

Dissertação de mestrado

Universidade Estadual de Campinas

Instituto de Física Gleb Wataghin

Desenvolvimento de um laser de Nd:YLF bombeado por diodo laser e duplicado em frequência para 657 nm.

Mayerlin Nuñez Portela

Orientador

Prof. Dr. Flavio Caldas da Cruz

Este exemplar corresponde à redação final da tese Dissertação de Mestrado defendida pela aluna Mayerlin Nuñez Portela e aprovada pela Comissão Julgadora.

Campinas, 21 de Agosto 2009.



**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

N922d Nuñez Portela, Mayerlin
Desenvolvimento de um laser de Nd:YLF bombeado por diodo laser e duplicado em frequência para 657 nm / Mayerlin Nuñez Portela. -- Campinas, SP : [s.n.], 2009.

Orientador: Flavio Caldas da Cruz.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Lasers do estado solido. 2. Geração de segundo harmônico. 3. Relógio atômico ótico. I. Cruz, Flávio Caldas da. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

(vsv/ifgw)

- **Título em inglês:** Development of a diode pumped Nd:YLF laser, frequency doubled to 657 nm
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
 1. Solid state lasers
 2. Second harmonic generation
 3. Optical atomic clock
- **Área de Concentração:** Física Atômica e Molecular
- **Titulação:** Mestre em Física
- **Banca examinadora:**
Prof. Flavio Caldas da Cruz
Prof. Marcelo Martinelli
Prof. Daniel Pereira
- **Data da Defesa:** 24-06-2009
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **MAYERLIN NUÑEZ PORTELA – RA 069830** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 24 / 06 / 2009.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz - Orientador da Candidata
DEQ/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Marcelo Martinelli – IF/USP

Prof. Dr. Daniel Pereira - DEQ/IFGW/UNICAMP

Para meu Pai
minha Mãe
meu irmão.

Agradecimentos

Ao meu orientador, professor Flávio, pela orientação, a paciência e o apoio nas diferentes etapas de este trabalho.

Ao Prof. Dr. Niklaus Wetter, Centro de Lasers e Aplicações - IPEN/SP , pelas dicas certas nos momentos mais importantes do trabalho e pelo empréstimo de vários equipamentos. A Fabiola (IPEN) e ao Prof. Jean-Jacques Zondy pelos testes feitos com o cristal de Nd:YLF.

Ao pessoal do Grupo de Lasers e Aplicações. Em especial a Giovana por ter a paciência para me ensinar a trabalhar com lasers, a Larissa pela alegria, ao Marcos pela colaboração na parte de eletrônica. A minha irmãzinha carioca, Silvânia, pelo suporte nos momentos mais difíceis, pela amizade incondicional e pelas muitas risadas que compartilhamos no laboratório. Ao Joseph pela incrível amizade, pela colaboração nas diferentes fases de meu trabalho e por escutar. Silvânia e Joseph trabalhar juntos foi a melhor parte de meu trabalho no laboratório, obrigada mesmo, vocês estão no meu coração.

Um especial agradecimento ao Joãozinho, técnico de mecânica de precisão do GLA no DEQ, sua ajuda foi vital para este trabalho.

Sem dúvida, devo agradecer a meus amigos, aqueles que não me deixaram desistir, que estiveram comigo incondicionalmente nos últimos meses, que me ensinaram a ser forte e lutar. Agora parece que vou ser mestre mesmo.

Quero agradecer a todos meus amigos da APGF, especialmente aos nordestinos, Marcelo, Lino, Lenilson, Daniel, Samir, Karl, pela amizade, as cervejas e o carinho que me brindaram sempre, por aceitar meu carinho e por me ensinar tantas coisas do Brasil. Por sua causa agora sou 90% Colombiana e 10% Brasileira.

A los colombianos, mis amigos e colegas. Yovanny, crianzinha (William), Augusto, Angela, tontico (Andres), Alex, Miguel, Harley y todos. Mas que amigos fueron mi familia por estos lados, gracias por su apoyo y su amistad incondicional.

A minhas amigas, Bartira, Silvânia, Martha, Bela, Maya. Pela confiança mútua, pelas noites de fofoca e sorvete, pelos conselhos, por estar comigo nas horas certas, por serem meus anjos nos momentos mais difíceis.

Ao pessoal da minha casa, Kivia, Paty, Debora, Gustavo, por fazer-me sentir como em casa, pelas muitas noites de conversa, as capitais dos estados do Brasil, a amizade e o carinho que sempre me brindaram.

Fidel, se não fosse por ti não estaria aqui. Contigo aprendi muitas coisas e sem ti muitas outras. Obrigada.

A mi papá, por ser mi amigo, por apoyarme en todas mis decisiones, por creer en mi, por animarme siempre. Este trabajo es para ti papá. A mi mami, por el amor que siempre esta dispuesta a brindarme, por sus innumerables consejos. A mi negro, por ser mi hermano y estar conmigo siempre. Caro y Diana, gracias por estar ahí.

Ao apoio financeiro das agências, Fapesp, CNPq e Faepex-Unicamp.

Resumo

Os relógios atômicos são usados na atualidade em um grande número de aplicações científicas e tecnológicas que vão desde experimentos de relatividade e determinação de constantes fundamentais, até sistema de navegação (GPS) e telecomunicações. A próxima geração de relógios atômicos de alta precisão estará baseada em transições ópticas de átomos frios. Neste trabalho foi desenvolvido um laser de estado sólido de Nd:YLF bombeado por um laser de diodo e duplicado em frequência em 657 nm. Este sistema é proposto como oscilador local em um relógio atômico óptico baseado em átomos de cálcio. Comparado com os lasers de diodo, este apresenta uma potência maior no vermelho, um ruído de frequência e amplitude menores e a possibilidade de transferência remota usando fibras ópticas no comprimento de onda fundamental de 1314 nm. Duplicação em frequência intra-cavidade é feita usando um cristal de BiBO, com superfícies anti-refletoras, e com um casamento de fase crítico tipo I à temperatura ambiente. Uma potência de 270 mW na saída do vermelho foi obtida para uma potência de bombeamento de 11.6 W.

Abstract

Atomic clocks are used today in a number of scientific and technological applications, ranging from tests of relativity, or variations of fundamental constants, to the use in navigation and telecommunication. The next generation of such high precision devices will be based on optical transitions of suitable laser cooled and trapped atoms. In this work we describe a frequency-doubled, diode-pumped solid-state Nd:YLF ring laser emitting at 657 nm, proposed as a local oscillator in an optical atomic clock based on laser cooled and trapped calcium atoms. Compared to diode lasers, its main advantages include higher power, less intrinsic frequency noise, and the possibility of remote transfer in optical fibers using the fundamental light at 1314 nm. Frequency doubling is performed inside the cavity using a 10 mm long AR-coated BiBO crystal, under type I, critical phase-matching at room temperature. Red output power of 270 mW was achieved for 11.6 W of pumping power.

Sumário

1	Introdução	1
2	O laser de Nd:YLF duplicado em frequência em 657 nm	5
2.1	Introdução: Princípios gerais de lasers	5
2.2	Bombeamento óptico por laser de diodo	7
2.2.1	Caracterização do laser de bombeamento	8
2.2.2	Eficiência	13
2.3	Projeto óptico	16
2.3.1	Cavidade óptica	16
2.3.2	O meio de ganho: Nd:YLF	22
2.3.3	Obtendo oscilação em uma única frequência	27
2.3.4	Geração de segundo harmônico	32
3	Resultados Experimentais	39
3.1	Caracterização do cristal de Nd:YLF	40
3.2	Caracterização do laser duplicado em frequência	43
3.2.1	Espectros e curvas de potência	43
3.2.2	Medição do ruído de amplitude do laser	48
4	Conclusões e perspectivas	52
A	Laser de Nd:YAG duplicado em frequência	54

B	Características dos elementos ópticos da cavidade	56
C	Trabalhos em congressos	60

Lista de Figuras

1.1	Diagrama básico do relógio atômico óptico [7].	2
1.2	Diagrama de níveis de energia para átomos neutros de cálcio. Observa-se a transição de esfriamento $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ e aprisionamento assim como a transição de relógio atômico $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$	3
2.1	Montagem do laser de diodo de referência LIMO30-F200-DL808.	8
2.2	Potência de saída do laser de diodo em função da corrente nos diodos para diferentes temperaturas.	9
2.3	Espectros de emissão do laser de diodo para diferentes correntes a uma temperatura constante de 13°C.	10
2.4	Variação do comprimento de onda do laser de diodo com a corrente para uma temperatura de 13°C.	11
2.5	Variação do comprimento de onda do laser com a temperatura para uma corrente de 17A.	11
2.6	Potência absorvida pelo cristal de Nd:YLF em função da temperatura dos diodos para uma corrente constante de 10A.	12
2.7	Medida da lente térmica do cristal de Nd:YLF com laser (símbolos abertos) e sem laser (símbolos fechados) reportada por Hardaman <i>et. al.</i> [28].	16
2.8	Cavidade óptica em anel do laser de Nd:YLF duplicado em frequência pelo cristal não linear BiBO. M1: espelho de entrada, M3-M4: espelhos de saída.	19
2.9	Imagem equivalente da cavidade óptica	20

2.10	Curva de estabilidade da cavidade óptica em anel sem o cristal duplicator. $\omega(\mu m)$: cintura do feixe entre os espelhos curvos, d : distancia entre os espelhos M3 e M4.	21
2.11	Esquerda: Esquema de três níveis onde a transição laser termina no estado fundamental. Centro: sistema de quatro níveis onde a população do nível 1 diminui rapidamente para manter a IP. Direita: sistema de quase três níveis onde o estado 1 apresenta uma população em equilíbrio térmico.	23
2.12	Diagrama de níveis dos íons de Nd^{3+} no cristal YLF.	25
2.13	Espectro de absorção do cristal de Nd:YLF [34].	26
2.14	Espectro de emissão do cristal de Nd:YLF entre 1300nm e 1400nm, para as duas polarizações π (superior) e σ (inferior) [19].	27
2.15	Funcionamento do diodo óptico	29
2.16	Funcionamento de um <i>etalon</i>	30
2.17	Seleção de uma única frequência utilizando <i>etalon</i> [38].	31
2.18	Esquema do laser de Nd:YLF duplicado em frequência para 657 nm operando em <i>single-frequency</i>	32
2.19	Elipsóide dos índices de refração num cristal não isotrópico uniaxial. . .	35
2.20	Condição de casamento de fase crítico usando a elipsóide dos índices de refração.	36
2.21	Eficiência de conversão em função da cintura de feixe no cristal em 1321 nm para dois cristais BiBO e LBO de 10 mm de comprimento. As curvas sólidas mostram os resultados teóricos [22].	38
3.1	Montagem experimental do laser de Nd:YLF duplicado em frequência usando um cristal de BiBO.	39
3.2	Espectro de fluorescência do cristal de Nd:YLF no infravermelho próximo com o laser de 1314 nm funcionando (amarelo) e sem laser (azul). . . .	41

3.3	Montagem feita para obter um laser de infravermelho usando um espelho plano e um espelho de $R = 10$ cm.	42
3.4	Espectro de fluorescência do cristal de Nd:YLF no infravermelho (vermelho). Espectro do laser de Nd:YLF construído com dos espelhos (azul). Espectros tomados com o espectrômetro OSA	42
3.5	Espectro do laser vermelho gerado pela cavidade nas duas polarizações medido com o espectrômetro de baixa resolução Ocean-Optics.	44
3.6	Potência de saída do vermelho em função da potência do laser de bombeamento para as duas polarizações do laser.	45
3.7	Potência de saída do 657 nm em função da potência do laser de bombeamento variando a temperatura dos diodos.	45
3.8	Espectro do laser vermelho quando saturamos o espectrômetro Ocean-Optics.	48
3.9	Montagem experimental usada para medir o ruído de amplitude do laser vermelho.	48
3.10	Espectro de ruído do laser vermelho na faixa de 10 kHz até 1 MHz. Na esquerda temos o ruído do fotodetector e na direita temos o sinal do ruído do fotodetector e o laser vermelho juntos.	49
3.11	Vista detalhada do espectro de ruído do laser vermelho na faixa de 10 kHz até 100 kHz. Na esquerda temos o ruído intrínseco do analisador de espectro e na direita temos os dois sinais, analisador e laser, juntos. . .	50
3.12	Espectro de ruído de amplitude do laser vermelho na faixa de MHz. O pico em 336 MHz corresponde ao batimento dos diferentes modos de oscilação do laser.	51
3.13	Espectro de ruído de amplitude do laser vermelho na faixa de 300 MHz até 700 MHz. Observam-se a separação entre o batimento dos diferentes modos da cavidade óptica.	51

A.1	Cavidade linear para um laser de Nd:YAG duplicado em frequência para gerar verde.	55
B.1	Transmissão dos espelhos planos para diferentes comprimentos de onda.	57
B.2	Reflexão dos espelhos planos no infravermelho próximo.	57
B.3	Transmissão dos espelhos curvos para diferentes comprimentos de onda.	58
B.4	Reflexão dos espelhos curvos entre 600 nm e 800 nm.	58
B.5	Reflexão das superfícies do cristal de Nd:YLF no infravermelho próximo.	59
B.6	Reflexão das superfícies do cristal de BiBO no infravermelho próximo. .	59

Lista de Tabelas

2.1	Especificações do laser de diodo	9
2.2	Eficiência na transferência de energia para o laser de Nd:YLF	14
2.3	Propriedades mecânicas e térmicas do Nd:YLF. c é eixo cristalino (polarização π), a é perpendicular a c (polarização σ)	24
2.4	Características das transições no cristal de Nd:YLF	26
2.5	Propriedades do cristal BiBO para geração de segundo harmônico.	37

Capítulo 1

Introdução

O desenvolvimento de relógios e osciladores tem sido muito importante no avanço da ciência e tecnologia. Uma alta precisão na medida de tempo permite medir com exatidão variações de constantes físicas fundamentais [1, 2], fazer testes de relatividade geral [3] e estudar teorias quânticas. As comunicações por fibra óptica e por satélite, assim como os sistemas de posicionamento global (GPS) também requerem um padrão de tempo estável e exato [4].

No ano 1967 a medida de tempo foi associada com transições atômicas entre dois estados quânticos de um átomo não perturbado, estabelecendo assim um padrão universal de medida. Os avanços nas técnicas de esfriamento e aprisionamento de átomos, o desenvolvimento de cavidades de Fabry-Perot de alta finesse para alcançar larguras de linha de laser muito estreitas e a espectroscopia laser de alta resolução permitiram o progresso dos relógios atômicos. Não obstante, foi a aparição do pente de frequências óptico [5] em 1999, que fez possível a medida exata de frequências ópticas permitindo estabelecer um padrão na medida com uma incerteza de 1 parte em 10^{17} .

O relógio atômico óptico é formado por um oscilador estável e um contador de frequência. O oscilador é um laser com uma largura de linha muito fina (\approx Hz) cuja frequência

é mantida em ressonância com uma transição atômica usando um sistema de realimentação. Quando a ressonância é mantida, a alta estabilidade da transição atômica é transferida ao laser gerando uma oscilação completamente fixa. O contador do relógio óptico é um pente de frequências ópticas que permite ligar frequências ópticas (≥ 100 THz) com frequências mensuráveis na faixa de microondas [5, 6]. A figura 1.1 mostra o diagrama básico de um relógio atômico óptico.

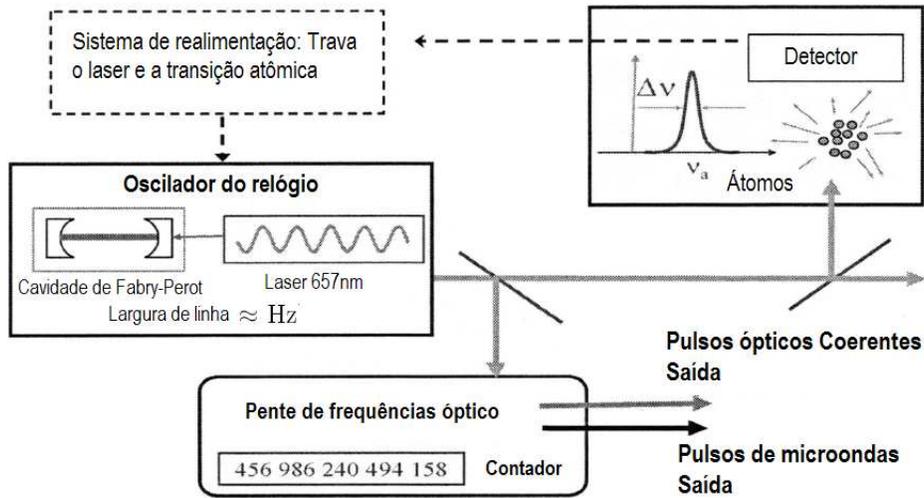


Figura 1.1: Diagrama básico do relógio atômico óptico [7].

Comparando com os relógios de radio frequências, os relógios atômicos ópticos utilizam frequências ópticas que permitem dividir o segundo em um número maior de intervalos, melhorando assim a resolução e estabilidade nas medidas de tempo. Em particular, entre os padrões de medida de tempo e comprimento propostos pelo BiPM [8], os baseados em átomos neutros de cálcio estão entre os mais promissores, já que a sua transição metaestável entre os níveis $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ é uma das poucas transições ópticas medidas com uma incerteza de 10^{-14} em vários laboratórios do mundo [9, 10, 11, 12].

O “oscilador local” para um relógio atômico de cálcio é tipicamente um laser de diodo

em 657 nm estabilizado em frequência com potências menores de 50 mW. A figura 1.2 mostra o diagrama de níveis do cálcio onde vemos a “transição de relógio” (entre os níveis $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$) com uma largura de linha de 400 Hz, e a transição $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ usada para resfriamento e aprisionamento dos átomos [13]. A medida da frequência destes relógios tem sido feita por Udem *et. al.* [11] usando um pente de frequências óptico baseado em um laser de femtosegundos *mode-locked*. Instabilidade na frequência de 5×10^{-14} em 1 s tem sido reportadas para estes sistemas [12, 14].

