

Projeto e construção de um laser de Ti:Safira contínuo,  
sintonizável, com frequência única e estabilizada à uma cavidade  
externa de referência.

Faculdade de engenharia elétrica e computação  
**UNICAMP**

Tese de Mestrado

Haroldo José Onisto

Orientador : Dr. Flávio C. Cruz

Co-orientador : Dr. Evandro Conforti

Banca examinadora:

Dr. Aldário C. Bordonalli

Dr. Rui F. Souza

Dr. Sérgio C. Zilio

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA E ARQUITETURA - BAE - UNICAMP

On4p Onisto, Haroldo José  
Projeto e construção de um laser de Ti:Safira contínuo, sintonizável, com frequência única e estabilizada à uma cavidade externa de referência / Haroldo José Onisto. --Campinas, SP: [s.n.], 2001.

Orientadores: Flávio Caldas da Cruz, Evandro Conforti.

Dissertação de Mestrado - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Laser. 2. Lasers - Projeto e construção. 3. Espectroscopia. I. Cruz, Flávio Caldas da. II. Conforti, Evandro. III. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. IV. Título.

Título em Inglês: Project and construction of a cw, single-frequency and tunable Ti:Sapphire laser, actively stabilized to the resonance of an external reference cavity

Palavras-chave em Inglês: Laser, Lasers - Project and construction, Spectroscopy

Área de concentração: Eletrônica, Microeletrônica e Optoeletrônica

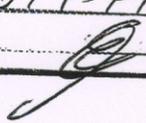
Titulação: Mestre em Engenharia Elétrica

Banca examinadora: Sérgio Carlos Zilio, Aldário Chrestani Bordonalli, Rui Fragassi Souza

Data da defesa: 09/11/2001

Programa de Pós Graduação: Engenharia Elétrica

Ata da 1180ª Reunião da Comissão Julgadora de Tese  
Universidade Estadual de Campinas  
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação  
Comissão de Pós-Graduação  
Curso: Mestrado  
Área: Eletrônica, Microeletrônica e Optoeletrônica

Fls. nº	36
Proc. nº	01-P-7999/99
Rubrica	

No dia nove do mês de novembro de dois mil e um, às dez horas, na Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas, na sala de Defesa de Tese da Pós-Graduação, reuniu-se a Comissão Julgadora indicada pelo Senhor Diretor da Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação (OF.FEEC Nº 240/01), com parecer favorável da Pró-Reitoria de Pós-Graduação da UNICAMP, composta pelos Senhores Professores Doutores: Flávio Caldas da Cruz (Instituto de Física/UNICAMP/Orientador), Sérgio Carlos Zílio (Instituto de Física/São Carlos) Aldário Chrestani Bordonalli (FEEC/UNICAMP) e Rui Fragassi Souza (FEEC/UNICAMP), para julgar o trabalho do candidato: **Haroldo José Onisto (RA: 945339)**, intitulado: **"Projeto e Construção de um Laser de Ti: Safira Contínuo, Sintonizável, com Frequência Única e Estabilizada à uma Cavidade Externa de Referência"**. Este trabalho contou com a co-orientação do Prof. Evandro Conforti. O Professor Doutor Flávio Caldas da Cruz, Presidente da Comissão, apresentou o candidato que discorreu sobre seu trabalho, após o que, foi argüido pelos membros da Comissão Julgadora na seguinte ordem: Professores Doutores: Sérgio Carlos Zílio, Aldário Chrestani Bordonalli, Rui Fragassi Souza e Flávio Caldas da Cruz. A parte pública da sessão encerrou-se às doze horas e trinta minutos, quando então a Comissão Julgadora reuniu-se em sessão reservada para deliberar. O candidato foi considerado **Aprovado**, fazendo portanto juz ao título de **Mestre em Engenharia Elétrica**, Área de Eletrônica, Microeletrônica e Optoeletrônica devendo ser este homologado pelo colendo Conselho Universitário da Universidade Estadual de Campinas. Nada mais havendo a tratar, o Senhor Presidente declarou encerrada às treze horas, tendo eu, Giane Cristina Sales Geraldo, secretária da CPG/FEEC lavrado a presente Ata que assino juntamente com os Senhores Membros da Comissão Julgadora, depois de lida e aprovada. Cidade Universitária "Zeferino Vaz", 09 de novembro de 2001.

Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz (26.593-4): Flavio Caldas da Cruz  
Prof. Dr. Sérgio Carlos Zílio: S. Zilio  
Prof. Dr. Aldário Chrestani Bordonalli: Aldário Chrestani Bordonalli  
Prof. Dr. Rui Fragassi Souza: Rui Fragassi Souza  
Secretária Giane Cristina Sales Geraldo: Giane Cristina Sales Geraldo  
Coordenador PG Prof. Dr. Ariovaldo Verandio Garcia: Ariovaldo Verandio Garcia

## Resumo:

Este trabalho apresenta o projeto e construção de um laser de Ti:safira (safira dopada com titânio) sintonizável, operando em regime contínuo, de frequência única e estabilizada à ressonância de uma cavidade externa de referência. Descrevemos os componentes do laser: cristal de Ti:Safira, cavidade óptica em anel, diodo óptico, filtro birrefringente e etalons. Apresentamos medidas de espectro do ruído de intensidade e do ruído de frequência com o laser de Ti:safira operando sem controle ativo da frequência. Estas medidas foram feitas para dois lasers de bombeio: um laser iônico de Argônio e um laser de estado sólido de Vanadato de Ítrio dopado com Neodímio e duplicado em frequência. A frequência do laser de Ti:Safira é duplicada em um cristal não linear de Niobato de Potássio colocado em uma cavidade ressonante para maior eficiência. São discutidos os sistemas de controle do etalon grosso, de estabilização da cavidade do laser e da cavidade de duplicação, incluindo os respectivos métodos para derivação dos sinais de erro. Este laser é uma ferramenta versátil e essencial para espectroscopia atômica e molecular de alta resolução e, uma vez duplicado, foi usado para desacelerar e aprisionar átomos de cálcio.

## Abstract:

In this work we discuss the project and construction of a cw, single-frequency and tunable Titanium:sapphire laser, actively stabilized to the resonance of an external reference cavity. We describe the laser components - Ti:Sapphire cristal, ring cavity, optical diode, birrefringent filter and etalons- and present measurements of the spectral distribution of amplitude and frequency noise for the free-running laser. These measurements were carried out for pumping with an  $\text{Ar}^+$  laser and with a frequency doubled  $\text{Nd:YVO}_4$ . The Ti:sapphire frequency has been doubled in a potassium niobate crystal ( $\text{KNbO}_3$ ) placed inside a power enhancement cavity for greater efficiency. We discuss the control systems, used for the thick etalon and laser and doubling cavities, and also the methods used to derive the error signals. This laser is a versatile tool for high resolution atomic and molecular spectroscopy and, when frequency doubled, has been used to decelerate and trap Calcium atoms.

Aos meus avós:

José Onisto (*in memoriam*)

e Lourdes Martins Onisto;

Francisco Costa Lima (*in memoriam*)

e Veneranda Araújo Costa (*in memoriam*).

## Agradecimentos:

Sou grato a Evandro Conforti e demais membros do DMO-FEEC pelo apoio neste projeto de mestrado interdisciplinar envolvendo um grupo em outra unidade desta universidade.

Sou grato aos técnicos em mecânica João B. Rodrigues e Antônio J. Polaquine, da oficina mecânica do DEQ-IFGW, e Nelson B. Sales e Jorge L. Pires da oficina mecânica do IFGW, pelo trabalho primoroso nos componentes mecânicos do laser.

Agradeço a Vanderlei S. Bagnato, Luis G. Marcassa e Sérgio C. Zílio, do Instituto de Física da USP de São Carlos, por vários componentes ópticos usados no laser.

Agradeço a todos os membros do grupo de lasers e aplicações do DEQ-IFGW pelo companheirismo e pelo ambiente de trabalho agradável e produtivo. Em especial, gostaria de agradecer a Reinaldo L. Cavasso-Filho, por inúmeras contribuições e seu pronto auxílio em diversas ocasiões.

Agradeço ao meu orientador, Flávio C. Cruz, cuja condução hábil e dialogo aberto e estimulante fizeram este projeto desafiador e gratificante.

Este projeto teve suporte financeiro das seguintes agências: FAPESP, CNPQ e CAPES, às quais somos gratos e expressamos nosso total reconhecimento.

# Índice

Capítulo 1 - Introdução	01
1.1 Motivação do Projeto	01
1.2 Descrição do Laser	03
1.3 Organização da Tese	05
Capítulo 2 – Alguns resultados úteis de óptica e física de lasers	06
2.1 Análise de sistemas ópticos por traçado de raios	06
2.2 Feixe Gaussiano	08
2.3 Cavidades ópticas ressonantes	11
2.4 Oscilação Laser	16
2.5 Birrefringência	17
2.6 Atividade óptica e Rotação de Faraday	19
2.7 Duplicação em frequência	20
Capítulo 3 – O Laser de Ti:Safira: Construção e operação “free running”	24
3.1 Componentes do Laser	25
3.1.1 Cristal de Ti:Safira	26
3.1.2 Cavidade óptica	27
3.1.3 Lasers de bombeio e Óptica de acoplamento	30
3.1.4 Diodo óptico	31
3.1.5 Filtro Birrefringente	33
3.1.6 Etalons	37
3.2 Montagem mecânica	39
3.3 Operação “free running” do laser de Ti:Safira	42
3.3.1 Perdas e absorção do laser de bombeio	43
3.3.2 Inserção dos elementos intracavidade	44
3.3.3 Bombeio alternativo com laser de Ar <sup>+</sup>	46
3.3.4 Sintonia do laser de Ti:Safira	47
3.3.5 Ruído de intensidade	48
3.3.5.1 Ruído de intensidade de 0 a 100 kHz	48
3.3.5.2 Ruído de intensidade de 50kHz a 1 MHz	51
3.3.6 Ruído de frequência	52
3.4 Cavidade de duplicação de frequência	56
Capítulo 4 – Sistemas de controle do Laser	58
4.1 Sistema de estabilização da frequência óptica do laser de Ti:Safira	58
4.1.1 Perturbações da frequência óptica do laser Ti:Safira	60
4.1.2 Atuador: espelho acoplado a um transdutor piezo-elétrico	63
4.1.3 Amplificador de tensão	67
4.1.4 Controlador	69
4.1.5 Discriminador de frequências ópticas e obtenção do sinal de erro	70
4.1.6 Análise do sistema em malha fechada	72
4.2 Sistema de controle do etalon grosso	76

4.2.1	Atuador do etalon grosso	77
4.2.2	Amplificador de tensão	78
4.2.3	Geração do sinal de erro para controle do etalon grosso	79
4.2.4	Estabilidade do sistema de controle do etalon grosso	79
4.3	Sistema de travamento da cavidade de duplicação de frequência	80
4.3.1	Obtenção do sinal de erro pelo método de Hänsch – Couillaud	81
4.3.2	Estabilidade do sistema de travamento da cavidade de duplicação	82
Capítulo 5 – Resultados		83
5.1	Eficiência do laser de Ti:Safira	83
5.2	Faixa de sintonia	83
5.3	Varredura em frequência	83
5.4	Estabilidade em frequência	84
5.5	Eficiência do estágio de duplicação em frequência	84
5.6	Região espectral de operação do estágio de duplicação	85
5.7	Casos de aplicação do laser e do estágio de duplicação	85
5.7.1	Espectroscopia do Cálcio em lâmpadas de Catodo Oco e Feixe Atômico	85
5.7.2	Resfriamento e Aprisionamento de Cálcio	86
Capítulo 6 – Conclusão		88
	Conclusão	88
	Sugestão para trabalhos futuros	89
Referências Bibliográficas		90
Apêndice A – Artigo submetido sobre o laser de Ti:Safira		94
Apêndice B – Esquema do fotodetector FND100 / AD829		100

## Introdução

### 1.1 Motivação do Projeto

Atualmente há uma grande diversidade de lasers e são inúmeras as suas aplicações. Existem lasers operando corriqueiramente em comprimentos de onda que vão do infravermelho longínquo ao ultravioleta, em regime contínuo ou pulsado. Alguns pesam poucos gramas, como os lasers de semicondutores utilizados nos leitores de CD-ROM, enquanto outros requerem edifícios próprios para sua construção e operação, como os lasers de elétrons livres. O laser [1] tem hoje tantas aplicações práticas e cotidianas que o que uma vez foi dito - “O laser é uma solução a procura de um problema” - nos soará como ultrapassado e, entretanto, novas aplicações estão sendo regularmente adicionadas à extensa lista das já existentes. Telecomunicações, armazenamento de dados, mecânica de precisão e eletrônica de consumo são exemplos de aplicações tecnológicas e industriais dos lasers. Além destas temos as aplicações científicas, que são ainda mais diversificadas.

O laser tornou-se um instrumento essencial em diversas áreas de pesquisa. Entre elas está a Física Atômica e Molecular e, em particular, a Espectroscopia. As vantagens dos lasers para aplicações em espectroscopia [2] decorrem imediatamente das próprias características da luz por eles emitida: a alta intensidade e a grande pureza espectral, que possibilitaram o surgimento de novas técnicas de espectroscopia. Lasers propiciam excelente resolução espectral, que geralmente excede a resolução obtida com a maioria dos espectrômetros. São particularmente interessantes para espectroscopia os lasers monomodo e sintonizáveis [2] que, associados a técnicas não lineares como geração de soma e diferença de frequências, permitem a varredura de extensas faixas de comprimento de onda. No Instituto de Física da UNICAMP, o Grupo de Lasers e Aplicações vem, desde a sua fundação, aplicando lasers em espectroscopia atômica e molecular. Entre os lasers utilizados pelo grupo em diversas faixas espectrais, podemos

citar: lasers moleculares (infravermelho longínquo), como os de isótopos de metanol, e de CO<sub>2</sub> (infravermelho médio); lasers de semiconductor (infravermelho próximo e visível); lasers de Hélio – Neônio (visível), Argônio (visível), corante (infravermelho e visível) e Neodímio duplicado em frequência (visível). Alguns deles foram adquiridos comercialmente e outros construídos [3] [4] [5] no próprio grupo. Uma das linhas de pesquisa do grupo envolve a aplicação do elemento Cálcio como padrão de frequência óptico, nas regiões do visível e do infravermelho longínquo [6] [7].

Um padrão de frequência é constituído de um oscilador cuja frequência é estabilizada, por um mecanismo de realimentação, à frequência de uma transição atômica ou molecular apropriada. Um padrão de frequência associado a um contador de frequências constitui o chamado relógio atômico, que são os dispositivos de maior precisão já construídos pelo homem. Entre suas aplicações estão a sincronia de redes de telecomunicação e de distribuição de energia elétrica [8], navegação aérea, marítima e espacial [9], além de testes de teorias físicas fundamentais [10]. O interesse em um padrão de frequência óptico, na região visível de espectro, está na possibilidade de se obter uma estabilidade aprimorada por um fator de 10<sup>4</sup> em relação aos padrões na faixa de radio frequências, como os de Césio e Rubídio. Esta estabilidade é proporcional ao fator de qualidade Q (=  $v/\Delta v$  onde  $\Delta v$  é a largura de linha natural) da transição atômica que é utilizada como referência de frequência [11]. A largura de linha real observada em uma dada situação experimental pode ser afetada por fatores e processos externos aos quais os átomos estão submetidos. Um exemplo é o alargamento Doppler [2], que se deve à distribuição de velocidades dos átomos a uma dada temperatura, e que concorre para a degradação do fator de qualidade observável da linha. Entre as técnicas para se reduzir os efeitos do alargamento Doppler nos experimentos de física atômica ou espectroscopia de alta resolução estão as técnicas de resfriamento e aprisionamento de átomos com laser [12]. Ao permitir a redução da temperatura de um gás a níveis inferiores a 1 mKelvin, elas também abriram a possibilidade de realização de muitos outros experimentos em Física básica. No caso do Cálcio, sua forte transição eletrônica  $^1S_0-^1P_1$ <sup>a</sup>, em 423 nm, tem

---

<sup>a</sup> Notação espectroscópica na forma  $^{2S+1}L_J$ , onde S, L e J são os números quânticos de spin, orbital e total do átomo.

sido utilizada de forma eficiente para reduzir a temperatura dos átomos até 800  $\mu$ Kelvin [13].

Este trabalho de tese envolve o desenvolvimento, construção e caracterização de um laser totalmente de estado sólido, contínuo e monomodo, baseado no cristal de  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  (Safira dopada com Titânio, ou simplesmente Titânio:Safira). Este laser, amplamente sintonizável no infravermelho próximo, quando duplicado em frequência para 423 nm constitui uma fonte excelente de radiação laser para experimentos de resfriamento e aprisionamento de átomos de Cálcio, onde potência e estabilidade em frequência são características essenciais. Devido a estas mesmas características, suas aplicações não se restringem de forma alguma a estes experimentos. Em particular este laser constitui uma ferramenta versátil e confiável para uso em espectroscopia atômica e molecular. Sua construção também trouxe vantagens econômicas, uma vez que o custo total do laser foi muito inferior ao de aquisição de um modelo comercial de características similares (por exemplo, o modelo 899 da Coherent), cujo valor está hoje em torno de cem mil dólares.

## 1.2 Descrição do Laser

O cristal de  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  [14] possui uma faixa de absorção conveniente para bombeamento óptico utilizando os lasers de Argônio ou, mais recentemente, Neodímio duplicado em frequência, ambos com comprimentos de onda na região verde. O cristal possui ainda uma larga faixa de emissão, que permite grande sintonia, além das excelentes propriedades mecânicas e térmicas da safira. Estas características o tornam um excelente meio ativo para um laser sintonizável no infravermelho próximo, sintonizável de 660 e 1100 nm. Normalmente para cobrir toda esta faixa são necessários três conjuntos de espelhos. Como os experimentos com Cálcio requerem comprimentos de onda na vizinhança de 846 nm (423 nm), optamos pela construção da cavidade do laser de  $\text{Ti:Safira}$  com espelhos dielétricos de faixa larga centrada em 846 nm, e, como será apresentado no capítulo sobre os resultados, este conjunto de espelhos proporciona uma faixa de sintonia com mais de 90 nm de largura (de 775 nm a 875 nm). Para atingir o comprimento de onda necessário para resfriamento e aprisionamento do Cálcio (423 nm),

um estágio de duplicação de frequência é necessário [15]. A duplicação em frequência ou geração de segunda harmônica em um cristal não-linear [16] transfere energia de um feixe laser incidente com frequência  $f$  para um feixe emergente com frequência  $2f$ , geralmente com baixa eficiência. Uma forma de aumentar a eficiência de duplicação envolve o uso de uma cavidade óptica externa para aumentar a potência do feixe fundamental.

Um laser sintonizável emprega, necessariamente, um meio ativo com faixa de emissão larga, o que possibilita que vários modos da cavidade oscilem ao mesmo tempo. Além disto, por razões que serão explicitadas mais adiante, o laser utiliza uma cavidade óptica em anel, que possibilita a existência de dois feixes que se propagam pela cavidade em sentidos opostos. Para evitar o regime multimodo, estabelecer um único sentido de propagação e possibilitar o controle da sintonia, alguns componentes ópticos são posicionados no interior da cavidade do laser. Estes componentes são: um diodo óptico, que assegura que apenas o sentido desejado de propagação dentro da cavidade se estabeleça; um filtro birrefringente, que atua como elemento de sintonia grossa, e dois etalons, que atuam como elementos de seleção do modo de oscilação da cavidade e na prevenção de mudanças indesejadas de um modo para outro. A sintonia fina do laser é proporcionada pelo posicionamento preciso de um dos espelhos da cavidade, que é montado sobre um transdutor piezo-elétrico (PZT).

Os experimentos envolvendo resfriamento e aprisionamento de átomos de Cálcio e espectroscopia de alta resolução requerem uma estabilidade na frequência do laser inferior a 1 MHz em alguns segundos. Portanto, com o objetivo de aumentar a estabilidade passiva do laser, parte de sua estrutura foi construída em Invar, que é uma liga metálica que apresenta baixo coeficiente de dilatação térmica. Também são empregadas técnicas de estabilização ativa da frequência do laser, utilizando-se ressonâncias de uma cavidade de Fabry-Perot externa como referências de frequência. Um dos etalons também demanda um controle ativo para que possa acompanhar o modo de oscilação da cavidade do laser.

Optamos por usar um laser de bombeio comercial de Nd:YVO<sub>4</sub> duplicado, bombeado por diodo. O laser de bombeio e o laser de Ti:Safira formam um sistema todo em estado sólido, que apresenta níveis de ruído de amplitude e frequência relativamente

baixos. O laser de Ti:safira também foi bombeado com um laser de  $Ar^+$ , operando em regime multilinha, e os níveis de ruído obtidos foram comparados com o caso anterior. Salientamos que as técnicas que apresentaremos são aplicáveis em outros contextos e, particularmente, a outros lasers de estado sólido, além de serem usadas em sistemas comerciais. A estabilização ativa de lasers não é utilizada somente em aplicações científicas, mas por exemplo tornou-se uma técnica vital para a operação de sistemas de comunicação óptica DWDM (*dense wavelength division multiplexing*) [17]. Estas técnicas são também essenciais dentro de desenvolvimentos recentes na área de metrologia de frequências ópticas [18], onde lasers de Ti:Safira contínuos e pulsados são combinados para medir diretamente frequências na faixa de centenas de THz. A duplicação em frequência acrescenta versatilidade ao laser, numa época em que fontes compactas e eficientes de radiação ultravioleta são necessárias em muitas aplicações em ciência e tecnologia.

### 1.3 Organização da tese.

No *capítulo 2* são revisadas algumas expressões e resultados da física do laser e da eletrônica quântica subjacente que são aplicáveis nos capítulos posteriores.

No *capítulo 3* descrevemos a construção do laser de Ti:Safira, incluindo detalhes de todos os componentes intracavidade e da sua estrutura mecânica. São apresentados os resultados da operação “free running” do laser e também uma descrição da cavidade de duplicação em frequência.

O *capítulo 4* trata dos sistemas eletrônicos utilizados para a estabilização em frequência do laser de Ti:Safira, bem como para controle do etalon grosso e da cavidade de duplicação. A geração dos sinais de erro, os controladores, os amplificadores e atuadores, assim como a estabilidades das malhas de controle são abordados usando-se técnicas clássicas de projeto de sistemas de controle no domínio da frequência.

No *capítulo 5* os resultados obtidos com o laser de Ti:Safira e com a cavidade de duplicação em frequência são apresentados na forma de parâmetros de desempenho. Dois casos de aplicação prática do sistema são descritos para ilustrar sua funcionalidade.

No *capítulo 6* temos a conclusão e algumas sugestões para desenvolvimentos futuros.

## Alguns resultados úteis de óptica e física de lasers

Neste trabalho a ênfase se dará sobre a engenharia do laser e do seu sistema de controle. Serão utilizados expressões e resultados da física do laser e da eletrônica quântica subjacente, que resumiremos neste capítulo.

### 2.1 Análise de sistemas ópticos por traçado de raios.

A propagação de um feixe laser através de um componente óptico pode ser analisada por traçado de raios [16]. Um programa usando os conceitos apresentados nesta seção e nas duas próximas foi usado para os cálculos numéricos da cavidade óptica do laser de Ti:Safira (veja a seção 3.1.2).

Na análise por traçado de raios consideramos apenas o caminho percorrido pelo centro de um feixe de luz (desconsidera-se a largura do feixe). A análise é feita em um plano que contém um eixo de referência (eixo óptico). Se o feixe laser e os componentes ópticos possuem simetria axial, a análise em um único plano é suficiente, quando este não é o caso, ou quando são estudadas as aberrações provocadas pelos componentes ópticos do sistema, a análise por traçado de raios terá que ser feita em mais de um plano.

Em um dado plano perpendicular ao eixo óptico, o raio de luz pode ser caracterizado por dois parâmetros: a distância  $r$  entre o raio e o eixo óptico e o ângulo de inclinação  $\theta$  entre o raio e o eixo óptico, como está representado na figura 2.1.

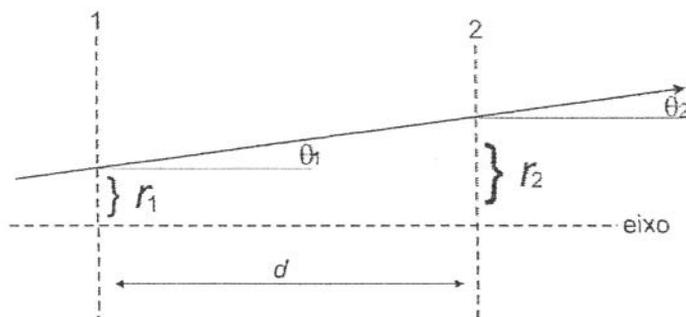


Figura 2.1 Raio de luz referenciado ao eixo óptico. O raio de luz em uma dada posição é representado pela distância  $r$  entre o raio e o eixo óptico e pelo ângulo de inclinação  $\theta$ .

Na **aproximação paraxial**, supõe-se que os raios possuam pequena inclinação relativa ao eixo óptico. Neste caso é válida a seguinte aproximação:

$$\theta \cong \text{sen } \theta \cong \tan \theta = \frac{dr}{dx} \quad (2.1)$$

Podemos, portanto, representar o raio por um vetor coluna  $\begin{bmatrix} r \\ r' \end{bmatrix}$ .

Dados dois planos quaisquer, perpendiculares ao eixo óptico do sistema, que o interceptam respectivamente nos pontos  $x_1$  e  $x_2$ , teremos a seguinte relação:

$$\begin{bmatrix} r_{x_2} \\ r'_{x_2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} r_{x_1} \\ r'_{x_1} \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

Onde a matriz ABCD efetua uma transformação sobre os parâmetros  $r$  e  $\theta$  do raio. Esta transformação corresponde ao efeito provocado pelos elementos ópticos inseridos no percurso do raio entre os planos definidos por  $x_1$  e  $x_2$ . Como exemplo, tabulamos abaixo a matriz ABCD de alguns elementos ópticos [16]:

Segmento de espaço livre de comprimento $d$	$\begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
Lente delgada de foco $f$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$
Espelho com raio de curvatura $R$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{R} & 1 \end{bmatrix}$

Tabela 2.1: Matrizes ABCD de alguns elementos ópticos.

A matriz ABCD resultante da composição de elementos ópticos em cascata é dada pelo produto das matrizes dos elementos. A matriz do primeiro elemento transposto pelo

raio fica mais à direita na multiplicação, enquanto as outras são colocadas da direita para a esquerda, na mesma ordem em que o raio atravessa os respectivos elementos.

Matriz ABCD resultante:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

## 2.2 Feixe Gaussiano.

Entre as soluções analíticas para as equações de Maxwell a equação para feixes gaussianos [19] é mais adequada às características dos feixes de lasers. Com ela podemos tratar o feixe laser em três dimensões e determinar como os campos se distribuem dentro de uma cavidade óptica (modos da cavidade).

A solução de ondas planas para as equações de Maxwell assume que os campos não sofrem qualquer variação no sentido transversal à propagação da onda. Embora esta aproximação possa ser aceitável em algumas situações, ela não é adequada para o tratamento de feixes laser. A intensidade de um feixe laser varia na direção transversal à propagação do feixe, dado que sua largura é limitada.

O desenvolvimento detalhado da equação para feixes gaussianos pode ser encontrado nas referências [16] [19]. Neste texto procuramos apenas registrar as expressões que consideramos mais relevantes ao desenvolvimento do nosso trabalho bem como fazer notar a aproximação que é assumida na equação para feixes gaussianos. Este tratamento é especialmente útil para se determinar a posição e o diâmetro do foco (ou focos) nas cavidades ópticas, que é o assunto da próxima seção.

