UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS

"CONSTRUÇÃO DE UM LASER DE CENTRO
DE COR SINTONIZÁVEL NO INFRA-
VERMELHO PRÓXIMO"

Ricardo Arlen Buriti da Costa

Dissertação apresentada ao Instituto
de Física e Química de São Carlos,
para a obtenção do título de Mestre
em Física Aplicada

Orientador: Prof. Dr. Máximo Siu Li

OK

Departamento de Física e Ciências dos Materiais
São Carlos - 1987

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - 887
FÍSICA

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE

Ricardo Arlen Buriti da Costa

APRESENTADA

AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSI

DADE DE SÃO PAULO, EM 21 DE julho DE 1987.

COMISSÃO JULGADORA:

Dr. Máximo Siu Li

Orientador

Dr. Robert Lee Zimmerman

Dr. Artêmio Scalabrin

A Minha Família

e a Elizabeth

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Máximo Siu Li pela sua orientação neste trabalho.

Aos amigos Elizabeth, Lula, Lena e Márcio pelos conselhos e incentivos neste período.

A todos os técnicos das oficinas de ótica e mecânica deste departamento responsáveis pela confecção de todas as peças usadas neste trabalho.

Ao "Seu" Domingos pela ajuda e ensinamentos que me prestou nos mais variados momentos.

Aos colegas da Pós-graduação pelo incentivo e ajuda durante a realização deste trabalho.

Ao Wagner pela sua amizade e pelos seus préstimos profissionais.

Ao Gil, Dayse e Pedrão pela acolhida em São Carlos.

A todos os professores pelas discussões e ensinamentos que recebi e aos funcionários do IFQSC pelos serviços prestados.

Ao grupo de Crescimento de Cristais pelo fornecimento de cristais utilizados nos experimentos.

Aos técnicos do laboratório de Criogenia pelo fornecimento de Nitrogênio líquido.

Ao CNPq, FAPESP e FINEP pelo apoio financeiro.

INDICE

LISTA DE FIGURAS.....	i
RESUMO.....	iv
ABSTRACT.....	v
I-INTRODUÇÃO.....	1
II-CAVIDADE ASTIGMATICAMENTE COMPENSADA.....	5
II-1-Teoria da Cavidade do LCC.....	7
III-CENTROS DE COR.....	15
III-1-Centros de Cor.....	15
III-2-Centros F.....	17
III-3-Centros $F_A(II)(KCl:Li^+)$	20
III-3.1-Absorção dos Centros $F_A(II)(KCl:Li^+)$	20
III-3.2-Emissão dos Centros $F_A(II)(KCl:Li^+)$	22
III-4-Centros $F_B(II)(KCl:Na^+)$	23
IV-PREPARACAO DO MEIO ATIVO.....	28
IV-1-Produção de Centros F.....	28
IV-1.1-Coloração Eletrolítica.....	28
IV-1.2-Coloração por Radiação Ionizante.....	29
IV-1.3-Coloração Aditiva.....	31
IV-2-Sistema de Coloração Aditiva.....	31
IV-2.1-Procedimento para Coloração.....	34
IV-3-Lapidação e Polimento do Cristal.....	35
IV-4-Conversão de Centros F em Centros $F_A(II)$	36
V-DESCRIÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DO LCC.....	38
V-1-Sistema Mecânico.....	38
V-2-Componentes Óticos.....	40
V-3-Caracterização do LCC.....	44
V-3.1-Alinhamento do LCC.....	44

V-3.1-a) Alinhamento sem Prisma Intracavidade....	44
V-3.1-b) Alinhamento com Prisma Intracavidade....	46
V-4-Comportamento do Sinal de Fluorescência de LCC	
em relação a Potência de Bombeamento.....	47
V-5-Eficiência do LCC.....	50
V-5.1-Técnica Experimental para determinar	
Eficiência do LCC.....	50
V-6-Curva de Sintonia.....	53
V-6.1-Estimativa Teórica da Resolução	
do LCC	56
V-7-Intervalo de Estabilidade.....	60
V-8-Comportamento do Feixe do LCC.....	62
V-8.1-Técnica Experimental.....	63
V-8.2-Resultados Experimentais.....	63
V-8.3-Análise do Feixe do LCC.....	68
V-8.4-Conclusões.....	71
V-9-Otimização da Potência de Saída do LCC em	
função da Concentração de Centros $F_A(II)$	
(KCl:Li ⁺).....	72
V-9.1-Técnica Experimental.....	72
V-9.2-Determinação da Concentração de $F_A(II)$	73
V-9.3-Resultados e Conclusões.....	74
V-10-Sinal de Saída do LCC em relação a Orientação	
do Meio Ativo e a Direção do Vetor de	
Polarização do Feixe de Bombeamento.....	77
V-10.1-Técnica experimental.....	77
V-10.2-Discussões e Resultados obtidos.....	77
V-11-Sistema de Detecção do LCC.....	84
VI-CONCLUSÕES.....	86

VII-SUGESTÕES.....	92
APÊNDICE A-TEORIA DA CAVIDADE RESSONANTE.....	94
A-1-Ótica Geométrica.....	95
A-1.1-Matriz Raio.....	95
A-1.2-Estabilidade do Ressonador Ótico.....	98
A-2-Feixe Gaussiano.....	100
A-2.1-Solução Aproximada do Feixe Gaussiano, Modo Fundamental.....	101
A-2.2-Propagação do Feixe Gaussiano.....	102
A-2.3-Transformação de um Feixe Gaussiano por um Lente.....	105
REFERÊNCIAS.....	107

Listas de Figuras

Figura	Página
1-Cavidade ótica do LCC.....	6
2-Cavidade ótica com lente entre os espelhos com parâmetros semelhantes aos da figura 1.....	8
3-Modelos de centros de cor num cristal de halogeto alcalino.....	16
4-Diagrama de configuração para centros F.....	18
5-Configuração do centro $F_A(II)$ na posição relaxada e excitada dentro de um cristal e seus respectivos níveis de energia.....	21
6-Configuração do centro $F_B(II)$ na posição relaxada e excitada dentro de um cristal e seus respectivos níveis de energia.....	24
7-Bandas de emissão e absorção de alguns centros de cor usados para lasers.....	26
8-Formação de centros F. a)coloração eletrolítica; b)coloração por radiação ionizante e c)coloração aditiva....	30
9-Sistema de coloração aditiva.....	33
10-Sistema mecânico do LCC. 1-cabeçote; 2-espelhos; 3-criostato; 4-dedo frio; 5-cristal; 6-janela; 7-foles metálicos; 8-O-rings.....	39
11-Menisco.....	41
12-Laser com prisma intracavidade.....	46
13-Fluorescência do LCC versos potência de bombeamento.....	48
14-Fluorescência do LCC versos potência de bombeamento para diferentes espelhos de saída.....	49

15-Eficiência do LCC.....	51
16-Curva de sintonia do LCC.....	54
17-Arranjo experimental para obtenção da curva de sintonia do LCC.....	55
18-Dispersão de um feixe de luz com comprimentos λ_1 e λ_2	56
19-Dispersão de feixe de luz com espectro contínuo.....	57
20-Intervalo de estabilidade.....	61
21-Variação do raio do feixe a partir do espelho E_3 . Os pontos (.) indicam os valores teóricos e os x os valores determinados experimentalmente.....	65
22-Distribuição da intensidade do feixe do LCC num plano perpendicular ao eixo de propagação a 55mm do espelho de saída E_3	66
23-Distribuição da intensidade do feixe do LCC num plano perpendicular ao eixo de propagação a 705mm do espelho de saída E_3	67
24-Espectro de absorção do $KCl:Li^+$ apresentando as bandas F_{A1} e F_{A2}	75
25-Sinal do LCC em função da concentração de centros $F_A(II)$ dentro de uma matriz de $KCl:Li^+$	76
26-Posições dos centros dentro do cristal.....	78
27-Trajetória do vetor de onda $\vec{k}$ em relação as posições dos centros dentro do cristal.....	80
28-Sinal do LCC em função da direção de $\vec{E}$ para o plano do cristal (100) horizontal (caso 1).....	82
29-Sinal do LCC em função da direção de $\vec{E}$ para o plano do cristal (110) horizontal (caso 2).....	83
30-Resposta do detetor do LCC em função da frequência de modulação da luz incidente.....	85

A-1-Meio dielétrico com espessura d	96
A-2-Combinação lente e espaço livre.....	97
A-3-Ressonador com espelhos (a) e sistema de lentes equivalentes (b).....	99
A-4-Contorno do feixe gaussiano.....	103
A-5-Transformação de um feixe gaussiano por uma lente.....	106

RESUMO

O objetivo deste trabalho foi o desenvolvimento e caracterização de um Laser de Centro de Cor (LCC) Sintonizável no Infra-vermelho Próximo, o qual possui uma cavidade do tipo astigmaticamente compensada, para aplicação em espectroscopia.

O meio ativo foi um cristal de $\text{KCl}:\text{Li}^+$ contendo centros $F_A(\text{II})$ numa concentração ótima, determinada experimentalmente, para o sinal de saída do LCC. O meio ativo foi preparado no próprio laboratório a partir da produção de centros F pelo método de coloração aditiva. A conversão de centros F em $F_A(\text{II})$ foi feita via fotodissociação dos centros F através de bombeamento ótico destes.

O intervalo de sintonia do LCC foi de 2,59 a 2,82 μm e sua eficiência energética de 0,14%. A fonte de bombeamento foi um laser de Argônio de 1W de potência em regime de multilinhas.

ABSTRACT

The present work shows the development of a Near-infrared Tunable Color Center Laser (CCL), which optical cavity was astigmatically compensated, for spectroscopic application.

The active medium was a KCL:Li⁺ crystal with F_A(II). The technique used to produce F centers was additive coloration. The F centers was converted into F_A(II) centers by optically pumping the F band of KCL with Tungsten lamp for approximately 20 minutes at room temperature.

This laser covered the spectral range from 2.59 to 2.82 μ m, the slope efficiency was 0.14% and the beam divergence was 3.5mrad. The pumping source was a Ar⁺ laser multilines.

I-INTRODUÇÃO

Os Lasers de Centro de Cor (LCCs) têm se tornado uma ferramenta muito importante para espectroscopia no infra-vermelho próximo nestes 12 últimos anos. A primeira observação laser utilizando centros de cor em cristais de halogenetos alcalinos foi feita por B. Fritz e E. Menke [1] em 1965, e só após 10 anos o L. Mollenauer e D. Olson [2] construíram um laser de centro de cor utilizando um cristal de $KCl:Li^+$ contendo centros $F_A(II)$, daí até hoje, os LCCs já cobrem uma faixa de emissão de 0,82 a $3,33\mu m$ com os centros $F_A(II)$, $F_B(II)$ e F_2^+ em várias matrizes de halogenetos alcalinos [3], dando continuidade aos lasers de corantes orgânicos líquidos, os quais acima do comprimento de onda de $1,1\mu m$ começam a perder sua estabilidade em soluções à temperatura ambiente.

A cavidade ótica dos LCCs é semelhante as utilizadas pelos corantes orgânicos, sendo que a maioria dos centros de cor precisam operar à temperatura criogênica

O bombeamento dos LCCs pode ser feito através de "flash-lamp", laser de Argônio, laser de Criptônio e laser de Nd:YAG dependendo do centro de cor e da matriz hospedeira do meio ativo. O regime de ondas contínuas ("CW") ou pulsado também é permitido.

O meio ativo deste laser têm uma banda de emissão homogênea com alta força de oscilador e alta eficiência quântica à temperatura criogênica, conduzindo a um grande intervalo de sintonia (400nm para o $F_A(II)(KCl:Li^+)$), baixa potência de limiar; também devido ao ganho homogêneo, uma potência de 75% da potência de saída pode ser conseguida com um único modo.

As aplicações dos LCCs são bastantes amplas. Como fonte espectral eles têm vantagens sobre outros lasers nesta região pois produzem muito mais potência os que lasers de semicondutores e seu feixe tem uma divergência espacial bem menor que esses; já o oscilador paramétrico ótico produz mais potência de pico, mas junto com o laser de semicondutor, não tem condições de apresentar uma largura de linha estreita como dos LCCs em todo intervalo de sintonia.

Os LCCs podem ser usados para excitar o modo de vibração fundamental das moléculas diatômicas OH, HF, e HN e ligações $\equiv C-H$ e $\equiv C-H$ em moléculas poliatômicas tais como CH_2 , CO_2 , HCN, H_2S , NO_2 , etc. A região de emissão dos LCCs é também de grande importância para estudos de detecção de poluição e fibras óticas, assim como para reações químicas induzidas e fotodissociação.

Este trabalho consistiu em construir um laser de centro de cor com a infra-estrutura existente no Departamento de Física e Ciências dos Materiais e a confecção das peças ótico-mecânicas foram feitas nas oficinas deste departamento. A partir do momento que se conseguiu ação laser, começou-se a caracterizar o laser construído, onde foram feitas medidas de eficiência energética, intervalo de sintonia, etc.

Os capítulos que seguem estão divididos da seguinte maneira:

No capítulo II é apresentado um resumo da cavidade ótica do LCC feito pelo Kogelnik et al [4]. Os principais parâmetros, e.g., intervalo de estabilidade, raio do feixe no cristal, localização e raios de curvaturas dos espelhos, ângulo de divergência, etc, são obtidos utilizando conceitos de matriz

raio e comportamento do feixe gaussiano dentro da cavidade ótica, os quais são tratados no apêndice A.

O capítulo III é dedicado aos centros F , F_A e F_B . Neste capítulo é feita uma descrição dos centros: propriedades de absorção e emissão e seus modelos. Uma maior atenção é dada para os centros F_A (II) pois foi com estes que o nosso trabalho foi realizado; em seguida vem os centros F por serem estes a base para formação de outros centros. Quanto aos F_B , apesar de não ter se conseguido ação laser com eles, chegamos a fazer coloração aditiva em cristais de $KCl:Na$ e conversão de centros F para F_B . Os resultados foram satisfatórios, mas faltou equipamento (laser de Ar^+ com maior potência) para conseguir ação laser.

O capítulo IV descreve a maneira de como é preparado o meio ativo desde a coloração aditiva do cristal de $KCl:Li$ ou $KCl:Na$, seu polimento e por último a conversão dos centros F em F_A ou F_B . O capítulo começa dando uma idéia sobre coloração eletrolítica e coloração por radiação ionizante, em seguida vem a coloração aditiva, onde é descrito todo o sistema de coloração e procedimento para colorir os cristais; a seção de lapidação e polimento dos cristais vem logo após para terminar, como falamos antes, com a seção de conversão dos centros.

