

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

DESENVOLVIMENTO DE UM LASER DE ESTADO SÓLIDO
DE Nd: YLF

RUBENS DO AMARAL NETO

Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
"Mestre na Área de Concentração em
Tecnologia Nuclear Básica".

Orientador: Dr. SPERO PENHA MORATO

SÃO PAULO

DESENVOLVIMENTO DE UM LASER DE ESTADO SÓLIDO DE Nd:YLF

RESUMO

Nesse trabalho desenvolvemos um laser de Nd:YLF contínuo, que opera à temperatura ambiente numa cavidade com compensação astigmática bombeada por um laser de argônio. Esse laser foi integralmente projetado, construído e caracterizado nos nossos laboratórios, tendo assim um alto índice de nacionalização. Ele inicia um projeto mais amplo de desenvolvimento de lasers que terão inúmeras aplicações (fusão nuclear, indústria, medicina, telemetria, etc.). O nosso trabalho teve por base o estudo das propriedades ópticas do cristal, o que nos deu condições de prever a sua ação laser com um pequeno volume de ganho na cavidade mencionada, com um bombeamento a 514,5 nm. Preparamos o meio ativo, uma lâmina do cristal, com orientação cristalográfica adequada à obtenção da emissão laser de polarização σ (1,053 μ m) ou π (1,047 μ m). A caracterização do laser está em razoável acordo com o inicialmente previsto. Para uma transmissão de 3,5% do espelho de saída o limiar de oscilação está em torno de 0,15 W incidentes no cristal, dependendo da amostra que se usa. Para 1 W de luz incidente, a potência emitida é estimada em até 12mW, o que corresponde a quase 1,5% de eficiência diferencial. A montagem mostrou-se versátil e é aplicável a praticamente qualquer meio ativo laser de estado sólido que se excite opticamente. (Kurok)

DEVELOPMENT OF A Nd:YLF SOLID STATE LASER

ABSTRACT

Tip
100.000000

~~In this work we have obtained~~ CW laser action *at room* temperature of a Nd:YLF crystal in an astigmatically compensated cavity, pumped by an argon laser. This laser was completely projected, constructed and characterized in our laboratories, thus having a high degree of nationalization. It initiates a broader project on lasers development that will have several applications like nuclear fusion, industry, medicine, telemetry, etc.. Throught the study of the optical properties of the Nd:YLF crystal, ~~we were able to predict~~ its laser operation using a small volume gain medium on the mentioned cavity, pumped by an Ar 514,5 nm laser line. To obtain the laser action in polarizations σ (1,053 μ m) and π (1,047 μ m) ~~we prepared~~ an active medium which was a cristalline plate with a convenient crystallographic orientation. The laser characterization is in reasonable agreement with the initial predictions. For a 3.5% output mirror transmission, the oscillation threshold is about 0.15 W incident on the crystal, depending upon the sample used. For 1 W of incident pump light, the output power is estimated to be 12 mW, which corresponds to almost 1.5% slope efficiency. The versatile arrangement is applicable to almost all optically pumped solid state laser materials. *the laser*

11

INDICE

INTRODUÇÃO	01
I. TEORIA GERAL DE LASERS	04
I.1 Ressonador Passivo	04
I.2 Oscilações Laser	08
II. O MEIO ATIVO: UMA REVISÃO	17
II.1 Introdução	17
II.2 O Dopante	19
II.3 O Material Hospedeiro	26
III. O RESSONADOR UTILIZADO	35
III.1 A Cavidade Para Pequenas Amostras	35
III.2 A Compensação Astigmática	39
III.3 Os Espelhos	46
III.4 O Cristal Oscilador	48
IV. OPERAÇÃO DO LASER	64
IV.1 Montagem	64
IV.2 O Bombeador	67
IV.3 Alinhamento	72
IV.4 Detecção	75
IV.5 Caracterização	80
V. CONCLUSÕES	87
BIBLIOGRAFIA	89

INTRODUÇÃO

Os lasers, aparelhos baseados no fenômeno de amplificação de luz por emissão estimulada de radiação, se constituem num dos mais modernos instrumentos de uso nos campos das ciências e da tecnologia. Tratam-se de fontes de radiação eletromagnética monocromática, coerente, geralmente de baixa divergência, por vezes sintonizáveis e que podem atingir altas intensidades.

As suas aplicações são cada vez mais numerosas (MORRIS, 79). Podemos citar, a título de exemplo, alguns dos seus usos em pesquisa básica: espectroscopia atômica, molecular e raman; separação isotópica; fotoquímica; estudos de efeitos ópticos não-lineares, eletro-ópticos, magneto-ópticos, acusto-ópticos e de absorção múltipla de fótons; etc. No campo tecnológico a lista de aplicações é bem maior e tende a crescer com o passar dos anos, como na indústria onde podemos citar: corte e furação de materiais; centragem e alinhamento de peças; deposição de filmes semi-condutores; ajuste de equipamento óptico; polimento; costura em tecidos; filtros de papel; etc. Na área das ciências médicas o laser é utilizado na oftalmologia, cirurgia geral, dermatologia e odontologia. No campo artístico ele é usado na animação de espetáculos, para se obter holografias e como instrumento nas artes plásticas. Existem também leitoras ópticas a laser para as máquinas registradoras e muitas escolas o utilizam no ensino de óptica. No campo da segurança há dispositivo de alarmes a laser, além de armamentos generalizados, enquanto que no das comunicações temos o disco-laser e as transmissões via fibra-óptica. Na engenharia civil o laser é utilizado como instrumento auxiliar, é também usado para se fazer medições na agrimensura, metrologia, telemetria, velocimetria e giroscopia, e na área da documentação temos novamente a holografia. Finalmente, na área energética, temos a fusão nuclear a laser por confinamento inercial, que consiste em um método altamente promissor para construção futura de reatores comerciais de geração de energia por fusão (KRUPKE & GEORGE, 78; VEDEL, 83). Esse aspecto será tratado a seguir.

Essa lista, que não tem a pretensão de ser completa, apenas dá uma idéia da potencialidade dos instrumentos a laser e nos permite antever um futuro de uso corriqueiro e muito intenso, a exemplo do que já vem ocorrendo com a área da informá

tica.

Didaticamente o laser pode ser dividido em certas partes: o meio ativo, o ressonador, o sistema de bombeamento e eventualmente os sistemas de chaveamento e refrigeração.

O meio ativo é o principal elemento de um laser. É fundamentalmente dele que depende a monocromaticidade, a coerência e a sintonizabilidade de um sistema. Geralmente constitui-se num gás, ou numa mistura de gases, ou num sólido cristalino ou vítreo, ou numa solução de um corante, para citar os mais comuns.

O ressonador é o elemento que determina as características espaciais do feixe. Limita-se por elementos refletivos, inclui o próprio meio ativo como fonte de ganho em intensidade e pode conter uma série de outros elementos tais como prismas, lentes, grades de difração, elementos de chaveamento, etc., que efetivamente podem configurar ou não um sistema monocromático e/ou sintonizável.

O sistema de bombeamento é a fonte da qual o laser retira a potência necessária para o seu funcionamento, dele dependendo, em princípio, a operação contínua ou pulsada do laser. Ele normalmente se constitui numa descarga elétrica num gás, ou em algum tipo de bombeamento óptico como uma lâmpada de tungstênio ou de gás, ou até um outro laser.

O chaveador é o elemento que controla o fator de qualidade da cavidade. Com isso podemos alterar a distribuição temporal da energia do feixe de saída, no sentido de obtermos pulsos curtos.

A meta do presente trabalho é a de desenvolver um laser de estado sólido baseado na emissão luminescente do íon neodímio numa matriz de fluoreto de lítio e ítrio (YLF abreviadamente) (HARMER et al., 69). A utilização do Nd:YLF como meio ativo foi analisada por diversos grupos a partir da sua operação laser no modo pulsado (SHARP et al., 73; FOLWEILER et al., 77; LE GOFF et al., 78; MARTIN & MILAN, 82; ALBRECHT, 82; LOTH & BRUNEAU, 82; McCARTHY et al., 82; McCARTHY, 82; MURRAY, 83; VOLMAR, 83) e por POLLAK (1982) no modo contínuo. Esses autores mostraram o potencial deste cristal como substituto vantajoso em relação ao Nd:YAG, sendo por isso apontado como um dos mais promissores para os sistemas que visam a fusão nuclear (McMAHON et al., 81).

No nosso trabalho inicialmente fizemos um levantamen

to das propriedades do cristal com base na literatura. Ao mesmo tempo optamos pelo uso de uma cavidade com compensação astigmática que opera com lâminas do cristal, uma vez que essa montagem é útil com um elo de ligação entre os processos de crescimento do cristal e da construção de um laser de potência com um bastão cristalino, ao menos na fase de testes de novas condições de crescimento ou de novos materiais. Essa configuração cujo bombeamento é feito através de um outro laser, constituiu-se numa montagem bastante versátil e que já foi utilizada com outros meios ativos (KOGELNIK, et.al, 72; MOLLENAUER & BLOOM / 79). Assim fizemos previsões das condições de operação do laser para o nosso caso, preparamos amostras a partir de cristais brutos, montamos o laser em sí e o caracterizamos. É importante salientar que o sistema tem alto índice de nacionalização, uma vez que o único elemento que ainda é obrigatoriamente importado é o laser bombeador.

Dessa forma, nesse trabalho fazemos uma revisão dos fundamentos do nosso sistema, tanto quanto à teoria geral de lasers a partir de um estudo do ressonador passivo e da oscilação laser propriamente dita, que se constitui no Capítulo I, como quanto ao Nd:YLF cuja rede e o dopante são analisados separada e conjuntamente no Capítulo II. As razões que nos levam a usar uma cavidade com compensação astigmática são descritas no Capítulo III, onde também são analisados os seus parâmetros de projeto e apresentadas as técnicas experimentais utilizadas para a preparação e caracterização dos cristais. A estruturação, operação e caracterização do laser é feita no Capítulo IV, enquanto no último Capítulo são apresentadas as conclusões.

I. TEORIA GERAL DE LASERS

A nossa intenção nesse Capítulo é apenas expor os resultados importantes para o desenvolvimento desse trabalho. Assim sendo, primeiramente revemos as propriedades de um ressonador passivo (YARIV, 76) e, a seguir, redefinimos alguns parâmetros da oscilação laser (SVELTO, 82; KOECHNER, 76).

I.1. Ressonador Passivo

Um raio de luz ao evoluir através de um sistema óptico pode ser caracterizado, ponto a ponto, por duas variáveis: a sua distância ao eixo óptico do sistema (r) e a sua declividade em relação a esse eixo (r').

Assim, é fácil mostrar que, na aproximação paraxial, essa evolução pode ser descrita pela equação que relaciona o feixe de saída (s) ao de entrada (e):

$$\begin{bmatrix} r_s \\ r'_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} r_e \\ r'_e \end{bmatrix} \quad (\text{I.1})$$

onde a matriz ABCD caracteriza o meio óptico compreendido entre os planos de entrada e saída, e é unitária no caso do índice de refração nesses planos ser o mesmo.

A título de exemplo podemos observar algumas matrizes de transformação tais como:

$$\begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{I.2}); \quad \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{I.3}); \quad \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{r} & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{I.4})$$

que se associam respectivamente a um espaço livre de distância d , uma lente fina de foco f e um espelho esférico de raio de curvatura r .

É a partir daqui que podemos iniciar o estudo das cavidades ópticas. Imaginemos dois espelhos esféricos de raios de curvatura R_1 e R_2 colocados frente a frente a uma distância d . A matriz de transformação para um feixe que parte de um dado plano, é refletido pelos espelhos 2 e 1 sucessivamente e retorna ao mesmo plano, é dada por:

$$T = \begin{bmatrix} 1 - \frac{2d}{R_2} & 2d \left(1 - \frac{d}{R_2}\right) \\ -\frac{2}{R_1} - \frac{2}{R_2} \left(1 - \frac{2d}{R_1}\right) & \left(1 - \frac{2d}{R_1}\right) \left(1 - \frac{2d}{R_2}\right) - \frac{2d}{R_1} \end{bmatrix} \quad (\text{I.5})$$

Após n operações deste tipo, a matriz de transformação / será dada por T^n . Se a medida que n aumentar, o feixe tende a se afastar do eixo óptico, o sistema é dito instável. Se o feixe efetivamente persiste oscilando entre os espelhos, mesmo que se aumente n indefinidamente, o sistema é dito estável. Matematicamente isso é dado pela inequação (KOGELNIK & LI, 66).

$$0 \leq \left(1 - \frac{d}{R_1}\right) \left(1 - \frac{d}{R_2}\right) \leq 1 \quad (\text{I.6})$$

que é a condição de estabilidade (Veja a Figura I.1).

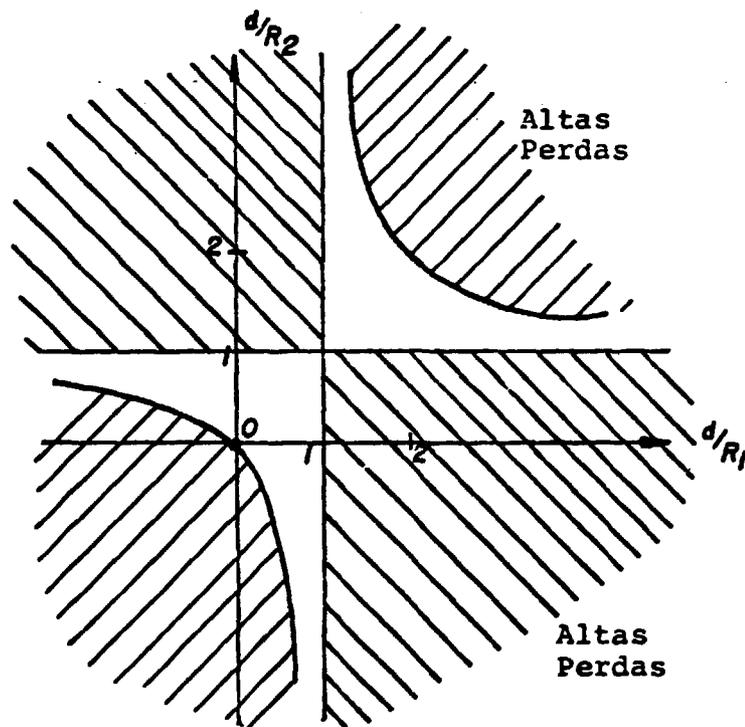


FIGURA I.1. Diagrama de estabilidade dos ressonadores ópticos, constituídos por espelhos de curvatura R_i separados por uma distância d .

Um caso que nos será particularmente importante é o de uma cavidade com uma lente interna. O estudo desse sistema pode ser feito se considerarmos um ressonador equivalente, onde teremos apenas dois espelhos que reproduzem exatamente o feixe

original.

Na prática, é a chamada regra da imagem que deve ser usada. Segundo essa regra, um dos espelhos é substituído pela sua imagem devida à lente, como mostra a Figura I.2. Assim o comprimento do ressonador equivalente (c'), o raio de curvatura do novo espelho (R') e o seu diâmetro (a') são dados em função dos valores iniciais (c , R e a) e da distância (d) entre o espelho considerado e a lente de foco f :

$$c' = c - \frac{d^2}{d-f} \quad (I.7)$$

$$R' = R f^2 / (d - f) (d - f - R) \quad (I.8)$$

$$a' = a f / (d - f) \quad (I.9)$$

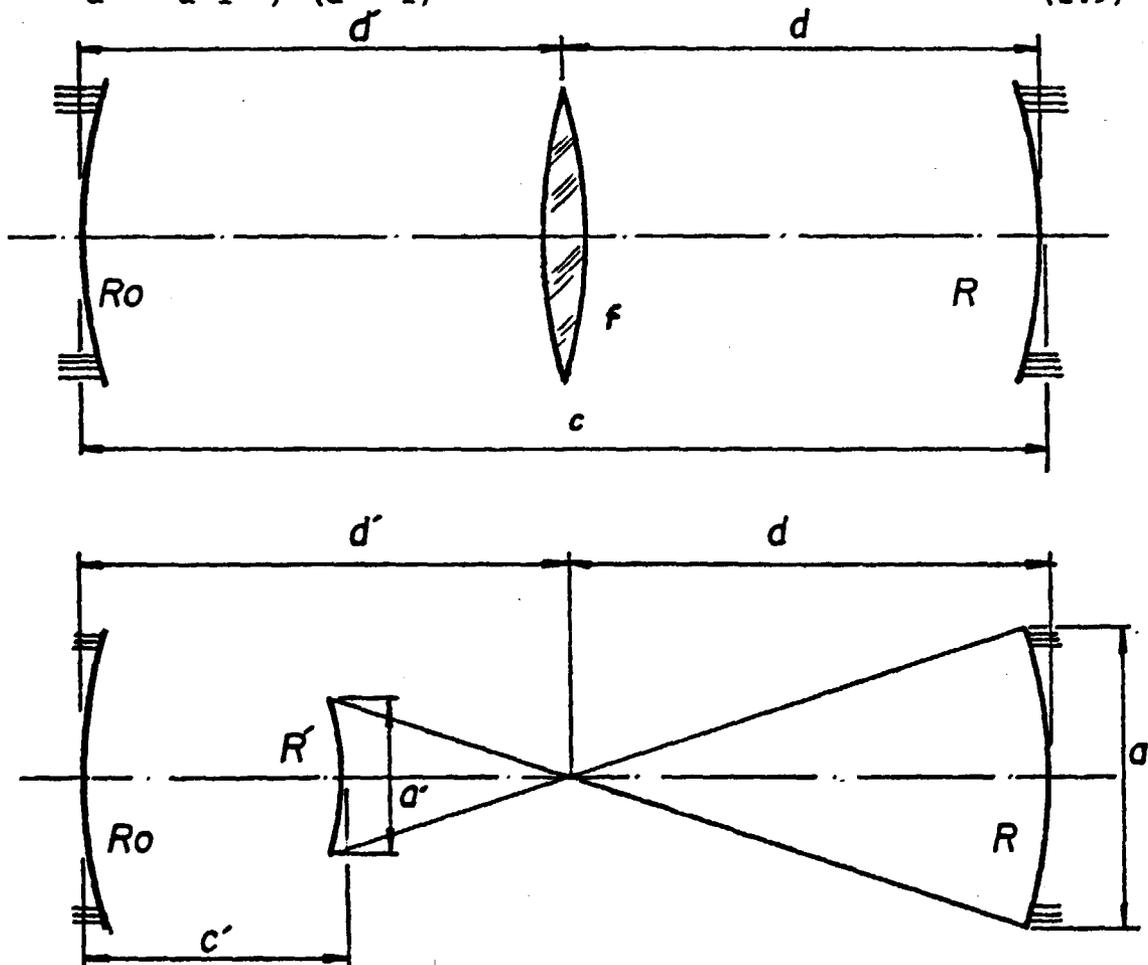


FIGURA I.2. Ressonador com lente interna e ressonador vazio e equivalente.

Por outro lado, ao estudarmos um laser, não basta levar em conta o caminho de um raio luminoso, mas sim as suas características de onda eletromagnética tais como amplitude e fase. Assim é preciso considerar as equações de Maxwell.

Partindo da hipótese de que os feixes propagantes no espaço livre são praticamente TEM (transversos elétrico e magnéticos) puros, podemos achar as soluções de onda das equações de Maxwell. No caso delas terem simetria cilíndrica chegamos a:

$$E(r, z) = E_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{W^2(z)}\right] \exp\left\{-i\left[kz - \arctg\left(\frac{z}{z_0}\right)\right]\right\} \times \exp\left(-i \frac{k r^2}{2R(z)}\right) \quad (I.10)$$

$$W^2(z) = W_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right] \quad (I.11)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right] \quad (I.12); \quad z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda} \quad (I.13)$$

que é conhecido como modo TEM₀₀ (feixe gaussiano fundamental). A função W(z) é uma medida do raio do círculo da secção transversal do feixe nos pontos onde a amplitude do campo cai a 1/e do seu valor máximo. O feixe terá uma cintura, para z = 0, dada por W₀. A função R(z) é o raio de curvatura aparente das frentes de onda, sendo que a onda é plana na cintura. A constante z₀ é o ponto no qual o raio da secção do feixe vale $\sqrt{2} W_0$ e se constitui num critério que limita a região onde as frentes de onda são quase planas.

A solução mais geral, correspondente a um modo TEM_{mn} (feixe gaussiano de ordem superior) tem a forma:

$$E(x, y, z) = E_{m,n} H_m\left[\frac{\sqrt{2}x}{W(z)}\right] H_n\left[\frac{\sqrt{2}y}{W(z)}\right] \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{W(z)}\right] \times \exp\left\{-i\left[kz - (1+m+n)\arctg\left(\frac{z}{z_0}\right)\right]\right\} \exp\left[-i \frac{kr^2}{2R(z)}\right] \quad (I.14)$$

onde H_n(u) é o polinômio de Hermite de ordem n.

O estudo da propagação de tais feixes é bastante simplificado se utilizarmos a chamada lei do ABCD:

$$q(z_2) = \frac{A q(z_1) + B}{C q(z_1) + D} \quad (I.15)$$

onde os valores de ABCD são os mesmos da matriz de transformação do sistema e a função q é o chamado parâmetro complexo do feixe e vale:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi W^2(z)} \quad (I.16)$$

I.2. Oscilações Laser

O entendimento completo da operação de um sistema laser envolve o estudo dos diversos elementos que o compõe. Cada um desses elementos, por si sô, necessita de uma extensa discussão para ser bem entendido, como por exemplo o meio ativo e a interação da radiação com a matéria ou a teoria de ressonadores ópticos passivos, que foi brevemente revista acima, ou ainda os sistemas de bombeamento, por exemplo. Nessa nossa pequena revisão, por brevidade, partimos do pressuposto de que algumas características de tais sistemas seriam conhecidas. As nossas bases serão, fundamentalmente, as conhecidas aproximações das equações de taxa, que dão resultados intuitivos e precisos. Tratamentos mais avançados como o semi-clássico ou o inteiramente quântico são muito mais longos e os seus resultados não acrescentam muito mais ao que já se pode obter com as equações de taxa.

Vamos começar imaginando que os níveis de energia do nosso sistema se desdobram como mostra a Figura I.3 .

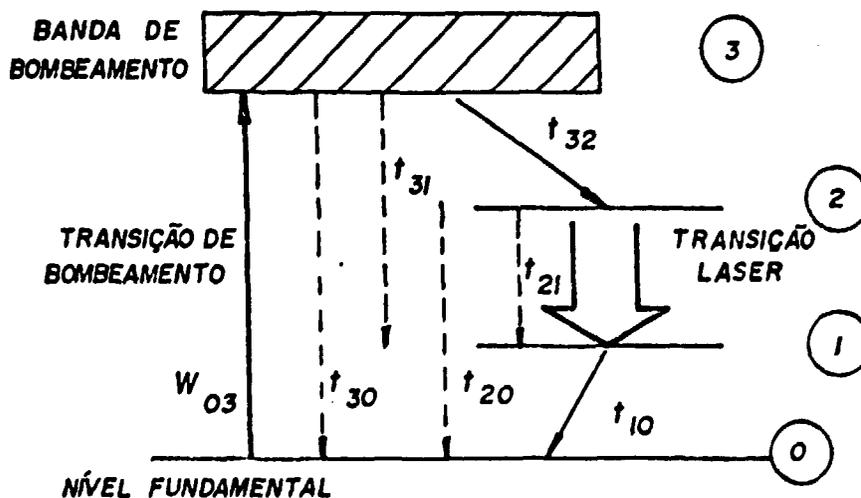


FIGURA I.3. Diagrama simplificado dos níveis de energia para um laser de quatro níveis.

onde, por simplicidade, consideramos apenas uma banda de bombeamento. A densidade da população de cada nível i é dita N_i . Vamos admitir que o laser oscila num único modo da cavidade e que a sua densidade de fôtons é ϕ . Se admitirmos que a transição entre a banda de bombeamento e o nível laser superior é muito rápida, isto é $N_3 = 0$, podemos escrever as seguintes equações de taxa para esse sistema, que é chamado de quatro níveis:

$$\frac{dN_2}{dt} = W_b N_0 - \frac{N_2}{t_{21} - t_{20}} - (N_2 - N_1) \sigma_{21} \phi c \quad (I.17)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = (N_2 - N_1) \sigma_{21} \phi c + \frac{N_2}{t_{21}} - \frac{N_1}{t_{10}} \quad (I.18)$$

$$N_t = N_0 + N_1 + N_2 \quad (I.19)$$

Na equação (I.17) o primeiro termo do lado direito dá conta do bombeamento sendo que W_b é a taxa de bombeamento, o segundo termo surge em função dos decaimentos espontâneos do nível 2 para os inferiores e o terceiro termo é devido à emissão estimulada, que é proporcional à inversão de população e à densidade de fôtons. A constante σ_{21} é a secção de choque de emissão estimulada e c é a velocidade da luz. Na equação (I.18) os termos têm origem apenas nas transições estimuladas e espontâneas, enquanto que na última equação N_t é a densidade de átomos ativos.

A secção de choque σ_{21} é um parâmetro muito importante e que será utilizado nos próximos Capítulos. No caso da emissão ter uma forma Lorentziana esse parâmetro é dado por:

$$\sigma_{21} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 n^2 t_{21} \Delta\nu} \quad (I.20)$$

onde λ corresponde ao pico de emissão, $\Delta\nu$ é a sua largura e n é o índice de refração do meio.

Numa situação ideal o nível terminal decai instantaneamente até o nível fundamental. Assim, na segunda equação se fizer

mos $t_{10} = 0$, teremos que $N_1 = 0$, e para $N = N_2$ obteremos:

$$\frac{dN}{dt} = -N\sigma_{21}\phi_c - \frac{N}{t_f} + W_b(N_t - N) \quad (\text{I.21})$$

O tempo de decaimento por fluorescência (t_f) é dado por:

$$\frac{1}{t_f} = \frac{1}{t_{21}} + \frac{1}{t_{20}} \quad (\text{i.22})$$

onde t_{21} é o tempo de vida radiativo efetivo associado com a linha laser. Uma consideração importante diz respeito ao fato de que nem todos os átomos bombeados até o nível 3 decaem ao nível 2. Isso nos leva a ter:

$$W_b = \eta_0 W_{03} \quad (\text{I.23})$$

onde η_0 depende das razões de ramificação que são as taxas de relaxação relativas para os átomos através dos vários percursos de decaimento:

$$\eta_0 = \left(1 + \frac{t_{32}}{t_{21}} + \frac{t_{32}}{t_{30}}\right)^{-1} \quad (\text{I.24})$$

Outra equação de taxa, que também é importante, descreve a taxa de variação da densidade de fótons dentro do ressonador:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = c\phi\sigma_{21}N - \frac{\phi}{t_c} + S \quad (\text{I.25})$$

onde o primeiro termo representa o aumento da densidade de fótons devido à emissão estimulada, no segundo termo temos t_c que é o tempo de vida do fóton no ressonador e S é a taxa na qual a emissão espontânea é somada à emissão laser.

Como para o início da oscilação laser o valor de $\partial \phi / \partial t$ não deve ser negativo, podemos escrever uma expressão que dá a condição do limiar de oscilação:

$$N \geq \frac{1}{c\sigma_{21}t_c} \quad (\text{I.26})$$

onde a contribuição S foi desprezada.

Até aqui revimos as equações que descrevem os processos pelos quais pode haver amplificação óptica num material, mas também é preciso considerar com mais detalhes os parâmetros da cavidade óptica que é a fonte de realimentação seletiva de um oscilador laser. As equações que se seguirão visam a descrição da operação contínua do laser, apesar de que muitas delas se aplicam também à operação pulsada.

Vamos supor uma cavidade cujos espelhos tenham refletividade R e R_0 , contendo um meio ativo de comprimento d . Se admitirmos um ganho por unidade de comprimento (g) no material laser, o aumento em intensidade após cada passagem por ele será um fator $\exp(gd)$. Por outro lado, também há perdas no próprio material, que podem ser expressas em termos de um coeficiente de absorção por unidade de comprimento (α) e que nos levam a um fator de ganho líquido por passagem $\exp(g-\alpha)d$.