Tomando como ponto de partida a solução da onda plana em sua representação fasorial,  $E(x, y, z) = E_0 e^{-jkz}$ , e aplicando sobre a mesma uma função que module seu perfil transversal teremos:

$$E(x, y, z) = E_0 \psi(x, y, z) e^{-jkz} \quad (2.4)$$

Como  $E(x, y, z)$  deve satisfazer as equações de Maxwell, a função  $\psi(x, y, z)$  terá que ser solução da seguinte equação:

$$\nabla_i^2 \psi - j2k \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.5)$$

Para pequenos comprimentos de ondas (algumas dezenas de micrometros ou menores, como na região óptica)  $k$  é um número muito grande e, portanto, assume-se que

$\left\| 2k \frac{\partial \psi}{\partial z} \right\| \gg \left\| \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right\|$ . Considerando-se que o termo contendo a derivada de primeira ordem é muito maior que o termo contendo a derivada de segunda ordem a equação anterior é aproximada pela que se segue, onde o termo contendo a derivada de segunda ordem é desprezado.

$$\nabla_i^2 \psi - j2k \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (2.6)$$

A função  $\psi$  que soluciona a equação 2.6 (e conseqüentemente o perfil de intensidade transversal do feixe) apresenta a forma de uma gaussiana. A expressão para um feixe gaussiano no modo fundamental é a seguinte <sup>a</sup>:

$$E(x, y, z) = E_0 \cdot \frac{w_0}{w(z)} \cdot e^{-\left[ \frac{r^2}{w^2(z)} + j \left( \frac{kr^2}{2R(z)} + kz - \tan^{-1} \left( \frac{z}{z_0} \right) \right) \right]} \quad (2.7)$$

Onde:

<sup>a</sup> As referências [16] [19] apresentam a solução para modos de ordem mais alta.

$$z_0 = \frac{\pi n w_0^2}{\lambda} \quad (2.8)$$

$$w^2(z) = w_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right] \quad (2.9)$$

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{z_0}{z} \right)^2 \right] \quad (2.10)$$

A figura 2.2 ilustra as características de um feixe gaussiano. A extensão transversal do feixe é definida pela distância entre o eixo central, onde a amplitude dos campos é máxima, e os pontos onde, devido ao perfil gaussiano, a amplitude dos campos fica reduzida por um fator  $e^{-1}$ . O diâmetro mínimo do feixe é dado por  $2w_0$ . A posição longitudinal onde encontramos este diâmetro mínimo, chamada de cintura (waist) do feixe, é a origem do eixo  $z$  para as equações 2.9 e 2.10. Afastando-se da cintura, tanto no sentido de propagação do feixe quanto no sentido oposto, o diâmetro do feixe aumenta em concordância com a equação 2.9. O parâmetro  $z_0$  (parâmetro de Rayleigh) dá a distância entre a cintura do feixe e a posições longitudinais onde o raio do feixe é  $\sqrt{2}w_0$ . A curvatura das superfícies de fase constante varia ao longo do eixo de propagação de acordo com a equação 2.10. Estas superfícies são planas quando  $z = 0$  e quando  $z = \infty$ , e a curvatura das mesmas é máxima quando  $z = z_0$ . A distância dada por  $2z_0$  é chamada de parâmetro confocal.

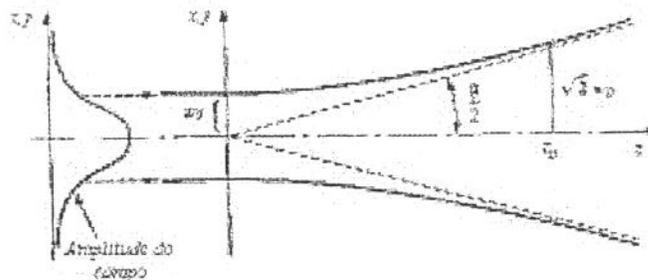


Figura 2.2 Perfil de intensidade do modo  $TEM_{0,0}$ . A linha de contorno representa os pontos onde a intensidade cai  $1/e$  em relação à intensidade no centro do feixe.

Dado que o índice de refração do meio e o comprimento de onda sejam conhecidos, apenas um dos parâmetros,  $z_0$  ou  $w_0$ , juntamente com a posição da cintura e o sentido de propagação são suficientes para definir completamente um feixe gaussiano. Define-se o parâmetro complexo do feixe como:

$$q(z) = z + jz_0 \quad (2.11)$$

O parâmetro  $q$  para um dado valor de  $z$  pode ser mais facilmente interpretado através de seu recíproco:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (2.12)$$

A parte real de  $1/q(z)$  está relacionada a curvatura da superfície de fase constante no ponto  $z$ , e a parte imaginária de  $1/q(z)$  está relacionada a largura do feixe no ponto  $z$ .

As modificações sofridas por um feixe gaussiano que atravessa um elemento ou uma combinação de elementos ópticos, como os que constam na tabela 2.1, são determinadas pela seguinte transformação bilinear (conhecida como lei ABCD), que a partir da matriz  $ABCD$  dos elementos entre o ponto 1 e o ponto 2, e do valor do parâmetro  $q$  no ponto 1, nos dá o valor do parâmetro  $q$  no ponto 2.

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (2.13)$$

### 2.3 Cavidades ópticas ressonantes.

Cavidades ópticas ressonantes são arranjos de dois ou mais espelhos dispostos em uma geometria particular que confina um feixe de luz em um circuito fechado [16] [19]

[20]. Esta seção resume algumas definições e expressões aplicáveis às cavidades ópticas ressonantes, os detalhes da cavidade do laser de Ti:Safira são descritos na seção 3.1.2.

Um dos exemplos mais simples de cavidade óptica ressonante é composto por dois espelhos arranjados como na figura 2.3.

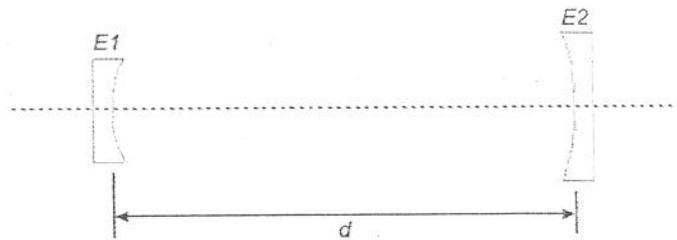


Figura 2.3 Cavidade óptica ressonante com dois espelhos. A luz sofre múltiplas reflexões dentro da cavidade. Na ressonância, a potência armazenada na cavidade aumenta.

Em uma primeira aproximação, utilizando a equação da onda plana, os comprimentos de onda ressonantes para uma cavidade são aqueles em que:

$$d = \frac{m\lambda}{2} \quad (2.14)$$

Onde  $d$  é a distância entre os espelhos e  $m$  é um número inteiro.

O intervalo de frequência entre dois picos de ressonância consecutivos, o chamado “*Free Spectral Range*” da cavidade, é dado por:

$$FSR = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2nd} \quad (2.15)$$

A seletividade dos picos de ressonância de uma cavidade é dada pelo fator de Qualidade  $Q$ , que é definido como a razão entre a frequência central do pico e a largura do pico a meia altura, ou, alternativamente, pela *Finesse*  $F$ , que é definida como a razão entre o *Free Spectral Range* e a largura à meia altura.  $Q$  e  $F$  estão relacionados aos componentes da cavidade pelas seguintes expressões:

$$Q = \frac{2\pi nd}{\lambda} \frac{(R_1 R_2)^{1/2}}{1 - (R_1 R_2)^{1/4}} \quad (2.16)$$

$$F = \frac{(R_1 R_2)^{1/2}}{1 - (R_1 R_2)^{1/4}} \quad (2.17)$$

Onde  $R_1$  e  $R_2$  são as refletividades dos espelhos da cavidade.

Outro parâmetro de interesse de uma cavidade é o tempo de meia-vida dos fótons dentro da cavidade. Este parâmetro é uma constante de tempo que nos dá o decaimento da energia armazenada na cavidade depois que a excitação é interrompida. As equações 2.18 e 2.19 relacionam o tempo de meia-vida dos fótons ao Fator de Qualidade e parâmetros dos componentes da cavidade respectivamente:

$$\tau_p = \frac{Q}{\omega} \quad (2.18)$$

$$\tau_p = \frac{2nd}{c} \cdot \frac{1}{1 - (R_1 R_2)^{1/4}} \quad (2.19)$$

Uma cavidade óptica é estável se existem percursos em que um raio, mesmo após inúmeras reflexões sempre atingirá os espelhos em um ponto a uma distância limitada do centro dos mesmos. A estabilidade de uma cavidade pode ser analisada por traçado de raios. Para isto a cavidade é representada por um guia de ondas composto por lentes, equivalentes aos espelhos, arranjadas em uma estrutura periódica, como ilustrado na figura 2.4.

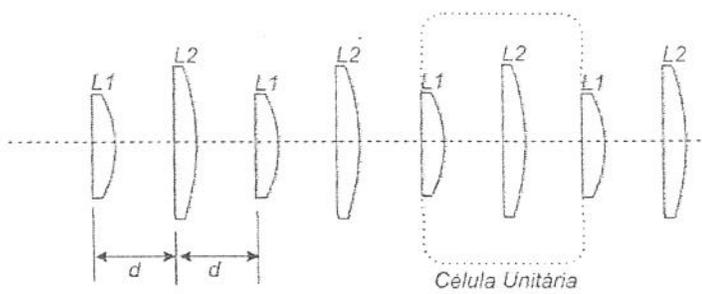


Figura 2.4 Guia de onda (composto por lentes) equivalente à cavidade óptica da figura 2.3. O raio de luz que atravessa o guia de onda executa os mesmos movimentos em relação ao eixo óptico que o raio confinado na cavidade.

Pode-se definir arbitrariamente uma célula unitária para esta estrutura periódica e determinar uma expressão que dá o valor dos parâmetros do raio, posição e inclinação, na entrada de cada uma das células, que justapostas, formam o guia de ondas. Esta expressão é uma equação a diferenças de segunda ordem [16] [19]:

$$r_{i+2} - 2\left(\frac{A+D}{2}\right)r_{i+1} + r_i = 0 \quad (2.20)$$

Onde A e D são elementos da matriz ABCD da célula unitária e  $r_i$  é a posição do raio na  $i$ -ésima célula. A solução desta equação é periódica e apresenta o seguinte formato:

$$r_i = r_{\max} \operatorname{sen}(i\theta + \alpha) \quad (2.21)$$

Onde  $\theta$  é tal que:

$$\cos\theta = \frac{A+D}{2} \quad (2.22)$$

Se a solução é estável, isto é, o módulo de  $r_i$  é menor que um dado limite (que na prática pode ser o raio de um espelho, se escolhermos a célula unitária de tal modo que a sua fronteira coincida com a superfície refletora do mesmo), o raio ficará confinado à cavidade. A condição para estabilidade da solução é que  $\theta$  seja real e, portanto,  $\cos\theta$  deve

estar restrito ao intervalo  $[-1, 1]$ . Com uma pequena manipulação algébrica esta condição pode ser indicada como:

$$0 \leq \frac{A+D+2}{4} \leq 1 \quad (2.23)$$

No caso da cavidade com apenas dois espelhos temos:

$$\frac{A+D+2}{4} = \left(1 - \frac{d}{2f_1}\right) \left(1 - \frac{d}{2f_2}\right) \quad (2.24)$$

Onde  $d$  é a distância entre os dois espelhos e  $f_1$  e  $f_2$  é a distância focal do primeiro e do segundo espelho respectivamente.

Por definição, um modo de oscilação da cavidade é uma distribuição de campos que se reproduz com idênticos perfil de intensidade e fase depois de uma volta completa pela cavidade. Embora o perfil se repita, a intensidade é atenuada se as perdas não forem compensadas. Esta distribuição é a mesma de um feixe gaussiano com seus parâmetros  $w_0$ ,  $z_0$  e a posição da cintura do feixe tais que as superfícies de fase constante do feixe, onde este atinge os espelhos, coincidam com as superfícies refletoras dos próprios espelhos. A natureza física de um modo de oscilação da cavidade pode se expressa matematicamente a partir da matriz ABCD da célula unitária da cavidade e do parâmetro complexo  $q(z)$  de um feixe gaussiano:

$$q(z_1) = \frac{Aq(z_0) + B}{Cq(z_0) + D} \quad (\text{lei ABCD}) \quad (2.25)$$

Leia-se na expressão acima que, se no plano  $z = z_0$  temos um dado valor para o parâmetro  $q$ , após transpor a cavidade e retornar ao plano  $z = z_0$  o feixe deve apresentar o mesmo valor para o parâmetro  $q$ .

Ao refinarmos a análise considerando o feixe gaussiano, passamos a admitir que não somente as variações longitudinais diferenciam os modos, mas também as transversais. Isto é, a cada modo  $TEM_{k,l,m}$  estará associada uma frequência de ressonância dada por:

$$v_{k,l,m} = \frac{c}{2nd} \left\{ m + \frac{l+k+l}{\pi} \cos^{-1} \left[ \left[ \left( 1 - \frac{d}{2f_1} \right) \left( 1 - \frac{d}{2f_2} \right) \right]^{1/2} \right] \right\} \quad (2.26)$$

## 2.4 Oscilação Laser.

A geração de luz laser se dá graças ao efeito de amplificação da luz produzida pelo meio ativo do laser, geralmente um sistema atômico ou molecular. As características do cristal de Ti:Safira, que é meio ativo utilizado em nosso laser, são apresentadas na seção 3.1.1.

A expressão abaixo nos dá o ganho, ou a atenuação, que uma onda eletromagnética apresenta ao transpor um sistema atômico de comprimento diferencial  $dz$  [16] [19].

$$\frac{dI_v}{dz} = \left\{ \left[ A_{21} \frac{\lambda^2}{8\pi n^2} g(v) \right] \left[ N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right] I_v \right\} \equiv \gamma(v) I_v \quad (2.27)$$

O primeiro termo em colchetes é a área de seção de choque para a emissão estimulada [19]:

$$\sigma(v) = A_{21} \frac{\lambda^2}{8\pi n^2} g(v), \quad (2.28)$$

onde  $A_{21}$  é a taxa de emissão espontânea,  $\lambda$  é o comprimento de onda,  $n$  é o índice de refração e  $g(v)$  é o fator de forma da linha. O segundo termo é a diferença de população nos níveis atômicos, considerando a degenerescência  $g_1$  e  $g_2$ . Para que se tenha ganho e oscilação laser, este termo deve ser maior que zero:

$$N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 > 0 \quad (2.29)$$

Esta condição é chamada de inversão de população. Em uma condição de equilíbrio termodinâmico a densidade de população do nível superior 2, é menor que a densidade de população do nível inferior 1, segundo o fator de Boltzman [19]. A inversão de população é criada por um mecanismo de bombeio que leva átomos do nível 1 para o nível 2, produzindo uma situação de **não** equilíbrio termodinâmico.

Para que a luz seja amplificada dentro da cavidade e a oscilação laser ocorra, é necessário que o ganho proporcionado pelo meio ativo supere as perdas nos espelhos e em outros elementos da cavidade (como janelas em ângulo de Brewster, filtros intracavidade, etc) [19].

$$ganho_{\text{meio-ativo}} \geq perdas_{\text{cavidade}} \quad (2.30)$$

## 2.5 Birrefringência.

Cristais com birrefringência são freqüentemente usados na construção de filtros de Lyot (ou filtros birrefringentes). O laser de Ti:Safira utiliza um filtro deste tipo para a sintonia de freqüência (veja a seção 3.1.5). O efeito de birrefringência pode ser aproveitado para casamento de fase na geração de segunda harmônica (veja a seção 2.7), mas também pode ser um efeito indesejado, como nos casos em que ocorre em cristais tensionados.

Um cristal é dito birrefringente quando a velocidade de propagação de um feixe óptico através dele depende da direção de polarização [20]. Isto ocorre porque os cristais birrefringentes apresentam valores diferentes de susceptibilidade elétrica, que dependem da direção do campo elétrico. Nestes casos, a relação entre a polarização e o campo elétrico é dada pela seguinte expressão:

$$\begin{bmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} = \epsilon_0 \cdot \begin{bmatrix} \chi_{11} & \chi_{12} & \chi_{13} \\ \chi_{21} & \chi_{22} & \chi_{23} \\ \chi_{31} & \chi_{32} & \chi_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

Com uma escolha adequada dos eixos x, y, z, somente a diagonal principal da matriz de susceptibilidade apresentará coeficientes não nulos.

$$\begin{bmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} = \epsilon_0 \cdot \begin{bmatrix} \chi_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

Os eixos que produzem esta situação são os eixos dielétricos principais do cristal.

A permeabilidade elétrica e o índice de refração efetivo experimentados por um feixe e também sua velocidade de grupo, dependem da susceptibilidade efetiva apresentada pelo cristal para a direção e polarização do feixe, relativas aos eixos dielétricos principais do cristal.

$$\epsilon_{efetivo} = \epsilon_0 (1 + \chi_{efetivo}) \quad (2.33)$$

$$V_g = \sqrt{\mu \epsilon_{efetivo}} \quad (2.34)$$

$$n_{efetivo} = \frac{\epsilon_{efetivo}}{\epsilon_0} \quad (2.35)$$

Aos eixos dielétricos principais do cristal estão associados os índices de refração principais do cristal.

$$\begin{aligned}
n_1 &= \sqrt{1 + \chi_{11}} \\
n_2 &= \sqrt{1 + \chi_{22}} \\
n_3 &= \sqrt{1 + \chi_{33}}
\end{aligned}
\tag{2.36}$$

Além dos eixos dielétricos principais existem eixos em que a velocidade de fase não depende da polarização, os chamados eixos ópticos do cristal. Quando  $n_1 \neq n_2 \neq n_3$  o cristal possui dois eixos ópticos e é chamado de biaxial. E quando  $n_1 = n_2 \neq n_3$  ou  $n_1 \neq n_2 = n_3$  o cristal possui apenas um eixo óptico e é chamado de uniaxial. Um cristal uniaxial apresenta dois coeficientes iguais na matriz de susceptibilidade diagonalizada.

Ainda com relação aos cristais uniaxiais, o índice de refração do eixo óptico, que está associado aos coeficientes de susceptibilidade idênticos, é chamado de índice ordinário, e o índice de refração associado ao coeficiente restante é chamado de extraordinário. Quando o índice extraordinário é maior que o índice ordinário, o cristal é dito positivo, caso contrário, é dito negativo.

## 2.6 Atividade óptica e Rotação de Faraday.

A **atividade óptica** e a **rotação de Faraday** são duas propriedades apresentadas por corpos sólidos dielétricos transparentes que afetam o plano de polarização dos feixes ópticos. O diodo óptico do laser de Ti:Safira, apresentado na seção 3.1.4, é uma aplicação tecnológica destas propriedades.

Alguns cristais são capazes de girar o plano de polarização de um feixe de luz que passa através deles. Esta propriedade é chamada de **atividade óptica** [20]. Quando um feixe de luz linearmente polarizado atravessa um cristal opticamente ativo, o feixe que emerge do cristal tem seu plano de polarização girado em relação ao plano de polarização do feixe antes do cristal. O ângulo de giro é proporcional a uma constante particular de cada cristal e ao comprimento do caminho óptico do feixe dentro do cristal. Esta constante, que nos dá o ângulo de giro por unidade de comprimento, é chamada de poder de rotação específico. Se o sentido de rotação do plano de polarização é dado pela regra

da mão direita, com o polegar apontado no sentido de propagação do feixe, o cristal é classificado como destrógiro e se o sentido de rotação é o oposto, o cristal é chamado de levógiro. Nos cristais opticamente ativos a velocidade de propagação de uma onda com polarização circular girando a direita é diferente da velocidade de propagação de uma onda circular girando a esquerda. O quartzo é um exemplo típico de substância capaz de atividade óptica e existe em duas formas cristalinas, uma levógira e outra destrógira.

Cristais isotrópicos também podem produzir rotação no plano de polarização de um feixe linearmente polarizado quando submetidos a um campo magnético orientado na mesma direção de propagação do feixe [20]. Este fenômeno recebe o nome do cientista que o descobriu, Faraday. O ângulo de rotação do plano de polarização de feixe é proporcional ao campo magnético  $B$ , ao comprimento do caminho óptico do feixe dentro do cristal  $l$ , e a uma constante de proporcionalidade denominada constante de Verdet  $V$ .

$$\theta = VBl \quad (2.37)$$

## 2.7 Duplicação em frequência.

Assim como ocorre em componentes ou fenômenos eletrônicos, comportamentos não lineares, que para pequenas intensidades luminosas são desprezíveis, podem afetar significativamente a propagação de um feixe óptico por um cristal dielétrico quando a intensidade luminosa é grande. Uma resposta não linear distorce uma forma de onda senoidal e gera harmônicos da frequência fundamental. Em um cristal onde a polarização elétrica varia não linearmente com o campo elétrico teremos a geração de harmônicos da frequência fundamental se a intensidade do feixe óptico for alta o suficiente [16].

A natureza microscópica destas não linearidades pode ser formulada considerando uma expansão da polarização atômica em série de Taylor do campo elétrico:

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E + \epsilon_0 \chi^{(2)} EE + \epsilon_0 \chi^{(3)} EEE + \dots \quad (2.38)$$

Vale lembrar que o índice de refração (freqüentemente usado quando a intensidade da luz é baixa), que é dado por  $n^2 = 1 + \chi^{(1)}$ , contem apenas a contribuição linear da polarização.

A polarização  $P$  (macroscópica) é a soma dos momentos de dipolo  $e\mathbf{x}$  dos elétrons, normalmente os elétrons da camada de valência, que são deslocados pelo campo elétrico do feixe óptico. Em cristais assimétricos, estes elétrons estão sujeitos a uma força restauradora dada por:

$$F = -(m\omega_0^2 x + mDx^2 + \dots) \quad (2.39)$$

Onde  $\omega_0$  e  $D$  são constantes,  $m$  é a massa do elétron e  $x$  é o deslocamento do elétron em relação a posição de equilíbrio. Quando a constante  $D$  não é nula, a força de restauração  $F$  que se opõe à força que o campo elétrico do feixe óptico exerce sobre o elétron não varia linearmente com  $x$  e, portanto, o momento de dipolo  $p=e\mathbf{x}$  apresenta uma dependência não linear com  $E$ . É esta não linearidade que distorce a polarização  $P$  produzida por um campo elétrico  $E$  oscilando harmonicamente. No caso específico da duplicação de freqüência estamos interessados na transferência de potência da fundamental para a segunda harmônica. A expressão que se segue relaciona a polarização na segunda harmônica  $P^{(2\omega)}$  com o campo elétrico na freqüência fundamental  $E^{(\omega)}$ .

$$P^{(2\omega)} = d^{(2\omega)} E^{(\omega)} E^{(\omega)} \quad (2.40)$$

Nos cristais, a polarização na segunda harmônica em uma dada direção é produzida pelas componentes do campo elétrico da fundamental nas direções ortogonais a mesma, como é indicado na equação abaixo que dá a polarização na segunda harmônica para a direção  $x$ :

$$\begin{aligned} P_x^{(2\omega)} = & d_{xxx}^{(2\omega)} E_x^{(\omega)} E_x^{(\omega)} + d_{xyy}^{(2\omega)} E_y^{(\omega)} E_y^{(\omega)} + d_{xzz}^{(2\omega)} E_z^{(\omega)} E_z^{(\omega)} \\ & d_{xzy}^{(2\omega)} E_z^{(\omega)} E_y^{(\omega)} + d_{xzx}^{(2\omega)} E_z^{(\omega)} E_x^{(\omega)} + d_{xyx}^{(2\omega)} E_x^{(\omega)} E_y^{(\omega)} \end{aligned} \quad (2.41)$$

Equações similares dão a polarização na segunda harmônica para as direções y e z. Como exemplo, em um cristal como o KDP, considerando como referencial os eixos ópticos do cristal, apenas três coeficientes seriam não nulos e o equacionamento completo da polarização na segunda harmônica é dado por:

$$\begin{aligned}
 P_x^{(2\omega)} &= d_{xyz}^{(2\omega)} E_y^{(\omega)} E_z^{(\omega)} \\
 P_y^{(2\omega)} &= d_{yxz}^{(2\omega)} E_x^{(\omega)} E_z^{(\omega)} \\
 P_z^{(2\omega)} &= d_{zxy}^{(2\omega)} E_x^{(\omega)} E_y^{(\omega)}
 \end{aligned}
 \tag{2.42}$$

A figura abaixo representa esquematicamente a conversão de dois fótons com frequência  $\omega$  em um fóton com frequência  $2\omega$ . Para que os fótons com frequência  $2\omega$  se adicionem (interferência construtiva) ao longo do trajeto dos feixes pelo cristal, as fases dos dois feixes, fundamental e segundo harmônico, devem estar casadas [16]. Esta condição de casamento de fase é obtida quando a velocidade de propagação dos dois feixes é idêntica, ou seja, quando o índice de refração do segundo harmônico  $n_{2\omega}$  é igual ao índice de refração da fundamental  $n_\omega$ . Como um cristal é tipicamente um meio dispersivo, o índice de refração para as frequências  $\omega$  e  $2\omega$  são diferentes. Para se obter o casamento de fase usa-se, por exemplo, a birrefringência do cristal [16] e o fato de que a polarização do feixe no segundo harmônico é perpendicular à polarização do feixe na fundamental. O ângulo entre o feixe e o eixo óptico do cristal é tal que  $n_{2\omega\text{extraordinário}} = n_{\omega\text{ordinário}}$  (ou  $n_{2\omega\text{ordinário}} = n_{\omega\text{extraordinário}}$ ). Outro método para se obter o casamento de fase é atuando sobre a temperatura do cristal [16]. Como  $n$  é função da frequência  $\omega$  e da temperatura  $T$ , o casamento de fase pode ser obtido levando-se o cristal para uma temperatura  $T_C$  tal que  $n(T_C, \omega)_{\text{ordinário}} = n(T_C, 2\omega)_{\text{extraordinário}}$ .

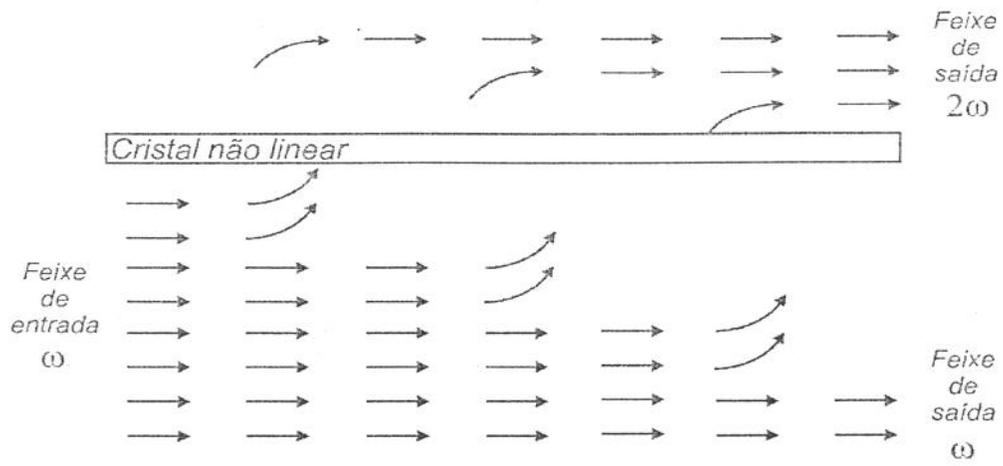


Figura 2.5 Ilustração do processo de geração de segundo harmônico. Dois fótons na frequência fundamental são convertidos em um fóton na frequência da segunda harmônica.

## O Laser de Ti:Safira: Construção e operação “free running” (sem estabilização).

Lasers são osciladores operando em frequência óptica (regiões do infravermelho, do visível e do ultravioleta), e portanto apresentam grande similaridade com osciladores eletrônicos. Nos osciladores eletrônicos, tipicamente temos uma fonte de alimentação que fornece a energia, um elemento amplificador que proporciona ganho, e uma malha de realimentação. Através da malha de realimentação uma fração do sinal é realimentada para a entrada do amplificador, com a fase adequada, proporcionando uma oscilação auto-sustentada. O amplificador transfere energia da fonte de alimentação para o sinal. A malha de realimentação, que é o elemento de sintonia, trata-se normalmente de um filtro passa faixa, cuja frequência central determina a frequência de operação do oscilador. Circuitos RLC, filtros cerâmicos e filtros a cristal entre outros são usualmente utilizados. Nos osciladores de microondas os filtros construídos com elementos com propriedades concentradas dão lugar às cavidades ressonantes. Nos lasers, a amplificação é produzida pela interação entre uma onda eletromagnética e um meio de ganho atômico ou molecular, e a realimentação é proporcionada por uma cavidade óptica.

Este capítulo é composto por quatro seções. Na seção 3.1 descrevemos a construção do laser de Ti:Safira, incluindo detalhes de todos os componentes intracavidade. Na seção 3.2 apresentamos detalhes sobre a estrutura mecânica. Na seção 3.3 apresentamos resultados da operação “free running” do laser. E por fim, na seção 3.4, descrevemos a cavidade de duplicação em frequência.

A figura 3.1 apresenta um diagrama completo do sistema, incluindo o laser de bombeio, o laser de Ti:Safira, a cavidade de duplicação, os sistemas eletrônicos de controle (capítulo 4) e a cavidade de referência.