O capítulo V contém a descrição da cavidade mecânica e ótica do LCC onde é feita a apresentação detalhada do cabeçote, criostato, espelhos, prisma, etc. Neste capítulo também contém a descrição dos experimentos que caracterizam o LCC; cada seção, referente a um experimento, contém a montagem experimental, resultados e discussões sobre estas. Algumas experiências mostraram que a eficiência do LCC é de 0,14%, seu intervalo de sintonia é de 2,59 a 2,82 μm e a divergência do feixe é 3,5 mrad.

Estes resultados e mais outros serão vistos com mais detalhes neste capítulo.

II-CAVIDADE ASTIGMATICAMENTE COMPENSADA

A cavidade ótica do LCC é semelhante a dos lasers de corantes com exceção do meio ativo, onde no primeiro é utilizado um cristal contendo centros de cor e no segundo um corante orgânico líquido. A cavidade está descrita na figura 6, onde os elementos óticos são os espelhos de entrada E_1 , o espelho central E_2 e o espelho de saída E_3 ; uma descrição mais completa sobre estes elementos encontra-se na seção V-1. As distâncias entre estes elementos e a configuração do feixe dentro da cavidade podem ser vistos na mesma figura.

A cavidade do LCC permite que o feixe de bombeamento seja focalizado até o limite de difração, também chamado de estrangulamento do feixe (ver apêndice A) que está em torno de $10\mu\text{m}$, conseguindo assim uma intensidade de até $10^6\text{W}/\text{cm}^2$ para um feixe de bombeamento de $1\text{W}/\text{cm}^2$ na região do meio ativo. Isto faz com que esta cavidade possua uma eficiência altamente energética, desde que toda potência de bombeamento incidente pode ser absorvida pelo meio ativo e aumentar a taxa de inversão de população.

A colocação do meio ativo dentro da cavidade está em ângulo de Brewster (ϕ_B) para evitar perdas por reflexão e também o depósito de filme anti-refletor na superfície do cristal.

O posicionamento do eixo geométrico do espelho E_2 em relação ao eixo do feixe gaussiano dentro da cavidade produz um efeito de distorção denominado astigmatismo do feixe, o qual é compensado pelo astigmatismo criado pelo meio ativo devido a sua colocação em relação ao feixe gaussiano. A vantagem de se ter a

Fig.1-Cavidade ótica do LCC

compensação é de que podemos ter um menor diâmetro do feixe na região do estrangulamento deste, pois a distorção astigmática torna-se maior a medida que a cintura diminui. A relação que dá a

compensação será vista na próxima seção.

Dentro da cavidade ressonante o modo do feixe gaussiano tem as seguintes características: o estrangulamento do feixe, cujo diâmetro é dado por $2w_0$, está localizado quase exatamente no centro de curvatura R_1 do espelho E_1 e próximo ao foco do espelho E_2 . Como o espelho de saída é plano e a distância deste até E_2 é grande, comparada com o diâmetro do feixe $2w_{esp}$ sobre o espelho E_2 , temos o modo do feixe praticamente paralelo, facilitando assim, a colocação de elementos óticos intracavidade.

II-1-Teoria da Cavidade do LCC

A análise da cavidade do LCC foi feita pelo Kogelnik et al [4] onde eles trataram com detalhes o comportamento do feixe dentro da cavidade e dentro do meio ativo. O que faremos aqui é um pequeno resumo deste trabalho onde, daremos ênfase aos principais parâmetros que descrevem o feixe. Entre eles podemos citar: intervalo de estabilidade, localização do espelho E_1 em relação a cintura do feixe, raio do estrangulamento, condição para compensação astigmática, etc. Alguns dos parâmetros que veremos abaixo podem ser determinados mais facilmente se tomarmos uma cavidade, consistindo de dois espelhos, que seja equivalente a da figura 1, a qual já é bastante conhecida na literatura [10]. A principal modificação é a troca do espelho E_2 por uma lente de mesma distância focal f e contendo um eixo ótico comum aos elementos; as distâncias entre os elementos serão mantidas (ver figura 2). A colocação de E_2 e do cristal na teoria será feita quando a relação para compensação astigmática for iminente.

Fig. 2-Cavidade ótica com lente entre os espelhos com parâmetros semelhantes aos da fig. 1.

De início definiremos os seguintes parâmetros, os quais podem ser visto nas figuras 1 e 2, são eles:

f =distância focal da lente (E_2);

d_1 =distância entre o espelho E_1 e E_2 ;

d_2 =distância entre o espelho E_2 e E_3 ;

t =espessura do cristal;

2θ =ângulo entre o eixo ótico de E_2 e eixo de propagação do feixe dentro da cavidade;

$R_{1,2}$ =raios de curvatura do espelho $E_{1,2}$.

Pela figura 2 vemos que a imagem de E_3 , denominada de E'_3 , formada a esquerda da lente está distanciada de d do espelho E_1 e possui seu raio de curvatura igual a R'_3 . Para obter esses novos parâmetros, partiremos de duas equações bastante conhecidas

na ótica geométrica que relacionam os raios de curvaturas das frentes de onda ao atravessar uma lente, são elas:

$$1/d_1 + 1/d_2 = 1/f \quad (1)$$

$$1/(d_1 - R_1) + 1/(d_2 + R_2) = 1/f \quad (2)$$

onde d_1 e d_2 são as distâncias da imagem e do objeto até a lente de distância focal f , respectivamente; R_1 e R_2 são os respectivos raios de curvatura.

Para obter a nova cavidade definiremos:

$$d_1 = d'_2$$

$$R_1 = R'_3$$

$$d = d_1 - d'_2.$$

Usando as definições acima e utilizando (1) e (2) obtemos:

$$d = d_1 - d_2 f / (d_2 - f) \quad (3)$$

$$R'_3 = R_3 f^2 / [(d_2 - f)(d_2 + R_3 - f)] \quad (4)$$

A cavidade formada por dois espelhos de raios de curvatura R_1 e R'_3 , separados por uma distância d , é a nova cavidade, a qual é equivalente a que possui a lente (ver figura 2). Esta cavidade já é bem conhecida e pode-se encontrar um melhor tratamento teórico sobre ela na referência [10]. O que faremos abaixo é utilizar algumas equações obtidas na seção A-2 para encontrar os parâmetros citados acima.

Para determinar esses parâmetros consideraremos z_1 e z'_3 como sendo as localizações dos espelhos E_1 e E'_3 em relação a

cintura do feixe localizado em $z=0$, respectivamente. Tomaremos os raios de curvaturas que estão à direita de $z=0$ como sendo positivos e os da esquerda negativos; as distâncias z_1 e z'_3 são números positivos. As frentes de ondas devem incidir perpendicularmente aos espelhos para fazer o mesmo percurso de volta após a reflexão, para isto é necessário que os raios de curvaturas das frentes de onda casem com os raios de curvatura dos espelhos. Em nosso caso temos que os raios de curvaturas R_1 e R'_3 dos espelhos E_1 e E'_3 em z_1 e z'_3 devem coincidir com as frentes de onda nestes dois pontos. Tomando-se esta condição e usando as equações (A-18) e (A-22), temos:

$$z_1 + z'_3 = d \quad (5)$$

$$R(z_1) = -R_1 = -z_1[1+(z_0/z_1)^2] \quad (6)$$

$$R(z'_3) = R'_3 = z'_3[1+(z_0/z'_3)^2] \quad (7)$$

onde $z_0 = \sqrt{w_0^2/\lambda}$.

Após um bom trabalho aritmético chegamos, através das equações (5) - (7), as seguintes equações:

$$z_0^2 = \frac{d(R_1 + R'_3 - d)(R_1 - d)(R'_3 - d)}{(R_1 + R'_3 - 2d)^2} \quad (8)$$

$$z_1 = \frac{d(R'_3 - d)}{R_1 + R'_3 - 2d} \quad (9)$$

$$z'_3 = \frac{d(R_1 - d)}{R_1 + R'_3 - 2d} \quad (10)$$

É de nosso interesse os parâmetros w_0 e z_1 , já que podemos obter uma estimativa da intensidade do feixe sobre o cristal quando sabemos o valor teórico de w_0 ; z'_3 é a localização do espelho E'_3 de raio de curvatura R'_3 que é a imagem de R_3 .

A característica da cavidade faz com que o espaçamento $d_1 = R_1 + f$ (ver figura 2) seja crítico. Para valores próximos a este espaçamento a cavidade é estável. É conveniente definir um parâmetro δ da seguinte maneira:

$$d_1 = R_1 + f + \delta \quad (11)$$

onde δ é considerado um parâmetro de estabilidade que fica compreendido entre:

$$\delta_{min} = f^2 / (d_2 - R_3 - f) \quad (12)$$

$$\delta_{max} = f^2 / (d_2 - f) \quad (13)$$

O intervalo de estabilidade $2S$ é definido por:

$$2S = \delta_{max} - \delta_{min} = \frac{R_3 f^2}{(d_2 - f)(d_2 - f - R_3)} \quad (14)$$

Para $R_3 \approx \infty$, ou seja; espelho de saída plano, teremos as seguintes equações:

$$2S \approx f^2 / d_2 \quad (15)$$

e δ terá que pertencer ao seguinte intervalo:

$$0 \leq \delta \leq f^2/d_2 \quad (16)$$

Obtivemos experimentalmente um gráfico do intervalo de estabilidade 2S em função do parâmetro d_2 . Os resultados foram satisfatórios, como veremos na seção V-7.

A expressão da equação (8) em termos de $\delta_{\max}$ e $\delta_{\min}$, é a seguinte:

$$Z_0^2 = \frac{(R_1 + \delta - \delta_{\min})(R_1 + \delta - \delta_{\max})(\delta_{\max} - \delta)(\delta_{\min} - \delta)}{(R_1 + 2\delta - \delta_{\max} - \delta_{\min})^2} \quad (17)$$

Para $2\delta = (\delta_{\min} + \delta_{\max})$ a equação (17) fica:

$$(\pi w_0^2/\lambda)^2 \simeq S^2(1 - S^2/R_1^2) \quad (18)$$

Se $R_1 \gg S$, a expressão acima perderá o segundo termo do lado direito e é através desta equação que estimamos o valor de w_0 .

Um outro parâmetro é a distância entre os pontos em torno do estrangulamento do feixe cujo diâmetro do modo é $2w_0$, e nesta região o feixe é considerado colimado. Este parâmetro é denominado parâmetro confocal b (ver figura A-4), o qual é dado por:

$$b = 2\pi w_0^2/\lambda = 2Z_0 \simeq f^2/d_2 \quad (19)$$

Uma outra quantidade importante é o ângulo de campo distante α , o qual representa o ângulo de abertura do cone (ângulo de divergência) que o modo do laser forma quando a frente

de onda está muito distante do estrangulamento do laser (ver figura A-4).

$$\alpha = \lambda / \pi w_0 \quad (20)$$

E por último, temos que o diâmetro do feixe sobre o espelho E_2 ($2w_{esp}$) é dado por:

$$2w_{esp} \simeq 2f\alpha \quad (21)$$

A compensação do astigmatismo provocado tanto pelo espelho E_1 como pelo meio ativo é conseguida quando a equação abaixo for satisfeita:

$$n^4 f \sin \theta \operatorname{tg} \theta = t(n^2 - 1)(n^2 + 1)^{1/2} \quad (22)$$

onde θ é o ângulo que o eixo do feixe faz com o eixo ótico do espelho E_2 , e n é o índice de refração do meio ativo.

Para a nossa cavidade a compensação é conseguida para o cristal com $t=1,7\text{mm}$, já que a distância focal f do espelho é de 25mm , o índice de refração $n=1,5$ e o ângulo de desvio do eixo ótico do espelho central para o eixo de propagação é de $= 10^\circ$.

A compensação astigmática é somente caracterizada depois de uma volta completa dentro da cavidade. Em outras palavras, o astigmatismo introduzido pela passagem do feixe uma vez através das duas faces do cristal colocado em ângulo de Brewster é compensado por uma única reflexão no espelho central E_2 (ver figura 1). Devido ao arranjo assimétrico dos espelhos E_1 e E_2 , o astigmatismo não é compensado totalmente dentro do

cristal e assim, a região focal do feixe não fica bem definido. A cavidade pode ser totalmente compensada astigmaticamente com relação a estabilidade (25), mas não com respeito ao foco no cristal [11].

O tratamento da cavidade do LCC não se resume ao que fizemos acima; tal tratamento mais detalhado envolveria bem mais páginas escritas, o que faria sair de nosso objetivo em relação a este trabalho. Este assunto pode ser encontrado com maiores detalhes nas literaturas citadas no decorrer deste capítulo. Nosso interesse foi apenas dar o mínimo necessário para um entendimento de como se comporta o feixe dentro da cavidade ressonante do laser construído por nós.

CAPITULO III - CENTRO DE COR

O uso de centros de cor em cristais iônicos como meios ativos em lasers teve seu começo praticamente no início da década de 70. As investigações em cima desses defeitos já tem um considerável número de anos. Podemos citar os trabalhos de Goldstein em 1894 que investigou o escurecimento dos halogenetos alcalinos e a coloração característica produzida por bombardeamento de raios catódicos [12]. No laboratório de R. W. Pohl, em Gottingen, no ano de 1925, se começou a trabalhar no controle das propriedades de centros de cor [12]. Este trabalho se estendeu por mais de 10 anos e neste período foram feitos experimentos sobre condutividade eletrônica, processos fotoquímicos e luminescência em cristais de alta-pureza. Hoje em dia a física de centros de cor é um campo que oferece uma gama de investigações, principalmente na procura de novos meios ativos para laser.

A seguir, descreveremos os principais modelos de centros de cor e depois especificaremos mais detalhadamente alguns dos principais centros de cor que são utilizado para meio ativo.

III-1-Centro de Cor

Em halogenetos alcalinos encontramos defeitos pontuais que denominamos centro de cor. O centro de cor mais simples é o

centro F que consiste de um elétron numa vacância de íon negativo. Os centros F introduzem novas transições eletrônicas na região da banda proibida do cristal, que antes era normalmente transparente passa a apresentar bandas de absorção e emissão. Os centros F formam outros centros de cor dependendo de sua configuração na rede e de seu acoplamento com algum íon positivo estranho a matriz hospedeira. Abaixo vemos alguns desses centros onde $\square$ representa uma vacância de um íon negativo.

