técnicas inéditas de correção do feixe de bombeamento ⁽¹¹⁾.

O objetivo deste trabalho é desenvolver e otimizar um laser de estado sólido bombeado por diodo-laser de alta potência e obter freqüência única com potência de saída significativa; e prover meios de sintonia e estabilização de freqüência que permitam futuramente, através de uma eletrônica de circuito fechado, a estabilização permanente da freqüência.

A proposta deste trabalho inclui as seguintes etapas: desenvolvimento de técnicas de bombeamento eficientes com barra de diodos-laser que permitam alta potência de saída com um cristal laser pequeno; obtenção de frequência única com cavidade acoplada, aproveitando o número reduzido de frequências emitidas por um meio ativo pequeno; e, como meio para obtenção de frequência única, o desenvolvimento de um laser inédito de Nd:YGLF, e de um laser de infravermelho de Tm,Ho:YLF de alta potência.

Capítulo II

Métodos para Obtenção de Freqüência Única ¶

Menos de dois anos após o primeiro laser obtido experimentalmente por Maiman, em 1960, surgiram as primeiras técnicas de seleção de modo. Peter Smith ⁽¹²⁾ apresenta uma detalhada descrição cronológica a respeito da obtenção de freqüência única. A primeira proposta, em 1962, apresentava uma configuração diferente de ressonador, acoplando ao ressonador principal um elemento interferométrico na forma de uma cavidade acoplada ⁽¹³⁾.

Em ressonadores com ondas estacionárias, a principal razão para que haja emissão laser em várias freqüências é o fato da separação entre os modos longitudinais ser menor do que a largura do perfil de ganho do laser. É possível que um ressonador laser permita a emissão de um grande número de freqüências, dependendo apenas de quantas delas tiverem ganho suficiente.

Na impossibilidade de selecionar um material com banda de emissão mais estreita, faz-se necessário um desenho de ressonador que possibilite a emissão de uma ou de no máximo poucas freqüências.

Levando-se em conta que o número de possíveis freqüências de emissão depende do comprimento do ressonador, pode-se diminuí-lo a ponto de que apenas uma freqüência esteja dentro do espectro de emissão do laser. Um microchip ^(14, 15) usa este último princípio. O primeiro microchip bombeado por diodo foi obtido em 1987 no MIT Lincoln Laboratory ⁽¹⁶⁾.

Esta técnica é limitada apenas a lasers mais eficientes, pois no caso de um material de banda larga, é necessário um ressonador da ordem de microns, o que seria impraticável do ponto de vista técnico, além de proporcionar uma eficiência desfavorável.

Para exemplificar, a largura de banda do YGLF usado neste trabalho é 1,56 nm, o que representa aproximadamente 470 GHz ($\Delta\nu \approx c\Delta\lambda/\lambda^2$). Uma cavidade para ter uma separação entre modos longitudinais (FSR - *free spectral range*) desta magnitude precisaria ser menor do que 200 μm ($\Delta\nu=c/2nL$, sendo L o comprimento da cavidade e n o índice de refração do meio). Sendo $10,6 \text{ cm}^{-1}$ o coeficiente de absorção deste cristal, isto significa para um cristal de 200 μm , uma absorção de apenas 18%. Para ter uma absorção de 95% do bombeamento, por exemplo, seria necessária uma cavidade de 2,8 mm.

Diante da dificuldade de obter frequência única com um *microchip* para um meio laser com perfil de ganho largo, a diminuição do meio ativo pode servir apenas para diminuir o número de frequências emitidas, usando-se então alguma técnica complementar para reduzir a apenas uma o número de frequências ⁽¹⁷⁾.

Um método eficiente para obtenção de frequência única de um laser de estado sólido é fazer com que não haja onda estacionária no ressonador, usando ressonadores com ondas viajantes ou outras técnicas ⁽¹²⁾. A mais comum é a utilização de uma cavidade em anel (*ring laser*) ⁽¹⁸⁾, na qual ocorre uma oscilação unidirecional. Para a obtenção deste tipo de oscilação, pode-se usar um arranjo com um rotador de Faraday e um polarizador ⁽¹⁹⁾ ou usar o efeito acústico-óptico ^(20, 21).

Entretanto, uma alternativa mais simples é a obtenção de frequência única através da inserção de um dispositivo interferométrico de seleção. Um Fabry-Perot (FP) permite a seleção de modos de um laser com diferentes técnicas. Uma maneira comum de se obter modo longitudinal, é usar um etalon intracavidade ⁽²²⁾. Variando-se o ângulo do etalon em relação ao eixo da cavidade, tem-se mudança nas frequências dos máximos de transmissão. Pode-se portanto variar este ângulo de forma que um máximo de transmissão do etalon coincida com o modo longitudinal mais próximo do pico da curva de ganho do material laser. Uma das

dificuldades desta técnica é que, introduzindo um elemento na cavidade, a perda por passagem diminui a potência do laser. Outro efeito deletério à potência, é a perda por passagem devido à sobreposição incompleta dos feixes quando o etalon está inclinado, em razão da diferença de caminho óptico de cada parte da frente de onda, efeito este pronunciado na região afastada do eixo do etalon.

Uma possível solução é manter um etalon intracavidade sem inclinação dentro de uma cavidade côncavo-convexa ⁽²³⁾. A radiação é refletida a partir do etalon, passa pela cavidade instável formada pelo espelho convexo e pelo etalon, onde pode ser feita a exclusão de modos não desejados.

Um etalon fora da cavidade também permite a seleção dos modos de emissão de um laser ⁽²⁴⁾. Escolhendo-se apropriadamente a refletividade de seus espelhos e a distância entre os mesmos, ele funcionará como um filtro. Porém as perdas são grandes, pois a energia que poderia ser aproveitada no modo selecionado está sendo desperdiçada na formação de outros modos ⁽¹²⁾ que são bloqueados pelo filtro.

Existem várias configurações utilizando técnicas interferométricas, onde se procura selecionar uma frequência através do ajuste de tamanho de uma ou mais cavidades acopladas. É possível usar um FP no lugar do espelho de saída do ressonador de forma a estabelecer o perfil de refletividade e, portanto selecionar as frequências que terão ganho suficiente. Sendo um FP formado por dois espelhos planos e paralelos, ele age como uma cavidade acoplada. Este tipo de arranjo é muito usado com *microchips*. Em tais arranjos as faces do meio laser são espelhadas e acrescenta-se mais um espelho ⁽²⁵⁾. Outro arranjo semelhante é o de espelhar apenas uma face, sendo que a face não espelhada (apenas com uma pequena refletividade própria da superfície) forma uma segunda cavidade com o espelho de saída ⁽²⁶⁾.

Outros tipos de interferômetros podem ser usados para a seleção de frequências usando três ou mais espelhos, formando interferômetros ^(12, 27, 28) como por exemplo, nas técnicas de Fox-Smith, Michelson e Di Domenico-Seidel.

Neste trabalho é usada uma cavidade do tipo FP acoplada à cavidade principal ⁽²⁹⁾ para obter frequência única. Essa cavidade acoplada seleciona as

freqüências a serem emitidas (Figura 1). Através do controle do espaçamento e da refletividade dos espelhos do FP, é estabelecida a largura do espectro transmitido. Com o controle sub-micrométrico da distância entre os espelhos, é possível sintonizar e estabilizar um modo longitudinal.

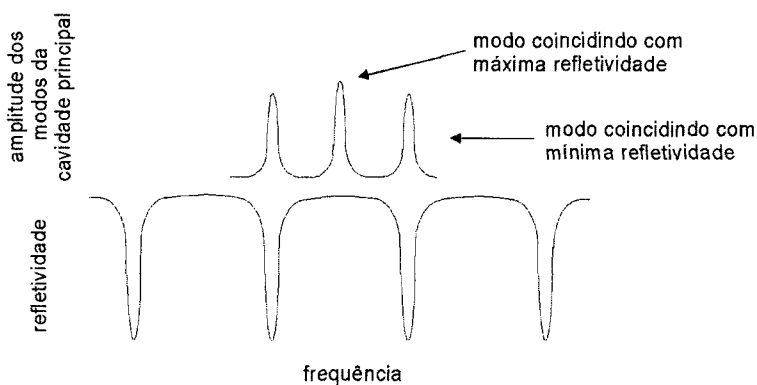


Figura 1: Seleção de modos através de uma cavidade acoplada do tipo Fabry-Perot. A curva superior representa os possíveis modos. A curva inferior representa o perfil de refletividade da cavidade acoplada.

Capítulo III

Modos do Laser e do Ressonador Óptico

1. Alargamento Espectral.

A transição de um átomo de um nível de energia para outro, de energia inferior, provoca a emissão de um fóton cuja frequência se encontra dentro de um intervalo de possíveis frequências. A largura de linha (*linewidth*) intrínseca $\Delta\nu_{laser}$, é dada pela equação de Schawlow-Townes ^(30, 8):

$$\Delta\nu_{laser} = \left(\frac{N_2}{N_2 - \left(\frac{g_2}{g_1} \right) N_1} \right) \frac{(2\pi h \nu_{laser})(\Delta\nu_c)^2}{P} \quad (1)$$

onde P é a potência do laser, N_2 , g_2 e N_1 , g_1 são as populações e degenerescências dos níveis superior e inferior respectivamente, h é a constante de Planck e $\Delta\nu_c$ é a largura a meia altura (FWHM - *full-width half-maximum*) do modo longitudinal, dada por $1/2\pi\tau_c$, sendo τ_c o tempo de decaimento radiativo da cavidade.

Este valor corresponde a um limite teórico. Na prática a operação do laser é suscetível a um grande alargamento por flutuações decorrentes do ambiente.

Dependendo do material, os átomos podem ter diferentes larguras de linha e frequência para uma mesma transição. Este é o chamado alargamento inhomogêneo, sendo uma gaussiana a curva de probabilidade de transição em função da frequência. Tal alargamento ocorre em meios gasosos em virtude do alargamento Doppler e em materiais sólidos inhomogêneos.

No caso em que todos átomos têm a mesma largura de linha, tem-se o alargamento homogêneo. Em um meio sólido, como o usado neste trabalho, o alargamento ocorre em razão da interação dos átomos com os fônons da rede. O perfil de ganho para o alargamento homogêneo é uma lorentziana ⁽³¹⁾ conforme Equação (2) e Figura 2.

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi[(\nu_0 - \nu)^2 + (\Delta\nu/2)^2]} \quad (2)$$

sendo $\Delta\nu$ a largura de linha FWHM.

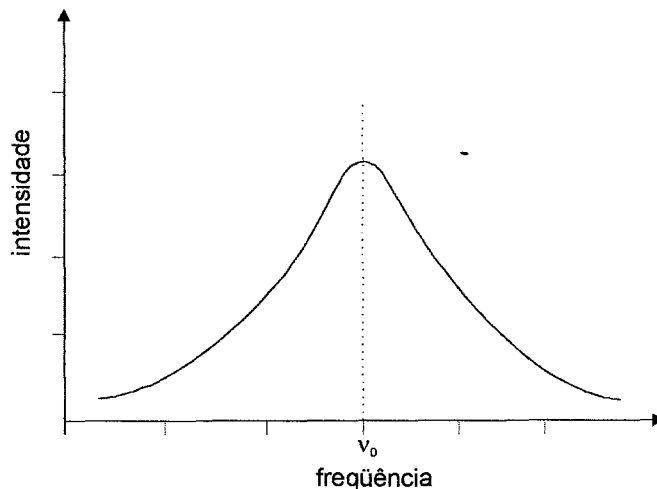


Figura 2: Uma curva lorentziana.

Flutuações na frequência. As causas de flutuação de frequência podem ser divididas entre aquelas de longo período, da ordem de um segundo, causadas por variações de temperatura e pressão no ambiente do laser. E aquelas de curto

período, que incluem vibrações acústicas dos espelhos, com variações do comprimento da cavidade e variações do índice de refração do ar devido a ondas de pressão acústicas. Estas flutuações podem ser amortecidas por sistemas antivibração. No caso de bombeamento por diodo-laser, variações da potência podem causar flutuações da temperatura do meio ativo e conseqüentemente de seu índice de refração, mudando assim o caminho óptico do laser.

A variação temporal da frequência de um modo de uma cavidade que ocorre por variação do comprimento da cavidade (ΔL) ou por variação no índice de refração do meio (Δn) é dada pela Equação (3) ⁽³²⁾:

$$\Delta \nu(t) = -\frac{\nu_0}{n_0 L_0} [n_0 \Delta L(t) + \Delta n(t) L_0] \quad (3)$$

Aplicando a fórmula de Schawlow-Townes (1) para um laser emitindo em 1 micron, com potência da ordem de mW, verifica-se que a largura de linha não chega a 1 Hz ⁽³³⁾. Isto significa uma monocromaticidade ($\Delta \nu_{\text{laser}}/\nu_0$) da ordem de 10^{-14} . Portanto, uma variação do tamanho da cavidade da ordem de 10^{-14} m seria suficiente para variar a frequência de emissão da ordem de $\Delta \nu_{\text{laser}}$ em uma cavidade de 1 m, indicando que variações ambientais determinam a largura de linha do modo.

2. O Fabry-Perot.

Neste trabalho, um FP é usado tanto para selecionar os modos longitudinais da cavidade laser, como para analisar o espectro emitido pelo laser. Tais usos decorrem do fato do coeficiente de transmissão de um FP ser função da frequência de onda que incide por ele.

A separação entre dois máximos de transmissão de um FP é dada por:

$$\Delta \nu_{FSR} = \frac{c}{2nL \cos \theta} \quad (4)$$

onde n é o índice de refração do meio, L é a distância entre os espelhos e θ é o ângulo de incidência do feixe.

A largura $\Delta \nu_{FWHM}$ na meia altura do pico de máxima transmissão para um FP com dois espelhos iguais é:

$$\Delta \nu_{FWHM} = \frac{c}{2nL \cos \theta} \frac{1-R}{\pi \sqrt{R}} \quad (5)$$

A finesse compara a largura de um máximo de transmissão com a separação entre eles. No caso de um interferômetro, quanto maior a finesse (F), maior será a sua resolução. Ela é definida como:

$$F \equiv \frac{\Delta \nu_{FSR}}{\Delta \nu_{FWHM}} \quad (6)$$

No caso de um FP com espelhos iguais:

$$F = \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R} \quad (7)$$

A dedução destas equações está no anexo A.

Refletividade efetiva. A refletividade efetiva determina a refletividade total do conjunto de espelhos de um interferômetro em função da frequência. Este perfil de refletividade determina para quais frequências haverá refletividade suficiente para ação laser.

No caso de um FP, para dois espelhos planos com refletividades R_1 e R_2 , a refletividade efetiva é (31):

$$R_{eff} = \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2(\delta/2)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2(\delta/2)} \quad (8)$$

onde

$$\frac{\delta}{2} = \frac{2\pi n d}{\lambda} \cos \theta \quad (9)$$

sendo d a distância entre os espelhos, λ o comprimento de onda, n o índice de refração e θ o ângulo de incidência do feixe.

Existem diversos arranjos interferométricos, conforme Figura 3, dentre os quais se pode escolher um perfil com a refletividade adequada para a seleção de modos longitudinais.

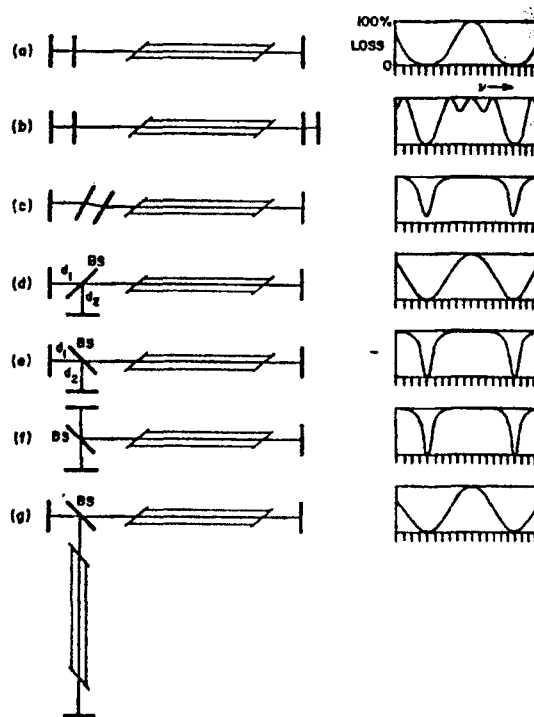


Figura 3: Esquema de arranjos com interferômetros para seleção de modos longitudinais (12). Na coluna da direita se encontram os perfis de refletividade efetiva de cada um dos ressonadores ilustrados à esquerda: a) cavidade Fabry-Perot acoplada; b) múltiplas cavidades Fabry-Perot acopladas; c) etalon intracavidade; d) interferômetro Michelson; e) interferômetro Fox-Smith; f) interferômetro Fox-Smith modificado; g) interferômetro Di Domenico-Seidel.

Em um FP acoplado, a variação de refletividade efetiva modula o perfil de ganho do laser (Figura 4). Escolhendo um perfil de refletividade de forma que o máximo da refletividade efetiva seja igual à refletividade ótima, pode-se variar a distância entre os dois espelhos a fim de ter algumas frequências com ganho ideal e outras com perdas o suficiente para não ter ação laser.

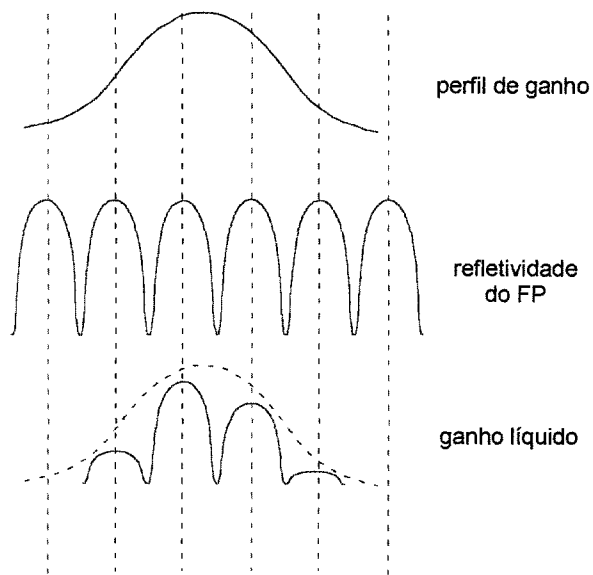


Figura 4: Esquema da curva de ganho do cristal, da curva de refletividade do FP e o ganho líquido.