A condição de limiar de oscilação laser é estabelecida quando impomos que a densidade de fótons num dado ponto da cavidade não se altera após uma volta completa no ressonador. Assim o produto dos fatores de perdas e ganho deve ser unitário :

$$R_0 R \cdot \exp 2 (g - \alpha) d = 1 \quad (I.27)$$

Nessa equação, que é equivalente à anterior, os parâmetros de perda devem manter uma certa relação com o tempo de vida t_c que caracteriza o mecanismo de perda na equação (I.25). Rearranjando-a teremos:

$$2 g d = \ln (R_0 R)^{-1} + 2\alpha d \quad (I.28)$$

onde o lado direito é a perda total fracional em potência por volta completa. Essa perda também pode ser expressa como a razão do tempo de volta completa do fóton (t_v) pelo seu tempo de vida (t_c). Assim:

$$\frac{t_v}{t_c} = \ln (R_0 R)^{-1} + 2\alpha d \quad (I.29)$$

como:

$$t_v = 2 d' / c \quad (I.30)$$

onde d' é a distância entre os espelhos, teremos que:

$$t_c = \frac{2d'}{c} \left[\ln(R_0 R)^{-1} + 2\alpha d \right]^{-1} \quad (\text{I.31})$$

Para levarmos em conta certas perdas variadas, tais como absorções e espalhamento nos espelhos e perdas por difração no ressonador, podemos considerar uma refletividade reduzida do espelho de fundo de tal forma que $R_0 = 1 - P_v$, onde na prática o valor das perdas variadas P_v deve ser pequeno, tipicamente entre 2 e 6%. Fazendo a aproximação:

$$\ln(1 - p_v) \approx -p_v \quad (\text{I.32})$$

podemos expressar as perdas inúteis da cavidade e do cristal como:

$$p = 2\alpha d + p_v \quad (\text{I.33})$$

de tal forma que:

$$t_c = \frac{2d'}{c(p - \ln R)} \quad (\text{I.34})$$

Finalizando essa sequência de resultados podemos reescrever a condição de limiar da seguinte forma:

$$2gd = p - \ln R \quad (\text{I.35})$$

Um outro cálculo importante é o da inversão da população em função da taxa de bombeamento, que para a operação no limiar, ou próximo dele, pode ser feito a partir da equação (I.21). Nesse caso devemos admitir um estado estacionário ($dN/dt = 0$) e uma densidade de fótons muito pequena ($\phi = 0$) para chegarmos a:

$$\frac{N}{N_t} = \frac{W_b t_f}{W_b t_f + 1} \quad (\text{I.36})$$

Podemos também fazer um cálculo complementar do anterior, que nos leva à potência mínima de bombeamento para manter a inversão de população no limiar. Partimos de que, no limiar, praticamente toda a potência que é emitida equivale a uma fluorescência comum, ou seja:

$$P_f = \frac{h\nu_o N_l V}{t_f} \quad (I.37)$$

onde $h\nu_o$ é a energia do fóton emitido e N_l é a densidade de inversão do limiar em um volume V . A potência absorvida correspondente a tal fluorescência é dada por:

$$P_{ab} = \frac{\nu_b P_f}{\nu_o \eta_o} \quad (I.38)$$

onde $h\nu_b$ é a energia do fóton de bombeamento e η_o é a mesma eficiência dada pela equação (I.24).

Se até aqui consideramos as condições para a operação de um laser no limiar, precisamos agora caracterizá-lo quando essa situação é ultrapassada. Não poderemos mais considerar $\phi=0$ e iremos usar a relação:

$$g = \sigma_{21} N \quad (I.39)$$

que foi implicitamente usada em (I.24). Isso nos leva a uma saturação do ganho:

$$g = \frac{g_o}{1 + I/I_s} \quad (I.40)$$

onde g_o o coeficiente de ganho de baixo sinal é:

$$g_o = \sigma_{21} N_t W_b t_f (W_b t_f + 1)^{-1} \quad (I.41)$$

a densidade de potência é dada por:

$$I = c \phi h \nu \quad (I.42)$$

e o seu valor saturado, ou seja, o seu valor que reduz o ganho g_o à metade é:

$$I_s = \left(W_b + \frac{1}{t_f} \right) \frac{h\nu}{\sigma_{21}} \quad (\text{I.43})$$

Podemos ainda relacionar a potência circulante intra-cavidade àquela que sai pelo espelho transmissor, considerando que no ressonador há duas ondas viajantes em sentidos opostos. Pode ser mostrado que a grandeza que se conserva é a média geométrica das intensidades dessas duas ondas, o que nos leva a ter uma potência de saída:

$$P_s = AI (1 - R) \sqrt{R} \quad (\text{I.44})$$

onde A é a área do feixe, o espelho de saída tem refletividade R e I é a média geométrica mencionada.

A partir daqui podemos relacionar as potências de entrada e saída, o que tem uma importância prática muito grande. Para tanto devemos admitir inicialmente que $W_b t_f \ll 1$, de acordo com os valores típicos, o que reduz a equação (I.41) a:

$$g_0 = \sigma_{21} N_t W_b t_f \quad (\text{I.45})$$

Agora devemos relacionar a potência absorvida pelo cristal à potência total fornecida ao sistema, usando a equação (I.38):

$$P_{ab} = \frac{\nu_b P_f}{\nu_0 \eta_0} = \frac{P_f}{\eta_1} = \eta_2 \eta_3 \eta_4 P_e \quad (\text{I.46})$$

o parâmetro η_1 é a eficiência quântica, η_2 é a eficiência do sistema bombeador em converter a sua potência de alimentação em intensidade luminosa potencialmente útil, η_3 é a eficiência da transmissão dessa intensidade luminosa até o volume correto do cristal e η_4 é a fração dessa luz que é realmente absorvida. Esse último parâmetro é função das dimensões do meio ativo e da sua concentração de dopantes.

Combinando as equações (I.36), (I.37), (I.45) e (I.46), podemos obter o coeficiente de ganho de pequeno sinal, que é válido na situação limiar onde $P_{ab} = P_l$:

$$g_0 = \frac{\sigma_{21} t_f \eta_1 \eta_2 \eta_3 \eta_4 P_l}{h \nu_0 V} \quad (\text{I.47})$$

que também nos leva a ter:

$$g_0 d = K P_l \quad (I.48)$$

onde:

$$K = \frac{\eta_1 \eta_2 \eta_3 \eta_4}{I_s A} \quad (I.49)$$

é um coeficiente de bombeamento, sendo A a área útil da secção transversal do meio ativo.

Para a operação no limiar, podemos usar a equação (I.35) e chegamos a:

$$P_l = \frac{p - \ell_n R_1}{2 K} \quad (I.50)$$

Se estivermos acima do limiar, então deveremos usar as equações (I.35) e (I.40) para chegarmos a:

$$\frac{2K P_e}{1 + I/I_s} = p - \ell_n R \quad (I.51)$$

onde P_e é a potência de entrada.

Como I é a intensidade luminosa circulante na cavidade, podemos dizer que ela vale aproximadamente o dobro da média das intensidades das ondas que viajam em uma e outra direção. Utilizando a equação (I.44) chegamos a:

$$P_s = \sigma_d (P_e - P_l) \quad (I.52)$$

onde P_l é o valor exato dado por (I.50) e:

$$\sigma_d = K I_s A \eta_5 \quad (I.53)$$

para:

$$\eta_5 = \frac{(1 - R_1)}{\sqrt{R_1} (p - \ell_n R)} \quad (I.54)$$

que é chamado de eficiência de acoplamento de saída.

O parâmetro σ_d é conhecido como eficiência diferencial do laser e é dado pelo produto das eficiências todas:

$$\sigma_d = \eta_1 \eta_2 \eta_3 \eta_4 \eta_5 \quad (\text{I.55})$$

Do ponto de vista experimental podemos otimizar o sistema usando um valor de R que maximize a potência de saída. Derivando a equação (I.52) em relação a R e igualando a zero teremos:

$$R \text{ (ot)} \approx 1 - \frac{\sqrt{2 K P_e p} - p}{1 + p} \quad (\text{I.56})$$

Dessa forma vimos, nesse primeiro Capítulo, como o ressonador determina as características espaciais de um feixe laser e também como podemos relacionar matematicamente os seus parâmetros de operação contínua a certas características básicas do bombeamento, do meio ativo e do ressonador.

A seguir descrevemos as propriedades do meio ativo, que é o principal elemento do laser.

II. O MEIO ATIVO: UMA REVISÃO

Nesse capítulo iremos estudar o meio ativo e mostrar como o nosso cristal, em particular, se insere no contexto dos lasers da sua classe. A análise tratará inicialmente do dopante (KOECHNER, 76; KAMINSKII, 81) e depois passaremos a abordar a rede hospedeira.

II.1. Introdução

Atualmente os lasers de estado sólido podem ser divididos de modo geral em quatro classes, conforme o tipo de transição que resulta na emissão estimulada:

1. Transição eletrônica em íons de metais de transição e de transição interna;
2. Transição eletrônica entre bandas de um semi-condutor;
3. Transições associadas a centros de cor;
4. Transição molecular vibracional devida a impurezas.

Como o nosso sistema pertence à primeira classe, não abordaremos as outras, uma vez que elas apresentam propriedades marcadamente distintas. Mesmo assim ainda precisamos fazer algumas sub-divisões nessa classe, tanto quanto ao metal, que pode ser de transição, lantanídeo (terra-rara) ou actinídeo, como quando a estrutura do material que contém o metal, que pode ser cristalina, vítrea ou até cerâmica (muito pouco usada).

No caso dos metais de transição, o principal deles é o cromo, que constitui lasers importantes como os de rubi ($\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}^{3+}$) ou alexandrita ($\text{BeAl}_2\text{O}_4 : \text{Cr}^{3+}$), além de haver sistemas com Ni^{2+} , Co^{2+} , V^{2+} e, mais recentemente, Ti^{3+} , todos eles com o nível eletrônico 3d semi-preenchido. Na família dos actinídeos, que apresenta o nível 5f semi-preenchido e cuja maioria dos elementos são sintéticos e radioativos, apenas o urânio foi usado com sucesso.

Já para os lantanídeos ou terras-raras, cujo nível semi-preenchido é o 4f, as possibilidades bem sucedidas são muitas, pois em pelo menos onze elementos dessa família já foi obtida a ação laser. Entre eles o neodímio se destaca bastante, constituindo-se, sob muitos aspectos, no melhor elemento para a obtenção da ação laser entre os sistemas da primeira classe.

Dependendo da aplicação, um ou outro material hospedeiro

pode ser mais adequado de acordo com as suas características . Basicamente as diferenças nos parâmetros de operação entre cristais e vidros dopados com neodímio vem do fato de que enquanto nos primeiros o alargamento da linha de emissão é predominantemente homogêneo, nos últimos esse alargamento tem características mais inhomogêneas e portanto é maior. No caso do vidro isso permite a obtenção de pulsos mais curtos na operação com trancamento de modos (mode-locking) e também reduz a sua secção de choque de emissão estimulada (EQ. I.20). Essa redução eleva o limiar de perda por emissão espontânea amplificada (ASE) e aumenta a capacidade de armazenamento de energia / que já é maior no vidro devido à sua concentração de dopantes, normalmente maior que em cristais. Mas o ganho para uma dada inversão de população, que é proporcional à secção de choque, é maior para o caso do cristal, isto é, para obtermos um ganho de 1% por centímetro de material laser, os cristais requerem menores inversões de populações. Isso significa que eles têm limiar de ação laser mais baixo, o que favorece a sua operação contínua. Esse tipo de operação também é favorecida nos cristais pelo fato da sua condutividade térmica ser maior que a dos vidros. Assim a operação pulsada de alta energia e baixa frequência de repetição se ajusta melhor aos vidros, enquanto a operação contínua ou de alta frequência de repetição é mais adequada às matrizes cristalinas. Além disso esse tipo de material pode apresentar emissão laser naturalmente polarizada no caso de cristais opticamente anisotrópicos.

Com a finalidade de situarmos um pouco mais claramente qual a posição que o Nd:YLF ocupa em relação a outros meios ativos da nossa primeira classe, podemos fazer um breve histórico que começa em 1961 quando JOHNSON & NASSAU obtiveram a ação laser em cristais de "scheelite" dopado com neodímio ($\text{CaWO}_4:\text{Nd}^{3+}$). Esse foi o terceiro laser de cristal a operar, após o rubi / (MAIMAN) e o $\text{CaF}_2:\text{U}^{3+}$ (SOROKIN & STEVENSON) terem funcionado / em 1960. Ainda em 1961 surgiu o primeiro laser de vidro dopado com neodímio (SNITZER), além do de $\text{CaF}_2:\text{Sm}^{2+}$ (SOROKIN E STEVENSON) para a partir de 1962 serem desenvolvidos inúmeros meios ativos, tanto cristalinos como vítreos. No cristal da LiYF_4 foi obtida a ação laser pela primeira vez em 1969 (HARMER et al.), com dopagem de neodímio. Em 1979 já eram contados mais de 130 cristais diferentes que operam com essa terra-rara, além de uma variedade incontável de vidros, sendo que o YLF continua se

destacando pelas suas qualidades.

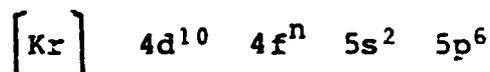
II.2. O Dopante

Na grande maioria dos lasers de estado sólido baseados na emissão luminescente de íons metálicos, estes fazem parte do meio ativo apenas como dopante. Os principais motivos que forçam essa situação são:

1. A partir de um certo grau de interação entre os próprios íons ativos, as suas características laser pioram, ou seja, o tempo de vida do nível meta-estável diminui, por exemplo;
2. Muitos materiais hospedeiros não aceitam níveis de dopagem além de certos limites, a partir dos quais o material se degrada óptica e estruturalmente.

Esse assunto é motivo da pesquisa atualmente, pois muitos dos seus detalhes ainda não são claros.

Vamos estudar agora quais as características e propriedades do íon Nd^{3+} que o tornam tão adequado à operação laser. Todas as terras-raras, quando triplamente ionizadas, apresentam a seguinte distribuição eletrônica:



onde n vale três para o Nd^{3+} e vai de zero para o La^{3+} até quatorze para o Lu^{3+} .

Observamos que a partir de $n = 1$ (Ce^{3+}) até $n = 13$ (Yb^{3+}), teremos sempre a camada interna $4f$ semi-preenchida, sendo que os elétrons mais externos $5s^2$ e $5p^6$ formam uma verdadeira blindagem de camada fechada. Os estados excitados seriam $4f^{n-1} 5d$, $4f^{n-1} 5g$, etc., de acordo com as regras de seleção para as transições de estados eletrônicos. Mas o que se observa são estados excitados de muito menor energia, que se originam em transições internas à configuração $4f$.

Os níveis de energia desses íons são basicamente determinados por três efeitos que desdobram o nível inicial $4f^n$ como mostra a Figura II.1.

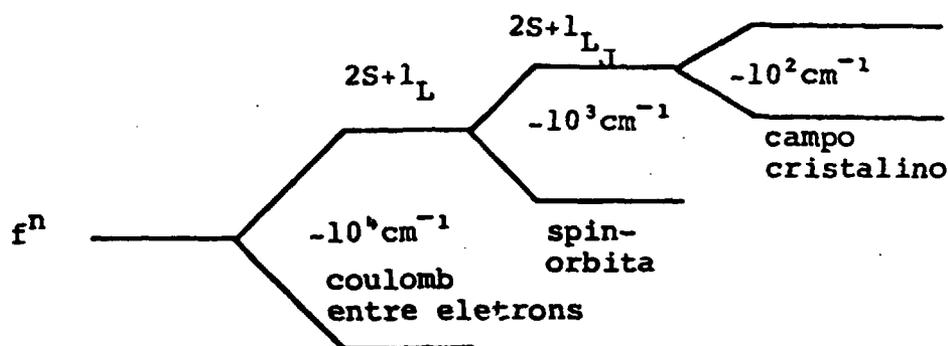


FIGURA II.1. Desdobramento esquematizado do nível f^n .

Depois da interação coulombiana ter dado origem aos termos $2S+1_L$, cada um deles se desdobra em $2S + 1$ termos novos, que é a multiplicidade devida às possíveis orientações do spin total S . Sob a ação de um campo cristalino Stark cada um desses termos pode se desdobrar em até $2J + 1$ novos termos, dependendo da simetria local e do número de elétrons envolvidos. De modo geral o total de termos iniciais pode ser deduzido a partir dos princípios do preenchimento de níveis quânticos, levando em conta o princípio de Pauli, o que, no caso do neodímio, dá 2P , $^2D(2)$, $^2F(2)$, $^2G(2)$, $^2H(2)$, 2I , 2K , 2L , 4S , 4D , 4F , 4G , 4I , onde o (2) indica que o termo aparece duas vezes na configuração. O nível fundamental pode ser encontrado a partir de duas regras:

1. O termo de maior L entre aqueles de maior S é o de menor energia (regra de Hund);
2. Multipletos formados por elétrons equivalentes são regulares quando menos da metade da camada está ocupada, mas invertidos quando mais da metade está ocupada.

Dessa forma, concluímos que o nível $^4I_{9/2}$ é o fundamental. Ainda no caso do neodímio, o desdobramento Stark do campo cristalino irá produzir $J + 1/2$ sub-níveis quando a simetria local for não-cúbica, como normalmente acontece.

Na Figura II.2 observamos os níveis de energia para as terras-raras triplamente ionizadas e na Figura II.3 é mostrado o caso particular do neodímio com os desdobramentos causados pelo campo cristalino do LiYF_4 .

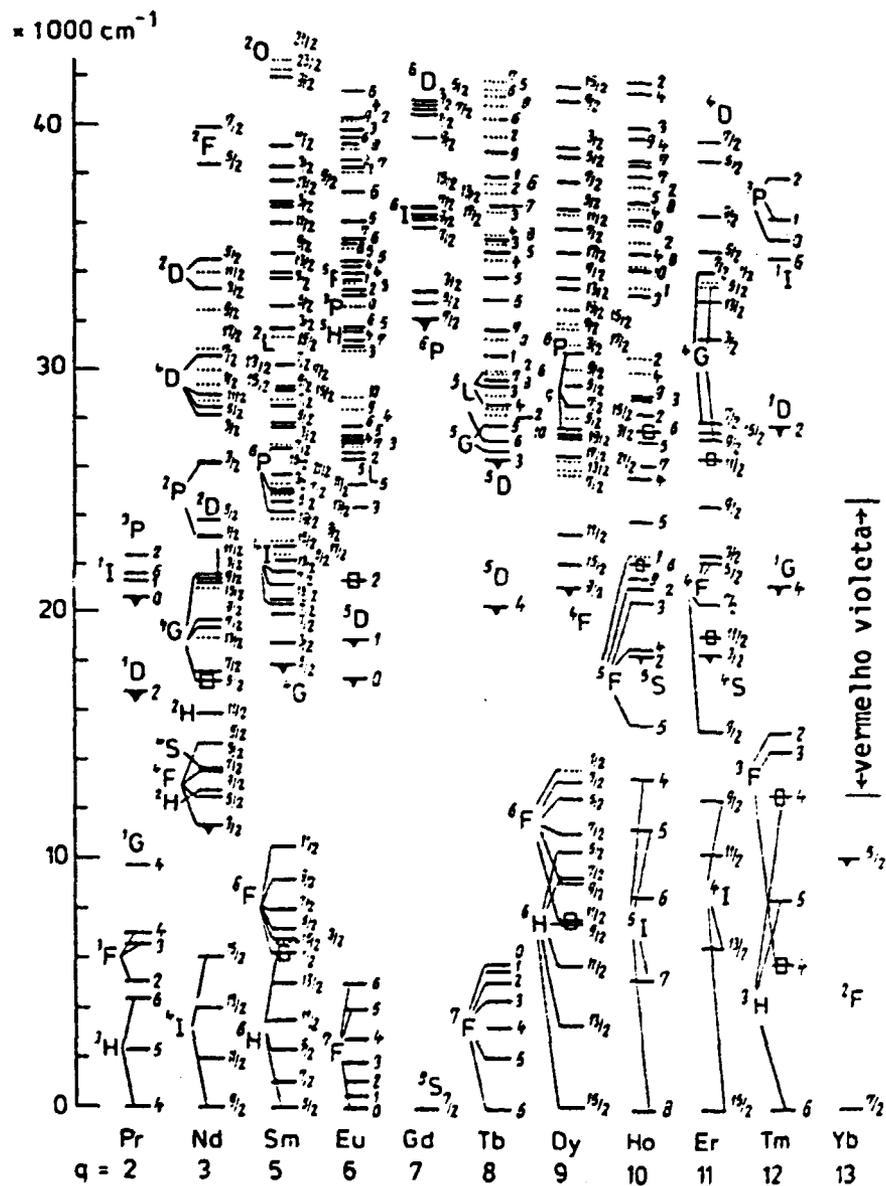


FIGURA II.2. Níveis de energia (J indicado do lado direito) dos lantanídeos trivalentes (exceto o cêrio e o promécio) em unidades de 1000 cm^{-1} , como função do número q de eletrons 4f. Essa figura é uma versão / estendida e modificada de um diagrama devido a Diecke (REISFELD & JORGENSEN, 77).

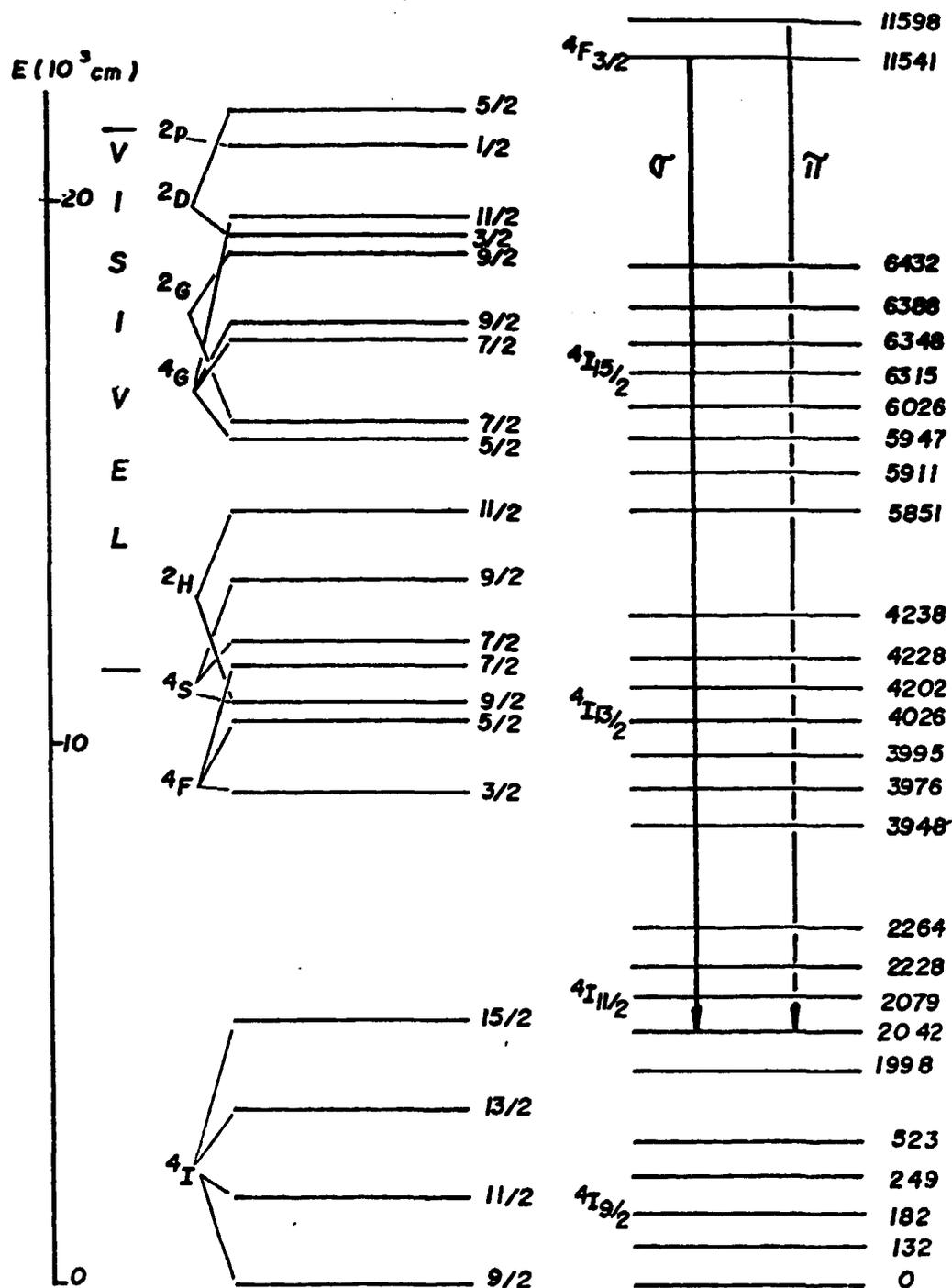


FIGURA II.3. Níveis de energia do Nd^{3+} como dopante do LiYF_4 . São indicadas as transições laser mais intensas.

O estudo desses níveis de energia se completa com os cálculos das intensidades de transição (REISFELD & JORGENSEN, 77; PEACOCK, 75). É um fato constatado que as transições ópticas nos íons de terras-raras são predominantemente do tipo dipolo-elétrico na sua origem. Apesar de que as transições de dipolo-magnético e quadrupolo-elétrico são permitidas pelas regras de seleção, as suas contribuições para o decaimento radiativo são bastante pequenas. As transições $4f \rightarrow 4f$ não envolvem mudança de paridade e são por isso proibidas do ponto de vista de transição de dipolo-elétrico. A constatação experimental da existência e predominância desse tipo de transição é uma consequência do fato de que o campo cristalino local podem misturar estados de paridade oposta em $4f^n$.

É a aproximação de Judd-Ofelt (JUDD, 62; OFELT, 62) que nos permite fazer previsões teóricas a respeito de certas propriedades dos materiais laser com dopagem de terras-raras. De acordo com essa teoria a intensidade da transição de dipolo elétrico (S) entre dois estados $|(S,L)J\rangle$ e $|(S',L'),J'\rangle$ é dada por (KRUPKE, 66):

$$S = \sum_{t=2,4,6} \Omega_t \left| \langle (S,L)J || U^{(t)} || (S',L')J' \rangle \right|^2 \quad (\text{II.1})$$

onde os termos $\langle || U^{(t)} || \rangle$ são os operadores tensoriais unitários duplamente reduzidos calculados na aproximação de acoplamento intermediário (JUDD, 62) e Ω_t são parâmetros fenomenológicos.

Podemos relacionar a intensidade da transição S ao coeficiente de absorção integrado $\int K(\lambda) d\lambda$ e à probabilidade de emissão espontânea A através de (FOWLER, 62):

$$\int K(\lambda) d\lambda = \frac{8\pi^3 \bar{\lambda} e^2 N_t}{3 c h(2J+1)} \cdot \frac{(n^2+2)^2}{9n} \cdot S \quad (\text{II.2})$$

e

$$A \left[(S,L) J; (S',L') J' \right] = \frac{64\pi^4 e^2}{3 h(2J+1) \bar{\lambda}^3} \cdot \frac{n(n^2+2)^2}{9} \cdot S \quad (\text{II.3})$$

onde $K(\lambda)$ é o coeficiente de absorção em λ , N_t é a concentra

ção de íons, e é a carga elétrica, $n(\bar{\lambda})$ o índice de refração, c a velocidade da luz, h é a constante de Planck e $\bar{\lambda}$ é o comprimento de onda médio da banda.

O valor de pico da seção de choque de emissão estimulada σ_p , para o caso do Nd^{3+} , pode ser determinado por:

$$\sigma_p(\lambda_p) = \frac{\lambda_p^4}{8\pi c n^2 \Delta\lambda_{ef}} A(^4F_{3/2}; ^4I_{J'}) \quad (\text{II.4})$$

onde λ_p é o comprimento de onda do pico, $\Delta\lambda_{ef}$ é a largura de banda efetiva da transição e $^4F_{3/2}$ é o nível meta-estável para o Nd^{3+} .

O parâmetro que caracteriza a possibilidade de se obter emissão estimulada em um dado canal de luminescência inter-multiplete é a ramificação relativa:

$$\beta_{JJ'} = \frac{A[J; J']}{\sum_{J'} A[J; J']} \quad (\text{II.5})$$

Para o caso das transições laser $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{J'}$, do Nd^{3+} há uma regra triangular ($|J-J'| \leq t \leq |J+J'|$) que limita a soma da equação (II.8) de tal forma que apenas Ω_4 e Ω_6 são importantes. Os valores dos elementos da matriz $|\langle ^4F_{3/2} || U^{(t)} || ^4I_{J'} \rangle|$ calculados numa aproximação de acoplamento intermediário truncado para as funções de onda são vistos na Tabela II.1.

TABELA II.1. ELEMENTOS DE MATRIZ DAS TRANSIÇÕES QUE PARTEM DO NÍVEL META-ESTÁVEL DO Nd^{3+} . O ELEMENTO $|\langle U^{(2)} \rangle|^2$ É SEMPRE NULO (KRUPKE, 71).

TRANSIÇÃO	$ \langle U^{(4)} \rangle ^2$	$ \langle U^{(6)} \rangle ^2$
$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$	0,229	0,055
$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$	0,133	0,363
$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	0	0,231
$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	0	0,016

Dessa forma definimos um parâmetro de qualidade espectroscópica dado por:

$$X = \Omega_4 / \Omega_6 \quad (\text{II.6})$$

de tal modo que teremos:

$$\beta_{JJ'}(X) = \frac{(a_{J'} X + b_{J'}) / \lambda_{J'}^{-3}}{\sum_{J'} (a_{J'} X + b_{J'}) / \lambda_{J'}^{-3}} \quad (\text{II.7})$$

onde:

$$a_{J'} = |\langle {}^4F_{3/2} || U^{(4)} || {}^4I_{J'} \rangle|^2$$

e

$$b_{J'} = |\langle {}^4F_{3/2} || U^{(6)} || {}^4I_{J'} \rangle|^2$$

o que nos leva a um gráfico como o da Figura II.4, de onde fica fácil observar quais os valores de X mais adequados para obtermos intensidade de luminescência máxima em uma dada transição.