Fig. 3-Modelos de centros de cor num cristal de KCl.

Os centros apresentados na figura acima é uma pequena parcela dos existentes e muitos deles podem ser subdivididos em outros centros de cor. Por exemplo, os centros F_A podem ser divididos em 2 tipos: os centros $F_A(I)$ e os centros $F_A(II)$. Os primeiros são parecidos com os centros F quanto ao seu comportamento na relaxação; já os centros $F_A(II)$, relaxam para uma configuração de duplo-poço seguindo a emissão ótica. O centro F acoplado a um íon de Lítio na matriz de $KCl:Li^+$ é um exemplo de centro $F_A(II)$.

Os centros F_B , semelhantemente aos centros F_A , são divididos, quanto ao seu comportamento, em $F_B(I)$ e $F_B(II)$. Os centros $F_B(I)$ possuem seus dois íons estranhos a matriz hospedeira alinhados num mesmo eixo $[100]$ enquanto que os centros $F_B(II)$ possuem seus 2 íons estranhos alinhado no plano (110) .

O que veremos a seguir é uma descrição mais detalhada sobre os centros F , F_A e F_B .

III-2-Centros F

Como já mencionamos antes, os centros F consistem de um elétron preso a uma vacância negativa da rede cristalina. Os centros F possuem suas características, tais como, meia largura e localização dos picos das bandas, deslocamento Stokes, etc, dependendo da matriz hospedeira (rede cristalina) e da temperatura. A rede cristalina contendo centros F possuem transições eletrônicas na região da banda proibida que estão fortemente ligadas aos vizinhos da rede e a seus graus de liberdade vibracional.

Podemos descrever seu processo de absorção e emissão (ver figura 4) da seguinte maneira: quando o centro F é bombeado na banda de absorção, ocorre uma transição ótica do estado fundamental s para o estado excitado p ($A \rightarrow B$) fornecendo uma nova função de onda e uma distribuição espacial do elétron que

Fig. 4-Diagrama de configuração para centros F

não mais está em equilíbrio com a rede e conseqüentemente exerce uma força nos íons vizinhos. Isto conduz a uma forte vibração da rede, seguida de relaxação para uma nova configuração eletrônica do defeito, denominado estado excitado relaxado (C). Após o tempo de vida radiativo, geralmente em torno de 10^{-8} segundos, ocorre a emissão ótica ($C \rightarrow D$), resultando novamente num estado de não equilíbrio seguido da relaxação da rede ($D \rightarrow A$). Uma das conseqüências deste forte acoplamento elétron-fônon é o grande deslocamento Stokes.

Os centros F quando no estado excitado relaxado podem sofrer ionização por ativação térmica ou por aplicação de um campo elétrico, pois neste estado, a diferença de energia para

a banda de condução é de aproximadamente 0,14eV [13] para centros F em cristais de KCl; além disto, por estar o estado excitado relaxado próximo a banda de condução, existe a probabilidade de auto-absorção para esta banda dos fótons emitidos. Esta é uma das razões porque os centros F em halogenetos alcalinos não sejam bons candidatos a meio ativo para lasers, apesar de já se ter conseguido ação laser com centros F [14].

A influencia da diferença de energia ΔE , comentada acima, do estado excitado relaxado para banda de condução pode ser descrito quantitativamente da seguinte maneira:

o tempo de vida do estado excitado é dado descrito por

$$1/\tau = 1/\tau_q + (1/\tau_{\#})\exp(-\Delta E/kT) + 1/\tau_r \quad (23)$$

onde τ_r é o tempo de vida radiativo, $(1/\tau_{\#})\exp(-\Delta E/kT)$ é a probabilidade de ionização térmica para a banda de condução com energia de ativação ΔE e $1/\tau_q$ é a probabilidade de ocorrer qualquer outro processo.

A eficiência quântica para luminescência é dado por

$$\eta = \tau / \tau_r \quad (24)$$

Observando o comportamento destas 2 equações anteriores podemos ver que quanto maior a temperatura, maior a probabilidade de ionização e menor a eficiência quântica do centro F. Swank e Brown [15] mediram o tempo de vida (τ) do centro F excitado numa matriz* de KCl, o resultado foi a determinação dos parâmetros da equação (23), ou seja,

$$\Delta E = 0,14\text{eV}$$

$$\tau_R = 5,78 \times 10^{-7} \text{ s}$$

$$1/\tau_0 = 1,2 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$$

A outra razão pela qual os centros F em cristais não sejam um bom candidato a meio ativo para lasers é que existe uma superposição entre a função de onda do estado excitado relaxado e a do estado fundamental resultando numa fraca força de oscilador f da banda de luminescência, em torno de 0,01 [16].

Queremos comentar aqui que estas propriedades, fácil ionização, fraca força de oscilador da banda de luminescência, que vimos acima é que caracteriza os centros F em halogenetos alcalinos fazendo com estes não sejam bons para lasers, também é aplicado para os centros $F_A(I)$ [1]. O que faz com que estes centros distingam-se dos centros $F_A(II)$ é basicamente o ion de Sódio, esse possui um raio iônico maior que o do Lítio, não permitindo a configuração de sela (ver figura 5) como acontece com os centros $F_A(II)$.

III-3-Centros $F_A(II)(KCl:Li^+)$

Os centros $F_A(II)$ na matriz hospedeira de $KCl:Li^+$ consistem de um elétron numa vacância de um ion negativo ligado a uma impureza positiva de Lítio numa rede cristalina de $KCl:Li$, $RbCl:Li$, etc (ver figura 3 e 5).

III-3.1-Absorção dos Centros $F_A(II)$ em Matrizes de KCl

O ciclo ótico do $F_A(II)$, semelhantemente ao centro F,

consiste de absorção, relaxação emissão e relaxação para o estado fundamental (ver figura 5). Devido a presença de impureza na matriz, o centro F_A possui 2 bandas distinguíveis de absorção, uma para p_z (F_{A1}) e outra para p_x e p_y (F_{A2}). A transição F_{A1} possui seu pico de absorção em 1,98 eV (627nm) e 2,25 eV (551nm) para o F_{A2} [1]. A meia largura da banda é 0,13 e 0,20 eV para F_{A1}

Fig. 5-Configuração do Centro F_A (II) na posição relaxada e excitada dentro de um cristal e seus respectivos níveis de energia

e F_{A2} , respectivamente. Este comportamento, dupla banda de absorção, aumenta a possibilidade de fontes de bombeamentos para lasers de centro de cor. Como exemplo, para o $F_A(II)$ podemos utilizar o laser de Argônio no comprimento de onda de 514nm (2,41 eV) e o laser de Criptônio em 647nm(1,92 eV). Daqui já podemos ver que utilizando-se o laser de Criptônio como fonte de bombeamento, teremos uma maior eficiência para o laser de centro de cor para este centro, já que este possui o comprimento de onda de emissão quase coincidindo com o pico de absorção da banda F_{A1} .

III-3.2-Emissão dos Centros $F_A(II)$ em Matrizes de KCl

A excitação ótica nas bandas de absorção de F_{A1} e F_{A2} produz uma banda de emissão estreita com largura de 0,045 eV separada da banda de absorção por um grande deslocamento Stokes. A banda de emissão do centro F_A se estende de 2,5 a 2,9 μm e tem seu pico em 2,7 μm (0,46 eV) a eficiência quântica de emissão é aproximadamente 50% em baixa temperatura e diminui quase linearmente com o aumento da temperatura, desaparecendo à temperatura ambiente [17]. Os tempos de relaxação τ_{R1} e τ_{R2} , para as transições para o nível E_k e do nível mais baixo E , para a configuração inicial estão abaixo de 10^{-12}s , e o tempo de vida no estado excitado é de 85nseg.

O centro $F_A(II)$ quando no estado excitado relaxado não pode ser ionizado por aplicação de campo ou temperatura, como acontece com o centro F. A razão disso é que o centro $F_A(II)$, quando no estado excitado relaxado, está separado da banda de condução por uma considerável diferença de energia ($\Delta E > 0,27$ eV)[13] maior que o centro F (0,16 eV) para este estado.

Uma outra característica que estes centros apresentam é o fato destes sofrerem ou não uma reorientação na direção do eixo do centro devido a mudança da vacância em torno da impureza durante o processo de relaxação, isto pode ser visto na figura 10. Quando o cristal, contendo centros $F_A(II)$, é bombeado com luz monocromática polarizada, os centros se orientam ao longo de direções que não podem ser mais excitados, isto conduz a um apagamento ("bleaching") parcial da banda de absorção. Entretanto, o apagamento completo não é permitido por causa do pequeno deslocamento fora do eixo do par centro $F-Li^+$ no cristal em relação a direção $[100]$, que evita um alinhamento dos centros. A influência do sinal do LCC com relação a direção da polarização do feixe de bombeamento sobre o cristal será vista na seção V-10.

III-4-Centros $F_B(KCl:Na^+)$

O centro F_B é um centro F onde 2 cátions, dos 6 mais próximos, são substituídos por íons de Sódio. Existem duas configurações possíveis entre os íons impuros da rede e a vacância; estas configurações para os centros F_B podem ser visto na figura 3.

Semelhante aos centros F_A , os centros $F_B(II)$ são usados para operação de laser, enquanto os centros $F_B(I)$ não o são [2]. Podemos ver através da figura 6, o diagrama de níveis de energia e a estrutura iônica do F_B no $KCl:Na^+$ para os estados fundamental e excitado relaxado. Os centros $F_B(II)(KCl:Na^+)$ possuem 2 bandas de absorção, uma para p_y (F_{B1})(580nm) e outra para p_x e p_z (F_{B2})(516nm), que se superpõem fortemente entre 450nm(2,76eV) e

650nm (1,91eV). A absorção nestas bandas leva a uma mudança da função de onda que causa a relaxação para uma configuração de duplo-poço num tempo de 10^{-12} seg. [5], isto dá aparecimento a emissão que se estende de 2,25 a 2,65 μ m com pico em 2,5 μ m e uma largura de banda de aproximadamente 0,30 μ m. Este comportamento caracteriza o centro $F_2(II)$ como um sistema de quatro níveis.

A banda de absorção após a conversão de centros F para centros F_2 , torna-se mais larga e o pico mais baixo; isto é

Fig. 6-Configuração do Centro $F_2(II)$ na posição relaxada e excitada dentro de um cristal e seus respectivos níveis de energia

devido a diminuição da concentração de centros F e aparecimento de outros centros de cor. À temperatura de Nitrogênio líquido (TNL), existem 3 picos de absorção [18] para matriz de KCl contendo uma concentração entre 10^{17} a 10^{18} cm⁻³ de centros F. Estes picos estão perto dos comprimentos de onda de 535, 580 e 635nm. O primeiro pico (535nm) é uma superposição das bandas de absorção dos centros $F_{B2}(II)(516nm)$, $F_{A2}(I)(530nm)$, $F_{B1}(I)(514nm)$, $F_{C2}(530nm)$ $F(540nm)$, etc; o pico em 580nm é a superposição dos centros $F_{B1}(II)(580nm)$, $F_{A1}(I)(585nm)$, etc e por último (635nm) é formado pelos centros $F_{B2}(I)(636nm)$, e outros [18].

O intervalo de emissão que os diferentes tipos de centros de cor oferecem dependem da matriz hospedeira e do ion

Cristal	KCl:Li	RbCl:Li	KCl:Na	RbCl:Na	KF	LiF	NaF
Centro de cor	$F_A(II)$	$F_A(II)$	$F_B(II)$	$F_A(II)$	F_2^+	F_2^+	F_2^+
Laser de bomb.	Kr ⁺ , Ar ⁺	Kr ⁺	Ar ⁺ , Kr ⁺	Kr ⁺	Nd:YAG	Kr ⁺	Kr ⁺
Comp. de onda de bomb. (nm)	647,514	647,752	514,568 647	647,676 752	1064	—	752
Potência mínima de bomb. (mW)	13	60	20	26	50	—	40
Potência de salda (mW)	230	55	35	6	30	1000	—
Eficiência (%)	9.1	2,5	2,3	2,1	40	60	10
Intervalo de sintonia (μm)	2,5-2,9	2,6-3,33	2,25-2,6	2,5-2,9	1,3-1,5	0,82- -1,07	0,88- -1,0

Tabela 1- Características de diferentes tipos de laseres

Fig. 7-Bandas de absorção e emissão de alguns centros de cor usados para lasers [24].

impurificador, ver tabela 1. Este intervalo de emissão está atualmente entre 0,82 e 3,5 μm . Os extremos deste intervalo pertencem aos centros F_2^+ , que consiste de 1 elétron compartilhando com 2 vacâncias de ions negativos (ver figura 3),

na rede de LiF têm seu intervalo de emissão compreendido entre 0,82 e 1,07 μm e aos centros $F_2(II)$ no RbCl:Li^+ entre 2,6 a 3,3 μm . Existe outros centros ligados a diferentes impurezas dentro de diferentes matrizes que se localizam entre estes extremos. Podemos ver na figura 7 uma ilustração dos centros de cor, com suas respectivas bandas de absorção e emissão, que são usados para laseres de centro de cor.

IV-PREPARACAO DO MEIO ATIVO

O meio ativo que utilizamos no LCC é um cristal de $KCl+1\%LiCl$ contendo centros $F_A(II)$. Este cristal foi crescido no Laboratório de Crescimento de Cristais do IFQSC pelo método de Czochralski sob uma atmosfera de Argônio ultra-puro a uma pressão de 100 torr. A produção de centros F no cristal é feita pelo método de coloração aditiva cujo sistema foi construído na oficina mecânica deste Instituto. A lapidação e polimento do cristal vem após a produção de centros F, é nesta parte que daremos o tamanho que o cristal deverá ter e por último está a conversão dos centros F em centros $F_A(II)$. Todas estas fases de preparação serão descritas abaixo.

IV-2-Produção de Centros F

As técnicas mais importantes de coloração são: 1) coloração eletrolítica; 2) coloração por radiação ionizante e 3) coloração aditiva. Esta última é o tipo usada por nós para colorir nossos cristais. A seguir discutiremos um pouco as duas primeiras técnicas e daremos maior ênfase a terceira.

IV-2.1-Coloração Eletrolítica

A produção de elétrons presos as vacâncias de íons negativos (centros F) se faz através de um eletrodo cilíndrico

pontiagudo que é colocado no cátodo e um outro, plano, no ânodo; quando um campo elétrico ($\approx 10^4$ V/m) é aplicado no cristal, que está a uma temperatura em torno de 650°, os elétrons entram no cristal, ao mesmo tempo que uma nuvem halogênica migra em direção ao ânodo ficando o cristal com excesso estequiométrico de alcalis (figura 8-a).