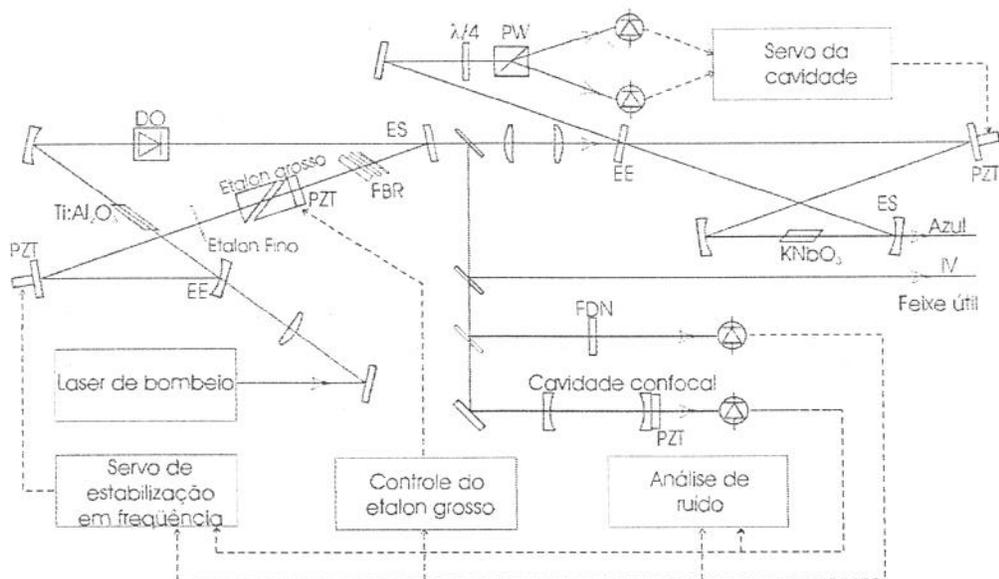


Figura 3.1 Diagrama esquemático completo da montagem utilizada, incluindo: O laser de Ti:Safira com seus elementos intracavidade, o laser de bombeio, a cavidade de duplicação, a cavidade de referência, os fotodetectores e os subsistemas eletrônicos. EE = Espelho de entrada, ES = Espelho de saída, Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> = Cristal de safira dopada com titânio, KNbO<sub>3</sub> = Cristal de niobáto de potássio, DO = Diodo óptico, PZT = Transdutor piezo-elétrico, FBR = Filtro birrefringente, λ/4 = Lâmina de quarto de onda, PW = Prisma de Wollaston e FND = Filtro de densidade neutra.

### 3.1 Componentes do Laser.

Nesta seção serão descritos os principais componentes do laser de Ti:Safira: o cristal de Ti:Safira; a cavidade óptica; o laser de bombeio e a óptica de acoplamento; o diodo óptico; o filtro birrefringente e os etalons.

Um elemento ativo, neste caso o cristal de Ti:Safira e uma cavidade óptica são componentes comuns a todos os lasers, e como já foi mencionado, são respectivamente responsáveis pela amplificação e pela realimentação da luz. Um diodo óptico foi adicionado ao sistema para impor um sentido único de propagação para o feixe dentro da cavidade em anel. Sem ele poderíamos ter dois feixes simultâneos contra-propagantes. Um filtro birrefringente atua como elemento de sintonia, que se faz necessário uma vez que o elemento ativo apresenta uma extensa banda de emissão. A operação monomodo (frequência única) é proporcionada por dois etalons instalados dentro da cavidade do laser.

### 3.1.1 Cristal de Ti:Safira.

O elemento ativo do laser é um cristal de Ti:Safira [14]. A safira assim como o rubi é um cristal de óxido de alumínio,  $Al_2O_3$ , dopado com uma impureza. No caso do rubi a impureza é o cromo e no nosso caso a impureza, ou dopante, é o titânio, ou mais especificamente os íons  $Ti^{3+}$ , que se agregam a matriz cristalina de  $Al_2O_3$  durante o processo de crescimento do cristal. Íons  $Ti^{4+}$  também são incorporados ao cristal durante o processo de crescimento em proporções que dependem dos parâmetros e da técnica utilizada. Estes íons fazem com que o cristal apresente uma banda de absorção fraca e larga na mesma região do infravermelho de interesse para a geração laser. Define-se a figura de mérito do cristal, FOM ("figure of merit") [21], como a razão entre os coeficientes de absorção no comprimento de onda do bombeio (verde) e no comprimento de onda de emissão (infravermelho). Aprimoramentos nos processos de crescimento e técnicas de tratamento pós-crescimento têm disponibilizado cristais com excepcionais figuras de mérito (até 1000) [21].

O cristal Ti:Safira apresenta uma banda de absorção que começa por volta de 400nm e vai até 650nm, como pico por volta de 500nm. Os lasers de bombeio utilizados neste trabalho (um laser de argônio multi-linha, com maior intensidade na linha de 514nm ou um laser de neodímio monomodo e duplicado para 532nm) estão próximos do pico de absorção.

A banda de fluorescência do cristal de Ti:Safira vai de 660nm a 1100nm e o seu pico de ganho se dá por volta de 800nm. Esta grande largura da banda de emissão é que faz deste cristal um excelente meio ativo, pois permite a construção de lasers operando tanto em regime contínuo com uma extensa faixa de sintonia, como em regime de modos acoplados ("mode locked") capazes de gerar pulsos ultracurtos.

O cristal de Ti:Safira que utilizamos foi adquirido da Union Carbide e tem uma FOM maior que 300. Sua concentração de titânio é de 0,05% do peso, tem 20mm de comprimento por 4mm de diâmetro e suas faces estão cortadas em ângulo de Brewster. Verificamos que o cristal absorve 84% da radiação do laser de argônio em regime multilinha e 79% da radiação do laser monomodo de  $Nd:YVO_4$  duplicado em frequência (532nm). O índice de refração do Ti:Safira na região do infravermelho é de 1.7. A

primeira demonstração de um laser de Ti:Safira foi realizada por Moulton [14] e a primeira demonstração de operação em frequência única foi realizada por Schulz [22].

### 3.1.2 Cavidade óptica.

As cavidades de lasers, introduzidas na seção 2.3, podem variar grandemente nas formas e nos componentes [23]. Elas podem ser divididas em duas categorias: cavidades de ondas estacionárias e cavidades de ondas propagantes. A cavidade tipo Z, ilustrada na figura 3.2, é um exemplo típico de cavidade de ondas estacionárias. E a cavidade em anel, ilustrada na figura 3.3, é um exemplo típico de cavidade de ondas propagantes.

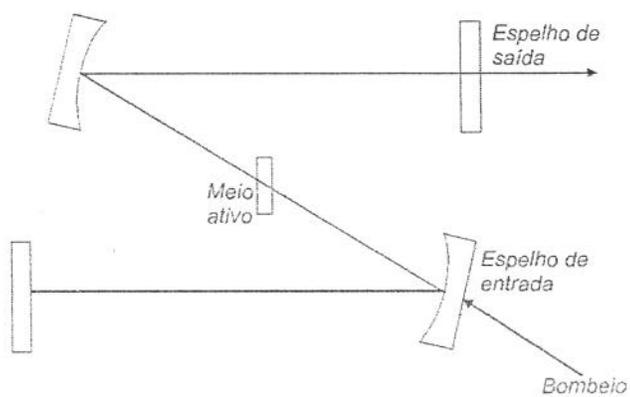


Figura 3.2 Cavidade óptica do tipo Z. Neste tipo de cavidade se formam ondas estacionárias.

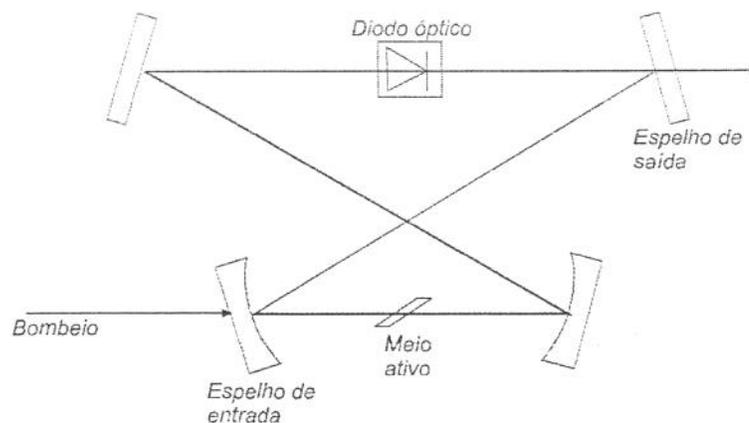
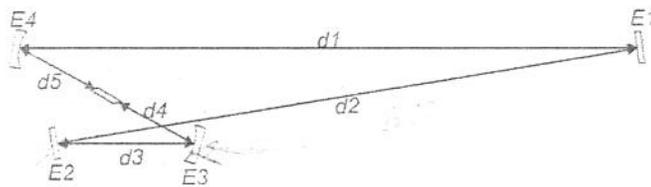


Figura 3.3 Cavidade óptica do tipo anel. Neste tipo de cavidade não se formam ondas estacionárias, mas, sem o diodo óptico, poderíamos ter dois feixes contra-propagantes circulando pela cavidade.

No caso de cavidades de ondas estacionárias, a formação de nós e antinós impede que um único modo de oscilação aproveite a inversão de população de todo o volume do meio ativo que é iluminado pelo laser de bombeio. Esta situação é conhecida como “**hole burning**” espacial [16] [19] e pode levar um laser CW a oscilar em mais de um modo simultaneamente. Cavidades deste tipo são comuns em lasers de Ti:Safira pulsados, já que estes operam em regime multimodo.

Em uma cavidade do tipo anel duas ondas propagantes podem circular pela cavidade em sentidos opostos. Para evitar a formação de ondas estacionárias, ou instabilidades geradas pela competição por ganho, usa-se um elemento intracavidade, o diodo óptico (Fig 3.1 na página anterior), para privilegiar um dos sentidos de propagação e suprimir a oscilação no sentido indesejado.

A cavidade que construímos é do tipo anel, composta por dois espelhos planos e por dois espelhos côncavos com raio de curvatura de 150mm, fabricados na oficina de óptica do instituto de física de São Carlos (IFSC-USP). O espelho de entrada (“input coupler”) é um dos côncavos e o espelho de saída (“output coupler”) é um dos espelhos planos. A figura 3.4 apresenta um esquema da cavidade.



$d1 = 550 \text{ mm}$   
 $d2 = 520 \text{ mm}$   
 $d3 = 120 \text{ mm}$   
 $d4 = 075 \text{ mm}$   
 $d5 = 075 \text{ mm}$

$E1$  : plano : Espelho de saída  
 $E2$  : plano  
 $E3$  :  $r = 150 \text{ mm}$  : Espelho de entrada  
 $E4$  :  $r = 150 \text{ mm}$

Comprimento do cristal  
de Ti:Safira = 020 mm.

Figura 3.4 Diagrama da cavidade do laser de Ti:Safira. Esta cavidade do tipo anel é grande o suficiente para que os componentes intracavidade possam ser alojados. O espelho de entrada apresenta mais de 90% de transmissão para o feixe de bombeio. O espelho de saída apresenta 2,3% transmissão.

Todos os espelhos têm superfície refletora de filme dielétrico com uma banda de alta refletividade (99,5%) centrada em 846nm, com exceção do espelho de saída que apresenta uma transmissão ótima de 2,3% para este comprimento de onda. Como os

espelhos altamente refletivos obtidos de São Carlos apresentaram perdas devido à absorção ou espalhamento da ordem de 0,5%, a transmissão ótima do espelho de saída é inferior a dos lasers comerciais, onde  $T = 4\%$ . O espelho de entrada apresenta uma transmissão de mais de 90% para os comprimentos de onda de bombeio.

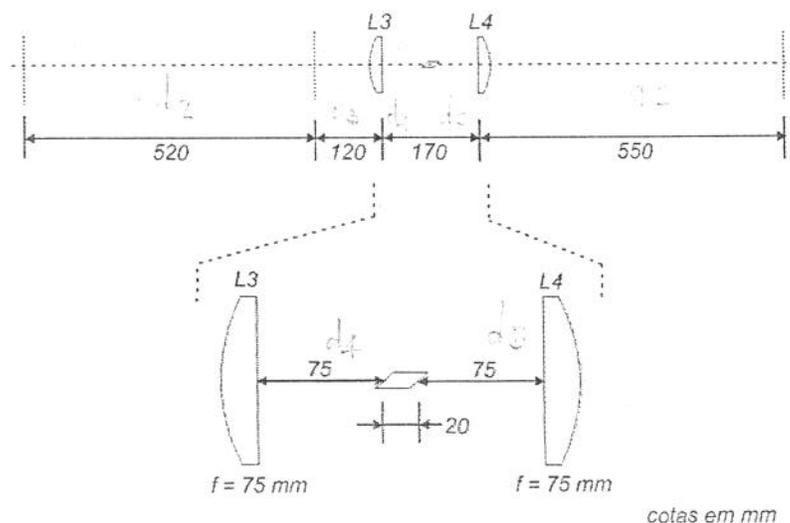


Figura 3.5 Célula unitária do guia de onda (com lentes) equivalente à cavidade. Este esquema equivalente à cavidade do laser permite o uso da expressão 2.23 (capítulo 2) para verificar a estabilidade da cavidade.

Calculando numericamente o perfil do modo  $TEM_{0,0,m}$  da cavidade para um comprimento de onda de 846nm (o programa que efetua estes cálculos é uma aplicação elaborada das expressões apresentadas nas seções 2.1 a 2.3, principalmente da expressão 2.25), encontramos duas cinturas para o feixe, uma com  $38\ \mu\text{m}$  e outra com  $358\ \mu\text{m}$ . A primeira encontra-se a 8,50 cm do espelho de entrada, dentro do cristal de Ti:Safira. A segunda está localizada entre os espelhos E1 (espelho de saída) e o espelho E2, a 4.50 cm do primeiro (figura 3.4).

A cavidade foi projetada tal que o astigmatismo introduzido pelo cristal de Ti:Safira, com faces em ângulo de Brewster, é cancelado pelo astigmatismo devido ao ângulo de incidência do feixe nos espelhos côncavos [24].

### 3.1.3 Lasers de bombeio e Óptica de acoplamento.

Os lasers que utilizamos para bombeio do laser de Ti:Safira são lasers comerciais fabricados pela Coherent. O laser de argônio iônico ( $\text{Ar}^+$ ) é um modelo INNOVA – 200, que pode fornecer até 20 W operando em regime multilinha, com maior intensidade na linha de 514 nm (Operação “*single line*” também é possível). O laser de  $\text{Nd:YVO}_4$  (Vanadato de Ítrio dopado com Neodímio) duplicado em frequência é um modelo VERDI que emite em uma única linha e único modo longitudinal em 532 nm com potência de até 5,5 W.

As características dos feixes emitidos pelos dois lasers, segundo seus manuais técnicos, estão tabuladas abaixo:

Parâmetro	$\text{Nd:YVO}_4$	$\text{Ar}^+$
Tipo de Operação	Frequência Única	Multi-Linha
Comprimento de Onda	532 nm	514 nm (mais intenso)
Largura de Linha	5 MHz rms	não se aplica
Diâmetro do Feixe	2,25 mm $\pm$ 10%	1,9 mm
Divergência do Feixe	0,5 mrad $\pm$ 10%	não disponível
Estabilidade em Potência	1%	0,5%
Ruído em Amplitude	0,02% rms	0,3% rms
Polarização	100:1, vertical, linear	100:1, vertical, linear

Tabela 3.1 Características dos feixes dos lasers de bombeio. Dados obtidos nos manuais técnicos dos respectivos lasers.

Dada a disposição dos lasers sobre a mesa óptica, no arranjo experimental utilizado, o feixe do laser  $\text{Ar}^+$ , que também é utilizado para bombeio de dois lasers de corante, percorre cerca de 2 m até chegar ao espelho de entrada do laser de Ti:Safira, enquanto o feixe do laser de  $\text{Nd:YVO}_4$  percorre cerca de 0,7 m.

Para uma eficiência ótima o feixe de bombeamento deve ser focalizado no cristal de Ti:Safira, de forma tal que sua cintura coincida com a do modo da cavidade (condição de casamento de modo).

A óptica para acoplamento do feixe de bombeio é composta por um espelho plano, e por uma lente plano-convexa com 10 cm de raio de curvatura. O suporte do espelho possui dois parafusos de precisão para ajuste dos ângulos horizontal e vertical. A lente plano-convexa está montada sobre um suporte do tipo XYZ, ajustado por micrômetros. As possibilidades de ajuste do suporte do espelho e do suporte da lente possibilitam o adequado alinhamento do feixe de bombeio.

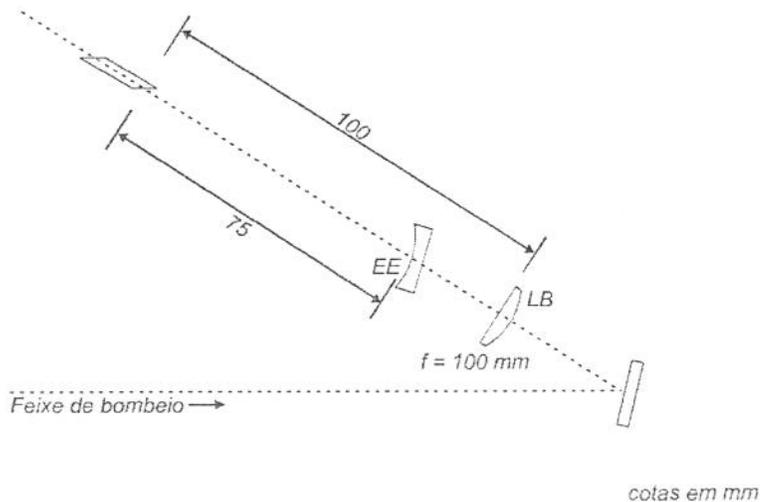


Figura 3.6 Esquema do acoplamento do feixe e bombeio. LB = Lente de focalização do feixe de bombeio e EE = Espelho de entrada da cavidade óptica do laser.

### 3.1.4 Diodo óptico.

A função do diodo óptico, que fica alojado dentro da cavidade do laser de Ti:Safira, é impor um sentido único de propagação para o feixe óptico que circula na cavidade, e sem ele, poderíamos ter dois feixes simultâneos contra-propagantes. Este tipo de dispositivo utiliza os efeitos da atividade óptica e da rotação de Faraday, introduzidos na seção 2.6, e apresenta diferentes valores de atenuação dependendo do sentido de propagação do feixe. Um diodo óptico combina os efeitos de um girador de Faraday com os de uma fina lâmina de cristal opticamente ativo. (O exemplar que utilizamos foi feito no Grupo de Lasers e Aplicações – IFGW – UNICAMP).

O girador de Faraday é formado por um cristal de TGG (Terbium-Gallium Garnet) e por magnetos cilíndricos permanentes confeccionados em liga de Samário-Cobalto. O cristal de TGG tem 2 mm de espessura e é cortado em ângulo de Brewster.

Possui uma constante de Verdet de 60 rad/T·m para um comprimento de onda em torno de 846 nm. Os magnetos que geram um campo magnético de 0,25 T. Quando o feixe que passa pelo girador de Faraday propaga-se no mesmo sentido em que o campo magnético está orientado, seu plano de polarização gira à direita, mas se o feixe propaga-se em sentido oposto, seu plano de polarização gira à esquerda. Em ambos os casos o ângulo de giro da polarização é o mesmo. O valor medido para este ângulo foi de  $\theta \cong 3^\circ$ .

Uma fina lâmina de quartzo é o elemento opticamente ativo usado em conjunto com o girador de Faraday. Sua espessura é suficiente apenas para compensar o giro que o girador de Faraday produz no plano de polarização do feixe. Entretanto, esta compensação somente ocorrerá para o feixe que se propaga no mesmo sentido do campo magnético do girador de Faraday. Quando o feixe se propaga no sentido oposto ao sentido de orientação do campo magnético, ele sofre uma rotação à esquerda tanto na lâmina de quartzo quanto no girador de Faraday. A operação do diodo óptico está esquematicamente representada na figura 3.7.

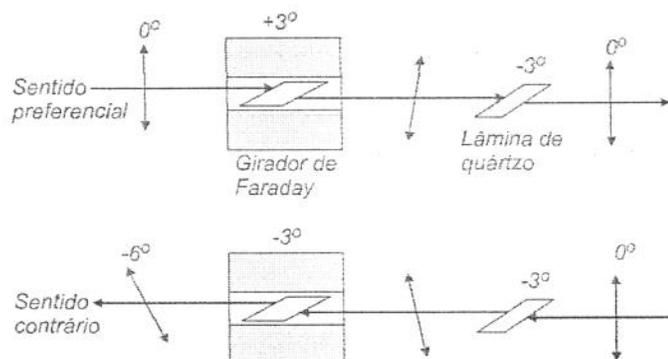


Figura 3.7 Ilustração da operação do diodo óptico. Quando o feixe se propaga em um sentido o efeito do Girador de Faraday e da Lâmina de quartzo se cancelam. Quando o feixe se propaga no outro sentido os efeitos se acumulam, produzindo um giro de  $6^\circ$  na polarização do feixe.

As várias superfícies em ângulo de Brewster que estão dentro da cavidade (as superfícies do cristal de Ti:Safira, do etalon grosso, dos cristais que compõe o filtro birrefringente, e dos cristais que compõe o próprio diodo óptico) apresentam perdas por reflexão desprezíveis somente para feixes com polarização TM (com referência ao plano de incidência). Quando um feixe propaga-se no sentido em que os efeitos do girador de Faraday e da lâmina de quartzo cancelam-se mutuamente, seu plano de polarização

permanece inalterado e, se o mesmo estava polarizado no modo TM, continuará passando pelas superfícies em ângulo de Brewster com perdas mínimas. Já um feixe que se propaga no sentido em que os efeitos do girador de Faraday e da lâmina de quartzo se somam, tem o seu plano de polarização girado de um pequeno ângulo,  $2\theta$ , a cada volta pela cavidade, e passa a apresentar perdas por reflexão nas superfícies em ângulo de Brewster. Como resultado, com a inserção do diodo óptico, teremos apenas um sentido de circulação. Se o diodo for invertido, privilegia-se o outro sentido.

A montagem mecânica do diodo óptico, mostrada na figura 3.8, permite que tanto o cristal de TGG quanto a lâmina de quartzo girem um em relação ao outro e também em relação ao feixe, possibilitando que estes sejam alinhados mutuamente.

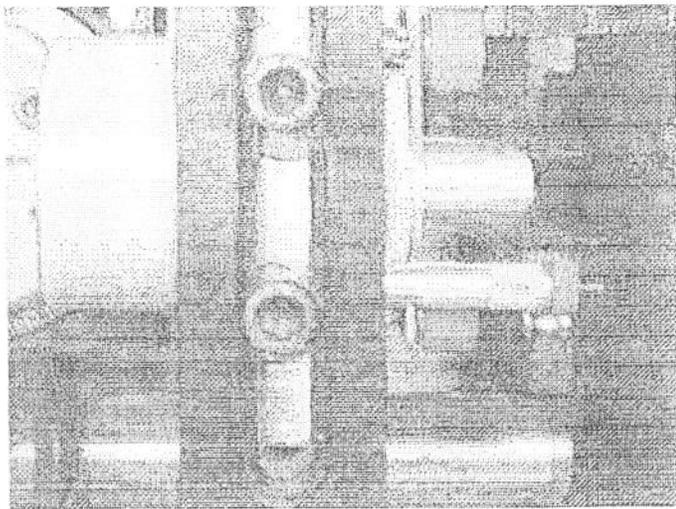


Figura 3.8 Diodo óptico construído pelo grupo de laser e aplicações. A sua construção mecânica permite o ajuste da inclinação do cristal de TGG e da lâmina de quartzo com relação à polarização do feixe.

### 3.1.5 Filtro birrefringente.

Como o elemento ativo que utilizamos, o cristal de Ti:safira, apresenta uma banda de emissão larga, precisamos de um elemento adicional de sintonia. O filtro birrefringente funciona como elemento de sintonia grossa (a sintonia fina é controlada por um transdutor piezo-elétrico acoplado em um dos espelhos da cavidade). O funcionamento de um filtro birrefringente (ou filtro de Lyot) [25] pode ser apresentado

considerando-se um arranjo com uma lâmina de um cristal birrefringente uniaxial (veja a seção 2.5), como o quartzo cristalino, inserida entre dois polarizadores [26].

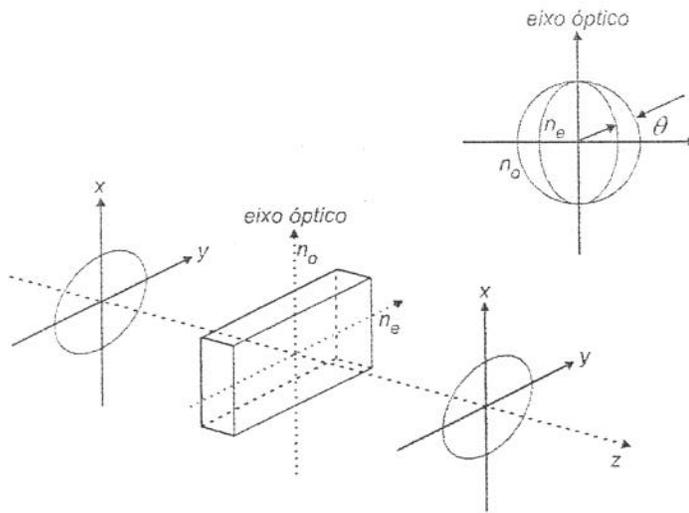


Figura 3.9 Arranjo com uma lâmina de cristal birrefringente e dois polarizadores. Este esquema ilustra o princípio de funcionamento do filtro birrefringente: somente os feixes com comprimento de onda tal que saiam do cristal birrefringente com a polarização alinhada aos polarizadores passará pelo filtro sem ser atenuado.

Os polarizadores da figura 3.9 estão paralelos ao plano  $xy$  e orientados na direção  $x$ . O plano que contém o eixo extraordinário do cristal, com índice de refração  $n_e$ , também está paralelo ao plano  $xy$ .

Considere-se, por simplicidade, uma onda plana propagando na direção do eixo  $z$ . Antes de chegar ao cristal, a onda passa pelo primeiro polarizador, tendo, portanto, sua polarização orientada na direção do eixo  $x$ . Quando a onda propaga-se pelo cristal pode ser analisada nas suas duas componentes com polarizações ortogonais. Uma das componentes tem a polarização orientada na direção do eixo óptico e propaga-se com velocidade de fase  $c/n_e$ . A outra componente tem a polarização orientada na direção do eixo rápido e propaga-se com velocidade de fase  $c/n_o$ .

Como consequência das diferentes velocidades de fase, a onda que emerge do cristal tem sua polarização alterada, podendo sair com polarização elíptica ou até mesmo linear na direção do eixo  $y$ . A atenuação que a onda sofre no segundo polarizador depende da sua polarização ao deixar a lâmina de cristal. Entretanto, quando o comprimento de onda é tal que:

$$\varphi = 2\pi\lambda(n_e - n_o)l = 2m\pi \quad (3.1)$$

Isto é, quando a defasagem entre a componente que se propaga com velocidade  $c/n_e$  e a componente que se propaga com velocidade  $c/n_o$  (após transporem a lâmina de cristal) é múltipla de  $2\pi$ , a onda emerge da lâmina com a polarização inalterada. Somente nesta condição a onda sofre uma atenuação mínima ao transpor o segundo polarizador.

A transmissão do filtro em função do comprimento de onda é dada por:

$$T(\lambda) = \frac{I_{Transmitida}}{I_{Incidente}} = T_{\max} \cdot \cos^2\left(\frac{\pi\Delta nL}{\lambda}\right) \quad (3.2)$$

E pode ser visualizada no gráfico a) da figura 3.10.

Se ao arranjo apresentado se acrescentam mais duas lâminas de cristal, com espessura  $2L$  e  $4L$  respectivamente, e orientadas da mesma maneira que a lâmina já existente, obtém-se um filtro com a seguinte função de transferência:

$$T(\lambda) = T_{\max} \cdot \cos^2\left(\frac{\pi\Delta nL}{\lambda}\right) \cdot \cos^2\left(\frac{2\pi\Delta nL}{\lambda}\right) \cdot \cos^2\left(\frac{4\pi\Delta nL}{\lambda}\right) \quad (3.3)$$

Que pode ser visualizada no gráfico d) da figura 3.10. Note-se que como resultado da adição de mais lâminas, o conjunto apresenta o FSR ('Free Spectral Range') [20] da lâmina mais grossa e a largura da banda passante da lâmina mais fina.