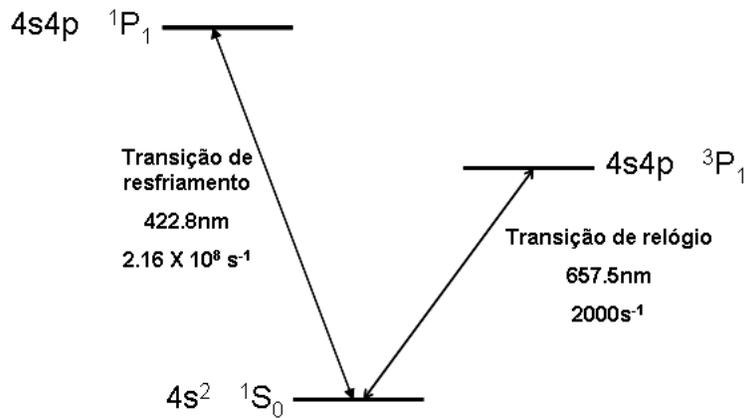


Figura 1.2: Diagrama de níveis de energia para átomos neutros de cálcio. Observa-se a transição de esfriamento $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ e aprisionamento assim como a transição de relógio atômico $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$.

O objetivo deste trabalho foi a construção de um laser vermelho a partir de um laser de Nd:YLF duplicado em frequência. Esta fonte de luz em 657nm será usada como oscilador local em um relógio atômico óptico de cálcio. Comparando com o laser de diodo em 657 nm, este laser de estado sólido apresenta potências mais altas [16], um menor ruído de amplitude e frequência e um comprimento de onda fundamental (1314 nm ou 1321 nm) que pode ser transmitido por fibras ópticas.

Esta fonte de radiação laser também pode ser usada para espectroscopia de alta res-

oluição, experimentos de foto-associação em átomos de cálcio, interferometria atômica ou mesmo como fonte de bombeamento óptico para lasers de Cr:LiSAF.

Uma breve introdução ao funcionamento do laser será feita no segundo capítulo deste trabalho. As características da cavidade óptica, do laser de bombeamento e do cristal de Nd:YLF são mencionadas neste capítulo, assim com uma introdução a óptica não linear e a geração de segundo harmônico. Os resultados experimentais obtidos para o laser de Nd:YLF duplicado frequência são apresentados no capítulo 3. As conclusões e perspectivas de nosso trabalho são apresentados no capítulo 4.

Capítulo 2

O laser de Nd:YLF duplicado em frequência em 657 nm

2.1 Introdução: Princípios gerais de lasers

Lasers são dispositivos que geram e amplificam radiação coerente nas regiões infravermelho, visível e ultravioleta do espectro eletromagnético [17]. A base teórica do laser foi feita por Einstein em 1917, ao propor pela primeira vez os conceitos de emissão espontânea e emissão estimulada de radiação. Entretanto, o desenvolvimento experimental do laser só foi possível em 1960 quando Charles Townes e Arthur Schawlow construíram o primeiro laser de rubi bombeado por uma lâmpada. Nos anos 60 também foi inventado o laser de diodo e seu desenvolvimento para potências maiores durante os anos 80 permitiu a construção de lasers de estado sólido bombeados por laser de diodo mais eficientes. A utilização de cristais não lineares para geração de segundo harmônico tem permitido a operação de lasers de estado sólido em novas frequências no regime contínuo e pulsado.

Existem três processos importantes na interação ressonante entre a luz e a matéria. O primeiro é a emissão espontânea de radiação, onde um átomo em um nível excitado

emite um fóton em uma direção arbitrária. Na absorção de luz, um átomo absorve energia de uma onda eletromagnética incidente, passando a um nível de energia mais alto, neste caso a amplitude da onda incidente diminui. Finalmente, se temos um feixe de luz incidindo em um átomo em um estado excitado, este pode emitir um fóton com a frequência e na direção da onda incidente, aumentando a intensidade do feixe. Este processo é conhecido como emissão estimulada.

Um laser está formado por um meio de ganho, geralmente átomos de gases, cristais ou corantes, os quais são excitados para um nível de maior energia usando um mecanismo de bombeamento óptico ou elétrico. Uma vez no nível superior os átomos decaem emitindo fótons em todas as direções. A cavidade óptica do laser escolhe uma direção privilegiada para que uma parte da radiação emitida circule. A luz que circula nesta direção é amplificada no meio de ganho usando o processo de emissão estimulada sempre que, o número de átomos no estado excitado seja maior que o número de átomos no estado fundamental. Esta última condição é conhecida como inversão de população.

Os lasers de estado sólido usam frequentemente cristais dopados com íons como meio de ganho, tais como íons de terras raras como Neodímio (Nd^{3+}), érbio (Er^{3+}) ou itérbio (Yb^{3+}). Em particular o cristal de YLiF (fluoreto de ítrio e lítio) dopado em pequenas quantidades por Nd^{3+} apresenta características que permitem usá-lo num grande número de aplicações. Em primeiro lugar, ele emite em vários comprimentos de onda no infravermelho e absorve radiação numa faixa bem definida [18, 19, 20]. Além disto, o desenvolvimento da óptica não linear tem permitido a duplicação em frequência gerando luz visível com eficiências bastante altas [21]. Neste trabalho é usado um cristal de Nd:YLF como meio de ganho para um laser de estado sólido duplicado em frequência para 657 nm o qual pode ser usado como oscilador local em um relógio atômico óptico de cálcio. Um laser vermelho com estas características foi reportado previamente por J.J. Zondy *et. al.* [16] e [22].

Na primeira seção deste capítulo será feita uma caracterização do laser de diodo usado como bombeamento óptico do laser de estado sólido, posteriormente detalharemos a parte óptica da construção de um laser de Nd:YLF duplicado em frequência em 657nm, montado em uma cavidade em anel e bombeado longitudinalmente. Discutimos também como obter radiação em uma única frequência (“*single-frequency*”) usando um diodo óptico e um “*etalon*”. Finalmente, será feita uma breve introdução da teoria de geração de segundo harmônico, casamento de fase e propriedades de cristais duplicadores.

2.2 Bombeamento óptico por laser de diodo

O laser de diodo está formado por um semicondutor bombeado eletricamente onde o ganho é gerado por uma corrente elétrica que circula entre a junção p-n. Nesta estrutura, os elétrons e buracos se recombinam liberando luz em forma espontânea. Se temos fótons incidentes na junção p-n vamos ter um processo de emissão estimulada formando uma fonte de luz coerente.

Comparado com as outras fontes de bombeio óptico como lâmpadas de arco e raio, os lasers de diodo possuem tipicamente uma linha de emissão bastante estreita, uma eficiência de conversão elétrica-óptica que pode chegar ao 45% em alguns casos, e uma corrente de operação bastante baixa. Além disso, operam por tempos mais longos, são mais baratos e ocupam um volume reduzido. Estas características fazem com que os lasers de diodo sejam usados em muitas aplicações tecnológicas, médicas e científicas. Na área de lasers são muito utilizados como fontes de bombeamento óptico para lasers de estado sólido já que comprimentos de onda em torno de 808 nm emitidos por alguns lasers de diodo, coincidem com uma das linha de absorção do Nd^{3+} .

O bombeamento óptico por laser de diodo pode ser feito longitudinal ou transver-

salmente. No caso longitudinal o laser de diodo é focalizado por um conjunto de lentes no meio de ganho, garantindo um acoplamento entre o campo elétrico do feixe incidente e os modos da cavidade óptica do laser de estado sólido, conhecido como casamento de modo ou “*mode-matching*”, nesta condição, toda a potência do laser de bombeamento absorvida pelo meio de ganho é usada na operação do laser de estado sólido.

No caso de bombeamento transversal o meio de ganho é bombeado lateralmente por lasers de diodo de alta potência permitindo a operação de lasers de estado sólido mais potentes, entretanto, só uma parte da potência absorvida pelo meio de ganho vai ser usada na operação do laser de estado sólido causando efeitos térmicos por aquecimento, e aumentando, em comparação com o bombeamento longitudinal, o limiar da potência de bombeamento para a operação do laser de estado sólido.

2.2.1 Caracterização do laser de bombeamento

Um laser de diodo de potências até 30 W de referência LIMO30-F200-DL808¹ acoplado a uma fibra óptica de 200 μm é usado como laser de bombeamento. O laser apresenta um encapsulamento com nitrogênio líquido que evita a condensação de água, e um acoplamento para fibra óptica como é mostrado na figura 2.1.



Figura 2.1: Montagem do laser de diodo de referência LIMO30-F200-DL808.

¹LIMO: Lissotschenko Mikrooptik und Lasertechnologie

As especificações técnicas do laser de diodo reportadas pelo fabricante são mostradas na tabela 2.1. A potência máxima do laser é medida na saída da fibra óptica.

Tabela 2.1: Especificações do laser de diodo

Corrente máxima - Potência máxima	44.2 A - 30 W
Limiar de corrente	8.9 A
Comprimento de onda para 44.2 A e 20°C	808.2 nm
Largura de linha	3.2 nm
Variação do λ com a temperatura	0.35 nm/K
Temperatura dos diodos	12.5°C - 25°C

Para determinar as condições ótimas de operação do laser de diodo como fonte de bombeamento para o laser de Nd:YLF foi necessário fazer uma caracterização do mesmo. A curva que se mostra na figura 2.2 permite ver a potência emitida em função da corrente que circula pelos diodos para duas temperaturas diferentes.

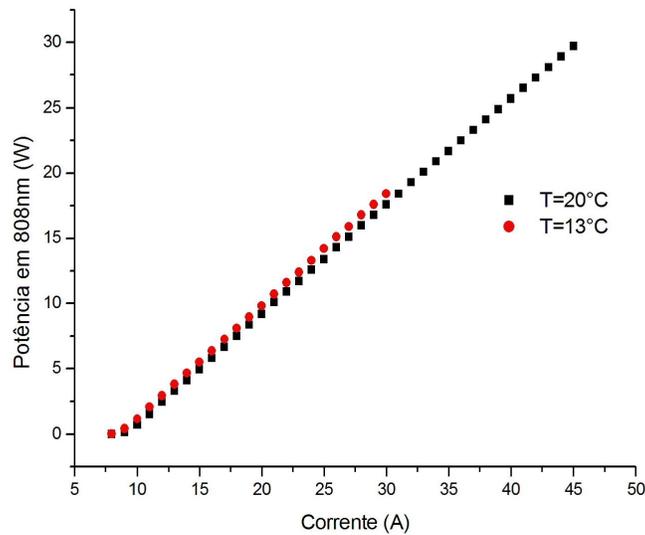


Figura 2.2: Potência de saída do laser de diodo em função da corrente nos diodos para diferentes temperaturas.

Outro parâmetro muito importante para ter em conta é a variação do comprimento de onda do laser de diodo com a corrente e a temperatura. As figuras a seguir mostram a variação destas duas quantidades. Na figura 2.3 temos o espectro do laser de diodo para diferentes correntes a uma temperatura constante de 13°C. O espectro foi obtido apontando a fibra óptica do espectrômetro Ocean-Optics (modelo USB4000) a uma pequena reflexão do feixe do laser de diodo, isto devido a alta sensibilidade do espectrômetro.

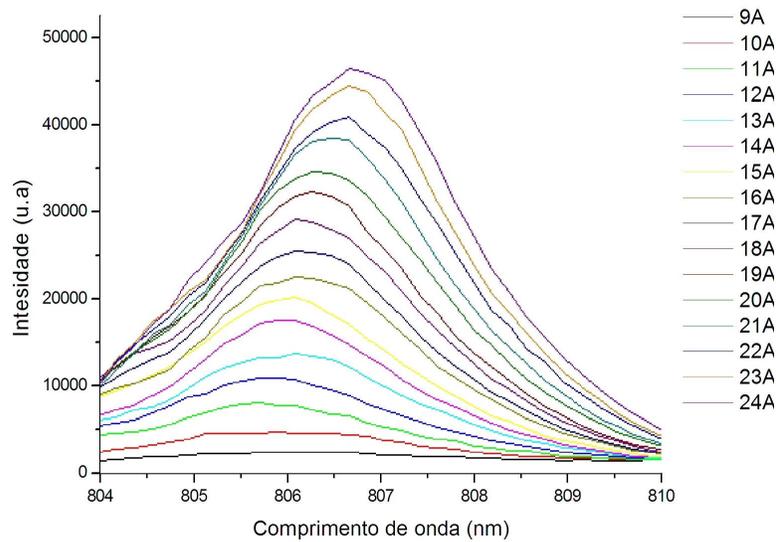


Figura 2.3: Espectros de emissão do laser de diodo para diferentes correntes a uma temperatura constante de 13°C.

Usando os máximos mostrados na figura 2.3 foi possível ver a variação do comprimento de onda do laser de diodo com a corrente em uma temperatura de 13°C, os dados obtidos mostram-se na figura 2.4.

Além da variação com a corrente nos diodos, o comprimento de onda do laser de bombeio também varia com a temperatura dos mesmos, a dependência entre estas duas quantidades é mostrada na figura 2.5, onde foi mantida uma corrente constante nos diodos de 17 A.

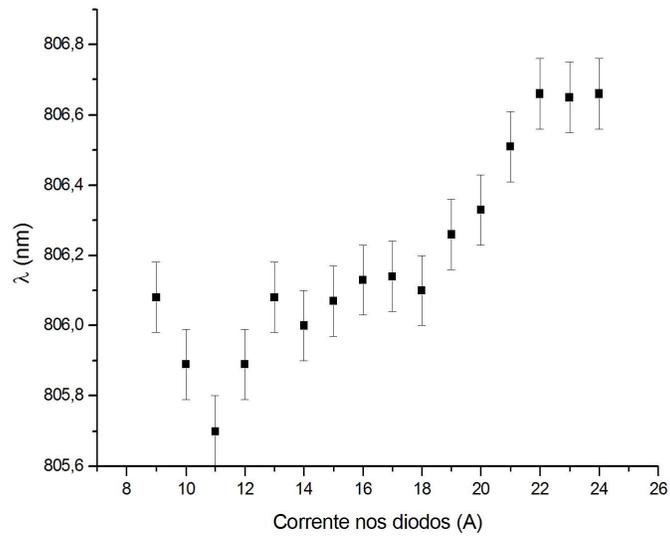


Figura 2.4: Variação do comprimento de onda do laser de diodo com a corrente para uma temperatura de 13°C.

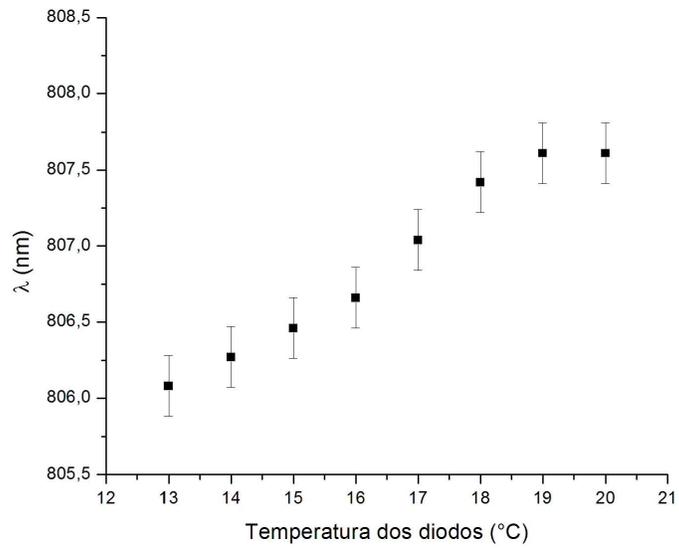


Figura 2.5: Variação do comprimento de onda do laser com a temperatura para uma corrente de 17A.

A focalização do laser de diodo no cristal de Nd:YLF foi feita por um telescópio de duas lentes de 60 mm e 100 mm que forma uma cintura do feixe no cristal de Nd:YLF de 350 μm . Estas duas lentes foram escolhidas depois de fazer vários testes entre diferentes conjuntos de lentes e ver qual deles era mais eficiente na geração de vermelho.

Tendo feita a focalização do feixe, foi medida absorção de luz do cristal de Nd:YLF para diferentes temperaturas do diodo. Os resultados obtidos mostram-se na figura 2.6.

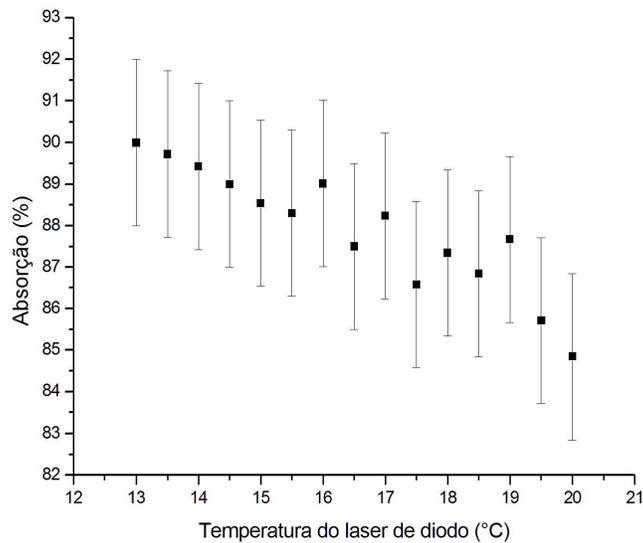


Figura 2.6: Potência absorvida pelo cristal de Nd:YLF em função da temperatura dos diodos para uma corrente constante de 10A.

Esta caracterização permitiu concluir que para ter as condições ótimas no bombeamento do laser a temperatura dos diodos há de ser 13°C. A variação na corrente não vai modificar muito o comprimento de onda do laser e portanto é possível bombear com potências altas. Para evitar trincar o cristal por aquecimento usamos uma potência máxima de 13W.

Infelizmente, a fonte do laser da LIMO apresentou problemas e foi substituída por três

equipamentos diferentes para controlar a corrente e a temperatura dos diodos. Por precaução resolvemos trabalhar e fazer a caracterização do laser vermelho com uma temperatura dos diodos de 20°C, diminuindo a temperatura a 13°C para algumas medições específicas. Nos resultados experimentais veremos que a operação do laser de diodo nesta temperatura não afeita o comportamento do laser vermelho.