Os materiais comumente usados para o eletrodo são o Tungstênio, Platina ou Molibdênio. Um tratamento térmico no cristal ao retirar do forno, após a eletrólise, previne a formação de coágulos de centros de cor dentro do cristal. O cristal colorido pode reter sua cor por vários meses.

IV-1.2-Coloração por Radiação Ionizante

Nesta técnica são usadas todas as fontes que podem produzir elétrons livres e buracos no material. As fontes de irradiação são ultravioleta, Raios X, Raios Gama e feixe de elétrons. Ao contrário da coloração eletrolítica e aditiva (ver seção IV-1.3), nesta técnica não existe excesso estequiométrico no material. A concentração de centros formado dentro do cristal irradiado, por exemplo, com Raio X, depende muito do halogeneto alcalino, da temperatura e pureza do cristal. Basicamente o efeito do Raio X sobre uma rede é a liberação do elétron de valência do íon negativo, esse por sua vez começa a migrar dentro da rede até ocupar uma vacância do íon negativo (ver fig.8-b). O átomo halogeno, após perder seu elétron, pode ficar localizado nas regiões intersticiais da rede, podendo voltar a configuração anterior (configuração de cátion) apagando ("bleaching") os centros F.

a)

fótons de
raio - x.

b)

c)

Fig. 8-Formação de centros F. a) coloração eletrolítica; b) coloração por radiação ionizante e c) coloração aditiva.

IV-1.3-Coloração Aditiva

A coloração do cristal usado por nós consiste em manter o cristal a temperatura de aproximadamente 650°C embebido numa atmosfera de vapor de Potássio a 400°C e sob uma pressão de 4 torr. O processo de formação é o seguinte: os átomos de Potássio são adsorvidos na superfície do cristal e perdem um elétron devido a afinidade eletrônica da rede ser maior que do Potássio, estes já ionizados, migram para o interior do cristal ocupando vacâncias de ions positivos (defeitos Schottky) e as vacâncias de ions negativos são ocupadas pelos elétrons liberados pelo Potássio para formar centros F (ver fig. 8-c). A altas temperaturas, os ions de Cloro em seus sítios regulares podem adquirir energia suficiente para migrar para a superfície e então combinar com o excesso de ions de Potássio na superfície para formar outra camada do cristal. Após a migração, a vacância de Cloro formada pode combinar com um elétron para formar também outro centro F.

IV-2-Sistema de Coloração Aditiva

O sistema de coloração foi construído no IFQSC. É um sistema semelhante ao desenvolvido por Mollenauer [19], que consiste no princípio de transferência de calor ("heat-pipe"). Este sistema permite colorir aproximadamente 20 amostras, sucessivamente sem necessidade de recarregá-lo com Potássio metálico, além de termos um controle preciso quanto a concentração de centros F.

O sistema de coloração é basicamente dividido em três partes, são elas: haste, tubo e forno os quais podem ser vistos na figura 9. Abaixo descreveremos cada um deles.

1) Haste

A haste é feita de aço inox, na sua extremidade inferior encontra-se o cadinho, o qual é removível, onde colocamos os cristais a serem coloridos. Esta haste possui, na região do cadinho, uma resistência para aquecer este último e consequentemente os cristais. A temperatura dos cristais é determinada através da diferença de potencial do termo-par existente próximo ao cadinho. A temperatura de coloração para o KCl usado por nós é de 650°C que é mantida através de um controlador de temperatura durante todo processo de coloração. O material do cadinho é de Níquel pois este é inerte ao vapor de Potássio que o envolve no momento da coloração.

2) Tubo

O tubo é feito de aço inox tipo 431. No centro dele está colocado uma tela de Níquel que mantém separado o vapor de Potássio do gás de Nitrogênio que controla a pressão de vapor do Potássio. A extremidade inferior do tubo é fechada e a superior é aberta mas podendo ser vedada com uma tampa com O-ring e presa por uma abraçadeira, este O-ring é mantido frio pois existe uma serpentina ligada ao tubo onde fazemos passar água para

refrigerar esta região do tubo. Antes da serpentina existe uma saída lateral contendo uma válvula que se comunica com o tubo de Nitrogênio e com o sistema de vácuo, é através desta que isolamos o tubo quando a pressão de coloração é atingida. A carga de Potássio fica na parte interna do tubo e varia de 10 a 30 gramas

Fig. 9-Sistema de coloração aditiva

3) Forno

Feito para trabalhar com temperaturas de até 1000°C. Possui também um controlador automático de temperatura. Em regime

de coloração de cristais esta temperatura fica em torno de 400°C para evaporar o Potássio.

Outros componentes que fazem parte do sistema de coloração são: bomba mecânica de vácuo, cilindro de Nitrogênio, válvulas e indicadores de pressão, como estão indicados na figura 9.

IV-2.1-Procedimento para Coloração

O procedimento para colorir os cristais de KCl impurificados com 1% de LiCl ou NaCl é o seguinte:

- 1) colocar os cristais dentro do cadinho, rosqueá-lo na haste e levar esta ao tubo de coloração;

- 2) fazer vácuo no sistema até 10^{-3} torr e em seguida preencher com gás de Nitrogênio e fazer vácuo novamente. Este procedimento deve ser repetido umas três vezes para garantir a ausência de vapor de água da atmosfera dentro do tubo de coloração evitando reação com o Potássio;

- 3) introduzir o tubo dentro do forno, o qual está à 400°C, com o cadinho próximo a região central deste e aquecer o cadinho até 650°C. O tempo de coloração, que depende da pressão de vapor de Potássio para cristais com espessura de aproximadamente entre 3 a 7mm, é de aproximadamente 2 horas após o momento de ter introduzido o cristal à 650°C dentro do forno.

- 4) após o tempo de coloração, o tubo é retirado do

forno e desligado a fonte que aquece o cadinho deixando-o esfriar lentamente a fim de evitar prováveis tensões nos cristais.

Após a coloração e retirada dos cristais dentro do cadinho é aconselhável repetir o procedimento descrito em 2) pelas mesmas razões.

IV-3-Lapidação e Polimento do Cristal

É na lapidação que dimensionamos o tamanho aproximado do cristal que utilizaremos dentro do LCC, já que este sai do sistema de coloração com um volume pouco maior que aquele usado dentro da cavidade do LCC. A lapidação consiste em movimentar o cristal de forma aleatória e sem muita força sobre uma matriz de Latão com Carburundum 2000 (granulação de aproximadamente 8 microns) e lubrificado com Etileno Glicol, este último pode ser substituído por querosene de boa qualidade, mas este tem a desvantagem de atacar as luvas que usamos para evitar que o suor da mão ataque o cristal prejudicando o polimento. A espessura do cristal é próxima de 1,7mm, este valor é característico da cavidade ressonante do LCC para que haja compensação astigmática como já visto no capítulo II.

O polimento, que vem após a lapidação, consiste em movimentarmos o cristal, da mesma maneira da lapidação, sobre uma matriz de cêra de abelha com Óxido de Cério como abrasivo (granulação de aproximadamente 1 micron) e Etileno Glicol como lubrificante; um fator importante é o cuidado que devemos ter com partículas indesejáveis sobre as superfícies onde o cristal é movimentado, qualquer sujeira pode ocasionar riscos nas

superfícies do cristal. Este processo dura em torno de 3 a 5 minutos. Antes de passar para a fase seguinte, limpamos o cristal com papel higiênico fino umedecido com Etanol para remover as partículas de Óxido de Cério, em seguida o cristal é movimentado sobre um pano de algodão com pouca quantidade de Alumina de granulação 0,05 micron e umedecido com Etanol; este último processo dura em torno de 3 minutos; não conseguindo um polimento de ótima qualidade, ou seja, sem riscos, sem superfície "casca de laranja", etc, todo processo de polimento, desde a lapidação sobre a matriz de Latão, deve ser feito novamente. Um cuidado que deve ser tomado é com relação a respiração próxima ao cristal, pois o vapor de água existente na expiração ataca a superfície do cristal, é aconselhável o uso de máscara para o polimento.

IV-4-Conversão de Centros F em Centros $F_A(II)$

Como vimos anteriormente, o centro $F_A(II)(KCl:Li^+)$ consiste de um centro F acoplado a um íon de Lítio dentro do cristal de KCl.

O processo de conversão de centros F em centros $F_A(II)$ geralmente é feito após o polimento do cristal. Pela literatura [2, 18] e por nossas observações (ver seção V-9) a conversão pode ser feita irradiando o cristal na banda F, 540nm para KCl, à uma temperatura entre -40 a 20° C; esta não é a única maneira de converter os centros; o que fazemos para converter é deixar o cristal a temperatura ambiente sob uma luz de Tungstênio por aproximadamente 10 minutos e em seguida deixá-lo totalmente no escuro. Isto é feito sempre que polimos o cristal ou deixamos

este dentro da cavidade do LCC por períodos superiores a 20 horas a temperatura ambiente, pois o cristal perde centros $F_A(II)$ lentamente sob estas condições.

O modelo para explicar o processo de formação de centros F_A é o seguinte: a excitação dos centros F da origem a formação de pares de centros F' (uma vacância de íon de Cl^- com dois elétrons presos a esta) e vacâncias de Cl^- . Em temperaturas suficientemente altas, entre -40 a $20^\circ C$, as vacâncias negativas migram através da rede até encontrar ou um centro F ou um íon de Lítio. O aprisionamento de um elétron, liberado pela ionização óptica do centro F' por uma vacância, conduz a formação de centros F_2 para o primeiro caso, ou formação de centros $F_A(II)$ para o segundo. O produto final é exclusivo para o centro F_A , já que a concentração de íons de Lítio é de várias ordens de grandeza maior que dos centros F . Para os centros $F_A(II)$ o processo de conversão é semelhante ao descrito acima.

V-DESCRIÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DO LCC

Neste capítulo descreveremos a cavidade mecânica do LCC, que consta principalmente do cabeçote e do criostato, e seus componentes óticos como os espelhos E_1 , E_2 e E_3 , janela de Fluoreto de Cálcio (CaF_2) e prisma; o restante do capítulo é dedicado as medidas que deram condições de caracterizar o LCC, tais como: intervalo de sintonia, eficiência energética, comportamento do feixe gaussiano, sinal de saída do LCC em função da concentração de centros $F_A(\text{II})$ e do ângulo de polarização do feixe de bombeamento, etc. Algumas seções constam de uma parte teórica e de suas conclusões.

V-1-Sistema Mecânico

O sistema mecânico do LCC foi construído na oficina mecânica do DFCM. O material utilizado na confecção foi Alumínio e aço inox para o cabeçote e criostato, respectivamente. Ao cabeçote do LCC estão ligados, através de O-rings e folas metálicos, os espelhos de entrada e central, a janela de CaF_2 e o criostato. Todo este sistema fica sob vácuo, aproximadamente 1×10^{-5} torr, para proteger o meio ativo principalmente quando estiver à temperatura de Nitrogênio Líquido. Este cabeçote é aberto na parte superior e possui um O-ring entre este e uma tampa de vidro que nos dá condições de ver o cristal dentro do LCC. As dimensões do cabeçote são $100 \times 57,5 \times 75 \text{ mm}^3$.

O criostato do LCC tem capacidade para armazenar

Fig. 10-Sistema mecânico do LCC

1 - Cabecote do laser; 2 - espelhos; 3 - criostato;
 4 - dedo frio; 5 - cristal; 6 - janela em ângulo de
 Brewster; 7 - foles metálicos; 8 - O-ring

aproximadamente 3 litros de Nitrogênio Líquido, podendo manter o meio ativo à temperatura de 77K por pouco mais de 24 horas. O dedo frio do cristal, feito de Cobre, possui um prolongamento de quase 200mm onde num dos extremos é colocado o suporte do cristal. O suporte do cristal permite que este fique entre duas placas de Cobre para que haja maior contacto térmico. Bem próximo ao suporte, soldado no dedo frio, encontra-se um termo-par (Cromel-Constantan) que permite a leitura da temperatura do meio ativo. O criostato está montado numa base que permite o deslocamento y-z, para ajustar a posição do cristal em relação ao feixe de bombeamento. Na região inferior do reservatório de Nitrogênio Líquido encontra-se uma câmara para armazenar zeólita a qual serve de bomba criogênica substituindo assim, o sistema de vácuo normalmente usado. A utilização da zeólita tem a vantagem de eliminar as vibrações mecânicas provenientes da bomba primária de vácuo.

O sistema de vácuo do LCC é feito através de uma bomba mecânica ligada em série a uma bomba difusora, a qual possui um reservatório para Nitrogênio Líquido que serve de armadilha para os vapores de água existente dentro do sistema de vácuo.

V-2-Componentes Óticos

Os componentes óticos do LCC são basicamente 5, são eles: 1)menisco ou espelho de entrada (E_1); 2)espelho central (E_2); 3)espelho de saída (E_3); 4)janela de Fluoreto de Cálcio (CaF_2) e 5)prisma de safira. Todos estes componentes foram confeccionados na oficina de ótica do IFQSC. O prisma de safira e

a janela de CaF_2 exigiram desenvolvimento na técnica de polimento pois ainda não se tinham trabalhado com estes materiais nesta oficina. A seguir descreveremos cada componente ótico utilizado no LCC.

1) Menisco ou Espelho de Entrada (E_1)

Este espelho se caracteriza por possuir dois raios de curvaturas de modo que o foco do menisco coincida com o centro de curvatura da superfície côncava do menisco (ver figura 11).

As dimensões do menisco são as seguintes:

- espessura = 4mm;
- foco ($\lambda=514\text{nm}$) = 38,4mm (a partir da superfície de R_2);
- diâmetro = 12,5mm;
- raio de curvatura, superfície convexa, (R_1) = 13,7mm;
- raio de curvatura, superfície côncava, (R_2) = 38,4mm;
- substrato = Quartzo Herasil.

Na superfície convexa do menisco está depositado um filme anti-refletor para o comprimento de onda de 514nm. A transmissividade do menisco para este comprimento é de 86,2%.

Fig. 11-Menisco

Na superfície côncava está depositado um filme para refletir $\approx 100\%$ o comprimento de onda de $2,7\mu\text{m}$. Este filme é formado por 11 camadas de quartzo e 12 de Óxido de Titânio dispostos alternadamente, no total, este filme tem uma espessura de aproximadamente $16\mu\text{m}$.