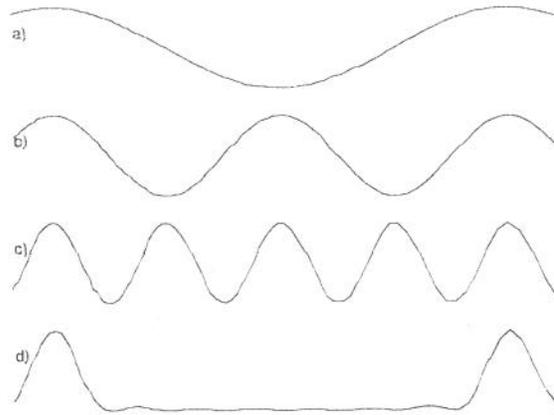


Figura 3.10 Curvas de transmissão em função da frequência em um filtro birrefringente: a) filtro com uma lâmina de espessura  $L$ ; b) uma lâmina de espessura  $2L$ ; c) uma lâmina de espessura  $4L$ ; d) filtro resultante da combinação das três lâminas.

Para que o filtro possa ser empregado dentro da cavidade de um laser, como elemento de sintonia, são necessárias mais algumas modificações:

- i. As lâminas são colocadas em ângulo de Brewster, eliminando as perdas por reflexão. O corte das lâminas também é diferente, o eixo óptico não é mais paralelo à superfície. Isto permite que o filtro seja sintonizado girando as lâminas sobre o eixo do suporte mecânico. Esta rotação atua sobre a sintonia produzindo uma variação no ângulo  $\theta$  entre o vetor de propagação de onda e o eixo óptico do cristal (O valor  $\Delta n$  e conseqüentemente os comprimentos de onda onde o filtro apresenta máxima transmissão dependem do valor de  $\theta$ ). Este arranjo pode ser visto na figura 3.11.
- ii. Os polarizadores são eliminados já que as superfícies em ângulo de Brewster existentes dentro da cavidade apresentam perdas desprezíveis apenas para as ondas com a polarização preferencial do laser.

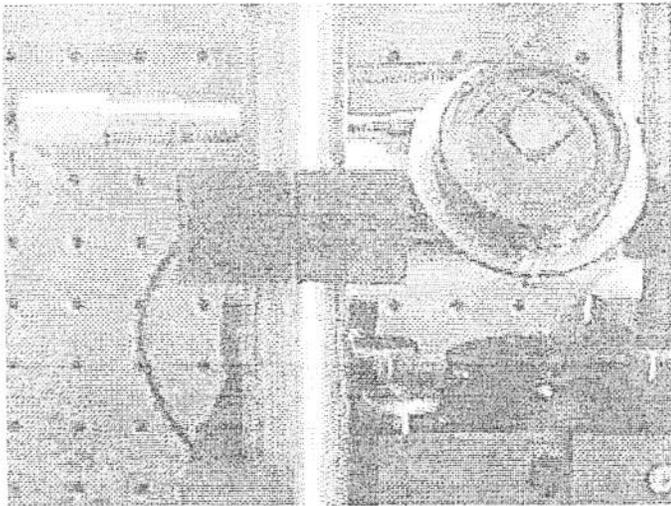


Figura 3.11 Filtro birrefringente utilizado no laser de Ti:Safira. Possibilita o ajuste do comprimento de onda emitido pelo laser. Sua sintonia é obtida pela rotação do filtro, que é controlada com precisão por um micrômetro.

O suporte do filtro birrefringente pode ser ajustado na altura e na inclinação, possibilitando o alinhamento do filtro ao feixe dentro da cavidade. Depois que o filtro está alinhado, a posição do suporte é travada por parafusos. O filtro birrefringente está preso ao suporte através de um estágio de rotação, e este está acoplado a um micrômetro que possibilita o ajuste do comprimento de onda do laser.

### 3.1.6 Etalons.

Etalons são interferômetros de Fabry-Perot [20] com faces planas e paralelas. Quando utilizados como elemento intracavidade, atuam como filtro de frequência, selecionando um único modo longitudinal de oscilação na cavidade e evitando saltos de modo durante as varreduras da frequência de sintonia do laser. Para que os etalons operem corretamente suas frequências de ressonância devem ser eletronicamente controladas. O controle dos etalons é tratado no capítulo 4. No laser de Ti:Safira são empregados dois etalons, um etalon fino e um etalon grosso para que a superposição das suas curvas de transmissão permita um maior controle sobre o modo de oscilação da cavidade. Os etalons não devem ser colocados em perfeito alinhamento com os demais espelhos da cavidade para evitar que se formem cavidades parasitas entre os espelhos da cavidade e as faces dos etalons.

O etalon fino é formado por uma única lâmina de cristal, com 700  $\mu\text{m}$  de espessura e superfícies planas e paralelas. Para controlar a sintonia dos picos de transmissão do etalon fino atua-se na sua inclinação com um motor C.C. (General Scanning modelo Z1677) alimentado por uma fonte de corrente.

O etalon grosso, com aproximadamente 15 mm de comprimento, é formado por dois prismas de Littrow [27]. Cada um dos prismas tem um formato tal que, se o feixe atravessa uma de suas superfícies com um ângulo de incidência normal, atravessará a outra superfície no ângulo de Brewster. Estes dois prismas são arranjados como ilustrado na figura 3.1. Para controlar a sintonia dos picos de transmissão do etalon grosso atua-se na distância entre os dois prismas através de um PZT alimentado por uma fonte de tensão.

Tanto o etalon grosso como o etalon fino fazem parte de um único conjunto mecânico denominado ICA ("Intracavity Assembly") adquirido da Coherent. O ICA é montado na estrutura do laser de Ti:Safira com um suporte de alumínio que permite um alinhamento grosso do conjunto. Cada etalon possui um conjunto de parafusos de precisão para ajuste e pode ser alinhado independentemente.

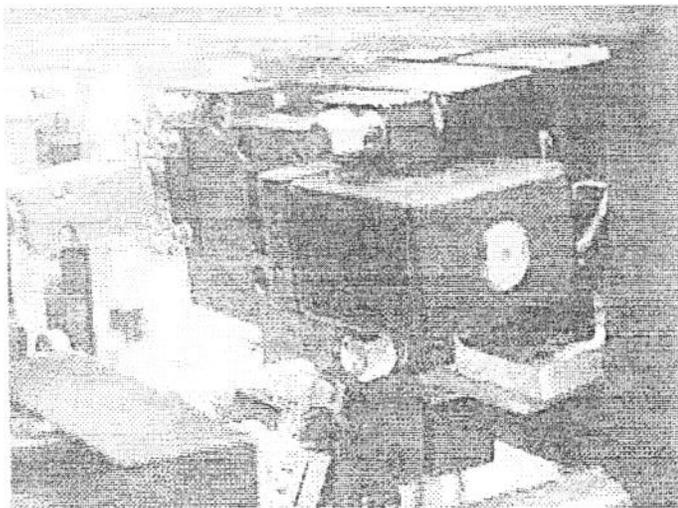


Figura 3.12 ICA ("Intracavity Assembly"): Conjunto que contém os etalons. Os etalons, grosso e fino, estão montados neste conjunto mecânico. Diversos parafusos micrométricos permitem o ajuste preciso dos elementos ópticos. A interface elétrica com o galvanômetro do etalon fino e com o PZT do do etalon grosso se dá através de um conector padrão DB-9.

### 3.2 Montagem mecânica.

O laser de Ti:Safira foi construído sobre uma mesa óptica (TMC) que possui uma estrutura interna do tipo colméia e suspensão pneumática para supressão de vibrações (figura 3.13). Um sistema de fluxo laminar de ar filtrado, operando continuamente, mantém a óptica limpa. O laser de  $\text{Ar}^+$  e o laser de  $\text{Nd:YVO}_4$  estão sobre esta mesma mesa, juntamente com a cavidade para geração de segunda harmônica e outros dois lasers de corante.

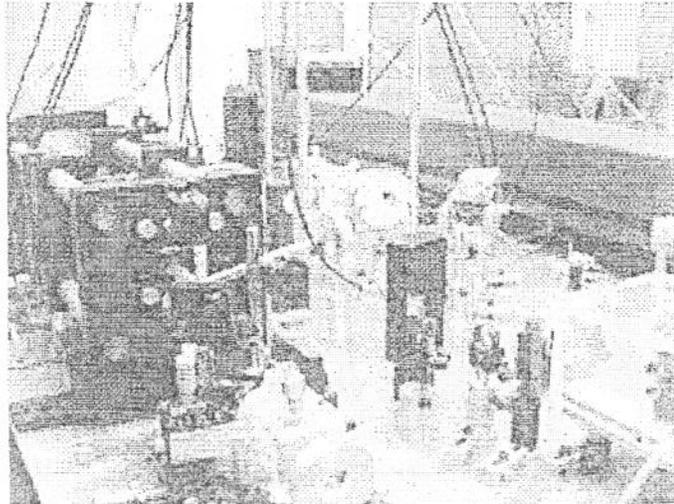


Figura 3.13 Mesa para montagens ópticas. O laser de Ti:Safira fica sobre uma mesa cujas características estruturais reduzem o efeito das vibrações do solo sobre a estrutura mecânica do laser.

A estrutura mecânica do laser de Ti:Safira é de blocos de alumínio anodizado, conectados por quatro barras de INVAR [28] (liga com baixo coeficiente de dilatação térmica, feita de aço, níquel e outros componentes) de uma polegada de diâmetro e 64 cm de comprimento (figura 3.14).

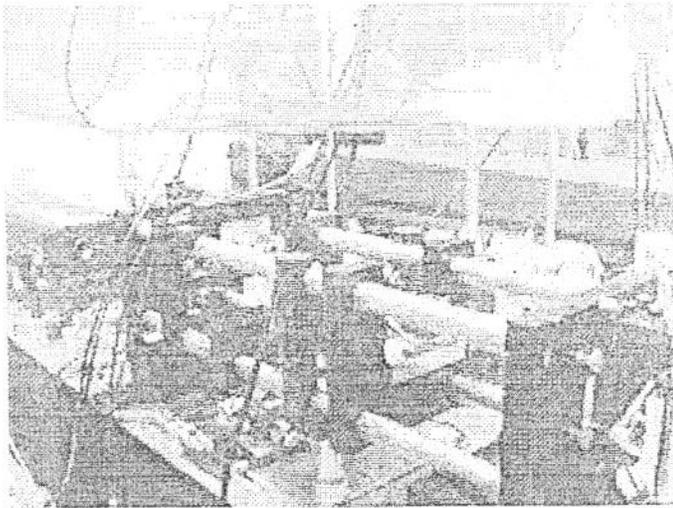


Figura 3.14 Estrutura mecânica do laser de Ti:Safira. Os blocos de alumínio anodizado são conectados por quatro barras de INVAR, uma liga metálica com baixo coeficiente de dilatação térmica.

Os quatro espelhos da cavidade do laser estão em suportes em montagem cinemática [28] sobre os blocos de alumínio anodizado, com molas e parafusos micrométricos (figura 3.15).

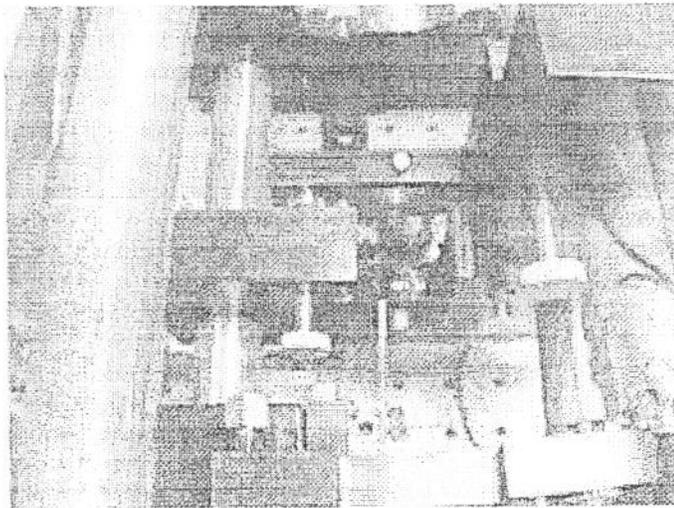


Figura 3.15 Suportes de espelho. A montagem cinemática [28] dos suportes de espelho emprega parafusos micrométricos para uma maior precisão no alinhamento da cavidade.

O cristal de Ti:Safira está montado em um adaptador de cobre (figura 3.16) acoplado a um estágio de rotação. O cristal pode ser girado precisamente para se obter a orientação apropriada do seu eixo óptico.



Figura 3.16 Suporte do cristal de Ti:safira. Esta peça é feita de cobre, para uma boa dissipação de calor, esta sobre um estágio de rotação que facilita o alinhamento do cristal.

O bom contato mecânico entre o adaptador de cobre e o cristal possibilita uma dissipação de calor eficiente e dispensa o uso de resfriamento à água. O estágio de rotação está afixado em duas barras de INVAR por um suporte de alumínio que permite o ajuste grosseiro da altura e inclinação do cristal. Durante a montagem do cristal no adaptador de cobre é importante não se comprimir o cristal para evitar a indução de birrefringência.

O diodo óptico, o filtro birrefringente e o ICA são fixados nas barras de INVAR através de suportes e adaptadores de alumínio anodizado (figura 3.17).

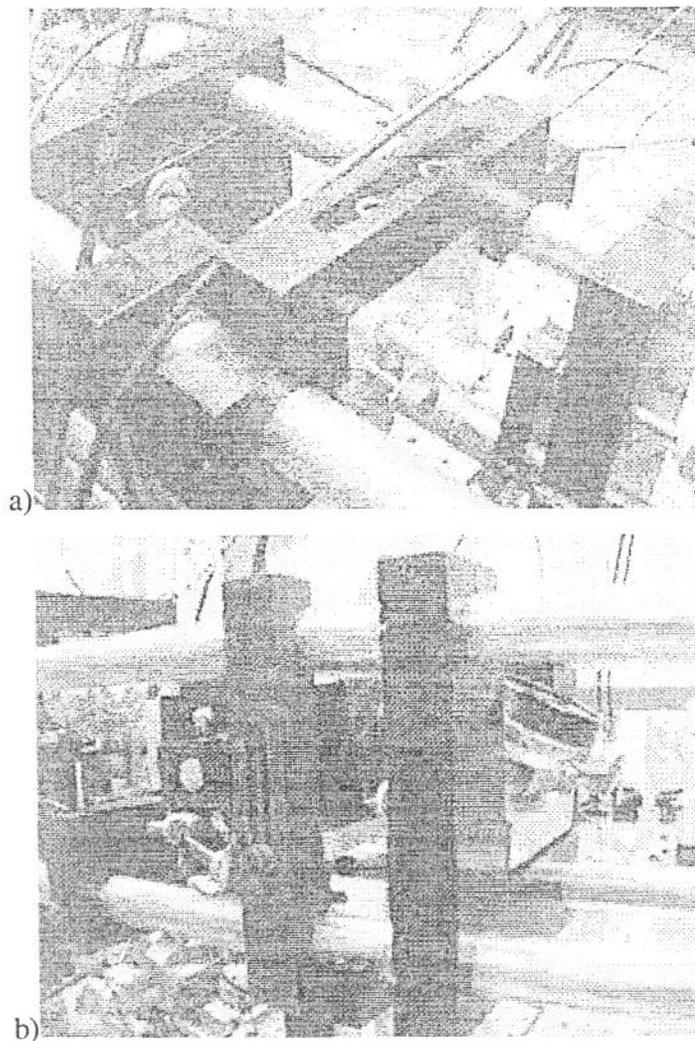


Figura 3.17 a) Suportes do diodo óptico; b) do filtro birrefringente e do ICA. Estes suportes em alumínio anodizado fixam os elementos intracavidade na estrutura mecânica do laser.

### 3.3 Operação “free running” do laser de Ti:Safira.

O laser de Ti:Safira foi montado em algumas etapas, começando por uma configuração contendo apenas a cavidade óptica e o cristal de Ti:Safira e adicionando-se, o diodo óptico, o filtro birrefringente e o ICA. Em cada etapa os componentes eram re-posicionados e re-alinhados, buscando-se otimizar a potência. Normalmente esta otimização do alinhamento era feita bombeando-se com o laser de Nd:YVO<sub>4</sub> ajustado para uma potência de 5W.

### 3.3.1 Perdas e absorção do laser de bombeio.

O feixe de bombeio emitido pelo laser de  $\text{Nd:YVO}_4$  é paralelo à superfície da mesa óptica, mas sua altura em relação à superfície da mesa é maior que a aceitável pela óptica de bombeio. São necessários dois espelhos planos montados sobre suportes à  $45^\circ$  para adequar a altura do feixe à óptica de bombeio. O feixe de bombeio sofre perdas ao passar pelos estes dois espelhos e pelos componentes da óptica de bombeio até chegar ao cristal de Ti:Safira, onde é absorvido. A figura 3.18 ilustra o percurso do feixe de bombeio e indica os pontos onde foram tomadas medidas da potência do feixe utilizando um medidor de potência óptica modelo Laser-Mate da Coherent. Estas medidas foram realizadas para a potência máxima e a potência mínima do laser de  $\text{Nd:YVO}_4$  e estão abaixo tabuladas.

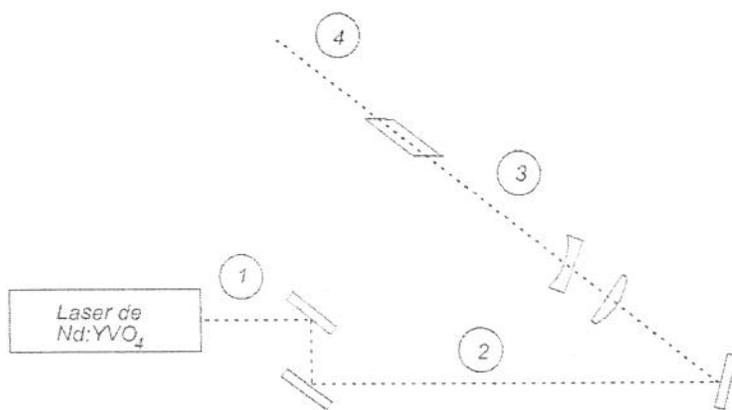


Figura 3.18 Pontos de medida da potência do feixe de bombeio. 1) Na saída do laser de bombeio; 2) Depois dos espelhos de nivelamento do feixe; 3) Depois do espelho de entrada; e 4) Depois do cristal de Ti:Safira.

Ponto de medida	Potência máxima	%	Potência mínima	%
1	5,35 W	100,0 %	0,525 W	100,0 %
2	4,95 W	92,5 %	0,490 W	93,3 %
3	4,55 W	85,1 %	0,445 W	84,8 %
4	0,95 W	17,8 %	0,092 W	17,5 %

Tabela 3.2 Potência do feixe de bombeio em diferentes pontos do laser de Ti:Safira.

O cristal de Ti:Safira absorve cerca de 79 % da potência do feixe de bombeio (em 532 nm) que nele incide. Esta fração absorvida corresponde a aproximadamente 67,5 % da potência emitida pelo laser de Nd:YVO<sub>4</sub>.

### 3.3.2 Inserção dos elementos intracavidade.

Na configuração mínima do laser de Ti:Safira devem estar presentes a cavidade, o cristal de Ti:Safira e a óptica de bombeio. Nesta situação circulam pela cavidade dois feixes em sentidos opostos, competindo entre si pelo ganho do meio ativo. Uma fração de cada um destes feixes sai pelo espelho de saída em direções diferentes, e para se medir a potência total emitida pelo laser neste caso foi utilizada uma lente convergente para focalizar os dois feixes sobre o detector de potência.

Observa-se que, mesmo quando a soma das intensidades dos dois feixes que saem pelo espelho de saída é razoavelmente estável, a intensidade de cada feixe apresenta flutuações. Os componentes intracavidade foram, um de cada vez, adicionados ao laser de Ti:Safira. Quando um componente intracavidade é inserido, a potência emitida sofre uma redução, pois este introduz novas perdas na cavidade.

Com a inclusão do diodo óptico na cavidade, e após seu alinhamento e ajuste, um dos feixes que circula pela cavidade é completamente eliminado. Assim, a totalidade da potência que é transferida para os modos de oscilação da cavidade se acopla ao feixe que circula no sentido preferencial.

Com o diodo óptico devidamente alinhado, enviamos o feixe do laser de Ti:Safira para uma cavidade de Fabry-Perot (Finesse  $\approx 50$ , FSR = 1.5GHz) e analisamos a composição espectral do feixe. Observamos várias raias, correspondentes aos vários modos longitudinais que estão oscilando simultaneamente. Observa-se que as intensidades das raias flutuam aleatoriamente porque os diversos modos competem entre si pelo ganho que o meio ativo disponibiliza.

Inserindo-se o filtro birrefringente na cavidade obtém-se controle sobre o comprimento de onda que é emitido pelo laser. Como a banda passante do filtro

birrefringente é relativamente larga, o espectro do feixe emitido ainda apresenta vários modos.

A instalação dos dois etalons restringe a oscilação do laser a um único modo longitudinal da cavidade. O etalon fino é pouco seletivo, pois apresenta uma banda passante larga. Já o etalon grosso apresenta uma banda passante mais estreita e é mais seletivo. Como os dois etalons estão montados no mesmo subconjunto óptico, são instalados na cavidade de uma só vez. Com os etalons instalados e alinhados, mas ainda sem qualquer controle sobre a sintonia de seus picos de transmissão, o espectro do feixe emitido pelo laser apresenta um único modo longitudinal. Obtém-se, portanto, a operação do laser em regime contínuo monomodo.

Cabe ressaltar que como os etalons, principalmente o grosso, ainda não estão sendo governados por um servo-controle, o laser vai operar monomodo, porém com saltos de modo. Isto ocorre porque tanto a sintonia dos picos da cavidade do laser quanto a sintonia dos picos etalon grosso estão a deriva, variando com a dilatação térmica da estrutura mecânica do laser e com turbulências atmosféricas no caminho do feixe que circula na cavidade. A supressão dos saltos de modo bem como outros aspectos do controle do laser de Ti:Safira serão abordados no próximo capítulo.

A curva de potência do laser de Ti:Safira, que relaciona a potência emitida pelo laser com a potência fornecida pelo laser de bombeio foi registrada para as quatro situações acima enunciadas: sem elementos intracavidade; com o diodo óptico; com o diodo óptico e com o filtro birrefringente; e com o diodo óptico, o filtro birrefringente e os etalons. Estas curvas são mostradas no gráfico da figura 3.19.

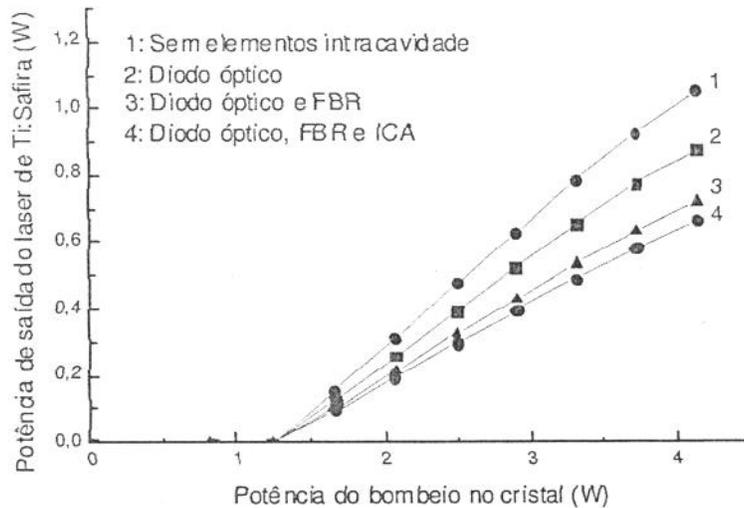


Figura 3.19 Potência de saída em função da potência de bombeio (esta última medida no ponto 3 da figura 3.18). 1) Sem elementos intracavidade, neste caso, as potências dos dois feixes que circulam pela cavidade foram somadas; 2) Apenas com o diódo óptico; 3) Com o diódo óptico e o filtro birrefringente; e 4) Com todos os elementos intracavidade instalados.

### 3.3.3 Bombeio alternativo com laser de $Ar^+$ .

Para se utilizar o laser de  $Ar^+$  para bombeio do laser de Ti:Safira foram utilizados mais quatro espelhos planos, dois dos quais montados sobre suportes removíveis, o que permite uma rápida mudança entre os lasers de bombeio. Quando os dois suportes removíveis são colocados nas respectivas bases, o feixe do laser de  $Ar^+$  é conduzido de maneira a se sobrepor sobre o trajeto do laser de  $Nd:YVO_4$ . Desta maneira evita-se que o laser de Ti:Safira tenha que ser novamente alinhado quando se alterna entre os dois lasers de bombeio.

Como já foi mencionado no capítulo anterior, o laser de  $Ar^+$  pode operar emitindo em múltiplas linhas ou em uma única linha. Neste trabalho o utilizamos emitindo em múltiplas linhas e, neste regime de operação, observamos que o cristal de Ti:Safira absorve cerca de 84 % da potência do feixe que nele incide.

Com o laser de  $Ar^+$  pode-se bombear o laser de Ti:Safira com uma potência mais alta do que é possível com o laser de  $Nd:YVO_4$ . Entretanto, para uma potência de bombeio acima de 8W observamos problemas térmicos (lente térmica, por exemplo) devido à insuficiência na dissipação de calor do cristal de Ti:Safira. O suporte do cristal

não utiliza arrefecimento à água, mas sua dissipação é suficiente para operação contínua com 5W de bombeio, que é o valor máximo nominal do laser de Nd:YVO<sub>4</sub> que utilizamos.

### 3.3.4 Sintonia do laser de Ti:Safira.

O laser de Ti:Safira é sintonizado através de dois mecanismos. A sintonia “grossa” é obtida com o filtro birrefringente e a sintonia “fina” é obtida com o ajuste da posição do espelho plano da cavidade do laser que está montado sobre um PZT (figura 3.1). O ajuste grosso da sintonia é feito através de um micrômetro acoplado ao suporte do filtro birrefringente. O ajuste fino da sintonia se dá pela aplicação de uma voltagem nos terminais do PZT. Veremos mais adiante que esta voltagem será aplicada por um mecanismo de servo-controle cuja função é regular o comprimento de onda do laser.

A faixa de sintonia do laser de Ti:Safira foi determinada variando a sintonia do filtro birrefringente e medindo a potência emitida pelo laser. A frequência do laser também era medida utilizando um medidor de comprimento de onda interferométrico (“lambda-meter” ou “wavemeter”) [2] que utiliza um laser de He:Ne como referência. As curvas obtidas são apresentadas nos gráficos da figura abaixo.

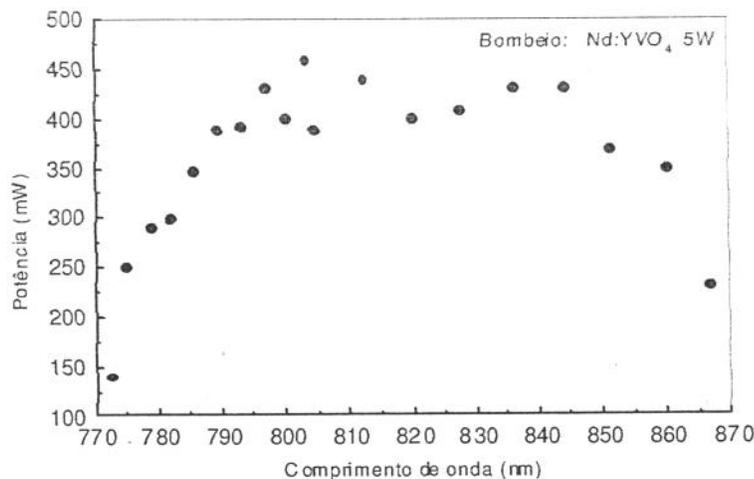


Figura 3.20 Potência (não otimizada) em função do comprimento de onda. Estas medidas foram obtidas ajustando-se a sintonia do filtro birrefringente e medindo o comprimento de onda emitido pelo laser com um medidor interferométrico.

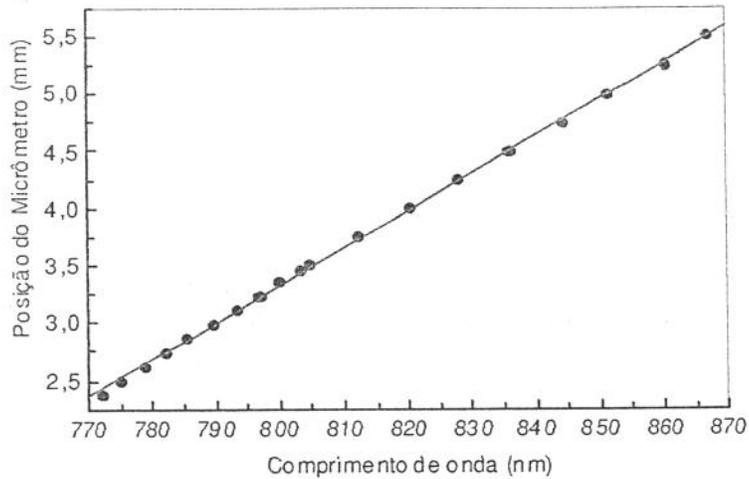


Figura 3.21 Comprimento de onda em função da posição do micrômetro do filtro birrefringente. Este gráfico mostra a variação da sintonia do filtro birrefringente com a variação da posição do micrômetro. O comprimento de onda foi medido com um medidor interferométrico.