3. Spatial Hole Burning.

Em meios de ganho com alargamento homogêneo e com cavidades de onda estacionária, o efeito de *spatial hole burning* (SHB) possibilita o aparecimento de vários modos. A distribuição espacial da inversão de população determina qual modo poderá oscilar dentro de um meio ativo. Uma onda estável dentro da cavidade estabelece um perfil espacial de inversão de população, sendo que nos nós desta onda existe inversão de população não aproveitada e portanto ganho para que outro modo também possa oscilar. Portanto, duas ondas estacionárias

dentro da cavidade que não tenham o máximo de suas amplitudes se sobrepondo, poderão oscilar (Figura 5).

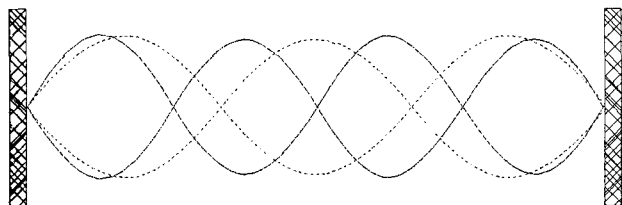


Figura 5: Dois possíveis modos longitudinais que podem obter ganho suficiente pelo efeito de SHB.

Os modos de SHB são determinados pelo tamanho do cristal e sua distância até o espelho mais próximo ^(34, 35), sendo que a separação entre as frequências destes modos é dada por:

$$\Delta \nu_{SHB} = \frac{c}{2(2d + nl)} \quad (10)$$

onde d é a distância do cristal até o espelho mais próximo, n é o índice de refração do meio e l é o comprimento do mesmo.

A ação laser pode ocorrer apenas nas frequências em que haja coincidência entre um modo longitudinal e um modo de SHB. O modo do laser que irá primeiro oscilar é aquele modo longitudinal que se aproxima da frequência do pico de ganho do meio ativo ^(36, 37). O próximo modo longitudinal a oscilar é aquele que melhor aproveita o restante da população invertida dentro do meio. Ao alterar a distância entre os espelhos da cavidade, há um deslocamento em frequência dos modos longitudinais e dos modos SHB, podendo alcançar a coincidência entre eles, resultando na sua oscilação.

A posição do meio de ganho dentro da cavidade estabelece o quanto um segundo modo longitudinal estará afastado do primeiro ⁽³⁸⁾. Quando o meio de ganho está no centro da cavidade, ocorre uma grande sobreposição de um segundo modo com o ganho ainda não saturado, possibilitando ação laser de um modo longitudinal adjacente ao primeiro. Quando o meio de ganho está em uma

das extremidades da cavidade, a sobreposição de um segundo modo com o ganho remanescente será menor, e a frequência desse segundo modo longitudinal estará afastada do primeiro (Figura 6).

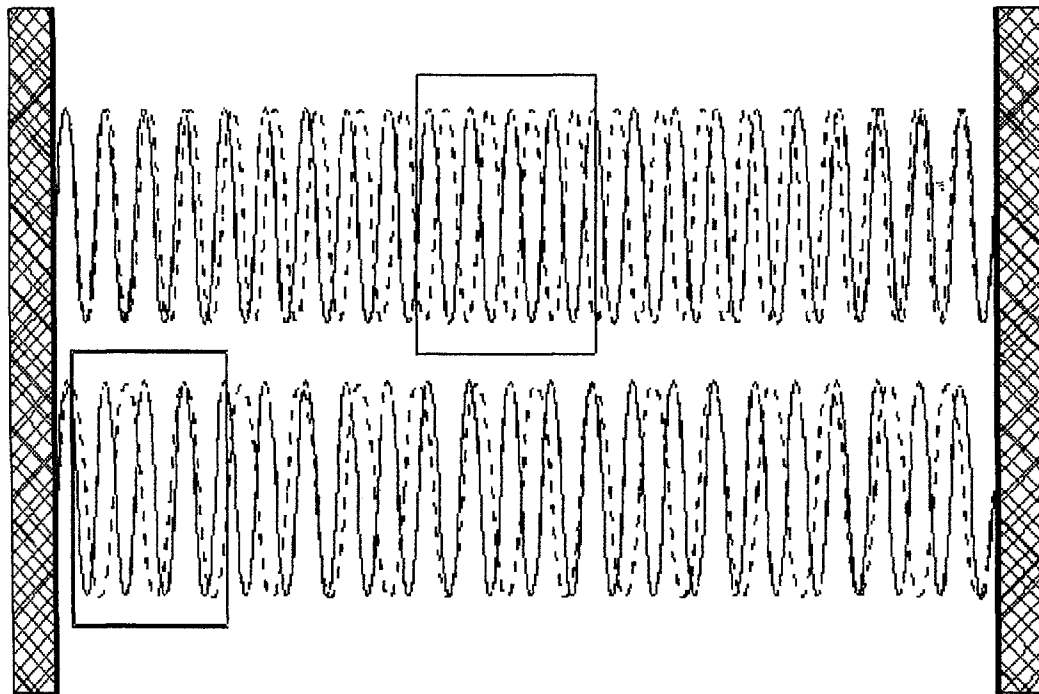


Figura 6: Com o meio de ganho no meio da cavidade, um modo longitudinal próximo ao primeiro está em uma região não saturada do ganho, conforme pode ser visto na ilustração de onda estacionária no topo; com o meio de ganho em uma das extremidades, o modo que obtém ganho suficiente já não está próximo, o que é mostrado no segundo conjunto de ondas da ilustração.

Portanto é possível obter frequência única a partir de uma cavidade com tamanho maior do que a necessária para um microchip, com o meio de ganho junto a uma das extremidades da cavidade. O aparecimento de um segundo modo longitudinal estaria sendo evitado se o próximo modo já estivesse fora da curva de ganho. Para os cristais utilizados neste trabalho, o uso desta técnica apenas diminui o número de modos SHB. Foi necessário o uso do recurso adicional de uma cavidade acoplada.

Capítulo IV

Laser de Estado Sólido Bombeado por Diodo-Laser

1. A Ascendência dos Diodos-Laser.

Nos últimos anos o crescimento do mercado de diodos-laser tem sido intenso, principalmente por seu uso em telecomunicações e armazenamento de dados ⁽³⁹⁾. O aumento de vendas cresceu em mais de 40 % entre 1999 e 2000, se consolidando como o maior segmento do mercado de lasers (Figura 7). Todo este desenvolvimento na área de lasers semicondutores tem provocado o barateamento de tais dispositivos, tornando-os economicamente viáveis para aplicações de alta potência.

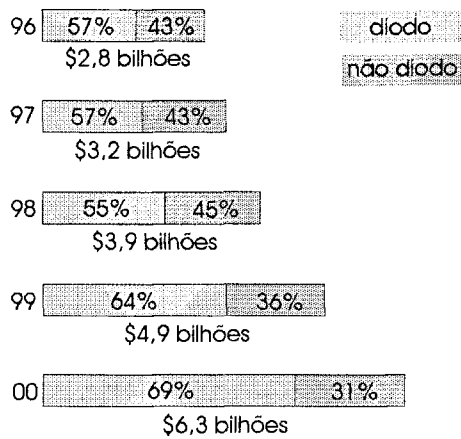


Figura 7: Mercado de lasers comparando a participação dos diodos-laser no total. Os valores em bilhões são as vendas anuais de lasers.

A descoberta de emissão de luz por dispositivos semicondutores remonta à década de quarenta. Um LED (light emitting diode), como tal componente eletrônico é conhecido, é em geral feito de arseneto de gálio e tem uma emissão de luz incoerente, não constituindo portanto uma emissão laser.

A emissão laser em semicondutores foi proposta inicialmente por von Neumann em 1953, sendo que os primeiros diodos-laser foram construídos em laboratório em 1962 ⁽⁴⁰⁾.

Um diodo-laser usa o mesmo princípio de um LED, porém conta com uma estrutura diferente para permitir a emissão coerente de luz, sendo compostos de múltiplas camadas de materiais semicondutores.

A dificuldade técnica de sua produção, principalmente aquela em massa e a falta de confiabilidade fizeram com que apenas na década de oitenta seu uso se tornasse viável. A partir da construção de lasers de maior potência como o GaAlAs e GaInAsP, tornaram-se possíveis muitas aplicações, como transmissão de longa distância, LIDAR, aplicações médicas e bombeamento de lasers de estado sólido ⁽⁴¹⁾.

2. Estrutura; Configuração.

Um diodo-laser consiste de uma junção pn construída em um monocristal de material semiconductor. Quando submetidos a uma corrente, elétrons e buracos (sítios com falta de elétrons) se movem na região limite entre as regiões p (região com excesso de buracos) e n (região com excesso de elétrons), onde são recombinados e emitem fótons com energia igual ao intervalo de banda (bandgap) do semiconductor (Figura 8). Para que haja a emissão coerente de luz, são clivados dois lados opostos do cristal laser, formando uma cavidade do tipo Fabry-Perot.

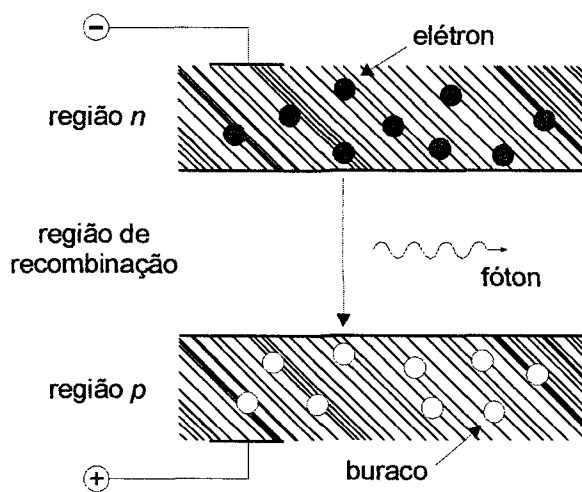


Figura 8: Esquema de uma junção pn , mostrando a emissão de um fóton a partir da recombinação entre elétrons e buracos.

O tipo mais simples de diodo-laser é aquele constituído por uma estrutura do tipo homoeestrutura, na qual existe apenas uma região p , uma região n e a região de recombinação. Porém tal estrutura não é eficiente e não possibilita altas potências. Para que um diodo laser seja realmente útil, é necessária uma estrutura mais complexa, de forma a conseguir um número maior de recombinações na região ativa do diodo. Na construção de uma heteroestrutura (Figura 9), existem várias camadas com diferentes concentrações.

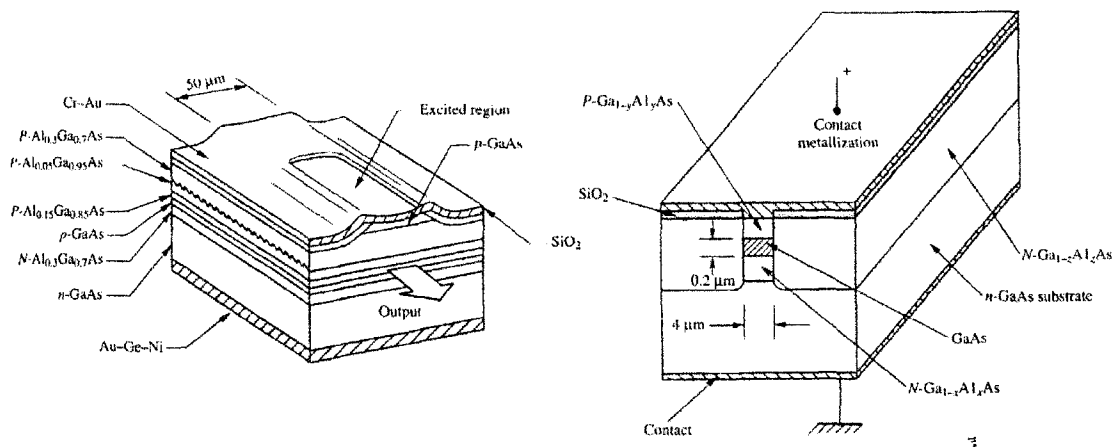


Figura 9: Exemplos de heteroestrutura de um diodo-laser (9).

Um diodo-laser individual tem um limite de potência de no máximo poucos watts. Para alcançar maiores potências, é necessário arranjar vários diodos em uma mesma estrutura. Para obter ação contínua com potências da ordem de centenas de watts, é usada uma estrutura em barra, que consiste de uma linha de vários diodos-laser (Figura 10). Elas têm comumente 1 cm de largura, 1 mm de altura e 4 mm de profundidade e são coladas em um bloco de cobre. Estas barras podem ser arranjadas em pilha (stack), permitindo o alcance de potências da ordem de kilowatts.

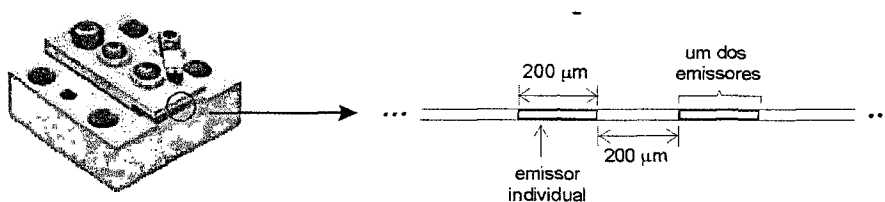


Figura 10: Imagem do diodo usado e representação de parte da barra de diodos-laser.

Atualmente estão disponíveis comercialmente diodos-laser capazes de alcançar eficiência na conversão de energia de até 50%, modulações da ordem de

dezenas de GHz e com linhas espectrais menores que alguns kilohertz, emitindo desde a faixa de quatrocentos nanômetros (azul) até dezenas de micrômetros ^(40, 42).

Na faixa de bombeamento do Nd, os diodos-laser disponíveis são aqueles de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (o usado neste trabalho), $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ e $(\text{As}_x\text{Ga}_{1-x})_y\text{In}_{1-y}\text{P}$ ⁽⁴³⁾. Estes diodos operam em comprimentos de onda específicos, desde 635 até 1000 nm e são os mais potentes disponíveis.

3. Bombeamento de Lasers de Estado Sólido por Diodo-Laser.

Os primeiros lasers de estado sólido eram bombeados por lâmpadas. O uso de diodo-laser para bombeamento começou na década de sessenta ⁽³¹⁾. Porém ainda não existiam razões para usá-los para o bombeamento em substituição às lâmpadas, pois os diodos-laser eram menos eficientes e mais caros, estando disponíveis apenas em baixa potência. Porém nos últimos vinte anos a tecnologia de diodos-laser apresentou enorme desenvolvimento. No final da década de oitenta apareceram os primeiros diodos com potência da ordem de watts. A partir de então, a tecnologia de bombeamento por lâmpada recebeu uma forte concorrência, tendo em vista a maior eficiência e simplicidade do arranjo que utiliza diodo-laser como fonte bombeadora de cristais. Apesar do alto custo desses dispositivos, a sua vida útil maior e a sucessiva redução de preço, tem tornado conveniente seu uso no lugar das lâmpadas.

Uma característica importante do uso de diodo-laser no bombeamento, é a possível coincidência da emissão do diodo e a banda de absorção do material bombeado, o que não ocorre com o uso de lâmpada. A largura do espectro emitido pelo diodo é muito menor do que o de uma lâmpada e, portanto, quando o comprimento de onda emitido pelo diodo é igual ao absorvido pelo meio ativo, toda a potência de bombeamento está disponível para a inversão de população, reduzindo a quantidade de calor depositada no meio pelo bombeamento.

A Figura 11 compara o espectro de absorção do Nd:YAG com o espectro de emissão de uma lâmpada usada para bombeamento deste material, onde fica

evidente o desperdício de energia que ocorre, sendo possível a absorção pelo material de apenas alguns comprimentos de onda emitidos pela lâmpada.

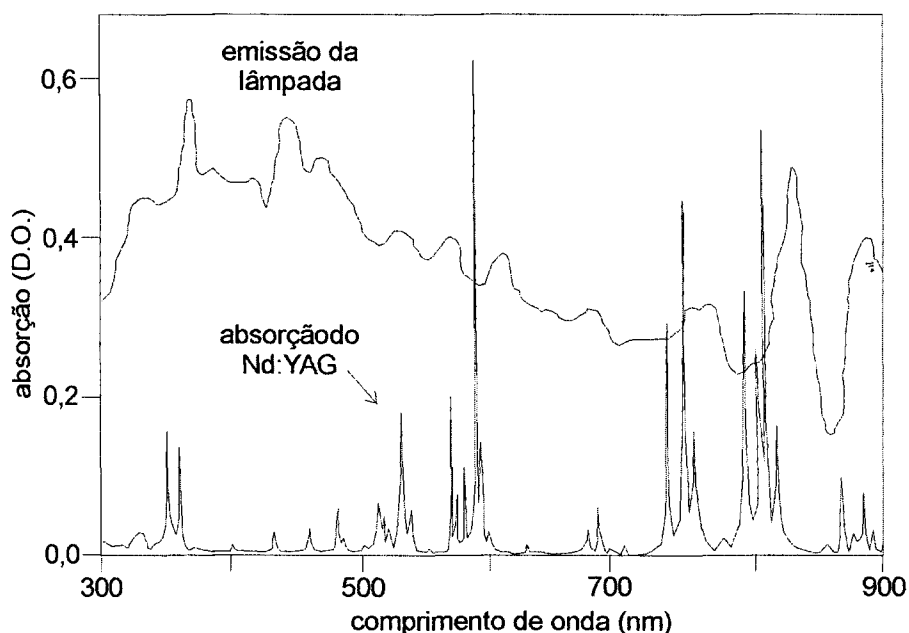


Figura 11: Curvas de emissão de uma lâmpada para bombeamento de Nd:YAG e a curva de absorção deste cristal.

Comparando os dados para o Nd:YAG, um dos lasers mais amplamente usados, tem-se uma eficiência de bombeamento 10 vezes maior com o uso de diodo em substituição à lâmpada ⁽³³⁾. A maior parte desta diferença de eficiência ocorre em razão da grande diferença de eficiência de absorção, sendo de 98 % com o diodo e 17 % com a lâmpada.

Um aspecto importante dos diodos-laser é o fato de serem sintonizáveis através da variação de temperatura. Esta variação de comprimento de onda é pequena, da ordem de poucos décimos de nm por grau Celsius, porém pode permitir a coincidência com uma banda de absorção do material bombeado.