2) Espelho Central (E_2)

Este espelho encontra-se entre o espelho de entrada e de saída do LCC. Ele está ligeiramente com seu eixo ótico desviado do eixo do feixe do laser ($\approx 10^\circ$) dentro da cavidade. É este espelho que, junto com o cristal, garante a compensação astigmática da cavidade. Suas dimensões são as seguintes:

- raio de curvatura = 50mm;
- diâmetro = 12,5mm.

A superfície refletora é feita por um filme metálico de Prata e protegido por uma camada de Fluoreto de Magnésio (MgF_2) e sua refletividade é cerca de 96% para o comprimento de onda de 514nm. Seu substrato é vidro comum.

Este espelho requer um cuidado especial ao manuseá-lo porque o filme depositado em sua superfície não permite limpeza comum (álcool ou acetona); o que fazemos para limpar a sua superfície é banhá-lo em vapor de álcool etílico.

3) Espelho de Saída (E_3)

Este espelho é plano, seu substrato é Quartzo

Infrasil e reflete 10% o comprimento de onda de $2,7\mu\text{m}$.

4) Janela de CaF_2

Esta janela serve apenas para fechar o vácuo do cabeçote do LCC. Ela está posicionada sobre uma peça a qual é ligada ao cabeçote por um fole metálico e está em Ângulo de Brewster para o vetor campo elétrico do feixe do LCC paralelo (horizontal) a base (horizontal) e possui uma boa transmissividade para a região do infra-vermelho próximo. Seu diâmetro é de 25,4mm e sua espessura é 1,5mm.

5) Prisma

Usado apenas para tornar o LCC sintonizável. Pode ser usado dentro ou fora da cavidade ótica do laser. Seu substrato é Safira Sintética a qual possui boa transmissividade para a região que trabalhamos. Sua forma é de um triângulo equilátero com aresta igual a 10mm de comprimento e 7mm de altura.

V-3-Characterização do LCC

V-1-Alinhamento

O alinhamento de uma cavidade estável de um laser consiste em fazer com que os fótons dentro desta ressoem para faser emissão induzida.

O alinhamento da cavidade do LCC, a qual é estável, será descrito a seguir para duas situações diferentes que são: o LCC sem prisma intracavidade e o LCC com prisma intracavidade (LCC sintonizável) o qual fica localizado entre o espelho E_2 e o espelho E_3 (ver figura 12).

3.1-a) Alinhamento sem Prisma Intracavidade

O alinhamento nesta situação é feita seguindo o seguinte procedimento:

a) posicionar o espelho E_1 numa posição tal que o feixe de bombeamento seja focalizado caia exatamente onde ficará o meio ativo; esta parte é feita com o cabeçote do LCC aberto, consequentemente sem vácuo, onde o espalhamento devido a poeira do ar auxilia na localização do foco do laser de bombeamento;

b) posicionar o espelho central E_2 a aproximadamente 25mm do meio ativo, pois este é o valor do seu foco;

c) posicionar o espelho de saída E_3 o mais próximo possível do ponto onde está localizado o 2º estrangulamento do feixe (ver seção V-8).

Quando o espelho de saída está na região deste estrangulamento, significa que o LCC está no centro do intervalo

de estabilidade, o qual tem como parâmetro variável, já que o foco do espelho é fixo, a distância entre o espelho E_2 e o espelho E_3 (d_2) (ver equação (15)); na prática esta distância varia de 250 a 600mm de comprimento. Existe uma dificuldade em localizar com precisão este estrangulamento sem ter ação laser; uma maneira de localizar este estrangulamento está descrito na seção V-8. Podemos grosseiramente localizar este ponto, utilizando como referência o estrangulamento do feixe de bombeamento, mas este varia seu diâmetro suavemente na região procurada.

Convém aqui, fazer algumas observações à respeito do alinhamento do LCC, são elas:

a) quando alinhado, parte do feixe do laser de bombeamento que é refletido em E_3 é visto no espelho central E_2 sobreposto com aquele que vem do laser de bombeamento e que atravessou o meio ativo antes;

b) a parte do feixe de bombeamento que é refletida na superfície do espelho de entrada E_1 chega a entrar na cavidade do laser de bombeamento aumentando cerca de 10% a sua potência de saída; medida esta feita pelo próprio medidor de potência deste laser;

c) o meio ativo dentro da cavidade está posicionado em ângulo de Brewster. Utilizamos para otimização do sinal do LCC o rotador de polarização para o feixe de bombeamento, a importância do rotador para com o sinal do LCC será vista com mais detalhes na seção V-10.

V-3.2-Alinhamento do LCC com Prisma Intracavidade

O alinhamento do prisma intracavidade é feito da seguinte maneira:

a) alinhar o LCC sem prisma para otimizar seu sinal através dos espelhos E_1 , E_2 e E_3 obedecendo o intervalo de estabilidade;

b) colocar o prisma e procurar manter a distância entre E_2 e E_3 (d_2) quando o LCC estava sem prisma (itê m a)) e em seguida posicionar o espelho de saída (E_3) onde provavelmente encontra-se a fluorescência dos centros $F_A(II)$.

A localização do sinal de fluorescência do meio ativo é feita com o detetor de PbS (ver figura 12); a utilização do feixe de bombeamento como referência já é de pouca importância nesta fase pois este toma direção diferente do sinal de fluorescência ao atravessar o prisma de safira.

Fig. 12-Laser com prisma intracavidade

A localização do prisma em relação a janela de CaF_2 varia entre 50 e 100mm de distância e para o espelho de saída entre 140 e 300mm.

V-4-Comportamento do Sinal de Fluorescência do LCC em relação a Potência de Bombeamento

Na figura 13 observamos a dependência da fluorescência do LCC quando bombeamos o meio ativo com laser de Argônio no comprimento de onda de 514nm; podemos ver uma região em que o sinal (ddp pico-a-pico) do LCC passa de 2 para 130mVolts numa região de bombeamento entre 275 a 290mW de potência. Nesta região de forte transição de sinal a fluorescência torna-se bastante caótica no osciloscópio, o que não permite uma leitura correta deste sinal; tomamos, assim, o valor de 275mW de potência de bombeamento como sendo a potência mínima para ação laser do LCC para esta situação. O gráfico da figura 13 também representa a simples fluorescência, sem ação laser, do centro $F_A(II)(\text{KCl}:\text{Li}^+)$ quando bombeado com um feixe com potência abaixo do limiar.

Um outro comportamento do sinal do LCC pode ser visto na figura 14, ela representa o sinal do LCC quando o bombeamento é feito com o laser de Argônio no regime de multilinhas para diferentes espelhos de saída E_x . Podemos observar que a potência de limiar do LCC é mais baixa para espelhos E_x com maior refletividade. Esta maior refletividade ou menor transmissividade por parte dos espelhos tem influência na potência de limiar porque quanto maior a reflexão menor as perdas da cavidade ressonante do LCC [16].

Fig. 13-Fluorescência do LCC versus potência de bombeamento.

Fig. 14-Fluorescência do LCC versus potência de bombeamento para diferentes espelhos de saída.

V-5-Eficiência do LCC

A dependência da potência de saída do LCC em função da potência de bombeamento feito com laser de Argônio com multilinhas está representado na figura 15. A eficiência, dada pela inclinação da curva, é de 0,14%.

V-5.1-Técnica Experimental para determinar Eficiência do LCC

A determinação da eficiência do LCC foi feita utilizando um medidor térmico da Scientech-362 colocado logo após o espelho de saída com um filtro de Germânio entre eles para não deixar que o feixe de bombeamento que saia da cavidade junto com o feixe do LCC não interferisse na medida. O medidor térmico foi colocado dentro de uma caixa de isopor para que fontes indesejáveis de calor, e.g., a mão, não atrapalhasse a experiência já que era utilizada as escalas mais sensíveis do medidor (0,001 e 0,010 Watts); a medida da potência do feixe de bombeamento também era feita com medidor térmico.

Para concluir esta seção faremos agora algumas observações a respeito da eficiência energética do LCC.

A baixa eficiência comparado com outros laser de centro de cor existente na literatura [17] pode ser devido a muitos fatores, entre eles estão:

a) laser de bombeamento utilizado por nós foi o de Argônio em regime de multilinhas.* O melhor seria um laser de Criptônio no comprimento de onda de 647nm. Vimos na seção de centros $F_A(II)(KCl:Li^+)$ que este comprimento é o que mais se

aproxima do pico da banda de absorção F_{A1} , enquanto que para o laser de Argônio, sua emissão cai distante do pico da banda F_{A2} causando uma menor absorção por parte do meio ativo;

Fig. 15-Eficiência do LCC

b) casamento do feixe de bombeamento com o feixe do LCC no estrangulamento dentro do cristal. É sabido que existe uma dependência entre a eficiência e a potência de limiar com relação a razão dos raios do feixe de saída e do feixe de bombeamento no estrangulamento. Pike [20] trabalhou em cima desta razão e concluiu que a potência de limiar é mínima quando o diâmetro do feixe do laser de saída é muito menor do que o diâmetro do feixe do laser de bombeamento; além disso, o fato da razão dá uma potência de limiar mínima não significa uma máxima eficiência;

c) a qualidade ótica dos espelhos de entrada e de saída não são boas. O espelho de entrada apresenta manchas no seu filme, enquanto no de saída apresenta muitos riscos em sua superfície;

d) o meio ativo também apresenta irregularidades na sua superfície, mais conhecido como "casca de laranja", que não conseguimos tirar.

V-6-Curva de Sintonia

A curva de sintonia do LCC foi caracterizada com ajuda do vapor de água existente na própria atmosfera do laboratório. Apesar deste vapor ser prejudicial em algumas experiências de espectroscopia de infra-vermelho próximo, ele, o vapor de água, por ter suas linhas de absorção bem conhecida na região do infra-vermelho, particularmente na região de emissão do LCC utilizando como meio ativo os centros $F_A(II)$ em matriz de $KCl:Li$, foi o espectro de referência que utilizamos para determinar o intervalo de emissão do LCC construído no laboratório.

Através do espectro de vapor de água obtido com o LCC com sintonia intra-cavidade (sintonia feita a partir de elemento sintonizante dentro da cavidade ótica de lasers) determinamos que o intervalo de emissão do LCC é de 230nm com uma resolução de 2,7nm ($3,7\text{cm}^{-1}$) (ver figura 16). A montagem (ver figura 17) feita para obter este espectro foi a seguinte: o prisma foi colocado dentro da cavidade ótica do LCC distanciado do meio ativo de aproximadamente 500mm e do espelho de saída E_s de 150mm; a variação angular de incidência do feixe do laser sobre o prisma foi de $1,05^\circ$, o posicionador do prisma tem uma precisão de $5,73 \times 10^{-3}$ graus ou 1×10^{-4} radianos; também foi utilizada uma fenda de largura de $25\mu\text{m}$ colocada na frente do detetor e o mais próximo possível deste, cerca de 20mm.

Os picos de referência de absorção de vapor de água foram determinados a partir do espectro obtido no Espectrofotômetro Perkin-Elmer 180. A maneira para obter estes picos de absorção foi utilizar uma célula de comprimento de 200mm de comprimento e diâmetro de 26mm. A célula foi construída a

Fig. 16-Curva de sintonia do LCC

Fig. 17-Arranjo experimental para obtenção da curva de sintonia do LCC.

partir de um tubo de Latão o qual possui suas extremidades fechadas por janelas de CaF_2 , cujo material não absorve luz no intervalo de emissão do LCC citado acima; nas laterais deste tubo existem duas saídas que acoplamos a bomba de vácuo e o medidor de pressão. Durante a obtenção do espectro de referência, a célula continha água com vapor saturado a pressão de 700mtorr à temperatura ambiente.

V-6.1-Estimativa Teórica da Resolução da Sintonia do LCC.

O poder de resolução espectral de qualquer instrumento dispersivo é dado por:

$$R = \lambda / \Delta\lambda \quad (25)$$

onde $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ é a separação mínima de 2 linhas de comprimentos de onda λ_1 e λ_2 que são considerados resolvidos (ver figura 18).

A dispersão do feixe em relação ao comprimento de onda é dado por

$$\Delta\theta = \frac{d\theta}{d\lambda} \Delta\lambda \quad (26)$$

Fig. 18-Dispersão de um feixe de luz com comprimentos λ_1 e λ_2

Seja l a distância entre do elemento dispersante e o anteparo; utilizando a eq. (26) teremos

$$\Delta x = l \Delta \theta = l (d\theta/d\lambda) \Delta \lambda = (dx/d\lambda) \Delta \lambda \quad (27)$$

Para o caso de um feixe de luz de espectro contínuo que incide em um prisma em ângulo mínimo, este dispersa o feixe continuamente sobre um anteparo. Pode-se resolver melhor este espectro quanto mais se afasta o anteparo do prisma e selecionar uma região deste espectro com o uso de uma fenda (ver figura 19). Usando a equação (27) pode-se estimar a resolução de um feixe através da equação (28).

$$R = (d\theta/d\lambda) \lambda l / b \quad (28)$$

Fig. 19-Dispersão de um feixe de luz de espectro contínuo

Tomamos como exemplo a seguinte situação para um prisma de safira para o comprimento de onda de $2,7\mu\text{m}$:

-índice de refração $(n)=1,72$;

- dispersão espectral $(dn/d\lambda)=2,7 \times 10^{-5} \text{nm}^{-1}$;
- dispersão angular $(d\theta/d\lambda)=5,4 \times 10^{-5} \text{rad/nm}$;
- $b=25 \mu\text{m}$;
- $l=150 \text{mm}$;

colocando estes valores na equação (28) obtemos o poder de resolução $R=875$.

Para o prisma dentro da cavidade ressonante o aumento da resolução se faz presente porque o feixe do laser percorre um número de $1/T$ de vezes dentro da cavidade antes de sair pelo espelho de saída com transmitância T fazendo com que a dispersão angular do prisma seja multiplicado por $1/T$.

O fato do valor teórico para resolução está distante do valor obtido experimentalmente com o LCC pode ser devido as irregularidades da superfície do prisma, as quais podem ser facilmente vistas; a variação manual, através do micrômetro, do ângulo de incidência do feixe sobre o prisma e algumas irregularidades mecânicas do posicionador de prismas. Quanto ao intervalo de sintonia (230nm) ser pequeno em relação ao conseguido em outro laboratório [1](400nm) é consequência da baixa eficiência do LCC e alta potência de limiar.