### 3.3.5 Ruído de intensidade.

Realizamos medidas do espectro do ruído de intensidade do laser de Ti:Safira bombeado pelo laser de Nd:YVO<sub>4</sub> e bombeado pelo laser de Ar<sup>+</sup>. Estas medidas foram realizadas em duas faixas de frequência, de 0 a 100kHz e de 50kHz a 1MHz. Nas medidas de 0 a 100kHz utilizamos um Analisador de Sinais (Network Signal Analyzer) modelo SR780 da Stanford Research Systems, que possibilita medidas de espectro por FFT. Nas medidas de 50kHz a 1MHz utilizamos um Analisador de Espectro (para frequências de 9kHz a 22GHz) modelo HP8562A da Hewlet Packard.

#### 3.3.5.1 Ruído de intensidade de 0 a 100kHz

Nas medidas de 0 a 100kHz foram utilizados dois fotodetectores construídos com fotodiodos modelo FND100 da EG&G e amplificadores operacionais de banda larga modelo AD829 da Analog Devices (o esquema elétrico está no apêndice). Estes fotodetectores apresentam uma largura de banda melhor que 40MHz e foram alimentados por baterias para melhor imunidade a ruídos elétricos. As saídas dos fotodetectores foram conectadas às entradas diferenciais de um pré-amplificador modelo SR560 da Stanford

Research Systems que também foi alimentado por baterias. A saída do pré-amplificador estava conectada (acoplamento C.A.) a entrada do analisador de sinais.

Conforme esquematizado nas figuras 3.1 e 3.22, o feixe emitido pelo laser de Ti:Safira passa por um atenuador e depois por um divisor de feixe que o divide em dois. Cada feixe que sai do divisor passa novamente por um atenuador e vai para um dos fotodetectores. Os três atenuadores permitem o ajuste da potência óptica que chega aos fotodetectores. Esta montagem permite medir tanto o ruído técnico do laser quanto ruído balístico (*shot noise*) [29] presente no feixe do laser e na corrente que atravessa os fotodetectores.

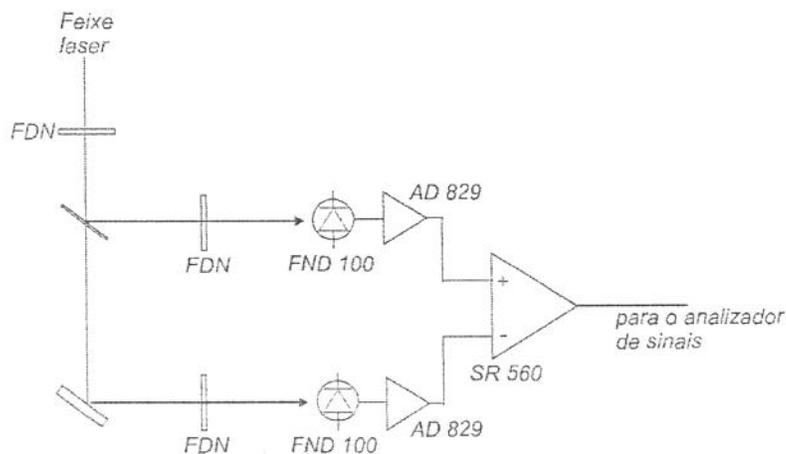


Figura 3.22 Detector de ruído de intensidade. FDN = filtro de densidade neutra. A potência incidente nos dois fotodetectores é ajustada para a mesma intensidade. Se as saídas dos dois fotodetectores são somadas, a medida corresponde ao ruído técnico do laser, se são subtraídas, corresponde ao ruído balístico.

A potência óptica que incide nos fotodetectores foi ajustada para que ambos produzissem o mesmo sinal de saída para uma dada potência emitida pelo Ti:Safira. A rejeição de sinal (óptico) de modo comum foi medida para verificar se o balanceamento de sinal entre os dois fotodetectores estava adequado. Aplicou-se um sinal de 1Vpp com frequência de 1kHz ao PZT do etalon grosso, o que produz pequena modulação na intensidade do laser. No analisador de espectro foram comparadas as amplitudes da linha de 1kHz: a) com o pré-amplificador somando o sinal dos fotodetectores; e b) com o pré-amplificador subtraindo o sinal dos fotodetectores. A diferença entre as duas amplitudes

dá a rejeição de sinal de modo comum, que esteve acima de 23dB em todas as medidas aproveitadas.

Foram efetuadas as medidas do espectro do ruído de intensidade do laser, do ruído shot do laser, e do ruído dos fotodetectores. O espectro do ruído de intensidade do laser é obtido somando-se o sinal dos dois fotodetectores, ou tomando-se o sinal de um dos fotodetectores e acrescentando 3dB. O espectro do ruído shot é obtido pela subtração entre o sinal dos dois fotodetectores. O ruído dos fotodetectores é obtido somando-se o sinal dos dois fotodetectores, ou tomando-se o sinal de um dos fotodetectores e acrescentando 3dB, mas, neste caso, com a entrada dos fotodetectores obstruída para que não entre nenhuma luz. Estas medidas foram realizadas: a) com o Ti:Safira bombeado pelo laser de Nd:YVO<sub>4</sub> e b) com o Ti:Safira bombeado pelo laser de Ar<sup>+</sup>. Os espectros de ruído de intensidade obtidos são apresentados na figura 3.23.

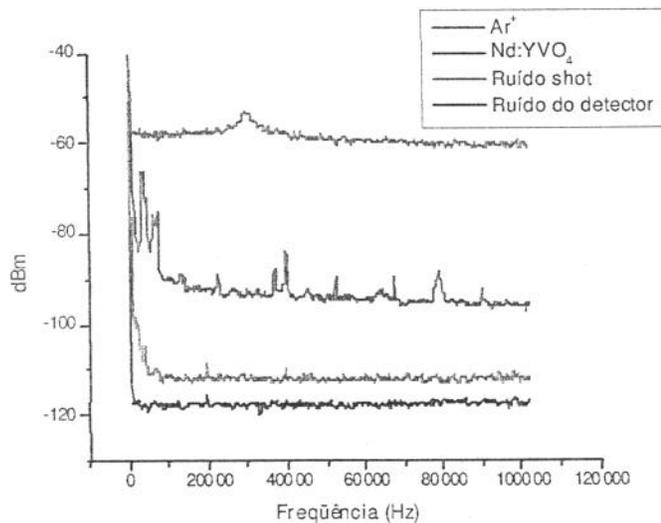


Figura 3.23 Espectros de ruído de intensidade de 0 a 100 kHz. De baixo para cima temos: o ruído dos próprios fotodetectores e amplificadores (preto), o ruído balístico ou ruído shot (roxo), o ruído do laser de Ti:Safira bombeado pelo laser de Nd:YVO<sub>4</sub> (azul) e o ruído do laser de Ti:Safira bombeado pelo laser de Ar<sup>+</sup> (rosa).

A partir destes espectros podemos concluir que ruídos na intensidade do laser de Ti:Safira são notadamente menores quando este é bombeado pelo laser de Nd:YVO<sub>4</sub> do que quando é bombeado pelo laser de Ar<sup>+</sup>. Notamos que quando o laser de Ti:Safira é bombeado pelo laser de Ar<sup>+</sup>, a maior parte do ruído de intensidade do laser se origina no

próprio laser de bombeio. Entretanto, quando o Ti:Safira é bombeado pelo laser de Nd:YVO<sub>4</sub>, a contribuição do laser de bombeio para o ruído de intensidade diminui bastante, de tal forma que as contribuições das vibrações da mesa óptica passam a ser perceptíveis na figura 3.23 (picos discretos abaixo de 10 kHz). Note-se que esta comparação é entre um laser monomodo Nd:YVO<sub>4</sub> e um laser multilinha Ar<sup>+</sup>.

### 3.3.5.2 Ruído de intensidade de 50kHz a 1MHz

Nas medidas de 50kHz a 1MHz utilizamos apenas um dos fotodetectores já citados, que foi conectado diretamente (acoplamento C.A.) ao analisador de espectro HP8562A. Nesta medida foi utilizado um cabo coaxial de cerca de 4m porque o analisador fica distante da mesa óptica. Isto permitiu que ruídos indesejados se acoplassem ao sinal, provavelmente pela formação de um longo "loop" de terra. A figura 3.24 mostra os espectros obtidos.

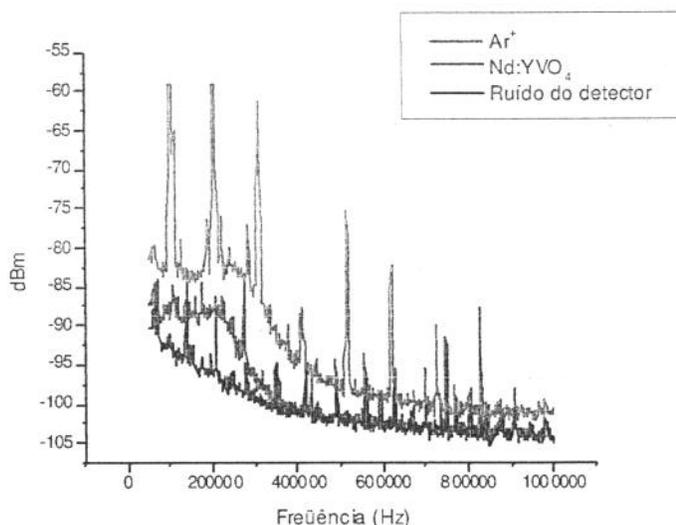


Figura 3.24 Espectros de ruído de intensidade de 50kHz a 1 MHz. De baixo para cima temos: o ruído dos próprios fotodetectores e amplificadores (preto), o ruído do laser de Ti:Safira bombeado pelo laser de Nd:YVO<sub>4</sub> (azul) e o ruído do laser de Ti:Safira bombeado pelo laser de Ar<sup>+</sup> (rosa). Os picos são interferências que se acoplaram à medida. A informação útil está nas base dos espectros.

Mesmo com a presença de picos espúrios, é possível observar que a magnitude do ruído de intensidade do laser de Ti:Safira está limitada em frequência. Além de menor, a

magnitude do ruído de intensidade do laser de Ti:Safira bombeado pelo laser de Nd:YVO<sub>4</sub> está limitada a uma frequência também menor.

### 3.3.6 Ruído de frequência.

Realizamos também medidas do espectro do ruído de frequência do laser de Ti:Safira bombeado pelo laser de Nd:YVO<sub>4</sub> e bombeado pelo laser de Ar<sup>+</sup>. Utilizamos uma cavidade confocal, com Finesse = 33 e FSR = 1.5GHz, como discriminador da frequência de emissão do laser. Os mesmos fotodetectores já descritos foram utilizados. As saídas dos fotodetectores foram conectadas às entradas diferenciais de um pré-amplificador modelo SR560. A saída do pré-amplificador estava conectada (acoplamento C.A.) a entrada do analisador de espectro. Um segundo pré-amplificador SR560, um amplificador de tensão para PZT de construção própria [30] e um PZT fisicamente acoplado a um dos espelhos da cavidade confocal foram usados para compor uma malha de realimentação, com um propósito que será descrito mais adiante.

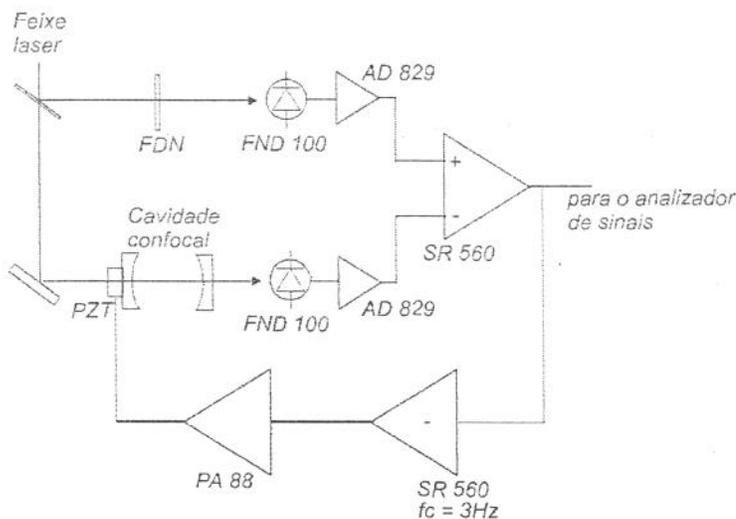


Figura 3.25 Configuração para medida das flutuações na frequência óptica. FND = Filtro de densidade neutra, PZT = Transdutor piezo-elétrico.

Conforme indicado na figura 3.25, o feixe emitido pelo laser de Ti:Safira é dividido em dois. Uma parte do feixe é enviada para a cavidade confocal e o feixe por ela transmitido segue para um dos fotodetectores. A outra parte do feixe passa por um

atenuador e segue para o outro fotodetector. Como o sinal deste segundo fotodetector é subtraído do sinal do primeiro, o discriminador fica imune às flutuações na intensidade do laser.

Interrompendo-se a malha de realimentação entre o segundo pré-amplificador e o amplificador de tensão do PZT e ajustando o nível C.C. da saída deste último, procuramos, manualmente, colocar um dos picos de transmissão da cavidade confocal próximo da frequência óptica que está sendo emitida pelo laser de Ti:Safira. O atenuador do fotodetector  $b$  é ajustado de modo que a tensão em sua saída seja metade do valor de tensão obtido no fotodetector  $a$  quando o pico de transmissão da cavidade coincide com a frequência óptica do laser. A frequência do pico de transmissão da cavidade é então ajustada de tal maneira que a tensão de saída do pré-amplificador, configurado com amplificador diferencial, tenha sua componente C.C. anulada. Nesta situação, a frequência óptica central de emissão do laser coincide com um dos pontos de meia altura do pico de transmissão da cavidade confocal, e o sinal de tensão na saída do pré-amplificador corresponde ao desvio da frequência óptica instantânea do laser em relação à frequência óptica do centro da raia de emissão do laser.

Com este arranjo, os espectros que são medidos no analisador de sinais não correspondem diretamente ao espectro da onda eletromagnética emitida pelo laser de Ti:Safira. O sinal do discriminador de frequências ópticas, e que tem seu espectro medido pelo analisador de sinais, é um sinal proporcional ao desvio entre a frequência óptica da cavidade de referência e a frequência óptica instantânea emitida pelo laser (é um sinal de erro, proporcional à diferença entre a frequência instantânea do laser e a frequência de referência):

$$e(t) = k_{df} [v(t) - v_0] = k_{df} \Delta v(t) \quad (3.4)$$

Onde  $e(t)$  é o sinal na saída do discriminador de frequência e  $k_{df}$  é a sensibilidade do mesmo. A partir de medidas dos picos de transmissão da cavidade confocal, o valor de  $k_{df}$  foi estimado em 0,0254 V/MHz. O gráfico da figura seguinte mostra as variações do sinal  $e(t)$  em um intervalo de 8 s. A excursão máxima deste sinal

é de 2.73 V que, dada a sensibilidade do discriminador de frequência, corresponde a uma variação na frequência óptica de 107 MHz (sem a estabilização eletrônica da frequência).

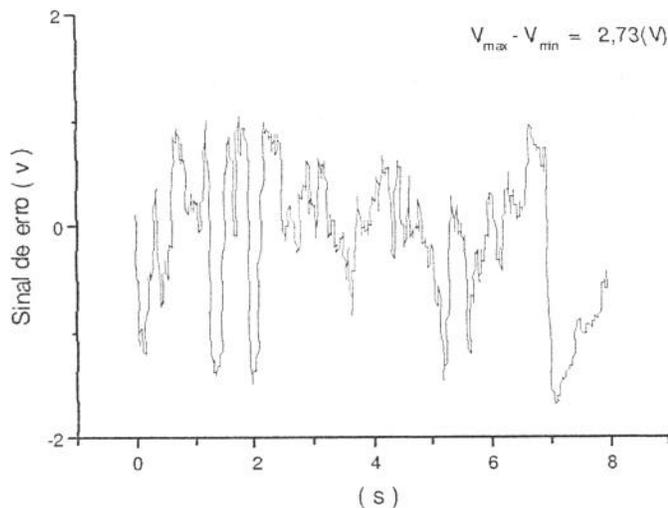


Figura 3.26 Sinal de erro da frequência óptica. Este sinal, obtido em um período de 8 s, é proporcional à diferença entre a intensidade do feixe que chega a um dos fotodetectores passando pela cavidade de referência e a intensidade do feixe que chega ao outro fotodetector passando pelo filtro de densidade neutra.

Entretanto, a condição necessária à obtenção de um sinal como o da figura 3.26 é difícil de ser conseguida e não pode ser mantida por muito tempo, pois tanto a frequência óptica do laser de Ti:Safira, quanto a frequência do pico de transmissão da cavidade, estão variando de maneira aleatória, sob a influencia de fatores ambientais, principalmente da temperatura ambiente. Para contornar este problema e possibilitar a obtenção do espectro do sinal  $e(t)$  é necessário travar um dos pontos de meia altura do pico de transmissão da cavidade confocal na frequência central da linha de emissão do laser de Ti:Safira. Isto é feito conectando-se (acoplamento C.C.) o segundo pré-amplificador ao amplificador do PZT e ajustando o ganho e a resposta em frequência da malha de realimentação adequadamente. Uma condição estável para a realização das medidas foi obtida com a largura de banda da malha de realimentação ajustada para 3 Hz. O efeito indesejado desta realimentação é que as componentes do espectro de  $e(t)$  com frequência abaixo de 3Hz são fortemente suprimidas.

A própria cavidade confocal, enquanto discriminador de frequências, introduz erros aleatórios e sistemáticos na medida, pois apresenta resposta não linear, está sujeita a perturbações e possui seus próprios modos de oscilação mecânica. O espectro de ruído do detector, apresentado nos gráficos juntamente com o espectro de sinal  $e(t)$ , corresponde somente aos ruídos elétricos presente nos equipamentos eletrônicos e não inclui aqueles introduzidos pela cavidade confocal.

Com o analisador de sinais medimos o espectro do sinal  $e(t)$  para algumas faixas de frequência.

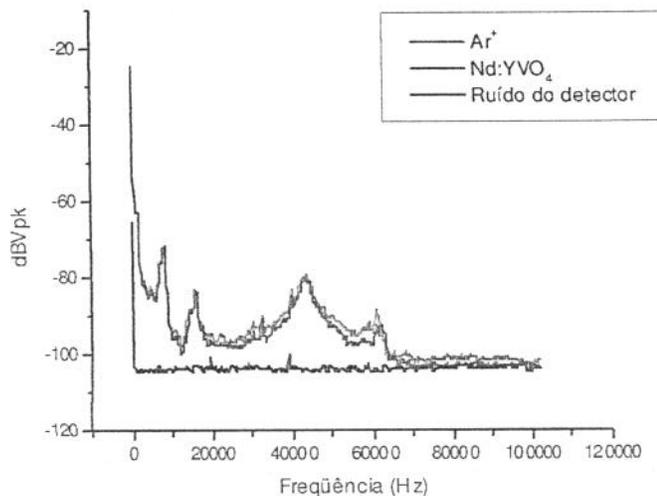
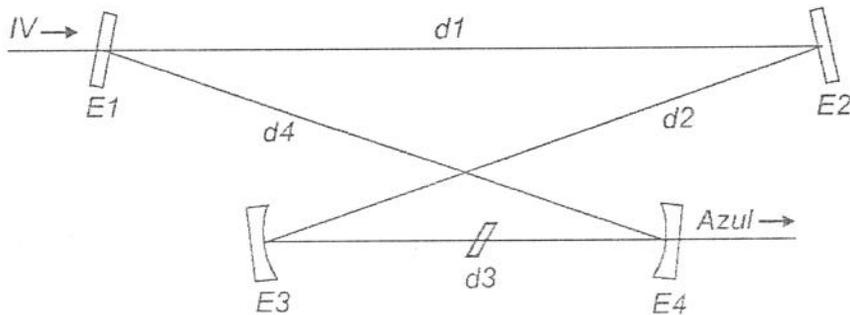


Figura 3.27 Espectro do sinal de erro da frequência óptica de 0 a 100kHz. De baixo para cima: o ruído dos fotodetectores e amplificadores (preto), o ruído do laser de Ti:Safira bombeado pelo laser de Nd:YVO<sub>4</sub> (azul) e o ruído do laser de Ti:Safira bombeado pelo laser de Ar<sup>+</sup> (rosa).

A figura 3.27 mostra que a amplitude e a distribuição em frequência do sinal  $e(t)$  não mudam significativamente, quer estejamos empregando no bombeio o laser de Nd:YVO<sub>4</sub> ou o laser de Ar<sup>+</sup>. Isto indica que os ruídos do laser de bombeio tem uma influência pequena ou desprezível nas flutuações e ruídos da frequência óptica do laser de Ti:Safira, e que a maior parte destas variações é provocada por perturbações ambientais, limitadas em frequência, e podem ser bastante suprimidas por um mecanismo de realimentação.

### 3.4 Cavidade de duplicação de frequência.

A duplicação em frequência do laser de Ti:Safira, numa dada faixa espectral, é realizada usando um cristal de  $\text{KNbO}_3$  (niobato de potássio) dentro de uma cavidade óptica externa. Esta cavidade é usada para aumentar a potência incidente no cristal, possibilitando uma maior eficiência de conversão, uma vez que a intensidade de luz na segunda harmônica é proporcional ao quadrado da intensidade na frequência fundamental. A cavidade externa de duplicação é formada por dois espelhos côncavos com  $R = 10 \text{ cm}$  e dois espelhos planos, sendo um deles o espelho de entrada. Esta cavidade é travada ativamente em frequência, de forma a mantê-la sempre em ressonância com o laser. Para isto o método de Hänsch-Couillaud é utilizado [31]. O sistema de controle ativo da frequência da cavidade de duplicação é tratado no capítulo 4.



$$d1 = 180 \text{ mm}$$

$$d2 = 149 \text{ mm}$$

$$d3 = 105 \text{ mm}$$

$$d4 = 154 \text{ mm}$$

$E1$  : plano : Espelho de entrada

$E2$  : plano

$E3$  :  $r = 100 \text{ mm}$

$E4$  :  $r = 100 \text{ mm}$  : Espelho de saída

Figura 3.28 Diagrama da cavidade de duplicação. O cristal de  $\text{KNbO}_3$  fica no foco entre os espelhos  $E3$  e  $E4$ . O feixe infravermelho entra pelo espelho  $E1$  e o feixe azul sai pelo espelho  $E4$ .

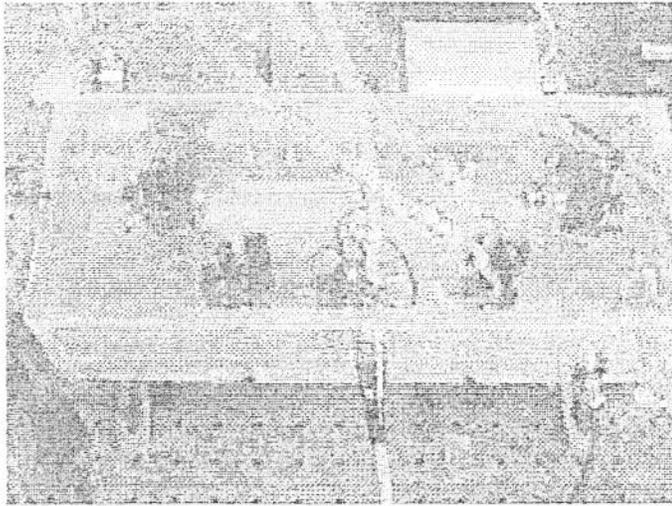


Figura 3.29 Cavityde duplicação (geração da segunda harmônica em um cristal não linear). A cavityde duplicação fica em uma caixa de acrílico insuflada com nitrogênio para evitar a condensação de umidade no cristal não linear quando este é resfriado para a temperatura de casamento de fase.

## Sistemas de controle do laser.

Neste capítulo são tratados os sistemas eletrônicos utilizados para a estabilização em frequência do laser de Ti:Safira, para controle do etalon grosso e para controle da cavidade de duplicação. A geração dos sinais de erro, os controladores, os amplificadores e atuadores, assim como a estabilidade das malhas de controle são abordados usando-se técnicas clássicas de projeto de sistemas de controle no domínio da frequência.

### 4.1 Sistema de estabilização da frequência óptica do laser de Ti:Safira.

Como foi mostrado no capítulo anterior, o feixe emitido pelo laser de Ti:Safira apresenta flutuações na frequência óptica. Estas flutuações podem ocorrer lentamente ou rapidamente e são provocadas por perturbações aleatórias, ou até mesmo regulares, originadas no ambiente em que o laser está sendo operado. A estabilização da frequência do laser de Ti:Safira amplia suas possibilidades de aplicação pois muitos experimentos de espectroscopia de alta resolução e física atômica exigem grande estabilidade em frequência<sup>a</sup>.

Nesta seção, tratamos a estabilização da frequência do laser de Ti:Safira como um sistema clássico de controle por realimentação. Neste sistema, a variável de saída que se deseja controlar é comparada com uma variável de referência e a diferença, o sinal de erro, é processado por um controlador (servomecanismo ou compensador). Este, por sua vez, gera um sinal de controle que age sobre a variável de saída através de um atuador. Portanto, além do controlador, do atuador e do laser, precisamos de um mecanismo para obtenção do sinal de erro.

Como a frequência do laser de Ti:Safira é determinada pelo comprimento da sua cavidade, podemos classificá-lo, no que se refere ao nosso objetivo de controle, como um

---

<sup>a</sup> Em particular, os experimentos de "cooling" com Cálcio, utilizando a transição  $^1S_0-^1P_1$  em 423nm ( $\approx 10^{14}$  Hz), necessitam de uma estabilidade em frequência melhor do 34MHz (a largura natural da transição atômica).

sistema dinâmico SISO (“Single Input Single Output”) [32], onde o comprimento da cavidade e a frequência do laser são respectivamente a variável de entrada e a variável de saída.

A frequência do laser deve ser estabilizada em relação a alguma outra frequência de referência, que normalmente é: i) uma ressonância de outra cavidade óptica; ii) uma ressonância atômica ou molecular; iii) a frequência de outro laser mais estável. Escolhemos o primeiro caso. A idéia é comparar a frequência do laser com um dos picos de transmissão de outra cavidade óptica, geralmente menor, cuja estabilidade passiva no comprimento, e portanto na frequência, seja melhor do que a da cavidade do laser.

Utilizamos uma cavidade óptica de Fabry-Perot como discriminador de frequências ópticas. Por meio uma técnica apropriada gera-se um sinal de erro proporcional à diferença entre a frequência óptica do laser (variável de saída) e a frequência óptica de um dos modos de oscilação da cavidade de referência (variável de comando ou simplesmente referência).

O sinal de erro é processado pelo controlador, que produz um sinal de controle segundo uma equação dinâmica correspondente à regra ou política de controle que especificamos. Contamos ainda com um amplificador de tensão para adequar os níveis do sinal de saída do controlador aos requeridos na entrada do atuador.

Na figura 4.1 apresentamos um esquema do laser de Ti:Safira, incluindo os componentes do sistema de estabilização e um diagrama de blocos ressaltando o fluxo dos sinais de controle.

Utilizamos o método de análise da resposta em frequência [32] [33] [34] para o projeto do sistema de controle. A escolha deste método se deu pelos seguintes motivos:

- i. A aplicação deste método a projetos de controladores para sistemas SISO é fácil e direta, se comparada a outros métodos mais sofisticados;
- ii. As variáveis e grandezas presentes na modelagem do sistema por funções de transferência são, em sua maioria, facilmente mensuráveis e de interpretação intuitiva;
- iii. Este método é frequentemente utilizado nos projetos de controladores para estabilização em frequência de lasers.