2.2.2 Eficiência

A eficiência de um laser é dada pela razão entre a potência incidente e a resultante na saída do laser. Quando bombeamos opticamente um laser de estado sólido, a eficiência do processo vai depender do acoplamento óptico entre o bombeamento e a cavidade óptica, dos processos físicos no meio de ganho e da qualidade óptica da cavidade do laser. Matematicamente se pode escrever como:

$$\eta = \eta_p \eta_{ato} \eta_c \quad (2.1)$$

onde η_p é a eficiência na transferência de energia entre o laser de bombeio e o meio de ganho, que depende da qualidade dos elementos ópticos usados para focalizar o feixe. Um valor aceitável para este processo no caso de um bombeamento por laser de diodo longitudinal é $\eta_p = 0.9$. O termo η_c vai dar conta do acoplamento entre o laser de diodo e os modos da cavidade, e também da eficiência para extrair luz da cavidade óptica.

A eficiência dos processos físicos no meio de ganho pode ser escrita como $\eta_{ato} = \eta_{abs} \eta_Q \eta_S$. O termo η_{abs} dá a eficiência com a qual o meio de ganho absorve a luz, e depende da sobreposição entre o espectro de absorção do meio de ganho e o espectro de emissão do laser de bombeio. A linha de emissão do laser de diodo coincide com uma das linhas de absorção dos ions de Nd^{3+} em diferentes cristais hospedeiros. A tabela 2.23 mostra um valor típico para este fator.

A eficiência quântica da transição do laser, η_Q , é dada pela razão entre o número de

fótons que saem e os que entraram no meio de ganho ($\eta_Q = N_{fotons}^{out}/N_{out}^{in}$). O último termo é conhecido como fator de Stokes, η_S , e dá a razão entre as energias da radiação absorvida e gerada [23]. Alguns destes fatores foram calculados ou são mostrados na literatura para o cristal de Nd:YLF [24], [25]. A tabela 2.23 mostra estes valores.

Tabela 2.2: Eficiência na transferência de energia para o laser de Nd:YLF

Processo de transferência	valor
Eficiência de transferência η_p	0.9
Eficiência de absorção η_{abs}	0.89
Eficiência Quântica η_Q	0.94
Fator de Stokes η_S	0.61

Outro aspecto importante a se considerar quando é feito um bombeamento por laser de diodo é o aquecimento gerado no cristal, já que a quantidade de calor dissipada pelo meio de ganho vai limitar a potência máxima do bombeio.

Os principais fatores causadores do aquecimento dos cristais nos lasers de estado sólido são a diferença de energia entre as bandas de absorção e emissão do cristal, uma eficiência quântica menor que 1 na transição do laser e, no caso de bombeio por lâmpada, a presença de outras frequências cuja energia é absorvida pelo cristal e dissipada em forma de calor.

Os efeitos térmicos nos cristais de estado sólido podem ser divididos em mecânicos e ópticos. Os gradientes de temperatura ao longo do cristal geram deformações mecânicas (“*stress*”) devidas a seu constante aquecimento e esfriamento, correndo o risco de trinca-lo. As distorções ópticas são causadas pelos gradientes de temperatura e pelas deformações mecânicas que se manifestam como variações no índice de refração do cristal. A equação 2.2 mostra a dependência do índice de refração com estas quantidades.

$$n(r) = n_0 + \Delta n(r)_T + \Delta n(e)_\varepsilon \quad (2.2)$$

Onde $n(r)$ é a variação radial do índice de refração, n_0 é o índice de refração no centro do cristal e $\Delta n(r)_T$ e $\Delta n(e)_\varepsilon$ são as variações causadas pelo gradiente de temperatura e as deformações mecânicas, respectivamente. A parte térmica pode ser escrita como:

$$\Delta n(r)_T = [T(r) - T(0)] \left(\frac{dn}{dT} \right) = -\frac{Q}{4K} \frac{dn}{dT} r^2 \quad (2.3)$$

Onde K é a condutividade térmica do cristal e Q é a razão na qual é gerado calor por unidade de volume. A última equação mostra uma variação quadrática do índice de refração a qual vai ter o efeito de uma lente sobre um feixe que se propaga ao longo do cristal. Os valores de alguns destes coeficientes para o cristal de Nd:YLF se encontram na tabela 2.3.

Uma das principais vantagens do Nd:YLF é que ele apresenta uma lente térmica mais fraca que o Nd:YAG [26]. Isto como consequência de que o índice de refração diminui quando a temperatura aumenta, gerando uma lente térmica negativa compensada pelas deformações mecânicas do cristal [27, 28].

A medida da lente térmica em lasers é feita medindo o “*Dioptric Power*” o qual é proporcional a potência dissipada na lente térmica. O “*Dioptric Power*” é definido neste caso como o inverso da distancia focal da lente térmica. Na figura 2.7 é mostrada a dependência desta quantidade em função da potência de bombeamento para um cristal de Nd:YLF. Estes resultados foram reportados por Hardman *et. al.*[29].

Observa-se que, dependendo da polarização, a lente térmica pode ser positiva ou negativa. A contribuição negativa é devido a que o coeficiente dn/dT (tabela 2.3) apresenta

uma contribuição negativa mais forte para a polarização π .

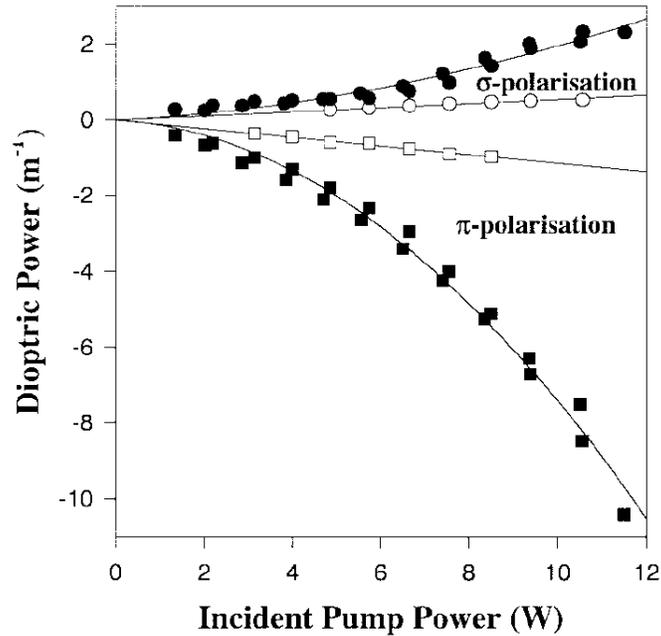


Figura 2.7: Medida da lente térmica do cristal de Nd:YLF com laser (símbolos abertos) e sem laser (símbolos fechados) reportada por Hardaman *et. al.*[28].

2.3 Projeto óptico

2.3.1 Cavityde óptica

Uma cavityde óptica é um conjunto de espelhos que permitem que a luz circule em um caminho fechado. Em um laser, a cavityde óptica é o dispositivo responsável por retroalimentação (*feedback*). Existem dois tipos de cavitydes ópticas, as lineares, onde a luz vai de um lado ao outro entre dois espelhos formando uma onda estacionária, e as cavitydes em anel, onde a luz circula em duas direções diferentes entre três ou mais espelhos.

Para o estudo das cavidades ópticas temos que levar em conta que um feixe de luz que se propaga no espaço livre é um feixe gaussiano onde os campos elétrico e magnético são perpendiculares à direção de propagação (TEM). Um feixe gaussiano está caracterizado por dois parâmetros fundamentais, a cintura do feixe $\omega(z)$ e o raio de curvatura da frente de onda $R(z)$. As equações a seguir mostram a variação destes parâmetros em função da cintura mínima do feixe gaussiano (ω_0), o comprimento de onda λ_0 e o índice de refração n quando o feixe se propaga em uma distância z , sendo $z = 0$ o plano onde a cintura do feixe gaussiano é mínima.

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right] \quad (2.4)$$

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right] \quad (2.5)$$

onde o parâmetro de Rayleigh z_0 é dado por:

$$z_0 = \frac{\pi n \omega_0^2}{\lambda_0} \quad (2.6)$$

Em geral o feixe gaussiano é descrito por um parâmetro q que reúne estas duas grandezas:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda_0}{\pi n \omega^2} \quad (2.7)$$

A propagação de um feixe gaussiano no espaço livre ou em uma cavidade óptica pode ser vista como uma transformação do mesmo causada pela distância percorrida e interações com elementos ópticos como lentes, espelhos, cristais, entre outros. Cada um destes elementos ópticos é representado matematicamente por matrizes 2×2 conhecidas

como matrizes ABCD que mostram a mudança na orientação e no tamanho de um raio após cada elemento. Os cálculos destas matrizes para diferentes elementos ópticos são discutidos na literatura [30, 31].

Em geral, se quisermos encontrar o parâmetro q_2 de um feixe gaussiano em uma distância z a partir de um feixe conhecido em um plano q_1 usamos a chamada lei ABCD como se mostra a seguir:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \qquad \frac{1}{q_2} = \frac{C + D/q_1}{A + B/q_1} \qquad (2.8)$$

onde a matriz de transformação é escrita como $T = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$.

O modo de uma cavidade é uma distribuição do campo que se reproduz em forma relativa e em fase relativa após de uma volta completa no sistema [30]. Com esta definição é possível encontrar os modos característicos de uma cavidade óptica supondo que existe um parâmetro $q(z_1)$ em um plano z_1 que se vai repetir após uma volta na cavidade. Esta condição pode ser escrita como:

$$q(z_1 + \text{volta}) = q(z_1) \qquad (2.9)$$

Usando a condição 2.9 e o formalismo da matriz ABCD mostrado em 2.8 e comparando a expressão obtida com 2.7 podemos ver a cintura do feixe em qualquer plano z de uma cavidade óptica, cujo valor encontrado é:

$$\frac{\pi n \omega^2(z_1)}{\lambda_0} = \frac{B}{\left[1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2\right]^{1/2}} \qquad (2.10)$$

Na equação anterior pode-se ver que para obter uma cintura de feixe real é preciso que:

$$0 \leq \frac{A + D + 2}{4} \leq 1 \quad (2.11)$$

Se esta última condição é satisfeita dizemos que a cavidade óptica é estável.

A diferença das cavidades lineares, a oscilação unidirecional das cavidades em anel reduzem o efeito de "hole-burning" espacial e facilitam a operação do laser em frequência única. Na construção do laser de Nd:YLF duplicado em frequência para gerar 657 nm foi utilizada uma cavidade em anel bombeada opticamente por um laser de diodo focalizado por duas lentes, como é mostrado na figura 2.8.

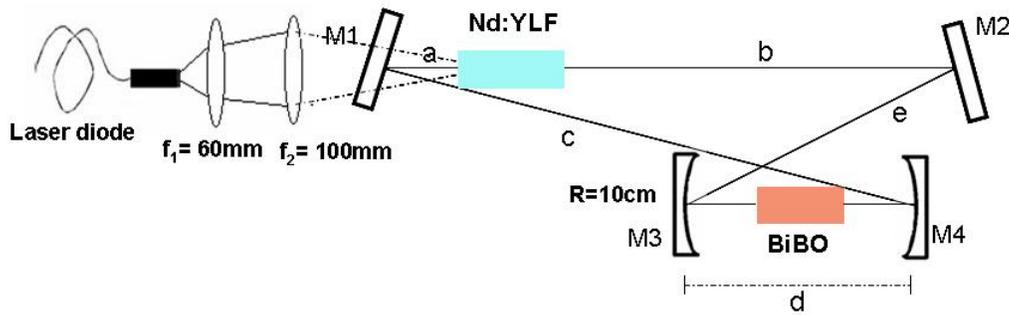


Figura 2.8: Cavidade óptica em anel do laser de Nd:YLF duplicado em frequência pelo cristal não linear BiBO. M1: espelho de entrada, M3-M4: espelhos de saída.

Esta cavidade é formada por 4 espelhos, sendo dois espelhos planos M1 e M2 que apresentam uma transmissão para 808 nm de $98 \pm 0.5\%$ e apresentam uma reflexão superior ao 99% para 1314 nm (ver apêndice B). Os outros dois espelhos, M3 e M4, têm um raio de curvatura $R = 10$ cm, com um recobrimento ("coating") que reflete mais do 99% da radiação em 1314 nm e uma transmite $97 \pm 1\%$ em 657 nm. O meio de ganho do laser é um cristal de Nd:YLF com uma concentração de 0.7% de Nd^{3+} de dimensões $3 \times 3 \times 10$ mm³ e cujas superfícies 1 e 2 apresentam um recobrimento

anti-refletor (reflexão menor ao 0,5%) em 1314 nm e 806 nm. Um cristal de BiBO (triborato de Bismuto) de dimensões $4 \times 4 \times 10 \text{ mm}^3$ com recobrimento anti-refletor (reflexão menor ao 0,5%) para 1314 nm e 657 nm se encontra no meio dos espelhos para fazer a duplicação em frequência. As curvas de transmissão e reflexão dadas pelo fabricante para cada elemento da cavidade óptica são apresentadas com mais detalhe no apêndice B.

Para caracterizar a propagação da luz na cavidade óptica mostrada na figura 2.8 é necessário descrever todos os elementos ópticos por onde o feixe passa durante uma volta na cavidade. Para fazer isto temos que ter em conta que os espelhos planos não modificam o feixe gaussiano e que os espelhos curvos atuam como lentes. A figura 2.9 mostra a imagem equivalente da cavidade usada no laser de Nd:YLF sem o cristal duplicador.

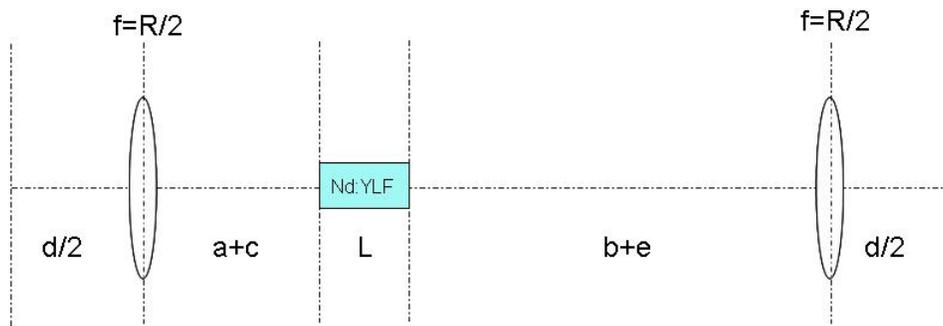


Figura 2.9: Imagem equivalente da cavidade óptica

Na hora de calcular a matriz de transformação é importante levar em conta que a mudança do meio de propagação nos cristais também vai modificar o feixe. A dedução detalhada destas matrizes encontra-se em [30]. Com isto temos que a matriz ABCD para a cavidade da figura 2.9 sem o cristal duplicador é:

$$M = \begin{pmatrix} 1 & d/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & b+e \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1/n_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.12a)$$

$$\begin{pmatrix} 1 & a+c \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

As dimensões da cavidade óptica são escolhidas cuidadosamente para obter uma cintura de feixe apropriada no cristal duplicador. A figura 2.10 mostra a região de estabilidade da cavidade óptica onde é possível ver a variação da cintura do feixe em função da distância d entre os dois espelhos curvos para $a = 4.1$ cm, $b = 25.4$ cm, $c = 27$ cm, $e = 15.9$ cm.

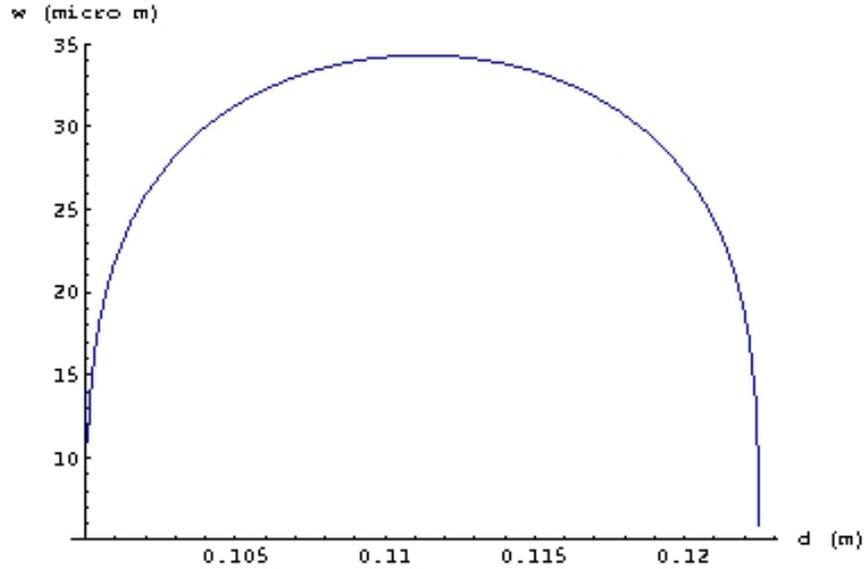


Figura 2.10: Curva de estabilidade da cavidade óptica em anel sem o cristal duplicador. $\omega(\mu m)$: cintura do feixe entre os espelhos curvos, d : distancia entre os espelhos M3 e M4.

Usando a condição de estabilidade mostrada da equação (2.11), foi possível encontrar um intervalo $10\text{cm} \leq d \leq 12.3\text{cm}$ onde a cavidade é estável, com uma cintura de feixe máxima no cristal BiBO de $35\mu\text{m}$ para $d = 11.2\text{cm}$. A determinação do tamanho ótimo da cintura do feixe gaussiano para uma geração eficiente de segundo harmônico será apresentada na seção 2.3.4. Usando as matrizes ABCD para as dimensões da cavidade calculadas foi possível determinar também, a cintura do feixe no espelho de entrada M1, $\omega_1 = 270\mu\text{m}$ e no outro espelho plano M2, $\omega_2 = 330\mu\text{m}$.