4. O bombeamento Longitudinal.

Existem duas maneiras usuais de bombear um cristal com um diodo-laser: no sentido longitudinal ao eixo da cavidade e no sentido transversal à mesma.

Optou-se neste trabalho pelo bombeamento longitudinal por possibilitar um arranjo com maior eficiência e melhor qualidade de feixe do que no bombeamento transversal ⁽⁴⁴⁾.

O bombeamento longitudinal é mais eficiente pois possibilita boa sobreposição do feixe de bombeamento com o feixe do meio ativo, podendo-se coincidir a área de seção do modo de bombeamento com o modo do laser (Figura 12). O tamanho adequado do feixe de bombeamento pode ser ajustado por meio de uma óptica de focalização e de lentes esféricas antes da cavidade.

Teoricamente, o máximo ganho é obtido quando o feixe de bombeamento tem o menor diâmetro, enquanto a máxima potência de saída é um compromisso calculado, entre outros, a partir do máximo ganho, da densidade de centros ativos e das perdas. Em particular, na técnica de bombeamento longitudinal, o volume efetivamente ativo dentro do bastão é limitado pelo parâmetro confocal do feixe de bombeamento.

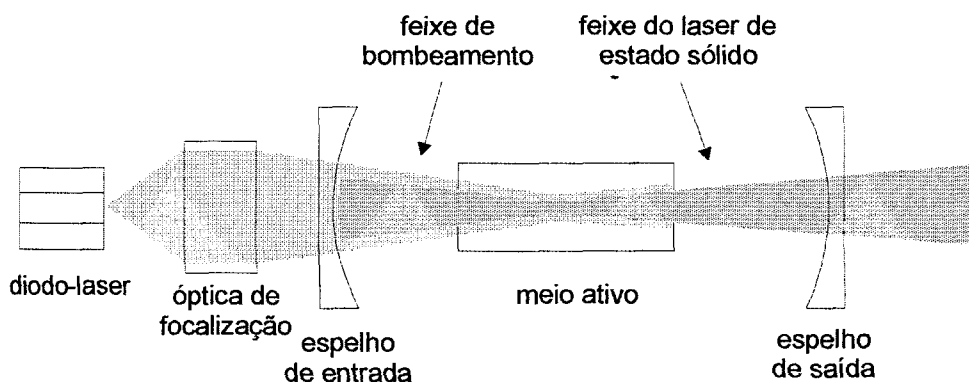


Figura 12: Esquema mostrando a possibilidade de sobreposição de modos no bombeamento longitudinal.

Mesmo bem abaixo do limite de fratura por tensão, o calor depositado gera distorções térmicas dentro do cristal. Em torno de 30 % da potência de

bombeamento não é convertida em potência óptica, gerando um gradiente térmico dentro do meio ativo. A temperatura dentro do meio ativo decai logaritmicamente desde o centro do bastão até a borda do mesmo e segue um decaimento exponencial na direção do eixo do bastão devido à absorção exponencial da radiação de bombeamento.

Na técnica de bombeamento longitudinal existem limitações em termos do máximo de potência que pode ser atingido com um determinado meio ativo, principalmente devido à absorção concentrada no início do cristal, que aumenta em muito as tensões mecânicas, podendo chegar a fraturas do meio ativo.

5. Configuração do Feixe de uma Barra de Diodos-Laser

Apesar de todas as vantagens do uso de diodos-laser para o bombeamento de meios sólidos, seu uso apresenta dificuldades na obtenção de um feixe com a qualidade necessária, pois o feixe emitido apresenta diferença entre suas dimensões. Na direção vertical, perpendicular à junção, a divergência é da ordem de algumas dezenas de graus, e na direção horizontal, paralela à junção, de poucos graus. A diferença da emissão nas duas direções (Figura 13), exige o uso de uma ótica de correção composta por lentes cilíndricas.

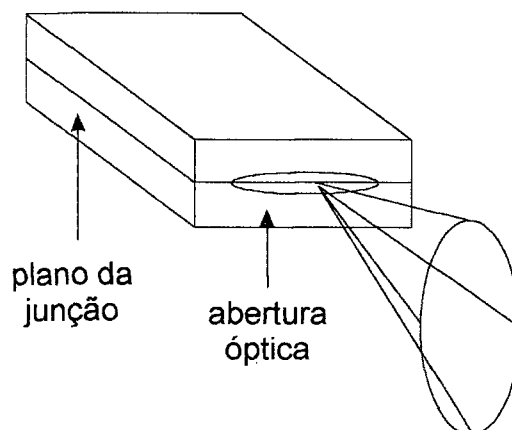


Figura 13: Representação de um diodo-laser e sua emissão.

Uma questão adicional a ser enfrentada com o uso de uma barra de diodos é o fato de os emissores não estarem em uma linha reta, mas apresentarem uma curvatura (*smile*) (Figura 14). Este desvio é corrigido através do uso de uma lente cilíndrica com o plano de seu raio de curvatura inclinado em relação ao plano de emissão da barra de diodos (Figura 15).

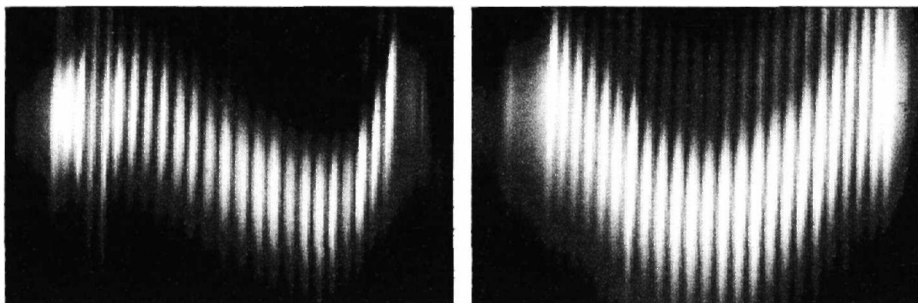


Figura 14: Exemplos de desvio da imagem dos emissores de uma barra de diodos (*smile*).

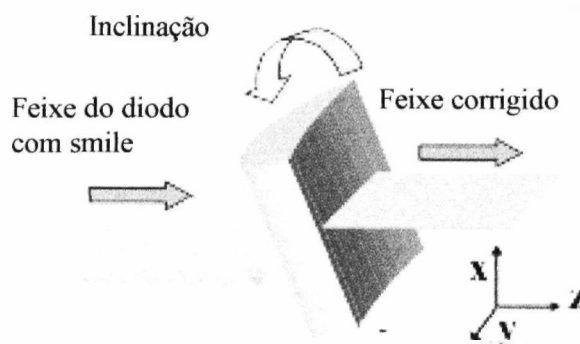


Figura 15: Óptica de correção do *smile* de uma barra de diodos.

Outra dificuldade enfrentada no uso de uma barra de diodos é focalizar tal feixe para um ponto circular, de forma a se obter um feixe com a qualidade necessária e sem perda significativa de energia. Com uma grande divergência na direção perpendicular à barra de diodos e uma grande diferença de largura entre as duas direções de emissão (1 cm por $1\mu\text{m}$), apenas o uso de uma óptica esférica de focalização não seria suficiente para obter um feixe com um modo coincidente com o modo longitudinal laser, que é a principal vantagem do bombeamento longitudinal.

Existem algumas soluções, como a colimação através do uso de fibras ópticas ⁽⁴⁵⁾, ou através de prismas ⁽⁴⁶⁾. O método usado neste trabalho faz uso de um configurador de feixe (*beam shaper*), o qual transforma um feixe largo em um feixe mais estreito.

Configurador de feixe. O configurador utilizado ⁽⁴⁷⁾ consiste de dois espelhos planos dispostos paralelamente (Figura 16) de forma a dividir um feixe linear em algumas colunas, através de reflexões entre os dois espelhos. O número de colunas é escolhido levando-se em conta a potência e a qualidade do feixe, podendo chegar a um feixe circular ou elíptico.

A óptica de focalização para o diodo é feita de tal maneira que sobre o configurador de feixe se tenha a focalização dos emissores nas duas direções. Na horizontal para que haja a separação em colunas e na vertical para que todo o feixe sofra as reflexões.

Ao longo deste trabalho foi verificada a grande dependência da eficiência do laser de estado sólido em relação ao número de colunas em que é dividido o feixe de bombeamento.

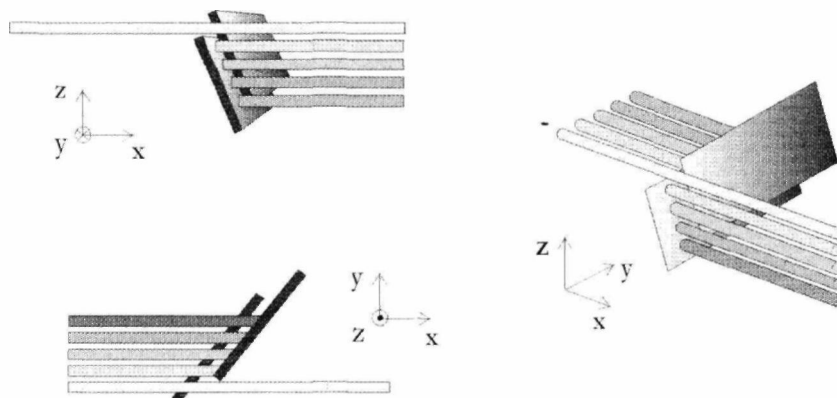


Figura 16: Representação de um configurador de feixe transformando um feixe em uma única coluna.

6. Tratamento de um Feixe não Gaussiano.

Para um feixe com vários modos transversais, expressa-se seu raio e divergência em função do fator M^2 , que mostra o quanto um feixe é diferente de um gaussiano. O M^2 para um feixe gaussiano é igual a 1 e para um feixe não gaussiano é maior que um.

Considerando ω_0 o *beam waist* (cintura de feixe) de um feixe gaussiano, W_0 como o *beam waist* de um feixe não gaussiano, θ e Θ as divergências de um feixe gaussiano e de um não gaussiano respectivamente, estas grandezas estão relacionadas da seguinte maneira:

$$W_0 \Theta = (M\omega_0)(M\theta) = M^2 \lambda / 2 \quad 11$$

Para um feixe não gaussiano, o raio do feixe W e o raio de curvatura R da frente de onda do modo de maior ordem em função à posição, na direção de propagação do feixe, são dados pelas seguintes equações ⁽⁴⁸⁾:

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 z \lambda}{\pi W_0^2} \right)^2} \quad 12$$

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{\pi W_0^2}{M^2 z \lambda} \right)^2 \right) \quad 13$$

Dado o comportamento diferenciado do feixe do diodo nas direções horizontal e vertical, existem dois fatores de qualidade para o feixe. Foi desenvolvido então um programa em linguagem Matlab para projetar uma óptica de correção e de focalização, baseado nas matrizes ABCD, capaz de simular a propagação dos raios horizontal e vertical.

Capítulo V

O Meio de Ganho

O meio de ganho foi escolhido entre os fluoretos crescidos no IPEN com eminente aplicabilidade. O laser de Nd emite em torno de 1 micron e é eficientemente bombeado por diodos-laser que emitem em 792 nm ou 797 nm. Já o laser de Ho co-dopado com Tm tem emissão em torno de 2 microns e também é adequado para ser bombeado em 792 nm com um diodo-laser.

Os cristais usados foram crescidos no Laboratório de Crescimento de Cristais do CLA pelo método de Czochralski ⁽⁴⁹⁾ e cortados para ter caminho óptico perpendicular ao eixo c e com comprimento para ótima absorção. Na Figura 17 está representada a propagação de um feixe em um cristal com índice de refração de 1,5 e portanto, ângulo de Brewster de aproximadamente 56° ($\theta_{\text{brewster}} = \text{tg}^{-1}n$, onde n é o índice de refração do material ⁽⁵⁰⁾). As faces são cortadas em ângulo de Brewster para polarização π e são então polidas. Foram testados cristais de

Nd:GYLF e Nd:GLF com concentração de acordo com a Tabela 1 e cristais de Tm(6%),Ho:YLF com 0,4 mol% e 1 mol% de Ho.

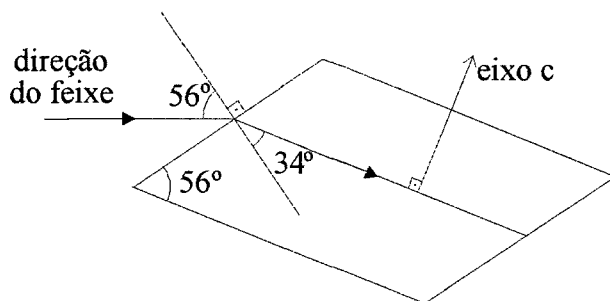


Figura 17: Esquema bidimensional de um cristal com índice de refração de 1,5, mostrando o ângulo de incidência e propagação do feixe.

Tabela 1: Dados dos cristais usados.

	Nd (mol%)	Y (mol%)	Gd (mol%)	coeficiente de absorção (cm ⁻¹)	comprimento (mm)
Nd:YGLF	1,11	52,66	46,23	10,64	2,6 e 2,9
Nd:GLF	1,38	---	98,62	13,41	2,4 e 3,2

1. Lasers de Estado Sólido. Matrizes de Fluoreto de Lítio.

Materiais sólidos, sejam vidros ou cristais, podem apresentar algumas características importantes para a operação laser: linhas de absorção estreitas, alta eficiência quântica de transição nas linhas de interesse e bandas com alta absorção ⁽¹⁹⁾.

O YLF (sigla usada para o tetrafluoreto de lítio e ítrio, LiYF₄), tem algumas vantagens em relação ao YAG (granada de ítrio e alumínio), que é o material mais usado para o laser de neodímio. Em razão de sua birrefringência natural, não é sensível a depolarização do feixe induzida termicamente. O tempo de vida do nível laser superior, que é 2,5 vezes maior que no YAG, o torna adequado para Q-

switched, permitindo pulsos de altíssima energia. Porém, o YLF tem menor condutividade térmica e menor robustez mecânica que o YAG.

A máxima dopagem possível de Nd no YLF é da ordem de 1,3%. No GLF, é possível um acréscimo maior de Nd, porém este cristal não apresenta qualidade óptica, além de apresentar tempo de vida do nível laser superior e da seção de choque de emissão menores do que os do YLF e provocar um aumento da largura de banda de emissão do laser ⁽⁵¹⁾.

O cristal YGLF, com quantidades próximas de Y e de Gd, permite uma dopagem maior de Nd como no GLF, o que o torna interessante para microchip, mantendo a qualidade óptica do YLF, com valores de tempo de vida do nível laser superior e da seção de choque de emissão altos e sem aumento significativo da largura de banda ⁽⁵²⁾.

2. Laser de Quatro Níveis. O Neodímio e o YGLF.

O Nd:YGLF denominado neste trabalho é uma sigla para tetrafluoreto de lítio, gadolínio, ítrio e neodímio com a seguinte fórmula: $\text{LiGd}_{1-x-y}\text{Y}_x\text{Nd}_y\text{F}_4$. Este cristal apresenta uma estrutura de scheelite igual aos cristais de GLF e ao YLF.

Entre os lasers de estado sólido, os mais amplamente usados são aqueles dopados com neodímio. O primeiro registro de uso do neodímio em um material laser vem de 1961 com Snitzer ⁵³ usando vidro. O neodímio pertence à série de lantanídeos, grupo que apresenta vários íons usados como dopantes.

Lasers de neodímio podem operar com comprimentos de onda em torno de 1 micron, emissões estas com ampla variedade de aplicações: processamento de materiais, procedimentos cirúrgicos, espectroscopia, LIDAR e muitas outras ⁽⁵⁴⁾. As matrizes mais usadas são YAG, YLF e YVO (óxido de vanádio e ítrio).

Lasers de neodímio, como a maioria das terras-raras, são interessantes para serem bombeados por diodos-laser pela disponibilidade de diodos emitindo nas frequências de absorção do neodímio no infra-vermelho próximo.

O Nd é um sistema laser de quatro níveis. Quando bombeado por diodo laser em 792 nm, ocorre a emissão estimulada em torno de um micron. Nesse processo alcança-se uma eficiência de até 40 %.

A Figura 18 mostra o esquema de níveis do Nd:YLF (que não muda significativamente em relação ao do Nd:YGLF⁽⁵⁵⁾).

Os maiores picos de absorção no infravermelho estão nos comprimentos de onda de 734, 747, 792, 797 e 805 nm. O bombeamento é feito em 792 nm do nível $^4I_{9/2}$ para o $^4F_{5/2}$. A transição laser ocorre entre os níveis $^4F_{3/2}$ e $^4I_{11/2}$.

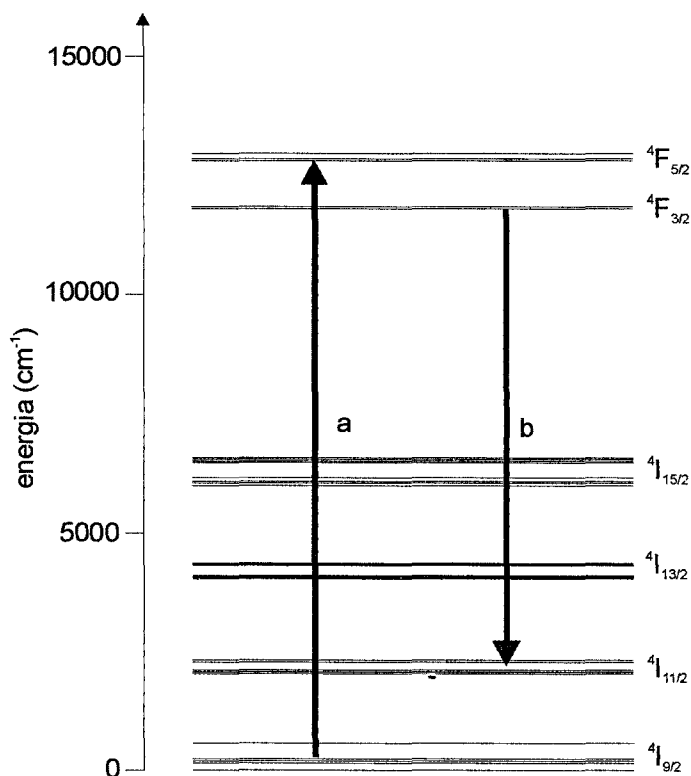


Figura 18: Espectro de absorção do Nd:YLF. (a) absorção do bombeamento (792 μm); (b) transição laser (1,06 μm).