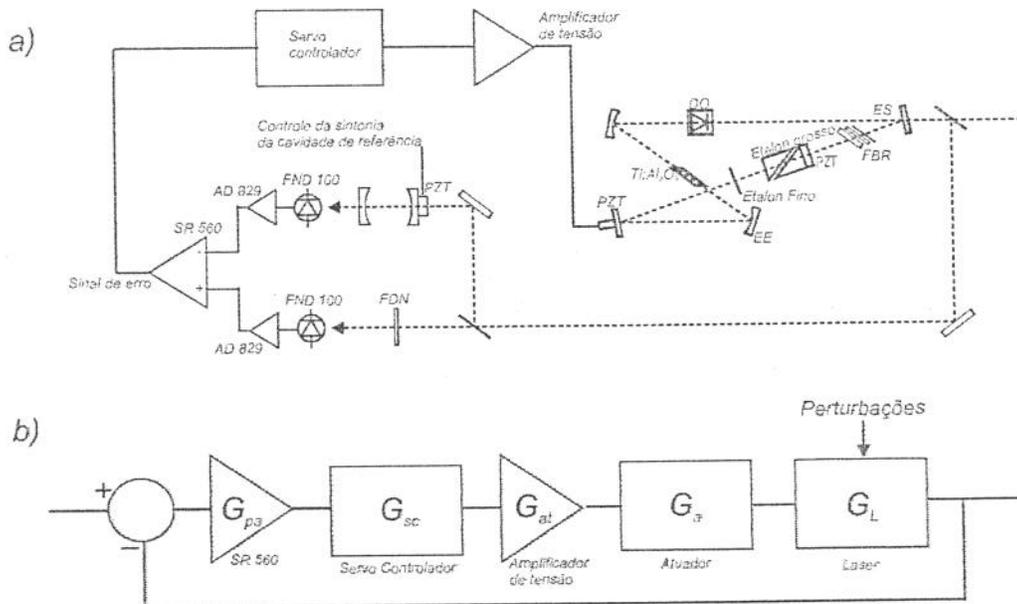


Figura 4.1 a) Esquema de estabilização em frequência e b) Diagrama de blocos correspondente.  $G_{pa}$  = Função de transferência do pré-amplificador,  $G_{sc}$  = Função de transferência do (servo) controlador,  $G_{at}$  = Função de transferência do amplificador de tensão,  $G_a$  = Função de transferência do atuador e  $G_L$  = Função de transferência (da frequência) do laser.

Na subseção 4.1.1 analisamos brevemente como as perturbações afetam a frequência óptica do laser. Nas subseções de 4.1.2 a 4.1.5 enunciamos as funções de transferência que atribuímos aos blocos que compõem o sistema de estabilização em frequência. Na subseção 4.1.6 analisamos a estabilidade do sistema em malha fechada.

#### 4.1.1 Perturbações da frequência óptica do laser de Ti:Safira.

A estabilização de um sistema se faz necessária quando as perturbações originadas no ambiente em que o sistema é operado afetam sua saída, produzindo variações indesejáveis. O laser de Ti:Safira é sensível, principalmente, aos seguintes tipos de perturbação:

- i. Variações na temperatura ambiente, que afetam o tamanho dos componentes estruturais do laser devido à dilatação térmica;
- ii. Vibrações e ruídos acústicos do ambiente que se acoplam à estrutura do laser tanto através da mesa óptica quanto através do ar;

ões da umidade e da pressão atmosférica bem como fluxos turbulentos  
 iriam a densidade do ar e portanto o índice de refração percebido pelo  
 ue circula dentro da cavidade do laser;  
 ções na intensidade do laser de bombeio;  
 ções térmicas no cristal de Ti:Safira.

freqüência  
 siderar seu  
 em com um

particularmente interessados em manter estável a freqüência óptica do  
 a. Como já mencionamos, as flutuações na intensidade do laser de  
 a intensidade do Ti:Safira mas não afetam significativamente sua  
 demais itens acima, entretanto, interferem direta ou indiretamente no  
 ico da cavidade do laser e, portanto, na freqüência emitida.

ão (1.26) nos dá as freqüências de oscilação dos modos longitudinais de  
 m dois espelhos. Para uma cavidade em anel as freqüências de oscilação  
 ndinais são dadas por 4.1 (note que o fator  $\frac{1}{2}$  da expressão (1.26) foi  
 $d$  passa a ser o comprimento do percurso do feixe em uma volta  
 idade:

uma curva  
 lo processo  
 i freqüência

$$\omega_m = \frac{c}{[nd]} \left\{ m + \frac{1+k+l}{\pi} \cos^{-1} \left[ \left( 1 - \frac{d}{2f_1} \right) \left( 1 - \frac{d}{2f_2} \right) \right]^{1/2} \right\} \quad (4.1)$$

*cavidade em anel*

ando somente a operação do laser nos modos TEM<sub>00m</sub> (TEM<sub>klm</sub> onde k=0  
 ência óptica depende do modo de oscilação longitudinal  $m$  e do  
 ótico<sup>b</sup>  $[nd]$  da cavidade. Como estamos interessados nas variações da  
 a em torno de um dado ponto de operação, e como  $m$  é um número muito  
 s representar as perturbações através do seguinte modelo linearizado  
 torno de um dado comprimento óptico nominal  $[nd]_0$ .

er é várias  
 sistema de  
 em, ficando

<sup>b</sup>s sobre perturbação o comprimento óptico é tratado como uma única variável e por isso  
 $[nd]$ , isto por que neste caso específico não fazemos distinção se a variação no  
 o é causada pela variação na distância percorrida ou pela variação no índice de refração

$\omega(t)$ , por  $F(s)$ .

#### 4.1.2 Atuador: espelho acoplado a um transdutor piezo-elétrico.

O controle da frequência do laser de Ti:Safira se dá através de um atuador composto por um transdutor piezo-elétrico e por um dos espelhos planos da cavidade do laser.

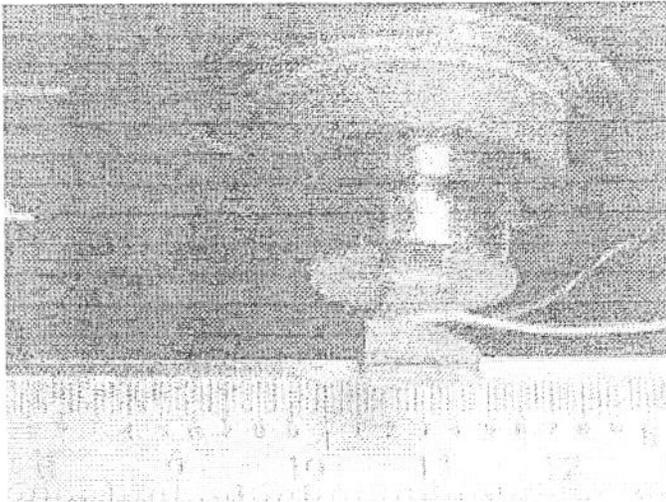


Figura 4.2 Conjunto atuador, espelho acoplado a um PZT (transdutor piezo-elétrico). Através da tensão do PZT controlamos a posição do espelho, que é um dos espelhos da cavidade do laser de Ti:Safira. Deste modo podemos atuar sobre a frequência instantânea do laser.

Este atuador foi modelado como um sistema dinâmico de segunda ordem composto por massa, mola e amortecedor, onde a variável de entrada é o comprimento livre do transdutor piezo-elétrico e a variável de saída é a variação no comprimento do caminho ótico  $d$ . Trata-se de um modelo aproximado, pois a massa do transdutor é da mesma ordem de grandeza da massa do espelho<sup>d</sup> e uma análise mais rigorosa exigiria que a massa e a elasticidade do transdutor fossem tratadas como propriedades distribuídas. A função de transferência mecânica do atuador é:

$$G_{ma}(s) = \frac{\Delta D(s)}{\Delta V_{PZT}(s)} = k_{pzt} \cdot \frac{\omega_{na}^2}{s^2 + 2\zeta_a \omega_{na} s + \omega_{na}^2} \quad (4.6)$$

Onde  $\omega_{na}$  e  $\zeta_a$  são respectivamente a frequência natural e o fator de amortecimento da dinâmica de segunda ordem do atuador. As variações do caminho óptico produzidas pelo atuador refletirão na frequência óptica do laser, segundo a seguinte função de transferência:

$$G_{oa}(s) = \frac{\Delta F(s)}{\Delta D(s)} = -\frac{c \cdot m}{n_0 \cdot d_0^2} \cdot G_L(s) \quad (4.7)$$

Onde  $n_0$  é o índice de refração efetivo (médio) do caminho óptico percorrido pelo feixe dentro da cavidade do laser e  $d_0$  é o comprimento nominal deste percurso. Considerando mais uma vez que a resposta do laser é instantânea se comparada ao tempo de resposta (mecânico) do atuador, a função de transferência óptica do atuador pode ser reduzida a uma constante de proporcionalidade dada por:

$$G_{oa}(s) = k_{oa} = -\frac{c}{n_0 d_0^2} \cdot m \quad (4.8)$$

Portanto, a função de transferência completa do atuador, considerando os aspectos ópticos e mecânicos é:

$$G_a(s) = \frac{\Delta F(s)}{\Delta V_{pzt}(s)} = G_{oa}(s) \cdot G_{ma}(s) = k_a \cdot \frac{\omega_{na}^2}{s^2 + 2\zeta_a \omega_{na} s + \omega_{na}^2} \quad (4.9)$$

Onde  $k_a = k_{oa} \cdot k_{pzt}$  é o ganho total do atuador.

Embora aproximado, este modelo permitiu a determinação das condições de estabilidade da malha de controle com uma precisão satisfatória. Também devido a massa não desprezível do transdutor, o valor de  $\omega_{na}$  não pode ser calculado pela expressão

---

<sup>d</sup>  $M_{Espelho} = (0,24 \pm 10\%)g$  e  $M_{PZT} = (0,22 \pm 30\%)g$ . A frequência de ressonância mecânica do

$\omega_{na} = \sqrt{\frac{k_{elástica}}{m_a}}$ , e o fator de amortecimento  $\zeta_a$  também não pode ser facilmente calculado, pois depende do atrito do atuador com o ar e da dissipação de energia mecânica pelo próprio transdutor, dados estes que não estão prontamente disponíveis. Por isso, a resposta dinâmica do atuador foi medida usando o esquema da figura 4.3.

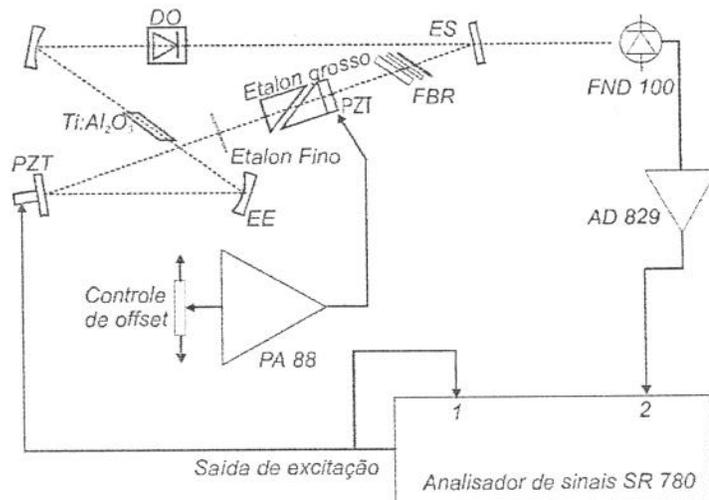


Figura 4.3 Diagrama esquemático da montagem usada para medidas da resposta dinâmica do atuador. O sinal de excitação do analisador de sinais é aplicado ao PZT do conjunto atuador. O etalon grosso faz o papel de discriminador de frequência transformando as variações na frequência em variações na intensidade do laser, que por sua vez é medida pelo fotodetector e o sinal resultante enviado para o analisador de sinais.

Neste esquema o etalon grosso foi usado como discriminador de frequência e sua sintonia foi controlada através do ajuste de “offset” do amplificador de tensão. Este método foi escolhido porque todos os recursos necessários estavam disponíveis e nenhum aparato específico teria que ser construído ou adquirido. Funciona da seguinte maneira: a posição do espelho do atuador é traduzida para a frequência do laser pela variação do caminho óptico da cavidade e a frequência do laser é traduzida para sua intensidade pelo etalon. A variação na intensidade do laser é então detectada pelo fotodetector.

Este esquema sofre de não linearidades e contaminação da medida com os ruídos normalmente presentes na frequência óptica e na intensidade do laser. Por outro lado, tem a vantagem de que a função de transferência do atuador é medida com o mesmo já

---

transdutor sem o espelho é  $f_{PZT} = 261 \text{ KHz}$ , segundo o fabricante.

montado no laser, podendo denunciar modos de vibração mecânica não só do atuador mas de toda a estrutura do laser.

Usamos duas técnicas permitidas pelo analisador de sinais para a medida da função de transferência: a *varredura em freqüência* e a *razão dos espectros* de entrada e saída. Na *varredura em freqüência*, a saída de excitação do analisador gera um sinal senoidal que é aplicado ao atuador e à sua entrada 1, enquanto o sinal do fotodetector é conectado à entrada 2. A freqüência do sinal de excitação do atuador é varrida lentamente e o analisador de sinais mede as relações de amplitude e fase entre o sinal de excitação e o sinal de saída do fotodetector. Na *razão dos espectros* de entrada e saída, a saída de excitação do analisador de sinais gera um sinal do tipo “chirp” (sinal senoidal com variação rápida da freqüência) que é aplicado da mesma forma. O analisador de sinais mede o espectro do sinal de excitação e do sinal de saída do fotodetector e calcula a razão entre eles.

As curvas de resposta em freqüência do atuador, medida com o esquema da figura 4.3 e também a calculada a partir da expressão 4.10 podem ser vistas na figura 4.4.

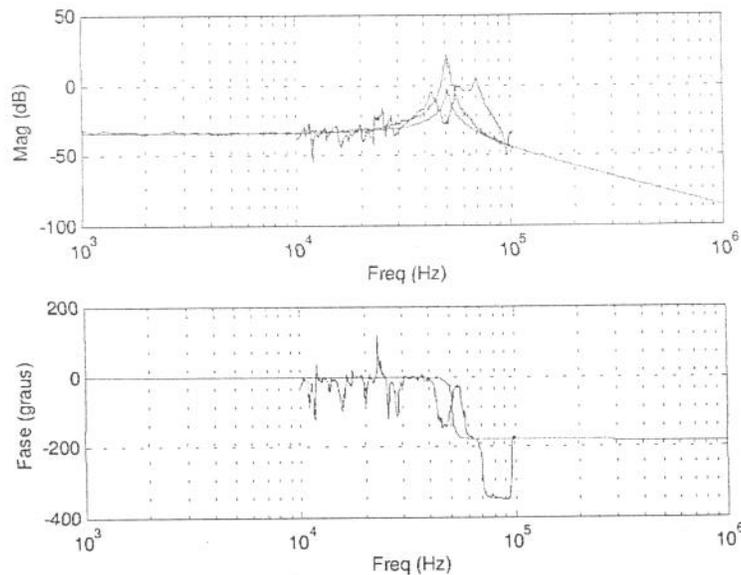


Figura 4.4 Resposta dinâmica do atuador: a) medida com *varredura em freqüência* (azul); b) medida pela *razão dos espectros* (verde); c) calculada com os parâmetros obtidos (vermelho).

Como o atuador se mostrou ressonante, as medidas ficaram distorcidas, já que o esquema de medida é não linear e na ressonância a excursão da posição do atuador é maior e as distorções também. Saltos de modo do laser durante as medidas também provocam distorções.

O parâmetros  $\omega_{na}$  e  $\zeta_a$  foram obtidos com a função `invfreq` do Matlab aplicada em um trecho da função de transferência obtida com o método da *varredura em frequência*. Este trecho foi selecionado empiricamente de tal forma que a frequência de ressonância obtida coincidissem com a frequência de ressonância apresentada pelo gráfico de amplitude da medida pela *razão dos espectros*. Os seguintes valores foram obtidos:

$k_a$	0,02
$\omega_{na}$	$319,87 \times 10^3 \text{ rd/s}$
$\zeta_a$	0,0137

A função de transferência fica portanto:

$$G_a(s) = 0,02 \cdot \frac{1,023 \times 10^{11}}{s^2 + 8772s + 1,023 \times 10^{11}} \quad (4.10)$$

#### 4.1.3 Amplificador de tensão.

A função do amplificador de tensão é adequar a amplitude do sinal de controle na saída do controlador aos valores recomendados para a operação do transdutor piezo-elétrico do atuador (0–150V). A resposta dinâmica do amplificador de tensão está limitada por sua frequência de corte. Sua tensão de saída está limitada à  $\pm 200\text{V}$ . A sua resposta, portanto, não é linear para qualquer valor do sinal na entrada, mas somente para uma faixa limitada, na qual apresenta a seguinte função de transferência para uma carga puramente resistiva:

$$G_{at}(s) = \frac{V_{sat}(s)}{V_{eat}(s)} = k_{at} \cdot \frac{\omega_{cat}}{(s + \omega_{cat})} \quad (4.11)$$

Onde  $V_{eat}$  e  $V_{sat}$  são respectivamente a tensão de entrada e a tensão de saída do amplificador de tensão, cujo ganho é dado por  $k_{at}$  e a frequência de corte por  $\omega_{cat}$ . Como o PZT é uma carga capacitiva, temos a seguinte função de transferência:

$$G_{at}(s) = \frac{V_{sat}(s)}{V_{eat}(s)} = k_{at} \cdot \frac{\omega_{cat}}{(s + \omega_{cat})} \cdot \frac{1}{(1 + s \cdot \tau_{PZT})} \quad (4.12)$$

Onde  $\tau_{PZT}$  é uma constante de tempo determinada pela capacitância do transdutor piezo-elétrico e pela resistência de saída do amplificador de tensão:  $\tau_{PZT} = R_{sat} \cdot C_{PZT}$ .

O PZT tem uma capacitância de  $C_{PZT} = (90 \pm 18)nF$  (dado fornecido pelo fabricante) e a resistência de saída nominal do amplificador de tensão é  $R_{sat} = 120\Omega$ . O ganho de tensão nominal do amplificador de tensão é  $k_{at} = 20$  (26dB) e sua a frequência de corte, estimada a partir do produto ganho x largura de banda do amplificador operacional PA88 (2,1MHz) [35], é  $\omega_{cat} = 659,7 \times 10^3 \text{ rad/s}$  ( $f_{cat} = 105kHz$ ). O amplificador de tensão tem um circuito de proteção que limita a corrente de saída, e que juntamente com a capacitância do PZT definem seu "slew rate". A função de transferência calculada a partir dos valores nominais é a seguinte:

$$G_{at}(s) = 20 \cdot \frac{659 \times 10^3}{(s + 659 \times 10^3)} \cdot \frac{92,59 \times 10^3}{(s + 92,59 \times 10^3)} \quad (4.13)$$

A resposta em frequência do amplificador de tensão foi medida para frequências até 102,4kHz, que é a máxima frequência de operação do analisador de sinais SR780, e desta obtivemos o valor  $\omega_{PZT} = \tau_{PZT}^{-1} = 90,13 \times 10^3 \text{ rad/s}$  ( $f_{PZT} = 14,33kHz$ ). A resposta de fase medida sugere que o valor fornecido pelo manual do fabricante para o produto ganho x largura de banda do amplificador subestima o desempenho do componente em

cerca de vinte vezes. A função de transferência considerando os valores medidos de  $k_{at}$  e  $\omega_{PZT}$ , e  $\omega_{cat} \times 20$  torna-se:

$$G_{at}(s) = 20,55 \cdot \frac{13,18 \times 10^6}{(s + 13,18 \times 10^6)} \cdot \frac{90,13 \times 10^3}{(s + 90,13 \times 10^3)} \quad (4.14)$$

A curva de resposta em frequência do amplificador de tensão é apresentada na figura 4.5:

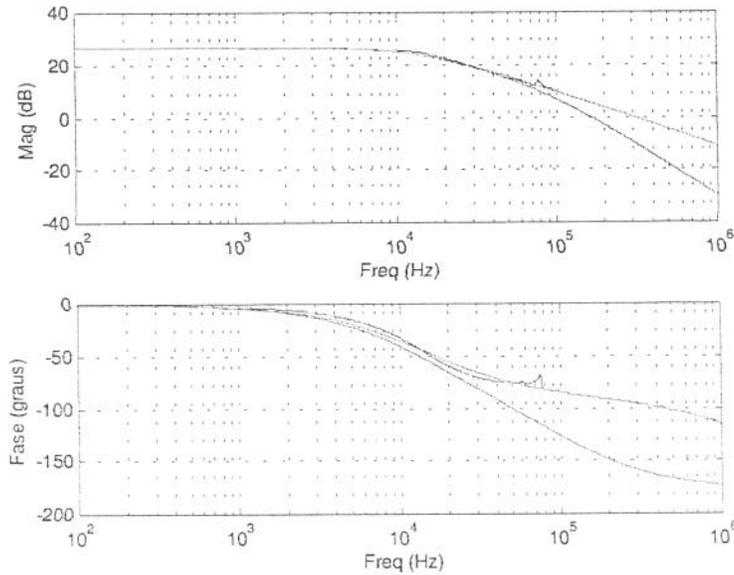


Figura 4.5 Resposta dinâmica do amplificador de tensão: a) medida (azul); b) calculada com  $K_{at}$  e  $\omega_{PZT}$  medidos e  $\omega_{cat}$  nominal (vermelho); e c) calculada com  $K_{at}$  e  $\omega_{PZT}$  medidos e  $\omega_{cat}$  multiplicado por 20 (verde).

#### 4.1.4 Controlador

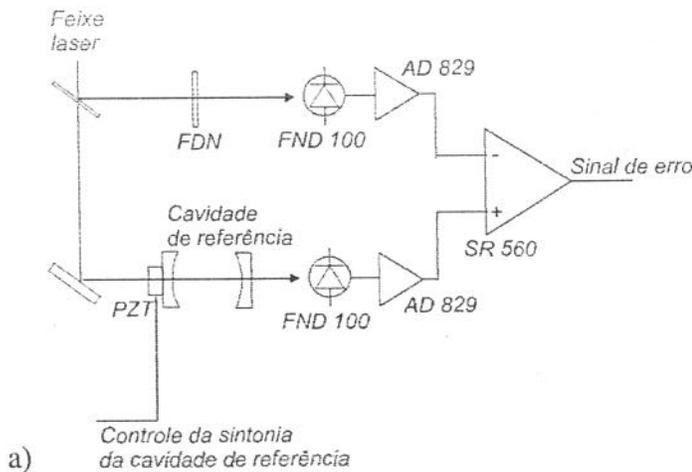
O controlador utilizado é do tipo PI, proporcional + integral [32] [33] [34]. Há várias referências na literatura que reportam o uso bem sucedido de controladores do tipo PI na estabilização da frequência de lasers [36] [37]. Neste tipo de controlador o sinal de controle é composto de duas parcelas: uma parcela é proporcional ao sinal de erro aplicado na entrada; a outra parcela é proporcional ao mesmo sinal de erro integrado no tempo. A função de transferência de um controlador do tipo PI é a seguinte:

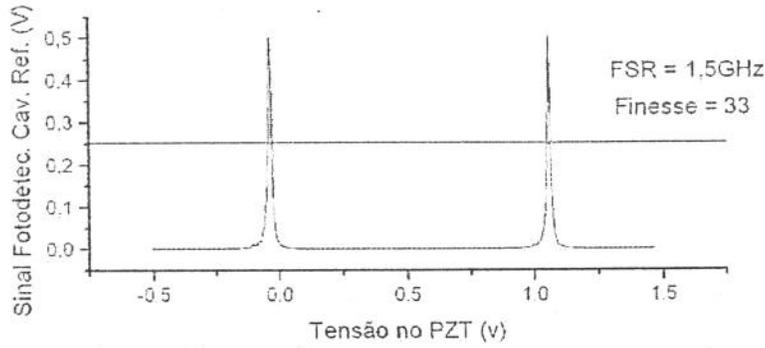
$$G_{sc}(s) = \frac{V_{ssc}(s)}{V_{esc}(s)} = k_{psc} \left( 1 + \frac{1}{sT_{isc}} \right) \quad (4.15)$$

Onde  $k_{psc}$  é o ganho ou sensibilidade da parte proporcional e  $T_{isc}$  é o chamado tempo integral (tempo em que, após aplicado um sinal do tipo degrau na entrada do controlador, a parcela integral se igualará a parcela proporcional da resposta).

#### 4.1.5 Discriminador de frequências ópticas (cavidade de Fabry-Perot) e método para obtenção do sinal de erro.

O discriminador de frequências ópticas gera um sinal de erro em função do desvio entre a frequência do laser de Ti:Safira e a frequência de um pico de ressonância da cavidade óptica de referência. O método utilizado para gerar este sinal de erro é conhecido como “side of fringe” [38] porque produz um zero de sinal em uma das laterais do pico de transmissão da cavidade de referência e não no centro do pico. Este esquema é ilustrado na figura 4.6.





b)

Figura 4.6 a) (página anterior) Diagrama esquemático do método utilizado para gerar o sinal de erro. Um feixe de amostra é dividido em dois, um passa por um filtro de densidade neutra (FDN) com atenuação ajustável. O outro passa pela cavidade de referência. A intensidade dos dois é comparada para produzir um sinal de erro para os desvios na frequência independente das variações na intensidade. b) Sinal obtido no fotodetector da cavidade de referência pela variação da tensão no PZT da cavidade. A linha central representa o nível de referência dado pelo sinal do fotodetector do FDN.

A resposta dinâmica deste tipo de discriminador apresenta quatro constantes de tempo: o tempo de resposta da cavidade (associado ao tempo de vida dos fótons dentro da cavidade), o tempo de resposta do fotodiodo, o tempo de resposta do amplificador de sinais de vídeo AD829 que é utilizado para converter o sinal de corrente do fotodiodo em sinal de tensão, e o tempo de resposta do pré-amplificador SR560. A saturação e o “slew rate” do amplificador são desconsiderados na análise linear da malha de realimentação para estabilização da frequência. A função de transferência do discriminador é a seguinte:

$$G_d(s) = \frac{V_d(s)}{\Delta F(s)} = k_d \cdot \frac{\omega_{cav}}{(s + \omega_{cav})} \cdot \frac{\omega_{cpa}}{(s + \omega_{cpa})} \cdot \frac{1}{(s\tau_{cr} + 1)} \cdot \frac{1}{(s\tau_{fd} + 1)} \quad (4.16)$$

Onde  $\Delta F(s)$  é a transformada de Laplace da diferença entre a frequência óptica instantânea do laser e a frequência óptica de referência,  $k_d$  é o ganho ou sensibilidade do discriminador,  $\omega_{cav}$  é frequência de corte do amplificador de vídeo,  $\omega_{cpa}$  é frequência de corte do pré-amplificador SR560,  $\tau_{cr}$  é a constante de tempo da cavidade de referência e  $\tau_{fd}$  é a constante de tempo do foto-diodo.

A sensibilidade (V/Hz) do discriminador pode ser estimada pela seguinte expressão aproximada:

$$k_d = \frac{4 \cdot k_{fd} I_{pfd} R_f d_{cr} F_{cr}}{c} \quad (4.17)$$

Onde  $k_{fd}$  é a eficiência de conversão do foto-diodo em Ampere / Watt,  $I_{pfd}$  é a intensidade do feixe óptico que atinge o foto-diodo no pico de transmissão da cavidade,  $R_f$  é a resistência de realimentação do amplificador operacional de vídeo (seu valor define a transimpedância que converte a corrente do fotodiodo em um valor de tensão)  $d_{cr}$  é a distância entre os espelhos da cavidade de referência e  $F_{cr}$  é a *Finesse* da cavidade de referência.

Como a frequência de corte  $\omega_{cav}$  é muito alta e as constantes de tempo  $\tau_{cr}$  e  $\tau_{fd}$  são muito pequenas em comparação com as demais constantes de tempo e frequências de corte presentes na malha de controle, elas podem ser desprezadas. Assim, a função de transferência do discriminador fica reduzida a:

$$G_d(s) = k_d \cdot \frac{\omega_{cpa}}{(s + \omega_{cpa})} \quad (4.18)$$

A frequência de corte do pré-amplificador SR560,  $f_{cpa}$ , pode ser ajustada para os seguintes valores: 0,1 Hz, 0,3 Hz, 1 Hz; 3 Hz; 10 Hz; 30 Hz; 100 Hz; 300 Hz, 1 kHz, 3 kHz, 10kHz, 30 kHz, 100 kHz, 300 kHz, 1 MHz. Este ajuste nos dá um grau de liberdade a mais para compor a dinâmica do compensador.