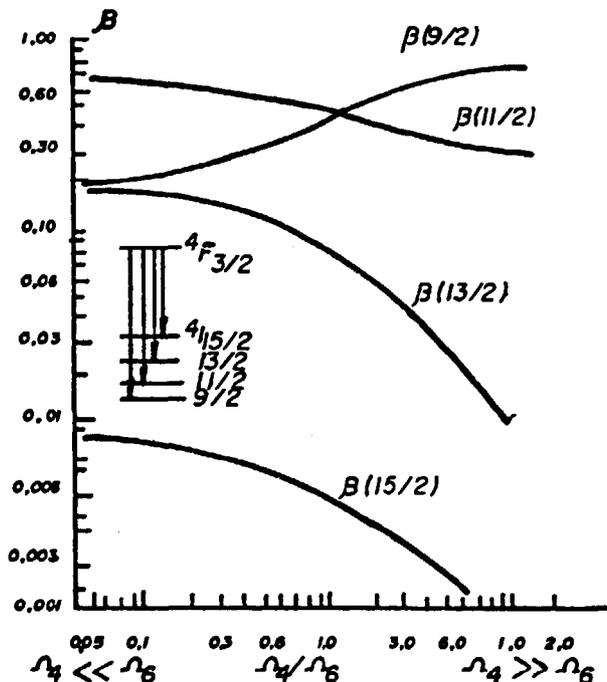


FIGURA II.4. Ramificação relativa de fluorescência (DAVIES & CLEMENTS, 74).

É interessante observar que o valor de σ_p aumenta à medida que Ω_4 e Ω_6 crescem, e portanto pode variar para um mesmo valor de X.

Experimentalmente é possível medir-se X sem que se determine explicitamente Ω_4 e Ω_6 . A Tabela II.2 mostra valores de Ω_2 , Ω_4 , Ω_6 e X tirados da literatura para certos cristais.

TABELA II.2. PARÂMETROS DE INTENSIDADE E PARÂMETRO DE QUALIDADE ESPECTROSCÓPICA PARA O Nd^{3+} EM DIVERSAS MATRIZES CRISTALINAS.

	Ω_2	Ω_4	Ω_6	X	REFERÊNCIA
LiYF_4	1,9 -	2,7 -	5,0 -	0,54 0,407	Krupke, 74 Lomhein, 78
$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	0,37 0,2 - -	2,29 2,7 - -	5,97 5,0 - -	0,38 0,54 0,3 0,553	Kaminskii, 74a Krupke, 71 Kaminskii, 74b Lomhein, 78
YAlO_3	1,24 - -	4,68 - -	5,85 - -	0,80 0,3 0,698	Weber, 73 Kaminskii, 78 Lomhein, 78
CaWO_4	-	-	-	0,955	Lomhein, 78
LaF_3	0,35 -	2,57 -	2,50 -	1,03 1,221	Krupke, 66 Lomhein, 78

II.3. O Material Hospedeiro

O material hospedeiro, que é aquele no qual o dopante irá se alojar, é de importância fundamental para obtermos a ação laser eficiente.

Idealmente ele deve ser transparente na região da emissão de interesse do dopante e também nas suas regiões de absorção; ele deve aceitar esse dopante, isto é, no caso de um hospedeiro cristalino o íon a ser substituído deverá ter a mesma valência e o mesmo raio iônico do dopante; deve ter boa condutividade térmica; não deve ter variações de índice de refração com a

temperatura nem valores altos do coeficiente de expansão térmica; deve ter um baixo índice de refração não-linear.

Vamos agora apresentar as características da nossa rede hospedeira o LiYF_4 (ou YLF abreviadamente). A sua estrutura é do tipo "scheelite" que pertence ao grupo espacial tetragonal C_{4h}^6 com duas moléculas por célula primitiva (Fig. II.5 e II.6), sendo que os seus parâmetros da rede são $a = 5,171\text{\AA}$ e $c = 10,74\text{\AA}$ (MACEDO, 82).

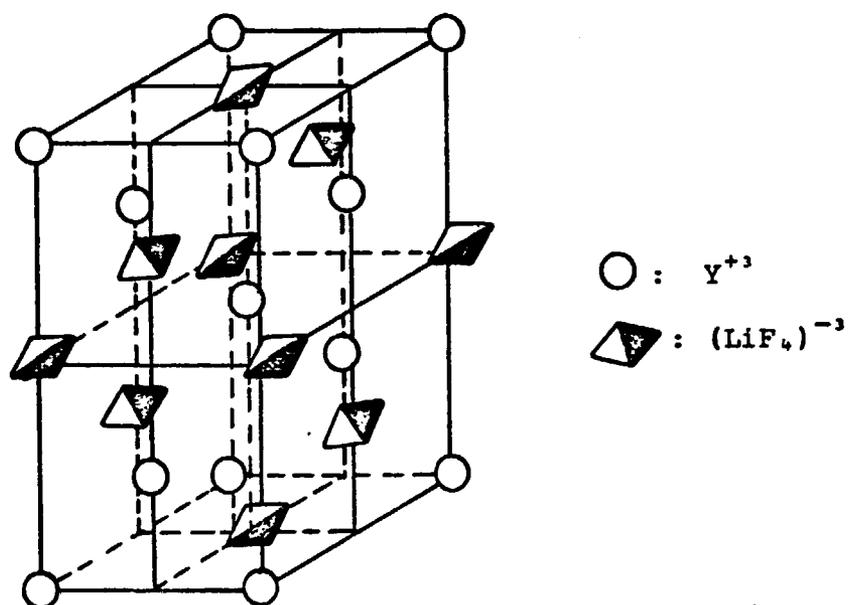


FIGURA II.5. Estrutura "scheelite" - (simetria tetragonal) (MILLER et al., 70).

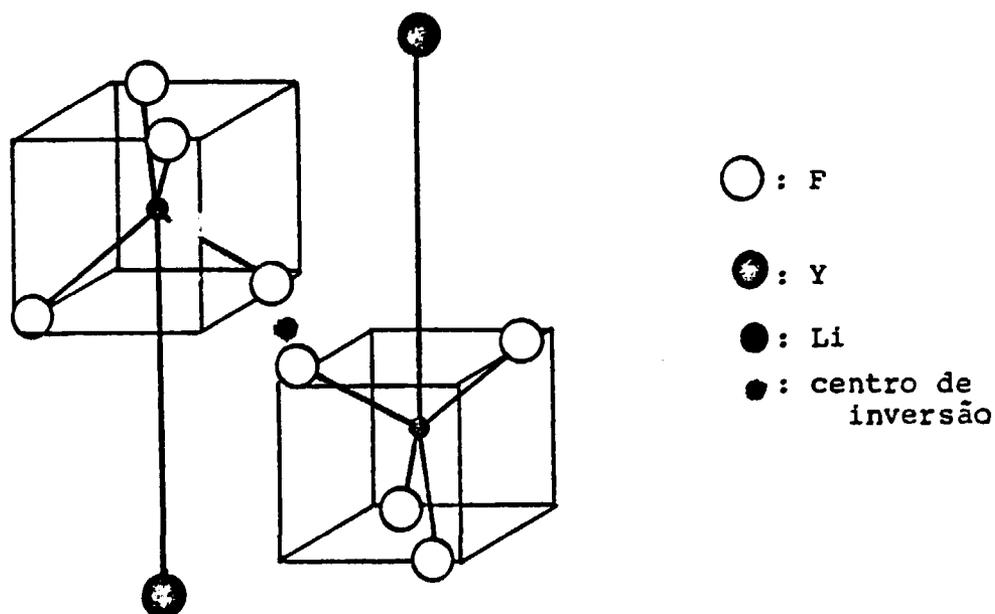


FIGURA II.6. Célula primitiva do LiYF_4 (MILLER et al., 70).

Como o índice de refração ordinário é menor que o extra ordinário, o cristal é dito uniaxial positivo (Tabela II.3).

TABELA II.3. ÍNDICES DE REFRAÇÃO DO YLF. ERROS ESTIMADOS: $\Delta\lambda = \pm 0,001 \mu\text{m}$, $\Delta n = \pm 0,0002$ (CASTLEBERRY & LINZ, 75)

COMPRIMENTO DE ONDA μm	n_e	n_o
2,600	1,4602	1,4381
2,400	1,4617	1,4397
2,200	1,4632	1,4411
2,000	1,4645	1,4424
1,800	1,4658	1,4437
1,600	1,4670	1,4449
1,400	1,4681	1,4460
1,200	1,4693	1,4471
1,000	1,4708	1,4485
0,900	1,4716	1,4492
0,800	1,4726	1,4502
0,700	1,4741	1,4516
0,600	1,4762	1,4535
0,500	1,4796	1,4567
0,450	1,4822	1,4590
0,400	1,4858	1,4624
0,350	1,4913	1,4674
0,300	1,5001	1,4754
0,250	1,5156	1,4895
0,225	1,5287	1,5014

Esses dados foram ajustados a uma fórmula de Sellmeier do tipo:

$$n^2 = A + B\lambda^2 / (\lambda^2 - C) + D\lambda^2 / (\lambda^2 - E) \quad (\text{II.8})$$

cujos coeficientes são apresentados na Tabela II.4.

Devido a pequenas diferenças na composição ou no crescimento do cristal, esses índices de refração podem ser um pouco diferentes, como foi constatado por BARNES & GETTEMY (1980) que mediram valores até - 0,1% maiores que os abaixo.

TABELA II.4 . COEFICIENTES DE SELLMEIER PARA O YLF. OS COMPRIMENTOS DE ONDA DEVEM SER USADOS EM MICROMETROS (BARNES & GETTEMY, 80) .

	n_o	n_e
A	1,38757	1,31021
B	0,70757	0,84903
C	0,00931	0,00876
D	0,18849	0,53607
E	50,99741	134,95660

O seu processo de crescimento envolve a técnica de fusão por zona, que consiste na passagem de uma zona estreita de alta temperatura ao longo de uma mistura sólida, correspondendo ao seu ponto de fusão. No nosso caso particular a mistura sólida deve ser constituída em partes iguais de LiF e de YF₃. O processo de purificação é baseado no fenômeno de segregação, que consiste na migração de impurezas entre as fases sólida e líquida devido à diferença de solubilidade.

Esse cristal, quando dopado com neodímio, apresenta características bastante adequadas para a operação como meio ativo laser, como vemos na Tabela II.5 onde também constam dados de outros cristais e vidros. Além disso o cristal não sofre solubilização (dano por radiação ultravioleta) e é dito alfabético, isto é, aceita dopagem simultânea de diferentes terras-raras.

TABELA II.5 - Parâmetros Relevantes de Alguns Meios Ativos

Meio Ativo	CRISTAIS				V I D R O S						
	Rubi	YALO	YAG	YLF	SILICATOS		FOSFATOS		FLUORO FOSFATOS		FLUORO-BERILATO
					ED-2	LSG-91H	LHG-5	Q-88	LHG-104B	E123-1	B 101
Fórmula da Matriz	Al ₂ O ₃	YA10 ₃	Y ₃ Al ₅ O ₁₂	LiYF ₄	-	-	-	-	-	-	-
Massa Molecular	101,96	163,88	593,59	171,84	-	-	-	-	-	-	-
Grupo Espacial	D _{3d} ⁵ -R _{3c}	D _{2h} ¹⁶ -P _{6mm}	O _h ¹⁰ -I _{a3d}	C _{4h} ⁶ -I ₄ ^{1/a}	-	-	-	-	-	-	-
Dopante	Cr ³⁺	Nd ³⁺	Nd ³⁺	Nd ³⁺	Nd ³⁺	Nd ³⁺	Nd ³⁺	Nd ³⁺	Nd ³⁺	Nd ³⁺	Nd ³⁺
Câtion Substituído	Al ³⁺	Y ³⁺	Y ³⁺	Y ³⁺	-	-	-	-	-	-	-
Simetria do Sítio	C ₃	C _s	D ₂	S ₄	-	-	-	-	-	-	-
Densidade Típica(10 ¹⁹ cm ⁻³)	1,58	19,7	13,8	13,9	30+50						
Transição Laser	² E _g → ⁴ A ₂	⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{11/2}									
Níveis do Sistema	3	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4
Linha de Emissão(μm)	0,694	1,080	1,064	1,053σ 1,047π	1,061	1,061	1,053	1,054	1,051	1,052	1,047
Largura Espectral(nm)	0,53	1,14	0,45	1,39 σ 1,32 π	27,8	27,4	22,0	21,9	26,6	25,6	19,3
Largura Espectral(GHz)	330	290	120	380 σ 360 π	7400	7300	6000	5900	7200	6900	5300
Tempo de Vida Metaestável(μs)	3000	180	240	500	160	180	140	140	210	190	270
Tempo de Vida Terminal(ns)	∞	-	30	-	1,2	-	-	-	-	-	-
Energia Terminal(cm ⁻¹)	0	2026	2110	2042	-	-	-	-	-	-	-
Seccão de Choque de Emissão Estimulada(10 ⁻²⁰ cm ²)	2,5	20	24	12 σ 18 π	2,70	2,42	4,15	4,00	2,66	2,95	3,15

TABELA II.5 - (continuação)

Meio Ativo	Rubi	YALO	YAG	YLF	ED-2	LSG-91H	LHG-5	Q-88	LHG-104B	E123-1	B 101
Inversão p/1% de Ganho por cm(10 ¹⁶ cm ⁻³)	40+760	5,0	4,2	8,3 σ 5,6 π	37	41	24	25	38	34	32
Energia Armazenada p/1% de Ganho por cm(J/cm ³)	0,115+2,18	0,0092	0,0079	0,016 σ 0,011 π	0,069	0,077	0,045	0,047	0,072	0,064	0,061
Coefficiente de Ganho p/1% J/cm ³ Armazenado (cm ⁻¹)	0,087	1,09	1,28	0,64 σ 0,95 π	0,14	0,13	0,22	0,21	0,14	0,16	0,17
Índice de Refração da Linha Laser	1,76 n _o 1,75 n _e	1,93 a 1,94 b 1,95 c	1,82	1,45n _o 1,47n _e	1,55	1,55	1,53	1,53	1,46n _d	1,48n _d	1,35n _d
Índice de Refração não-linear a 0,59 μ m(10 ⁻¹³ ESU)	- 1,4	-	4,08	0,6	1,06	1,07	0,81	0,80	0,41	0,49	0,30
Coefficiente de Perdas Médio (cm ⁻¹)	0,001	-	0,002	0,011 σ 0,007 π	0,005	-	0,001	-	-	-	-
Faixa de Transferência Óptica (μ m)	0,14-6,5	0,22-6,5	0,24-6	0,15-8	-	-	-	-	-	-	0,25-
Abertura do Modo TEM ₀₀ em Bastões	-	-	5% max15%	30 %	-	-	-	-	-	-	-
Focalização Térmica em Bastões (m)	-	-	+8	>150 σ ~60 π	-	-	-	-	-	-	-
Densidade (g/cm ³)	3,98	5,35	4,55	3,97	2,51	2,77	2,64	2,67	3,64	-	-
Condutividade Térmica (W/cm K)	0,34	0,11	0,13	0,06	0,013	0,010	0,007	0,007	0,008	-	-
Coef. Temperatura do Índice de Refração (dn/dT)(10 ⁻⁶ K ⁻¹)	-1,2(n _o)	9,7(n _a)	9,86	-2,0 σ -4,3 π	3,8	5,0	-0,1	-0,5	-	-	-
Coef. Expansão Térmica (10 ⁻⁶ K ⁻¹)	5,3 c 4,8 \perp c	9,5 a 4,3 b 10,8 c	8,2 a 7,7[110] 7,8[111]	8 c 13a	7,7	8,4	8,0	9,5	13,5	-	-
Calor Específico (CAL/gK)	0,181	0,10	0,145	0,19	0,22	0,15	0,17	0,21	-	-	-
Ponto de Fusão (°C)	2040	1850	1930	1050	-	-	-	-	-	-	-
Dureza (MOH)	9	8,7	8,3	3,5	6	5	5	5	5	-	-

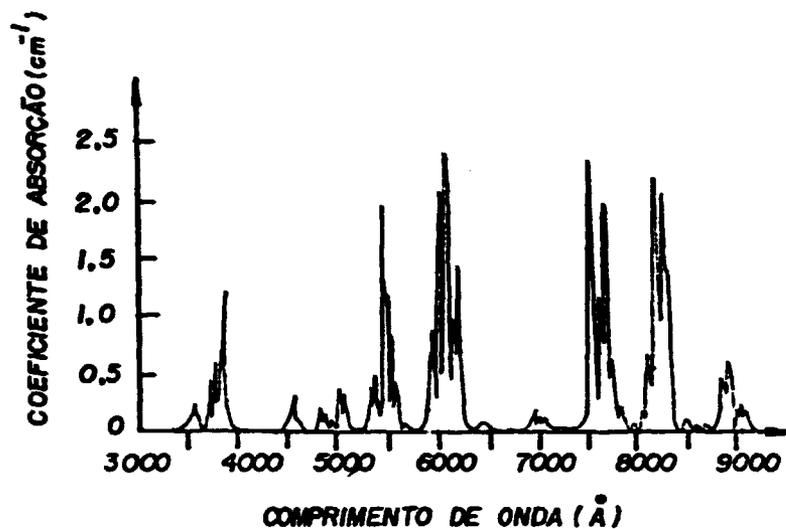


FIGURA II.7a. Espectro de absorção de 2,2% de Nd^{3+} em YLF à polarização σ ($\vec{E} \perp c$) a 300K (HARMER et al., 69).

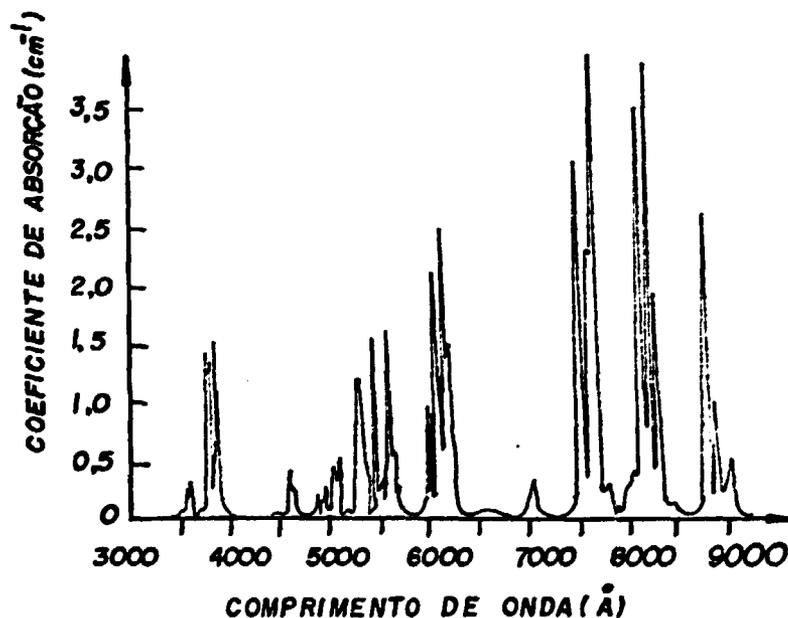


FIGURA II.7b. Espectro de absorção de 2,2% de Nd^{3+} em YLF à polarização π ($\vec{E} // c$) a 300K (HARMER et al., 69).

O espectro de absorção do Nd:YLF é visto na Figura II.7, enquanto que o de fluorescência em torno da região de interesse, ou seja, para a transição ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ é visto na Figura II.8. O tempo de vida desse nível meta-estável decresce quase linearmente com a concentração do dopante, de 570 μseg para 0,24% de Nd^{3+} até 440 μseg para 2,2% de Nd^{3+} , a 300 K (HARMER et al., 69).

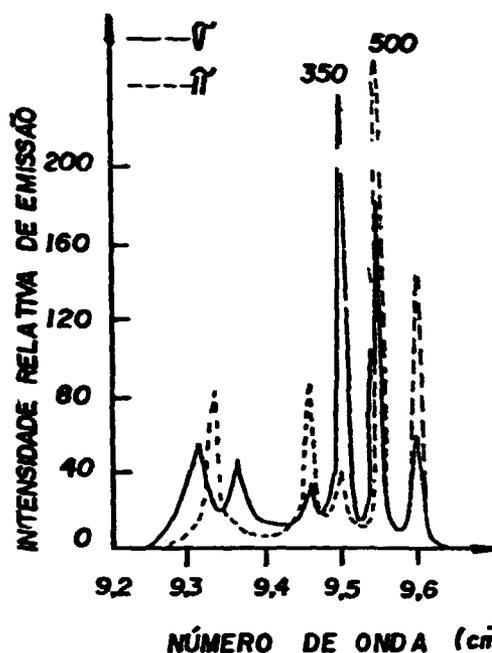


FIGURA II.8. Espectros de fluorescência para a transição ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ de 1,4% de Nd^{3+} em YLF a 300K (HARMER et al., 69).

A distância focal induzida por efeitos térmicos em um bastão laser é prevista pela fórmula (KOECHNER, 76):

$$f = \frac{\pi r_0^2 K}{P_{ab}} \left[\frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha C_{r,\vartheta} n_0^3 + \frac{\alpha r_0 (n_0 - 1)}{L} \right]^{-1} \quad (II.9)$$

onde r_0 é o raio do bastão, L o seu comprimento, P_{ab} é a potência absorvida e $C_{r,\vartheta}$ é função dos coeficientes elasto-ópticos do material e da polarização da luz. No caso do YAG o primeiro termo contribui com ~ 75% do total, o segundo com ~ 20% e são todos positivos. Para o YLF o primeiro termo é negativo e menor em módulo do que o do YAG, além disso, a potência absorvida na região ultravioleta também é menor para o YLF, o que explica os seus efeitos reduzidos de lente térmica. No YAG a focalização térmica reduz o raio do modo TEM_{00} e distribui a energia disponível entre os modos superiores.

Também é interessante notar que os efeitos de birrefringência térmica do YLF podem ser reduzidos a níveis quase desprezíveis em relação ao YAG e ao vidro. Isso porque nos materiais isotrópicos a birrefringência induzida é orientada radialmente em relação ao eixo do bastão (no caso de iluminação uniforme), enquanto que no YLF adequadamente orientado esse efeito causa apenas uma ligeira deformação na anisotropia uni

forme, cuja diferença de índice de refração é 10^2 a 10^3 vezes maior que a diferença induzida (MASSEY, 70). Finalmente, salientamos que o baixo índice de refração não-linear, reduz os efeitos de auto-focalização a altas potências.

Além das vantagens do YLF em relação ao YAG que foram mencionadas nos dois últimos parágrafos, devemos ainda ressaltar que o fato dos seus comprimentos de onda emitidos casarem-se muito bem com os dos vidros fosfatos, fluorofosfatos e fluoroberilatos, tornam esse cristal o melhor candidato a oscilador dos sistemas de alta potência que no futuro visarão a fusão nuclear e cujos amplificadores serão feitos desses vidros.

Trataremos no próximo Capítulo do arranjo que escolhemos para operar o nosso laser, fazendo considerações teóricas e de ordem prática.

III. O RESSONADOR UTILIZADO

Em osciladores laser bombeados por lâmpadas, dado o ganho do material ativo, ele geralmente tem a forma cilíndrica, o que aumenta a eficiência de bombeamento e proporciona um bom casamento com os modos do ressonador. Isso implica na usinagem de pedaços relativamente grandes do material, no polimento óptico das suas superfícies planas e na deposição de filmes finos anti-refletores nas mesmas ou no seu corte em ângulo de Brewster. Esses processos são delicados e caros, ainda mais no caso do material ser anisotrópico como o YLF. É então conveniente podermos avaliar as propriedades ópticas do cristal nas fases finais de crescimento, antes de submetê-lo aos processos de produção do bastão. Essas propriedades ópticas são a monocristalinidade, a concentração e distribuição de íons de neodímio no cristal, a presença de falhas estruturais como bolhas, aglomerados, centros espalhadores e absorvedores, etc. Assim sendo, é de interesse utilizarmos pequenas amostras de prova para a obtenção da ação laser como um teste definitivo e rápido das propriedades mencionadas acima. Esse procedimento se constitui num critério para a escolha dos melhores cristais brutos, cujas amostras devem operar com maior eficiência diferencial e menor limiar.

III.1A Cavidade Para Pequenas Amostras

Uma vez definida a utilização de amostras pequenas, é preciso que as características do ressonador se acomodem a essa situação. Cristais pequenos são inconvenientes para a deposição de filmes anti-refletores por questão de manuseio, o que pode ser contornado se o usarmos em ângulo de Brewster com o eixo do ressonador. Por outro lado o bombeamento óptico deve ser feito por um outro laser, de tal forma que o volume iluminado coincida com o volume dos modos do ressonador dentro do cristal, o que sugere um bombeamento colinear. Obviamente, o comprimento de onda do bombeador deve coincidir com alguma das linhas de absorção do Nd:YLF, o que pode inclusive tornar o sistema bastante eficiente no caso da coincidência dar-se numa linha de forte absorção.

A intensidade do bombeamento pode ser aumentada se focali

zamos esse feixe numa pequena área. Resta saber se um feixe de pequena seção transversal no cristal traz algum benefício à sua operação. O limiar (EQ.I.50) será menor quanto menor for essa área, mantidos os outros parâmetros. Quanto à eficiência diferencial (EQ.I.55), observamos que não há influência direta da medida da área, a menos que comece a haver saturação na absorção e o fator n_4 diminua. Mas a refletividade ótima da saída (EQ.I.56) diminui junto com a área, o que indiretamente/ permite o aumento da eficiência diferencial se resjustarmos o espelho de saída. A relação entre a diminuição dessa área e a máxima perda permissível pode ser vista a partir das equações (I.37) e (I.38). Considerando que a potência absorvida é independente da área do feixe, quanto menor for essa área maior será a inversão obtida. Observando as equações (I.39) e (I.35), concluímos que as perdas totais poderão ser maiores, ou seja, fixada uma perda inútil (p), a perda útil ($-\ln R$ que corresponde à ação laser) poderá crescer, ou por outro lado, a máxima perda inútil permissível é maior. Além disso, o polimento das superfícies do cristal pode ser amenizado para o caso da sua área útil ser pequena. Assim, concluímos que quanto menor o diâmetro do feixe, melhores serão as condições para a ação laser, desde que não haja saturação na absorção.

Finalmente precisamos avaliar o efeito do comprimento do cristal nas condições de operação. A fração de potência bombeadora absorvida (n_4) aumenta com a espessura da amostra o que nos faz prever, através das equações (I.50), (I.55) e (I.56), que a potência limiar diminuirá, a eficiência diferencial aumentará e a refletividade ótima de saída diminuirá. Entretanto, ao termos um caminho óptico longo, o astigmatismo introduzido torna-se mais acentuado. Logo, é necessário obtermos uma situação de compromisso entre os parâmetros do cristal e da cavidade.

Uma lâmina de espessura e e índice de refração n sobre a qual fazemos incidir um feixe gaussiano a um ângulo θ , tem efeitos diferentes para os feixes sagitais e tangenciais. Além do deslocamento lateral dos feixes, há também um deslocamento longitudinal que precisa ser considerado no cálculo do ressonador. Esse efeito pode ser expresso pelas distâncias efetivas d_s e d_t que são aquelas que equivalem à propagação dos feixes no espaço livre (HANNA, 69).

$$d_s = \frac{e}{(n^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} ; d_t = \frac{e n^2 (1 - \sin^2 \theta)}{(n^2 - \sin^2 \theta)^{3/2}} \quad (\text{III.1})$$

de onde observamos que o astigmatismo dado pela diferença das distâncias d_s e d_t cresce com a espessura. Se essa condição não for corrigida no ressonador, o feixe de saída será astigmático.

Uma das formas mais comuns de se compensar esse efeito (KOGELNIK et al., 72) faz uso de um espelho esférico inclinado como vemos na Figura III.1.

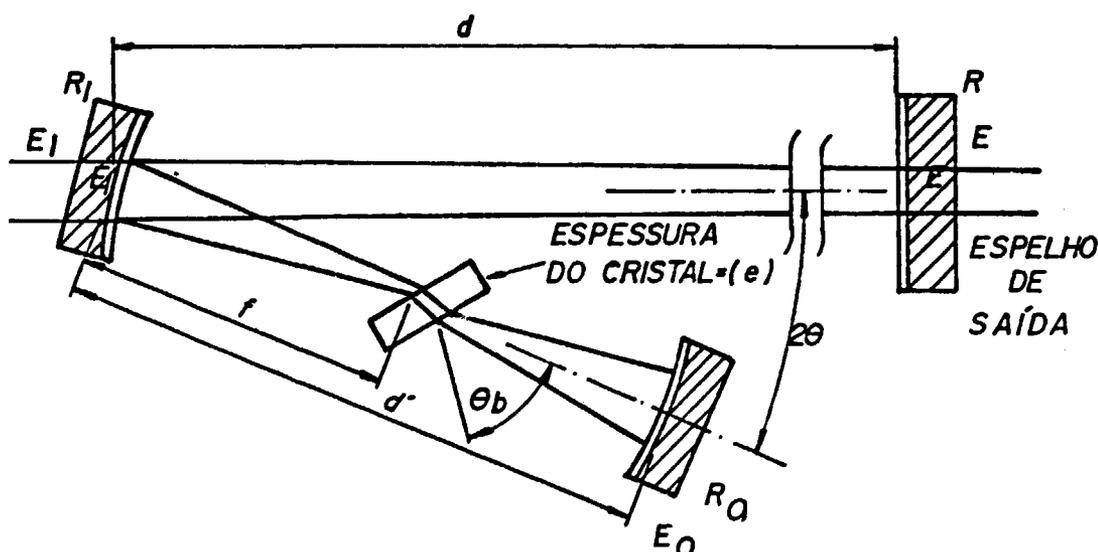


FIGURA III.1. Cavidade de três espelhos com compensação astigmática.