No laser de quatro níveis, os elétrons são bombeados para o nível de bombeamento e relaxam para o nível laser superior. Após a passagem para o nível laser inferior, relaxam para o nível base. A principal vantagem em relação a um esquema de três níveis é que no nível laser inferior, sendo diferente do nível base, existe inversão de população de forma mais imediata do que se esses níveis

coincidissem, além de evitar que o nível laser inferior seja populado termicamente a partir do nível base.

Na Figura 19 estão representados os níveis envolvidos neste laser. O bombeamento ocorre do nível 0 para o nível 3 e a transição laser ocorre entre os níveis 2 e 1. O tempo deste decaimento deve ser longo, enquanto que os tempos para as transições de 3 para 2 e 1 para 0 devem ser rápidas.

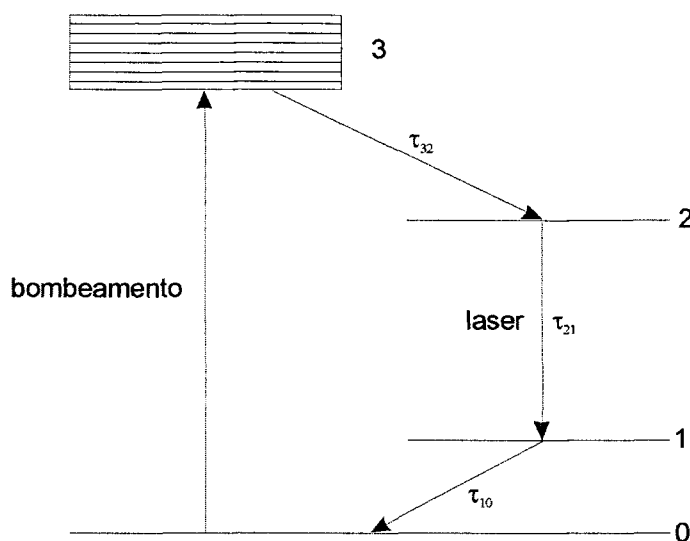


Figura 19: Esquema de um laser de quatro níveis. Estão representados os níveis base (0), laser superior (1), laser inferior (2) e os de bombeamento (3), bem como as transições.

O nível laser inferior precisa estar afastado do nível base de forma que sua população térmica seja pequena. A transição 1 para 0 é mais rápida que o tempo de fluorescência (transição 1-2).

3. Laser de Quase-Três Níveis. O Laser de Túlio e Hólmio.

Sendo o laser $Tm,Ho:YLF$ um sistema de quase três níveis, (Figura 20) ocorrem perdas por reabsorção que aumentam o limiar (threshold) do laser ⁽⁵⁶⁾. Este efeito pode ser diminuído por resfriamento do cristal. Outra alternativa é usar bombeamento quase cw, permitindo operação a temperaturas acima de 0°C. Existe um comprimento ótimo para o cristal, pois comprimento excessivo aumenta as

perdas por reabsorção, porém deve ser longo o suficiente para adequada absorção do bombeamento .

Sendo o nível laser inferior o nível mais alto do multipletto fundamental (5I_8) e o nível laser superior o mais baixo do multipletto 5I_7 , o abaixamento da temperatura diminui a população do primeiro e aumenta a população do segundo. Portanto, baixas temperaturas aumentam o ganho e a eficiência do laser (57, 58).

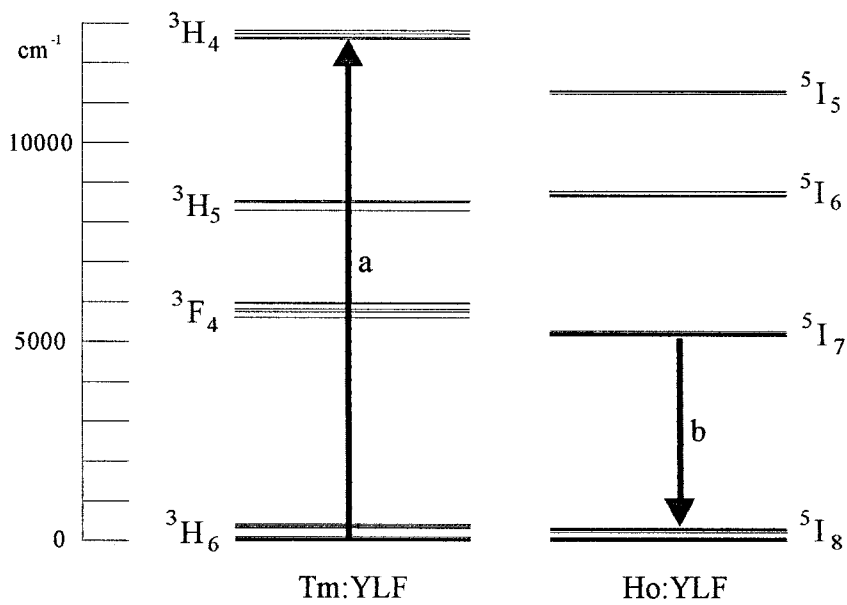


Figura 20: Esquema de níveis para o Tm,Ho:YLF (59). (a) absorção do bombeamento (792 μm); (b) transição laser (2,06 μm).

Capítulo VI

Procedimentos Experimentais

1. O Bombeamento

O diodo usado é de AsAlGa modelo OPC-A020-mmm-CN da Opto Power com emissão em 792 nm (a 25°C), potência máxima de 20 W e 30% de eficiência na conversão de energia elétrica em luz (dados do fabricante). É formado por uma linha de 24 emissores, totalizando uma área de emissão de aproximadamente 1 cm de largura e 1 μ m de altura. Na direção vertical, a divergência do feixe é de 42°, e na direção horizontal, 10°. Com uma lente cilíndrica de fibra montada junto à saída do diodo, a divergência na direção vertical passa para 6°. Os emissores não estão em linha reta, mas apresentam a curvatura citada anteriormente. A partir da lente de fibra junto do diodo, tem-se um feixe com aproximadamente 1 cm de largura e 0,2 mm de altura.

Ao contrário de um LED que tem emissão para qualquer corrente, um diodo-laser só tem emissão coerente a partir de uma corrente mínima. O diodo usado tem emissão laser a partir de uma corrente de oito ampères. A partir deste valor de corrente existe uma linearidade entre a potência emitida pelo diodo e a corrente nele aplicada. Na Figura 21 está uma reta ajustada mostrando esta relação.

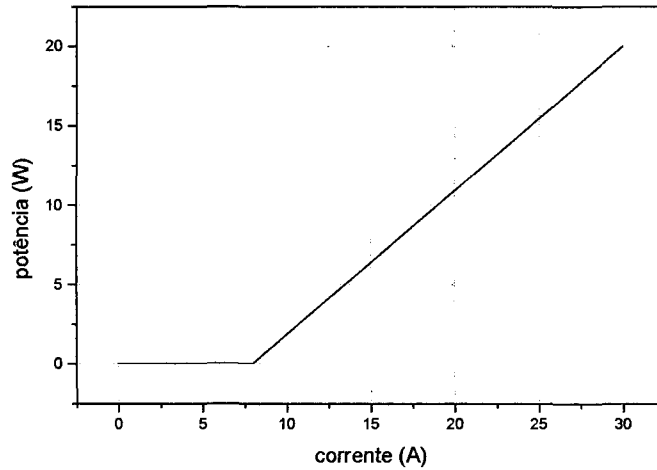


Figura 21: Variação da potência do diodo em função da corrente aplicada.

O controle de temperatura de um diodo-laser é importante, pois não pode operar, ou mesmo ser exposto, a uma temperatura superior a 55°C , sob o risco de ter seus componentes destruídos. Temperaturas acima de 35°C já diminuem a vida útil do diodo. A temperatura de operação determina o comprimento de onda do laser, permitindo uma variação de $0,3 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$ (Figura 22). O diodo é montado em cima de um trocador de calor refrigerado a água.

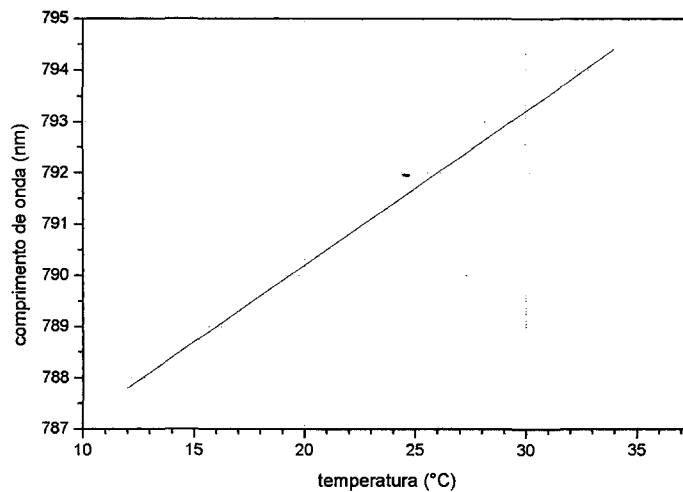


Figura 22: Simulação da variação do comprimento de onda do diodo em função da temperatura.

A potência de um diodo-laser depende também de sua temperatura de operação. A Figura 23 mostra uma curva de potência do diodo em função da

temperatura com o diodo operando em 12 A (40% de sua corrente máxima), que foi a máxima potência utilizada na obtenção de frequência única.

As potências de saída são medidas com um detector Newport de alta potência (modelo 818T-150) com precisão de 3 %. A temperatura do diodo é medida através do resfriador com precisão de 1 °C.

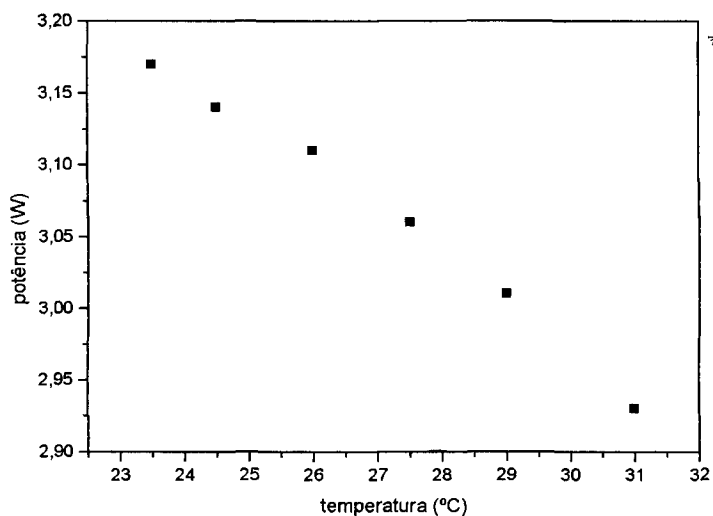


Figura 23: Variação da potência máxima do diodo em relação à temperatura.

O diodo usado tem, conforme dados do fabricante, um FWHM de aproximadamente 4 nm. Sendo que 90% de sua potência está distribuída ao longo de 10 nm (Figura 24). O espectro do diodo-laser usado neste trabalho está na Figura 25.

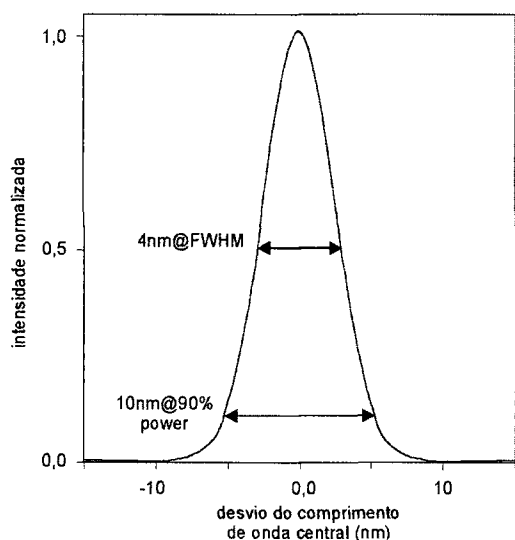


Figura 24: Esquema do espectro de emissão típico de um diodo-laser do tipo usado neste trabalho.

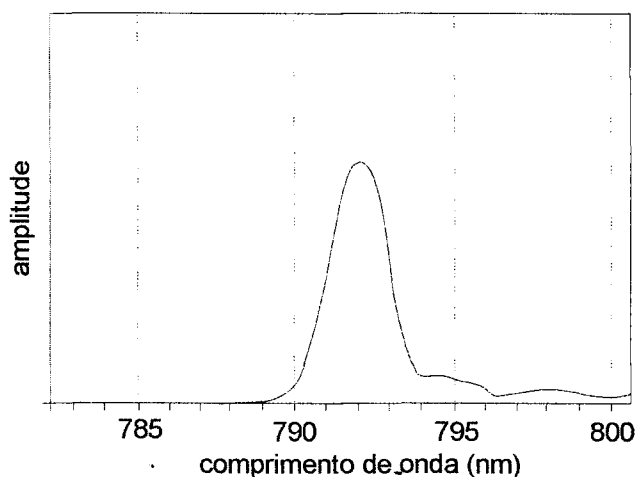


Figura 25: Espectro de emissão, a 25°C, do diodo-laser usado neste trabalho (curva fornecida pelo fabricante).

Para obter um feixe adequado nas duas direções, é usada uma óptica de focalização formada por três lentes cilíndricas plano-convexas e uma esférica biconvexa (Figura 26). Com o feixe do diodo focalizado no configurador de feixe, pode-se regular este último de forma a se obter o número de colunas necessário.

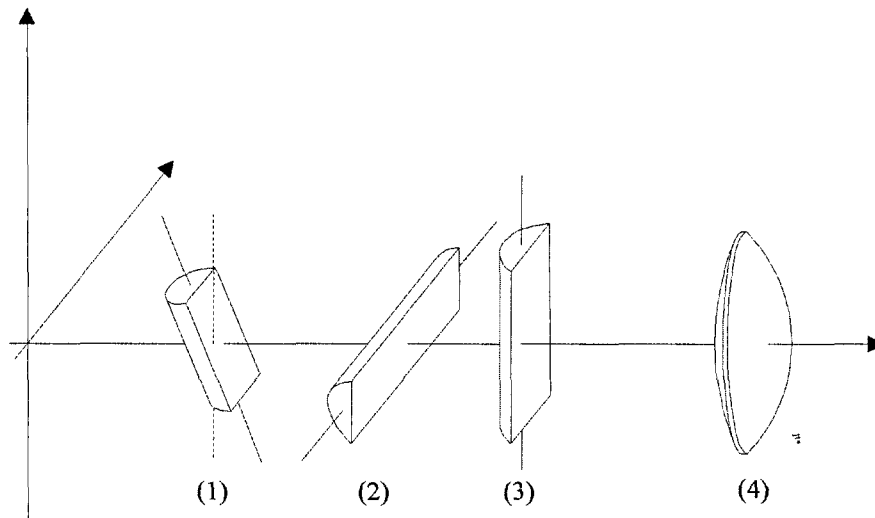


Figura 26_: Óptica de focalização. Lente cilíndricas plano-convexas 1, 2 e 3 e lente esférica biconvexa com raios de curvatura de 25 mm, 25 mm, 50 mm e 58 mm respectivamente. O configurador de feixe é colocado entre as lentes (3) e (4).

2. A Cavidade

A cavidade é formada por um espelho plano e um curvo, constituindo uma cavidade do tipo quase-hemisférica (Figura 27), onde o raio de curvatura do espelho curvo é maior do que a distância entre eles. Esta cavidade é estável pelo seguinte critério de estabilidade:

$$0 < \left(1 - \frac{d}{R_1}\right) \left(1 - \frac{-d}{R_2}\right) < 1 \quad (14)$$

onde R_1 e R_2 são os raios de curvatura dos dois espelhos da cavidade e d é a distância entre estes dois espelhos.

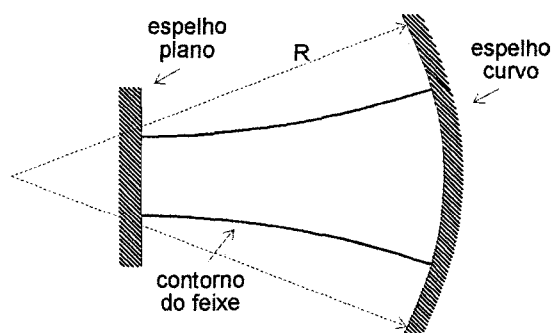


Figura 27: Esquema de uma cavidade quase-hemisférica

Para aproveitar a eficiência do bombeamento longitudinal, é importante que haja sobreposição entre os modos de bombeamento e de cavidade. A Figura 28 mostra a simulação feita considerando a propagação de um feixe gaussiano ao longo da cavidade usada neste trabalho para o laser de Nd:YLF. A partir desta simulação pode-se determinar o melhor raio de curvatura do espelho.

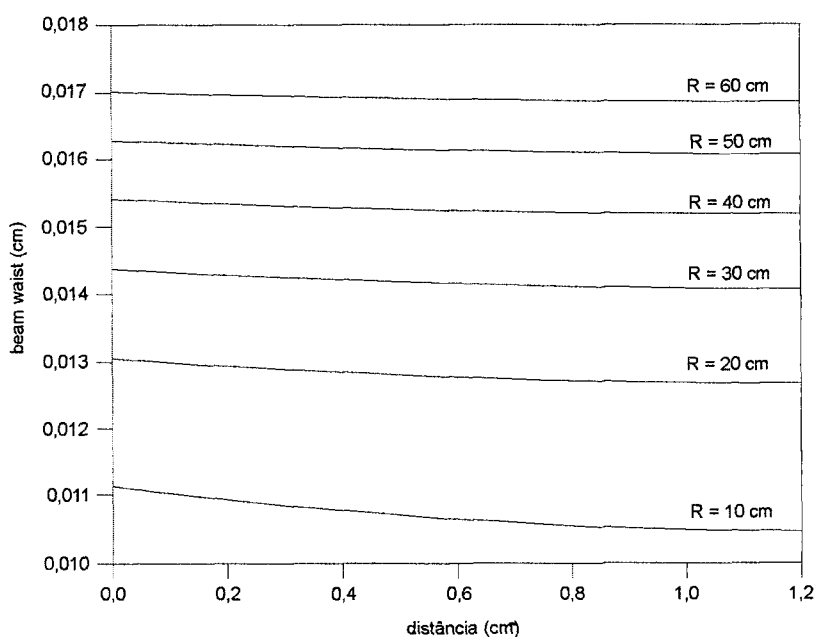


Figura 28: *Beam waist* em função da posição dentro de uma cavidade de 1,2 cm para vários raios de curvatura do espelho de entrada.