A sintonia intracavidade consistindo do movimento de um prisma em relação ao ângulo de incidência do feixe a ser sintonizado trás consigo algumas desvantagens, entre elas podemos citar a perda do ângulo de Brewster que o feixe de incidência faz com a superfície do prisma e também a perda do ângulo de desvio mínimo.

A futura sintonização do LCC será feita por uma rede de difração montada em configuração Littrow; toda cavidade ótica do laser ficará protegida de vapores de água existentes na

atmosfera; isto terá como consequência a eliminação de picos de absorção de vapor de água e maior resolução no espectro de emissão do LCC.

V-7-Intervalo de Estabilidade

Esta seção tem como objetivo medir o intervalo de estabilidade do LCC para várias distancias entre o espelho central E_2 e o espelho de saída E_3 (d_2).

Vimos na seção II-4.2 que o intervalo de estabilidade é dado pela equação:

$$25 \cong f^2/d_2 \quad (15)$$

quando o espelho de saída é plano; e que a distância entre os espelhos E_1 e E_2 é dado pela equação abaixo:

$$d_1 = R_1 + f + \delta \quad (11)$$

onde $\delta \in (0, 25)$ para que a cavidade seja estável.

Fizemos medidas do intervalo de estabilidade para 4 valores de d_2 ; encontramos uma diferença média de 12,7% dos valores teóricos (25_0) para os experimentais (25_{exp}) os quais podem ser vistos na tabela 2; esta diferença é devido principalmente a falta de precisão dos suportes dos espelhos e do critério adotado para distinguir o sinal de fluorescência dos centros $F_A(II)$ e o sinal do LCC (seção V-4).

O procedimento usado para determinar este intervalo foi o seguinte: após conseguir ação laser, o espelho E_2 era movimentado no sentido de aproximar ou afastar do meio ativo, consequentemente do espelho E_1 , sem perder ação laser. A distância que o espelho E_2 percorria sem perder ação laser era o intervalo de estabilidade para uma certa distância d_2 .

d_2 (mm)	25_t (mm)	25_{exp} (mm)
296	2,11	1,94
326	1,91	1,60
458	1,36	1,20
544	1,15	0,98

Tabela 2-Valores teóricos e experimentais
do intervalo de estabilidade.

Observamos durante as medidas do intervalo de estabilidade a grande sensibilidade dos posicionadores dos espelhos E_2 e E_3 quando o LCC se encontrava nos extremos do intervalo, qualquer toque, por mais suave que fosse, fazia perder ação laser; fato contrário acontecia quando o LCC estava no centro do intervalo, podíamos mover cerca de 1/2 volta (0,25mm) os parafusos micrométricos.

Podemos observar através da figura 20 o comportamento do intervalo de estabilidade medido com o teórico. O resultado experimental segue a forma dos valores teóricos, os quais representam pontos de uma hipérbole.

Fig. 20-Intervalo de estabilidade

V-8-Comportamento do Feixe do LCC

Nesta seção faremos uma análise do comportamento do feixe do LCC a partir das medidas do diâmetro do feixe para 8 diferentes distâncias do espelho de saída E_3 ao local da medida. Obteremos a equação que descreve o feixe dentro e fora da cavidade ressonante a qual é semelhante a eq. (A-20) e outros parâmetros, tais como: os raios do primeiro e segundo estrangulamento w_0 e w_1 , respectivamente. Faremos uso das equações (A-28) e (A-29), as quais relacionam estes estrangulamentos e suas respectivas distâncias ao espelho (ou lente) de distância focal f . Os parâmetros obtidos através dos cálculos e indiretamente pelos resultados experimentais, nos darão uma idéia de como se comporta o feixe do LCC para as condições em que se encontrava no momento das medidas pois uma variação dos parâmetros do LCC e.g., distância entre os espelhos, dará um outro comportamento ao feixe, porém ainda obedecendo as equações discutidas no capítulo II.

As equações (A-20), (A-28) e (A-29) possuem um parâmetro comum que é o comprimento de onda λ do feixe; como todas as medidas foram feitas com o LCC sem o elemento de sintonia, ou seja, o LCC operava em toda faixa do espectro contínuo de emissão dos centros $F_2(II)(KCl:Li^+)$, tomamos o valor de λ como sendo igual a $2,7\mu m$ o qual coincide com o pico de emissão destes centros, cuja banda é simétrica em relação a este.

V-8.1-Técnica Experimental

O procedimento para medir o diâmetro do feixe em vários pontos de distância do espelho de saída E_3 foi o seguinte: alinhamos o LCC da maneira usual (ver seção V-3) até conseguir otimizar seu sinal de saída. Colocamos dentro da cavidade ótica, a 60mm de distância de E_3 , uma iris e fechamos o máximo possível até começar a diminuir o sinal do LCC que tínhamos antes sem esta. A finalidade desta iris foi evitar possíveis reflexões que estivessem no feixe do LCC e eliminar possíveis modos de ordem maior que o fundamental. O espelho E_3 estava posicionado a 360mm do espelho E_2 .

O detetor de PbS foi acoplado a um deslocador horizontal cujo micrômetro possui uma precisão de 0,01mm. A frente do detetor tinham um filtro de Germânio e uma fenda de 0,05mm de abertura, onde ambos deslocavam juntos com o detetor quando o micrômetro era movimentado. O sinal recebido pelo detetor ao atravessar radialmente o feixe do LCC, era amplificado por um Lock-in e mandado para um registrador x-y, onde x corresponde ao deslocamento do micrômetro e y ao sinal do detetor. A otimização de detecção do sinal do LCC era de fundamental importância sempre que uma outra medida ia ser feita.

V-8.2-Resultados Experimentais

Foram determinados o diâmetro em oito posições diferentes do eixo do feixe. Os resultados podem ser encontrados na tabela 3, onde z' é medido a partir do espelho E_3 e $w(z')$ é

definido como sendo o raio do feixe a I_{max}/e^2 em z' , onde I_{max} é a intensidade máxima medida.

$z' (mm)$	$w(z') (mm)$
55	0,81
125	1,17
175	1,49
230	1,89
300	2,49
520	4,05
595	4,62
705	5,37

Tabela 3-Valores experimentais do raio do feixe do LCC em relação a distância z' ao espelho de saída E_3 .

O gráfico da figura 21 mostra como é a variação do diâmetro do feixe ($2w(z')$) em função da distância deste ao espelho E_2 . Podemos perceber uma tendência destes pontos se ligarem através de uma reta quanto mais se afastam do espelho E_3 , formando um cone cujo ângulo α dá a divergência do feixe. Isto é um comportamento característico para um feixe gaussiano quando se afasta de seu estrangulamento.

O ângulo de divergência foi determinado a partir dos resultados contidos no gráfico da figura 21 e seu valor é 3,56mrad. Mais adiante daremos os parâmetros da equação (A-20) que descreve esta curva mas tendo como parâmetro uma variável z em relação ao segundo estrangulamento e não ao espelho E_2 . Esta variável z é igual a z' a menos de uma constante que indica a

-Raio do feixe em função da distância
ao 2º estrangulamento

Fig. 21-Variação do raio do feixe a partir do espelho E_3 . Os pontos (.) indicam os valores teóricos e os x os experimentais.

Fig. 22-Distribuição da intensidade feixe do LCC num plano perpendicular ao eixo de propagação a 55mm do espelho de saída E₃

Fig. 23-Distribuição da intensidade do feixe do LCC num plano perpendicular ao eixo de propagação a 705mm do espelho de saída E_3 .

localização deste espelho em relação ao segundo estrangulamento.

Os gráficos das figuras 22 e 23 representam a primeira e última (oitava) medida do diâmetro do feixe a 55 e 705mm de distância do espelho E_3 . A intensidade do feixe em relação ao raio deste tem uma forma gaussiana para todas as medidas. A priori podemos dizer que a presença de outros modos de ordem maior que o fundamental não chegam a competir com este.

V-8.3-Análise do Feixe do LCC

Começaremos a análise do LCC utilizando a equação (A-20), ou seja,

$$w^2(z) = w_1^2 + (\lambda/\pi w_1)^2 z^2 \quad (A-20)$$

onde w_1 é o raio do segundo estrangulamento, o qual é a imagem do primeiro de raio w_0 formado ao ser refletido na superfície do espelho E_2 . O valor de w_1 foi determinado via eq. (20) da seguinte maneira: a divergência do feixe do laser α é dado por (ver seção II-1)

$$\alpha = \frac{\lambda}{\pi w_1} \quad (20)$$

esta equação é obtida de (A-20) fazendo $z \gg w_1$ e $\text{tg } \alpha \simeq \alpha$.

Através do gráfico da figura 21 medimos α , o qual tem o valor de :

$$\alpha = 3,56 \text{ mrad}$$

Levando o valor de α a eq. (20) e tomando $\lambda = 2,7\mu\text{m}$ obtemos:

$$w_1 = 0,24\text{mm}$$

Assim a eq. (A-20) toma a seguinte forma:

$$w^2(z) = (0,24)^2 + (3,56 \times 10^{-3} z)^2 \quad (29)$$

onde z é a distância do raio do feixe ao segundo estrangulamento. Vale ressaltar que z pertence ao eixo de propagação do feixe.

No início desta seção designamos z' como sendo a distância do raio medido em relação ao espelho E_3 ; acontece que se trocarmos z por z' em (29), não obteremos os pontos que determinamos experimentalmente; assim, utilizando o Método de Mínimos Quadrados, conseguimos determinar a constante, já comentada anteriormente, que nos dá a localização de E_3 em relação ao segundo estrangulamento; o valor desta constante é:

$$c = 40,76\text{mm}$$

o que equivale dizer que

$$z = 40,76 + z' \quad (30)$$

Para obter o valor do raio do primeiro estrangulamento ("beam waist") w_0 vamos admitir que w_1 é imagem de w_0 e fazer uso da eq. (A-28)

$$\frac{1}{w_0^2} = \frac{1}{w_1^2} \left(1 - \frac{L_1}{f} \right)^2 + \left(\frac{\pi w_1}{\lambda f} \right)^2 \quad (A-28)$$

onde f é a distância focal do espelho E_2 (25mm) e L_1 é a distância do segundo estrangulamento ao espelho E_2 , o qual é dado por:

$$L_1 = d_2 - c \quad (31)$$

onde d_2 é a distância entre o espelho E_2 e E_3 cujo valor é 360mm. Assim L_1 tem o seguinte valor:

$$L_1 = 360 - 40,76 = 319,24\text{mm}.$$

Levando os valores destes parâmetros a eq. (A-28) obtemos:

$$w_0 = 19,9 \times 10^{-3} \text{mm}.$$

O raio do feixe na superfície do espelho E_2 é dado pela equação (21), ou seja,

$$w_{\text{esp}} = L_1 \alpha = 319,24 \times 3,56 \times 10^{-3} = 1,14 \text{mm}.$$

A distância do primeiro estrangulamento até o espelho E_2 é obtido através da equação (A-29).

$$L_0 - f = (L_1 - f) \frac{f^2}{(L_1 - f)^2 + \left(\frac{\pi w_1^2}{\lambda}\right)^2} \quad \text{A-29}$$

Levando os valores dos parâmetros obtidos acima na equação (A-29), teremos que a diferença entre a distância do primeiro estrangulamento e o foco do espelho E_2 é de:

$$L_0 - f = 2,01 \text{mm}.$$

V-8.4-Conclusões

Os parâmetros da cavidade obtidos através dos resultados experimentais descreve o comportamento do feixe dentro e fora da cavidade. Em resumo temos:

- divergência do feixe (α) $\simeq 3,56 \times 10^{-3}$ rad;
- raio do primeiro estrangulamento (w_0) $\simeq 19,9 \times 10^{-3}$ mm;
- raio do segundo estrangulamento (w_1) $\simeq 0,24$ mm;
- distância do primeiro estrangulamento ao espelho E_2 (L_0) = 27,01 mm;
- distância do segundo estrangulamento ao espelho E_1 (L_1) = 319,2 mm;
- raio do feixe na superfície do espelho E_2 (w_{esp}) = 1,14 mm;
- distância do espelho E_2 a E_3 (d_2) = 360 mm.

Na figura 21 podemos ver os pontos medidos (x) e os pontos calculados a partir de (29). Nota-se a tendência da curva da equação (29) se aproximar de uma reta quanto maior a distância ao segundo estrangulamento, como já comentado antes. A localização de E_3 e o raio do segundo estrangulamento (w_1) também se encontram na figura 21.

V-9-Otimização da Potência de Saída do LCC em
função da Concentração de Centros $F_A(II)$
na Matriz de KCl:Li+.

O objetivo desta seção é mostrar o procedimento e resultados obtidos quando medimos o sinal de saída do LCC ao variar a concentração de centros $F_A(II)$ na matriz de KCl:Li+ e determinar o valor desta para melhor sinal de saída do LCC. Para isto foram utilizadas várias amostras onde a variação de concentração de centros $F_A(II)$ era dada pelos diferentes tempos de coloração. Detalhes sobre a coloração das amostras podem ser encontradas na seção IV-2.1.

V-9.1. - Técnica experimental

Neste experimento foram utilizadas várias amostras de KCl+0,5%LiCl coloridos aditivamente com diferentes concentrações de centros F. Foram utilizadas amostras com espessura de $1,70 \pm 0,06$ mm. O procedimento para conversão de centros F em centros $F_A(II)$ para todas as amostras, foi o seguinte: 10 minutos à luz de Tungstênio, sem filtro, e 10 minutos no escuro, à temperatura ambiente; a conversão foi feita com a amostra já dentro da cavidade do LCC. Estes procedimentos foram necessários para que o único parâmetro que pudesse influenciar nos resultados fôsse a concentração de centros $F_A(II)$. Quanto a cavidade do LCC, foram fixados os espelhos E_1 e E_2 , ficando como parâmetros variáveis o posicionador do espelho de saída E_3 e o posicionador do detetor.

Com estes dois conseguimos a otimização do sinal do LCC para cada amostra, onde era observado através do osciloscópio como a diferença de potencial pico-a-pico. A potência de bombeamento foi de $800 \pm 10 \text{ mW}$ no regime de multilinhas do laser de Argônio. Após anotar o sinal adquirido, a amostra era aquecida até a temperatura ambiente e retirado do cabeçote do LCC e colocado imediatamente em outro criostato onde a sua temperatura era novamente baixada até a temperatura de Nitrogênio Líquido e tirado o espectro de absorção no CARY 17. Toda esta operação de retirada da amostra do LCC até sua colocação dentro do outro criostato foi feita com o mínimo de luz ambiente para que não afetasse a concentração das amostras.