#### 4.1.6 Análise do sistema em malha fechada.

A estabilidade do sistema em malha fechada pode ser determinada através da análise da resposta em frequência da função de transferência em malha aberta, que é o

produto das funções de transferências de todos os componentes que formam a malha, como indicado na figura 4.1-b.

$$A(s) = G_d(s) \cdot G_{sc}(s) \cdot G_{at}(s) \cdot G_a(s) \quad (4.20)$$

$$A(s) = k_m \cdot \frac{\omega_{cpa}}{(s + \omega_{cpa})} \cdot \frac{(sT_{isc} + 1)}{sT_{isc}} \cdot \frac{\omega_{cat}}{(s + \omega_{cat})} \cdot \frac{1}{(s\tau_{PZT} + 1)} \cdot \frac{\omega_{na}^2}{(s^2 + 2\zeta_a \omega_{na} s + \omega_{na}^2)}$$

Onde o ganho da malha  $k_m$  é dado por:

$$k_m = k_d \cdot k_{psc} \cdot k_{at} \cdot k_a \quad (4.21)$$

A frequência de cruzamento de ganho é a frequência em que o ganho de amplitude da função de transferência em malha aberta se reduz a 0 dB (ganho unitário) [33]. A diferença entre  $180^\circ$  e a defasagem produzida por  $A(s)$  na frequência de cruzamento de ganho é chamada de margem de fase [32] [33] [34]. Para que o sistema seja estável a defasagem produzida por  $A(s)$  na frequência de cruzamento de ganho deve ser menor que  $180^\circ$ , isto é, a margem de fase deve ser positiva.

Quanto maior o ganho  $k_m$  menor o efeito das perturbações sobre a frequência óptica do laser, ou seja, maior a atenuação ou rejeição das perturbações. Entretanto, a medida em que aumentamos o valor de  $k_m$  a margem de fase se reduz. Quando a margem de fase cai para  $0^\circ$  o sistema torna-se criticamente estável e fica instável se o ganho for aumentado para além deste ponto. O ganho  $k_m$ , portanto, estabelece um compromisso entre a rejeição das perturbações e a estabilidade do sistema em malha fechada.

Este compromisso pode ser expresso como uma margem de estabilidade, e optamos por expressá-lo pela margem de fase. A margem de fase também está relacionada com o *overshoot* na resposta do sistema a um estímulo do tipo degrau. Definimos como parâmetro de projeto uma margem de fase de  $60^\circ$  (e neste caso o *overshoot* corresponderá à cerca de 10% da resposta em regime [32] [33]).

Analisamos qual o ganho  $k_m$  máximo que proporcionará a margem de fase desejada de  $60^\circ$  para três situações diferentes:

- i. A banda passante do pré-amplificador SR560 ajustada para o valor máximo ( $1\text{ MHz}$ ).
- ii. A banda passante do pré-amplificador SR560 ajustada para  $10\text{ kHz}$ .
- iii. A(s) com compensação adicional.

#### **Análise do caso i.**

Neste caso, a frequência de corte do pré-amplificador (SR560) foi ajustada para seu valor máximo,  $f_{cpa} = 1\text{ MHz}$ . O parâmetro  $T_{isc}$  do controlador foi ajustado para  $83,3\ \mu\text{s}$ . Através de simulações no Matlab foi observado que para um valor do ganho  $k_{m(i)} = 0,09$  a margem de fase é de aproximadamente  $90^\circ$ . Se o ganho é aumentado para  $k_{m(i)} = 0,10$ , a margem de fase cai para próximo de  $0^\circ$  e o sistema se torna criticamente estável. Para ganhos maiores que  $k_{m(i)} = 0,10$  o sistema fica instável. Esta transição abrupta entre a estabilidade e a instabilidade se deve ao pico de ressonância do atuador, que faz com que o sistema oscile quando o ganho no pico da ressonância é maior que um (cruza o eixo de  $0\text{ dB}$ ). O gráfico da resposta em frequência do sistema em malha aberta para este caso é mostrado na figura 4.7-a.

#### **Análise do caso ii.**

Para reduzir o efeito do pico da ressonância do atuador sobre a estabilidade do sistema, a frequência de corte do pré-amplificador foi ajustada  $f_{cpa} = 10\text{ kHz}$  e o parâmetro  $T_{isc}$  do controlador foi mantido em  $13,3\ \mu\text{s}$ . Neste caso, um valor do ganho  $k_{m(ii)} = 0,6$  possibilita uma margem de fase de  $61,1^\circ$ . Esta configuração é melhor que a anterior, mas ainda é muito sensível ao valor do ganho, apresentando também uma transição abrupta da estabilidade para instabilidade quando o ganho passa de  $k_{m(ii)} = 0,6$  a  $k_{m(ii)} = 0,7$ . O gráfico da resposta em frequência do sistema em malha aberta para este caso é mostrado na figura 4.7-b.

### Análise do caso *iii*.

Realizamos uma simulação com uma compensação adicional, composta por um filtro “notch” [32] [39] e por um compensador do tipo avanço-atraso [32] [33] [34], que foram adicionadas à malha de controle. Nesta simulação usamos o valor máximo da frequência de corte do pré-amplificador SR560,  $f_{cpa} = 1 \text{ MHz}$ . Neste caso:

$$A_{iii}(s) = A(s) \cdot \frac{(s + \omega_{avat})}{(s + \alpha\omega_{avat})} \cdot \frac{\beta^2 \left( s^2 + \frac{\omega_{notch}}{Q_N} s + \omega_{notch}^2 \right)}{\left( s^2 + \frac{\beta\omega_{notch}}{Q_D} s + \beta^2 \omega_{notch}^2 \right)} \quad (4.22)$$

Esta função está representada na figura 4.7-c

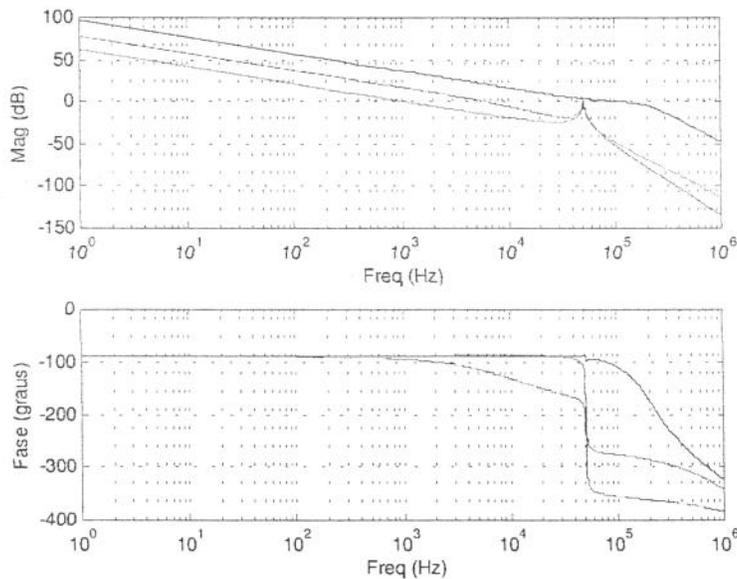


Figura 4.7 Função de transferência em malha aberta. a) com o controlador do caso i (vermelho); b) com o controlador do caso ii (azul); c) com o controlador do caso iii (preto).

O objetivo do filtro “notch” é cancelar o efeito desestabilizante do pico de ressonância do atuador. Já o compensador avanço-atraso permite um aumento no ganho da malha sem prejuízo da margem de fase. Com esta compensação adicional o parâmetro

$T_{isc}$  do controlador pôde ser reduzido para  $2,27 \mu s$  e o ganho da malha aberta para baixas frequências aumentou consideravelmente, como pode ser visto no gráfico da figura 4.7-c.

Com um valor do ganho  $k_{m(iii)} = 1$  obteve-se uma margem de fase de  $62,9^{\circ}$ ; para um ganho  $k_{m(iii)} = 1,3$  a margem de fase é de  $27,8^{\circ}$ ; e para um ganho  $k_{m(iii)} = 1,6$  a margem de fase é de  $6,3^{\circ}$ . Com um ganho  $k_{m(iii)} = 1,8$  o sistema fica instável. A transição para a condição de instabilidade torna-se mais suave, portanto, com o uso da compensação adicional.

Em qualquer dos casos acima o ganho  $k_m$  deve ser distribuído entre os componentes da malha de controle de tal forma que se aproveite adequadamente a faixa dinâmica dos mesmos, evitando que um trabalhe muito próximo à saturação e outro trabalhe com muita folga.

Nos ensaios práticos o controlador do *caso i* não se mostrou eficiente, como era esperado. Já o controlador do *caso ii* funcionou satisfatoriamente, sua sensibilidade ao valor do ganho de malha foi constatada, mas não se mostrou um problema para a operação do sistema. O controlador do *caso iii* não chegou a ser implementado.

#### 4.2 Sistema de controle do etalon grosso.

A função dos etalons é evitar saltos de modo no laser de Ti:Safira. Os etalons também interferem na sintonia do laser, já que selecionando o modo de oscilação da cavidade seleciona-se também a frequência óptica. O etalon fino é relativamente pouco seletivo, pois sua *Finesse* é baixa. Isto permite que o mesmo seja controlado em malha aberta. Já o etalon grosso é mais seletivo, e requer um controle em malha fechada que o mantenha sintonizado no modo de oscilação da cavidade, caso contrário ocorrerão saltos de modo. O controlador utilizado nesta malha de controle é do tipo proporcional [32] [33] [34]. A figura 4.8 apresenta um esquema do sistema de controle do etalon grosso.

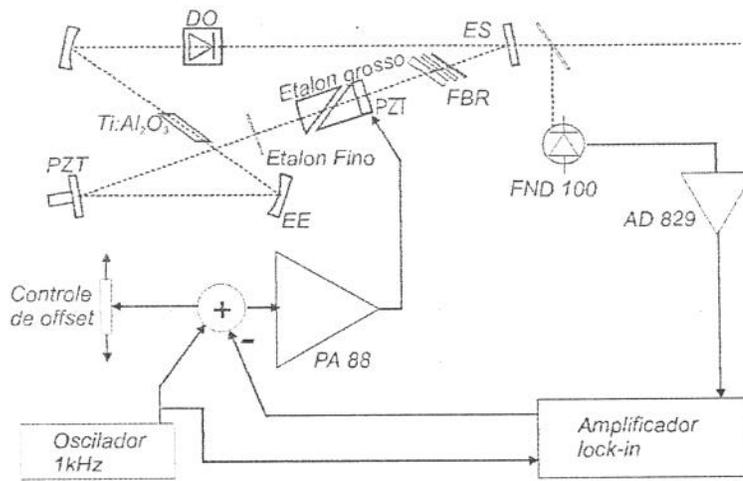


Figura 4.8 Diagrama esquemático da montagem utilizada para geração do sinal de erro para controle do etalon grosso. Um pequeno sinal de 1kHz é adicionado na entrada do amplificador de tensão e provoca uma pequena oscilação na sintonia do etalon grosso. O sinal de erro é obtido detectando-se esta oscilação na intensidade do laser com um amplificador ‘lock-in’ referido ao oscilador de 1kHz.

#### 4.2.1 Atuador do etalon grosso.

O etalon grosso é sintonizado através de um PZT que varia o seu comprimento. Este PZT está conectado a um amplificador de tensão idêntico ao descrito no item 4.1.3 deste capítulo. O conjunto formado pelo etalon grosso e pelo PZT apresenta uma resposta dinâmica de segunda ordem. O procedimento utilizado para a caracterização deste conjunto foi o mesmo descrito na seção 4.1.2, mas com duas diferenças: a saída de excitação do analisador de sinais foi aplicada ao PZT do etalon grosso e apenas o método de *varredura em frequência* foi utilizado. A função de transferência deste conjunto é a seguinte<sup>e</sup>:

$$G_{etal}(s) = \frac{\Delta F_{etal}(s)}{\Delta V_{etal}(s)} = k_{etal} \cdot \frac{\omega_{netal}^2}{s^2 + 2\zeta_{etal}\omega_{netal}s + \omega_{netal}^2} \quad (4.23)$$

A curva de resposta do conjunto PZT-etalon grosso em função da frequência é apresentada na figura 4.9.

<sup>e</sup> O etalon grosso apresenta uma *Finesse* baixa. A dinâmica associada ao tempo de vida dos fótons em seu interior pode ser desconsiderada.

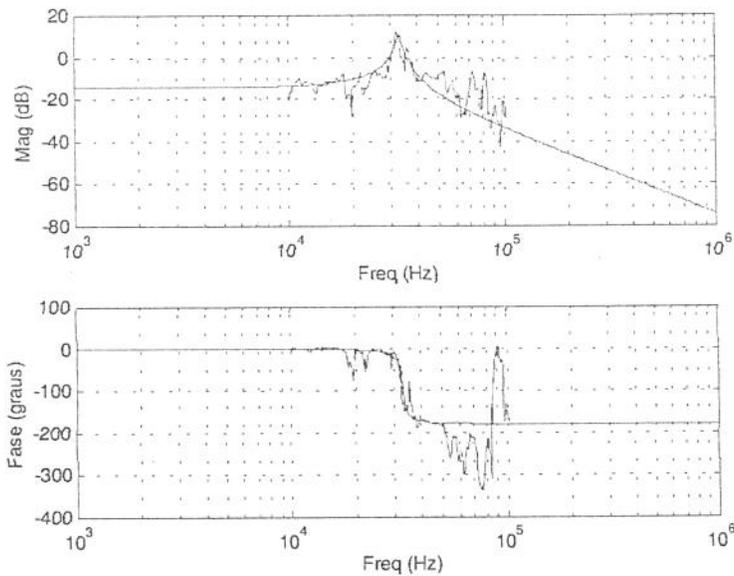


Figura 4.9 Resposta dinâmica do conjunto PZT-etalon grosso: a) medida com o analisador de sinais (azul) e; b) calculada com os parâmetros obtidos ajustando um sistema de segunda ordem às medidas (vermelho).

Ajustando os parâmetros às curvas medidas obtivemos a seguinte expressão:

$$G_{etal}(s) = 0,186 \cdot \frac{4,253 \times 10^{10}}{s^2 + 1,181 \times 10^4 s + 4,253 \times 10^{10}} \quad (4.24)$$

#### 4.2.2 Amplificador de tensão.

O amplificador de tensão utilizado no sistema de controle do etalon grosso é idêntico ao utilizado no sistema de estabilização da frequência do laser. Apenas a capacitância do PZT na sua saída é diferente, o que altera a resposta em frequência do amplificador. Mas como se verá na análise deste sistema de controle, seu comportamento é, dentro de certos limites, independente da constante de tempo devida à resistência de saída do amplificador de tensão e à capacitância da carga.

### 4.2.3 Geração do sinal de erro para controle do etalon grosso.

Para se obter um sinal do erro proporcional ao desvio entre a frequência do laser de Ti:Safira e a frequência central do pico de transmissão mais próximo do etalon grosso utilizamos um esquema de detecção de fase. Neste esquema uma pequena tensão alternada senoidal ( 200 mVrms, 1kHz) é adicionada a tensão de controle do PZT do etalon grosso, fazendo com que o valor da frequência central do pico de transmissão do etalon oscile, com pequena amplitude, em torno de um valor médio. Esta oscilação na frequência central do pico de transmissão do etalon produz, por sua vez, uma pequena oscilação na intensidade do laser. A detecção da fase da oscilação na intensidade do laser nos proporciona o sinal de erro desejado. O discriminador de frequências ópticas por detecção de fase já foi mostrado no esquema da figura 4.8.

O sinal de erro é produzido pelo amplificador ‘lock-in’ [40], que tem em sua entrada de referência o mesmo sinal de 1kHz que é aplicado no PZT do etalon. A função de transferência entre a diferença das frequências instantâneas (  $v_{laser}(t) - v_{etalon}(t)$  ) e a tensão na saída do amplificador ‘lock-in’ (sinal de erro) é a seguinte:

$$G_{see}(s) = \frac{V_{see}(s)}{\Delta F_{etal}(s)} = k_{see} \cdot \frac{1}{\tau_{at}s + 1} \quad (4.25)$$

Onde  $\tau_{at}$  é a constante de tempo do integrador de saída do amplificador ‘lock-in’ e  $k_{see}$  é uma constante de proporcionalidade que pode ser ajustada principalmente através do controle de sensibilidade do amplificador ‘lock-in’.

### 4.2.4 Estabilidade do sistema de controle do etalon grosso.

A função de transferência em malha aberta do sistema de controle do etalon grosso é a seguinte:

$$A_{see}(s) = G_{see}(s) \cdot G_{at}(s) \cdot G_{etal}(s) \quad (4.26)$$

$$A_{sce}(s) = k_{sce} \cdot \frac{1}{\tau_{al}s + 1} \cdot \frac{\omega_{cat}}{(s + \omega_{cat})} \cdot \frac{1}{(\tau_{PZT}s + 1)} \cdot \frac{\omega_{netal}^2}{s^2 + 2\zeta_{etal}\omega_{netal}s + \omega_{netal}^2}$$

Onde  $k_{sce}$  é dado por:

$$k_{sce} = k_{sce} \cdot k_{at} \cdot k_{etal} \quad (4.27)$$

A constante de tempo do amplificador ‘lock-in’,  $\tau_{al}$ , domina a resposta em frequência de  $A_{sce}(s)$ , como pode ser observado no gráfico da figura 4.10.

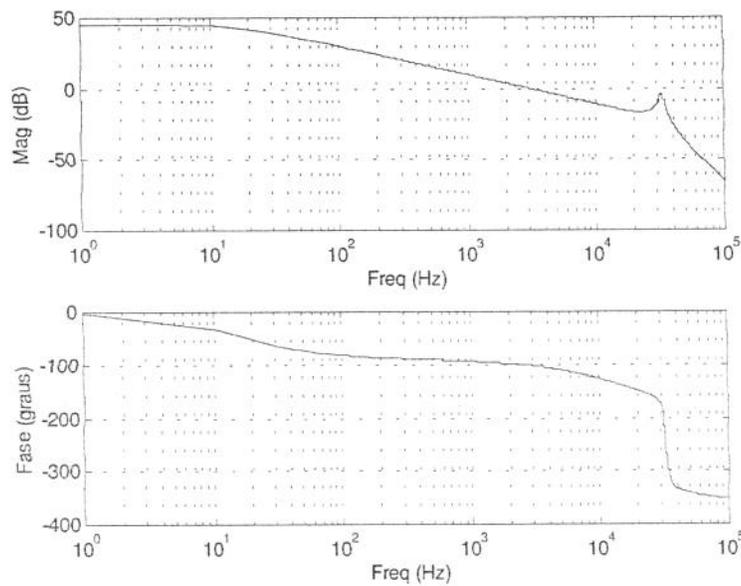


Figura 4.10 Função de transferência em malha aberta do sistema de controle do etalon grosso. Os seguintes parâmetros foram usados:  $K_{sce} = 200$ ;  $\tau_{al} = 0,01s$ .

Para um ganho de malha  $k_{sce} = 200$ , o sistema de controle do etalon grosso apresenta uma margem de fase de  $77,5^\circ$ , e se torna instável para  $k_{sce} > 350$ .

### 4.3 Sistema de travamento da cavidade de duplicação de frequência.

A eficiência na geração da segunda harmônica através de cristais não lineares é proporcional ao quadrado da intensidade na frequência fundamental, ou seja,  $I_{2\omega} = \eta I_{\omega}^2$ .

Para aumentar a eficiência no caso de laser contínuos, o cristal pode ser colocado dentro de uma cavidade óptica ressonante com a frequência fundamental. Na ressonância, a potência circulante dentro da cavidade pode ser muito maior que a potência incidente. Para manter a cavidade de duplicação em ressonância com a frequência do laser de Ti:Safira é necessário que seu comprimento total seja controlado com precisão superior a  $\lambda/2$ , que no nosso caso é  $\lambda/2 = 423 \text{ nm}$ . Isto é conseguido por meio de um controle em malha fechada do comprimento. Este controle utiliza um sinal de erro obtido com a técnica de Hänsch – Couillaud que descrevemos no item 4.3.1. O sinal de erro é enviado para a entrada de um controlador do tipo “proporcional + integral”, idêntico ao descrito no item 4.1.4. O sinal de controle é amplificado em um amplificador de tensão idêntico ao descrito no item 4.1.3 e então aplicado em um PZT acoplado a um dos espelhos da cavidade de duplicação. O conjunto PZT - espelho é idêntico ao descrito no item 4.1.2. Este esquema é apresentado na figura 4.11.

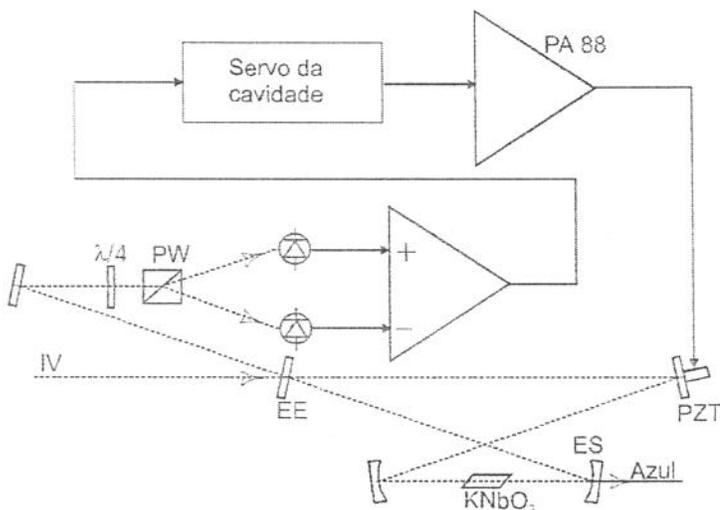


Figura 4.11 Sistema de travamento da cavidade de duplicação. O sinal de erro é obtido pela análise da polarização do feixe refletido pelo espelho de entrada da cavidade de duplicação.

#### 4.3.1 Obtenção do sinal de erro para pelo método de Hänsch – Couillaud.

Para obtermos o sinal de erro para travamento da cavidade de duplicação utilizamos a técnica desenvolvida por Hänsch e Couillaud [31]. Nesta técnica o sinal de

erro é derivado a partir da análise da polarização do feixe que é refletido pelo espelho de entrada da cavidade. Devido aos diferentes desvios de fase, sofridos através da ressonância, pelas componentes do campo elétrico ao longo dos eixos principais do cristal de  $\text{KNbO}_3$ , a polarização do feixe refletido é alterada. O feixe refletido apresenta uma polarização em geral elíptica, cujo sentido de rotação muda através da curva de ressonância. Apenas na ressonância o feixe refletido apresenta uma polarização linear. O sinal de erro é então obtido através de um analisador de polarização composto por um romboedro de Fresnel [20], um prisma de Wollaston [20], dois fotodetectores e um amplificador diferencial, conforme o esquema da figura 4.11.

A resposta dinâmica deste discriminador também é dada pela expressão 4.10, a mesma que se aplica ao discriminador do tipo ‘side of fringe’. A sensibilidade da técnica de Hänsch-Couillaud é pela seguinte expressão [31]:

$$k_d = R_f \cdot K_{fd} \cdot \left\{ c\mathcal{E} \cdot |E^i|^2 \cdot \cos\theta \sin\theta \cdot \frac{TR \sin\delta}{4R(1-R)^2 \sin^2(\delta/2)} \right\} \quad (4.28)$$

Onde  $R_f$  é a resistência de realimentação do amplificador operacional,  $K_{fd}$  é a eficiência de conversão do foto-diodo (em A/W),  $T$  é o coeficiente de transmissão do espelho de entrada e  $R$  é o coeficiente de reflexão dos demais espelhos da cavidade de duplicação.

#### 4.3.2 Estabilidade do sistema de travamento da cavidade de duplicação.

As condições de estabilidade deste sistema são as mesmas do sistema de estabilização da cavidade do laser de Ti:Safira, uma vez que os componentes utilizados possuem parâmetros idênticos. O único parâmetro diferente é o ganho do discriminador de frequências de Hänsch-Couillaud. Mas esta diferença pode ser compensada pelo ajuste de ganho do controlador.

## Resultados

Neste capítulo os resultados obtidos com o laser de Ti:Safira e com a cavidade de duplicação em frequência são apresentados na forma de parâmetros de desempenho. Dois casos de aplicação prática do sistema são descritos para ilustrar sua funcionalidade.

### 5.1 Eficiência do laser de Ti:Safira

Para uma potência de bombeio de  $5,35\text{ W}$  obtivemos  $1,3\text{ W}$  de saída com o laser de Ti:Safira operando sem elementos intracavidade, o que nos dá uma eficiência de conversão de  $24,3\%$  em relação a potência na saída do laser de bombeio. Se considerarmos que dos  $5,35\text{ W}$  que saem do laser de bombeio  $4,55\text{ W}$  chegam ao cristal de Ti:Safira (capítulo 3, seção 3.3.1), a eficiência com relação à potência de bombeio que incide no cristal é de  $28,6\%$ . A eficiência do laser operando em regime monomodo com todos os elementos intracavidade instalados foi de  $14,3\%$ , também em relação à potência de bombeio incidente no cristal ( $12,1\%$  em relação à potência na saída do laser de bombeio).

### 5.2 Faixa de Sintonia

Com os espelhos utilizados o laser de Ti:Safira apresentou uma faixa de sintonia de  $775\text{ nm}$  a  $865\text{ nm}$ . A potência máxima foi obtida por volta de  $805\text{ nm}$  (a curva de sintonia é apresentada no capítulo 3, figura 3.20)

### 5.3 Varredura em frequência

O conjunto “PZT + espelho da cavidade” utilizado o laser de Ti:Safira demonstrou uma capacidade de excursão em frequência de  $6\text{ GHz}$  (em  $846\text{ nm}$ ). Durante

a varredura o sistema de controle do etalon grosso se mostrou eficiente na prevenção de saltos de modo.

#### 5.4 Estabilidade em frequência

Quando operado sem estabilização, o laser de Ti:Safira apresentou um desvio máximo da frequência óptica em relação à cavidade de referência de 107 MHz em um período de 8 s. Com o uso do sistema de estabilização o desvio máximo em igual período foi reduzido por um fator de 1000. O efeito da estabilização é ilustrado pelas formas de onda da figura seguinte:

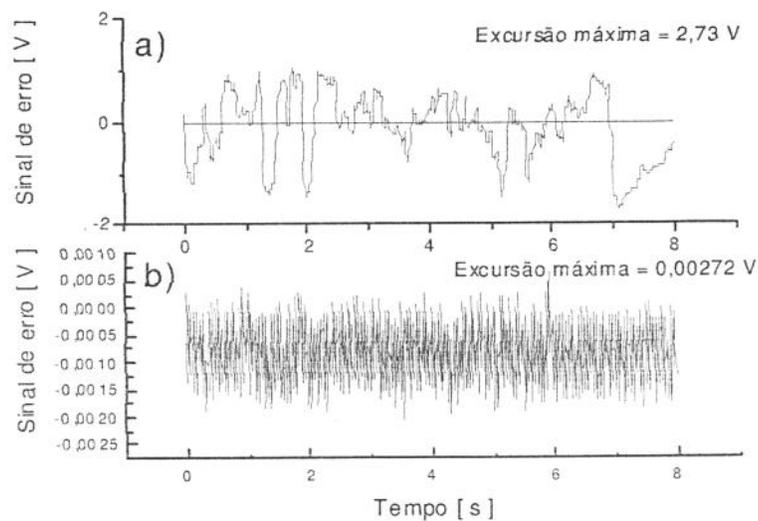


Figura 5.1 Sinal de erro obtido entre a frequência do laser e a cavidade de referência (com o esquema "side of fringe"). a) Sinal de erro com o sistema operando "free running". b) Sinal de erro com o controle ativo.

#### 5.5 Eficiência do estágio de duplicação em frequência

A cavidade de duplicação apresentou uma eficiência na geração da segunda harmônica de aproximadamente 20 % em 423 nm.

## Conclusão

Um laser de Ti:Safira operado em regime contínuo e monomodo foi projetado e construído. O sistema é bombeado por um laser de Nd:YVO<sub>4</sub> duplicado para 532 nm, formando um conjunto inteiramente em estado sólido. O sistema também foi bombeado com um laser de Ar<sup>+</sup> multilinha e para os dois casos a distribuição espectral do ruído de amplitude e frequência do laser de Ti:Safira foi medida e comparada. Um etalon grosso estabilizado à cavidade do laser por meio de um controle ativo foi usado para evitar saltos de modo. A frequência de emissão do laser foi eletronicamente estabilizada com referência a uma cavidade óptica externa. Ela foi também duplicada em um cristal não linear, colocado em outra cavidade, também ativamente estabilizada, para uma maior eficiência de conversão. Os parâmetros de operação deste laser estão mencionados no capítulo 5.

### Sugestões para trabalhos futuros:

- i. Aprimoramento no projeto da cavidade e da estrutura mecânica para tornar o sistema mais compacto e de montagem mais fácil.
- ii. Aprimoramento no projeto e construção dos elementos intracavidade visando a redução das perdas e a agilização do alinhamento. Em especial, uma melhor implementação do diodo óptico e uma implementação própria do conjunto de etalons.
- iii. Desenvolvimento de uma eletrônica compacta e modular para os sistemas de controle do etalon grosso e de estabilização das cavidades do laser e de duplicação, possivelmente empregando técnicas digitais e algoritmos adaptativos para cancelamento de ressonâncias mecânicas e supressão de vibrações.