Quanto maior o ângulo de incidência no espelho E_1 e/ou o seu raio de curvatura, maior o astigmatismo que ele introduz e pode compensar. Dado que o feixe estará bem focalizado no cristal, ele irá divergir rapidamente, alcançando um diâmetro relativamente grande nos espelhos E_1 e E_0 . O efeito focalizador de E_1 poderá compensar isso de tal forma a termos um feixe bem colimado entre E e E_1 . Assim, E deverá ser o espelho de saída e preferencialmente terá raio de curvatura muito grande.

O ressonador equivalente desse sistema pode ser usado para se fazer uma análise quantitativa da compensação quanto à estabilidade, posição e diâmetro da cintura do feixe conforme foi feito por Kogelnik (1972). Assim omitimos, por enquanto, a presença do cristal e desdobramos a cavidade substituindo o espelho E_1 por uma lente fina de foco f . A Figura I.2 do primeiro Capítulo mostra os parâmetros relevantes para efeito de

cálculo.

Usando as equações (I.7) e (I.8) podemos estabelecer os limites de estabilidade dados pela inequação (I.6) que resultam em:

$$d'_{\max} = R_0 + f + \frac{f^2}{d - f} \quad (\text{III.2})$$

$$d'_{\min} = R_0 + f + \frac{f^2}{d - f - R}$$

onde os valores máximo e mínimo foram assim chamados, pois a curvatura do espelho de saída (R) deve ser maior que o valor de $d-f$.

É conveniente definirmos um δ de tal forma que:

$$d' \equiv R_0 + f + \delta \quad (\text{III.3})$$

$$\delta_{\min} = \frac{f^2}{d - R - f} \quad \delta_{\max} = \frac{f^2}{d - f}$$

o que nos leva à definição do nosso intervalo de estabilidade (2E):

$$2E \equiv d'_{\max} - d'_{\min} = \delta_{\max} - \delta_{\min} = - \frac{Rf^2}{(d-f)(d-R-f)} \quad (\text{III.4})$$

Um segundo parâmetro importante é a localização da cintura do feixe, que é o ponto onde o cristal vai ser colocado. Utilizando a equação (I.12) para cada espelho e lembrando que c' é a soma das distâncias entre eles e a cintura do feixe ($z' + z'_0$ para os espelhos E e E_0), podemos calcular z'_0 :

$$z'_0 = c' (R' - c') / (R_0 + R' - 2c') \quad (\text{III.5})$$

onde R' é dado por (I.8). Utilizando as relações anteriores / concluímos que a cintura do feixe está praticamente fixa em R_0 , para d' variando no intervalo de estabilidade. Temos que:

$$z'_{0 \max} = z'_{0 \min} = R_0 ; z'_{0 \text{ centro}} = R_0 - \frac{E^2}{R_0} \quad (\text{III.6})$$

onde máximo, mínimo e centro referem-se à condição de operação em relação ao intervalo de estabilidade.

O último parâmetro importante a ser calculado é o diâmetro da cintura do feixe ($2W_0$). Novamente a partir da equação (I.12), chegamos a:

$$\left(\frac{\pi W_0^2}{\lambda}\right)^2 = \frac{c' (R_0 - c') (R' - c') (R_0 + R - c')}{(R_0 + R - 2c')^2} \quad (\text{III.7})$$

que no centro de estabilidade dá:

$$\left(\frac{\pi W_0^2}{\lambda}\right)^2 \cong E^2 (1 - E^2/R_0^2) \quad (\text{III.8})$$

III.2 A Compensação Astigmática

O formalismo que se segue deve ser entendido como uma aproximação paraxial onde a análise é feita para feixes sagittais e tangenciais.

O astigmatismo introduzido pelo espelho inclinado pode ser tratado se considerarmos duas distâncias focais conforme a direção (JENKIS & WHITE, 57):

$$f_s = f/\cos \theta \quad f_t = f \cos \theta \quad (\text{III.9})$$

Para o cristal colocado em ângulo de Brewster as espessuras efetivas serão:

$$e_s = e \sqrt{n^2+1} / n^2 \quad e_t = e \sqrt{n^2+1} / n^4 \quad (\text{III.10})$$

Assim voltando à equação da definição de δ , podemos dobrá-la para os feixes sagittais e tangenciais:

$$d'_s \cong R_0 + f_s + \delta_s = d'_{ar} + e_s \quad (\text{III.11})$$

$$d'_t \cong R_0 + f_t + \delta_t = d'_{ar} + e_t$$

onde d'_{ar} é a distância d' a menos do cristal.

É importante salientar que os parâmetros δ_{\max} e δ_{\min} não

são muito diferentes nas duas direções, uma vês que eles dependem de f^2 , que para o caso de um ângulo da incidência de 10^0 torna o intervalo de estabilidade sagital cerca de 6% maior que na outra direção. Mais adiante vamos justificar a escolha desse ângulo.

A finalidade da compensação astigmática é conseguir um máximo de superposição entre os intervalos de estabilidade sagital e tangencial (KOGELNIK, 72), o que nos leva a ter os parâmetros do feixe, como z'_0 e W_0 , aproximadamente iguais nas duas direções. Assim temos:

$$\delta_s - \delta_t = (e_s - e_t) - (f_s - f_t) = 0 \quad (\text{III.12})$$

que nos leva a:

$$e = \frac{f n^4 \operatorname{sen} \theta \operatorname{tg} \theta}{(n^2 - 1) \sqrt{n^2 + 1}} \quad (\text{III.13})$$

que é a espessura de compensação do cristal.

Observamos que quanto maior θ maior será e , mas como os espelhos de alta refletividade para incidência normal, como E_1 , são feitos de filmes de multicamadas dielétricas, cujo ângulo máximo de operação sem queda na refletividade é de aproximadamente 10^0 a 15^0 , o valor de 10^0 foi escolhido. Isso dispensa o uso de espelhos de alta reflexão a ângulos maiores, que são mais trabalhosos.

O valor de e também é proporcional a f , mas como também a cintura do feixe cresce com f , a análise exige mais cuidado. Os benefícios trazidos pelo aumento da espessura do cristal são devidos ao aumento na eficiência de absorção dele (η_4), que cresce menos com e do que se a proporcionalidade fosse direta. Já a diminuição da área traz benefícios diretamente proporcionais ao seu valor, o que a torna mais importante que a espessura na determinação do foco ideal. Assim essa distância focal deve ser o mais curta possível, até o ponto em que a área da cintura do feixe no ressonador iguale-se à menor área a que se pode focalizar o feixe bombeador. Isso, porém, acabaria diminuindo em demasia o intervalo de estabilidade do sistema e também o parâmetro confocal do feixe no braço menor do ressonador, tornando-o muito divergente. Um critério definiti

vo para a escolha da espessura e de outros parâmetros da cavidade deve levar em conta as propriedades específicas do cristal e do bombeamento. Isso pode ser feito se estabelecermos, para efeito de cálculo, um valor de ganho para o sistema, que supere com certeza as perdas.

O ganho total não saturado (G) devido a um cristal de espessura e em uma meia volta pelo ressonador é dado, de acordo com a equação (I.27), por:

$$G = g e \quad (\text{III.14})$$

onde o coeficiente de ganho (g) é dado pela equação (I.39):

$$g = \sigma_{21} N \quad (\text{III.15})$$

Se tivermos, por hipótese, 5% de inversão de população no limiar de oscilação laser e um ganho total de 20%, então a espessura correspondente é de 0,2 cm, onde admitimos uma população total de $1^2/0$ ou $1,4 \cdot 10^{20}$ ions $\text{Nd}^{3+}/\text{cm}^3$. Mostraremos / mais adiante que essa inversão é compatível à potência contínua de bombeamento disponível.

Como a equação (III.13) deve ser obedecida para $n = 1,45$ e a $\theta = 10^0$, chegamos a um valor de $f \approx 28$ mm, que por questão de facilidade de confecção do espelho, é arredondado para:

$$f = 25 \text{ mm}$$

pois nesse caso o calibre necessário é de 50 mm de curvatura .

Esse valor de f corresponde a uma espessura de compensação:

$$e = 1,74 \text{ mm}$$

que não é pequena demais de forma a dificultar o manuseio.

Vamos agora avaliar as consequências dessa escolha sobre a estabilidade do sistema e a cintura do feixe no cristal. Segundo a equação (III.4), para o braço maior do ressonador medindo $d = 0,5$ m e um espelho plano de saída ($R \rightarrow \infty$) teremos:

$$2E = 1,3 \text{ mm}$$

que é um valor aceitável e facilmente ajustável através de parafusos micrométricos, por exemplo. O raio da cintura do feixe, calculado a partir da equação (III.8) para $E \ll R_0$ resulta em:

$$W_0 \cong 15 \text{ } \mu\text{m}$$

Com esse dado já temos condições de avaliar a potência mínima necessária para invertermos 5% da população. Para tanto devemos usar as equações (I.37), (I.38) e (I.46) que nos levam a:

$$P_e = \frac{hc N_l V}{n_2 n_3 n_4 \eta_0 \lambda_b t_f} \quad (\text{III.16})$$

O bombeamento que utilizamos foi feito através da linha de 514,5 nm de um laser de argônio que emite até ~ 2 W contínuos nesse comprimento de onda, cuja escolha é justificada no próximo Capítulo. Para essa linha o coeficiente de absorção é ~ 0,4 cm⁻¹ para 2,2% de Nd³⁺, de acordo com a Figura (II.7) / (HARMER, et al.69), o que nos leva a um valor de $n_4 \sim 3,5\%$ para 1% em 2 mm.

Admitindo $\eta_0 = 1$ e uma eficiência de 50% no sistema óptico de focalização desse feixe, que inclui a transmissão do espelho dicróico de entrada ($\eta_2 \cdot \eta_3 = 0,5$), obtemos:

$$P_e \sim 0,5 \text{ W}$$

ou seja, um quarto da potência máxima rotineira do laser de argônio.

Esse valor estimado contém uma certa margem de segurança, já que as perdas na oscilação (ou o ganho no limiar) foram super-estimadas, elevando a inversão e a potência de limiar prevista.

Um outro parâmetro importante que precisa ser avaliado é a divergência do feixe de saída. Para tanto, partimos do valor do raio do feixe no espelho de desdobramento (E_1) usando a equação (I.11):

$$W_1 = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda f}{\pi W_0^2}\right)^2} \quad (\text{III.17})$$

como W_0 deverá ser pequeno teremos:

$$W_1 = \frac{\lambda f}{\pi W_0} = \sqrt{\frac{2 \lambda d}{\pi}} \quad (\text{III.18})$$

onde usamos a equação (III.8) para $E \ll R_0$.

Consideramos novamente a equação (I.11) agora para o braço maior:

$$\sqrt{\frac{2 \lambda d}{\pi}} = W'_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda d}{\pi W'^2_0}\right)^2} \quad (\text{III.19})$$

onde W'_0 refere-se à cintura do feixe sobre o espelho plano de saída. Daí concluímos que:

$$d = \frac{\pi W_0 d^2}{\lambda} \quad (\text{III.20})$$

mas como a divergência do feixe, ou meio-ângulo do campo distante, é dada por:

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi W'_0} \quad (\text{III.21})$$

temos:

$$\theta = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi d}} \quad (\text{III.22})$$

Para o nosso caso esse ângulo dá $\theta \approx 1$ mrad, que é um valor típico para lasers. Quanto ao espelho dicróico de entrada, por questões de simetria é conveniente fazermos $R_0 = f = 25$ mm.

As consequências do astigmatismo podem ser analisadas para os diversos parâmetros. É claro que como f assume valores diferentes conforme a direção, o mesmo se passará com W_0 , mas devido ao pequeno valor de θ (10^0) podemos escrever:

$$W_s \approx W_t = W_0 \quad (\text{III.23})$$

da mesma forma que nós também temos aproximadamente:

$$z'_{0s} \approx z'_{0t} \approx R_0 \quad (\text{III.24})$$

Agora precisamos considerar a presença do cristal, já

que esses dois últimos resultados não o levam em conta. A Figura III.2 mostra o cristal onde o plano XZ define o feixe sagital e o plano YZ define o tangencial.

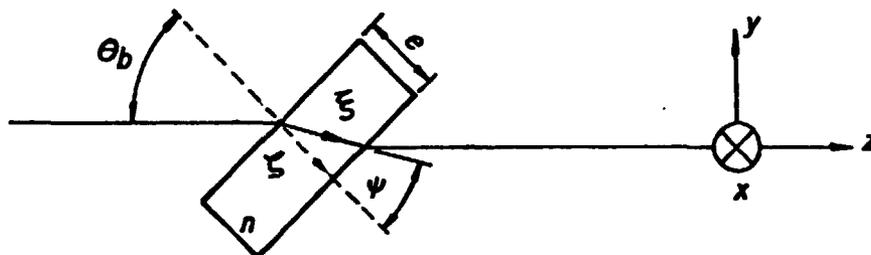


FIGURA III.2. Cristal colocado em ângulo de Brewster como eixo do ressonador. Mostramos as coordenadas e os parâmetros usados na análise.

A posição da cintura do feixe que é praticamente a mesma nas duas direções para o ressonador vazio, acaba sendo dividida quando o cristal é colocado nesse lugar, devido ao efeito da distância efetiva. Assim temos que:

$$z'_{os} = d_{ar} + \zeta_s \sqrt{n^2 + 1} / n^2 \approx R_0 \quad (\text{III.25})$$

$$z'_{ot} = d_{ar} + \zeta_t \sqrt{n^2 + 1} / n^4 \approx R_0$$

onde d_{ar} é a distância do espelho E_0 até a primeira face do cristal e ζ_1 indica a localização das cinturas medidas numa direção perpendicular às faces do cristal. Dessas equações tiramos que:

$$\zeta_t \approx n^2 \zeta_s \quad (\text{III.26})$$

independentemente da distância d_{ar} .

Nós podemos então postular uma configuração dita simétrica, na qual as cinturas são equidistantes do centro do cristal, o que deve estar próximo a uma situação experimental ótima:

$$\zeta_s + \zeta_t = e \quad (\text{III.27})$$

que nos leva a:

$$\zeta_s = e / (n^2 + 1); \zeta_t = e n^2 / (n^2 + 1) \quad (\text{III.28})$$

o que para o nosso caso de $n \approx 1,45$ dá $\zeta_s \approx t/3$ e $\zeta_t \approx 2 t/3$.

O raio do feixe na direção tangencial também precisa ser analisado, já que devido à refração, há uma mudança na direção de propagação e o feixe torna-se mais grosso. Se o raio do feixe de entrada no cristal for W , os raios internos a ele serão:

$$W_s = W; W_t = W \frac{\cos \psi}{\cos \theta_b} = nW \quad (\text{III.29})$$

Para calcularmos a área do feixe dentro do cristal precisamos levar em conta o parâmetro ξ , que é uma medida da distância de propagação ao longo do eixo do feixe dentro do cristal:

$$\xi = \zeta / \cos \psi = \zeta \sqrt{n^2 + 1} / n \quad (\text{III.30})$$

usando a equação (I.11) chegamos a:

$$W_s(\xi) = W_0 \sqrt{1 + (\lambda/\pi n W_0^2)^2 (\xi - \xi_s)^2} \quad (\text{III.31})$$

$$W_t(\xi) = nW_0 \sqrt{1 + (\lambda/\pi n^3 W_0^2)^2 (\xi - \xi_t)^2}$$

onde ξ_s são as posições das cinturas dos feixes. A área do feixe será dada por:

$$A(\xi) = \pi W_s \cdot W_t \quad (\text{III.32})$$

Na Figura III.3 as linhas contínuas, mostram a área do feixe, parametrizada pela distância d , para o caso especial do arranjo simétrico onde:

$$\xi_s = t/n \sqrt{n^2 + 1}; \xi_t = tn/ \sqrt{n^2 + 1} \quad (\text{III.33})$$

O valor de W_0 para o feixe bombeador é função da óptica de focalização, mas como o comprimento de onda é menor, o índice de refração do cristal é diferente e os valores de ξ_s também o serão. De todas essas diferenças apenas W_0 e λ precisam ser considerados na comparação da área bombeada com a área

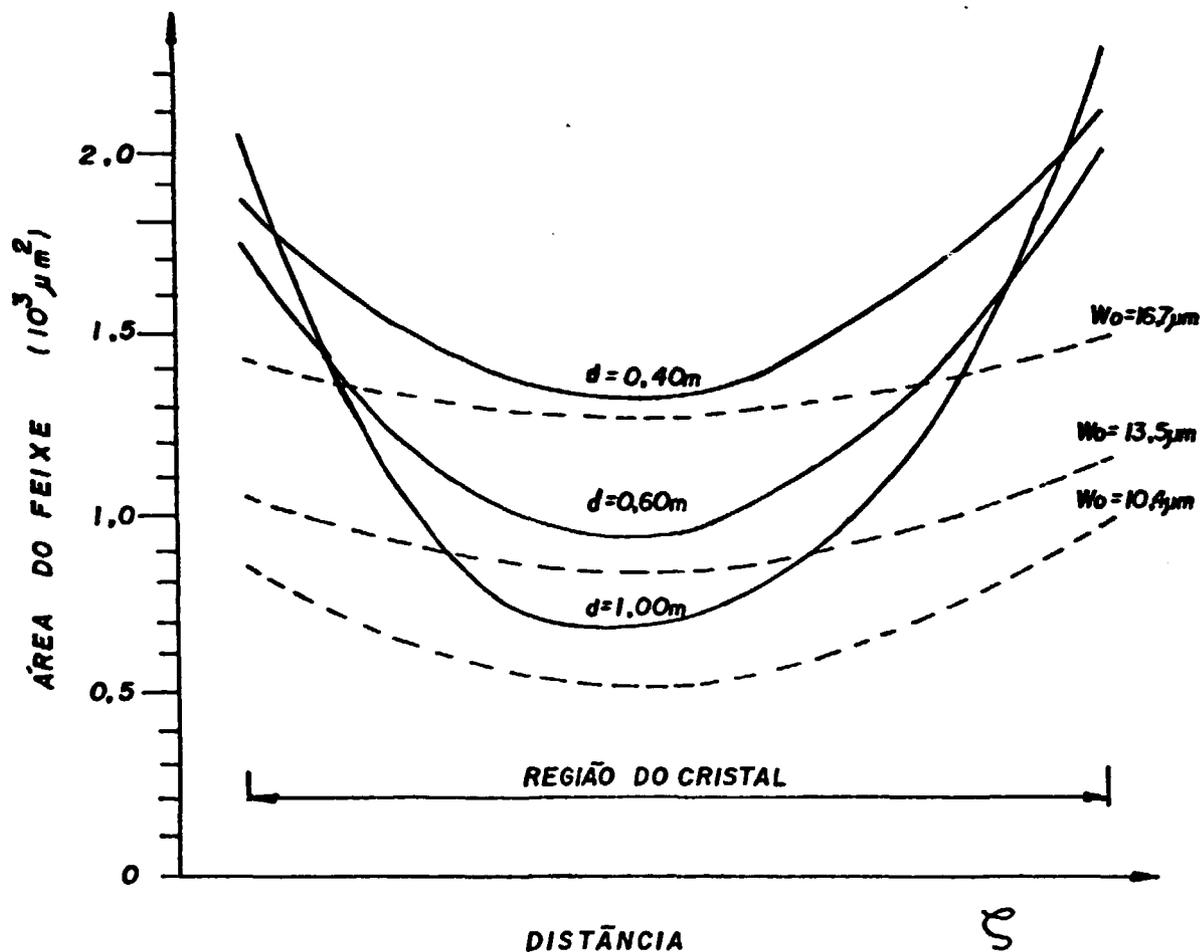


FIGURA III.3. Área dos feixes ao longo do cristal em Brewster para uma cavidade compensada. As linhas contínuas são a $1,05 \mu\text{m}$ e as linhas pontilhadas são os feixes bombeadores a $514,5 \text{ nm}$ cujos valores de W_0 são os mesmos dos obtidos pela equação (III.8) para cada valor de d . Outros parâmetros: $R = \infty$; $f = 2,5 \text{ cm}$; $e = 1,74 \text{ mm}$; $n = 1,45$ e $d' = 5 \text{ cm}$.

ocupada pelo modo laser do ressonador, já que as variações de n são muito pequenas. Assim observando as equações (III.31) concluímos que se W_0 for o mesmo para os dois feixes, o bombeador terá área menor ao longo do cristal todo, já que λ é menor. Para termos volumes casados, o bombeador deve ter W_0 maior que o da cavidade como mostram as linhas pontilhadas da Figura III.3.

III.3. Os Espelhos

Para o funcionamento eficiente do laser é muito importante que os espelhos tenham boa qualidade. Os seus substratos devem apresentar o mínimo de defeitos (rugosidades e ranhuras, por exemplo) pois isso faz crescer as perdas inúteis da cavidade e eleva o seu limiar de operação. O polimento das duas faces deve ser feito com um ajuste de superfície mínimo de $\lambda / 10$. Os

substratos utilizados foram encomendados à FUNBEC e à D.F. Vasconcelos, nos raios de curvatura de 25 mm, 50 mm e plano, sendo todos padronizados a uma espessura de borda de 10 mm, diâmetro de 15 mm e polimento a $\lambda / 10$ para a luz amarela do sódio em 50% da área central, nas faces a serem espelhados. Para os espelhos planos e os de curvatura 25 mm a face externa foi polida a $\lambda / 6$, enquanto que para os de 50 mm de curvatura essa face foi polida a 2λ . O material utilizado pela FUNBEC foi He rasil e a D.F. Vasconcelos usou BK-7

Os filmes de alta refletividade foram depositados tanto pelo laboratório de filmes-finos do IPEN como pelo laboratório de óptica do Instituto de Física e Química da USP de São Carlos, sendo que nesse último os filmes são do tipo resistente (hard-coatings) que podem ser limpos com cuidados especiais.

Idealmente, os espelhos curvos da nossa montagem devem ter refletividade 100% para $\lambda = 1,05 \mu\text{m}$, sendo que o de curvatura 25 mm precisa ser dicrótico em relação ao comprimento de onda bombeador, isto é, deve transmitir bem essa linha. O equipamento que nós dispomos para levantar as características dos espelhos é um espectrofotômetro Cary modelo 17-D no qual podemos medir a transmissão espectral. Porém no caso dos espelhos curvos, surgem alguns problemas:

1. O efeito de lente divergente é considerável dadas as curvaturas acentuadas dos nossos espelhos, o que invalida uma medida absoluta, pois parte do feixe pode não cair no detetor;
2. Próximo às bordas deles a incidência já não é mais perpendicular, o que altera a transmissão espectral do feixe.

A solução encontrada, foi medir essa transmissão usando um feixe laser, que por ser bem mais fino não apresenta os efeitos mencionados. Inicialmente usamos um laser de Nd:YAG da COHERENT modelo 60 que emite em $1,064 \mu\text{m}$ e mais tarde utilizamos o nosso próprio laser emitido em $1,053 \mu\text{m}$. Os valores de transmissão encontrados, até 0,5%, são muito elevados em relação aos padrões normais, provavelmente porque foram depositadas apenas 17 camadas e não 19 ou 21. Os espelhos dicróticos de entrada, que foram especialmente desenhados para transmitirem bem certas linhas de bombeamento, também foram medidos nesses comprimentos de onda com a técnica do laser, sendo que de um para

outro constatamos diferenças consideráveis. Para a linha bon beadora de 514,5 nm, o nosso melhor espelho transmite $(72 \pm 2)\%$.

Os espelhos planos de saída foram medidos tanto no es pectrofotômetro quanto com o uso de lasers, sendo que os resul tados obtidos foram os mesmos, dentro do erro experimental. Na Tabela III.1 são dados os valores das transmissões desses espe lhos de saída.

TABELA III.1. VALORES DE TRANSMISSÃO DOS ESPELHOS DE SAÍDA PA
RA $\lambda = 1,05 \mu\text{m}$.

T (%)	1,1	3,5	13,4	31,3
	$\pm 0,1$	$\pm 0,2$	$\pm 0,2$	$\pm 0,2$

III.4. O Cristal Oscilador

No processo de obtenção do Nd:YLF para uso como meio ativo laser, a orientação cristalográfica é o passo que se su cede ao crescimento do cristal. As técnicas que usamos são as da microscopia polarizada (WAHLSTRON, 76), fotografia de Laue de reflexão (WOOD, 63) e difratometria de raios-X (CULLITY, 67). Algumas amostras utilizadas foram cedidas pelo Dr. H.J. Guggenheim da AT & T Bell Laboratories, USA, enquanto outras foram crescidas nos nossos laboratórios pela Dra. A. Cassanho. Dado que a sua estrutura é tetragonal, a orientação resume-se em encontrar o eixo c.

O microscópio polarizador que usamos possui uma platina circular graduada e giratória e dois discos de polaróides, um acima e outro abaixo da platina. Esses polaróides transmitem uma única direção de polarização, portanto quando são orienta dos de forma a transmitir polarizações perpendiculares entre si, a luz é extinta. Dessa maneira, quando inserimos na pla tina um material opticamente anisotrópico, como o YLF que é uniaxial positivo, dependendo da sua orientação em relação à dos eixos dos polarizadores a transmissão da luz é modificada (Figura III.4.). Se o ângulo entre o campo elétrico \vec{E} da on da incidente e o eixo óptico c do cristal for diferente de 0° ou de 90° , devido à birrefringência do material, o vetor \vec{E}

da onda emergente dele terá duas componentes: uma paralela e outra perpendicular ao seu eixo c . Assim a onda que incide no analisador (polaróide superior) não será mais orientada perpendicularmente a ele, resultando numa imagem na ocular.

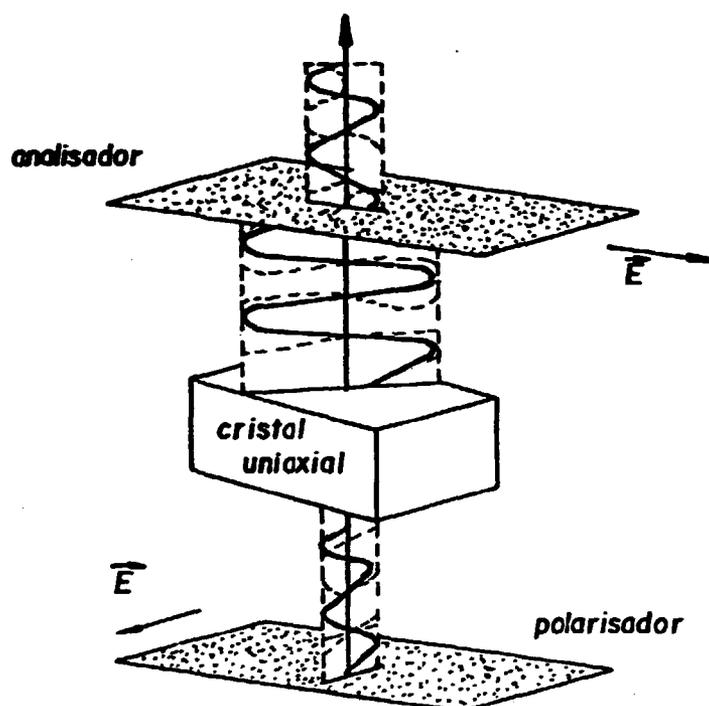


FIGURA III.4. Esquema da propagação da luz através do Nd:YLF / submetido a um microscópio polarizador.

Uma placa de cristal cortada perpendicularmente ao eixo óptico c escurece a imagem na ocular durante uma rotação completa da platina.

Essa técnica apresenta duas qualidades:

1. É o método mais rápido de se saber se uma amostra está orientada;
2. É um dispositivo onde se pode observar visualmente certas imperfeições ou geminações do cristal, ou seja, para uma amostra não monocristalina observa-se um contraste para cada região que tenha o eixo c deslocado em relação à vizinha.

Nas amostras disponíveis observamos tais fronteiras, porém poucas e de contraste muito pequeno, o que significa que apesar de não serem monocristais, cada região tem o eixo c bastante próximo ao das demais. Como o desempenho do laser depende da qualidade do cristal, é muito importante poder esco

lher uma boa amostra.