2.3.2 O meio de ganho: Nd:YLF

O meio de ganho é o responsável pela amplificação da luz do laser mediante o processo de emissão estimulada de radiação. A energia usada pelo meio de ganho para amplificar a luz é obtida de um mecanismo de bombeamento que pode ser óptico, mediante outro laser, ou elétrico usando correntes ou descargas elétricas. Nos átomos, o mecanismo de bombeio induz uma transição para um nível de maior energia que decai rapidamente a um nível intermediário, a partir do qual é emitida a radiação no comprimento de onda do laser. Para que a luz seja amplificada o número de átomos no nível superior da transição laser deve ser maior do que o número de átomos na transição inferior do mesmo, esta condição é conhecida como inversão de população (IP), e só pode ser satisfeita por sistemas atômicos de três e quatro níveis. A figura 2.11 mostra o funcionamento do laser em cada caso.

O meio de ganho de um laser é constituído por um material hospedeiro e um meio ativo. No caso de lasers de estado sólido, o materia hospedeiro é tipicamente um cristal ou vidro, transparente ao comprimento de onda do laser e com uma qualidade óptica boa. Estes materiais são dopados com íons que apresentam uma linha de fluorescência estreita, uma banda de absorção forte e uma eficiência quântica alta para a transição do laser. Os íons são o meio ativo do laser.

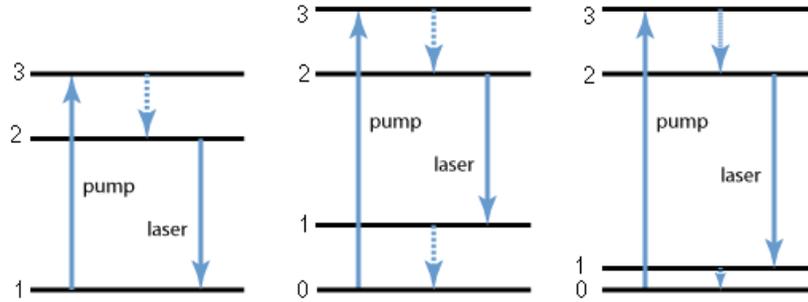


Figura 2.11: Esquerda: Esquema de três níveis onde a transição laser termina no estado fundamental. Centro: sistema de quatro níveis onde a população do nível 1 diminui rapidamente para manter a IP. Direita: sistema de quase três níveis onde o estado 1 apresenta uma população em equilíbrio térmico.

Existem algumas propriedades físicas e mecânicas que os cristais hospedeiros devem satisfazer para fazer parte de um laser. Os cristais devem ser mecanicamente duros para que possam ser polidos e cortados mantendo a qualidade óptica. O tamanho destes cristais vai depender da capacidade destes para aceitar concentrações dos íons em forma homogênea. Da mesma forma, é importante que estes materiais sejam quimicamente estáveis e apresentem uma condutividade térmica alta e um coeficiente termo-óptico baixo com a finalidade de evitar os efeitos de lente térmica e birrefringência induzida termicamente nestes cristais quando operam com potências altas.

O laser de estado sólido construído para gerar luz vermelha em 657 nm tem como meio de ganho um cristal de fluoreto de ítrio e lítio (YLF) dopado com pequenas quantidades de íons de Nd^{3+} . O cristal de YLF possui uma estrutura cristalina tetragonal uniaxial onde os íons de Y^{3+} são substituídos por Nd^{3+} em concentrações que vão desde 0.4% até 1.2%. A tabela 2.3 mostra as propriedades mecânicas e térmicas para o cristal de Nd:YLF.

Tabela 2.3: Propriedades mecânicas e térmicas do Nd:YLF. c é eixo cristalino (polarização π), a é perpendicular a c (polarização σ)

Propriedade	valor
Dureza (Mohs)	4-5
Modulo elástico (N/m^2)	7.5×10^{10}
Strenght (N/m^2)	3.3×10^7
Condutividade térmica ($W/(cm K)$)	0.06
Coeficiente de expansão térmica ($^{\circ}C^{-1}$)	eixo a : 13×10^{-6}
	eixo c : 8×10^{-6}
Capacidade térmica ($J/G^{\circ}K$)	0.79
Ponto de fusão ($^{\circ}C$)	825
$\frac{dn}{dT}$ a $300^{\circ}K$ ($10^{-6}K^{-1}$)	$\pi : -4.3 \quad \sigma : -2.0$
Índice de refração	$\pi : 1.470 \quad \sigma : 1.448$

Comparando com o Nd:YAG, o cristal de Nd:YLF [33] apresenta uma condutividade térmica menor e é mecanicamente mais fraco impedindo a utilização destes em potências muito altas. Por outro lado, apresenta um efeito de lente térmica menor [27] assim como uma birrefringência natural que domina sobre a birrefringência induzida termicamente permitindo uma melhor qualidade óptica no feixe de saída.

Quando os íons de Nd^{3+} dopam em pequenas quantidades um cristal YLF temos diferentes transições ópticas que são consequência do desdobramento dos níveis de energia causado pelo campo elétrico da rede cristalina. O desdobramento dos níveis permite a emissão de radiação em uma região espectral ampla que vai desde 900 nm até 1.4 μm [23] para Nd:YLF. O diagrama de níveis de energia para o Nd^{3+} no cristal YLF é mostrado na figura 2.12.

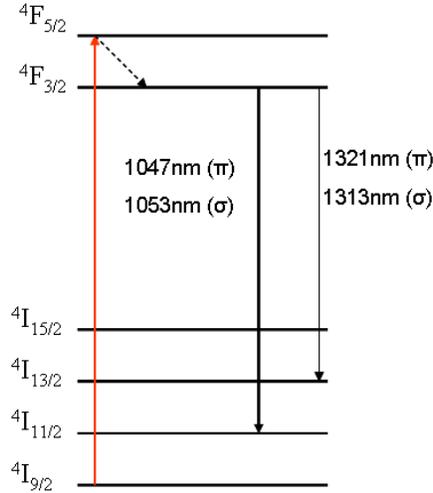


Figura 2.12: Diagrama de níveis dos íons de Nd^{3+} no cristal YLF.

Na figura 2.12 pode-se observar que os íons de Nd^{3+} em YLF formam um sistema atômico de quatro níveis onde os átomos são excitados do estado fundamental para o nível ${}^4F_{5/2}$, decaindo mediante um processo não radiativo ao estado metaestável ${}^4F_{3/2}$. A figura 2.13 mostra o espectro de absorção do cristal de Nd:YLF reportado por L. Fornasiero *et. al.* [19] onde aparece uma linha de absorção muito forte para 797 nm, entretanto, o comprimento de onda dos lasers de diodo mais potentes usados como fontes de bombeamento óptico coincide com a segunda linha de absorção do Nd:YLF em 806nm.

Na estrutura de níveis vemos duas linhas de emissão para o cristal de Nd:YLF entre as transições ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ e ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$. A birrefringência natural do cristal permite que para cada transição existam dois comprimentos de onda com polarizações ortogonais. Assim é possível ter 1053 nm (σ) ou 1047 nm (π) na transição ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ e 1313 nm (σ) ou 1321 nm (π) para ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$, onde a polarização σ é paralela ao eixo de simetria do cristal c e π é perpendicular ao mesmo. A tabela 2.4 mostra a seções de choque para estas transições.

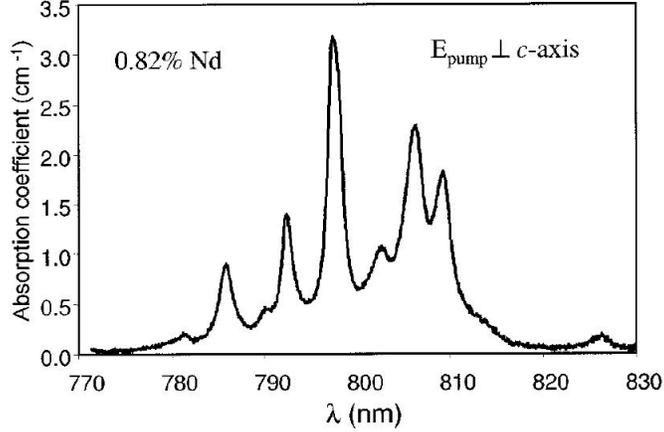


Figura 2.13: Espectro de absorção do cristal de Nd:YLF [34].

Tabela 2.4: Características das transições no cristal de Nd:YLF

Propriedade	(π)	(σ)
Tempo de vida	480 μ s	480 μ s
Seção de choque ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ (cm^2)	1.8×10^{-19}	1.2×10^{-19}
Seção de choque ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ (cm^2)	2.3×10^{-20}	2×10^{-20}

O espectro de emissão do cristal de Nd:YLF nas diferentes regiões do espectro tem sido reportado previamente por [18],[19], [35] entre outros. A seção de choque para emissão estimulada para as duas polarizações da transição ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ é mostrada na figura 2.14 [19], onde vemos um pico em 1321 nm para a polarização π na parte superior da figura, e outro em 1314 nm com polarização σ na parte inferior.

No espectro da figura 2.14 vemos que a largura de linha para estas transições é de aproximadamente de 3 nm. O alargamento de linha para estas transições é homogêneo devido ao campo elétrico da rede cristalina do YLF.

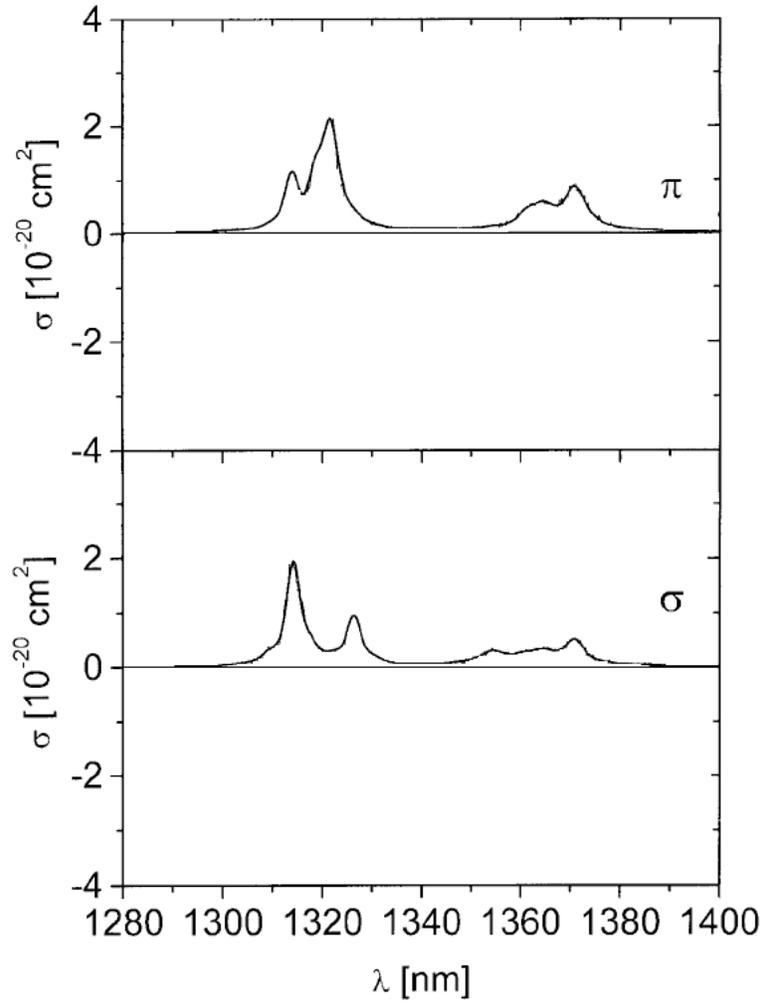


Figura 2.14: Espectro de emissão do cristal de Nd:YLF entre 1300nm e 1400nm, para as duas polarizações π (superior) e σ (inferior) [19].

2.3.3 Obtendo oscilação em uma única frequência

O desenvolvimento de um relógio atômico de cálcio requer um laser em 657 nm estável de frequência única que coincida com a transição atômica dos átomos. Um laser em frequência única ou “*single-frequency*” é aquele que oscila em um único modo do ressoador óptico [36] com uma largura de linha estreita formando um feixe gaussiano.

Em uma cavidade em anel a luz circula simultaneamente em duas direções opostas gerando uma oscilação multi-modo da cavidade e mostrando saltos aleatórios entre dois ou mais modos. Para obter um laser com frequência única com uma cavidade em anel é preciso eliminar uma direção de oscilação, isto é conseguido inserindo um diodo óptico na cavidade do laser, o diodo óptico induz perdas não recíprocas nas duas direções de oscilação do laser [37].

No ano 1845 Michael Faraday observou um giro na polarização de um feixe que se propaga em um cristal em um campo magnético externo constante. Este efeito é conhecido como efeito Faraday. O campo magnético modifica a permissividade do cristal gerando dois índices de refração diferentes em direções ortogonais. Nestas condições, uma onda polarizada linearmente vai se propagar com duas velocidades de fase diferentes obtendo como resultado um giro na polarização do feixe. O ângulo β que gira a polarização do feixe por causa deste dispositivo está dado por:

$$\beta = \nu B d \tag{2.13}$$

Onde B é o campo magnético, d é o comprimento do cristal e ν é a constante de Verdet que vai depender do material e da frequência da radiação incidente. O sentido do giro de polarização vai depender da direção do campo magnético. Um diodo óptico usa o efeito Faraday para girar a polarização dos dois feixes que se propagam na cavidade em anel compensando o giro da polarização com uma lâmina de quartzo.

Uma lâmina de quartzo em ângulo de Brewster gira a polarização dos feixes que circulam na cavidade aumentando o grau de polarização em uma direção ou anulando o giro gerado por efeito Faraday na outra. Este efeito também é obtido usando uma lamina $\lambda/2$. A figura 2.15 mostra como funciona este dispositivo com a lamina de meia onda.

Em uma cavidade óptica em anel, o feixe que preserva a mesma polarização depois do diodo continua sendo amplificado (2.15a), no entanto, o que viaja na direção oposta vai sofrer perdas muito grandes na cavidade que impedem sua oscilação (2.15b).

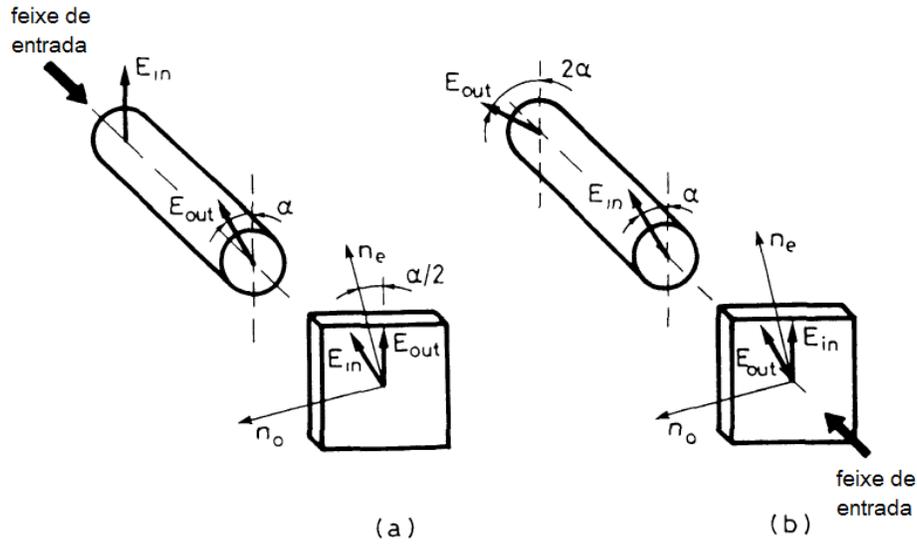


Figura 2.15: Funcionamento do diodo óptico

Para a implementação do diodo óptico na cavidade em anel do laser de Nd:YLF usamos um cristal TGG (*Terbium Gallium Garnet*) com uma constante de Verdet para 1314nm de $\nu = -30\text{rad/Tm}$, um comprimento $d = 2\text{ mm}$, submetido a um campo magnético constante $B = 0.25\text{T}$ obtendo um giro na polarização de $\beta = 1.7^\circ$.

O fato de ter uma cavidade em anel oscilando em uma única direção não garante que o laser esteja em uma única frequência. A oscilação em uma única frequência pode ser conseguida inserindo na cavidade óptica um *etalon* de Fabry-Perot, que consiste em uma lâmina, geralmente de quartzo, que apresenta duas superfícies paralelas com uma refletividade não nula como é mostrado na figura 2.16. A transmissão ou reflexão da luz pelo *etalon* vai depender do ângulo de incidência da mesma. O modo selecionado pelo *etalon* é aquele que apresenta uma perda menor, é dizer, é o modo cuja reflexão

R_i é zero ou para o qual as ondas refletidas interferem destrutivamente.

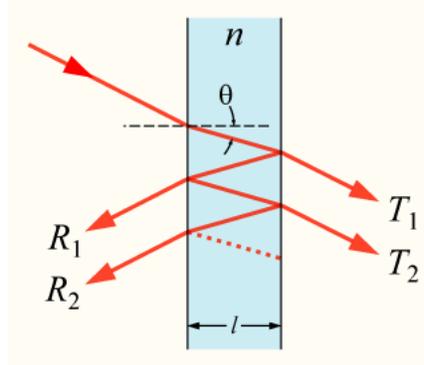


Figura 2.16: Funcionamento de um *etalon*

As frequências correspondentes para a perda mínima no *etalon* são dadas por:

$$\nu_c = \frac{mc}{2nl \cos \theta} \quad (2.14)$$

Onde m é um número inteiro, n é o índice de refração do *etalon*, l é a distância entre as duas superfícies e θ é o ângulo de refração da luz no *etalon* (figura 2.16). A separação em frequência entre dois modos consecutivos com baixa perda no *etalon* vai ser dada por:

$$\Delta\nu'_{fsr} = \frac{c}{2nl \cos \theta} \quad (2.15)$$

A figura 2.17 mostra a curva de ganho do meio, os diferentes modos de oscilação do laser dentro da curva de ganho e os picos de seleção do *etalon*.