A medida do beam waist do feixe de bombeamento no local do cristal é de 120 μm . Portanto, o espelho com raio de curvatura de 20 cm é o mais adequado.

De forma a estabelecer o comprimento ideal da cavidade, é feita uma simulação do perfil do feixe dentro do cristal para diferentes tamanhos de cavidade, conforme Figura 29 (usando-se o espelho de 20 cm).

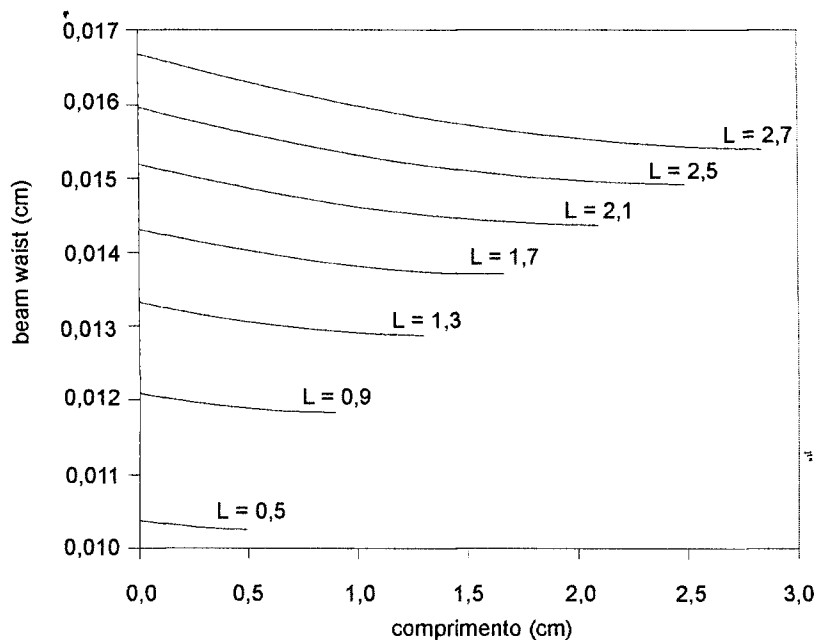


Figura 29: Raio do feixe ao longo da cavidade para diferentes comprimentos de cavidade com espelho $R=20$ cm.

A refletividade dos espelhos do ressonador é escolhida para obter a maior potência (Figura 30), fazendo-se uma simulação com os parâmetros do laser de Nd:YLF apresentados na tabela 1, através de um programa escrito em Matlab.

Tabela 1: Parâmetros usados para simulação da potência em função da refletividade do espelho de saída do ressonador.

Comprimento da meio ativo	0,29 cm
Raio do feixe de bombeamento no ar	0,013 cm
Comprimento de onda de bombeamento	792 nm
Comprimento de onda do laser	1047 nm
Tempo de vida do estado excitado	530 μ s
Densidade do número de centros ativos	$9 \cdot 10^{19}$ /cm ³
Seção de choque de emissão do laser	$1,2 \cdot 10^{-19}$ cm ²
Seção de choque de absorção do bombeamento	$3 \cdot 10^{-20}$ cm ²
Fator de ocupação de Boltzmann do nível de bombeamento superior	0
Fator de ocupação de Boltzmann do nível de bombeamento inferior	1
Fator de ocupação de Boltzmann do nível laser superior	0,43
Fator de ocupação de Boltzmann do nível laser inferior	0
Potência de bombeamento	3 W
Transmissão da óptica até o cristal	1
Parâmetro de choque térmico	1,7 W/cm
Eficiência de preenchimento do modo	0,9
Transmissão da cavidade	0,97
M^2 do feixe de bombeamento	50
Índice de refração	1,47
Eficiência de transferência do N2p para N2l	0,95

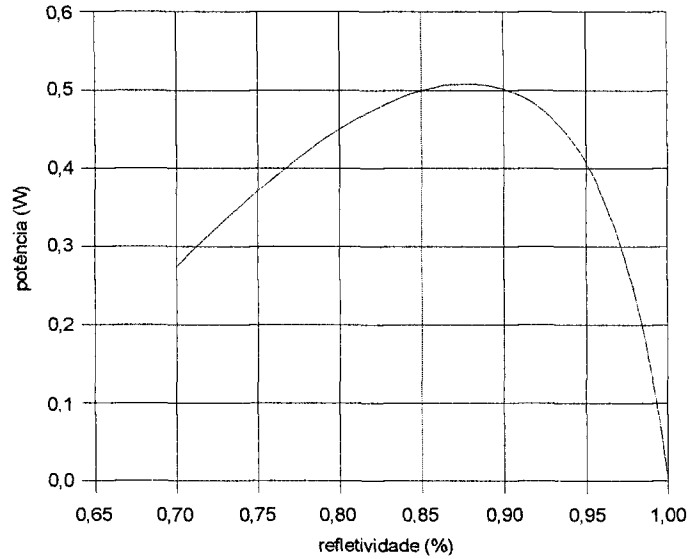


Figura 30: Simulação da potência em função da refletividade do espelho de saída

A cavidade acoplada. Para a tomada de dados de frequência única foi usada a configuração com um FP no lugar do espelho de saída. A cavidade tem ajuste manual micrométrico. O FP tem ajuste com micrômetro ligado a um piezelétrico. Desta forma é possível ajustar a distância entre os espelhos do FP com precisão da ordem de décimos de microns. Com o controle fino da distância entre os espelhos do FP, é possível controlar a posição do máximo de frequência de forma a coincidir com a frequência selecionada.

3. A Análise das Frequências.

O feixe laser obtido é injetado dentro de uma fibra óptica e é levado até um analisador de espectro. Este equipamento usa um etalon de alta finesse e FSR variável com varredura controlada por piezelétrico. Para obter o casamento de modos, ou seja, focalizar o feixe do laser de tal maneira que seu *beam waist* seja exatamente do mesmo tamanho e na mesma posição do *beam waist* do etalon de varredura, o equipamento possui óptica de focalização e transladores e inclinadores para o etalon. Porém existe uma certa dificuldade de alinhamento, o

que faz com que nem sempre se possa suprimir modos de ordem superior do etalon.

Este etalon de varredura usa espelhos esféricos com raios de curvatura muito maiores do que a distância entre os espelhos e, em relação a um arranjo confocal, tem a vantagem de o espaçamento entre os espelhos poder ser variado, permitindo diferentes FSRs. Sua resolução máxima é de 15 MHz e a refletividade de seus espelhos é de 99,9 % em torno de 1 micron.

Na Figura 31 está apresentado o esquema do arranjo com o analisador de espectro. Todo o arranjo encontra-se montado em cima de uma mesa antivibração Newport com estabilização pneumática.

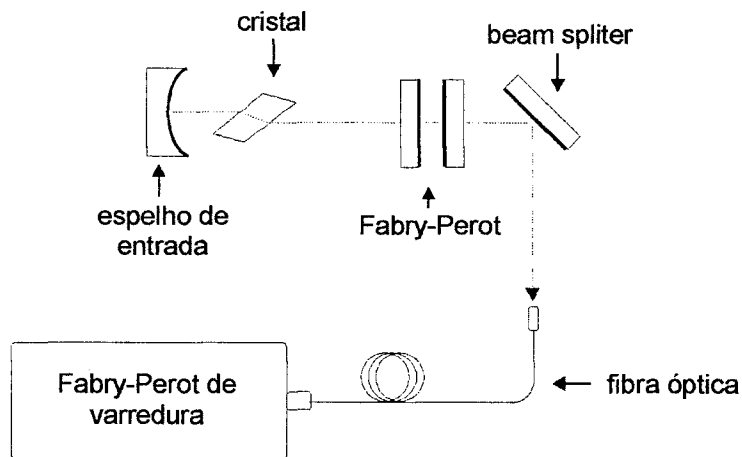


Figura 31: Esquema da cavidade e do seletor de modos.

Nos espectros apresentados neste trabalho aparecem sempre picos menores do lado direito do pico principal. Estes picos são reflexões de ordem maior do etalon de varredura, como mostra a Figura 32.

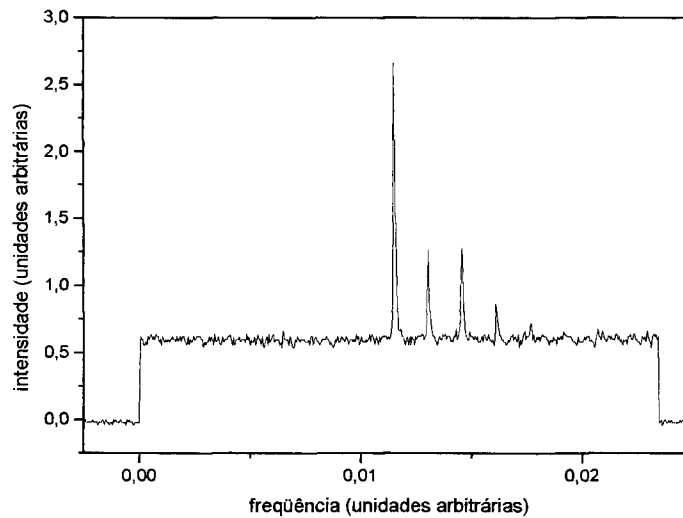


Figura 32: Os picos menores do lado direito do pico principal são reflexões do etalon de varredura de ordem maior e devem ser desconsiderados.

A Figura 33 mostra uma saída padrão do analisador de espectro, que é visto em um osciloscópio. Nesta figura aparecem dois espectros repetidos. A fonte controladora do etalon permite selecionar a voltagem que causa a amplitude da varredura e, portanto, a extensão da amostra espectral vista no osciloscópio.

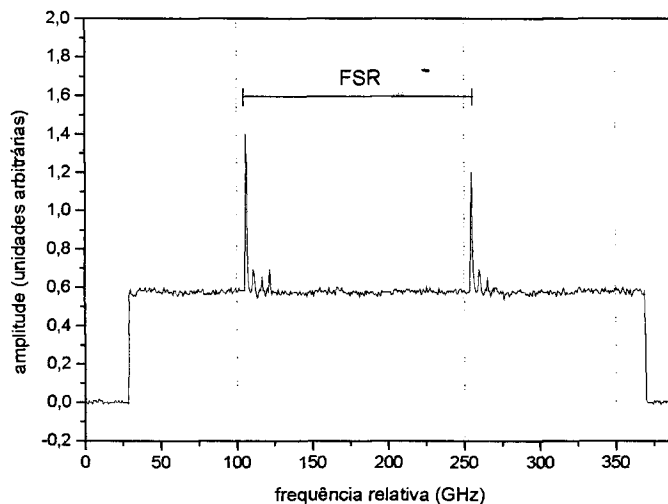


Figura 33: Amostra de uma varredura maior do que $\lambda/2$, de forma que a mesma frequência c/λ aparece duas vezes.

O FSR do etalon pode ser calculado de duas maneiras: através da leitura do micrômetro que mede a separação entre os espelho, ou da separação entre um modo principal e um modo secundário do etalon de varredura, conforme manual do equipamento.

Nas figuras apresentadas nos resultados, tem-se apenas o sinal de um FSR. A separação entre os espelhos do etalon é de 570 microns. O FSR calculado através da separação entre modos do etalon de varredura é de 258 GHz. A partir deste resultado é feita então a calibração em frequência das leituras do osciloscópio.

Qualquer mudança no alinhamento da cavidade é suficiente para desalinhar a injeção na fibra e conseqüentemente do etalon de varredura, o que faz com que apareçam sempre os modos de ordens superiores. Para suprimir estes, seria necessário alinhar a cada instante o etalon de varredura, o que é impraticável.

Capítulo VII

Resultados

1. Laser de Tm,Ho:YLF

O ressonador laser foi montado com um espelho plano de alta refletividade em 2 μm , com 90% de transmissão em 792 nm e um espelho de saída de 91% de refletividade em 2 μm e raio de curvatura de 10 cm. O diodo foi modulado com um gerador de função, com pulsos de 15 ms de forma a evitar fraturas nos cristais.

Diferentemente do laser de neodímio, que pode operar de maneira contínua mesmo à temperatura ambiente, o laser de Ho em 2 microns apresenta dificuldades de operação em razão de ser um laser de quase três níveis e, portanto, sujeito à reabsorção. Para este último laser foi necessário construir uma cavidade selada com atmosfera de nitrogênio.

As temperaturas do cristal e do diodo foram controladas por termoeletrônicos. O cristal foi isolado em uma atmosfera de nitrogênio para evitar formação de umidade. Com este arranjo foi possível alcançar uma temperatura de -28°C para o cristal.

Foram utilizados dois cristais Tm,Ho:YLF com diferentes concentrações de Ho, um com 0,4 mol% e outro com 1 mol%. Os dois cristais têm 5,5 mm de comprimento com 6 mol% de Tm. Foram bombeados com potência de 14 W, estando o feixe de bombeamento com uma configuração de 3 colunas, sendo seu *beam waist* de 200 por 190 μm e M^2 de 130 por 85 ^(60, 61). Na operação quase contínua, a máxima potência obtida foi de 2,2 W à temperatura de -28°C .

A dependência da potência com a temperatura do Tm,Ho:YLF é observada quando é abaixada a temperatura do cristal de 10°C para -25°C , provocando um aumento de potência da ordem de 70 % (Figura 34).

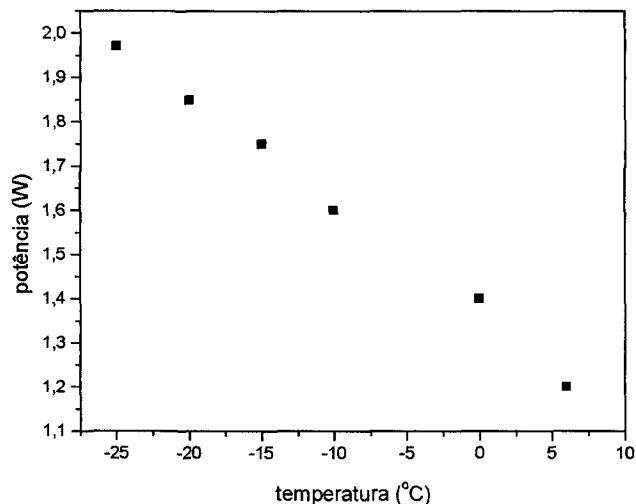


Figura 34: Potência do laser em função da temperatura do cristal. O ciclo útil é de 10 %.

O abaixamento da temperatura até -27°C permite também o uso de ciclos úteis maiores (Figura 35), porém nunca maiores que 60 %. Para ciclos úteis maiores, a potência não se mantém, até não se obter mais ação laser.

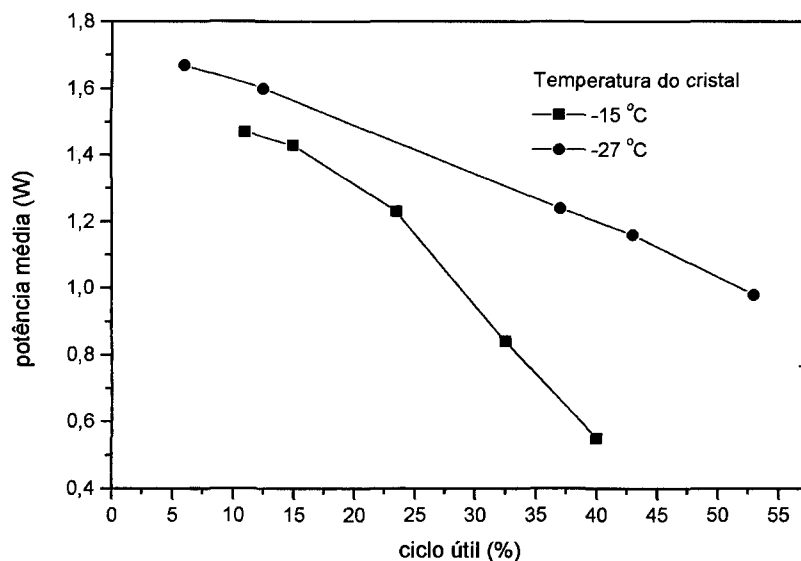


Figura 35: Potência média em função do ciclo útil do laser para duas temperaturas do cristal, com o diodo a 23°C. Potência com ciclo útil maior que 60 % não se mantém.

A variação da temperatura do diodo permite a mudança do comprimento de onda emitido da ordem de 0,3 nm/°C. Dessintonizando o diodo de forma a se afastar do pico de absorção do Tm, foi possível alcançar ciclos úteis maiores.

Como pode ser visto na Figura 36, a fim de obter maior potência, para um cristal com maior concentração de Ho, é necessária uma maior dessintonia do diodo. As dessintonias necessárias para alcançar o máximo de potência foi de 2,1 nm e 3,6 nm do pico de absorção do Tm para os cristais de 0,4 mol% e 1 mol% de Ho respectivamente.

Isto é um indicativo de que uma maior concentração de Ho diminui a eficiência do laser, indicando que o principal mecanismo de perdas para este cristal ocorre por reabsorção.

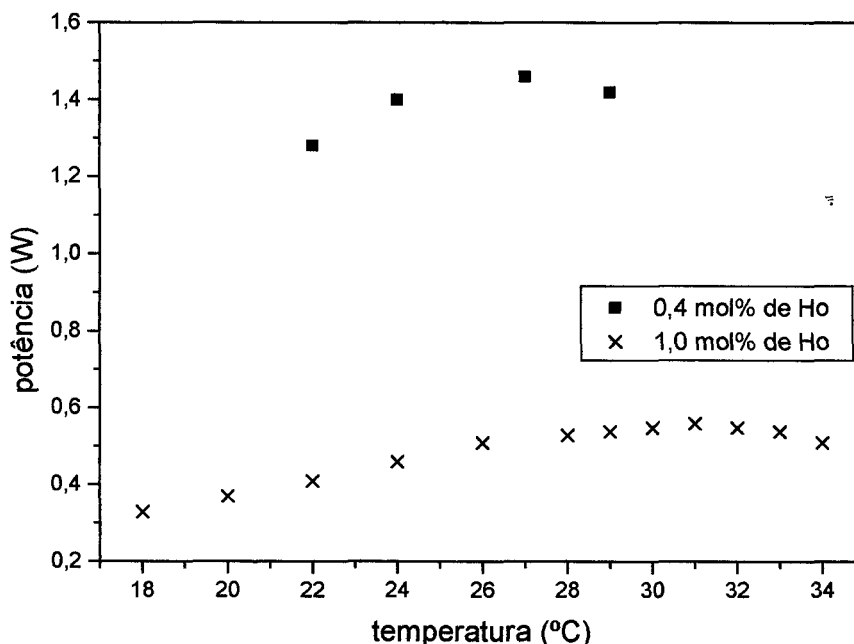


Figura 36: Potência pico para dois cristais com diferentes concentrações de Ho em função da temperatura do diodo.