A técnica de orientação cristalográfica que parte de filmes fotográficos de Laue de reflexão consiste basicamente em fazermos incidir na amostra um feixe colimado de radiação X "branca", ou seja, policromática. Um filme sensível aos raios-X com um orifício no centro é colocado próximo ao colimador de tal forma a receber a radiação que é refletida pelo cristal. Cada plano cristalino irá refletir um determinado comprimento de onda dos raios-X segundo a lei de Bragg e assim observamos pontos no filme, correspondentes aos diversos planos. Esses pontos são frequentemente formados pela superposição de reflexões de ordens diferentes, ou seja, planos paralelos formam um só ponto pelas reflexões e comprimentos de onda λ , $\lambda/2$, $\lambda/3$, etc. . O nosso arranjo é esquematizado na Figura III.5, tendo sido preso o cristal em uma cabeça goniométrica de três eixos. O aparelho é da marca RIGAKU sendo que o tubo que utilizamos é da PHILIPS com radiação de cobre.

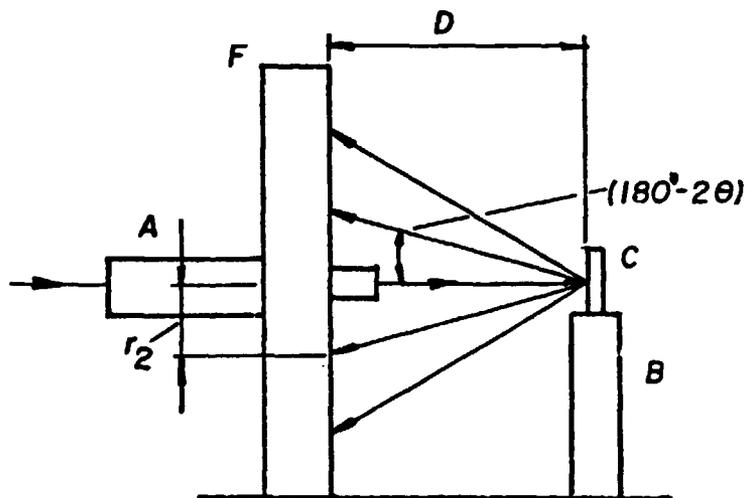


FIGURA III.5. Esquema da técnica fotográfica de Laue: (A) colimador; (B) cabeça goniométrica; (C) amostra; (D) distância amostra-filme, 3 cm; (F) filme; (r₂) posição de um dado ponto.

Depois de revelado o filme, precisamos construir a projeção estereográfica correspondente. Para tanto usamos primeiramente a rede de Greninger para obtermos as coordenadas angulares ponto a ponto e depois fazemos a projeção estereográfica usando uma rede de Wulff. A partir daí precisamos identificar os pontos da projeção levando em conta as suas distâncias angulares até os vizinhos mais próximos e a ordem de simetria

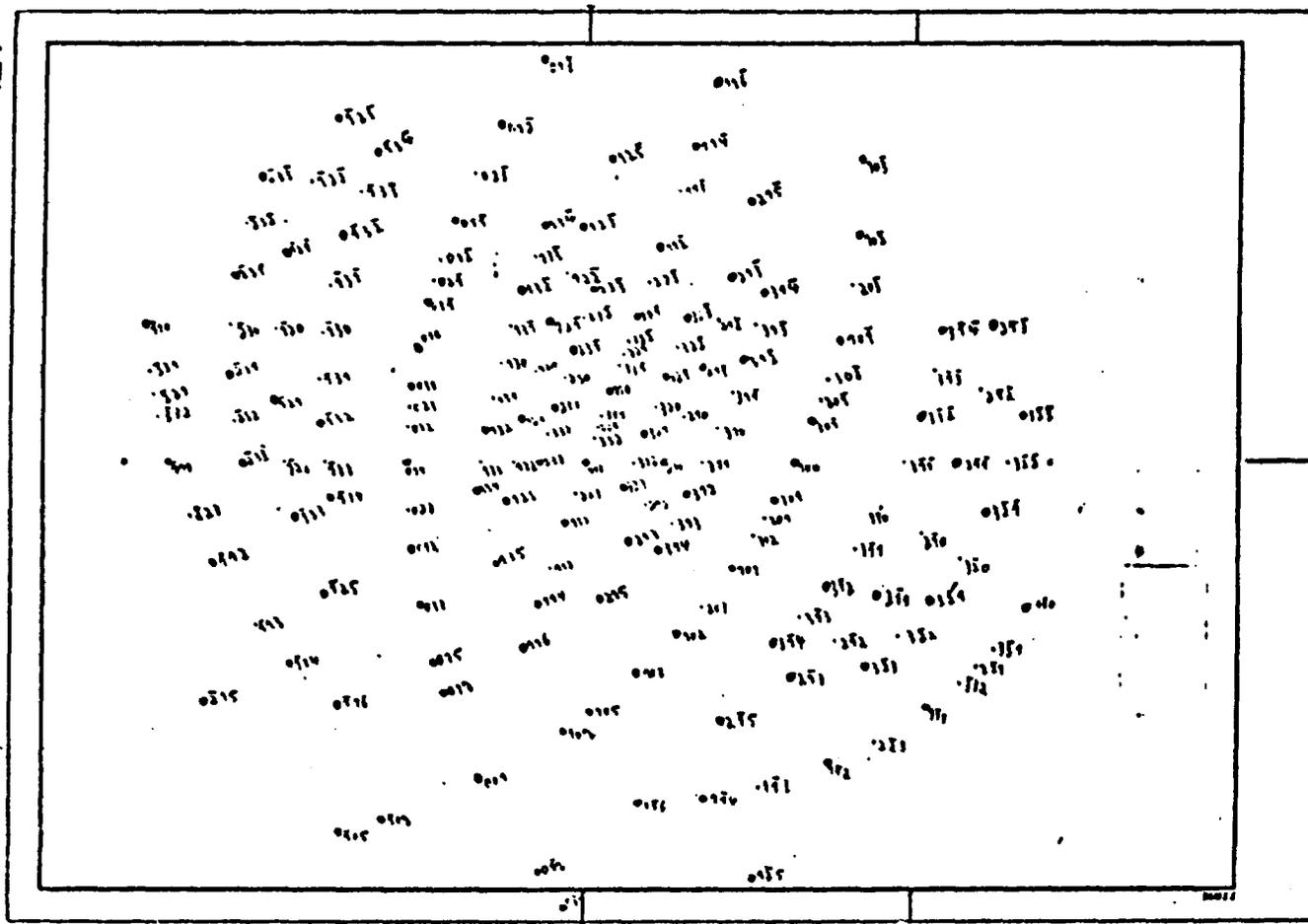


FIGURA III.6. *Projeção estereogrãfica padrão (teõnica) do Nd:VLF centrada no eixo III. Reduçaõ ã metade do original.*

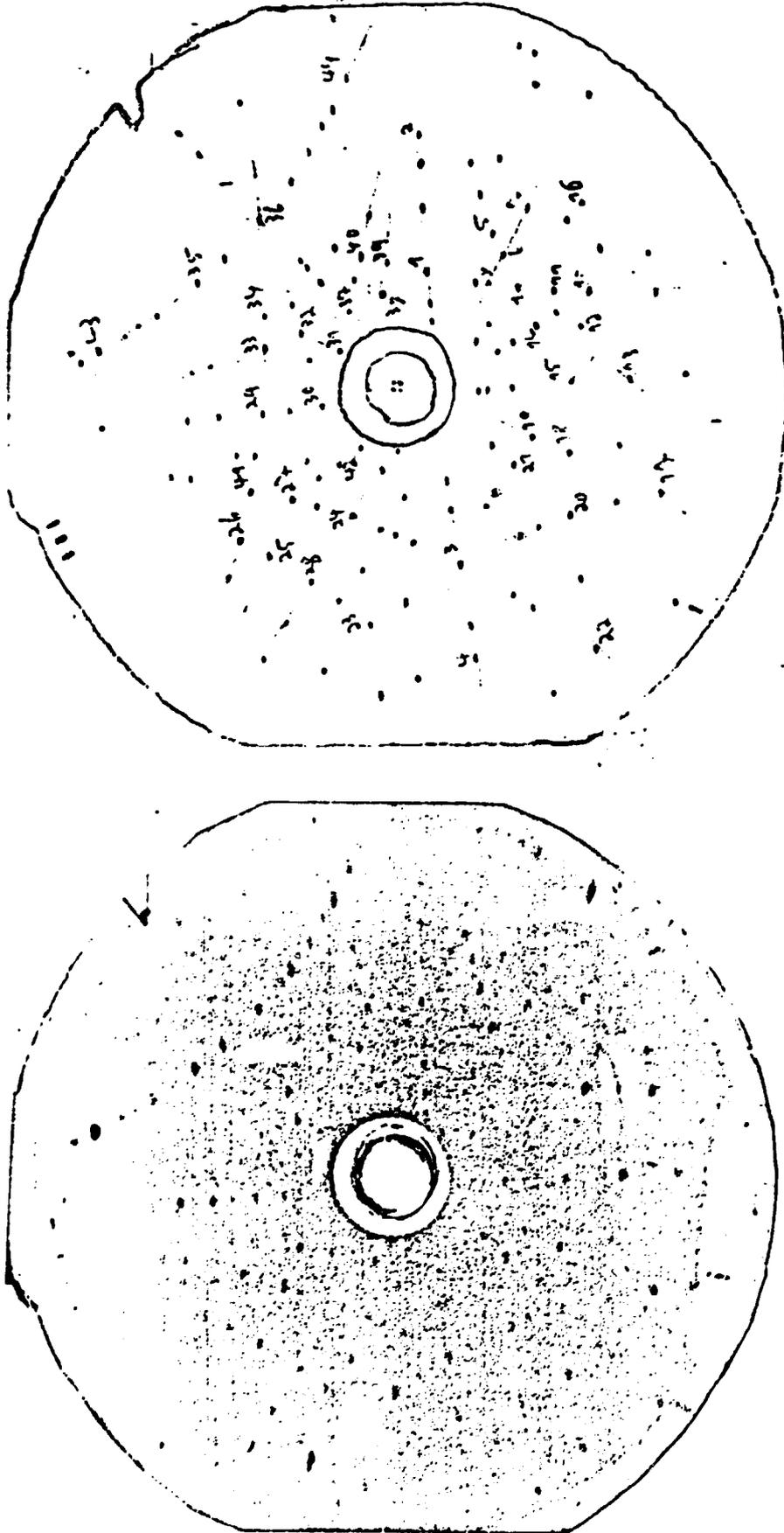


FIGURA III.7. Um filme de Laue original.

FIGURA III.8. Identificação dos pontos para uso na rede de Grenningh.

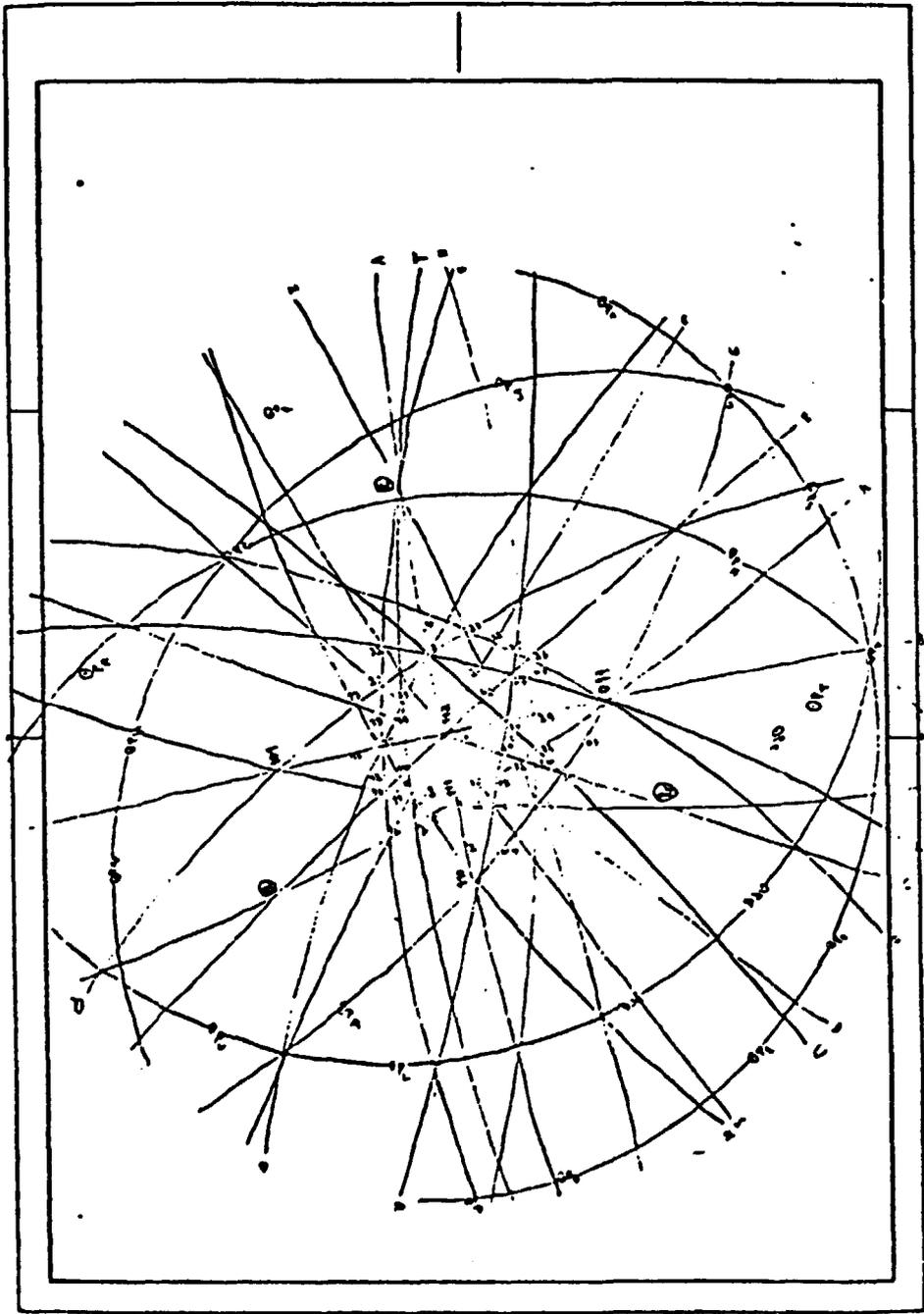


FIGURA III.9. *Projeção estereográfica dos pontos para orientação da amostra. Redução à metade do original.*

de cada um. Foram feitas algumas projeções padrões teóricas (Figura III.6), a partir dos valores dos parâmetros da rede, que facilitam a identificação dos pontos nas projeções experimentais. Tais padrões são muito comuns para redes cúbicas, mas para redes tetragonais, que é o nosso caso, elas dependem do valor de c/a e não se encontra quase nada na literatura (NASSAU, 60).

Desse modo foram encontrados os eixos c de várias amostras com uma precisão de 2° (Figuras III.7, III.8, III.9). Essa técnica é importante na medida que serve de pré-orientação de amostras, antes de passarmos para a difratometria.

O difratômetro que utilizamos para as nossas medidas é da marca RIGAKU modelo D-10C, com tubo PHILIPS e radiação de cobre com filtro de níquel (feixe monocromático). Na Figura III.10 que ilustra o seu funcionamento, observamos que o raio-X é colimado, incide na amostra e é refletido até encontrar o detetor de cintilação. Existe todo um dispositivo de varredura angular, tanto do detetor (2θ) como da amostra (θ), que está acoplado a um graficador. Podemos orientar um cristal com precisão de até décimos de grau nos nossos aparelhos, mas para facilitar essa operação é importante sabermos onde está aproximadamente o eixo c e posicionarmos corretamente tanto a amostra como o detetor.

Essa técnica também nos dá uma idéia da monocristalinidade da amostra se observarmos o pico de detecção em função de uma variação angular, pois os seus desdobramentos correspondem a regiões com orientações ligeiramente diferentes (Figura III.11).

Diversas amostras de YLF, previamente orientadas com auxílio das técnicas descritas acima, foram cortadas segundo direções específicas, utilizando-se uma cortadora de baixa rotação Isomet modelo 11-1180 da Buehler com disco de serra diamantado. A rotação foi ajustada para valores próximos ao mínimo (~ 3 na escala do potenciômetro) e a pressão do corte foi contrabalançada de modo que as amostras de 12 mm eram cortados em até 2 horas.

No caso específico da nossa montagem é interessante que a lâmina cortada, para ser usada no laser, tenha uma orientação tal que o feixe no ressonador atravessasse-a numa direção que mantenha o seu campo elétrico \vec{E} perpendicular ou paralelo ao eixo c , produzindo radiação laser em $1,053 \mu\text{m}$ (polarização

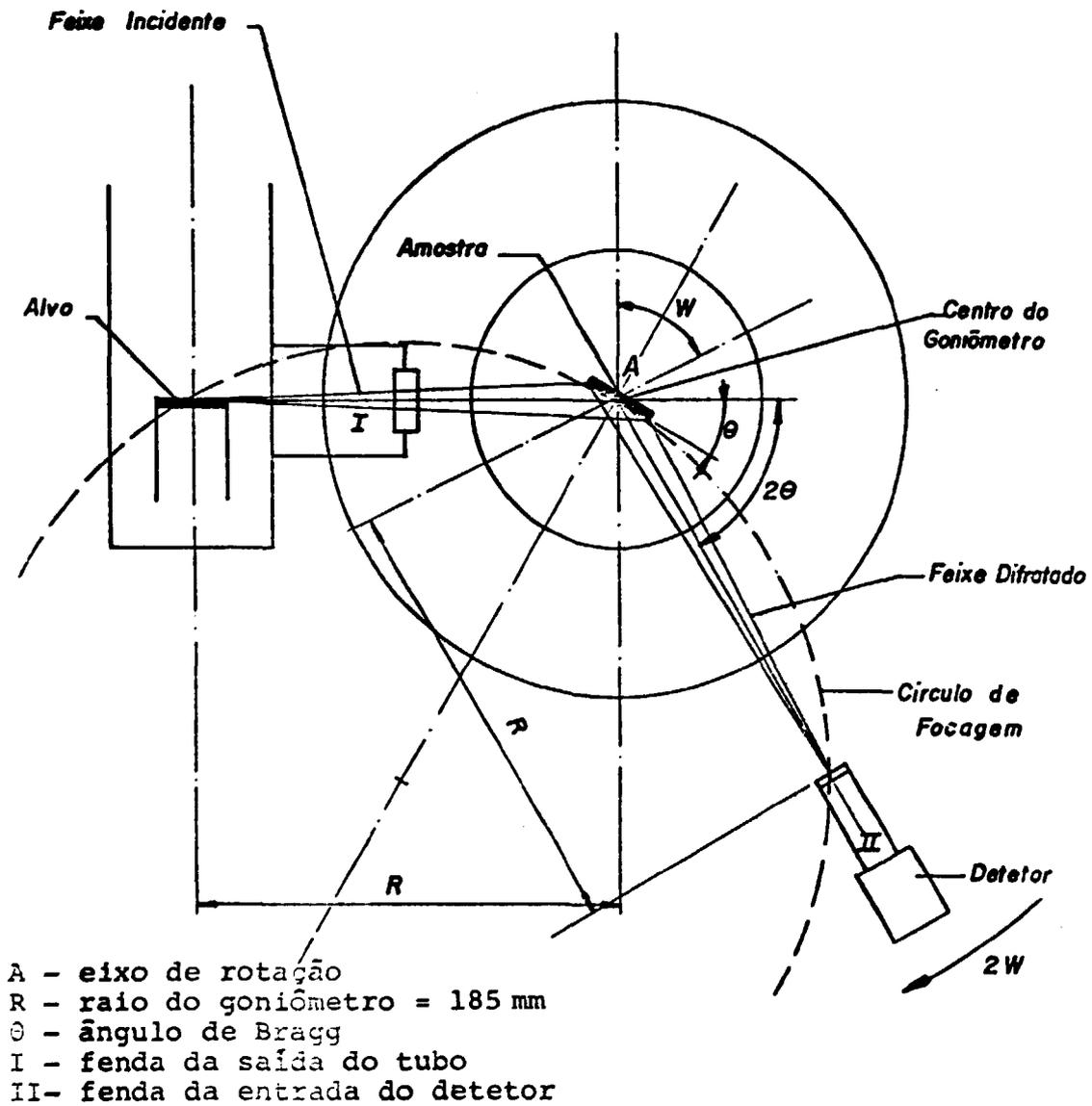


FIGURA III.10. Esquema do difratômetro utilizado na orientação cristalográfica.

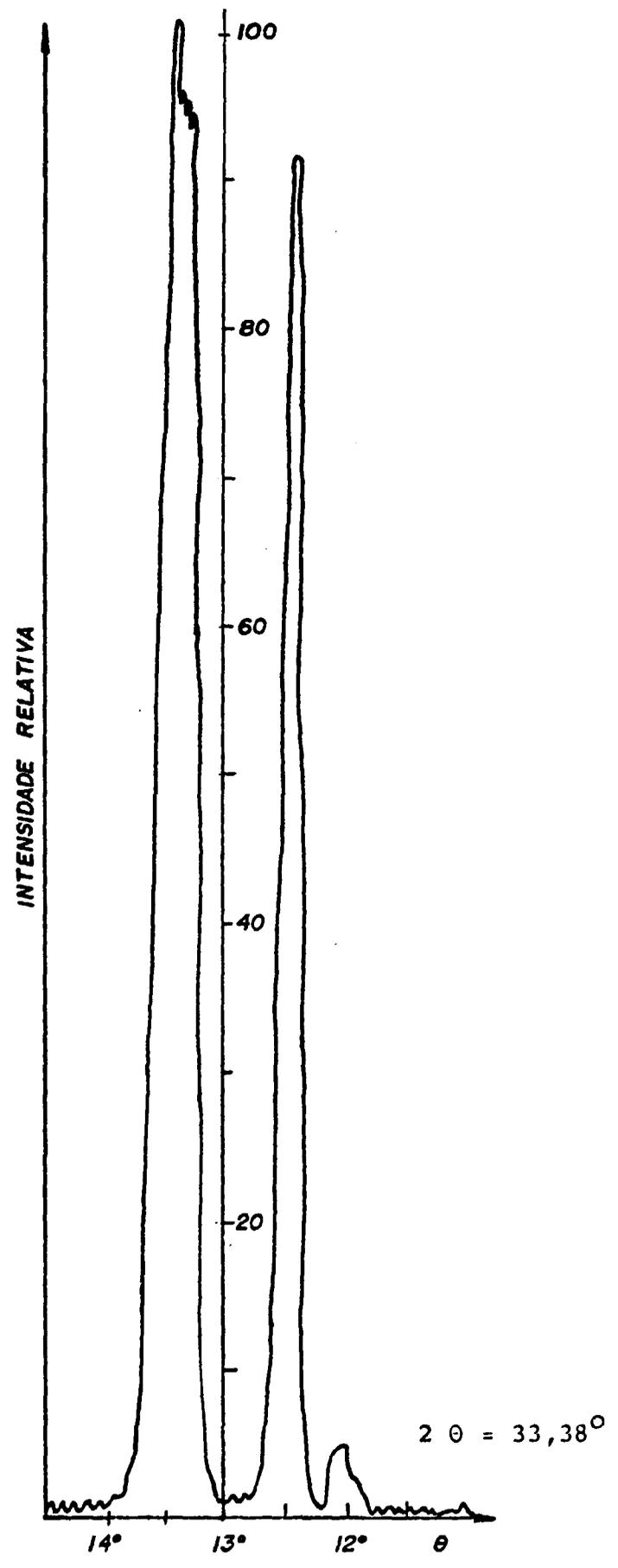


FIGURA III.11. Plano 004 do Nd:YLF da Bell detetado pelo difratômetro.

σ) ou $1,047 \mu\text{m}$ (polarização π) respectivamente. No primeiro caso, devemos orientar c ao longo do caminho óptico, o que também minimiza os efeitos da birrefringência. Para o segundo caso, onde c deve ser perpendicular ao caminho óptico, essas direções definem um plano de polarização onde a emissão laser irá ocorrer, mas como o ângulo de Brewster já define o plano horizontal como o de oscilação, c deve estar nesse plano. Nesse caso os efeitos da birrefringência são sentidos, pois feixes com polarização vertical atravessam o cristal em um caminho diferente. Na prática, para aumentarmos a eficiência de bombeamento é preciso que esse feixe seja horizontalmente polarizado para minimizar a reflexão na superfície do cristal, o que também elimina eventuais duplas refrações, que acabariam excitando volumes inúteis.

Assim, para obtermos a radiação laser na polarização σ , o índice de refração pertinente é o ordinário para $1,053 \mu\text{m}$, que vale $1,448$. O ângulo de Brewster correspondente é de $55,37^\circ$ e o ângulo que o eixo c deve fazer com a normal da face da lâmina é de $34,63^\circ$, como vemos na Figura III.12.

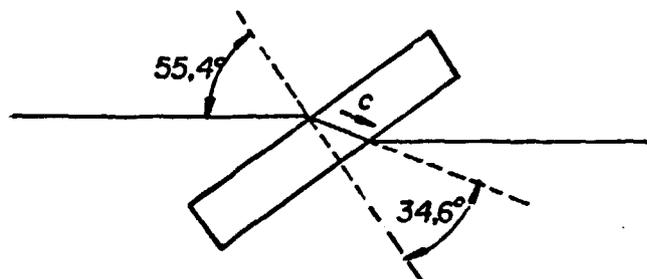


FIGURA III.12. Direção do eixo c em relação ao cristal e ao eixo do ressonador.

Do tarugo de Nd:YLF cedido pelo Dr. Guggenheim de que nós dispunhamos inicialmente, cortamos um pedaço de cerca de 1 cm , a contar do corte anterior, restando ainda cerca de 2 cm até a ponta. Se fixarmos os eixos triortogonais como mostra a Figura III.13, a direção c encontrada com as técnicas anteriormente descritos foi de $(\theta; \psi) = (103,9^\circ; 30^\circ)$. Como o cristal precisava ser colado a um suporte antes de ser cortado, e lembrando que entre a normal do plano cortado e o eixo c deve haver $34,6^\circ$, observamos que em fixando-o pelas superfícies

planas (bases) teríamos de incliná-lo a pelo menos $\sim 55^\circ$ para obtermos um corte correto. Se, por outro lado, nós o colássemos lateralmente de modo a que o corte ficasse perpendicular / às bases, haveriam duas possibilidades de direção de corte. Uma delas que tem a normal do corte quase coincidente com o eixo x (a menos de 2°) é a que foi escolhida. Isso foi calculado do seguinte modo:

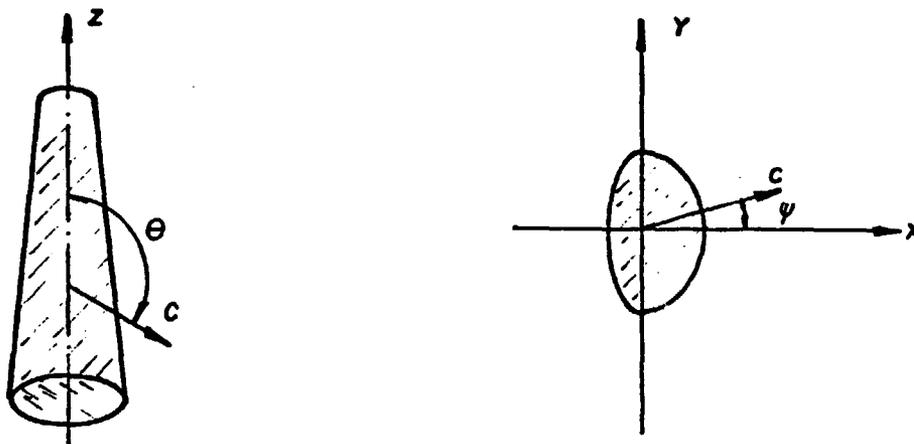


FIGURA III.13. Eixos coordenados usados nos cálculos relativos ao tarugo de Nd:YLF da Bell.

Direção c

$$(\theta, \psi) = (103,9^\circ; 30^\circ)$$

Direção \vec{n} corte

$$(\alpha, \beta) = (90^\circ, \beta)$$

Ângulo γ

entre c e \vec{n} corte

$$\gamma = 34,6^\circ$$

$$\cos \gamma = \cos \theta \cos \alpha + \sin \theta \sin \alpha \cos (\psi - \beta) \quad (\text{III.34})$$

$$\cos (34,6^\circ) = \sin (103,9^\circ) \sin (90^\circ) \cos (30^\circ - \beta)$$

$$\beta = -2^\circ \text{ ou } +178^\circ \text{ ou } +62^\circ \text{ ou } -118^\circ$$

O cálculo do ângulo de inclinação correto em torno da normal à lâmina cortada pode ser feito com base em um referencial semelhante ao já mencionado, mas cujo eixo x coincida com a normal. Uma rotação de um ângulo α em torno desse eixo deverá deixar o eixo c no plano xy a $34,6^\circ$ da normal, de tal forma que:

$$\text{tg } \alpha = \frac{1}{\text{tg } \theta \text{ sen } \psi} \quad (\text{III.35})$$

o que resulta $\alpha = 25^\circ$ num sentido anti-horário.