As condições necessárias para se obter um laser em única frequência são dadas pela equação 2.16.

$$\frac{\Delta\nu_0}{2} \leq \Delta\nu'_{fsr} \quad \frac{\Delta\nu_c}{2} = \frac{\Delta\nu'_{fsr}}{2F} \leq \Delta\nu \quad (2.16)$$

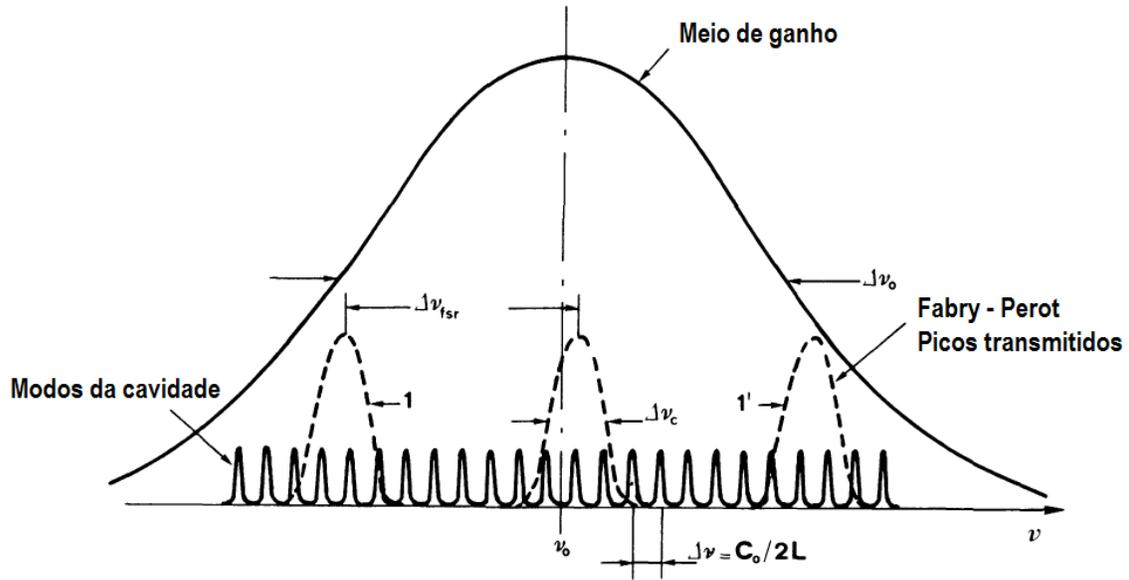


Figura 2.17: Seleção de uma única frequência utilizando *etalon* [38].

Onde $\Delta\nu_0$ é a largura de linha do meio de ganho e $\Delta\nu$ é a diferença entre dois modos de oscilação da cavidade óptica, como é mostrado na figura 2.17. A Finesse F do *etalon* é dada por:

$$F = \frac{\pi R}{(1 - R)^2} \quad (2.17)$$

O laser de Nd:YLF mostrado na figura 2.8 apresenta uma largura de linha de $\Delta\nu_0 = 360\text{GHz}$, e os modos da cavidade óptica em anel estão separados por $\Delta\nu = 336\text{MHz}$. Para estas quantidades, vamos precisar de um *etalon* com um comprimento entre $0.4\text{mm} \leq l \leq 40\text{mm}$. O esquema da cavidade do laser de Nd:YLF duplicado em frequência com o diodo óptico, TGG e $\lambda/2$, e o *etalon*, E , dentro da cavidade é mostrado na figura 2.18.

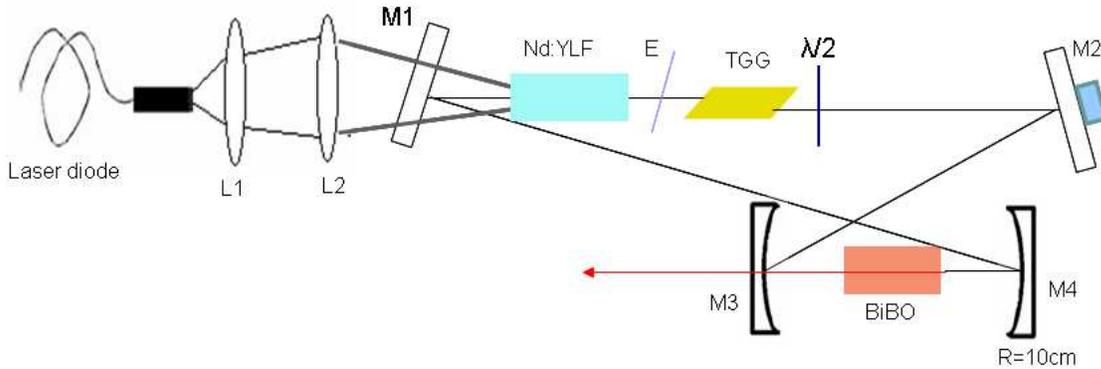


Figura 2.18: Esquema do laser de Nd:YLF duplicado em frequência para 657 nm operando em *single-frequency*.

2.3.4 Geração de segundo harmônico

Novas frequências ópticas podem ser geradas a partir de lasers, usando técnicas de óptica não-linear. Uma das mais usadas é a técnica de geração de segundo harmônico (second harmonic generation, SHG) em cristais não-lineares apropriados.

A primeira evidência experimental da geração de segundo harmônico foi reportada por Franken et al. [39] em 1961, onde um laser de rubi (649 nm) foi focalizado num cristal de quartzo gerando um feixe muito fraco com o dobro da frequência incidente. Desde então, este fenômeno tem sido muito pesquisado e o desenvolvimento de novos materiais não lineares tem feito da geração de segundo harmônico uma ferramenta muito importante para a construção de lasers em novas frequências.

A interação de uma onda com um meio produz uma mudança na distribuição espacial e temporal de cargas proporcional ao campo eletromagnético incidente. Estas perturbações criam dipolos elétricos que se manifestam macroscopicamente como uma polarização do meio proporcional ao campo. Em geral, a polarização induzida por unidade de volume \mathbf{P} pode ser expandida em uma serie de potências do campo inci-

dente \mathbf{E} , como:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E}\mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \quad (2.18)$$

Onde ε_0 é a permissividade no vácuo, $\chi^{(1)}$ é a susceptibilidade linear responsável pela polarização linear no material. O segundo e terceiro termos da equação são as susceptibilidades ópticas não lineares. Geralmente $\chi^{(1)} \gg \chi^{(2)} \gg \chi^{(3)}$ e por tanto os termos não lineares são desprezíveis, exceto quando temos campos elétricos muito fortes atuando sobre materiais dielétricos não isotrópicos, neste caso os termos quadrático e cúbico não pode ser desprezados e vão permitir a emissão de frequências diferentes ao campo incidente dentro do meio. Usando coordenadas cartesianas, podemos escrever a densidade de polarização não linear, até segundo ordem, em termos dos campos incidentes como:

$$\mathbf{P}^{NL} = \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} \mathbf{E}_j \mathbf{E}_k \quad i, j, k = 1, 2, 3 \quad (2.19)$$

O tensor χ_{ijk} é formado inicialmente por 27 componentes, mas as condições de simetria reduzem esse numero gerando um tensor d de dimensões 3x6. Para materiais com simetria de inversão, a dizer $\mathbf{E} = -\mathbf{E}$, o tensor $d = 0$ e por tanto o termo de polarização não linear de segundo ordem é não nulo só para cristais não centrossimétricos.

Agora consideremos uma onda plana de frequência ω que se propaga em um cristal não linear na direção z , o campo elétrico da onda incidente vai ser dado por:

$$E_\omega(z, t) = \frac{1}{2} \{ E(z, \omega) \exp[i(\omega t - k_\omega z)] + c.c \} \quad (2.20)$$

Onde o número de onda pode ser escrito em termos do índice de refração do cristal n_ω como:

$$k_\omega = \frac{\omega}{c_\omega} = \frac{n_\omega \omega}{c_0}$$

Usando este resultado na equação (2.19) temos que a polarização não linear apresenta um termo que oscila com uma frequência 2ω , como mostra-se a seguir, gerando uma onda eletromagnética no segundo harmônico de frequência 2ω :

$$P_{2\omega}^{NL} = \frac{\varepsilon d}{2} \{E^2(z, \omega) \exp[i(2\omega t - 2k_\omega z)] + c.c\} \quad (2.21)$$

O campo elétrico associado a esta nova frequência é de forma:

$$E_{2\omega}(z, t) = \frac{1}{2} \{E(z, 2\omega) \exp[i(2\omega t - k_{2\omega} z)] + c.c\}; \quad (2.22)$$

Onde:

$$k_{2\omega} = \frac{2\omega}{c_{2\omega}} = \frac{2n_{2\omega}\omega}{c_0}$$

Das equações mostradas anteriormente é possível ver que para ter uma geração de segundo harmônico eficiente é necessário que a velocidade de propagação no meio da onda de polarização $v_p = 2\omega/2k_\omega$ (2.21), seja a mesma da onda eletromagnética gerada $v_{2\omega} = 2\omega/k_{2\omega}$ (2.22), originando uma interferência construtiva ao longo de um meio.

A intensidade do campo gerado pode ser obtida partindo da formulação eletromagnética das interações não lineares mostrada com mais detalhe em [23], onde é obtida uma expressão para a intensidade do segundo harmônico em função da intensidade de um campo incidente de frequência ω , e da diferença dos vetores da onda gerada e do campo polarização, $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega$:

$$I_{2\omega} \propto I_\omega^2 \frac{\sin^2(\Delta k L/2)}{(\Delta k L/2)^2} \quad (2.23)$$

A equação (2.23) apresenta um máximo quando $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega = 0$. Esta condição é

conhecida como casamento de fase e pode ser escrita como:

$$k_{2\omega} = 2k_{\omega} \quad \implies \quad n_{\omega} = n_{2\omega}$$

Em materiais dielétricos comuns o índice de refração aumenta com a frequência e portanto não vamos ter uma geração de segundo harmônico eficiente. No entanto, a birrefringência natural presente nos materiais dielétricos uniaxiais e biaxiais permitem que o casamento de fase seja possível com uma eficiência bastante alta, já que estes cristais apresentam dois planos perpendiculares linearmente polarizados por onde se pode propagar a onda, cada um destes com um índice de refração diferente.

O comportamento dos índices de refração em um cristal birrefringente uniaxial é descrito pelo elipsóide de índices mostrado na figura 2.19. O eixo maior do elipsóide coincide com o eixo óptico do cristal z . A figura mostra uma onda que incide no cristal e que se propaga na direção \mathbf{P} .

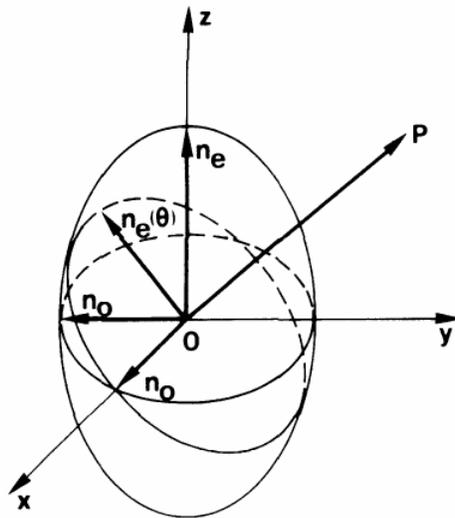


Figura 2.19: Elipsóide dos índices de refração num cristal não isotrópico uniaxial.

O plano normal ao vetor de onda na figura 2.19, corta o elipsóide formando uma elipse, onde os eixos desta vão representar os valores dos índices de refração para cada plano de polarização. Se a polarização da onda incidente é perpendicular ao eixo óptico o índice de refração é constante independente da direção de propagação da onda, neste caso vamos ter uma onda ordinária com índice n_o . Para outras direções de polarização, conhecidas como ondas extraordinárias, o índice de refração varia entre $n_o < n_e(\theta) \leq n_e$.

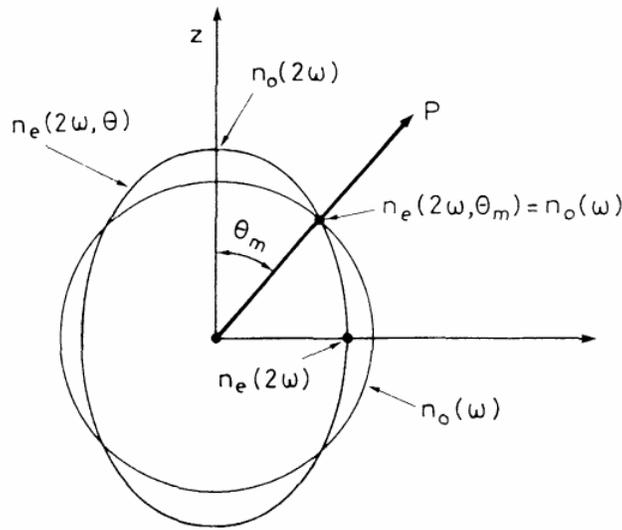


Figura 2.20: Condição de casamento de fase crítico usando a elipsóide dos índices de refração.

Para cada frequência ω ou 2ω da luz existe um elipsóide de índices como o mostrado na figura 2.19, e portanto para cada frequência existe um plano perpendicular ao vetor de propagação em forma de elipse. Na figura 2.20 vemos duas elipses correspondentes às frequências ω e 2ω as quais se interceptam em um ponto para um ângulo de propagação crítico no cristal θ_m . Nesta direção temos que $n_\omega = n_{2\omega}$ satisfazendo a condição para casamento de fase.

Existem dois tipos de casamento de fase. O tipo I (ooe) gera uma onda extraordinária

de frequência 2ω de duas ondas ordinárias de frequência ω , o tipo II (ooe) gera uma onda extraordinária de frequência 2ω de uma onda extraordinária de frequência ω e uma onda ordinária de frequência ω .

A condição de casamento de fase é satisfeita geralmente por cristais dielétricos birrefringentes. Para uma geração de segundo harmônica eficiente, estes cristais devem possuir também, um coeficiente óptico não linear grande. O cristal BiBO (BiB_3O_6) mostra propriedades não lineares mais fortes que cristais como BBO (borato de β -bário), LBO (triborato de lítio) e KTP (fosfato de potássio e titânio). As propriedades ópticas lineares do BiBO em uma região do espectro entre 350 nm e 2400 nm, assim como as condições de casamento de fase para geração de segundo harmônico deste cristal foram reportadas por Hellwig *et. al.* [40]. A tabela 2.5 mostra alguns valores importantes na geração de segundo harmônico (SHG) para o BiBO.

Tabela 2.5: Propriedades do cristal BiBO para geração de segundo harmônico.

Propriedade	Valor
Casamento de fase	Tipo I (ooe), crítico.
Orientação (θ_m, ϕ) (graus), $\lambda = 1314$ nm	(8.7, 0)
Índice de refração n_o, n_e (1321 nm)	1.7521, 1.7774
Largura de banda angular $\Delta\theta$ ($^\circ$)	0.088
Largura de banda espectral $\Delta\lambda$ (nm)	3.9
Largura de banda térmica ΔT ($^\circ\text{C}$)	4.7

Os índices de refração para o BiBO apresentados na tabela 2.5 foram calculados usando as equações de Sellmeier e os dados apresentados pelo fabricante. Em um cristal birrefringente, o vector de onda \mathbf{k} e o vector de Pointyng \mathbf{S} não estão na mesma direção, o ângulo entre eles é conhecido neste caso como *Walk-off angle*, para o BiBO é de 1.4° . A dependência do casamento de fase com a variação da temperatura (ΔT), do ângulo

($\Delta\theta$) e do comprimento de onda ($\Delta\lambda$), são mostrados também na tabela 2.5.

A teoria de geração de segundo harmônico para feixes gaussianos foi desenvolvida nos anos 60 por Boyd *et. al.* [41], onde os parâmetros que há de ter o feixe gaussiano no cristal não linear para que seja otimizada a geração de segundo harmônico são calculados. A figura 2.21 mostra a eficiência de conversão do BiBO e do LBO em função do cintura do feixe no cristal não linear para 1321nm. Estes valores foram medidos e calculados por R. Sarrouf *et. al.* [22].

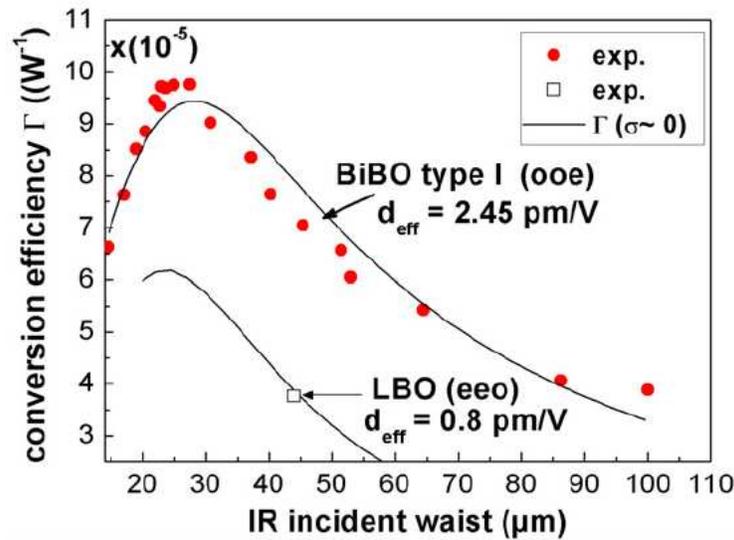


Figura 2.21: Eficiência de conversão em função da cintura de feixe no cristal em 1321 nm para dois cristais BiBO e LBO de 10 mm de comprimento. As curvas sólidas mostram os resultados teóricos [22].

Da figura 2.21 vemos que para uma cintura de feixe $20\mu m \leq \omega_0 \leq 40\mu m$ a conversão do segundo harmônico é eficiente. Estes valores foram considerados na hora de estabelecer os parâmetros da cavidade óptica do laser de Nd:YLF (figura 2.8). O valor de ω_0 encontrado na curva de estabilidade (figura 2.10) encontra-se neste intervalo de eficiência máxima.

Capítulo 3

Resultados Experimentais

A cavidade em anel do laser de Nd:YLF duplicado em frequência descrita com anterioridade foi montada no laboratório como é mostrado na figura 3.1. O cristal de Nd:YLF é montado em uma base de cobre permitindo fixar a temperatura do cristal a 15°C usando um peltier e água circulando pela base do cristal. O cristal duplicador BiBO se encontra sobre um dispositivo permite girar o cristal suavemente até conseguir o ângulo ótimo para o casamento de fase.