Portanto, para chegar a ação laser contínua, foi necessário aumentar a temperatura do diodo até 32°C e usar o cristal com menor concentração de Ho, o que resultou em uma potência de 300 mW para 14 W de bombeamento em regime contínuo e com o cristal à temperatura de -24 °C. Dada a alta potência de bombeamento em regime contínuo, ocorreu uma fratura do cristal.

Para diminuir os problemas de carga térmica através de uma melhor distribuição do bombeamento, foi tentado um arranjo com bombeamento longitudinal pelos dois lados (

Figura 37) . Porém não se obteve potência como anteriormente, em razão da não disponibilidade de espelhos adequados em número suficiente e dos outros cristais de Ho terem menor qualidade. Durante estas últimas experiências ocorreu a quebra do diodo, inviabilizando a continuação desta pesquisa.

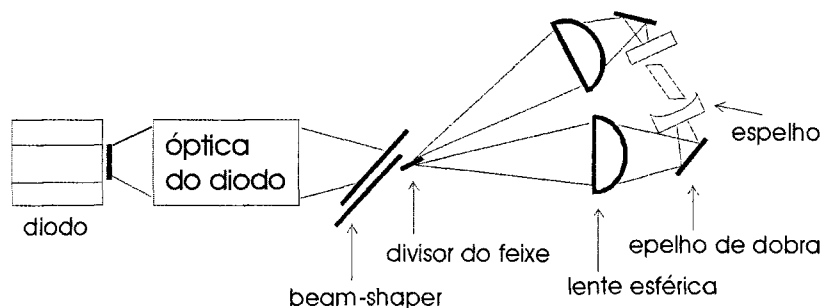


Figura 37: Esquema de um bombeamento longitudinal por dois lados.

2. Laser de Nd:YGLF

Todos os resultados obtidos nesse trabalho se mostraram sensíveis à configuração do feixe do diodo-laser. Quando o feixe de bombeamento é configurado em uma coluna, é possível obter um feixe quase circular. Porém essa configuração se mostrou menos eficiente do que um feixe de bombeamento elíptico, o qual é obtido com um feixe de 3 colunas (Figura 38). Uma maior distribuição do bombeamento no plano paralelo à base do cristal, produz uma potência do laser até 150 % maior, o que pode ser atribuído a problemas térmicos. O fator de qualidade do feixe piora muito para o uso com 3 colunas, mas isso não é importante quando são usados cristais curtos, pois nesse caso a variação da largura do feixe de bombeamento dentro do cristal não é significativa. Para obtenção de potência, a configuração de três colunas é a mais adequada, porém tal configuração favorece a formação de modos maiores.

O espelho de entrada da cavidade foi escolhido não só de forma a ter uma justaposição dos modos longitudinais e do bombeamento, mas também procurando a maior transmissão em 792 nm entre os espelhos disponíveis. Dessa forma optou-se por um espelho com raio de curvatura de 30 cm e transmissão de 95 % em 792 nm, o que estabelece um modo fundamental com *beam waist* de 200 microns.

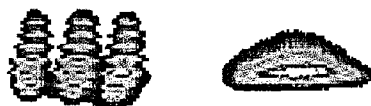


Figura 38: Imagem do feixe de bombeamento configurado em três colunas, sendo a primeira no campo próximo e a segunda no ponto de focalização.

O uso de diodo-laser é uma forma muito intensa de bombeamento, sendo comum a formação de trincas em um cristal, em razão do grande gradiente térmico estabelecido. Por essa razão, vários dos ensaios foram realizados com o diodo controlado por um gerador de função, estabelecendo um regime quase-cw, com ciclo útil de 10 % e pulsos da ordem de 5 ms. Nessa configuração é possível usar o diodo com o máximo de potência, ou seja, 20 W o que resulta em 15 W no cristal. De forma a estabelecer a melhor configuração de bombeamento, foi usado um cristal de Nd:YLF com 9 mm de comprimento e com um feixe de bombeamento de uma coluna e M^2 de 30 por 45, a máxima potência pico obtida foi de 2,2 W. Ajustando o configurador de feixe para 3 colunas, com *beam waist* de 400 por 180 μm e M^2 de 105 por 58, a potência pico chegou a 5 W.

Para os cristais menores, selecionados para obtenção de frequência única, os melhores resultados obtidos, em termos de potência, foram com o Nd:YGLF com comprimento de 2,9 mm, conforme a tabela 2. Todos os cristais usados têm altura de 2 mm e largura de 5 mm.

Tabela 2: Potência pico obtida com os diferentes meios. Feixe de bombeamento de 3 colunas, com *beam waist* de 400 por 180 μm e M^2 de 105 por 58.

<i>Cristal</i>	YGLF		GLF	
	Comprimento (mm)	2,6	2,9	2,4
Potência (W)	3,8	4,0	3,5	3,7

Os resultados com regime cw foram obtidos com o diodo a uma potência de no máximo 3 W para evitar a formação de trincas nos cristais. Nesta potência de

bombeamento não existe grande diferença na potência de saída do laser em função do número de colunas.

Como exposto anteriormente, para a obtenção de frequência única, foi usada uma configuração de bombeamento com apenas uma coluna, de forma a evitar o aparecimento de outros modos. O M^2 do feixe é de $30,2 \pm 0,7$ por $45,3 \pm 1,2$ com *beam waist* de 0,095 por 0,12 mm (Figura 39). O aspecto do feixe nos campos próximo e distante e no foco é mostrado na Figura 40.

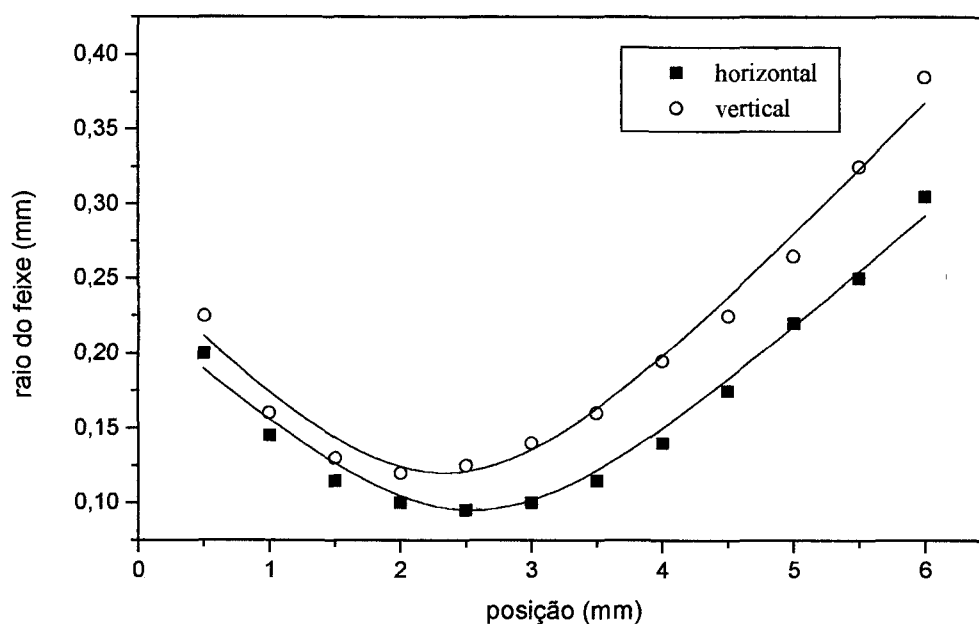


Figura 39: Raio do feixe em função da posição em seu eixo de propagação. Do ajuste, obtém-se os valores de M^2 e *beam waist* do laser de bombeamento configurado em uma coluna.



Figura 40: Sequência de imagens do feixe do diodo configurado em uma coluna, do campo distante ao próximo, após sua óptica de focalização. Estas imagens foram obtidas com uma câmera CCD.

Na Figura 41 está a potência multimodo do laser em função da potência de bombeamento, ainda para a configuração de uma coluna. O espelho de saída foi escolhido com 88 % de refletividade para o comprimento de onda do laser, o qual se mostrou mais adequado experimentalmente.

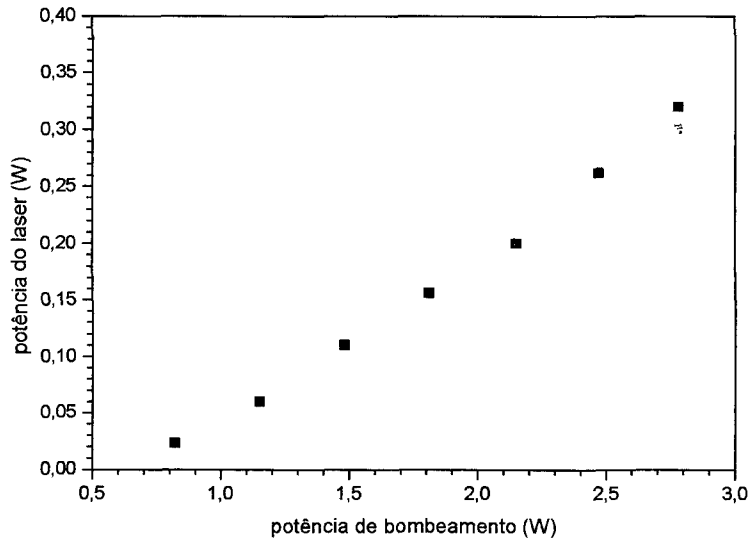


Figura 41: Potência média do laser em função da potência de bombeamento.

A cavidade é mantida com um tamanho de 12 mm e a distância entre o espelho de entrada e o ponto de incidência do feixe no cristal é de aproximadamente 2 mm, em razão do cristal se manter em ângulo de Brewster.

3. Perfil de Frequências sem Cavidade Acoplada.

De acordo com as Equações (4) e (10), a separação entre os modos longitudinais da cavidade é 6 GHz e entre os modos SHB é 15 GHz.

Para aproximadamente 3 W de potência de bombeamento, ainda sem a cavidade acoplada, surgem três frequências de *hole burning*, conforme Figura 42. Nesta figura simulamos também a curva de ganho para visualização. O modo de *hole burning* de maior intensidade está próximo ao pico de ganho conforme explicado na teoria.

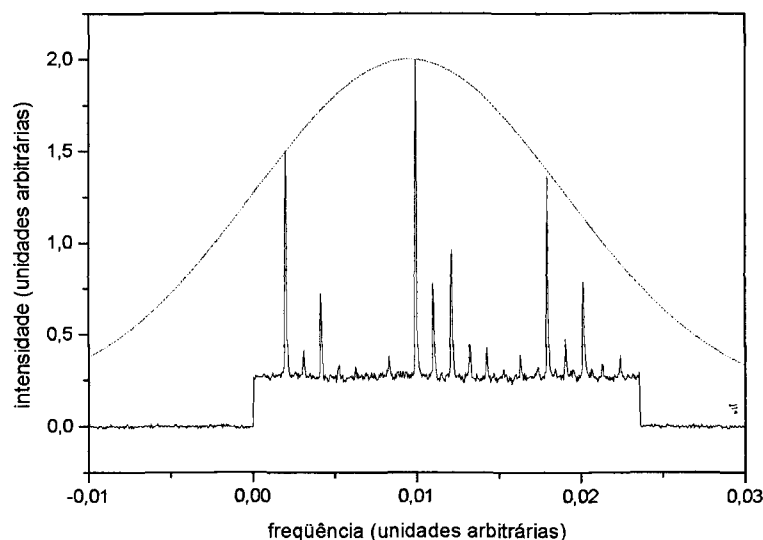


Figura 42: Varredura, sem FP, mostrando 3 frequências de SHB.

Foi possível manter a estabilidade passiva das frequências durante um período máximo de poucos minutos até que instabilidades mecânicas e térmicas interrompam o regime. Na Figura 43 foi feita uma aquisição contínua, com osciloscópio digital Tektronix, das três frequências da Figura 42 durante alguns segundos, sem a estabilização pneumática da mesa. Com a estabilização pneumática, a estabilidade foi de alguns minutos, conforme já mencionado.

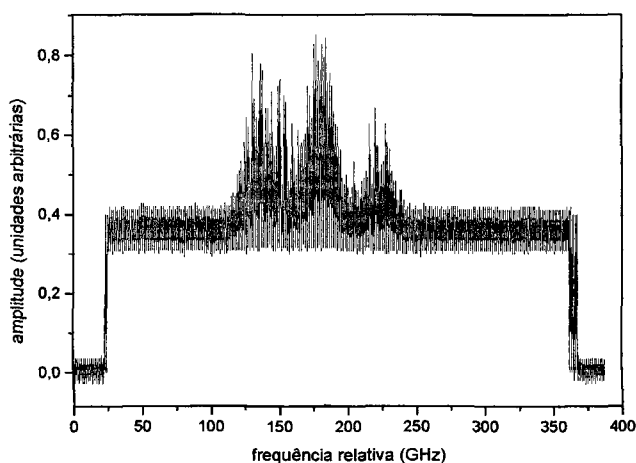


Figura 43: Modos de *hole burning* que estão casados com modos longitudinais dentro do tempo de espera de aquisição.

Uma forma de selecionar apenas uma frequência é através da diminuição da potência de bombeamento, permitindo ganho suficiente para apenas uma das frequências. Na Figura 44 está apresentada uma seqüência mostrando a dependência do número de modos em função da potência de bombeamento. Como pode ser visto, este método de operação permite apenas baixas potências de saída para uma única frequência.

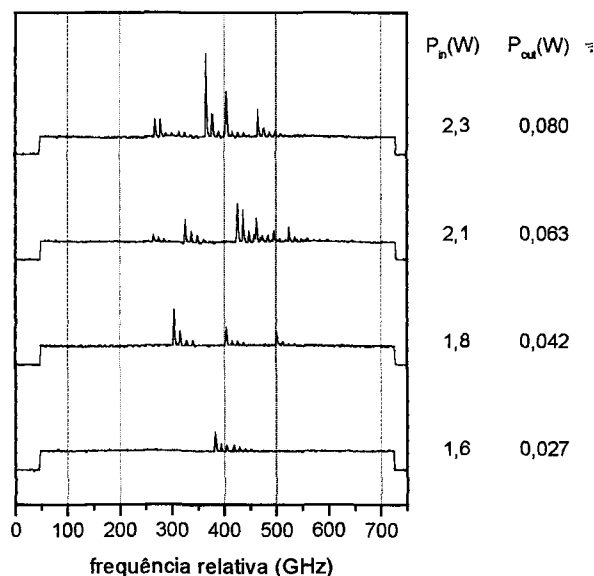


Figura 44: Dependência do número de modos laser em relação à potência de bombeamento. P_{in} é a potência de bombeamento e P_{out} é a potência de saída.

4. Frequência Única com Cavityde Acoplada.

Conforme já mencionado, a refletividade ideal para o espelho de saída é em torno de 88%. Por este motivo foi escolhido um conjunto de espelhos cuja refletividade efetiva máxima estivesse ao redor deste valor. O FP é formado por dois espelhos planos com refletividades de 70 e 48 %, com perfil de refletividade efetiva conforme Figura 45.

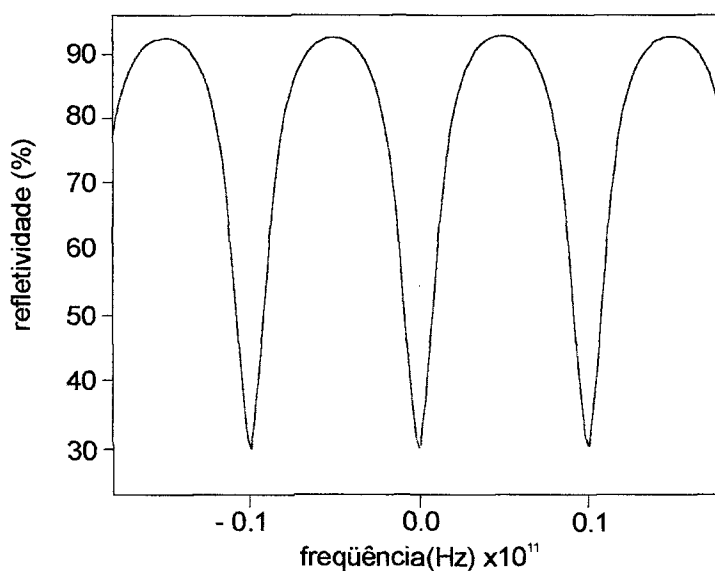


Figura 45: Perfil de refletividade efetiva de um FP com dois espelhos planos com refletividades de 70 e 48 %.

Com a separação de 50 microns entre os espelhos do FP, a separação entre os máximos de refletividade é de 3000 GHz, portanto é possível incluir todo o espectro no largo máximo de refletividade do FP, como mostra a Figura 46.

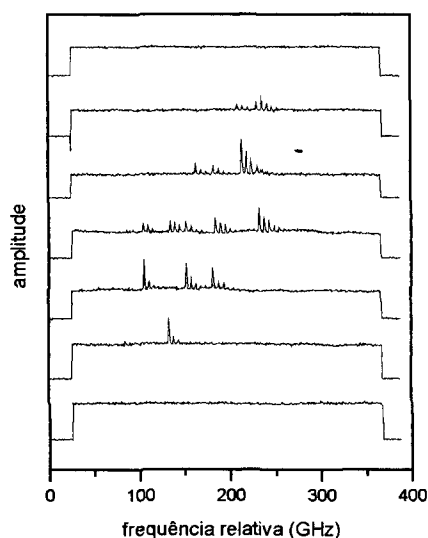


Figura 46: Varredura do tamanho do FP com máximo de refletividade largo e potência de bombeamento de 2,6 W . Podem ser vistas até quatro frequências de *hole burning*.