As faces da amostra foram preparadas para polimento utilizando-se uma lixa 600 para eliminar as rebarbas. Depois passamos a usar uma politriz da BODINE ELEC.CO. com óxido de cromo (de $8 \mu\text{m}$), alumina ($1 \mu\text{m}$) e alumina novamente ($0,05 \mu\text{m}$) progressivamente, sempre sobre discos de alumínio com panos acamurçados. A qualidade das superfícies foi considerada satisfatória, apesar delas apresentarem pequenas irregularidades do tipo "casca de laranja" comuns em cristais moles polidos em pano.

A espessura da lâmina com orientação correta foi medida com um relógio comparador e resultou ser $1,75 \text{ mm}$ no centro, com ligeiro prismatismo de $0,3^\circ$. O difratograma apresentado na Figura III.11 corresponde a essa amostra e mostra que ela não é totalmente monocristalina. Fazendo um feixe laser de He-Ne, colimado e estreito atravessar o cristal em uma direção qualquer, observamos em um anteparo colocado a alguns metros de distância que haviam dois pontos. Com auxílio de uma placa polarizadora (Polaróide) verificamos que os dois feixes tinham polarizações perpendiculares entre si. Fazendo agora o feixe atravessar o cristal ao longo do eixo c observamos apenas um ponto no anteparo, parcialmente polarizado.

Orientamos segundo as técnicas já mencionadas, uma outra amostra crescida pela Dra. Cassanho. Fizemos cálculos de ângulo de corte semelhantes aos do cristal anterior, mas agora foram cortadas duas lâminas, uma com orientação idêntica à anterior e outra com orientação tal que o eixo c fique perpendicular à direção de propagação do feixe dentro do cristal, para obtermos emissão laser de polarização π , como já explicamos anteriormente. Nesse segundo caso o índice de refração que deve ser considerado é o extraordinário para $\lambda = 1,047 \mu\text{m}$ que vale $n_e = 1,471$, corresponde a um ângulo de Brewster $\theta_b = 55,79^\circ$ e a um ângulo entre c e a normal de $34,21^\circ$.

Os cortes foram feitos com uma serra de fio da Lastec Technology Inc. modelo 2006-A, usando como abrasivo carborundum 600 dissolvido em glicerina para uma pressão de corte equi

valente a 30 g. O polimento foi feito inicialmente com uma lixa 600, depois com pasta de diamante de 6 μm , alumina nº 4 / (1 μm) e por último alumina nº 3 (0,3 μm). As espessuras obtidas foram de 1,71 mm e 1,66 mm para cada lâmina respectivamente.

Ao conferirmos a orientação no difratômetro constatamos que a segunda lâmina apresentava-se policristalina, eliminando a possibilidade de obtermos o feixe laser de polarização π como havíamos planejado. Um difratograma da primeira amostra é apresentado na Figura III.14.

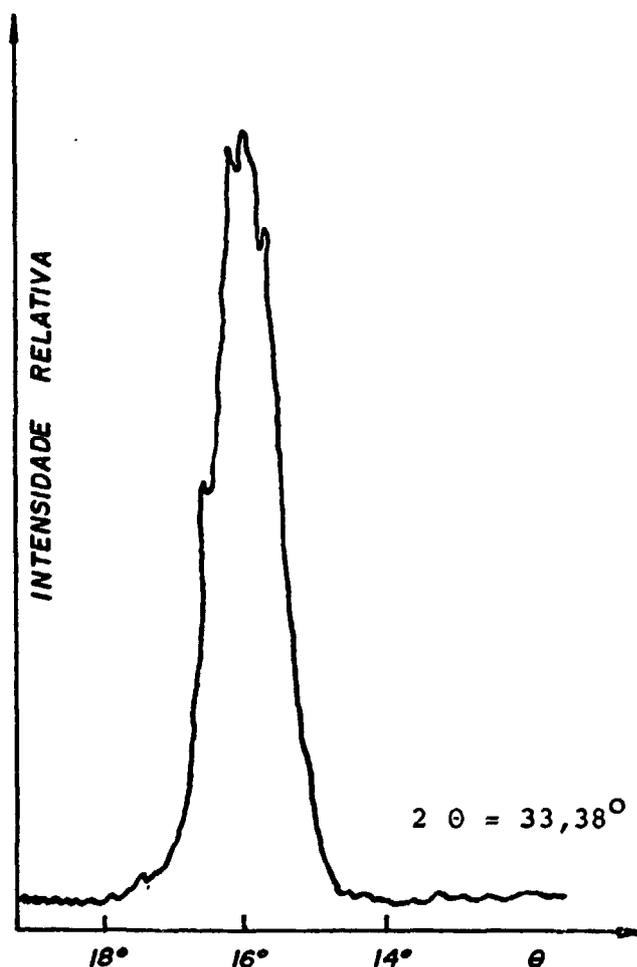


FIGURA III.14. Plano 004 do Nd:YLF do IPEN detetado pelo difratômetro.

A concentração de neodímio em cristais laser é um fator que tem influência direta no seu desempenho. Como regra geral podemos dizer que concentrações altas (em torno de 1,6%) são mais adequadas para operações chaveadas, pois permitem maiores energias armazenadas, enquanto concentrações mais baixas (de 0,8 a 1,1%) são normalmente escolhidas para operações contínuas.

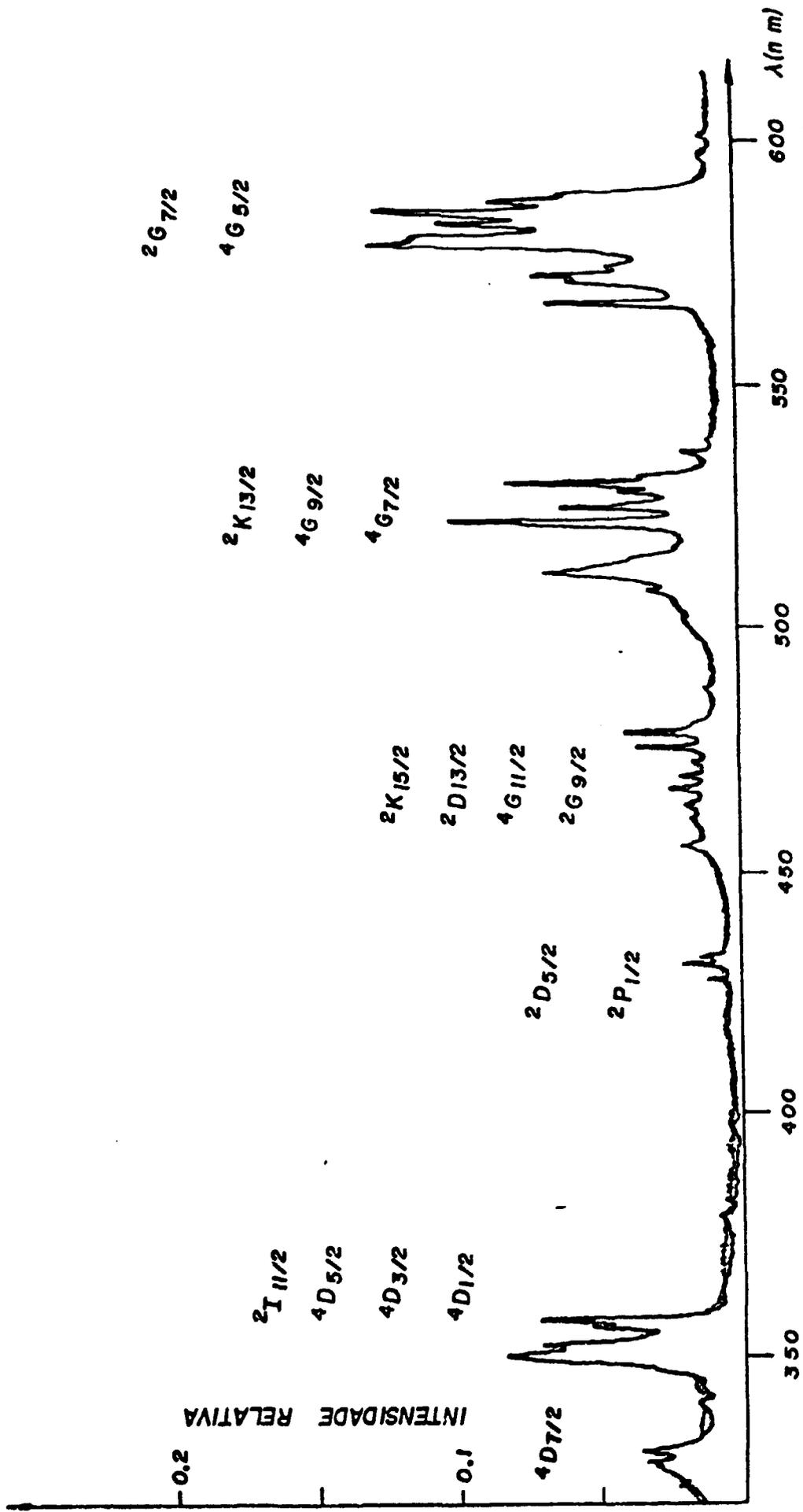


FIGURA III.15a. Absorção óptica de uma amostra de Nd:YLF do IPEN de 1,85 mm de espessura a 300 K.

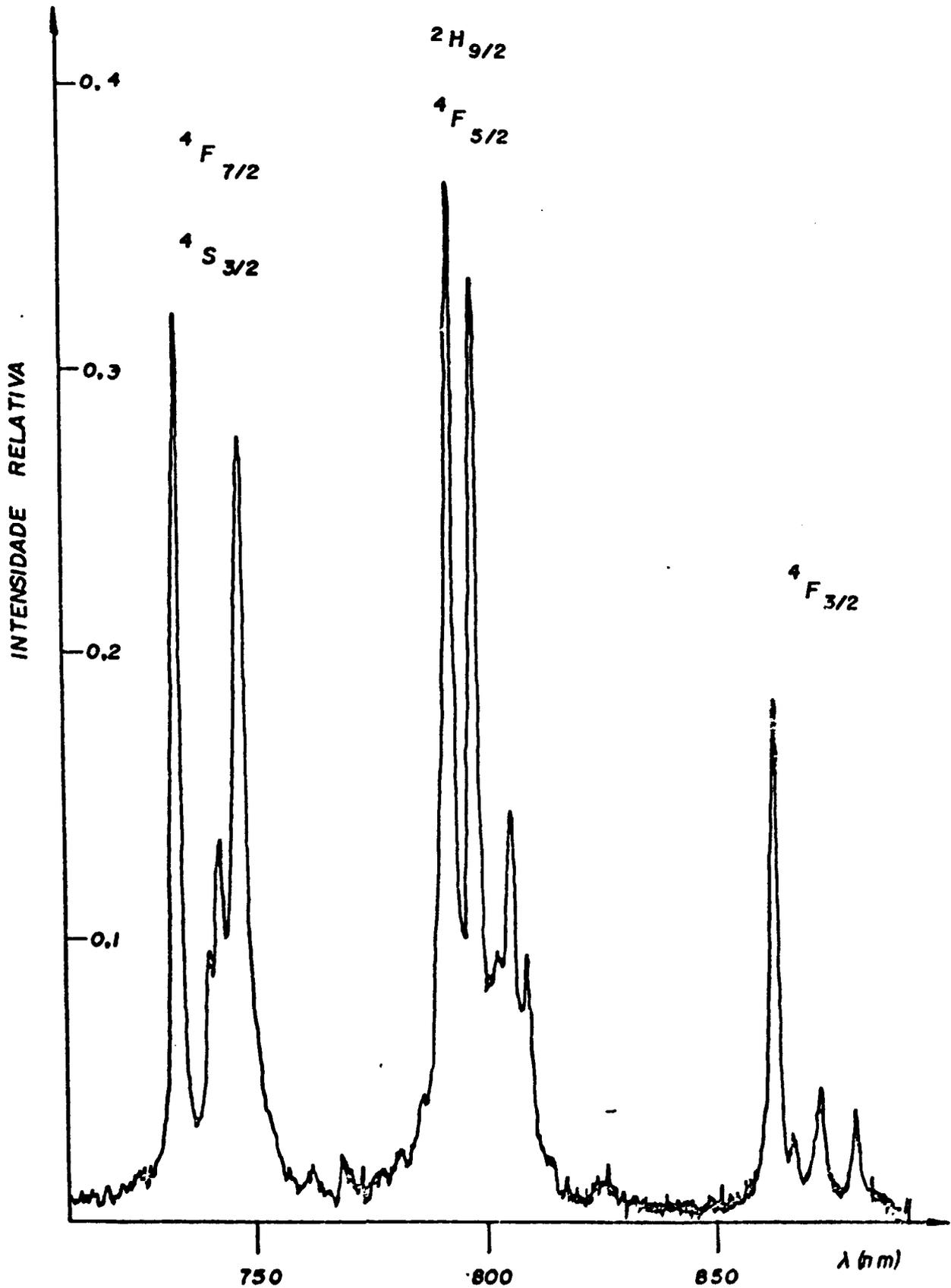


FIGURA III.15b. Continuação à mesma escala do espectro anterior. A região entre 600 nm e 700 nm foi omitida por não apresentar absorção significativa.

Para a amostra crescida nos nossos laboratórios a concentração estimada de neodímio é de 1,5 a/o (Cassanho, 84) . Essa estimativa é baseada na concentração inicial de NdF_3 da mistura sólida que precede o crescimento do cristal, no coeficiente de segregação do neodímio e nos parâmetros de crescimento. Como para o caso da amostra cedida pelo Dr. Guggenheim não dispomos de todos esses dados, a concentração foi estimada com base no espectro de absorção da Figura III.15. Escolhemos como referência quatro das linhas menos sensíveis à polarização da luz incidente, cujos coeficientes de absorção médios (α) são dados na Tabela III.2 para 2,2 a/o de neodímio, segundo a Figura II.7 (HARMER et al., 69). Encontramos o valor de $0,8 \pm 0,2$ a/o, que é compatível às prováveis condições de crescimento desse cristal.

TABELA III.2. ESTIMATIVA DA POPULAÇÃO TOTAL COM BASE NO COEFICIENTE DE ABSORÇÃO DA FIGURA II.7 E NA ABSORÇÃO DA FIGURA III.15.

λ (nm)	α (cm^{-1})	ABS. (%)	N_0 (a/o)
358	2,2	7,1	0,68
522	2,7	10	0,79
578	3,6	13	0,78
804	3,1	14	0,98

Todo o desenvolvimento feito nesse Capítulo é a base da operação do laser, que é descrita no próximo Capítulo.

IV. OPERAÇÃO DO LASER

Nesse Capítulo tratamos dos aspectos experimentais do conjunto ressonador-cristal, começando pela montagem estrutural do laser, descrevendo o bombeamento, a técnica de alinhamento, o sistema de detecção e a caracterização do laser como um todo.

IV.1. Montagem

Foi desenhada e usinada no próprio IPEN uma chapa de aço magnético de 120 x 60 x 1 cm, com furação rosqueada de 1/4" a cada 2". Essa chapa foi colocada em cima de uma mesa grande de granito apropriada para montagem de sistemas ópticos de laser.

Próximo a um dos cantos da chapa nós parafusamos a principal estrutura do sistema, que consiste numa pequena plataforma de alumínio de 22 x 22 cm apoiada sobre quatro pilares grossos e sobre a qual se situam os suportes do espelho de entrada e do astigmático, além do suporte do cristal. Na Figura IV.1 podemos visualizar essa estrutura que foi feita de tal forma que podemos operá-la com um criostato tampando toda a abertura superior, cujo dedo frio é o suporte do cristal. Colocando-se janelas nos pontos de entrada e saída da estrutura podemos fazer vácuo dentro dela e operar o laser a baixas temperaturas, sendo possível controlar a posição dos espelhos através de botões externos. O botão colocado mais próximo ao espelho de entrada faz avançar e recuar os dois espelhos como um todo sem desalinhar o sistema, o que permite o ajuste da cintura do feixe bombeador até o plano do cristal e o botão colocado por trás do espelho astigmático movimenta apenas esse elemento numa direção colinear ao braço menor da cavidade, permitindo o ajuste do comprimento da mesma para se chegar à condição de estabilidade. O suporte do espelho de entrada não tem mais nenhum ajuste adicional pois é a partir dele que os outros componentes se alinham. Ele prende o espelho deixando a sua normal paralela ao plano da mesa, a $\sim 20^\circ$ em relação à furação longitudinal dela e deixa o seu centro a ~ 7 " acima dela. O suporte do espelho astigmático tem um ajuste translacional paralelo ao plano da mesa e numa direção perpendicular à bissetriz teórica dos braços do ressonador, ou seja a 80° do braço

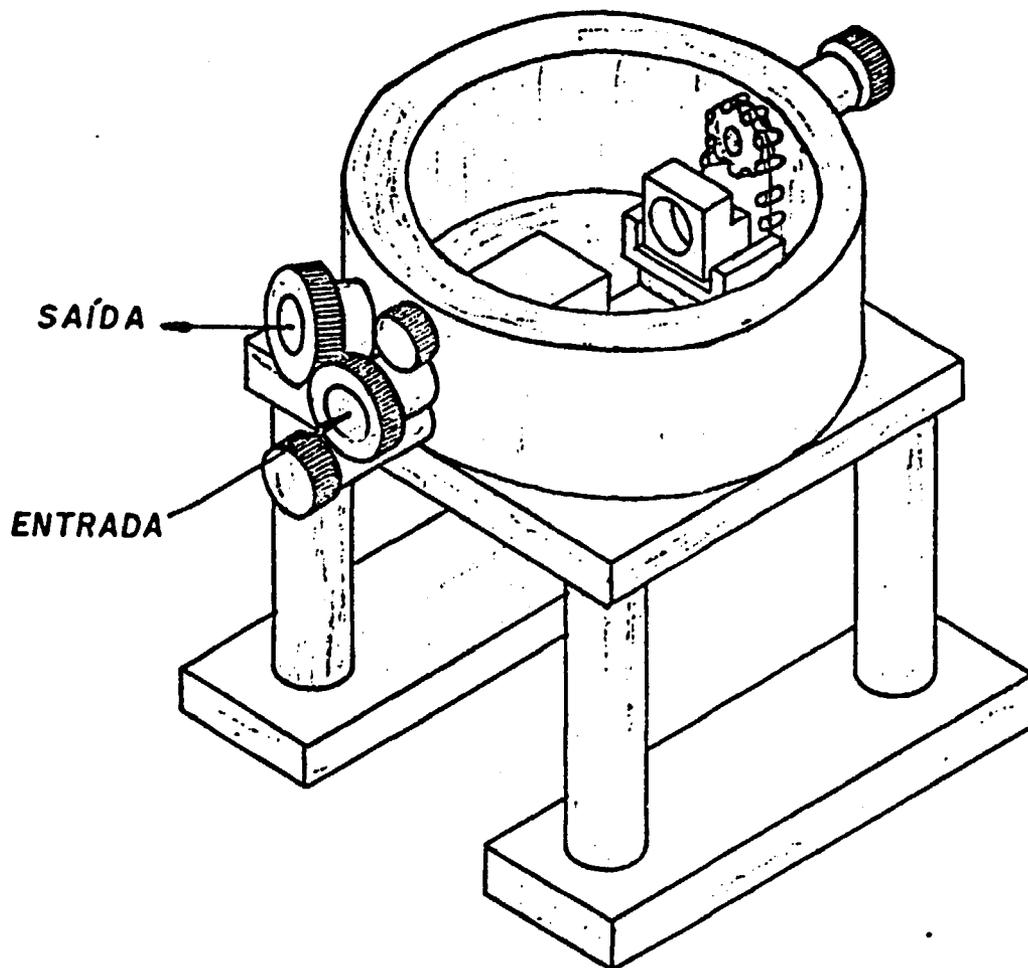


FIGURA IV.1. Vista geral da estrutura que contém os suportes do espelho de entrada (E_0) e do espelho astigmático / (E_1). O cristal é colocado no seu centro.

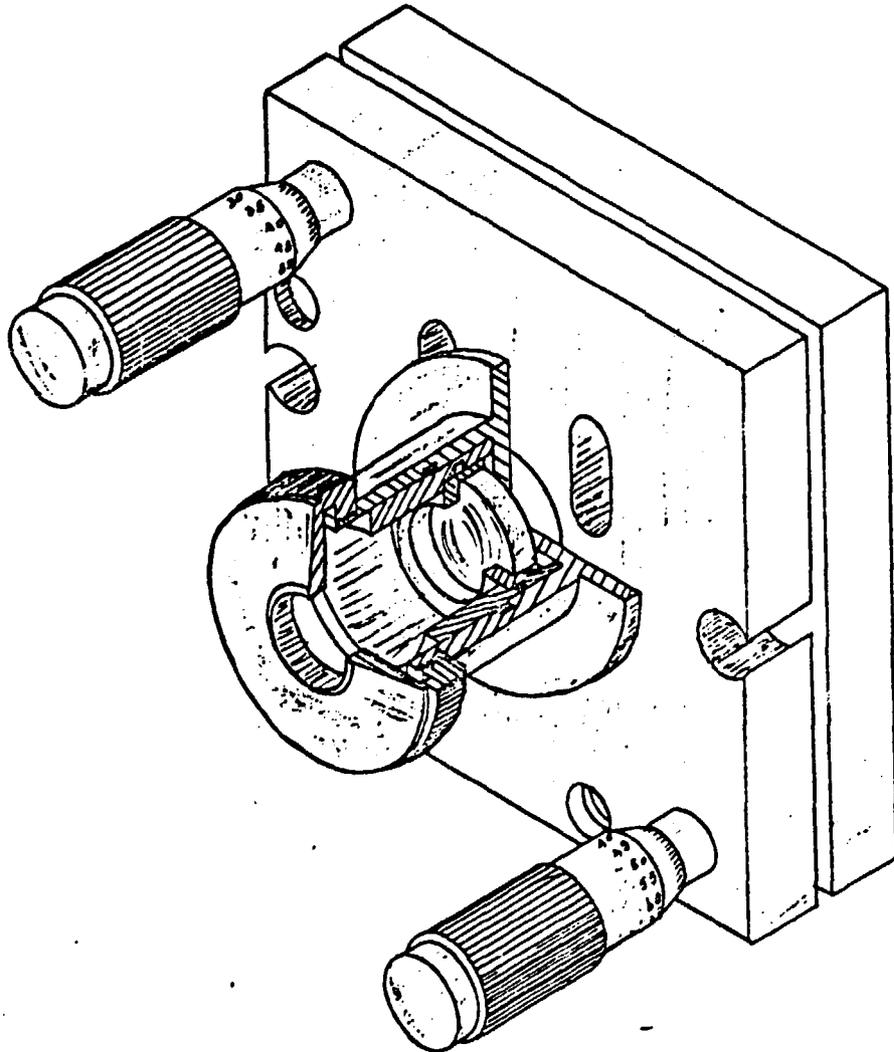


FIGURA IV.2. Suporte angular para o espelho de saída.

menor, o que permite um pequeno ajuste do ângulo de 20° . Além disso podemos ajustar o seu perpendicularismo com relação à mesa. O suporte do cristal fica preso à parte interna de um aro duplo de material flexível, cuja parte externa é fixado em dois pilares sobre a plataforma, de modo que o ângulo entre o braço menor do ressonador e a normal à superfície do cristal é o ângulo de Brewster. No seu extremo inferior há um alojamento cônico que se encaixa em uma ponta isolante que atravessa a plataforma e que pode ser puxado ou empurrado, de tal forma que o suporte suba ou desça sob a ação elástica dos aros superiores. Isso permite avaliar o desempenho do cristal em vários pontos dispostos na mesma direção vertical.

O suporte do espelho de saída é colocado fora dessa estrutura para que se possa variar livremente o comprimento do braço maior. Ele foi desenhado e executado no IPEN e permite um ajuste fino nas duas direções angulares de interesse, como se vê na Figura IV.2.

Utilizamos um trilho tipo "rabo de andorinha" como linha guia para o feixe de bombeamento. Sobre esse trilho colocamos dois carrinhos com suportes translacionais micrométricos ortogonais feitos pela FUNBEC, que são úteis numa fase inicial de alinhamento e depois suportam as lentes do sistema expensor de feixe, que será detalhado mais adiante.

IV.2. O Bombeador

O sistema de bombeamento consiste num laser e nos componentes ópticos de focalização e posicionamento. A focalização é feita basicamente por uma lente colocada logo antes do espelho dicrônico, cuja distância focal deve ser tal que a sua combinação com o espelho tenha foco coincidente com o centro de curvatura desse último.

A distância focal de uma lente plano-côncava é dada por:

$$f = - \frac{R}{n - 1} \quad (\text{IV.1})$$

onde R é o raio de curvatura e n é o índice de refração do material. Assim os nossos espelhos de Herasil ($n = 1,46$ para luz verde) terão $f = - 54$ mm e os de BK-7 ($n = 1,52$ para luz verde) terão $f = - 48$ mm.

Para um conjunto de duas lentes grossas, podemos relacio

nar os seus focos com o da combinação para calcularmos a sepa
ração entre elas:

$$d = \frac{f_2 f_1 - S_2'(f_1 + f_2)}{f_2 - S_2'} \quad (\text{IV.2})$$

onde f_1 é o foco da primeira lente, f_2 o da segunda, S_2' é a distância do plano principal secundário da segunda lente ao foco da combinação, que para o nosso caso vale 25 mm, e d é a distância entre o plano principal secundário da primeira lente e o plano principal primário da segunda lente. Assim para $f_1 = 25$ mm teremos $d = 7,9$ mm (espelho de BK-7) ou $d = 8,6$ mm (Herasil) e para $f_1 = 30$ mm, $d = 12,9$ mm (BK-7) ou $d = 13,6$ mm (Herasil). Entre a superfície plana do espelho e o seu plano principal primário há uma distância $d' = e_c / n$ onde e_c é a sua espessura central, $d' = 5,8$ mm (BK-7) ou $d' = 6,0$ mm (Herasil), que são menores que os valores de d calculados, de onde concluímos que a lente focalizadora pode ser de foco 25 mm ou 30 mm.

O sistema expensor de feixe tem função dupla: diminuir o diâmetro do feixe focalizado no cristal e proporcionar um ajuste fino na sua localização. O nosso expensor consiste num sistema telescópico tipo galileano onde a primeira lente tem foco $f_1 = -50$ mm e a segunda tem $f_2 = +150$ mm (ou $f_2 = +110$ mm), o que corresponde a um aumento de um fator 3 (ou 2,2) no diâmetro do feixe, para o caso da separação entre eles ser 100 mm (ou 60 mm). A Figura IV.3 mostra todos os componentes ópticos do sistema.

Devido ao número de lentes que se usa para ajustar a focalização do feixe bombeador, nós optamos pela deposição de filmes anti-refletores nas suas superfícies para a faixa entre 500 nm e 750 nm. Isso foi feito nas duas lentes do sistema telescópico, na lente focalizadora e na primeira superfície do espelho de entrada.

A escolha da linha de bombeamento deve ser feita observando-se o espectro de absorção do cristal. Como as duas bandas de absorção mais intensas situam-se em torno de 0,75 μm e 0,80 μm , o ideal seria que se usasse um laser emissor numa dessas faixas, como um de criptônio, de corante ou até de diodo, apesar que este último não produz potências altas. Considerações a respeito do produto da potência disponível dos lasers pela percentagem de absorção (η_4) e pela eficiência quântica

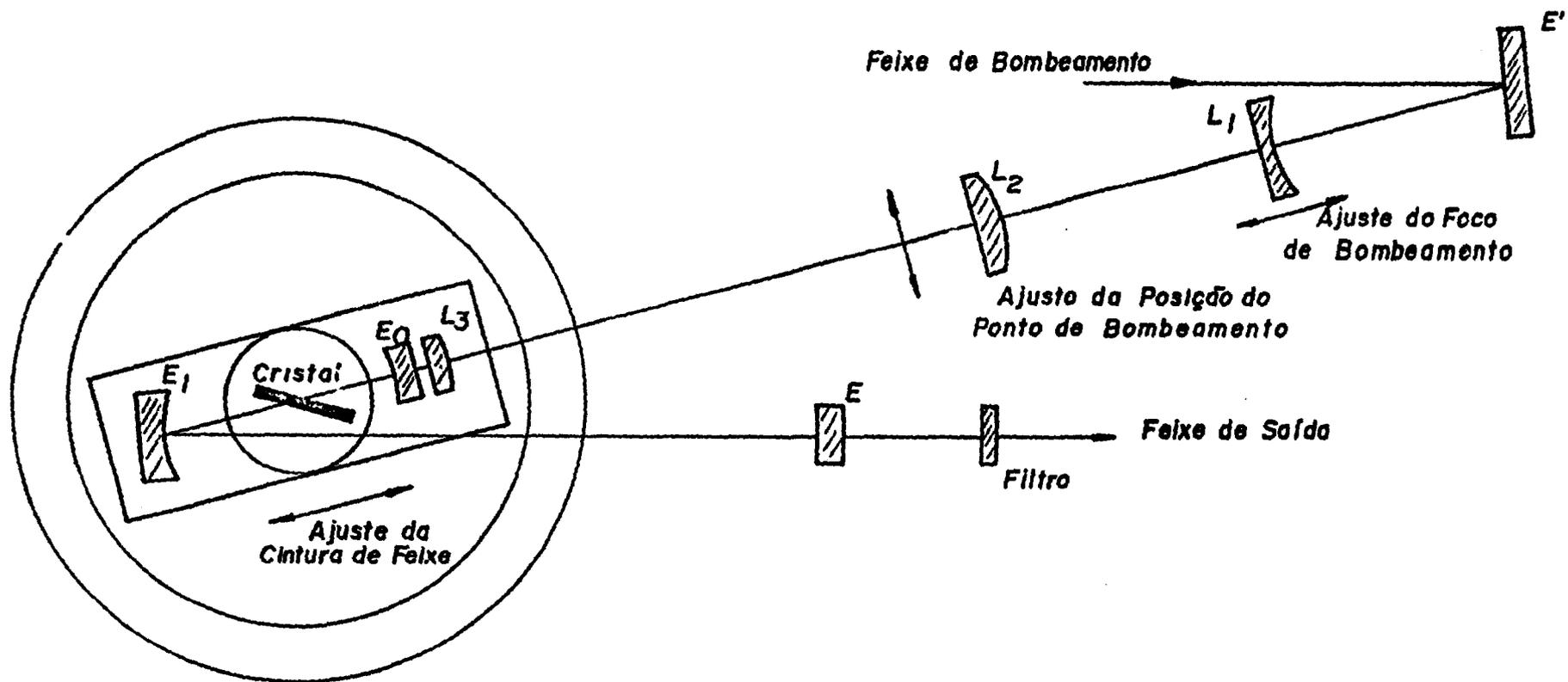


FIGURA IV.3. Esquema do arranjo completo do laser de Nd:YLF.