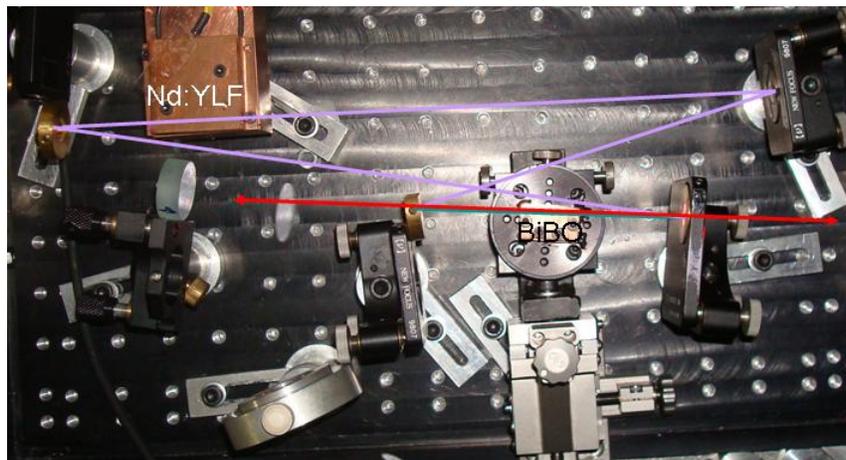


Figura 3.1: Montagem experimental do laser de Nd:YLF duplicado em frequência usando um cristal de BiBO.

Neste capítulo vamos falar da caracterização do laser de bombeio, assim como das características do cristal Nd:YLF mostrando seu espectro de emissão e o seu comportamento em uma cavidade linear de dois espelhos. Posteriormente vamos ver as características do laser duplicado em frequência em dois comprimentos de onda, 661 nm e 657 nm, mostrando a curva de potência obtida no vermelho em função da potência incidente para os dois comprimentos de onda, assim como algumas medidas do ruído de amplitude do laser para várias frequências na faixa de microondas.

3.1 Caracterização do cristal de Nd:YLF

Um cristal de Nd:YLF de dimensões $3 \times 3 \times 10$ mm³, com uma concentração de 0.7% de Nd³⁺ foi usado como meio de ganho na cavidade do laser. As duas superfícies do cristal apresentam recobrimento anti-refletor para 1314 nm e 806 nm. O cristal é bombeado opticamente pelo laser de diodo e a fluorescência do mesmo foi medida nas diferentes regiões do espectro visível e infravermelho. A figura 3.2 mostra o espectro de fluorescência do cristal no infravermelho próximo capturado transversalmente pelo o espectrômetro Ocean-Optics, observam-se uma linha forte na região de 900 nm e outra na transição principal do Nd:YLF em 1054 nm.

A análise do espectro de emissão do cristal no infravermelho foi feita usando o espectrômetro OSA (*Optical Spectrum Analyzer* HP 86140B) acoplado por uma fibra óptica. A figura 3.4 inferior, amostra dois picos principais nos comprimentos de onda 1314 nm e 1321 nm, a medida a media altura das linhas principais do espectro mostra uma largura de linha de aproximadamente 3 nm nestes comprimentos de onda. A precisão deste espectrômetro é 0.01 nm.

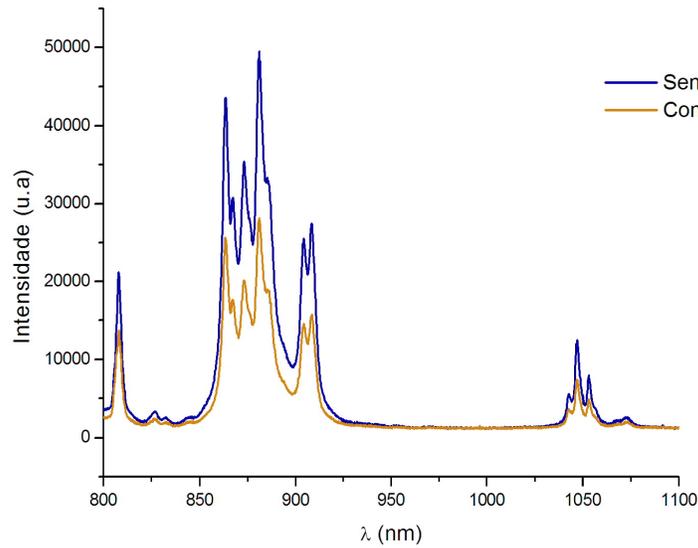


Figura 3.2: Espectro de fluorescência do cristal de Nd:YLF no infravermelho próximo com o laser de 1314 nm funcionando (amarelo) e sem laser (azul).

Para facilitar o alinhamento da cavidade óptica no infravermelho foi construído um laser linear de dois espelhos similares aos usando na cavidade em anel, um espelho plano e um espelho curvo com $R = 10\text{cm}$ separados por uma distância de $\approx 7\text{ cm}$ como é mostrado na figura 3.3.

Na figura se pode ver que cavidade linear permite a saída de luz laser nas duas direções. O espectro deste laser apresenta-se na parte superior da figura 3.4. O alinhamento da cavidade em anel de Nd:YLF é feito movimentando os espelhos para superpor estes dois feixes se em todos os planos da cavidade. Quando isto é conseguido, os dois espelhos da figura 3.3, são tirados da cavidade. Posteriormente a cavidade em anel é bombeada. Se o alinhamento é bem feito, ao ligar o laser de bombeamento pode se ver a aparição de luz vermelha na saída dos espelhos curvos. Este feixe é otimizado posteriormente.

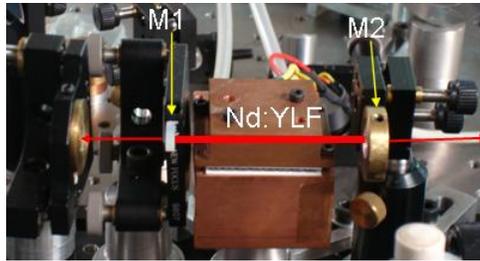


Figura 3.3: Montagem feita para obter um laser de infravermelho usando um espelho plano e um espelho de $R = 10$ cm.

O traço vermelho da figura 3.4 permite ver o espectro do laser de Nd:YLF em dois comprimentos de onda bem definidos, 1314 nm e 1321 nm. Estes dois comprimentos de onda apresentam polarizações lineares mutuamente ortogonais, chamadas previamente σ e π . Este comportamento também pode-se apresentar na cavidade em anel de quatro espelhos.

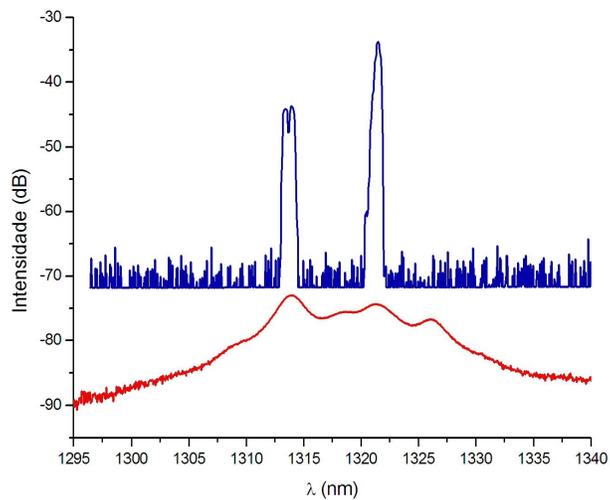


Figura 3.4: Espectro de fluorescência do cristal de Nd:YLF no infravermelho (vermelho). Espectro do laser de Nd:YLF construído com dos espelhos (azul). Espectros tomados com o espectrômetro OSA

3.2 Caracterização do laser duplicado em frequência

3.2.1 Espectros e curvas de potência

A duplicação em frequência é feita intra cavidade usando um cristal de BiBO (Borato de Bismuto) de $4 \times 4 \times 10 \text{ mm}^3$ com recobrimento anti-refletor para 1314 nm e 657 nm (ver apêndice B) e um ângulo de casamento de fase crítico de $\theta = 8.5^\circ$.

Como foi mencionado previamente a geração de segundo harmônico feita por estes cristais depende da polarização do feixe incidente, e em nosso caso particular depende da polarização do feixe infravermelho, sendo a polarização do segundo harmônico sempre perpendicular ao feixe incidente. Na caracterização do laser infravermelho vimos que na cavidade óptica oscilam dois comprimentos de onda com polarizações ortogonais, este comportamento permite que a cavidade mostrada na figura 3.1 gere dois comprimentos de onda no vermelho, com polarizações também ortogonais. A seleção do comprimento de onda é feita girando o cristal BiBO de 90° .

Os espectros do laser vermelho gerados pela cavidade da figura 3.1 com as polarizações correspondentes mostram-se na figura 3.5. Temos dois comprimentos de onda bem definidos para as duas orientações do BiBO, estes espectros foram tomados transversalmente com o espectrômetro Ocean Optics que possui uma resolução óptica de 1.5 nm FWHM.

Na polarização σ temos um laser cujo centro de linha esta em $\lambda_1 = 656.8 \text{ nm}$ com uma largura de linha (FWHM) de $\Delta\lambda_1 = 1.8 \text{ nm}$ determinada a partir do espectro. O traço marrom mostra o espectro do laser vermelho com polarização π donde $\lambda_2 = 661.1 \text{ nm}$ com uma largura de linha $\Delta\lambda_2 = 3.8 \text{ nm}$. Os dois espectros foram tomados em dias diferentes sem manter a posição e orientação do espectrômetro na medida, isto pode ter causado a diferença na forma dos espectros da figura 3.5.

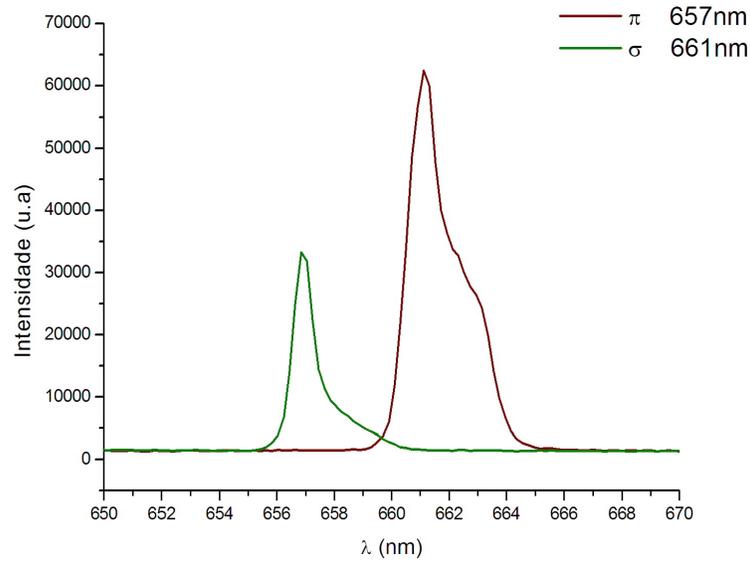


Figura 3.5: Espectro do laser vermelho gerado pela cavidade nas duas polarizações medido com o espectrômetro de baixa resolução Ocean-Optics.

A potência na saída para cada um dos comprimentos de onda do vermelho foi medida a uma temperatura dos diodos de 20°C. A figura 3.6 mostra estes resultados pontualmente. A potência máxima de vermelho obtida para $\lambda_1 = 657$ nm foi de $P_1 = 245 \pm 10$ mW para uma potência dos diodos de $P_{808nm} = 10$ W. Para $\lambda_2 = 661$ nm a potência foi $P_2 = 218 \pm 10$ mW para uma potência dos diodos de $P_{808nm} = 10.9$ W, para potências maiores de bombeamento se observa uma queda na potência do vermelho. Potências de bombeamento (P_{808nm}) maiores de 13 W podem trincar o cristal de Nd:YLF.

Da caracterização do laser de bombeio foi possível concluir que a temperatura ótima de operação dos diodos tinha que ser 13°C já que para esta o laser emite em 806 nm, coincidindo com o pico de absorção do Nd:YLF. Da figura 2.2 foi possível ver que a potência do laser de diodo também aumenta para esta temperatura.

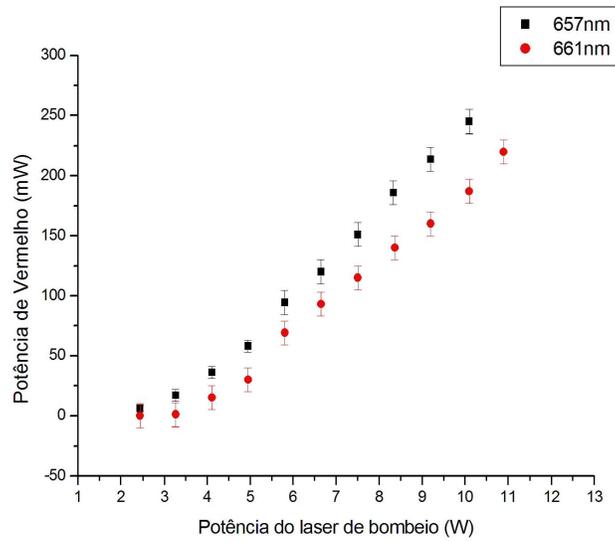


Figura 3.6: Potência de saída do vermelho em função da potência do laser de bombeamento para as duas polarizações do laser.

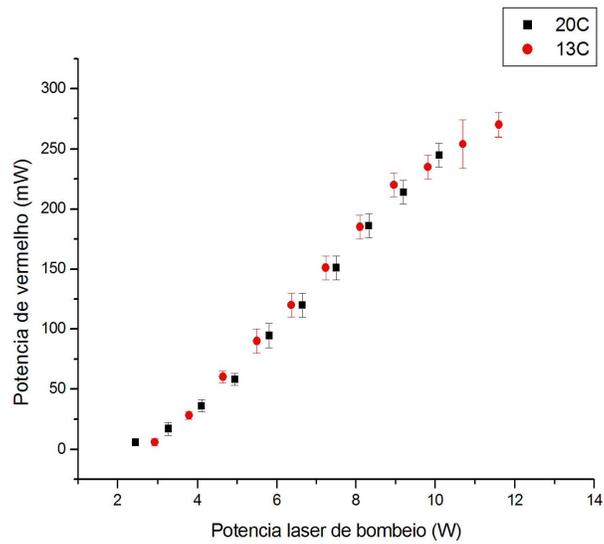


Figura 3.7: Potência de saída do 657 nm em função da potência do laser de bombeamento variando a temperatura dos diodos.

A figura 3.7 mostra a curva de potência de saída de vermelho em função da potência

do laser de bombeamento para as duas temperaturas. Observa-se um incremento na potência máxima do vermelho para $P_1 = 270 \pm 10$ mW no caso de $\lambda_1 = 657$ nm com $P_{806nm} = 11.6$ W. Para potências maiores temos de novo uma queda na potência de saída do vermelho.

O aumento na potência do laser depende principalmente do alinhamento dos elementos cavidade óptica. O alinhamento dos espelhos consiste em um ajuste fino, por pares, na vertical e na horizontal até conseguir uma potência máxima na saída. O casamento de fase no cristal duplicador é otimizado girando suavemente o cristal BiBO. Durante o processo de alinhamento foi observada uma sensibilidade muito alta da potência do vermelho ao movimento dos espelhos, da mesma forma, saltos na potência de saída do laser sem razão aparente, entre outras instabilidades. A sensibilidade dos espelhos foi atribuída ao ajuste pouco fino dos posicionadores. Estes foram trocados por melhores mas as instabilidades continuaram.

O seguinte teste foi para verificar a qualidade óptica do cristal de Nd:YLF. Os dois cristais comprados pelo laboratório mostravam o mesmo comportamento na potência de saída do vermelho. Um destes cristais foi levado para ser testado na França no *Institut National de Métrologie*, onde existe um sistema para a geração de vermelho similar [16]. O laser vermelho deste laboratório mostrava uma potência de saída para o vermelho de 350 mW para uma potência de bombeamento de 14.3W. A troca dos cristais mostrou uma potência de 470 mW com o nosso cristal para a mesma potência de bombeamento, garantindo a qualidade óptica do cristal de Nd:YLF.

O teste feito na França confirmou a teoria de que as variações na potência do vermelho se devem à oscilação de vários modos dentro da cavidade do laser de Nd:YLF. O acoplamento destes modos na geração de segundo harmônico pode causar flutuações caóticas na intensidade do feixe duplicado. Este comportamento foi observado por K. I. Martin

et. al. [42] em um laser de Nd:YAG duplicado em frequência para a geração de verde.

Para obter uma cavidade de frequência única é preciso eliminar uma das direções de oscilação da cavidade em anel, por isto, foi inserido um diodo óptico conformado por um cristal TGG de 2 mm de comprimento em um campo magnético de 2.5 T, seguido de uma lamina de quartzo. A inserção deste diodo não suprimiu a oscilação bidirecional da cavidade em anel como se esperava, concluindo que o giro de polarização causado pelo diodo usado não é o suficiente. Cristais de TGG mais compridos em um campo magnético mais forte podem suprimir esta oscilação. Estes cristais chegaram nos próximos dias ao laboratório.

Trabalhos prévios, [16, 22], reportaram um laser vermelho com características físicas similares operando com uma potência máxima para $\lambda_2 = 661$ nm de $P_2 = 500$ mW com $P_{806nm} = 12.5$ W, usando um cristal de BiBO para geração de segundo harmônico. Esta potência não foi alcançada pelo nosso sistema devido a instabilidades da cavidade óptica causadas pela impossibilidade de inserir um diodo óptico apropriado impedindo a oscilação da cavidade em frequência única.

Na utilização do espectrômetro Ocean-Optics como instrumento de medida foram observadas duas linhas novas em 950 nm e 1018 nm, mostradas na figura 3.8. Inicialmente estas novas linhas foram atribuídas a oscilações raman geradas na cavidade do laser, entretanto, testes feitos com o espectrômetro OSA, de maior resolução, não permitiram ver estes comprimentos de onda, concluindo que podiam ser originadas pela saturação do espectrômetro Ocean-Optics. Para verificar isto, o espectrômetro também foi saturado com um laser de He-Ne, mostrando de novo duas linhas similares.