Os resultados seguintes foram obtidos variando-se o tamanho da distância entre os espelhos do FP através do piezelétrico. Na Figura 47 e na Figura 48 estão os resultados para uma variação de menos de um micron, sendo que no primeiro caso a variação é feita em torno da distância total de 1 mm entre os espelhos do FP e no segundo caso, 2 mm.

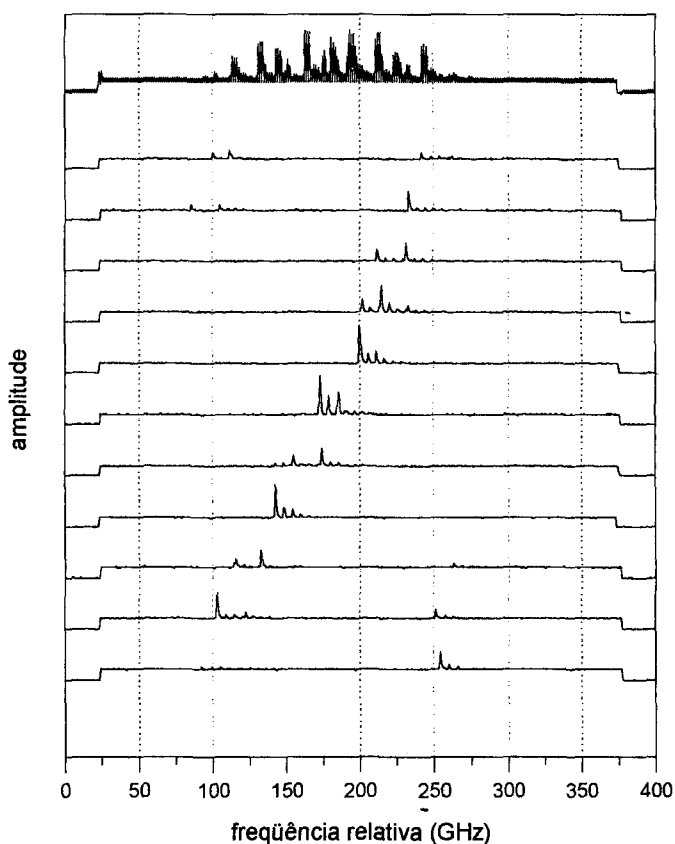


Figura 47: Espelhos do FP com 1 mm de separação, portanto, com FSR igual a 150 GHz. A primeira curva é uma aquisição contínua durante a variação da distância entre os espelhos do FP e as curvas seguintes são aquisições para diferentes distâncias, sempre dentro de um intervalo de variação da separação entre os espelhos do FP de menos de 1 micron.

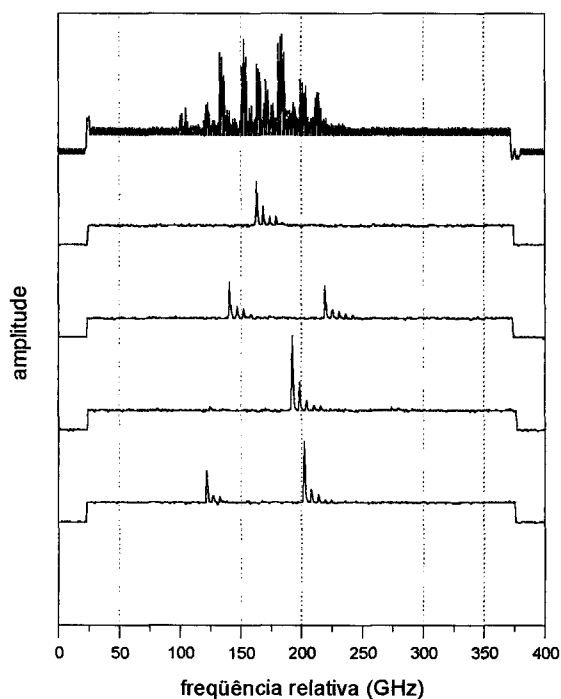


Figura 48: Mesma procedimento de aquisição de dados da figura anterior, porém com os espelhos do FP com 2 mm de separação, portanto, com FSR igual a 75 GHz.

A saída do laser tem a propagação mostrada na Figura 49 e o perfil no foco conforme Figura 50. O M^2 para a direção horizontal é $1,00 \pm 0,04$ (lembrando que apenas valores maiores que um são consideráveis) e para a vertical é $1,06 \pm 0,05$. O *beam waist* é $75 \mu\text{m}$ para a horizontal e $73 \mu\text{m}$ para a vertical. Para esta medida foi usada uma lente esférica biconvexa de 63 mm de distância focal, a 21 cm do espelho de saída do laser.

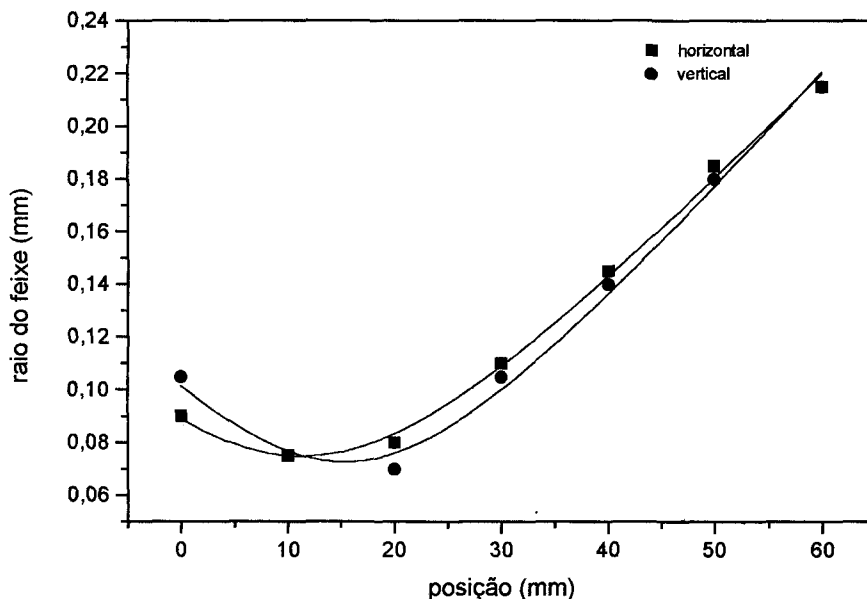


Figura 49: M^2 e *beam waist* do laser.



Figura 50: Imagem do laser obtido.

A Figura 51 mostra a sintonia em torno de 200 GHz mantendo frequência única. Para obter este resultado, que contempla alta potência e frequência única ao mesmo tempo, foi escolhida primeiro uma frequência através do ajuste do FP. Em seguida, é controlado o comprimento da cavidade principal com o micrômetro piezelétrico. Este controle serve para que apenas um modo SHB coincida com um modo longitudinal. Desta maneira, foi possível diminuir de 3 frequências de *hole burning* para apenas uma.

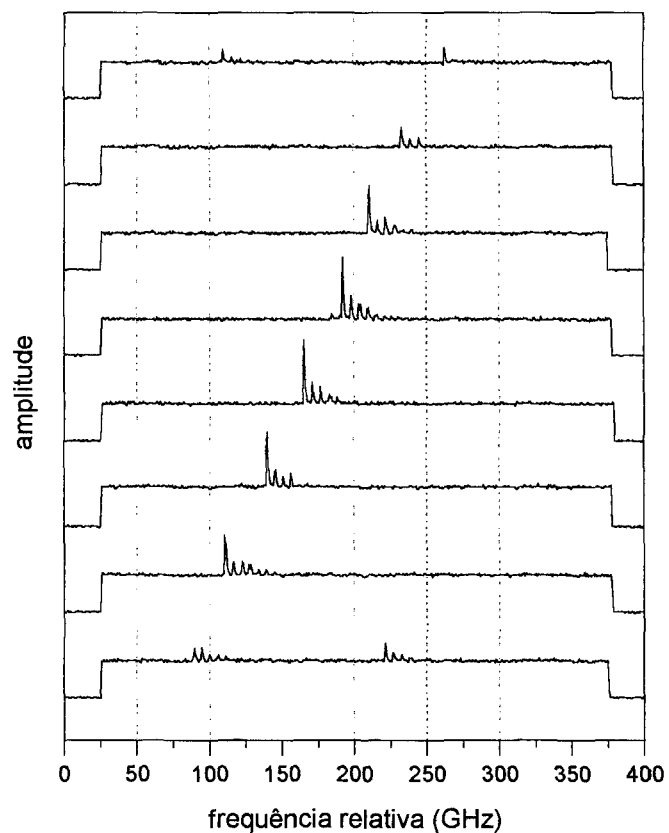


Figura 51: Sintonia mantendo uma única frequência.

O melhor resultado obtido com frequência única, em termos de potência, foi de 200 mW (Figura 52), com bombeamento de 2,8 W.

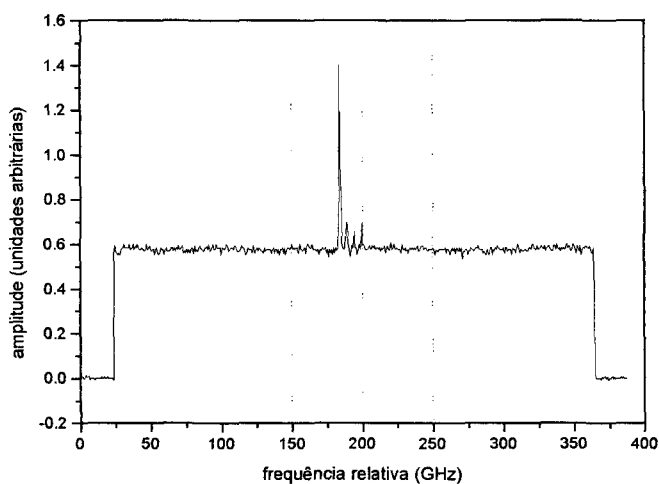


Figura 52: Imagem de uma única frequência.

Capítulo VIII

Considerações Finais

No desenvolvimento do laser de Tm,Ho:YLF foi obtido um laser com operação quase contínua, emitindo em 2,06 microns, com potência pico de 2,2 W e com potência contínua de 300 mW a baixa temperatura, sendo a potência de bombeamento de 14 W. A série de resultados comprovou o problema de reabsorção e mostrou um possível caminho que é o bombeamento pelos dois lados.

A ação laser obtida com o cristal inédito Nd:YGLF emitindo em 1,05 microns mostrou seu potencial para ser usado em versões mais amplamente dopadas. Teoricamente, este cristal permite maior concentração de dopante e portanto é bem adequado para o uso na técnica de microchip. Apesar de sua potência ter sido inferior a do Nd:YLF testado, há de se considerar que os resultados não são conclusivos, por terem sido comparadas poucas amostras de cada cristal, podendo a diferença de eficiência ter sido causada por diferenças na qualidade do cristal e por diferenças na dopagem com neodímio.

Foi dominada a técnica de configurar o feixe de uma barra de diodos-laser para o bombeamento longitudinal através do controle da óptica de focalização e do configurador de feixe. Tal técnica permite altíssimo brilho e portanto, alta eficiência do laser.

Dentro do objetivo principal deste trabalho, foi obtida frequência única com um arranjo simples, o qual possibilitou a seleção de uma frequência e a estabilização passiva por alguns minutos. Manualmente foi possível manter a mesma frequência durante dezenas de minutos. Os resultados mostraram que não seria difícil o acréscimo de um circuito eletrônico para estabilização ativa de um modo.

Apenas com o controle micrométrico da cavidade principal e da acoplada, pôde-se investigar as possibilidades de seleção de modos. A potência máxima de saída para uma frequência única foi de 200 mW e o intervalo de sintonia foi de 200 GHz. Uma continuação natural para este trabalho seria a montagem de um arranjo com outro tipo de interferômetro, como por exemplo o de Fox-Smith, o qual traria um perfil de refletividade mais apropriado para manter a refletividade alta para os modos desejados, permitindo uma potência de saída ainda maior. Porém, ainda será necessário solucionar o problema térmico do cristal.

Anexo A

Modos em um Fabry–Perot

Por simplicidade, será considerado no desenvolvimento abaixo um etalon como um substrato transparente com duas superfícies espelhadas de igual refletividade R e sem absorção do meio. Um feixe de frequência ν incidindo no etalon é parcialmente refletido e transmitido na primeira superfície. A parte transmitida é refletida na segunda superfície e parte transmitida e assim sucessivamente. O feixe saindo do etalon é uma composição de raios com diferentes números de reflexões nas duas superfícies. Somando as amplitudes do campo elétrico dos raios transmitidos, tem-se:

$$E = E_0 t^2 \sum_{p=0}^{\infty} r^{2p} e^{pi\delta} \quad (A1)$$

onde δ é a variação da fase entre dois raios sucessivos, t é a transmissão e r a refletividade do campo elétrico nas superfícies.

A Equação A1 é uma série geométrica de razão $r^2 e^{i\delta}$, portanto:

$$E = \frac{E_0 t^2}{1 - r^2 e^{i\delta}} \quad (A2)$$

Sendo a transmitância $T = I / I_0$, onde a intensidade $I = |E|^2 = EE^*$ e I_0 é a intensidade do feixe incidente, tem-se a partir da Equação A2:

$$T = \frac{t^2}{1 - 2r^2 \cos \delta + r^4} \quad (\text{A3})$$

Sendo a refletância $R = r^2$ e a transmitância $T = t^2$, e ainda $T + R = 1$ para um meio sem absorção, a Equação A3 se torna:

$$T = \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2(\delta/2)} \quad (\text{A4})$$

Pela equação acima, verifica-se que ocorre transmissão máxima para $\sin^2 \phi = 0$. Portanto estes máximos ocorrem para $\delta/2 = p\pi$, sendo p um inteiro positivo. Pode-se concluir-se que a diferença de fase δ entre dois raios sucessivos é:

$$\delta = k2nL \cos \theta \quad (\text{A5})$$

onde L é a distância entre as duas superfícies, n o índice de refração do meio e θ o ângulo entre os raios refletidos internamente e a normal às superfícies. Portanto,

$$\delta = \frac{4\pi n \nu L \cos \theta}{c} \quad (\text{A6})$$

Para chegar às frequências correspondentes aos máximos de transmissão, é substituído $\delta/2 = p\pi$ na Equação A6:

$$\nu_p = p \frac{c}{2nL \cos \theta} \quad (\text{A7})$$

Portanto, o FSR em uma cavidade do tipo Fabry-perot é dada por:

$$\Delta \nu_{FSR} = \frac{c}{2nL \cos \theta} \quad (\text{A8})$$

Cálculo da largura de um máximo

Da Equação A4 e lembrando que $T = I / I_0$:

$$I = \frac{I_0}{1 + [4R^2 / (1 - R^2)^2] \text{sen}^2(\delta/2)} \quad (\text{A9})$$

Para se obter o valor da largura Δv_{FWHM} do pico de máxima transmissão (onde $I = I_0/2$), o denominador da equação acima deve ser igual a 2 para um deslocamento de $\Delta\delta$ do valor δ . Considerando ainda que para larguras estreitas, $\text{sen}\Delta\delta \approx \Delta\delta$ e usando a Equação A6, tem-se:

$$\Delta v_{FWHM} = \frac{c}{2nL \cos \theta} \frac{1 - R}{\pi \sqrt{R}} \quad (\text{A10})$$

Definição de finesse

A finesse compara a largura de um máximo de transmissão com a separação entre eles. No caso de um interferômetro, quanto maior a finesse, maior será a sua resolução. Ela é definida como:

$$F \equiv \frac{\Delta v_{FSR}}{\Delta v_{FWHM}} \quad (\text{A11})$$

No caso do etalon estudado acima, das Equações A8 e A10:

$$F = \frac{\pi \sqrt{R}}{1 - R} \quad (\text{A12})$$

Condições para modo único com etalon

Para que haja seleção de modos, é necessário que a distância entre os modos da cavidade (Δv_c) seja maior ou igual do que metade da largura dos picos de máximo do etalon (Δv_{FWHM}):

$$\Delta v_c \geq \frac{\Delta v_{FWHM}}{2} \quad (A13)$$

Usando a definição de finesse (Equação A11), a Equação A13 se torna:

$$\Delta v_c \geq \frac{\Delta v_{FSR}}{2F} \quad (A14)$$

Da mesma forma que a condição anterior, é necessário que a separação dos modos do etalon (Δv_{FSR}) seja maior ou igual do que a metade da largura de linha de ganho (Δv_0):

$$\Delta v_{FSR} \geq \frac{\Delta v_0}{c} \quad (A15)$$

Das Equações A14 e A15 vem a condição:

$$\frac{\Delta v_0}{2} \leq \Delta v_{FSR} \leq 2F\Delta v_c \quad (A16)$$

Sendo $L = c / 2\Delta v_c$, da Equação A16 chega-se à seguinte condição para obtenção de modo único longitudinal:

$$L \leq 2F \frac{c}{\Delta v_0} \quad (A17)$$

Portanto, o uso de um etalon aumenta de um fator $2F$ o tamanho máximo da cavidade para obtenção de modo único. Para um etalon de alta finesse, pode-se ter uma cavidade dezenas de vezes maior que um microchip.

Siglas e Nomenclatura

SHB: *spatial hole burning* (queima de buraco espacial)

FSR: *free spectral range* (separação entre modos longitudinais)

YGLF: yttrium gadolinium lithium fluoride (fluoreto de ítrio, gadolínio e lítio)

YLF: yttrium lithium fluoride (fluoreto de ítrio lítio)

YAG: yttrium aluminium garnet (granada de ítrio e alumínio)

LIDAR: light detecting and ranging (detecção e mapeamento por luz)

LED: light emitting diode (diodo emissor de luz)

FWHM: *full-width half-maximum* (largura à meia altura)

Beam shaper: configurador de feixe

Beam waist: cintura do feixe

O termo *diodo-laser* é usado preferencialmente à forma *laser de diodo*, por entender que o diodo não é um componente do laser mas forma a própria estrutura do mesmo. Sendo um termo formado por dois substantivos, com o segundo substantivo indicando uma especificação do primeiro, hifeniza-se esta forma composta. Conforme preconiza as normas vigentes, o plural desta palavra é feito flexionando-se o primeiro substantivo, pois “o segundo elemento limita ou determina o primeiro” ⁽⁶²⁾.