V-9.2-Determinação da Concentração de Centros F_A (II)

As concentrações das amostras foram calculadas utilizando a fórmula de Smakula (32). A densidade ótica e a largura da banda a meia altura do centro F_A foram determinadas através do espectro de cada amostra obtida no Espectrofotômetro Cary 17.

A fórmula de Smakula é a seguinte:

$$fN = \frac{0,87 \times 10^{14} \times n \times W \times \alpha_{max}}{(n^2 + 2)^2} \quad (32)$$

onde N = número de centros por cm^3 ;

f = força de oscilador;

n = índice de refração;

W = largura da banda (eV);

$\alpha_{\max}$ = coeficiente de absorção (cm^{-1}).

$\alpha_{\max}$ é dado por:

$$\alpha_{\max} = 2,302(DO)/x \quad (33)$$

onde DO e x são a densidade ótica e a espessura da amostra (cm), respectivamente.

Os valores utilizados para os parâmetros da equação (32) foram:

$$f = 0,6 \quad [24]$$

$$n = 1,49 \quad (\lambda = 625\text{nm})$$

V-9.3-Resultados e Discussões

No gráfico da figura 24 está o espectro de absorção de uma das amostras onde podemos observar a largura da banda F_A e sua densidade ótica para o ponto máximo de absorção.

Na figura 25 podemos observar o comportamento do sinal do LCC em função da concentração de $F_A(\text{II})$. A curva, representada por linha cheia, é semelhante a encontrada na literatura [21] mas possui seu pico de otimização ($6,5 \times 10^{16} \pm 0,5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$) um pouco afastado do pico da curva da referência [22] que está em torno de $2,9 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, neste trabalho o bombeamento da amostra foi feito com um laser de Criptônio ($\lambda = 647,1\text{nm}$) e o sinal medido foi a sua fluorescência, provavelmente estes dois fatores contribuíram para esta diferença de otimização de concentração.

A queda de sinal para concentrações abaixo da de

Fig. 24-Espectro de absorção do KCl:Li⁺ apresentando as bandas F_{A1} e F_{A2}.

otimização de centros $F_A(II)$ é devido a pouca presença destes centros dentro da amostra. Para concentrações acima da de otimização, a queda do sinal deve-se ao fato da presença de centros F que não foram convertidos em centros $F_A(II)$, estes então, absorvem parte da luz de bombeamento dos centros $F_A(II)$ diminuindo sua eficiência e além disto os centros F excitados absorvem na região de emissão dos centros $F_A(II)$.

Fig. 25-Sinal do LCC em função da concentração de centros $F_A(II)$ dentro da matriz de $KCl:Li^+$

V-10-Sinal de Saída do LCC em Relação a Orientação do Meio Ativo e a Direção do Vetor de Polarização do Feixe de Bombeamento.

O objetivo desta experiência é analisar o comportamento do sinal do LCC quando é fixado um plano cristalino do meio ativo e submetido ao feixe de bombeamento cuja direção do vetor de polarização é variado através de um rotador de polarização da Spectra Physics modelo 310-21. A experiência foi dividida em duas partes: na primeira o plano do cristal (100) da amostra estava posicionado paralelamente ao plano do papel e na segunda foi a vez do plano (110). A seguir descreveremos a técnica experimental utilizada e a discussão dos resultados obtidos.

V-10.1-Técnica Experimental

A maneira de como procedemos para fazer esta experiência foi simples. Ela consistiu em conseguir ação laser e anotar o valor do sinal (ddp pico-a-pico) do LCC para cada rotação sofrida pelo vetor de polarização do feixe de bombeamento; Este procedimento foi usado tanto para o plano do cristal (100) paralelo ao plano do papel como para o plano (110) também paralelo ao plano do papel.

V-10.2-Discussões e Resultados Obtidos

Vamos iniciar esta seção descrevendo as possíveis

posições dos centros $F_A(II)$ dentro do cristal para em seguida analisar o vetor de polarização do feixe de bombeamento em relação a estes centros.

Fig. 26- Posições dos centros dentro do cristal

As três posições esquematizadas acima estão distribuídas uniformemente dentro do cristal. A seta 1 é referente a absorção da banda F_{A1} e a seta 2 é referente a absorção da banda F_{A2} .

Caso 1: Plano do cristal (100) paralelo ao plano do papel. Cristal com uma direção [100] em ângulo de Brewster (ϕ_B) em relação ao vetor de propagação do feixe de bombeamento (ver figura 27).

Para esta configuração vamos analisar a absorção em três situações diferentes.

1º - Vetor de polarização do feixe de bombeamento (E) perpendicular ao plano do papel (90°).

A absorção é feita pelas bandas F_{A2} dos centros orientados nas posições 1 e 3 cujos vetores de transição são paralelos ao campo do feixe.

2º - Vetor de polarização do feixe paralelo ao plano do papel (0°).

A absorção é feita pela banda F_{A2} dos centros orientados nas posições 1, 2 e 3 da seguinte maneira:

posição 1: Componente E_z paralelo a um dos vetores de transição da banda F_{A2} ;

posição 2: Componente E_y e E_z paralelos aos vetores de transição da banda F_{A2} ;

posição 3: Componente E_y paralelo a um dos vetores de transição da banda F_{A2} .

3º - Vetor de polarização do feixe a 45° com o plano do papel.

A absorção é feita pela banda F_{A2} dos centros orientados nas posições 1, 2 e 3 da seguinte maneira:

posição 1: Componentes E_x e E_z paralelos aos vetores de transição da banda F_{A2} ;

posição 2: Componentes E_y e E_z paralelos aos vetores de transição da banda F_{A2} ;

posição 3: Componentes E_x e E_y paralelos aos vetores de

transição da banda F_{A2} .

Caso 2: Plano do cristal (110) paralelo ao plano do papel. Cristal com uma direção [100] em ângulo de Brewster (ϕ_B) em relação ao vetor de propagação do feixe de bombeamento. Esta situação, plano (110) paralelo ao plano do papel, pode ser imaginada através da figura 27 quando colocamos o plano (100) a 45° com o plano do papel; também fizemos uma rotação de 45° em torno do eixo z no sistema de coordenadas xyz.

Fig. 27-Trajetória do vetor de onda $\vec{k}$ em relação as posições dos centros dentro do cristal

Semelhantemente ao caso anterior, analisaremos a absorção em três situações diferentes.

1º - Vetor de polarização do feixe perpendicular ao plano do papel (90°).

A absorção é feita pelas bandas F_{A2} dos centros orientados nas posições 1, 2 e 3 da seguinte maneira:

posição 1: Componente E_x paralelo a um dos vetores de transição da banda F_{A2} ;

posição 2: Componente E_y paralelo a um dos vetores de transição da banda F_{A2} ;

posição 3: Componentes E_x e E_y paralelos aos vetores de transição da banda F_{A2} .

2º - Vetor de polarização do feixe paralelo ao plano do papel (0°).

A absorção é feita pelas bandas F_{A2} dos centros orientados nas posições 1, 2 e 3 onde todos contribuem para absorção cujos vetores de transição são paralelos as componentes E_x e E_y , E_y e E_z e E_x e E_z , respectivamente.

3º - Vetor de polarização do feixe a 45° com o plano do papel.

A absorção é feita pelas bandas F_{A2} dos centros orientados nas posições 1 e 3 da seguinte maneira:

posição 1: Componente E_x paralelo a um dos vetores de transição da banda F_{A2} ;

posição 3: Componente E_y paralelo a um dos vetores de transição da banda F_{A2} .

O comportamento do sinal do LCC em relação a direção de polarização do feixe de bombeamento para o plano do cristal (100) paralelo ao plano do papel está representado no gráfico da figura 28, onde podemos observar uma maior contribuição para o sinal do LCC quando o vetor de polarização está à 45° em relação ao plano do papel. O fato do sinal ser menor para o bombeamento com polarização perpendicular ao plano do papel é devido a menor participação dos centros para absorção do feixe e a maior reflexão do feixe na superfície do cristal, já que a polarização é perpendicular ao plano de incidência.

Fig. 28-Sinal do LCC em função da direção de E para o plano do cristal (100) na horizontal (caso 1)

Já para o segundo caso, plano do cristal (110) paralelo ao plano do papel, o sinal do LCC em relação ao ângulo de polarização do feixe está contido dentro de uma faixa cujos máximos e mínimos correspondem as polarizações em torno de $\frac{\pi}{2}$ e $\frac{3\pi}{2}$ ($2n + 1$) ($n=0,1,2,\dots$) respectivamente; sua oscilação é menor que no 1º caso (ver figura 29).

Dos resultados obtidos podemos dizer que é melhor colocar o cristal na posição referente ao 2º, quando não se tem a mão um rotador de polarização, isto principalmente quando a ação laser não está sendo conseguida; esta condição só é válida para o laser de bombeamento cuja polarização está na vertical em relação a base do LCC.

Fig. 29-Sinal do LCC em função da direção de $\vec{E}$ com o plano do cristal (110) horizontal (caso 2)

V-11-Sistema de Detecção do LCC

O sistema de detecção do sinal do LCC para todos os resultados experimentais obtidos, com excessão da medida da eficiência energética, a qual foi utilizada um medidor térmico, consiste basicamente de detetor de PbS tipo 2417 da IRI e uma janela de Germânio para filtrar a fluorescência dos centros F que, apesar do seu sinal ser muito pequeno em relação ao do laser utilizando o cristal de KCl:Li⁺ com centros F_A(II), ele concorre com a fluorescência destes centros quando no momento da não existência de ação laser. O comportamento do sistema de detecção com relação a frequência de modulação da luz incidente sobre o detetor pode ser vista na figura 30, nesta é apresentado o comportamento do laser com espectro contínuo de emissão dos centros F_A(II) em KCl:Li⁺ e o comportamento de uma fonte de Tungstênio passando por um monocromador e selecionando o comprimento de 2,7 μ m. A finalidade desta medida foi de observar o comportamento do sinal detetado com relação a frequência de modulação do laser de bombeamento sobre o meio ativo do LCC, ou seja, poderia a frequência de modulação do laser de bombeamento influenciar o sinal de saída do LCC devido a um aquecimento momentâneo do cristal exposto ao feixe por período mais longo (frequência de modulação baixa) sem um resfriamento eficiente do dedo frio? Dos resultados obtidos com o LCC e com a fonte de Tungstênio, podemos concluir que, dentro de nossa precisão, a frequência do "chopper" não tem influência direta sobre o meio ativo, ficando o comportamento das curvas obtidas sujeito apenas a eletrônica do sistema de detecção e as características intrínsecas do PbS.

Fig. 30-Resposta do detetor do LCC em função da frequência de modulação da luz incidente

VI-CONCLUSOES

Este trabalho mostra a construção de um laser de centro de cor e sua caracterização para utilização em espectroscopia no infra-vermelho próximo. Todas as peças mecânicas, com exceção dos foles metálicos, abraçadeiras e micrômetros, foram confeccionados na oficina mecânica do DFCM; tais peças exigiram muito desta oficina pois foram peças de difícil construção e também bastante precisas. Os componentes óticos da cavidade deste LCC foram confeccionados nas oficinas de ótica e filmes finos do DFCM. A construção deste laser fez com que fossem desenvolvidas as técnicas de polimento do prisma de Safira e das janelas de Fluoreto de Cálcio (CaF_2), pois técnicos desta oficina nunca tinham trabalhado com esses materiais. A obtenção da matéria prima para confecção das peças mecânicas são facilmente encontradas no mercado nacional ficando apenas os materiais óticos tais como Safira, Fluoreto de Cálcio e Quartzo Herasil dependentes de importação. A infra-estrutura existente neste departamento fez com que houvesse uma grande viabilidade na construção deste laser ficando com um porcentagem de quase 90% de nacionalidade.

A determinação do comportamento do feixe do LCC nos deu uma idéia dos parâmetros do LCC. Determinamos sua divergência a partir dos resultados medidos e partimos para obtenção de outros parâmetros, tais como, raios dos 1º e 2º estrangulamentos, denominados por w_0 e w_1 , e suas respectivas distâncias ao espelho E_2 . As equações que relacionavam entre si estes parâmetros estão expostas no Apêndice A. Vale salientar que os resultados têm uma dependência da distância entre os espelhos E_2 e E_3 dados pelas

seguintes equações:

$$\frac{1}{w_1^2} = \frac{1}{w_0^2} \left(1 - \frac{L_0}{f} \right)^2 + \left(\frac{\pi w_0}{\lambda f} \right)^2 \quad (\text{A-28})$$

$$(L_1 - f) = (L_0 - f) \frac{f^2}{(L_0 - f)^2 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda} \right)^2} \quad (\text{A-29})$$

assim, para a configuração que o laser se encontrava no momento da experiência, determinamos que o 1º estrangulamento do feixe (w_0) teve um raio de $20\mu\text{m}$, o 2º estrangulamento de $0,24\text{mm}$ e sua localização em relação ao espelho E_2 foi de 320mm de comprimento. No trabalho do Mollenauer e Olson [2] é feito um comentário sobre estes estrangulamentos. Para a cavidade construída por eles o valor calculado do 1º estrangulamento é de $21,2\mu\text{m}$, já o raio do 2º estrangulamento deve ter um valor de $1/\sqrt{2}$ do raio sobre o espelho E_2 (w_{esp}) quando a cavidade estiver no centro do intervalo de estabilidade, o que dá um valor de aproximadamente de $0,7\text{mm}$. Estes valores calculados não foram confirmados experimentalmente por eles. No trabalho do Kogelnik et al [4] eles mencionam que o 1º estrangulamento possui um valor de aproximadamente $10\mu\text{m}$ e não faz qualquer comentário sobre o 2º estrangulamento do feixe. Os parâmetros fixos, tais como, raios de curvaturas dos espelhos, distâncias entre eles, etc, de ambas as cavidades eram diferentes dos parâmetros da nossa cavidade. O raio do 1º estrangulamento determinado por nós já era esperado pois esta é uma característica intrínseca da cavidade astigmaticamente compensada. A divergência do LCC ficou próximo de $3,5\text{mrad}$.

Não foi feita qualquer experiência com relação a compensação astigmática, apenas procuramos manter os parâmetros que fez valer a equação (22). A espessura do meio ativo foi o parâmetro que tivemos controle sobre ele. O restante foi próprio da cavidade, o que tornou inviável sua modificação, como por exemplo, se quizessemos trocar o valor do foco do espelho central, seria necessário trocar o próprio espelho por outro de distância focal desejada. A espessura do meio ativo que satisfazia a equação (22) foi de 1,72mm.