(η_1) apresentam como linha mais adequada a de 514,5 nm do laser de argônio ($\eta_4 = 0,03$; $\eta_1 = 0,5$).

Um laser de criptônio seria potencialmente melhor quando operado a 752,5 nm ou 799,3 nm, pois a eficiência de absorção passaria a ser - 0,05 ou 0,1 respectivamente, o que faz com que o produto das eficiências de absorção pela eficiência quântica seja 2,1 ou 4,4 vezes maior que a do argônio. O problema é que lasers de criptônio normalmente precisam de uma óptica especial para emitir nessa região e as suas potências geralmente não passam de 1,5 W e 0,5 W para as duas linhas nos modelos comerciais, o que nem equivale a 4,0 W do argônio.

O laser de argônio utilizado é da Spectra-Physics modelo 171-19 sendo que o seu funcionamento envolve o uso de um equipamento relativamente grande de resfriamento da água de refrigeração, que inclui uma torre de uso exclusivo. Nas atuais condições de operação ele pode emitir até 2 W contínuos na linha de 514,5 nm, sendo que por curtos intervalos de tempo (minutos) podemos até dobrar esse valor.

Uma vez que esse laser de argônio tem emissão verticalmente polarizada, usamos um sistema elevador de feixe com dois espelhos de tal forma a simultaneamente acertar a sua altura com a do nosso sistema e, em desviando o feixe a 90° em torno de um eixo vertical, torná-lo horizontalmente polarizado.

Tiramos algumas medidas de absorção do cristal para a linha de 514,5 nm do laser de argônio para diversas intensidades. Como a medida feita no espectrofotômetro envolve intensidades muito baixas, poderia ser possível que para feixes mais intensos houvesse saturação, ainda mais que essa absorção provém de um dopante, mas a experiência mostrou que isso não ocorre. Na Tabela IV.1 a imprecisão na intensidade provém tanto do detetor como do arranjo que foi simplificado, mas vemos claramente que não há saturação na absorção.

Podemos fazer uma estimativa das características de operação do laser, partindo dos dados medidos e encontrados na literatura. As perdas variadas entram como parâmetro e os valores de refletividade do espelho de saída são aqueles que nós temos. Também indicamos em cada caso o valor teoricamente ótimo dessa refletividade.

TABELA IV.2. PREVISÃO DOS PARÂMETROS DE OPERAÇÃO DO LASER, PARA $n_4 = 3,5\%$, $n_3 = (0,98) \cdot (0,89)^3 \cdot (0,99)^7 \cdot (0,70) = 45\%$, ÁREA BOMBADA DE $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^2$ E DEMAIS PARÂMETROS SEGUNDO A TABELA II.5 PARA A POLARIZAÇÃO σ . SUPOMOS UM BOMBAMENTO DE 2W PARA O CÁLCULO DA ÚLTIMA COLUNA E PARA A REFLETIVIDADE ÓTIMA DE SAÍDA, MARCADA COM UM *.

PERDAS VARIADAS	REFLETIVIDADE DE SAÍDA	POTÊNCIA LIMIAR	EFICIÊNCIA DIFERENCIAL	GANHO DE LIMIAR	INVERSÃO NO LIMIAR	POTÊNCIA DE SAÍDA
$P_v (\%)$	$R_1 (\%)$	$P_l (W)$	$\sigma_d (\%)$	$\gamma_l (\text{cm}^{-1})$	$N_l (10^{18} / \text{cm}^3)$	$P_s (\text{mW})$
2,0	68,4	1,1	0,71	0,98	8,2	6,4
	86,6	0,47	0,62	0,42	3,5	9,5
	87,8 *	0,44	0,61	0,39	3,2	9,6
	96,5	0,18	0,39	0,16	1,4	7,2
	98,9	0,12	0,19	0,11	0,89	3,6
5,0	68,4	1,2	0,66	1,0	8,7	5,4
	85,4 *	0,59	0,55	0,52	4,4	7,7
	86,6	0,55	0,53	0,49	4,1	7,7
	96,5	0,26	0,28	0,24	2,0	4,8
	98,9	0,20	0,11	0,18	1,5	2,0
8,0	68,4	1,3	0,62	1,1	9,3	4,6
	84,3 *	0,70	0,50	0,62	5,2	6,4
	86,6	0,63	0,47	0,56	4,7	6,4
	96,5	0,34	0,21	0,31	2,6	3,5
	98,9	0,28	0,08	0,25	2,1	1,4

TABELA IV.1. MEDIDAS DE TRANSMISSÃO PELO Nd:YLF PARA 514,5 nm. COMO A REFLEXÃO NAS SUPERFÍCIES É R ~8% e $n_4 \approx 4\%$, OBSERVAMOS QUE HÁ UM ACORDO RAZOÁVEL ENTRE OS DADOS. NÃO CONSTATAMOS NENHUMA TENDÊNCIA À SATURAÇÃO.

POT. INCIDENTE (W)	POT. TRANSMITIDA (W)	FRAÇÃO ABSORVIDA + ESPALHADA (%)	FRAÇÃO + REFLETIDA + (%)
0,085	0,072	15	
0,132	0,109	17	
0,242	0,202	16	
0,41	0,345	16	
0,63	0,51	19	
0,95	0,81	15	
1,22	1,02	16	
1,48	1,20	19	

IV.3. Alinhamento

O procedimento padrão para alinhamento de todos os componentes ópticos do sistema que nós enumeramos abaixo não é exatamente o que foi usado desde o começo, mas sim aquele que ao longo do tempo mostrou-se mais prático e preciso com base tanto na própria experiência quanto nas referências a sistemas semelhantes encontrados na literatura (MOLLENAUER & BLOOM, 79). O fundamento que está por trás de toda a técnica empregada é a simulação do feixe laser infravermelho pelo próprio laser bombeador, que facilita o ajuste dos diversos parâmetros da cavidade antes de atingirmos a ação laser. Podemos dividir os passos em pré-alinhamento e alinhamento final: os primeiros / são aqueles que devem ser dados quando na montagem do sistema a os últimos são aqueles que são executados sempre que se reposiciona o cristal, ou quando se troca o espelho de saída.

Pré-alinhamento

1. Devemos dispor o laser bombeador de tal forma que o seu feixe fique horizontalmente polarizado, paralelo à mesa, a 7" acima dela e ainda tenha a possibilidade de ajuste translacional e angular no plano horizontal independentemente. Isso pode ser feito montando-se o

espelho E' da Figura IV.3 num suporte angular sobre um translador paralelo ao feixe bombeador incidente.

2. O trilho óptico do tipo "rabo de andorinha" deve ser fixado à furação da mesa de modo que o seu centro dirija-se ao centro do suporte do cristal, a um ângulo de 20° com a furação longitudinal.
3. Com auxílio de uma íris montada num translador micrométrico de dois eixos transversais ao trilho fixado sobre um carrinho, devemos centrar o feixe no espelho E_0 e na própria íris alternando a sua posição entre um ponto mais próximo a E_0 e um mais próximo a E' .
4. Girando o espelho E_0 sobre si mesmo, certificar-se que a sua reflexão da primeira superfície (a única que / é visível) gira em torno do feixe incidente. Caso isso não ocorra, deve-se re-posicionar E_0 e se isso tirar o feixe do seu centro voltar ao passo 3.

Alinhamento Final

1. A lente focalizadora L_3 deve ser colocada junto ao espelho E_0 em um suporte tal que se possa facilmente / afastá-la ou aproximá-la dele.
2. As lentes L_1 e L_2 devem ser posicionadas sobre transladores tri-ortogonais micrométricos, fixados em carrinhos que çorram no trilho. Elas devem ser centradas uma a uma naquela ordem, observando-se as reflexões das duas superfícies em uma íris colocada entre E_0 e E' e centrada com o bombeador.
3. A separação entre L_1 e L_2 deve ser $f_2 - |f_1|$ onde f_1 é o foco da lente L_1 , isso para que o sistema se caracterize como um telescópio expensor de feixe do tipo galileano. Na prática essa distância, assim como a separação entre L_2 e L_3 , precisam ser otimizadas caso a caso, como veremos adiante.
4. Ajustando a posição da lente L_3 deverá ser possível

observar na íris o feixe refletido pela superfície curva de E_Q . Devemos fixar L_3 em um ponto tal que o diâmetro do feixe refletido sobre a íris seja igual ao do feixe que a atravessa e tão próximo quanto possível retorne sobre si mesmo.

5. Devemos ajustar o botão que translada os espelhos E_1 e E_0 numa posição intermediária. Se nessas condições observamos que a cintura do feixe que passa por E_0 não coincide com a posição onde será colocado o cristal, será preciso afastar ou aproximar L_2 e voltar ao passo 4.
6. O ajuste final desse feixe de retorno deve ser feito transladando-se a lente L_2 transversalmente ao trilho. Uma maneira muito boa de se otimizar isso é abaixar a potência do laser bombeador até o seu limiar e maximizar a realimentação dele, observando-se a sua potência emitida, o que é particularmente aplicável a lasers de gases iônicos.
7. O cristal deve ser cuidadosamente posicionado e o espelho E_1 ajustado quanto a um possível desvio vertical do feixe, que não deve haver. Ele também pode ser transladado transversalmente ao feixe num plano horizontal, de modo a ajustar o ângulo de desvio em 160° .
8. Observando o próprio feixe bombeador num anteparo colocado a longa distância (alguns metros) o curso do espelho E_1 pode ser ajustado de modo a obtermos um ponto bem focalizado. Esse espelho deve então ser recuado de uma distância igual a $\sim 625/2d$ mm onde d (em mm) é a distância entre ele e o espelho E que vai ser colocado. Quanto menor d menos crítico é o ajuste, mas dada a geometria da montagem $d_{\min} \approx 150$ mm. Nesse procedimento o feixe bombeador simula o feixe infravermelho dentro do ressonador, para que possamos ajustar as distâncias entre espelhos de modo a estarmos numa posição de máxima estabilidade.

9. Devemos agora posicionar o espelho E de modo que fique centrado ao feixe bombeador e perpendicular a ele. Isso pode ser feito se usarmos uma íris depois do espelho E_1 .
10. Finalmente colocamos o filtro, que pode ser do tipo de corte passa-alto ou monocromático interferencial. O detetor deverá ser posicionado logo atrás do filtro.
11. Devemos inicialmente escolher a escala mais sensível do detetor e ligá-lo a um osciloscópio. Com a finalidade de facilitar a visualização dos sinais, devemos colocar um modulador mecânico de feixe (chopper) preferencialmente antes da lente L_1 , ajustado a uma frequência de áudio (20 Hz a 2 KHz).
12. O sinal que se observa deve ser a luminescência da linha laser. Ajustando alternadamente o espelho E e a lente L_2 de forma a maximizar o sinal, a ação laser deve ser atingida.

IV.4. Deteção

Para podermos detectar o feixe laser na região de $1,0\mu\text{m}$, livre do sinal do bombeador, podemos usar um filtro. Ele pode ser um filtro de corte do tipo passa-alto como o da Figura IV.4 ou monocromático interferencial como o da Figura IV.5.

Os detetores usados foram de silício e de germânio. O uso de um modulador mecânico, como já foi mencionado, nos auxilia a fazer medidas, uma vez que o nível de tensão mínima que aparece na tela do osciloscópio sempre é a nossa referência. O ciclo útil das pás do modulador utilizado é de 50%, o que ajuda inclusive a minimizar problemas térmicos causados pela intensidade excessiva do bombeamento. Na Figura IV.6 observamos a ação laser registrada pelo detetor de germânio, que é mais rápido que o de silício. Observamos claramente a oscilação amortecida da intensidade emitida.

As medidas quantitativas da potência emitida foram inicialmente feitas com uma termopilha da Korad modelo Hadron 102 c/101 emprestado da UNICAMP. Como esse detetor é feito para se medir pulsos laser, precisamos usar um graficador acoplado à

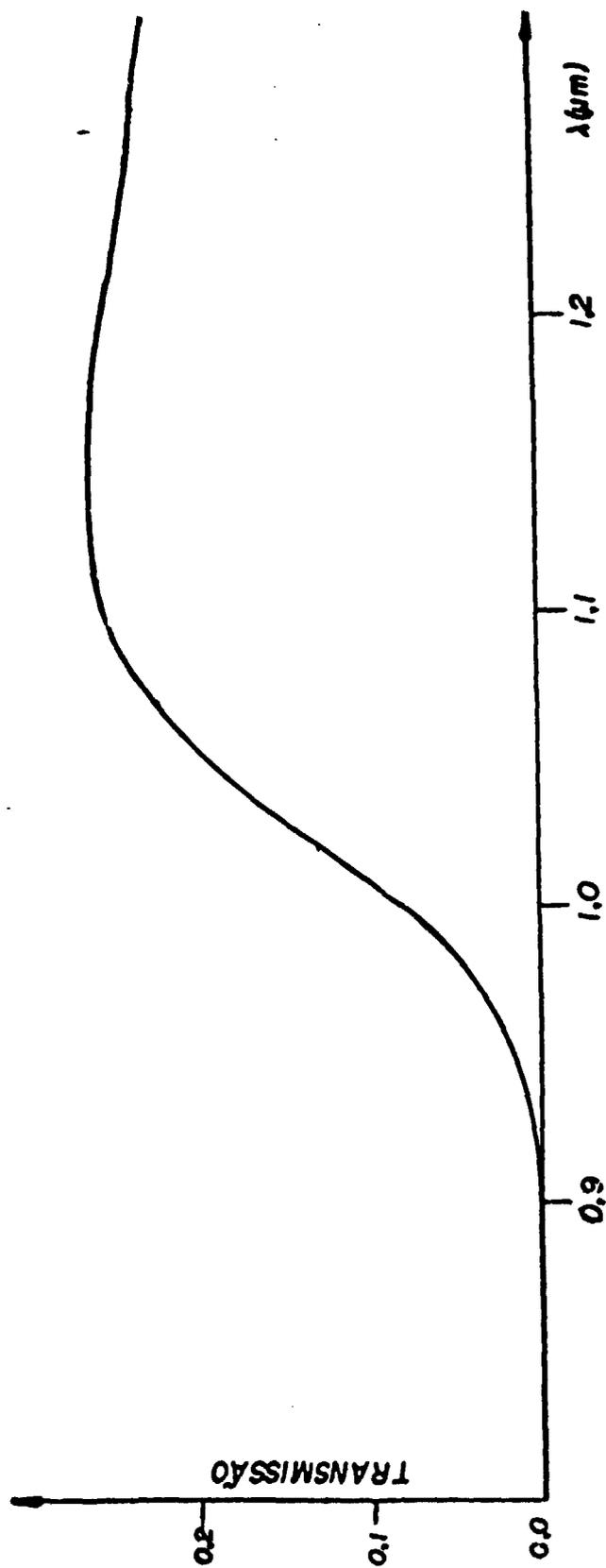


FIGURA IV.4. Transmissividade de um filtro de corte de silício (neblação -55%).

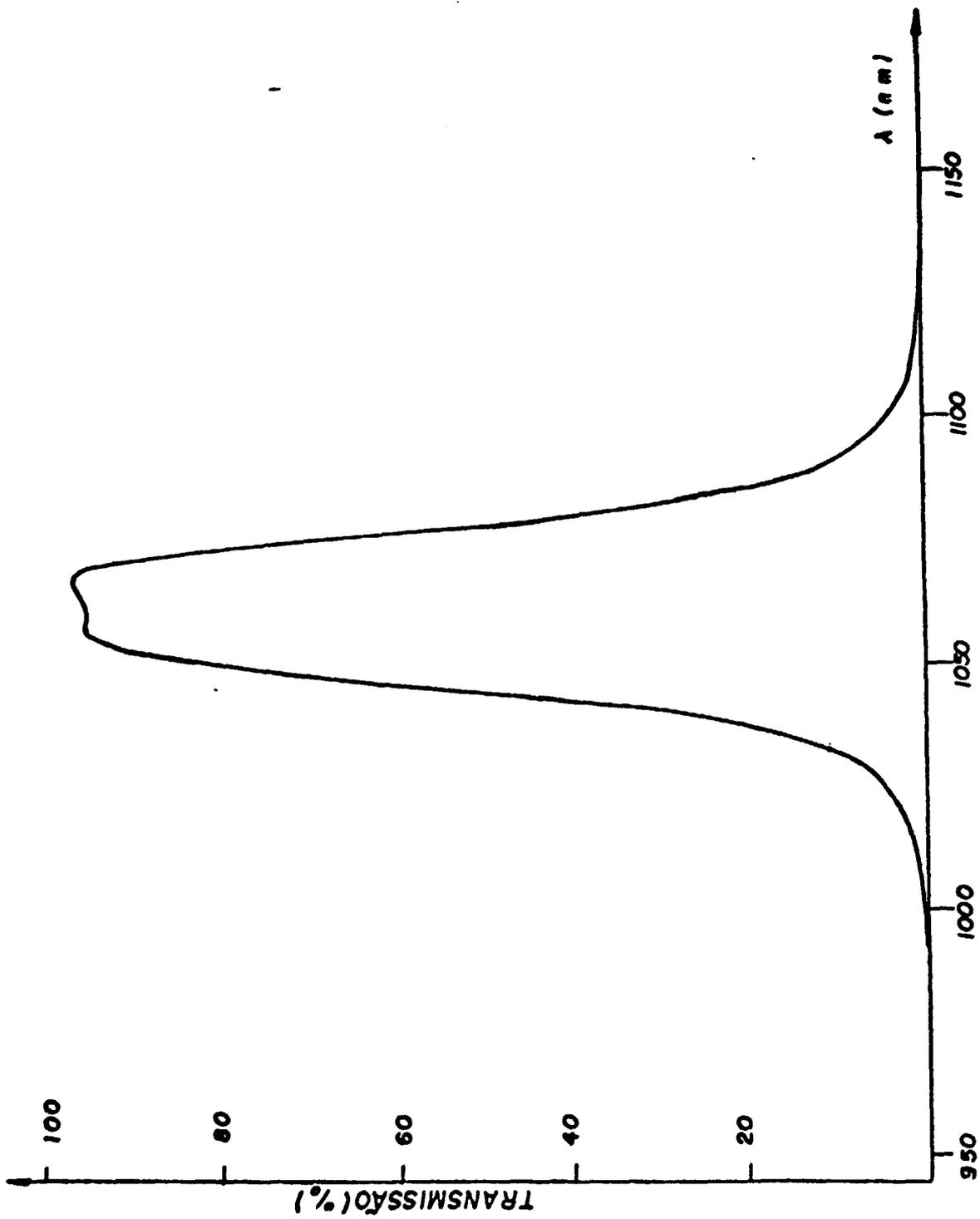


FIGURA IV.5. Transmissividade de um filtro interferencial monochromático.

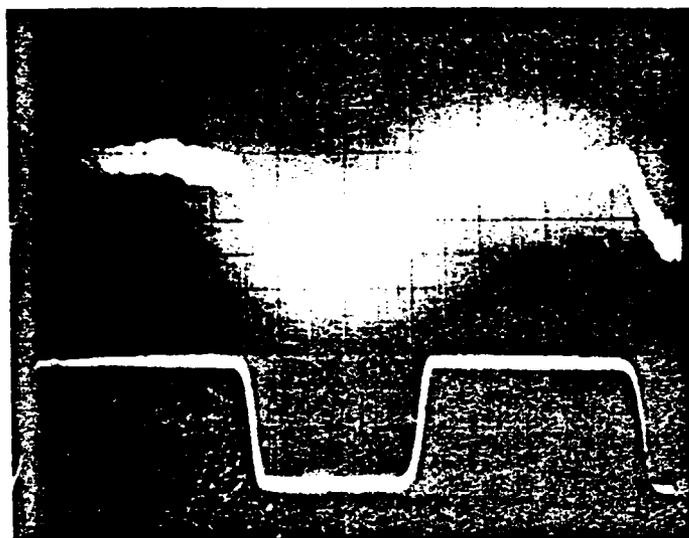


FIGURA IV.6a. O traço superior é a fluorescência do cristal em torno de $1,05 \mu\text{m}$, antes do sistema atingir o limiar. O traço inferior é o sinal do bombeador com atenuação relativa de algumas ordens de grandeza. Escala horizontal 2 ms.

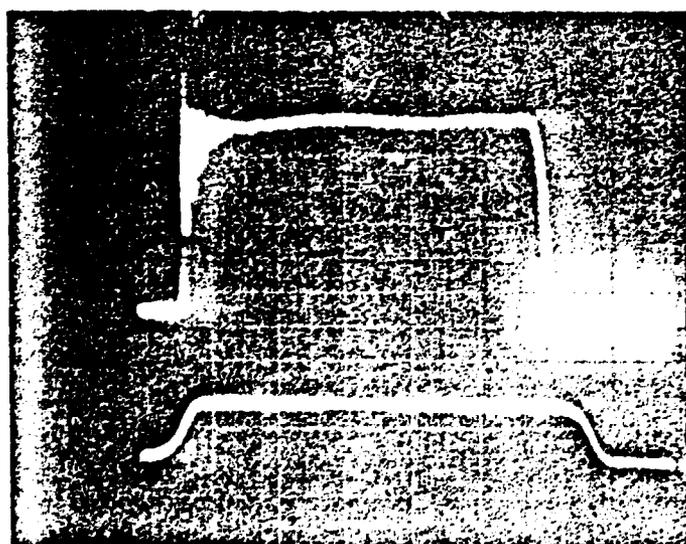


FIGURA IV.6b. O traço superior mostra a oscilação amortecida da intensidade do feixe laser de saída, enquanto o inferior é o sinal bombeador. Escala horizontal 1 ms.

sua saída, de tal forma que a derivada da curva da energia pelo tempo no ponto onde se inicia a medida é a potencia do laser. Por problemas eletrônicos nas escalas mais baixas do detector, o nível de ruído era alto, o que acabou aumentando a imprecisão da medida. Além disso verificamos ser preciso corrigir a sua calibração com base em medidas feitas em um laser / pulsado de Nd:YLF construído no IPEN, que indicaram ~70 mJ por pulso. Utilizando um fotodetector da Scientech, do Instituto de Física e Química da Universidade de São Paulo de São Carlos, medimos ~ 25 mJ por pulso, o que nos leva a um fator de correção estimado em - 0,36.

As medidas de potência do laser de Nd:YLF deste trabalho, feitas com a termopilha, usamos intercaladamente um medidor de potencia da Spectra-Physics modelo 404, cujas escalas só mantêm a calibração até 0,9 μm . Segundo um diagrama fornecido pelo fabricante, a eficiência na resposta para o comprimento de onda de 1,05 μm deve estar entre 20% e 60%, dependendo do detector específico que se usa. Com os dados dessa série de medidas estimamos a eficiência do medidor da Spectra-Physics como sendo ~32% para a região de 1,05 μm , o que está em bom acordo com o diagrama do fabricante. A Tabela IV.3 mostra os dados que nos levaram a essa estimativa.

TABELA IV.3. CALIBRAÇÃO DO DETETOR 404 DA SPECTRA-PHYSICS. A TENSÃO FOI OBTIDA COM UMA RESISTÊNCIA DE 100 Ω NO CABO TERMINAL. A SENSIBILIDADE DO DETETOR NESSAS CONDIÇÕES É DE 10 mV/mW ATÉ 0,9 μm , SEGUNDO O FABRICANTE, A PARTIR DE ONDE CAI ATÉ ~ 3,2 mV/mW PARA 1,05 μm , SEGUNDO OS NOSSOS DADOS.

POTÊNCIA MEDIDA NA TERMOPILHA (mW)	POTÊNCIA CORRIGIDA (mW)	TENSÃO DE SAÍDA PARA O MEDIDOR. DA SPECTRA-PHYSICS (mV)
8,8	3,2	10,4
1,3	2,6	8,4
4,6	1,7	4,9

IV.5. Caracterização

Observamos visualmente a radiação laser emitida pelo sistema por meio de um plástico conversor de infravermelho para visível. O feixe mostrou-se bem colimado e não astigmático, sendo que o seu diâmetro foi estimado em - 1 mm. Utilizando um prisma polarizador de Nicol verificamos que o feixe é horizontalmente polarizado, como era previsto.

Obtivemos valores de limiar da ação laser observando os sinais do detetor de germânio na tela do osciloscópio. A potência na qual começam a surgir (ou acabam de se extinguir) os pequenos sinais laser é a potência limiar de operação. A Tabela IV.4 mostra esses valores para o cristal da Bell medidos em condições otimizadas. Levantamos gráficos da potência de saída em função da potência de entrada (Figura IV.7), a partir de onde calculamos as eficiências diferenciais e os limiares extrapolados, pelo método dos mínimos quadrados. (Tabela IV.5).

Esses dados experimentais não se ajustam exatamente ao previsto pelos seguintes motivos:

1. Ao variarmos a potência emitida pelo laser de argônio, nós alteramos ligeiramente a sua direção de propagação e o seu diâmetro;
2. Ao trocarmos o espelho de saída é difícil mantermos o ponto de oscilação laser do cristal;

TABELA IV.4. LIMIAR DA AÇÃO LASER PARA O CRISTAL DA BELL COM DIFERENTES TRANSMISSÕES DE SAÍDA.

T (%)	1,1	3,5	13,4
P_{ℓ} (W)	0,51	0,42	1,32

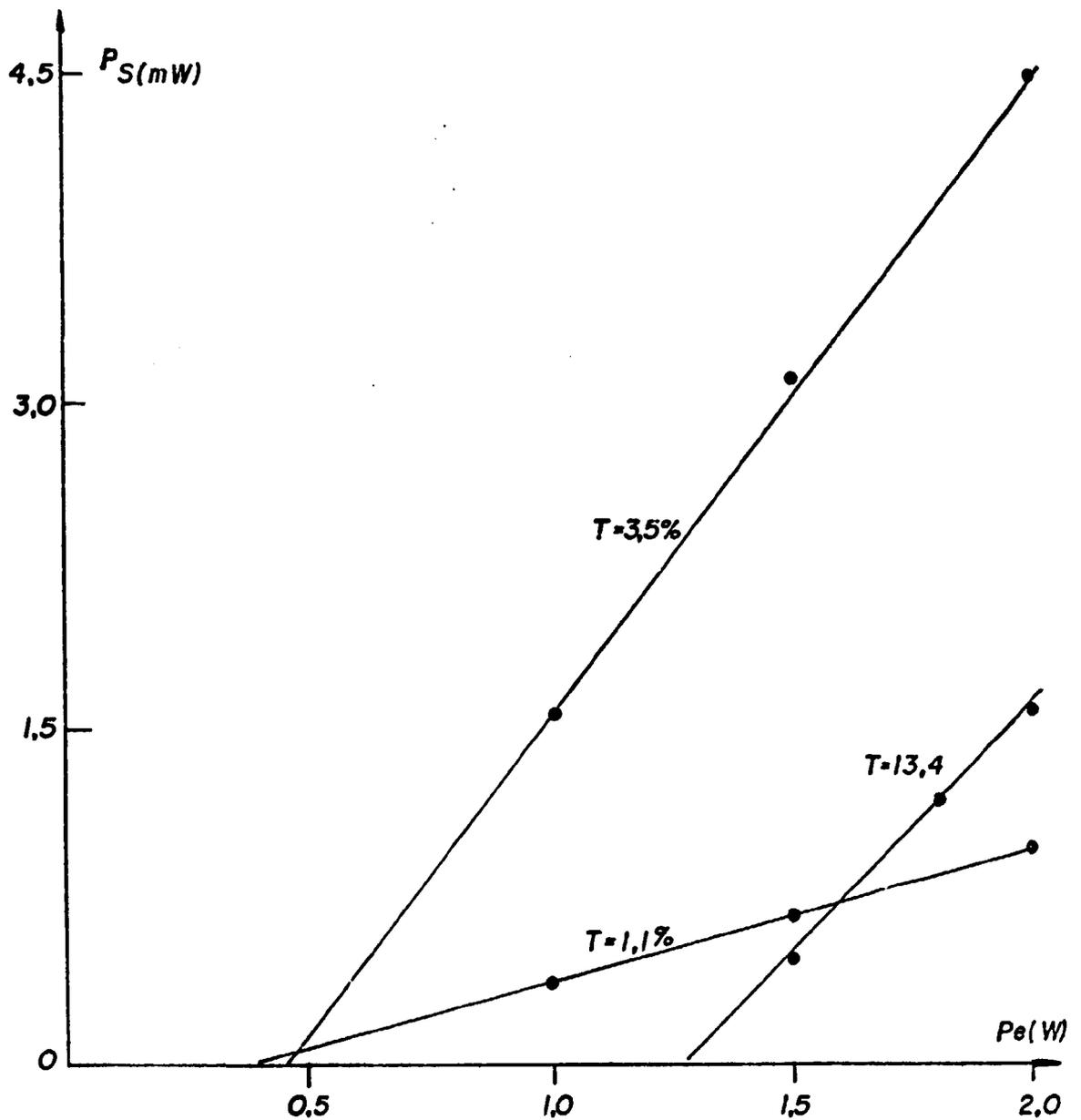


FIGURA IV.7. Potência de saída do laser em função da potência bombeadora de entrada, para três espelhos de saída diferentes.