Índice de Figuras

Figura 1: Seleção de modos através de uma cavidade acoplada do tipo Fabry-Perot. A curva superior representa os possíveis modos. A curva inferior representa o perfil de refletividade da cavidade acoplada.....	9
Figura 2: Uma curva lorentziana.....	11
Figura 3: Esquema de arranjos com interferômetros para seleção de modos longitudinais ⁽¹²⁾ . Na coluna da direita se encontram os perfis de refletividade efetiva de cada um dos ressonadores ilustrados à esquerda: a) cavidade Fabry-Perot acoplada; b) múltiplas cavidades Fabry-Perot acopladas; c) etalon intracavidade; d) interferômetro Michelson; e) interferômetro Fox-Smith; f) interferômetro Fox-Smith modificado; g) interferômetro Di Domenico-Seidel.....	14
Figura 4: Esquema da curva de ganho do cristal, da curva de refletividade do FP e o ganho líquido.....	15
Figura 5: Dois possíveis modos longitudinais que podem obter ganho suficiente pelo efeito de SHB.....	16
Figura 6: Com o meio de ganho no meio da cavidade, um modo longitudinal próximo ao primeiro está em uma região não saturada do ganho, conforme pode ser visto na ilustração de onda estacionária no topo; com o meio de ganho em uma das extremidades, o modo que obtém ganho suficiente já não está próximo, o que é mostrado no segundo conjunto de ondas da ilustração.....	17
Figura 7: Mercado de lasers comparando a participação dos diodos-laser no total. Os valores em bilhões são as vendas anuais de lasers.....	19
Figura 8: Esquema de uma junção pn, mostrando a emissão de um fóton a partir da recombinação entre elétrons e buracos.....	20
Figura 9: Exemplos de heteroestrutura de um diodo-laser ⁽⁹⁾	21
Figura 10: Imagem do diodo usado e representação de parte da barra de diodos-laser.....	21
Figura 11: Curvas de emissão de uma lâmpada para bombeamento de Nd:YAG e a curva de absorção deste cristal.....	23
Figura 12: Esquema mostrando a possibilidade de sobreposição de modos no bombeamento longitudinal.....	24
Figura 13: Representação de um diodo-laser e sua emissão.....	25

Figura 14: Exemplos de desvio da imagem dos emissores de uma barra de diodos (<i>smile</i>).....	26
Figura 15: Óptica de correção do <i>smile</i> de uma barra de diodos.....	26
Figura 16: Representação de um configurador de feixe transformando um feixe em uma única coluna.....	27
Figura 17: Esquema bidimensional de um cristal com índice de refração de 1,5, mostrando o ângulo de incidência e propagação do feixe.....	30
Figura 18: Espectro de absorção do Nd:YLF. (a) absorção do bombeamento (792 μm); (b) transição laser (1,06 μm).....	32
Figura 19: Esquema de um laser de quatro níveis. Estão representados os níveis base (0), laser superior (1), laser inferior (2) e os de bombeamento (3), bem como as transições.	33
Figura 20: Esquema de níveis para o Tm,Ho:YLF ⁰ . (a) absorção do bombeamento (792 μm); (b) transição laser (2,06 μm).....	34
Figura 21: Variação da potência do diodo em função da corrente aplicada.....	36
Figura 22: Simulação da variação do comprimento de onda do diodo em função da temperatura.	36
Figura 23: Variação da potência máxima do diodo em relação à temperatura.	37
Figura 24: Esquema do espectro de emissão típico de um diodo-laser do tipo usado neste trabalho.	38
Figura 25: Espectro de emissão, a 25°C, do diodo-laser usado neste trabalho (curva fornecida pelo fabricante)	38
Figura 26.: Óptica de focalização. Lente cilíndricas plano-convexas 1, 2 e 3 e lente esférica biconvexa com raios de curvatura de 25 mm, 25 mm, 50 mm e 58 mm respectivamente. O configurador de feixe é colocado entre as lentes (3) e (4).....	39
Figura 27: Esquema de uma cavidade quase-hemisférica.....	39
Figura 28: <i>Beam waist</i> em função da posição dentro de uma cavidade de 1,2 cm para vários raios de curvatura do espelho de entrada.....	40
Figura 29: Raio do feixe ao longo da cavidade para diferentes comprimentos de cavidade com espelho R=20 cm.	41
Figura 30: Simulação da potência em função da refletividade do espelho de saída	42
Figura 31: Esquema da cavidade e do seletor de modos.	43
Figura 32: Os picos menores do lado direito do pico principal são reflexões do etalon de varredura de ordem maior e devem ser desconsiderados.	44
Figura 33: Amostra de uma varredura maior do que $\lambda/2$, de forma que a mesma frequência c/λ aparece duas vezes.....	44
Figura 34: Potência do laser em função da temperatura do cristal. O ciclo útil é de 10 %.....	47
Figura 35: Potência média em função do ciclo útil do laser para duas temperaturas do cristal, com o diodo a 23°C. Potência com ciclo útil maior que 60 % não se mantém.	48
Figura 36: Potência pico para dois cristais com diferentes concentrações de Ho em função da temperatura do diodo.	49
Figura 37: Esquema de um bombeamento longitudinal por dois lados.	50
Figura 38: Imagem do feixe de bombeamento configurado em três colunas, sendo a primeira no campo próximo e a segunda no ponto de focalização.....	51
Figura 39: Raio do feixe em função da posição em seu eixo de propagação. Do ajuste, obtém-se os valores de M^2 e <i>beam waist</i> do laser de bombeamento configurado em uma coluna.....	52

Figura 40: Sequência de imagens do feixe do diodo configurado em uma coluna, do campo distante ao próximo, após sua óptica de focalização. Estas imagens foram obtidas com uma câmera CCD.	52
Figura 41: Potência média do laser em função da potência de bombeamento.....	53
Figura 42: Varredura, sem FP, mostrando 3 frequências de SHB.	54
Figura 43: Modos de <i>hole burning</i> que estão casados com modos longitudinais dentro do tempo de espera de aquisição.....	54
Figura 44: Dependência do número de modos laser em relação à potência de bombeamento. P_{in} é a potência de bombeamento e P_{out} é a potência de saída.....	55
Figura 45: Perfil de refletividade efetiva de um FP com dois espelhos planos com refletividades de 70 e 48 %.....	56
Figura 46: Varredura do tamanho do FP com máximo de refletividade largo e potência de bombeamento de 2,6 W . Podem ser vistas até quatro frequências de <i>hole burning</i>	56
Figura 47: Espelhos do FP com 1 mm de separação, portanto, com FSR igual a 150 GHz. A primeira curva é uma aquisição contínua durante a variação da distância entre os espelhos do FP e as curvas seguintes são aquisições para diferentes distâncias, sempre dentro de um intervalo de variação da separação entre os espelhos do FP de menos de 1 micron.....	57
Figura 48: Mesma procedimento de aquisição de dados da figura anterior, porém com os espelhos do FP com 2 mm de separação, portanto, com FSR igual a 75 GHz.	58
Figura 49: M^2 e <i>beam waist</i> do laser.	59
Figura 50: Imagem do laser obtido.	59
Figura 51: Sintonia mantendo uma única frequência.	60
Figura 52: Imagem de uma única frequência.	60

Notas Bibliográficas

-
- ¹ M E Tobar, T Suzuki, K Kuroda, "Detecting free-mass common-mode induced by incident gravitational waves", *Physical Review D* 59, 102002 (1999)
- ² B Bhawal, "Real-time simulation of interferometric gravitational wave detectors involving moving mirrors", *Journal of the Optical Society of America A* 15 (1), 120-143 (1998)
- ³ I d Westbrook, I D Henning, A W Nelson, P S Philip, "Spectral properties of strongly coupled 1.5 micro m DFB laser diodes", *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE 21 (6), 512-519 (1985)
- ⁴ R W P Drever, J L Hall, F V Kowalsky, J Hough, G M Ford, A J Munley, H Ward, "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator", *Applied Physics B* 31, 97-105 (1983)
- ⁵ B C Young, F C Cruz, W M Itano, J C Bergquist, "Visible lasers with subhertz linewidths", *Physical Review Letters* 82 (19), 3799-3802 (1999)
- ⁶ R M Huffaker, P A Reveley, "Solid-state coherent laser radar wind field measurement systems", *Pure applied Optics* 7, 863-873 (1998)
- ⁷ T M Taczak, D K Killinger, "Development of a tunable, narrow-linewidth, cw 2.066- μm Ho:YLF laser for remote sensing of atmospheric CO₂ and H₂O", *Applied Optics* 37 (36), 8460-8476 (1998)
- ⁸ A L Schawlow, C H Townes, "Infrared and optical masers", *Physical Review* 112 (6), 1940-1949 (1959)
- ⁹ C C Davis, *Lasers and Electro-optics: Fundamentals and Engineering*, capítulo 7, Cambridge University Press 1996

-
- ¹⁰ R A McFarlane, W R Bennett, W E Lamb, "Single mode tuning dip in the power output of an He-Ne optical maser", *Applied Physics Letters* 2 (10) 189-190 (1963)
- ¹¹ N U Wetter, "Three-fold effective brightness increase of laser diode bar emission by assentment and connective of diode array curvature", *Optics and Laser Technology* 33 (3), 181-187 (2001)
- ¹² P W Smith, "Mode selection in lasers", *Proceedings of the IEEE*, 60 (4), 422-442 (1972)
- ¹³ D A Kleinman, P P Kisliuk, "Discrimination against unwanted orders in a Fabry-Perot resonator", *Bell Syst. Techn. Journal* 41, 453-462 (1962)
- ¹⁴ J J Zayhowski, "Microchip lasers", *Optical Materials* 11, 255-267 (1999)
- ¹⁵ E Molva, "Microchip lasers and their applications in optical microsystems", *Optical Materials* 11, 289-299 (1999)
- ¹⁶ J J Zayhowski, A Mooradian, "Single-frequency microchip Nd lasers", *Optics Letters* 14 (1), 24-26 (1989)
- ¹⁷ F F Heine, G Huber, "Tunable single frequency thulium:YAG microchip laser with external feedback", *Applied Optics* 37 (15), 3268-3271 (1998)
- ¹⁸ T J Kane, L.R. Byer, "Monolithic, unidirectional, single-mode Nd:YAG ring laser", *Optics Letters* 10 (2), 65-67 (1985)
- ¹⁹ W Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, 4^a edição, Springer-Verlag 1996
- ²⁰ W A Clarkson, A B Neilson, D C Hanna, "Unidirectional operation of ring lasers via the acoustooptic effect", *IEEE Journal of Quantum Electronics* 32 (2), 311-325 (1996)
- ²¹ V P Kozich, S M Klebcha, V A Orlovich, "Single-mode single-frequency laser with a self-filtering unstable cavity", *Quantum Electronics* 29 (4), 334-336 (1999)
- ²² S Taccheo, P Laporta, S Longhi, O Svelto, C Svelto, "Diode-pumped bulk erbium-ytterbium lasers", *Applied Physics B* 63, 425-436 (1996)
- ²³ S A Babin, S V Khorev, "Selection of longitudinal laser modes by a nontilted intracavity Fabry-Perot etalon". *Quantum Electronics* 29 (4), 324-328 (1999)
- ²⁴ A I Ritus, "Fabry-Perot interferometer as laser modulator and controlled-reflectivity mirror", *Quantum Electronics* 23 (2), 169-171 (1993)

-
- ²⁵ C Pedersen, P L Hansen, T Skettrup, P Buchhave, "Diode-pumped single-frequency Nd:YVO₄ laser with a set of coupled resonators", *Optics Letters* 20 (12), 1389-1391 (1995)
- ²⁶ T Yokozawa, J Izawa, H Hara, "Mode control of a Tm:YLF microchip laser by a multiple resonator", *Optics Communications* 145, 98-100 (1998)
- ²⁷ M Keselbrener, S Ruschin, "Interferometric variable reflectivity", *Optical Materials* 8, 157-160 (1997)
- ²⁸ D J Binks, D K Ko, L A W Gloster, T A King, "Pulsed single mode laser oscillation in a new coupled cavity design", *Optics Communications* 146, 173-176 (1998)
- ²⁹ J Izawa, H Nakajima, H. Hara e Y. Arimoto, "A tunable and longitudinal mode oscillation of a Tm,Ho:YLF microchip laser using a external etalon", *Optics Communications* 180, 137-140 (2000)
- ³⁰ A Yariv, *Quantum Electronics*, 3^o edição, John Wiley & Sons, Inc 1989
- ³¹ K J Kuhn, *Laser Engineering*, capítulo 5, Prentice-Hall Inc 1998
- ³² K M Abramski, D R Hall, "Frequency stabilisation of lasers", *The Physics and Technology of Laser Resonators*, editado por D.R. Hall e P.E. Jackson, IOP Publishing Ltd 1989
- ³³ O Svelto, *Principles of Laser*, capítulo 4, 4^o edição, Plenum Press 1998
- ³⁴ F X Kärtner, B Braun, U Keller, "Continuous-wave mode-locked solid-state lasers with enhanced spatial hole burning", *Appl.Phys. B, Lasers and Optics*, B61, 569-579 (1995)
- ³⁵ N D Vieira Jr, L F Mollenauer, "Single-frequency, single-knob tuning of a cw color center laser", *IEEE J. Quantum Electr.* QE-21 (3), 195-201 (1985)
- ³⁶ J J Zayhowski, "Limits imposed by spatial hole burning on the single-mode operation of standing-wave laser cavities", *Optics Letters* 15 (8), 431-433 (1990)
- ³⁷ J J Zayhowski, "The effects of spatial hole burning and energy diffusion on the single-mode operation of standing-wave lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics* 26 (12), 2052-2057 (1990)
- ³⁸ B Braun, K J Weingarten, F.X. Kärtner e U. Keller, "Continuous-wave mode-locked solid-state lasers with enhanced spatial hole burning", *Appl. Phys. B* 61, 429-437 (1995)

-
- ³⁹ R Steele, "The laser marketplace 2000 – part II: diode lasers", *Laser Focus World* 36 (2), 52-27 (2000)
- ⁴⁰ E. Kapon, "Semiconductor diode lasers theory and techniques", *Handbook of Solid-State Lasers*, editado por P K Cheo, Marcel Dekker, Inc., 1989
- ⁴¹ L Figueroa, "High-power semiconductor lasers", *Handbook of Solid-State Lasers*, editado por P K Cheo, Marcel Dekker, Inc., 1989
- ⁴² N M Johnson, A.V. Nurmikko, S.P. DenBaars, "Blue diode lasers", *Physics Today* 53(10), 31-36 (2000)
- ⁴³ W T Silfvast, *Laser Fundamentals*, Cambridge University Press 1996
- ⁴⁴ A Agnesi e G Reali, "Development of medium power, compact, all-solid-state lasers", *Revista del Nuovo Cimento* 21 (4), 1-32 (1998)
- ⁴⁵ Th Graf, J E Balmer, "High-power Nd:YLF laser end pumped by a diode-laser bar", *Optics Letters* 18, 1317-1319 (1993)
- ⁴⁶ S Yamaguchi, T Kobayashi, Y Saito, and K Chiba, "Collimation of emissions from a high power multistriple laser-diode bar with a multiprism array coupling and focusing to a small spot", *Optics Letters* 20, 898-900 (1995)
- ⁴⁷ W A Clarkson e D C Hanna, "Efficient Nd:YAG laser end pumped by a 20-W diode-laser bar", *Optics Letters* 21 (12), 869-871 (1996)
- ⁴⁸ M W Sasnett, "Propagation of multimode laser beams – the M^2 factor", *The Physics and Technology of Laser Resonators*, editado por D.R. Hall e P.E. Jackson, IOP Publishing Ltd 1989
- ⁴⁹ I M Ranieri, "Crescimento de cristais de $\text{LiY}_{(1-x)}\text{TR}_x\text{F}_4:\text{Nd}$ (TR= Lu ou Gd) para aplicações ópticas", tese de doutorado IPEN 2001
- ⁵⁰ G R Fowles, *Introduction to Modern Optics*, 2ª edição, Dover Publications 1975
- ⁵¹ X X Zhang, A B Villaverde, M Bass e B H T Chai, "Spectroscopy and laser performance of Nd doped gadolinium lithium fluoride", *Journal of Applied Physics* 74(2), 790-796 (1993)
- ⁵² I M Ranieri, K Shimamura, K Nakano, T Fujita, L C Courrol, S P Morato, T Fukuda, "Growth and characterization of $\text{LiGd}_{1-x-y}\text{Y}_x\text{Nd}_y\text{F}_4$ single crystals", *Journal of Crystal Growth* 217 (1-2), 145-150 (2000)
- ⁵³ E Snitzer, "Optical maser action of Nd^{+3} in a barium crown glass", *Physical Review Letters* 7 (12), 444-446 (1961)

⁵⁴ Y Kalisky, "New trends in lasers and laser crystals", *Optical Materials* 13, 135-139 (1999)

⁵⁵ L C Courrol, E P Maldonato, L Gomes, N D Vieira Jr, I M Ranieri, S P Morato, "Diode pumping Nd-laser efficiency limitations due to up-conversion processes in Nd:YLF and Nd:GLF", *Optical Materials* 14, 81-90 (2000)

⁵⁶ H. Hemmati, "2.07- μm cw diode-laser-pumped Tm,Ho:YLiF₄ room-temperature laser", *Optics Letters* 14 (9), 435-437 (1989)

⁵⁷ N P Barnes, W J Rodriguez, B M Walsh, "Ho:Tm:YLF laser amplifiers", *Journal of the Optical Society of America B* 13 (12), 2872-2882 (1996)

⁵⁸ G Rustad, K Stenersen, "Modeling of laser-pumped Tm and Ho lasers accounting for upconversion and ground-state depletion", *IEEE Journal of Quantum Electronics* 32, 1645-1656 (1996)

⁵⁹ C A Morrison e R P Leavitt, *Handbook on the Chemistry and Physics of Rare Earths*, North-Holland Publishing Co., 1982

⁶⁰ N U Wetter, P S F de Matos, "QCW - Tm:Ho:YLF laser pumped by a 20 W diode bar using a two mirror beam shaper", *Revista de Física Aplicada e Instrumentação* 13 (4), 83-85 (1998)

⁶¹ P S F de Matos, N U Wetter, "Continuous wave diode-pumped Tm:Ho:YLF laser", *Anais do XXIII Encontro Nacional da Matéria Condensada*, 2000

⁶² D P Cegalla, *Novíssima Gramática da Língua Portuguesa*, Editora Nacional 2000