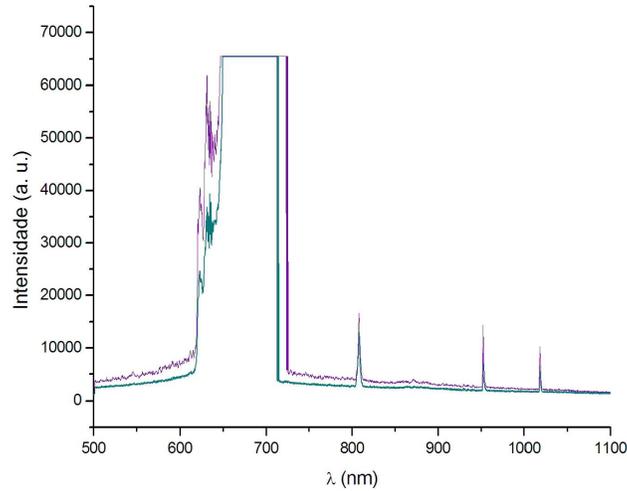


Figura 3.8: Espectro do laser vermelho quando saturamos o espectrômetro Ocean-Optics.

3.2.2 Medição do ruído de amplitude do laser

Para finalizar a caracterização do laser vermelho vamos medir o espectro de ruído de amplitude do laser de Nd:YLF duplicado em frequência usando fotodiodo e um analisador de espectro Hewlett Packard 8562A que varre frequências na faixa de 9 kHz até 22 GHz, a montagem utilizada é mostrada na figura 3.9.

Para esta medida foi utilizado um fotodetector de referência Thorlabs modelo SV2 (high speed photodetector), com uma largura de banda de 2GHz. A potência de vermelho no fotodetector foi da ordem de 30 mW evitando a saturação do mesmo.



Figura 3.9: Montagem experimental usada para medir o ruído de amplitude do laser vermelho.

O espectro de ruído do laser na faixa de 10 kHz até 1MHz pode ser observado na figura

3.10, onde temos o ruído do espectrômetro (esquerda) e o ruído do espectrômetro e do laser vermelho juntos (direita), pode-se ver um incremento no sinal de ruído de aproximadamente 30dB na região compreendida entre 10 kHz e 500 kHz, este ruído é causado pelo laser de estado sólido. Para frequência maiores de 500 kHz não se observa ruído gerado pelo laser, esta é uma das vantagens do laser de estado sólido sobre o laser de diodo.

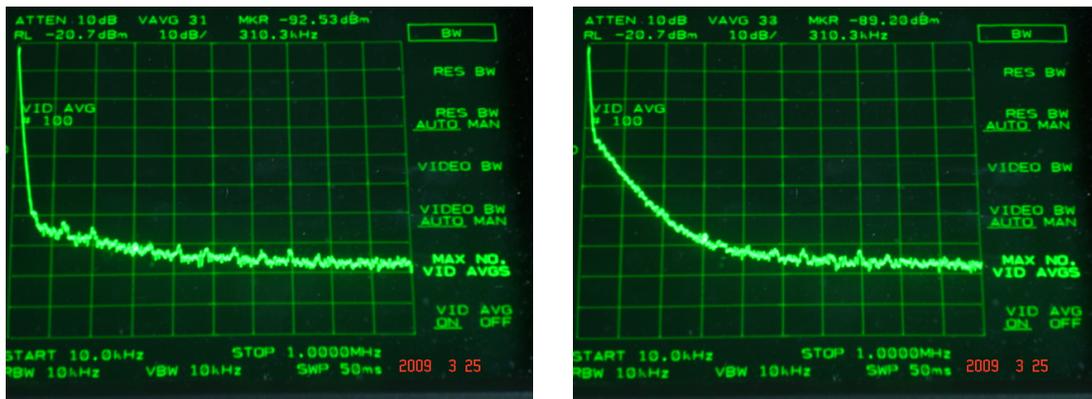


Figura 3.10: Espectro de ruído do laser vermelho na faixa de 10 kHz até 1 MHz. Na esquerda temos o ruído do fotodetector e na direita temos o sinal do ruído do fotodetector e o laser vermelho juntos.

A figura 3.11 mostra com um pouco mais de detalhe o espectro de ruído na faixa de 10 kHz até 100 kHz, novamente temos a figura da esquerda com o ruído do analisador e na direita, o sinal do laser mais o fotodiodo. Nesta última temos picos bem definidos em 11 kHz, 16.6 kHz, 22.5 kHz, 28.2 kHz, 39.4 kHz, 45.1 kHz e 50.7 kHz. Estes picos se apresentam cada 6 kHz aproximadamente, e são atribuídos ao ruído de amplitude gerado pelo laser de bombeamento.

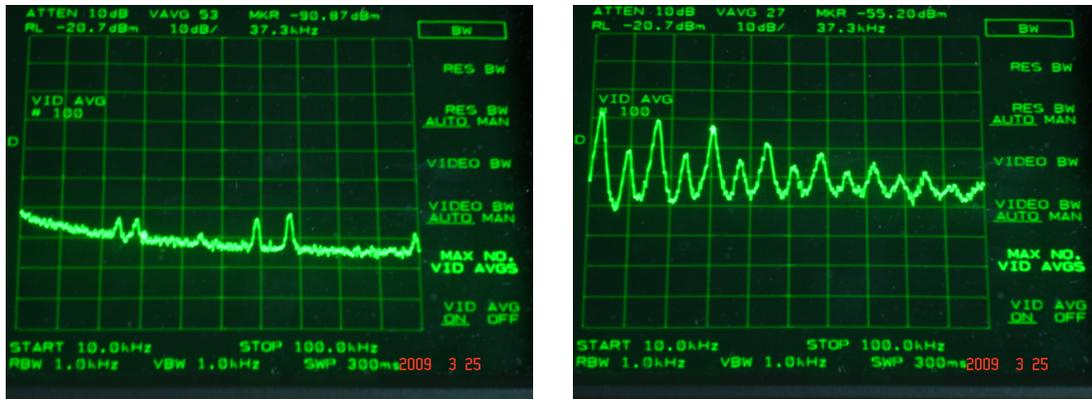


Figura 3.11: Vista detalhada do espectro de ruído do laser vermelho na faixa de 10 kHz até 100 kHz. Na esquerda temos o ruído intrínseco do analisador de espectro e na direita temos os dois sinais, analisador e laser, juntos.

O seguinte pico no sinal de ruído de amplitude do laser aparece para uma frequência de 336 MHz que corresponde a um batimento nos diferentes modos de oscilação da cavidade óptica como é mostrado na figura 3.12.

A separação em frequência entre os batimentos dos diferentes modos de oscilação da cavidade observa-se na figura 3.13, de onde temos um pico na faixa de megahertz que permite estabelecer que o “Free Spectral Range” (FSR) da cavidade em anel usada no laser de Nd:YLF duplicado em frequência é de 336 MHz.

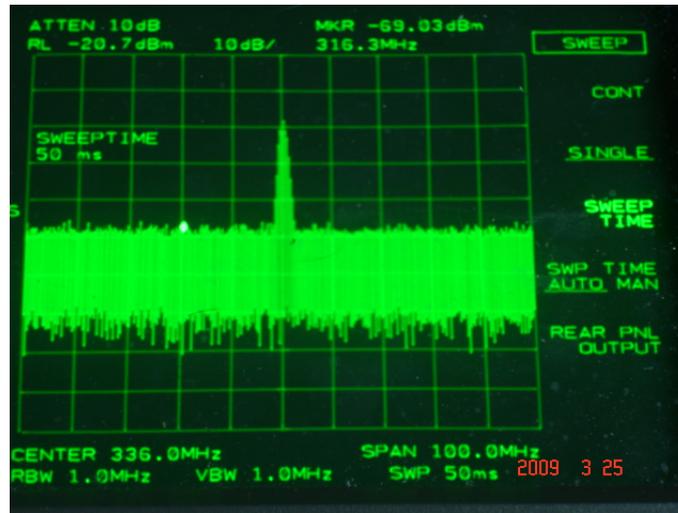


Figura 3.12: Espectro de ruído de amplitude do laser vermelho na faixa de MHz. O pico em 336 MHz corresponde ao batimento dos diferentes modos de oscilação do laser.

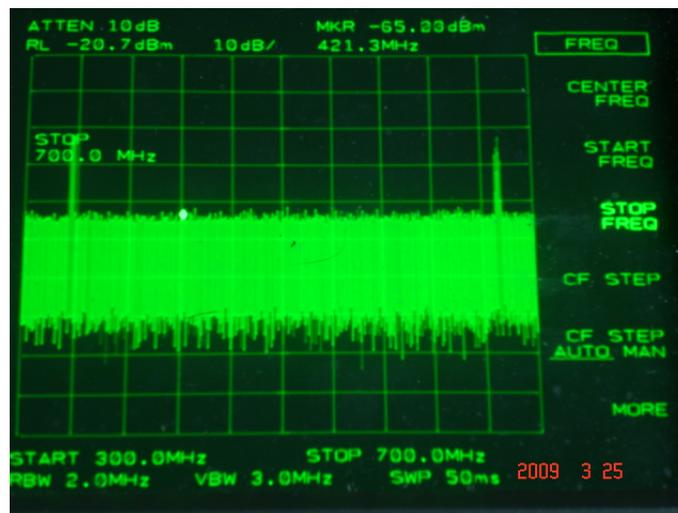


Figura 3.13: Espectro de ruído de amplitude do laser vermelho na faixa de 300 MHz até 700 MHz. Observam-se a separação entre o batimento dos diferentes modos da cavidade óptica.

Capítulo 4

Conclusões e perspectivas

Neste trabalho foi desenvolvido um laser de estado sólido de Nd:YLF bombeado por um laser de diodo e duplicado em frequência em 657 nm. Este sistema é proposto como oscilador local em um relógio atômico óptico baseado em átomos de cálcio. Potências em torno de 270 mW foram obtidas para 657 nm para um laser bombeado com 11.6 W.

A oscilação unidirecional ainda não foi implementada já que o giro de polarização gerado por o TGG de 2 mm foi muito pequeno. Cristais mais compridos em campos magnéticos mais fortes serão utilizados nos próximos meses para forçar uma oscilação unidirecional. Um *etalon* com as dimensões e o recobrimento apropriado será inserido posteriormente para garantir uma oscilação em uma única frequência.

O laser de Nd:YLF de frequência única vai ser estabilizado a uma cavidade óptica de alta finesse com a finalidade de obter uma largura de linha < 100 Hz requerida para uso como oscilador local do relógio atômico de cálcio. Na atualidade existem lasers de diodo em 657 nm estabilizados com uma largura de linha estreita [43, 44], entretanto, um laser de estado sólido que possua maior potência e menor ruído intrínseco deverá ser mais vantajoso.

Um segundo sistema para a geração de vermelho está sendo construído para medir ruído e fazer comparações na operação dos lasers. Em seguida espera-se fazer a medida da frequência usando um pente de frequências ópticas (*Frequency comb*).

Apêndice A

Laser de Nd:YAG duplicado em frequência

O cristal de YAG (cristal de ítrio e alumínio) dopado em pequenas quantidades por Nd^{3+} apresenta muitas características que permitem usá-lo num grande numero de aplicações. Em primeiro lugar, ele emite em vários comprimentos de onda no infravermelho próximo e absorve radiação numa faixa bem definida [45, 46, 47], além disto, o desenvolvimento da óptica não linear permite a duplicação em frequência destes comprimentos de onda gerando luz visível com eficiências bastante altas [48, 49]. De outro lado é importante mencionar que as propriedades físicas e termodinâmicas dos lasers de estado sólido, em particular do laser de Nd:YAG são bastante boas facilitando seu funcionamento a potências altas.

Os lasers de Nd:YAG podem trabalhar em operação CW usando cavidades lineares e em anel. A duplicação em frequência do fundamental do laser de Nd:YAG gerar um laser verde em 532 nm, usado para bombeamento óptico de outros lasers de estado sólido como Ti: Sapphire. A seguir mostramos o desenvolvimento de um laser compacto de Nd:YAG duplicado em frequência usando um cristal de KTP para a geração de verde. Este laser foi desenvolvido na parte inicial do meu trabalho com lasers de estado sólido

no infravermelho, com a finalidade de conhecer o comportamento destes sistemas.

Uma cavidade linear usada é mostrada a seguir. O bombeamento desta cavidade é feito inicialmente por um laser de diodo de referencia SPL CG81-2S da OSRAM que emite em um comprimento de onda de 808 nm e uma potência máxima de 3W. O laser de diodo emite um feixe elíptico que altamente divergente. Na vertical, este feixe foi colimado usando uma lente de 3 mm. Na horizontal foi utilizada uma lente cilíndrica como é mostrado na figura A.1. Depois destas duas lentes temos um feixe plano que é focalizado na cavidade do laser por uma lente de 75 mm.

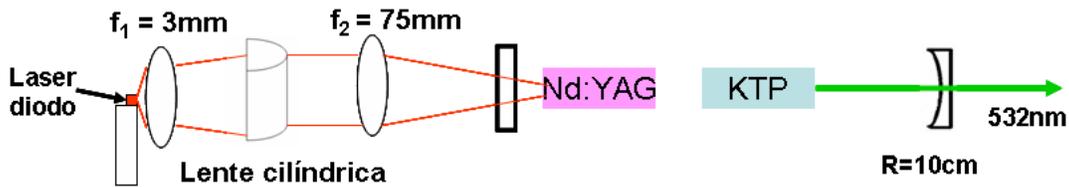


Figura A.1: Cavidade linear para um laser de Nd:YAG duplicado em frequência para gerar verde.

A cavidade do laser está formada por um espelho plano de entrada com um recobrimento altamente refletor para 1064 nm e 532 nm e altamente transmissor para 808 nm, e um espelho curvo $R = 10$ cm com um recobrimento altamente refletor para 1064 nm e altamente transmissor para 532 nm. O meio ativo deste laser é o cristal de Nd:YAG de dimensões $3 \times 3 \times 8$ mm³ com recobrimento antirefletor para 808 nm, 1064 nm e 532 nm que absorve 808 nm e emite em 1064 nm. A duplicação em frequência é feita logo após do cristal e Nd:YAG por um cristal não linear KTP (óxido fosfato de potássio e titânio) de dimensões $3 \times 3 \times 10$ mm³.

Para a configuração mostrada foi obtida uma potência de verde de 96 ± 10 mW para um bombeamento óptico máximo de 845 mW.

Apêndice B

Características dos elementos ópticos da cavidade

Os diferentes elementos ópticos da cavidade do laser de Nd:YLF foram comprados com as características apropriadas para permitir a oscilação da cavidade em 1314 nm e a transmissão da luz em 657 nm. As especificações dos recobrimentos de cada elemento óptico fornecidas pelos fabricante ¹ mostram-se a seguir.

A transmissão dos espelhos planos usados na cavidade óptica no infravermelho é apresentado na figura B.1. Pode-se ver uma transmissão em torno de 95% para 808 nm e menor de 0.02% para 1314 nm. Também temos uma a transmissão de $\approx 85\%$ para 1049 nm e 1054 nm impedindo a oscilação da cavidade nestes comprimentos de onda.

A figura B.2 mostra um recobrimento anti-refletor para 808 nm.

A transmissão dos espelhos curvos é mostrada na figura B.3. Observa-se uma transmissão de 96% para 657 nm, e menor ao 0.8% para 1314 nm. Na figura B.4 vemos o recobrimento anti-refletor para 657 nm com uma reflexão menor ao 0.5%.

¹Crystech: <http://www.crystech.com/>

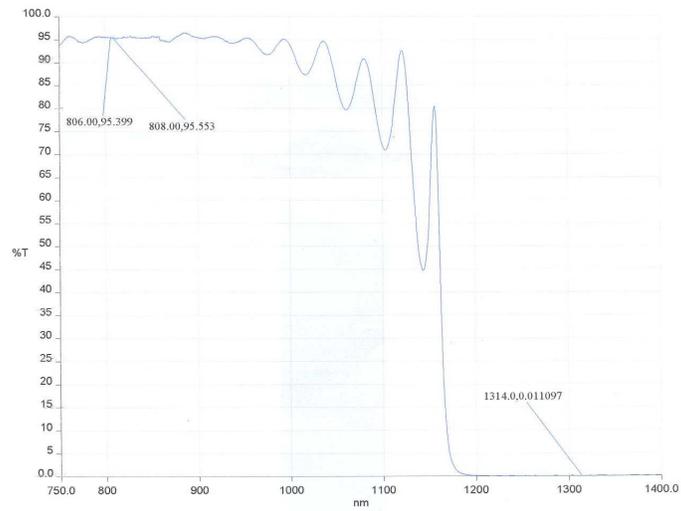


Figura B.1: Transmissão dos espelhos planos para diferentes comprimentos de onda.

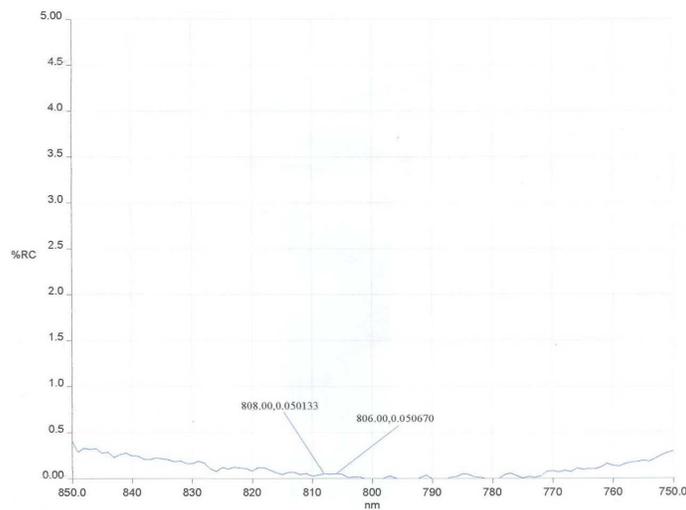


Figura B.2: Reflexão dos espelhos planos no infravermelho próximo.

O cristal de Nd:YLF apresenta um recobrimento refletor menor ao 0.3% para 808 nm e menor ao 0.5% para 1314 nm, como é mostrado na figura B.5. Para 1054 nm o recobrimento refletor é menor ao 2% evitando a oscilação laser neste comprimento de onda dentro do cristal.