TABELA IV.5. EFICIÊNCIA DIFERENCIAL E LIMIAR EXTRAPOLADO, PARA O CRISTAL DA BELL.

T (%)	1,1	3,5	13,4
σ_d (%)	0,063	0,30	0,23
P_ℓ (W)	0,41	0,49	1,28

3. As medidas de refletividade dos espelhos e principalmente de potência de saída estão sujeitas a fatores de correção.

Quaisquer correções às duas primeiras fontes de erros nunca reproduzem exatamente as condições anteriores, pois introduzem pequenas variações em mais de um parâmetro. Mesmo assim observamos bom acordo entre a Tabela IV.2 e a Figura IV.7.

A partir dos limiares extrapolados e das refletividades dos espelhos de saída, foi feito um ajuste da reta $P_2 \times \ln R$ (Eq. I.50) por mínimos quadrados, que nos levam a um valor de perdas inúteis $p = 4,4\%$ e um valor da constante $K = 0,074 W^{-1}$, onde o ajuste é bom (coeficiente de regressão linear $r^2 = 0,99$). Esses valores levados à equação (I.48) resultam em ganhos de limiar (g_0) de $0,15 cm^{-1}$, $0,18 cm^{-1}$ e $0,47 cm^{-1}$ para os três espelhos respectivamente. Considerando a equação (I.49), calculando a intensidade de saturação dada pela equação (I.43) a partir dos dados da Tabela II.5, onde podemos desprezar W_b que é pelos menos uma ordem de grandeza menor que t_f^{-1} e admitindo uma área de $n\pi (17 \mu m)^2 \approx 1,3 \cdot 10^{-3} mm^2$, concluímos que $\eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \eta_3 \cdot \eta_4 = 0,30 \%$.

Por outro lado se usarmos os valores das eficiências diferenciais da Tabela IV.5, junto com a perda inútil calculada e as refletividades dos espelhos nas equações (I.54) e (I.55), obteremos três valores do produto $\eta_1 \eta_2 \eta_3 \eta_4$: $0,67\%$, $0,30\%$ e $0,31\%$ respectivamente.

Um terceiro método de se determinar essa eficiência usa os mesmos dados acima, à exceção da perda inútil, porém ajustados por mínimos quadrados a uma reta, de onde concluímos que $p = 1,7\%$ e $\eta_1 \eta_2 \eta_3 \eta_4 = 0,26\%$ onde o ajuste tem $r^2 = 0,92$. A constante K correspondente a essa eficiência é $K = 0,083 W^{-1}$ que levada à equação (I.48) resulta em ganhos de limiar de $0,17 cm^{-1}$, $0,20 cm^{-1}$ e $0,53 cm^{-1}$ para os espelhos respectivamente.

É importante salientar que as características se aproximam do que foi previsto, como por exemplo as perdas internas dadas pela equação (I.33), cujo primeiro termo é da ordem de $1,4 \%$ de acordo com o valor de α da Tabela II.5 e cujo segundo termo deve ser no mínimo $1,5 \%$ devido à perda de $0,5 \%$ nos espelhos totalmente refletivos resultando em $\sim 3\%$, valor comparável aos $4,4\%$ obtidos pelo ajuste da reta $P_2 \times \ln R$. Já o fato

de que todas as eficiências estimadas são inferiores à prevista $\eta_1 \eta_2 \eta_3 \eta_4 = 0,77\%$ mostra que realmente os volumes bombeado e oscilante não são totalmente coincidentes e/ou algum mecanismo de perda adicional no bombeamento precisaria ser considerado. De qualquer forma a incerteza na calibração do detetor não nos permite chegar a uma conclusão segura a esse respeito.

Verificamos que uma dependência acentuada do limiar e da eficiência em relação à orientação angular da amostra. Ao rodarmos o cristal por alguns graus em torno da normal ao plano da lâmina, tiramos o eixo c da posição correta e o limiar e leva-se tanto que por vêzes não atingimos a ação laser. Por outro lado, continuando a rodar o cristal por ângulos maiores, obtivemos em algumas posições a ação laser, porém mais fraca. Isso é explicado pelo fato de que nessa situação o feixe de bombeamento é dividido em dois: ordinário e extraordinário. O primeiro deles mantém o alinhamento inicial e dependendo da intensidade da emissão naquela direção e com a polarização correta, a ação laser pode ou não ser atingida.

O outro cristal que utilizamos, o primeiro dopado com neodímio crescido no nosso laboratório, comportou-se de modo diferente em relação ao da Bell. Ele mostrou-se quase tão dependente do ponto de bombeamento quanto da posição angular, pois atingiu a ação laser sob qualquer ângulo mas em certos pontos a intensidade era muito maior que em outros. Como utilizamos a primeira amostra sintetizada no IPEN, que não foi criada com orientação e nem se esperava que fosse monocristalina ou completamente livre de outros defeitos, essas irregularidades observadas no seu funcionamento devem ter origem em inhomogeneidades variadas. Por outro lado, a sua concentração de dopante é mais adequada à operação contínua do que a do cristal da Bell, o que explica o fato dele atingir a ação laser mais fácil sob ângulos quaisquer. Isso nos impediu de levantar gráficos como os anteriores, uma vez que o ponto de bombeamento é mais difícil de ser mantido ao longo da série de medidas do que o ângulo de rotação, que é fixo. Mesmo assim registramos potências de saída estimadas em até ~ 12 mW para 2 W de bombeamento e 3,5% de transmissão de saída e medimos limiares tão baixos quanto ~ 250 mW com o mesmo espelho de saída.

Registramos os espectros dos feixes laser em um espectrômetro Spex de um metro. No caso das amostras estarem corretamente orientadas constatamos que a emissão laser localizou-se

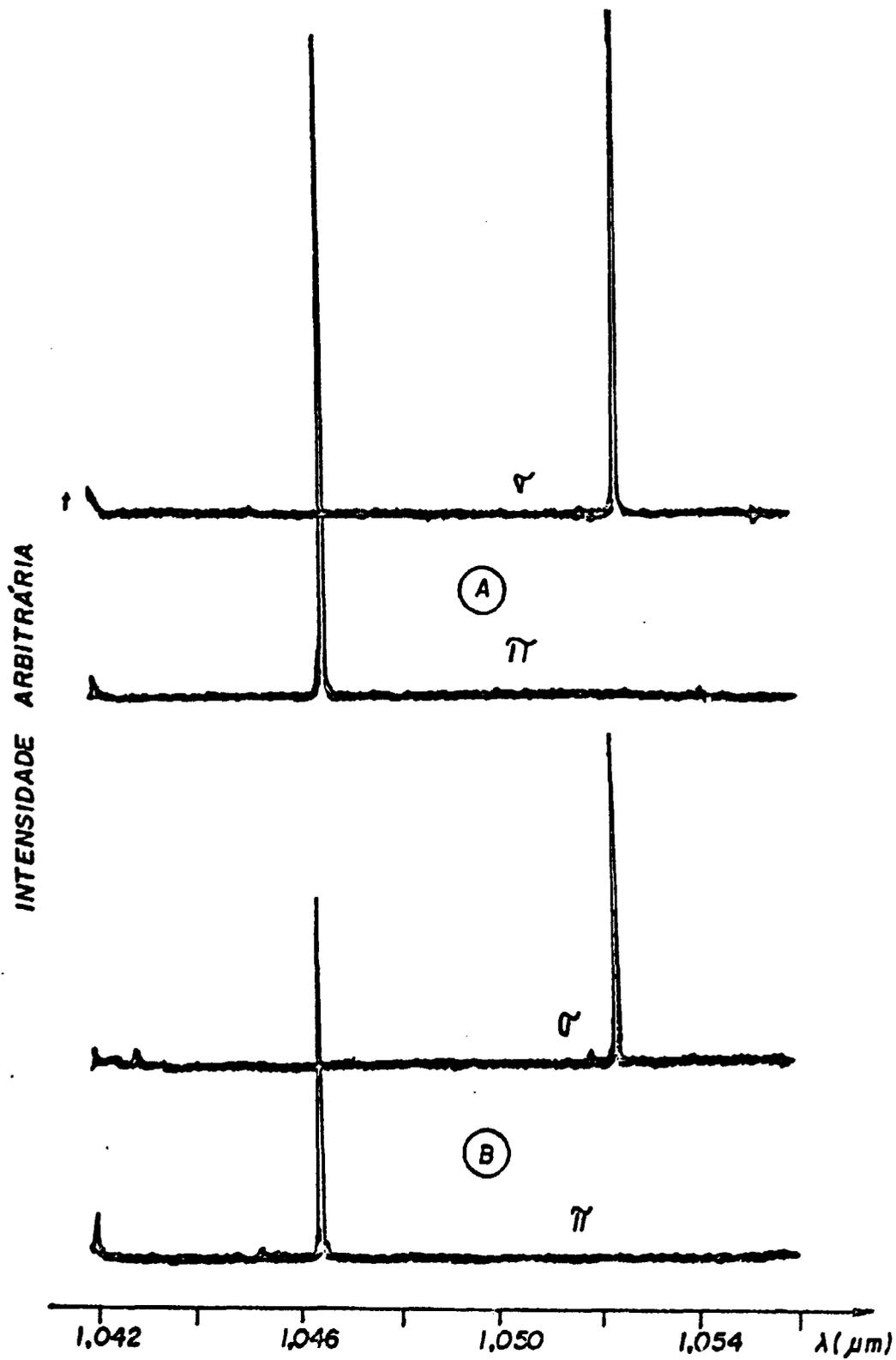


FIGURA IV.8. (A)- Linhas laser de emissão para o cristal da Bell (B)- Linhas laser de emissão para o cristal do IPEN.

próximo a $1,053 \mu\text{m}$, como era previsto. Nos pontos em que as amostras atingiram a ação laser mesmo sem estar com a orientação correta, constatamos que a emissão é de polarização σ / ($1,053 \mu\text{m}$) ou π ($1,047 \mu\text{m}$), dependendo do ângulo de rotação do cristal. As Figuras IV.8 e IV.9 mostram esses espectros para ambas as amostras (BELL e IPEN).

Ao longo da série de medidas o cristal do IPEN apresentou, sob certas condições, um espectro que é visto na Figura IV.10. A separação das linhas deve corresponder a um efeito de filtragem do tipo Fabry-Perot introduzido pelas faces do cristal, uma vez que a sua espessura efetiva equivale a uma faixa espectral livre (free spectral range) igual à separação das linhas de emissão.

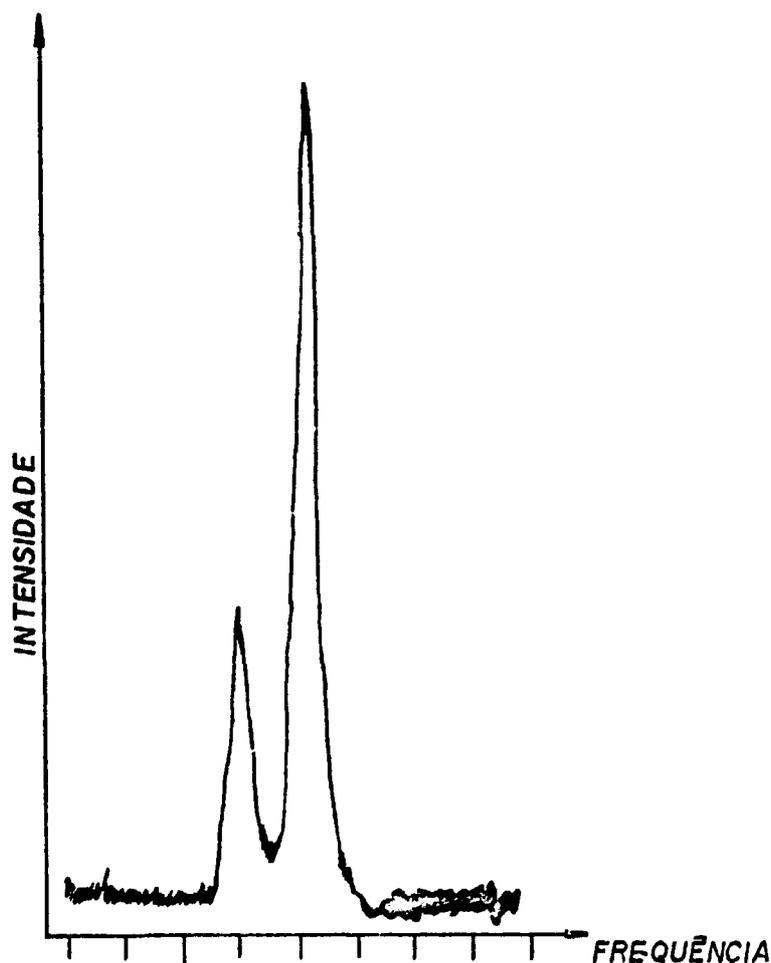


FIGURA IV.10. Espectro de emissão de polarização σ ($1,053 \mu\text{m}$). Na escala horizontal cada divisão equivale a 50GHz. A separação das linhas corresponde a uma espessura de $\sim 2 \text{mm}$ do cristal.

Assim descrevemos nesse Capítulo as técnicas de laboratório relacionadas à operação do laser e à sua caracterização. No próximo e último Capítulo são apresentadas as conclusões e algumas sugestões para futuros trabalhos.

V. CONCLUSÕES

Desse trabalho podemos concluir:

1. Já existe uma capacitação técnico-científica a nível nacional para a construção completa de lasers de estado sólido.
2. O primeiro cristal de Nd:YLF crescido no IPEN corresponde plenamente às expectativas quanto à sua operação laser.
3. A cavidade com compensação astigmática, usada pela primeira vez com cristais de neodímio, mostrou-se útil, versátil e de fácil operação.
4. As previsões teóricas relativas aos parâmetros de operação no laser dão bons resultados, compatíveis à caracterização efetuada.

Como sugestões para aprofundamento do presente trabalho podemos enumerar:

1. Montagem de cabeça goniométrica com ajuste fino angular e translacional para servir de suporte ao cristal, de forma a que se caracterize o material quantitativamente em função do ângulo entre o bombeamento e o eixo c;
2. Estudo do bombeamento com um laser diferente, por exemplo um corante;
3. Estudo da ação laser a baixas temperaturas;
4. Preparação de novos espelhos para obtenção e estudo da radiação laser a $0,9 \mu\text{m}$ e a $1,3 \mu\text{m}$ correspondentes às transições ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ e ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ respectivamente;
5. Estudo do período da oscilação amortecida da intensidade de saída e da sua constante de amortecimento;
6. Montagem de uma nova estrutura com espelhos de maior distância focal e amostra mais espessa, de forma a aumentar a eficiência na absorção;
7. Inserção de elementos chaveadores na cavidade, para

a operação com pulsos gigantes ou com trancamento de modos.

Além disso, a técnica e a montagem empregadas para esse cristal também podem ser utilizadas para outros cristais com dopagem de neodímio, com dopagem de outras terras-raras ou metais de transição e até com dopagem múltipla. Nesse último caso podem ser feitos estudos de transferência de energia entre os dopantes do YLF alfabético, por exemplo, que poderá ser crescido no IPEN.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALBRECHT, G.F. Temporal shape analysis of Nd:YLiF active modelocked Q-switched oscillator. Opt. Commun., 41(4):287-91, 1982.
- BARNES, N.P. & GETTEMY, D.P. Temperature variation of the refractive indices of strontium lithium fluoride. J. Opt. Soc. Am., 70(10): 1244-7 1980.
- BROWN, D.C. High-peak-power Nd: glass laser systems. Berlin, Springer-Verlag, 1981. (Springer series in optical sciences, 25).
- CASSANHO, A. Comunicação Pessoal, 1984.
- CASTLEBERRY, D.E. & LINZ, A. Measurement of the refractive indices of LiYF₄. Appl. Opt., 14(9):2056, 1975.
- CULLITY, B.D. Elements of x-ray diffraction. London, Addison-Wesley, 1967.
- DAVIES, J.I. & CLEMENTS, W. Lawrence Livermore Laboratories : Laser program annual report. Livermore, Ca., Lawrence Livermore Lab., 1974. (UCRL-5-21-74).
- FOWLER, W.B. & DEXTER, D.L. Relation between absorption and emission probabilities in luminescent centers in ionic solids. Phys. Rev., 128(5):2154-65, 1962.
- FOLWEILER, R.C.; NAIMAN, C.S.; FOLEY, P.; TERRENZIO, L.; LINZ, A.; GABBE, D.R.; BELRUSS, V.; JENSSEN, H.P.; WEBER, M. J. ; WEISS, J. Fluoride material for high peak power lasers. Chicago, Il., USAEC Chicago Operations Off. 1977. (COO-2921-1).
- GAMA, A.A.S. da; SA, G.F. de; PORCHER, P.; CARO, P. Energy levels of Nd³⁺ in LiYF₄. J. Chem. Phys., 75(6):2583-7, 1981.

- HANNA, D.C. Astigmatic gaussian beams produced by axially asymmetric laser cavities. IEEE J. Quantum Electron., 5(10): 483-8, 1969.
- HARMER, A.L.; LINZ, A.; GABBE, D.R. Fluorescence of Nd^{3+} in lithium yttrium fluoride. J. Phys. Chem. Solids., 30:1483-91, 1969.
- JENKINS, F.A. & WHITE, H.E. Fundamentals of optics. 3ed. New York, Mc Graw-Hill, 1957.
- JOHNSON, L.F. & NASSAU, K. Infrared fluorescence and stimulated emission of Nd^{3+} in CaWO_4 . Proc. IRE, 49(11):1704-6, 1961.
- JUDD, B.R. Optical absorption intensities of rare-earth ions. Phys. Rev., 127(3):750-61, 1962.
- KAMINSKII, A.A. Laser crystals, their physics and properties. Berlin, Springer-Verlag, 1981. (Springer series in optical sciences, 14).
- KAMINSKII, A.A. & LI, L. Analysis of spectral line intensities of TR^{3+} ions in disordered crystal systems. Phys. Status Solidi A, 26(1):K21-6 1974.
- KAMINSKII, A.A. & LI, L. Analysis of spectral line intensities of TR^{3+} ions in crystal systems. Phys. Status Solidi A, 26(2):593-8, 1974.
- KAMINSKII, A.A.; SARKISOV, S.E.; MOCHALOV, I.V.; AMINOV, L. K. IVANOV, A.O. Anisotropy of spectroscopic characteristics in the biaxial YAlO_3 - Nd^{3+} laser crystal. Phys. Status Solidi A, 51(2):509-20, 1978.
- KOECHNER, W. Solid-state laser engineering. New York, Springer-Verlag, 1976. (Springer series in Optical Sciences, 1).
- KOGELNIK, H.W.; IPPEN, E.P.; DIENES, A.; SHANK, C.V. Astigmatically compensated cavities for CW dye lasers. IEEE J. Quant. Electron., 8(3):373-9, 1972.

- KOGELNIK, H. & LI, T. Laser beams and resonators. Proc. IEEE, 54(10):1312-29, 1966.
- KRUPKE, W.F. New rare earth quantum electronics devices: a calculational approach, proceed. IEEE region 69 Conf, April 24-26 1974, Albuquerque, New Mexico, p. 17, 31 apud KAMINSKII, A.A. Laser crystals: their physics and properties. Berlin, Springer-Verlag, 1981. p.160.
- KRUPKE, W.F. Optical absorption and fluorescence intensities in several rare-earth-doped Y_2O_3 and LaF_3 single crystals. Phys. Rev., 145(1):325-37, 1966.
- KRUPKE, W.F. Radiative transition probabilities within the $4f^3$ ground configuration of Nd: YAG. IEEE J. Quantum Electron., 7(4):153-9, 1971.
- KRUPKE, W.F. & GEORGE, E.V. Advanced lasers for fusion applications. Opt. Eng., 17(3):238-46, 1978.
- LE GOFF, D.; BETTINGER, A.; LABADENS, A. Etude d'un oscillateur a blocage de modes utilisant un cristal de $LiYF_4$ dope au neodyme. Opt. Commun., 26(1):108-12, 1978.
- LOMHEIM, T.S. & DE SHAZER, L.G. New procedures of determining neodymium fluorescence branching ratios as applied to 25 crystal and glass hosts. Opt. Commun., 24(1):89-94, 1978.
- LOTH, C. & BRUNEAU, D. Single-frequency active-passive modelocked Nd: YLF oscillator at 1.053 μm . Appl. Opt., 21(12):2091-2, 1982.
- MCCARTHY, J.C. YLF outperforms YAG in series of tests. Laser Focus, 18(7):14, 1982.
- MCCARTHY, J.L.; KNIGHTS, M.G.; CHICKLIS, E.P. Laser performance of Nd: YLF. SPIE, Adv. Laser Technol. Appl., 335:2-4, 1982.
- MACEDO, T.C.A. Estudos opticos dos centros de cor em cristais de $LiYF_4:Nd^{3+}$. São Paulo, 1982. (Dissertação de Mestrado, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares).

- McMAHON, J.M.; BURNS, R.P.; DE RIEUX, T.H.; HUNSICKER, R.A. ;
LEHMBERG, R.H. The upgraded Pharos II laser system. IEEE
J. Quantum Electron., 17(9):1629-38, 1981.
- MAIMAN, T.H. Stimulated optical radiation in ruby masers.
Nature, 187(4736):493-4, 1960.
- MARTIN, W.E. & MILAN, D. Gain saturation in Nd:doped laser
materials. IEEE J. Quant. Electron., 18(7):1155-63, 1983.
- MASSEY, G.A. Criterion for selection of CW laser host materials
to increase available power in the fundamental mode. Appl.
Phys. Lett., 17(5):213-5, 1970.
- MILLER, S.A.; RAST, H.E.; CASPERS, H.H. Lattice vibration of
LiYF₄. J. Chem. Phys., 52(8):4172-5, 1970.
- MOLLENAUER, L.F. & BLOOM, D.M. Color-center laser generates
picosecond pulses and several watts CW over the 1.24-1.45 μ m
range. Opt. Lett., 4(8):247-9, 1979.
- MOROZOV, A.M.; TOLSTOI, M.N.; FEOFILOV, P.P. Luminescence of
neodymium in crystals of the scheelite type. Opt. Spectrosc.
SSSR, 22(2):139-42, 1967.
- MORRIS, R. Light. Indianapolis, Bobbs-Merrill, 1979. p.111-
25.
- MURRAY, J.E. Pulsed gain and thermal lensing of Nd:LiYF₄. IEEE
J. Quant. Electron., 19(4):488-91, 1983.
- NASSAU, K. Crystallographic angles of calcium tungstate (te-
tragonal, c/a = 2.169). Trans. Metal. Soc. AIME, 218:959-60,
1960.
- OFELT, G.S. Intensities of crystal spectra of rare-earth ions.
J. Chem. Phys., 37(3):511-20, 1962.
- PEACOCK, R.D. The intensities of lanthanide f \leftrightarrow f transitions.
Struct. Bonding, 22:83-122, 1975.
-

- POLLAK, T.M.; WING, W.F.; GRASSO, R.J.; CHICKLIS, E.P.; JENSEN, H.P. Cw laser operation of Nd:YLF. IEEE J. Quant. Electron., 18(2):159-62, 1982.
- REISFELD, R. Future technological applications of rare-earth-doped materials. J. Less-Common. Met., 93(2):243-51, 1983.
- REISFELD, R. & JORGENSEN, C.K. Lasers and excited states of rare earths. Berlin, Springer-Verlag, 1977. (Inorganic chemistry concepts, 1).
- SHARP, E.J.; HOKOWITZ, D.J.; MILLER, J.E. High-efficiency Nd³⁺:LiYF₄ laser. J. Appl. Phys., 44(12):5399-401, 1973.
- SNITZER, E. Optical maser action of Nd³⁺ in a barium crown glass. Phys. Rev. Lett., 7(12):444-6, 1961.
- SOROKIN, P.P. & STEVENSON, M.J. Solid state optical maser using divalent samarium in calcium fluoride. IBM J. Res. Dev., 5(1):56-8, 1961.
- SOROKIN, P.P. & STEVENSON, M.J. Stimulated infrared emission from trivalent uranium. Phys. Rev. Lett., 5(12):557-9, 1960.
- SVELTO, O. Principles of lasers. 2ed. New York, Plenum, 1982.
- VEDEL, J. Vers d'autres niveaux de puissance, la fusion thermonucleaire. Rev. Gen. Electr., (2):89-95, 1983.
- VOLLMAR, W. Nd:YLF setup gives five wavelenghts. Laser Focus, 19(9):32, 1983.
- WAHLSTRON, E.E. Optical cristalografica. São Paulo, Ao Livro Técnico, 1976.
- WEBER, M.J.; VARITIMOS, T.E.; MISTANGER, B.H. Optical intensities of rare earth ions in yttrium orthoaluminate. Phys. Rev. B, 8(1):47-53, 1973.
-

WOOD, E.A. Crystal orientation manual. New York, Columbia University, 1963.

YARIV, A. Introduction to optical electronics. 2ed New York, Holt, 1976.

E R R A T A

P.1	29§ 4ª L.	Raman	em vez de	raman
P.3	4ª L.	como elo	em vez de	com elo
P.3	11ª L.	fizemos	em vez de	fizemos
P.7	EQ.I. 14	$-\frac{x^2+y^2}{W^2(z)}$	em vez de	$-\frac{x^2+y^2}{W(z)}$
P.9	EQ.I. 17	$N_2 \left(\frac{1}{t_{21}} + \frac{1}{t_{20}} \right)$	em vez de	$\frac{N_2}{t_{21} - t_{20}}$
P.15	EQ.I. 50	$-\ln R$	em vez de	$-\ell_n R_1$
P.15	EQ.I. 54	R	em vez de	R ₁
P.17	39§ 5ª L.	lantânídio	em vez de	lantânídeo
P.17	59§ 1ª L.	lantânídio	em vez de	lantânídeo
P.18	6ª L.	inmogêneas	em vez de	inhomogêneas
P.19	49§ 4ª L.	5d	em vez de	5 ^d
P.21	2ª L.	lantânídio	em vez de	lantânídeo
P.22	Dos três níveis ligados à ^h S apenas o do meio é correto, pois o superior é ^h F e o inferior é ² H. Além disso temos 10 ³ cm ⁻¹			em vez de 10 ³ cm
P.24	39§ 3ª L.	(II.1)	em vez de	(II.8)
P.25	Final das abscissas 10 e 20		em vez de	1,0 e 2,0
P.31	4ª L.	1 J/cm ³	em vez de	1% J/cm ³
P.31	última linha MOHS		em vez de	MOH
P.32	as duas escalas das abscissas devem ser deslocadas 3,5mm para a direita. Figura II.7a $\vec{E} \perp C$			em vez de $\vec{E} C$
P.61	legenda	BELL	em vez de	IPEN
P.64	39§ 16ª L.	trás	em vez de	tráz
P.72	19§ 7ª L.	trás	em vez de	tráz
P.81	Figura	13,4%	em vez de	13,4
P.83	19§ 1ª L.	uma	em vez de	que uma
P.83	29§ 10ª L.	inogeneidades	em vez de	inhomogeneidades
P.84	nº da Fig.	IV.9	em vez de	IV.8b
P.92	3ª ref.	1982	em vez de	1983

Nas páginas 54, 55, 56, 60, 75, 79, 80 e 83 o verbo detectar ou palavras de mesma raiz foram erroneamente escritas sem o c mudo.