## Referências Bibliográficas

- [1] A. L. Schawlow and C. H. Townes, “*Infrared and optical masers*”, Phys. Rev. 112 (1958) 1940-1949; T. H. Maiman, Nature **187** (1960) 493.
- [2] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy*, 2<sup>nd</sup> Edition, Springer (1996).
- [3] D.Pereira, F.Madeira, E.M.Telles, J.C.S.Moares, H.Onisto, A. Scalabrin, “*Laser de CO<sub>2</sub> em Guia de Ondas com operação contínua e pulsada*”, Rev. Fis. Aplic. Instrum. 5, 2, (1990) 242-258.
- [4] D. Pereira, J. C. S. Moraes, E. M. Telles, A. Scalabrin, F. Strumia, A. Moretti, G. Carelli and C. A. Massa, “*A review of Optically Pumped Far-Infrared Laser Lines from Methanol Isotopes*”, Int. J. of Infrared and Millimeter Waves 15, (1994) 1-44.
- [5] E. M. Telles, A. Scalabrin and D. Pereira, “*Frequency Measurements on Optically Pumped Far-Infrared Laser Lines*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE31, 754-757(1995).
- [6] F. Riehle, H. Schnatz, B. Lipphardt, G. Zinner, T. Trebst and J. Helmcke, “*The optical calcium frequency standard*”, IEEE Trans. Instrum. Measur., 48: (2) 613-617 APR (1999).
- [7] 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*”, EuroPhys. J. **D 7** (3), 449-460 (1999).
- [8] J. Levine, “*Introduction to time and frequency metrology*”, Rev. Scient. Instrum. **70**, 6 (1999) 2567-2596.
- [9] W. Lewandowski and C. Thomas, “*GPS time transfer*”, Proc. IEEE, **79**, 7, (1991) 991-1000.

- [10] R. F. C. Vessot, “*Applications of highly stable oscillators to scientific measurements*”, Proc. IEEE, **79**, 7, (1991) 1040-1053.
- [11] Veja, por exemplo, D. J. Wineland et al., “*Frequency standards in the optical spectrum*”, em *The Hydrogen Atom*, Edited by G. F. Bassani, M. Inguscio and T. Hänsch, Springer (1989) pg. 123.
- [12] H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser cooling and trapping*, 1<sup>st</sup> Edition, Springer (1999).
- [13] A. Witte, Th. Kisters, F. Riehle, and J. Helmcke, “*Laser cooling and deflection of a Calcium atomic beam*”, J. Opt. Soc. Am. B, **9**, 7, (1992).
- [14] P. F. Moulton, “*Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>*”, J. Opt. Soc. Am. B **3**, (1986) 125-133.
- [15] G. Woehl Jr, G. A. Garcia, F. C. Cruz, D. Pereira, and A. Scalabrin, “*Deceleration of a Calcium Atomic Beam with a Frequency-Doubled Diode Laser*”, Applied Optics, **38**, 12 (1999) 2540-2544.
- [16] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, 5<sup>th</sup> Edition, Oxford (1997).
- [17] M. T. Fatehi, M. Wilson, *Optical Networking with WDM*, 1<sup>st</sup> Edition, McGraw-Hill (2001).
- [18] Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth and T. W. Hänsch, “*Absolute optical frequency measurement of the Cesium D1 line with a mode-locked laser*”, Phys. Rev. Lett. **82**, 3568 (1999)
- [19] J. Verdeyen, *Laser Electronics*, 3<sup>rd</sup> Edition, Prentice-Hall (1995).
- [20] G. R. Fowles, *Introduction to Modern Optics*, 2<sup>nd</sup> Edition, Dover (1989).
- [21] J. F. Pinto, L. Esterowitz, G. H. Rosenblatt, M. Kokta and D. Peressini, “*Improved Ti:sapphire laser performance with new high figure of merit crystals*”, IEEE J. Quant. Electron., **30**, 11 (1994), 2612-2616
- [22] P. A. Schulz, “*Single-frequency Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ring laser*”, J. Quant. Electron., **24**, pp. 1039-1044, (1988).

Fowles →

- [23] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Sausalito, CA, (1986).
- [24] H. W. Kogelnik, A. Dienes and C. V. Shank, “*Astigmatism compensated cavities for cw dye lasers*”, IEEE J.Quant. Electron. QE-8, pp.373-379, (1972).
- [25] D. R. Preuss and J. L. Gole , “*Three-stage birefringent filter tning smoothly over the visible region: thoretical treatment and experimental design*”, Appl.Opt. 19 , 5 (1980) 702-710.
- [26] *Jet stream dye laser with polarization wavelength selector and non-collinear pumping*, Coherent Radiation Technical Bulletin, (1976).
- [27] Ver por exemplo os catálogos de produtos da CVI Laser Corporation. Um prisma de Littrow possui uma superfície em ângulo de Brewster e outra com incidência normal.
- [28] J. H. Moore, C. C. Davis and M. A. Coplan, *Building Scientific Apparatus, a apractical guide to design and construction*, 2<sup>nd</sup> Edition, Addison-Wesley, (1989).
- [29] Ver por exemplo: S. B. Alexander, “*Design of Wideband Optical Heterodyne Balanced Mixer Receivers*”, J. Lightwave Technology, vol.LT-5, pp.523-537, (1987).
- [30] R. L. Cavasso-Filho, R. C. Viscovini, M. P. Arruda, H. J. Onisto e F. C. Cruz “*Amplificadores rápidos de alta tensão para controle de transdutores piezoelétricos*”, Rev. Fis. Aplic. Instrum., 14, 1 (1999) 27-32.
- [31] T. W. Hänsch and B. Couillaud, “*Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity*”, Opt. Commun. 35, pp.441-444, (1980).
- [32] G. F. Franklin, J. D. Powell, A. E. Naeini, *Feedback Control of Dynamic Systems*, 2<sup>nd</sup> Edition, Addson-Wesley.
- [33] C. P. Bottura, *Princípios de Controle e Servomecanismo*, Guanabara Dois.

- [34] K. Ogata, *Engenharia de Controle Moderno*, PHB (1982).
- [35] Veja por exemplo: Apex Data Book Volume 6.
- [36] W. Vassem, C. Zimmermann, R. Kallenbach and T. H. Hänsch, *A frequency-stabilized titanium sapphire laser for high-resolution spectroscopy*, Opt. Commun., (1990) 435.
- [37] T. L. Bloyd and H. J. Kimble, Optics Letters, “*Frequency stabilization of a continuous-wave Ti:Sapphire laser*”, 16, No.11 (1991).
- [38] M. W. Hamilton, “*An introduction to stabilized lasers*”, Contemporary Physics, (1989) Vol.39, No.1, 21-33.
- [39] R. Schaumann, M. S. Ghauri, K. R. Laker, *Design of Analog Filters* Prentice Hall (1990).
- [40] P. Horowitz and W.Hill, *The Art of Electronics*, 2<sup>nd</sup> Ed., Cambridge Univ. Press, Cambridge (1993).
- [41] R. L. Cavasso-Filho, Tese de Doutorado, IFGW – UNICAMP.
- [42] R. L. Cavasso-Filho, A. Mirage, A. Scalabrin, D. Pereira and F. C. Cruz, *Laser spectroscopy of Calcium in hollow cathode discharges*, J.Opt.Soc. Am. B, 18, 10, (2001).

We describe in detail the design, construction and characterization of an efficient frequency doubled and stabilized all-solid-state Ti:Sapphire laser. The laser frequency has been locked to the resonance of a Fabry-Perot cavity and doubled in a Brewster-cut potassium niobate crystal, placed inside a power enhancement cavity. Up to 200 mW of single-frequency blue light with fast frequency instabilities of 40 kHz rms and a drift of 10 MHz/hour has been generated. The spectral distributions of amplitude and frequency noise, for the free-running laser, have been measured and compared with the case of pumping from an Argon ion laser. Our laser is well suited in atomic physics for high-resolution spectroscopy and for laser cooling and trapping using transitions in the blue-violet region, as we demonstrate with the Calcium resonant transition, at 423 nm.

## I. Introduction

The Titanium:Sapphire (Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) laser, first demonstrated in 1986 [1], has today a large variety of applications and is often the best choice when tuning and power are required in the near infrared. Nonlinear frequency conversion techniques can, in particular, make an important extension of its spectral coverage further into the infrared or blue. Due to features like the broad gain curve or the inherent stability of a solid state laser, these applications may vary from the generation of ultra-short and high intensity pulses to the realization of high stability continuous wave optical oscillators. Single frequency operation of a Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser was first demonstrated in 1988 [2], and active frequency stabilization has then been reported using various configurations [3], [4]. Because of the strong absorption in the green, Ar<sup>+</sup> lasers have traditionally been the preferred source for optical pumping of the Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> crystal. This situation changed with the availability of diode pumped solid-state lasers, based on neodymium doped crystals, with enough power at the second harmonic [5],[6]. In this paper we give a detailed description of the construction and characterization of an efficient all-solid-state Ti:sapphire laser, pumped by a single frequency source [7], which is being used by us for high resolution spectroscopy and for laser cooling and trapping of Calcium atoms [8]. A sample of Calcium atoms, cooled to milliKelvin temperatures or less [9] in a magneto-optical trap (MOT) [10], can be used as a reference for a high performance optical frequency standard at 457 THz (657 nm) [11]. The use of cold and trapped atoms for frequency standards allows great reduction of systematic shifts and increase of interrogation times [12].

The frequency of the Ti:sapphire laser has been stabilized to the resonance of a Fabry-Perot cavity and is doubled in an optimized power enhancement cavity, using a Brewster-cut potassium niobate (KNbO<sub>3</sub>) crystal. In this way, losses that are usually introduced with time, by degradation of AR coatings, are avoided. We have also characterized the spectral distributions of amplitude modulation (AM) and frequency modulation (FM) noise in the infrared. This has been compared to the case of pumping with an Ar<sup>+</sup> laser. The results show that the amplitude noise is considerably lower for the case of pumping with the solid state laser, but the frequency noise is about the same in both cases, showing negligible coupling between amplitude and frequency fluctuations.

## II. Laser Description

Figure 1 shows a schematic diagram of the frequency doubled laser. The laser cavity is a ring one formed by two 15 cm radius of curvature mirrors and two flat ones. In order to cover the entire emission band of the Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser (660 to 1100 nm), usually three sets of mirrors with different broadband coatings are necessary. Since we are mainly interested in using this laser for cooling and trapping of calcium atoms, we used high-reflecting (HR) mirrors (reflectivity of 99.5% and residual losses dominated by scattering and absorption) with broadband coatings (150 nm wide) centered at 846 nm [13]. The output coupler (OC) has a transmission of 2.3% at this wavelength [14]. When frequency doubled, the laser will reach the <sup>1</sup>S<sub>0</sub>-<sup>1</sup>P<sub>1</sub> resonant cooling transition of calcium, at 423 nm. For longitudinal pumping, one of the HR curved mirrors (input coupler, IC) has a transmission of more than 90% for either a multiline Ar<sup>+</sup> laser or a frequency doubled diode pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser, at 532 nm. One of the HR flat mirrors is mounted on a PZT stack [15] for frequency tuning and control.

The Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> crystal is Brewster cut, 2-cm long, with a titanium concentration of 0.05% and a figure-of-merit [16], FOM>300 [17]. It absorbs 84% of the Ar<sup>+</sup> laser (multiline) and 78% of the single-frequency radiation at 532 nm. The cavity angles are such as to compensate for astigmatism and coma [18]. The waist size at the crystal position is 40 μm, which gives a confocal parameter close to the crystal length. A 10 cm radius of curvature plano-convex lens is used to focus the pump beam into the Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> crystal. The crystal is placed in a tight fitting copper support piece, mounted on a rotation stage, for efficient heat dissipation. For pumping powers up to 8W, there is no need for water cooling. This support piece should have good contact with the crystal, for heat sinking, but should not press it, which would induce birefringence. It can be precisely rotated for fine alignment of the crystal axis, which is particularly important when polarization changing elements are used inside the cavity, as a birefringence filter or a Faraday rotator. To improve the mechanical stability, the laser cavity has been assembled into a structure made of aluminum blocks connected by four invar rods, with diameters of one inch each. Kinematic mirror mounts, using micrometer screws and steel springs, are assembled on the aluminum blocks. In the complete configuration the other cavity elements, which are also connected to the bars, include an optical diode, a three plate birefringent filter and two etalons.

The homemade optical diode (OD) uses Faraday rotation in a Brewster-cut TGG crystal (2 mm long) that is

inserted into a 2.5 kGauss magnetic field produced by permanent cylindrical Sm-Co magnets. The direction dependent Faraday polarization rotation of nearly  $3^\circ$  is compensated by optical activity in a thin quartz Brewster plate. These two crystals are assembled in a support piece that allows them to be rotated independently around the laser beam direction, for optimum alignment. For broadband tuning, we have used a commercial three plate birefringent filter (BRF). This filter is inserted into the laser cavity at Brewster angle and its axis can be rotated with a micrometer for wavelength selection. To assure stable single-frequency operation, a thin and a thick etalon are used. The thin (700  $\mu\text{m}$ ) etalon is mounted on a galvo motor (General Scanning model Z1677), for precise servo control of the tilting angle. The thick ( $\approx 15$  mm) etalon is made of two Littrow prisms, with one of them mounted on a cylindrical PZT, so that the etalon length can be modulated. With proper design this allows the laser to be amplitude modulated, without introducing significant frequency modulation, for phase-sensitive lock of the peak of the etalon to one of the cavity modes, preventing undesirable mode hops [19].

Continuous single-frequency tuning over tens of GHz, as done in commercial lasers, would require the use of Brewster plates, because of the limited excursion of the cavity mirror with only one PZT. For mode hop free tuning, a feedforward servo would also be required for control of the etalons. Since our main interests involve the access to specific atomic transitions and laser cooling and trapping of calcium, this tuning range is not necessary, and therefore we have tuned the laser only with the PZT stack that supports one of the cavity mirrors. By locking only the thick etalon, without controlling the thin one, we obtain continuous tuning by 6 GHz at 846 nm (12 GHz at 423 nm), free of mode hops. Figure 2 shows the power curves for the Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser at the peak of the gain curve (800 nm), when the various intracavity elements are included. The pump power has been corrected for transmission losses in the IC, focusing lens and steering mirror, and represents the power immediately before the crystal. Without intracavity elements (broadband operation) a slope efficiency of 37% and a threshold of 1.3 W are obtained.

### III. Characterization of Amplitude and Frequency Noise

The spectral distribution of amplitude and frequency noise of the free running Ti:sapphire laser has been measured with the setup also included in Figure 1. For the measurements of AM noise, the laser light is sent to a photodetector (bandwidth of 30 MHz), which gives a photocurrent proportional to the laser intensity. This detector consists of a photodiode (EG&G FND100), whose photocurrent is amplified by a low noise operational amplifier (AD829). Its output voltage is then AC coupled into a spectrum analyser. We have used either a digital network analyser (SR780), for frequencies between 0 and 100 kHz, or an RF spectrum analyser (HP8562A), for frequencies above 100 kHz. Besides looking at the frequency distribution, it is important to have a measurement of the noise, relative to the shot noise level (excess noise). This can be done by comparison with a shot-noise limited light source, like a battery operated

LED or a masstamp, or by using a balanced homodyne, or two-receiver, detector [20]. We have adopted this method, where the laser beam is divided in two by a 50% beamsplitter and each beam is sent to a photodetector, of the same type mentioned above. To measure the shot noise, the signals from both detectors were subtracted in the network analyser or by a differential amplifier. In either case, a common-mode rejection ratio of 25 dB was obtained for the balanced detector. The sum from both detectors gives again the laser noise. Figure 3 shows the AM noise from the Ti:sapphire laser, from 0 to 100 kHz. Our measurements were done either pumping with a multiline Ar<sup>+</sup> laser (Coherent INNOVA200, in current regulation mode) or with a single-mode frequency-doubled Nd:YVO<sub>4</sub> laser (Coherent VERDI; 532 nm; current regulation mode), both placed in the same optical table of the Ti:sapphire. In either case, the powers from both pump sources were slightly adjusted to give the same output power in the Ti:sapphire laser. Figure 3 shows that the solid-state pumped Ti:sapphire laser is relatively low noisy, but still with more than 20 dB of excess noise, aside from discrete features due mainly to mechanical and electrical noise coupling. The advantage of an all-solid-state pump source is evident when we compare the intensity noise for the case of pumping with the Ar<sup>+</sup> laser. In this case, the AM noise level is 30 dB higher. By using the RF spectrum analyser, we have verified the all-solid-state Ti:sapphire laser to be shot noise limited for frequencies above 300 kHz.

The characterization of FM noise is important for designing a servo system for frequency stabilization or linewidth reduction, which should ideally reduce the noise to the fundamental quantum level [21]. It is done in the same way as the AM noise, but since a photodetector is an intensity sensitive device, a Fabry-Perot confocal cavity (finesse = 35, free-spectral-range = 1.5 GHz) was used as a frequency to intensity converter. The cavity is tuned to the side of one of its fringes, at the half power point. By knowing the slope of the fringe at this point, a coefficient relating frequency to intensity fluctuations is obtained. In order to measure only FM noise, the AM noise contribution is eliminated by sending a reference beam to another photodetector whose photocurrent is subtracted from the the first detector one. Figure 4 shows the FM noise spectral distribution of the Ti:sapphire laser, again pumped by the multiline Ar<sup>+</sup> laser and the solid-state laser at 532 nm. It is observed that there is little difference between the two cases. Figures 3 and 4 show that there is little correlation between intensity and frequency noise. Most of the peaks in Fig.4 are due to mechanical resonances and could be excited by coupling acoustic noise through the optical table. Figure 4 shows that the frequency noise of the Ti:sapphire laser extends up to 65 kHz, indicating that only a moderate bandwidth servo system is needed for frequency stabilization. In particular, with proper design, a PZT would be the only required actuator in such servo.

### IV. Frequency Stabilization

To reduce its fluctuations, the Ti:sapphire laser frequency has been locked to the resonance of a Fabry-Perot cavity. The cavity is made of a 10 cm long quartz tube with polished ends, one cylindrical PZT (20 mm long,

with respect to the crystal Brewster facets and will have a reflectivity of 44% at the exit facet, at an incidence Brewster angle of  $24^\circ$ . The total power generated at the second harmonic, taking into account this reflected beam and also the 95% reflectivity of the output coupler at 423 nm, is also shown in Fig.5 (triangles). An overall conversion efficiency of 40% has been obtained. Due to the high refractive index of potassium niobate ( $n=2.23$ ), the reflected power has also a strong dependence with the incidence angle. In fact, the critical angle for total internal reflection is  $26.6^\circ$ . Therefore, in order to maximize the available power, it is necessary to slightly tilt the crystal to increase the transmission of the second harmonic beam through the crystal exit facet, without introducing significant reflection losses that would affect the intracavity fundamental power. This in turn decreases the crystal efficiency. We have verified that when the crystal and cavity are aligned to optimize the second harmonic power,  $\eta$  drops to  $0.002 \text{ W}^{-1}$  (Fig.5).

To illustrate the use of the frequency doubled Ti:sapphire laser in atomic spectroscopy, spectra of the Calcium resonant cooling transition, at 423 nm, are shown on Figure 6. The upper curve is a Doppler broadened spectrum, obtained by optogalvanic detection in a hollow cathode lamp [29]. The lower curve is a fluorescence spectrum taken simultaneously in an atomic beam, by sending the laser perpendicular to it. Residual Doppler broadening due to the small divergence of the atomic beam accounts for a linewidth (FWHM) of 50 MHz. Our doubled Ti:sapphire laser, at 423 nm, has also been used for deceleration of a Calcium atomic beam and posterior magneto-optical trapping of the slow atoms. Part of the laser power is sent in a beam counterpropagating to the atomic beam. This decelerates the atoms from 700 m/s to 30 m/s in a 50 cm distance. At this position they are magneto-optically trapped by interacting with other three orthogonal laser beams, which are retroreflected, and cross in the center of a quadrupole magnetic field produced by anti-Helmholtz coils. About  $10^7$  atoms are obtained in a volume of  $1 \text{ mm}^3$ , at a temperature of 2mK. This system is being now characterized and optimized [8].

In summary, we have given a detailed description of the design, construction and characterization of an efficient frequency doubled all-solid-state Ti:sapphire laser, pumped by a single-frequency laser at 532 nm. The spectral distributions of amplitude and frequency noise at the fundamental have been characterized and compared with the case of pumping with an  $\text{Ar}^+$  laser. Frequency stabilization to a reference Fabry-Perot cavity has been done and a linewidth of 40 kHz rms in the blue was obtained with drift smaller than 10 MHz/hour. The laser described here is particularly suitable for use in atomic physics, in high resolution spectroscopy and laser cooling and trapping of atomic species which require coherent and powerful single frequency radiation in the blue or ultraviolet region.

#### Acknowledgements

This work was supported by FAPESP, CNPq and CAPES, Brazilian government agencies. We would like to thank Jim Bergquist for many of the design concepts used by us and for the continuing assistance and support; V.S.Bagnato, L.G.Marcassa and S.C.Zilio for supplying a

Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and a 100 crystal and the mirrors from the University of São Carlos optics workshop (Brazil); Nelson B. Sales, Jorge L. Pires, Antônio J. Polaquini and João B. Rodrigues, for the mechanical parts.

#### References

1. P.F.Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>", J.Opt.Soc.Am.B 3, 125-133 (1986).
2. P.A.Schulz, "Single-frequency Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ring laser", J.Quant. Electron. 24, 1039-1044 (1988).
3. W.Vassen, C.Zimmermann, R.Kallenbach, and T.W.Hänsch, "A frequency-stabilized titanium sapphire laser for high-resolution spectroscopy", Opt. Commun. 75, 435-440 (1990).
4. T.L.Boyd and H.J.Kimble, "Frequency stabilization of a continuous-wave Ti:sapphire laser", Opt. Lett. 16, 808-810 (1991).
5. G. Feugnet, C. Bussac, C. Larat, M. Schwarz, and J.P. Pocholle, "High-efficiency TEM<sub>00</sub> Nd:YVO<sub>4</sub> laser longitudinally pumped by a high-power array", Opt. Lett. 20, 157-159 (1995).
6. M.Tsunekane, Noboru Taguchi, and H.Inaba "High power, efficient, low-noise, continuous-wave all-solid-state Ti:sapphire laser", Opt. Lett. 21, 1912-1914 (1996).
7. We have used a single-frequency Nd:YVO<sub>4</sub> laser with 5 W output power (model VERDI) from Coherent, Inc., Laser Group, 5100 Patrick Henry Drive Santa Clara, CA 95054, USA.
8. R.L.Cavasso-Filho, A.Scalabrin, D.Pereira, and F.C. Cruz, "A system for deceleration and magneto-optical trapping of Calcium atoms", to be published.
9. E.A.Curtis, C. W. Oates, and L.Hollberg, "Quenched narrow-line laser cooling of <sup>40</sup>Ca to near the photon recoil limit", arXiv:physics/0104061, 20 April 2001; T. Binnewies, G.Wilpers, U.Sterr, F.Riehle, J.Helmcke, T.E.Mehlstäubler, E.M.Rasel, and W.Ertmer, "Doppler cooling and trapping on forbidden transitions", arXiv:physics/0105069, 21 May 2001.
10. H.J. Metcalf and P. van der Straten, "Laser Cooling and Trapping", Springer, New York, 1999.
11. F.Riehle, H.Schnatz, B. Lipphardt, G. Zinner, T. Trebst, and J. Helmcke, "The optical calcium frequency standard", IEEE Trans. Instrum. Measur. 48, 613-617 (1999).
12. See for example the "Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology", J. C. Bergquist, Ed., World Scientific, Singapore, 1996.
13. The mirrors were coated in the optics workshop at the University of São Carlos (Brazil).
14. This value is optimum for the set of HR mirrors that we have used. Commercial standard mirrors with R=99.9 % would allow higher transmission for the output coupler.
15. Stack model NE AE0203D04 from Thorlabs Inc., 435 Route 206, PO Box 366, Newton, NJ, 07860-0366, USA. This PZT stack has a maximum excursion of 4.6  $\mu\text{m}$  for 150V, a capacitance of 0.09  $\mu\text{F}$  and a resonance frequency of 261 kHz.
16. J.F.Pinto, L.Esterowitz, G.H.Rosenblatt, M.Kokta, and D.Peressini, "Improved Ti:sapphire laser performance with new high figure of merit crystals", IEEE J. Quant. Electron. 20, 2612-2616 (1994).

17. The crystal was acquired from Union Carbide Crystals division, now "Saint-Gobain Crystals and Detectors", 750 South 32<sup>nd</sup> Street, Washougal, WA, 98671, USA.
18. H.W.Kogelnik, A.Dienes, and C.V.Shank, "Astigmatism compensated cavities for cw dye lasers", IEEE J.Quant. Electron. QE-8, 373-379 (1972); M.H.Dunn and A.I.Ferguson, "Coma compensation in off-axis laser resonators", Opt. Commun. 20, 214-219 (1977).
19. The prisms are slightly tilted with respect to the laser beam direction, so that when their distance is changed, the total optical path remains the same, due to the simultaneous change in the paths inside and between the prisms.
20. S.B.Alexander, "Design of Wideband Optical Heterodyne Balanced Mixer Receivers", J.Lightwave Technology LT-5, 523-537 (1987).
21. M.Zhu and J.L.Hall, "Stabilization of optical phase/frequency of a laser system: application to a commercial dye laser with an external stabilizer", J. Opt. Soc. Am. B 10, 802-816 (1993).
22. M.W.Hamilton, "An introduction to stabilized lasers", Contemp. Phys. 30, 21-30 (1989).
23. T.W.Hänsch and B. Couillaud, "Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity", Opt. Commun. 35, 441-444 (1980).
24. P.Lodahl, J.L.Sorensen, and E.S.Polzik, "High efficiency second harmonic generation with a low power diode laser", Appl. Phys. B 64, 383-386 (1997).
25. H.Mabuchi, E.S.Polzik, and H.J.Kimble, "Blue-light-induced infrared absorption in KNbO<sub>3</sub>", J. Opt. Soc. Am. B 11, 2023-2029 (1994).
26. G.D.Boyd and D.A.Kleinman, "Parametric interaction of focused gaussian light beams", J.Appl.Phys. 39, 3597-3639 (1968).
27. J.-C.Baumert, P.Günter, and H.Melchior, "High efficiency second-harmonic generation in KNbO<sub>3</sub> crystals", Opt. Commun. 48, 215-220 (1983).
28. I.Biaggio, H.Looser, and P.Gunter, "Intracavity frequency doubling of a diode pumped Nd:YAG laser using a KNbO<sub>3</sub> crystal", Ferroelectrics 94, 157-161 (1989).
29. R.L.Cavasso-Filho, A.Mirage, A.Scalabrin, D.Pereira, and F.C.Cruz, "Laser spectroscopy of calcium in hollow-cathode discharges", J. Opt. Soc. Am. B, accepted.

### Figure Captions

Figure 1. Schematic diagram of the frequency-doubled Ti:sapphire laser. The frequency stabilization and cavity servo boxes include a loop filter and a PZT driver; the thick etalon controller box includes amplifiers and a lock-in; the noise analyzer box includes either a 100 kHz network analyzer or a RF spectrum analyzer. OD:optical diode; BRF: birefringent filter; IC:input coupler; OC:output coupler; NDF: neutral density filter;  $\lambda/4$ : quarter wave plate or Fresnel rhomb; WP: Wollaston prism.

Figure 2. Output power as a function of the pump power (single-frequency, 532 nm) which is effectively reaching the Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> crystal. OD: optical diode; BRF: birefringent filter.

Figure 3. AM noise spectral distribution of the Ti:sapphire laser. a) Ar<sup>+</sup> pump (multiline); b) solid state laser pump

(single-frequency, 532 nm); c) shot noise; d) detector noise. Resolution: 256 Hz.

Figure 4. FM noise spectral density of the Ti:sapphire laser. Dashed line: Ar<sup>+</sup> pump (multiline); solid line: solid state laser pump (single-frequency, 532 nm); lower curve: detector noise. Resolution: 256 Hz.

Figure 5. Power at 423 nm as a function of the fundamental power at 846 nm, measured immediately before the doubling cavity input coupler. The circles indicate the measured available power, while the triangles indicate the power corrected by transmission through the crystal facet and the cavity output coupler. The cavity enhancement factor is also shown (squares).

Figure 6. Upper curve: Doppler spectrum of the Calcium <sup>1</sup>S<sub>0</sub>-<sup>1</sup>P<sub>1</sub> resonant cooling transition at 423 nm, obtained with optogalvanic detection. Lower curve: emission spectrum obtained in an atomic beam.