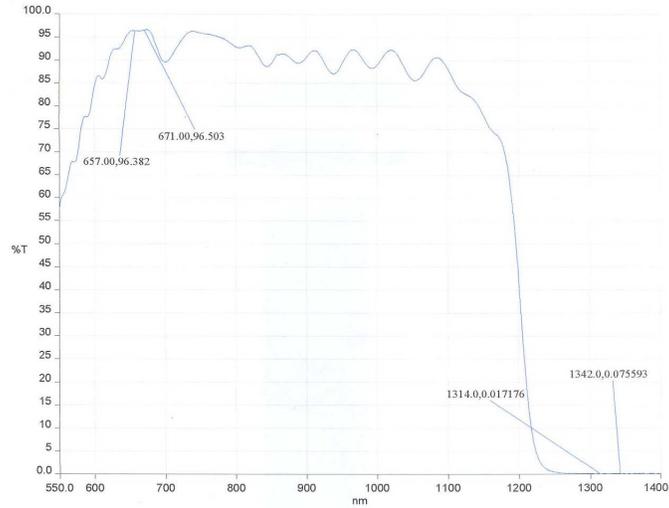


Figura B.3: Transmissão dos espelhos curvos para diferentes comprimentos de onda.

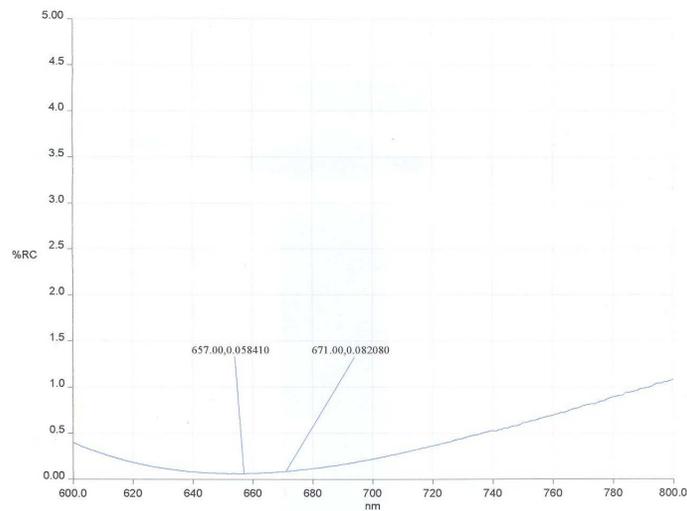


Figura B.4: Reflexão dos espelhos curvos entre 600 nm e 800 nm.

O cristal não lineal BiBO apresenta um recobrimento altamente refletor menor ao 0,3% para 808 nm e menor ao 0,7% para 1314 nm, como é mostrado na figura B.6.

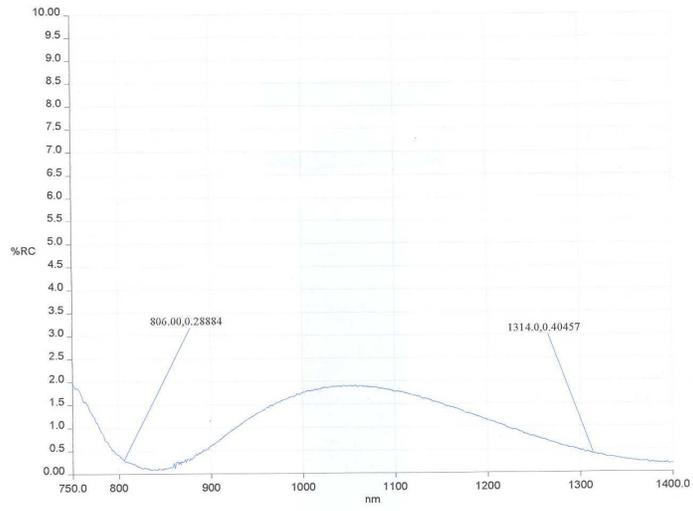


Figura B.5: Reflexão das superfícies do cristal de Nd:YLF no infravermelho proximo.

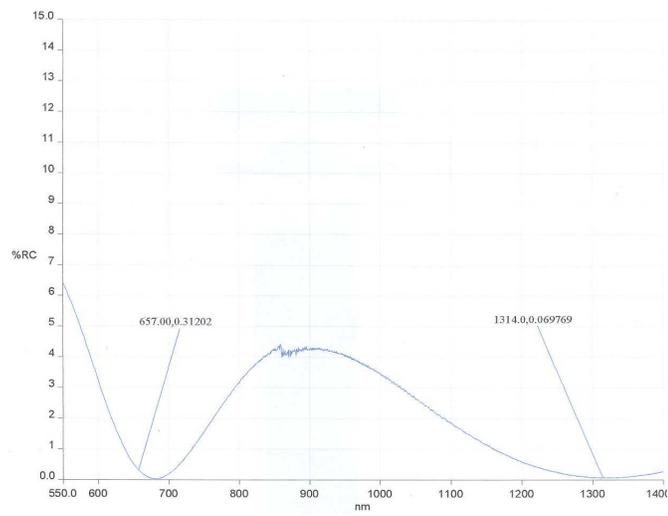


Figura B.6: Reflexão das superfícies do cristal de BiBO no infravermelho proximo.

Apêndice C

Trabalhos em congressos

XXXII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada / ID: 1254-1

1

Frequency doubled Nd:YLF laser: an all-solid-state local oscillator for a calcium optical atomic clock

Mayerlin N. Portela, Joseph D. Topomondzo, Giovana T. Nogueira, Flavio C. Cruz
Gleb Wataghin Physics Institute, University of Campinas - UNICAMP, 13083-970, Campinas, SP, Brazil

Niklaus U. Wetter
Centro de Lasers e Aplicacoes - IPEN, 05508 000 Sao Paulo, SP, Brazil

Atomic clocks are used today in a number of scientific and technological applications, ranging from tests of relativity, or variations of fundamental constants, to the use in navigation and telecommunication. The next generation of such high precision devices will be based on optical transitions of suitable laser cooled and trapped atoms. In this paper we describe a frequency-doubled, diode-pumped solid-state Nd:YLF ring laser emitting at 657 nm, proposed as a local oscillator in an optical atomic clock based on laser cooled and trapped calcium atoms. Compared to diode lasers, its main advantages include higher power, less intrinsic frequency noise, and the possibility of remote transfer in optical fibers using the fundamental light at 1314 nm. The Nd:YLF is optically pumped by a fiber-coupled diode laser at 806 nm, which can deliver output powers up to 30 Watts. Frequency doubling is performed inside the cavity using a 10-mm long AR-coated BIBO crystal, under type I, critical phase-matching at room temperature. The red output of the Nd:YLF laser is locked to a high-finesse Fabry-Perot cavity using the Pound-Drever-Hall technique. The laser frequency stability relative to this cavity is estimated by an spectral analysis of the error signal. Measurements of the optical frequency at 457 THz, and its coherent subdivision into microwave frequencies, will be performed using an optical frequency comb developed at UNICAMP, based on a ultrabroadband 2 GHz Ti:sapphire femtosecond laser.

POSTER: Joseph D. Topomondzo, Mayerlin N. Portela, and Flavio C. Cruz, “Frequency stabilized and doubled Nd:YLF laser: an all solid state local oscillator for a calcium optical atomic clock”, CLEO QELS PhAST, paper JutD5 (2009), Baltimore, USA.

Referências Bibliográficas

- [1] V. A. Dzuba and V. V. Flambaum. “Atomic optical clocks and search for variation of the fine-structure constant”. *Phys. Rev. A.* **61**, 034502 (2000).
- [2] Love, A.W. “GPS, atomic clocks and relativity”. *IEEE Potentials.* **13**, 2 (1994).
- [3] S. Reynaud, C. Salomon and P. Wolf. “Testing General Relativity with Atomic Clocks”. *Space Sci. Rev.* DOI 10.1007/s11214-009-9539-0 (2009).
- [4] Thomas E. Parker and Demetrios Matsakis. “Time and Frequency Dissemination. Advances in GPS Transfer Techniques. GPS World. Novembre 2004. *www.gpsworld.com.*
- [5] Th. Udem, R. Holzwarth and T.W. Hänsch. “Optical Frequency metrology”. *Nature* **416** (March 2002), 233.
- [6] Flavio C. Cruz. “Optical Frequency Combs Generated by Four-Wave Mixing in Optical Fibers for Astrophysical Spectrometer Calibration and Metrology”. *Opt. Express*, **16**, (2008) 13267-13275.

- [7] L. Hollberg. “Optical Atomic Clocks: A Revolution in Performance”. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) (2005) 1243.
- [8] T.J.Quinn. “Mise en Pratique of the definition of the Metre (1992)”. Metrologia, **30**(1994) 523-541 .
- [9] Carsten Degenhardt, Hardo Stoehr, Christian Lisdat, Guido Wilpers, Harald Schnatz, Burghard Lipphardt, Tatiana Nazarova, Paul-Eric Pottie, Uwe Sterr, Jürgen Helmcke, and Fritz Riehle. “Calcium optical frequency standard with ultracold atoms: Approaching 10^{-15} relative uncertainty”. Phys. Rev. A **72**, 062111 (2005).
- [10] G. Wilpers, C. Degenhardt, T. Binnewies, A. Chernyshov, F. Riehle, J. Helmcke and U. Sterr. “Improvement of the fractional uncertainty of a neutral-atom calcium optical frequency standard to 2×10^{-14} ”. Appl. Phys. B **76** (2003) 149-156.
- [11] Th. Udem, S. A. Diddams, K. R. Vogel, C.W. Oates, E. A. Curtis, W. D. Lee, W. M. Itano, R. E. Drullinger, J.C. Bergquist, and L. Hollberg. “Absolute Frequency Measurements of the Hg^+ and Ca Optical Clock Transitions with a Femtosecond Laser”. Phy. Rev. Lett **86**, 22 (2001), 4996.
- [12] U. Sterr, C. Degenhardt, H. Stoehr, Ch. Lisdat, H. Schnatz, J. Helmcke, F. Riehle, G. Wilpers, Ch. Oates and L. Hollberg. “The optical calcium frequency standards of PTB and NIST”. C. R. Physique, **5** (2004) 845-855.

- [13] L. S. Cruz, M. Sereno and F. C. Cruz. “Deep optical trap for cold alkaline-Earth atoms”. *Opt. Express*, **16**, (2008) 2909-2914.
- [14] C.W. Oates, F. Bondu, R.W. Fox, and L. Hollberg. “A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled Ca atoms: Sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection”. *Eur. Phys. J. D* **7** (1999) 449-460.
- [15] C. W. Oates, E. A. Curtis, and L. Hollberg. “Improved short-term stability of optical frequency standards: approaching 1Hz in 1s with the Ca standard at 657 nm”. *Opt. Lett.* **25**, 21 (2000) 1603.
- [16] Rodolphe Sarrouf, Virginie Sousa, Thomas Badr, Guibao Xu and Jean-Jacques Zondy. “Watt-level single-frequency tunable Nd:YLF/periodically poled *KTiOPO*₄ red laser”. *Opt. Lett.* **32** 18 (2007) 2732.
- [17] Anthony E. Seigman. “Lasers”. University Science Books. California. 1986.
- [18] A. L. Harmer, A. Linz and D. R. Gabbe. “Fluorescence of Nd³⁺ in lithium Yttrium Fluoride”. *J. Phys. Chem. Solids.* **30** (1969) 1483-1491.
- [19] L. Fornasiero, T. Kellner, S. Kück, J.P. Meyn, P.E.-A. Möbert, G. Huber. “Excited state absorption and stimulated emission of Nd³⁺ in crystals III: LaSc₃.(BO₃)₄, CaWO₄, and YLiF₄”. *Appl. Phys. B* **68**, 67 (1999).
- [20] Niklaus Ursus Wetter, Eduardo Colombo Sousa, Fabiola de Almeida Camargo, Izilda Marcia Ranieri and Sonia Lícia Baldochi. “Efficiente and compact diode-side-pumped Nd:YLF laser operation at 1053nm with high beam quality”. *J.Opt.*

- A: Pure Appl. Opt. **10**, 104013 (2008).
- [21] François Balembois, David Boutard, Eric Barnasson, Myriam Baudrier, Romain Pariès, Carole Schwach, Sébastien Forget. “Efficient diode-pumped intracavity frequency-double CW Nd:YLF laser emitting in the red”. Opt. Laser Technology **38**, (2006) 626-630.
- [22] R. Sarrouf, T. Badr and J.J. Zondy. “Intracavity second-harmonic generation of diode-pumped continuous-wave, single-frequency $1.3\mu\text{m}$ Nd:YLF lasers”. J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **10** (2008).
- [23] W. Koechner. “Solid-State Laser Engineering”. Sixth edition. Springer, 2006.
- [24] Carlos Jacinto, Samuel L. Oliveira, Tomaz Catunda, Acácio A. Andrade, John D. Myers, Michael J. Myers. “Upconversion effect on fluorescence quantum efficiency and heat generation in Nd³⁺-doped materials”. Opt. Express. **13** (2005) 2040.
- [25] Norman P. Barnes, Mark E. Storm, Patricia L. Cross, and Milton W. Skolaut, JR. “Efficiency of Nd Laser Materials with Laser Diode Pumping”. IEEE J. Quantum Electron. **QE-35** (1999) 647.
- [26] M. Pollnau, P. J. Hardman, M. A. Kern, W. A. Clarkson, and D. C. Hanna. “Upconversion-induced heat generation and thermal lensing in Nd:YLF and Nd:YAG”. Phys. Rev. B **58** (1998) 16076 - 16092.

- [27] C. Pfistner, R. Weber, H.P. Weber, S. Merazzi and R. Gruber. “Thermal beam distortions in End-Pumped Nd:YAG, Nd:GSGG, and Nd:YLF rods”. IEEE J. Quantum Electron. **QE-30** (1994) 1605.
- [28] P.J Hardman, W. A. Clarkson, G. J. Friel, M. Pollnau, and D. C. Hanna. “Energy-Transfer Upconversion and Thermal Lensing in High-Power End-Pumped Nd:YLF Laser Crystals”. IEEE J. Quantum Electron. **QE-26** (1990) 558.
- [29] Ti Chuang and Horacio Ramón Verdún. “Energy Transfer Up-convesion and Excited State Absorption of Laser Radiation in Nd:YLF Laser Crystals”. IEEE J. Quantum Electron. **QE-32** (1996) 79.
- [30] Joseph T. Verdeyen. “Laser electronics”. 3th edition. Prentice Hall. New Jersey. 1995.
- [31] A. Yariv. “Quantum electronics”. 2th edition. John Wiley and Sons, Inc. New York. 1975.
- [32] G.R Fowles. “Introduction to Modern Optics”. 2nd edition. Dover Publications. 1989.
- [33] Thomas M. Pollak, W.F. Wing, Robert J. Grasso, E.P. Chinklis and Hans P. Jenssen. “CW Laser Operation of Nd:YLF”. IEEE J. Quantum Electron. **QE-18** (1982) 159

- [34] Yann Louyer, Mark D. Plimmer, Patrick Juncar, Marc E. Himbert, Francois Balembois, and Patrick Georges. “Nd:YLF laser at $1.3\mu\text{m}$ for calcium atom optical clocks and precision spectroscopy of hydrogenic systems”. *Appl. Opt.* **42** (2003) 4867.
- [35] James R. Ryan, Ray Beach. “Optical absorption and stimulate emission of neodymium in yttrium lithium fluoride”. *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 10 (1992) 1884.
- [36] Encyclopedia of Laser Physics and Technology. <http://www.rp-photonics.com/>
- [37] Thomas F. Johnston, JR., and William Proffitt. “Design and Performance of a Broad-Band Optical Diode to Enforce One-Direction Traveling- Wave Operation of a Ring Laser”. *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-16** (1980) 483.
- [38] Svelto, Orazio. “Principles of lasers”. Fourth Edition. Springer, 1998.
- [39] P.A. Franken, A.E. Hill, C.W. Peters, and G. Weinreich. “Generation of optical harmonics”. *Phys. Rev. Lett.* **7** (1961) 118.
- [40] H. Hellwig, J. Liebertz, and L. Bohatý. “Linear optical properties of the monoclinic bismuth borate BiB_3O_6 ”. *J. Appl. Phys.* **88**, 11 (2000).
- [41] G. D. Boyd, D. A. Kleinman. “Parametric Interaction in Focused Gaussian Light Beams”. *J. Appl. Phys.* **39**, 8 (1968).

- [42] K. I. Martin, W. A. Clarkson, and D. C. Hanna. “Self-suppression of axial mode hopping by intracavity second-harmonic generation”. *Opt. Lett.* **22**, 6 (1997) 375.
- [43] H. Stoehr, F. Mensing, J. Helmcke, and U. Sterr. “Diode laser with 1 Hz linewidth”. *Opt. Lett.* **31**, 6 (2006) 736.
- [44] C.W. Oates, E.A. Curtis, and L. Hollberg, “Improved short-term stability of optical frequency standards: approaching 1 Hz in 1 s with the Ca standard at 657 nm”, *Opt. Lett.* **25** (2000), 21, 1603-e1605.
- [45] T. Kushida, H. M. Marcos and J. E. Geusic. “Laser Transitions Cross Section and Fluorescence Branching Ratio for Nd^{3+} in Yttrium Aluminium Garnet”. *Phys. Rev.* **167**, 2 (1968).
- [46] R. L. Byer. ”Diode Laser-Pumped Solid-State Lasers”. *Science* **239**, (1988) 742.
- [47] Rui Zhou, Tieli Zhang, Enbang Li, Xin Ding, Zhiqiang Cai, Baigang Zhang, Wuqi Wen, Peng Wang, Jianquan Yao. “8.3 W diode-end-pumped continuous-wave Nd:YAG laser operating at 946 nm”*Opt. Express* **13**, 25 (2005).
- [48] Nicolaie Pavel, Jiro Saikawa and Takunori Taira. “Diode end-pumped pasive Q-switched Nd:YAG laser intra-cavity frequency double by LBO crystal”. *Opt. Commun.* **195** (2001) 233-240.

- [49] Pingxue Lia, Dehua Lia, Zhiguo Zhanga and Shiwen Zhang. “Diode-pumped high-power cw blue laser at 473 nm with a compact three-element cavity”. *Opt. Commun.* **215** (2003) 159-162.