Outras medidas mostraram que o intervalo de sintonia foi de 2,59 a 2,82 μ m e sua eficiência de 0,14%. A potência de limiar para o bombeamento com laser de Argônio com comprimento de onda de 514nm foi de 275mW. Este intervalo de sintonia já era esperado, pois no trabalho do Woehl [21] ele conseguiu um intervalo de 2,56 a 2,82 μ m, onde o qual foi feito em condições semelhantes a feita por nós. O Mollenauer e Olson [2] conseguiram um intervalo de sintonia para o LCC de 2,5 a 2,9 μ m. As razões são devidas as dificuldades encontradas neste trabalho, tais como: instabilidade mecânica proveniente do sistema de vácuo baixa potência do laser de bombeamento, baixa eficiência do LCC e alta potência de limiar. Estas dificuldades podem ser resolvidas com a fixação do LCC sobre uma mesa mais rígida e uma bomba de vácuo criogênica; o elemento sintonizador do LCC será uma rede de difração em configuração de Littrow e protegeremos a cavidade ótica com atmosfera de Nitrogênio seco dentro de uma câmara.

Observamos também a diferença de comportamento do LCC para 2 diferentes espelhos de saída, o que nos confirmou que quanto maior a transmitância deste espelho, maior são as perdas e consequentemente a potência de limiar [16]. Isto pode ser visto

na figura 14.

O intervalo de estabilidade, discutida na seção II-3.1, foi determinado para 4 diferentes distâncias entre os espelhos E_2 e E_3 , e o resultado confirmou o comportamento caracterizado pela equação (15).

Com relação aos centros de cor, foram apresentados as características dos centros F , $F_A(II)$ e $F_B(II)$. O meio ativo usado durante todo o trabalho foi o cristal de $KCl:Li^+$ com centros $F_A(II)$, os quais foram coloridos aditivamente para a produção de centros F no sistema de coloração do Laboratório de Ótica. A conversão de centros F em $F_A(II)$ foi feita irradiando o cristal colorido com luz de lâmpada de Tungstênio por 20 minutos à temperatura de $20^\circ C$; esta não é a única maneira de se fazer a conversão. Na literatura [2,18,21] podemos encontrar vários trabalhos de diferentes autores que citam o procedimento usado para fazer a conversão de centros F em $F_A(II)$ ou $F_B(II)$. A técnica de preparação destes meios ativos varia bastante porque as conversões podem ser feitas à temperaturas entre -50 e $20^\circ C$ por um tempo de 10 minutos a 2 horas. Chegamos a fazer várias experiências de conversão com relação a diferentes fontes de radiação tais como: laser de Argônio (514nm), luz policromática de lâmpadas fluorescentes, luz de lâmpadas de Tungstênio e irradiação com luz monocromática de 540nm de comprimento, com diferentes tempos de exposição dos cristais a estas radiações à diferentes temperaturas. A conversão dos centros era acompanhado via o espectro de absorção das amostras obtidas no Espectrofotômetro Cary 17 onde poderia-se notar a diminuição da altura da banda F e o aumento da banda F_A para os cristais de $KCl:Li^+$ coloridos. No caso dos cristais de $KCl:Na$ coloridos, a

conversão estava realizada quando podíamos observar três picos em 535, 580 e 635nm no espectro de absorção obtido pelo Cary 17. Quando as bandas de absorção não mais se modificava com o tempo de exposição à luz, era porque a conversão já tinha sido completada. As técnicas de preparação dos meios ativos citados acima foram dominadas, mas a obtenção de ação laser utilizando o $\text{KCl}:\text{Na}^+$ com centros $F_A(\text{II})$ não foi possível devido a baixa potência do laser de bombeamento.

A experiência de otimização do LCC em relação a concentração de centros $F_A(\text{II})$ confirmou o resultado coincidente do Woehl [21]g., Foi encontrada uma concentração de otimização de $6,5 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ a qual difere do obtido por Baldacchini [22] que foi de $2,9 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ sob outras condições de medidas. Nesta experiência ficou claro que uma concentração de centros F maior que a normalmente usada, não significa uma maior eficiência do LCC pois o excesso de centros F , não convertidos em centros $F_A(\text{II})$, no estado excitado absorve a emissão dos centros $F_A(\text{II})$ aumentando as perdas intrínsecas da cavidade. A utilização de um laser de Criptônio bombeando o meio ativo na banda F_{A1} contorna este problema, já que este fica fora da banda de absorção dos centros F . Este experimento de otimização de concentração de centros é válido para nós pois ameniza outros parâmetros que não ajudam a aumentar a eficiência do LCC, como por exemplo, o laser de Argônio em regimes multilinhas.

Uma análise sobre a direção de polarização do feixe de bombeamento em relação ao posicionamento do cristal dentro da cavidade mostrou que, para o caso de não se ter disponível um rotador de polarização, é melhor colocar o cristal na posição em que o plano (110) fique paralelo a base do LCC (horizontal)

quando o vetor de polarização do feixe de bombeamento for perpendicular a base do LCC (vertical). Alguns trabalhos [2,17,23] citam o posicionamento do cristal dentro da cavidade do LCC. Para Meucci et al [23] a eficiência do LCC é maior quando a polarização do feixe de bombeamento está paralelo ao plano de incidência do cristal e que contém o plano (110) paralelo ao plano do papel e que foi confirmado pelas nossas medidas. O Meucci et al [23] também mencionam que o fato do cristal se encontrar nesta posição, permite a excitação de todos os centros se a banda F_{A2} for excitada independentemente da direção de polarização do feixe de bombeamento. O gráfico da figura 29 confirma esta afirmação, pois a oscilação do sinal do LCC é menor que o sinal do LCC para o cristal com seu plano (100) posicionado paralelamente ao plano do papel (figura 28). As oscilações são devidos ao número de centros participando da ação laser e da refletância para diferentes direções de polarização do feixe de bombeamento sobre a superfície do cristal.

Com o laser construído, teremos agora oportunidade de aumentar o campo de pesquisa em espectroscopia no infra-vermelho próximo no Laboratório de Ótica e pesquisar outros meios ativos utilizando esta cavidade e fazendo as mudanças necessárias dos espelhos dicróicos.

VII-SUGESTÕES

É de nosso interesse o aperfeiçoamento deste LCC; para isto pretendemos fazer algumas modificações, tais como:

1-Montar o LCC diretamente sobre uma base rígida, mesa de granito por exemplo, e refazer os posicionadores de alguns espelhos e do criostato, com maior precisão e sem folga. A troca dos espelhos atuais por outros de melhor qualidade também é necessário

2-Substituir o sistema de vácuo atual por um mais limpo, uma bomba criogênica, a qual não está presente óleo ou vibração mecânica;

3-Evitar trabalhar com potência de bombeamento próximo a de limiar do LCC e que essa não possua instabilidade pois ocasionará instabilidade também no LCC.

4-Procure otimizar o sinal do LCC através do diâmetro do feixe de bombeamento dentro do cristal, para isto deveremos utilizar um expensor de feixe antes do espelho de entrada.

5-Utilizar uma envoltória na cavidade ótica do LCC com atmosfera de Nitrogênio seco para evitar a presença de picos de absorção de água e Dióxido de Carbono em espectro de outras amostras.

6-Montar um sistema que dê condições de fazer espectroscopia com simples ou duplo feixe acoplado a um sistema para controlar e receber os dados das experiências realizadas.

7-Utilizar um medidor de comprimento de onda para determinar com maior precisão o comprimento de onda de saída do LCC sintonizável.

8-Substituir o prisma e o espelho de saída por uma rede de difração em configuração Littrow.

A-TEORIA DA CAVIDADE RESSONANTE

A teoria da cavidade ressonante será feita em partes. Começaremos utilizando a ótica geométrica, a qual trata o comportamento de um raio de luz através de sistemas óticos. O raio de luz é definido como sendo a trajetória que o centro de um feixe eletromagnético deveria tomar através de um sistema ótico. Ele é sempre perpendicular a frente de onda. Dividiremos esta primeira parte em matriz raio, a qual é uma ferramenta importante para descrever o comportamento do raio de luz dentro de sistemas e partiremos, utilizando um resultado obtido a partir da matriz de um sistema de 2 espelhos de frente um para o outro, para obtenção da condição de estabilidade do ressonador ótico para fechar esta seção.

A segunda parte do apêndice é dedicada ao tratamento formal do feixe gaussiano dentro da cavidade ressonante. Obteremos as relações que descreve quantitativamente o diâmetro e o raio de curvatura da fase do feixe em relação ao eixo de propagação z . Estas relações serão de grande ajuda para entendermos o estudo quantitativo que o Kogelnik et al [4] fizeram para a cavidade do Laser de Centro de Cor (LCC) construído por nós (capítulo II).

A-1-Ótica Geométrica

A-1.1-Matriz Raio

A matriz raio é uma matriz 2x2 com determinante unitário que permite relacionar parâmetros de entrada e saída de sistemas óticos, tais como: lentes delgadas, interfaces dielétricas, espelhos curvos, meios não lineares, etc.

Para descrevermos a matriz consideremos o seguinte: seja r a distância do raio paraxial ao eixo z num ponto $z=\text{constante}$ e 1 e 2 os subíndices que indicam saída e entrada, respectivamente. Por tratarmos com raio paraxial, podemos tomar o desvio angular pequeno, a ponto de considerar o seno e a tangente do ângulo como sendo este próprio. Colocando isto em forma matricial, teremos que:

$$\begin{bmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{bmatrix} \quad (A-1)$$

onde $r'_{1,2}$ é $dr_{1,2}/dz$ e a matriz 2x2 é a matriz raio, A , B , C e D são os 4 elementos desta matriz.

Para melhor compreensão desta ferramenta tomaremos 2 exemplos onde, o primeiro descreve os parâmetros de entrada e saída de um meio dielétrico de espessura d e o segundo é um sistema de lente delgada e espaço livre. Este último será útil para determinar a condição de estabilidade do LCC.

Exemplo 1- Meio dielétrico com espssura d .

Os parâmetros r_2 e r'_2 (ver fig. A-1) são dados por:

$$r_2 = 1.r_1 + d.r'_1 \quad (\text{A-2})$$

$$r'_2 = 0.r_1 + 1.r'_1 \quad (\text{A-3})$$

ou escrevendo em forma de matriz

$$\begin{bmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{bmatrix} \quad (\text{A-4})$$

onde a matriz

$$\begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

é a matriz raio para o exemplo acima descrito, percebe-se que seu determinante é igual a 1.

Fig. A-1-Meio dielétrico com espessura d

Exemplo 2-Combinação de lente mais espaço livre.

Este exemplo é interessante porque ele é a composição de 2 sistemas óticos diferentes, são eles: o espaço livre d (exemplo 1) e uma lente delgada de distância focal f. A matriz

raio para o exemplo 2 é igual ao produto da matriz do primeiro com a matriz raio para lente delgada (A-5).

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \quad (A-5)$$

O resultado, então, para o exemplo 2 é dado pela matriz raio da equação (A-6).

$$\begin{bmatrix} 1 & d \\ -1/f & 1-d/f \end{bmatrix} \quad (A-6)$$

Fig. A-2-Combinação lente e espaço livre

Existe na literatura [5] tabelas com matriz raio para diversos sistemas óticos. Utilizaremos o exemplo 2 na seção seguinte, onde obteremos a condição de estabilidade para a cavidade ressonante composta de dois espelhos dispostos de frente um para o outro.

A-1.2-Estabilidade do Ressonador Ótico

Quando nos referimos a um laser de cavidade estável queremos dizer que o raio de luz transita entre os dois espelhos várias vezes até sair desta cavidade. A cada volta ele sofre uma refocagem, mantendo-se assim, sempre próximo ao eixo ótico dos espelhos. A finalidade disto é fazer com que os raios voltem e façam a emissão induzida no meio ativo para se ter ação laser do sistema.

O efeito de refocagem é semelhante a uma sequência periódica de lentes [5], como pode ser visto na figura A-3.

O raio de luz que sai da n-ésima lente está relacionado com o de entrada pela n-ésima potência da matriz raio para uma combinação lente e espaço livre (ver exemplo 2 da seção A-1.1).

Escrevendo em forma matricial temos:

$$\begin{bmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}^n \begin{bmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{bmatrix} \quad (A-7)$$

Os elementos desta matriz podem ser calculados por meio do teorema de Sylvester [6] e são conhecidos na literatura [7, 8]; assim,

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}^n = \begin{bmatrix} A \sin(n\theta) - \sin((n-1)\theta) & B \sin(n\theta) \\ C \sin(n\theta) & D \sin(n\theta) - \sin((n-1)\theta) \end{bmatrix} \quad (A-8)$$

onde $\cos \theta = (A+D)/2$.

A equação (8) só é válida se

$$-1 < (A+D)/2 < 1 \quad (A-9)$$

Se a desigualdade da equação (A-9) for satisfeita o ressonador é estável.

(a)

(b)

Fig. 3-Ressonador com espelhos (a) e sistema de lentes equivalentes (b).

Utilizando os elementos da matriz raio do exemplo 2 da seção A-1.1 para dois sistemas com apenas distâncias focais diferentes, teremos que a condição de estabilidade para o ressonador ótico é dado pela seguinte relação:

$$0 < (1 - d/2f_1)(1 - d/2f_2) < 1 \quad (A-10)$$

onde d é a distância entre os dois espelhos de distância focal f_1 e f_2 . A equação (A-10) foi obtida utilizando (A-9).

Veremos mais a frente que a cavidade ótica do LCC é estável e que ela apresenta um intervalo de estabilidade, que fora deste, perde-se ação laser.

A-2- Feixe Gaussiano

Nesta seção trataremos a natureza do feixe do laser não mais como raio, mas sim como uma onda eletromagnética a qual possui fase e amplitude. Levaremos em conta que o feixe não possui dependência angular em relação a z , as ondas eletromagnéticas são essencialmente transversais e varia suavemente com a direção de propagação z . O que veremos a seguir é a obtenção da solução da equação de onda para um feixe gaussiano e algumas relações fundamentais para compreensão do trabalho feito pelo Kogelnik et al [4] sobre a cavidade astigmaticamente compensada para o LCC desenvolvido.

A-2.1-Solução Aproximada do Feixe Gaussiano

O feixe de laser é semelhante em muitos aspectos a ondas planas. Entretanto, suas distribuições de intensidades não são uniformes mas estão concentradas perto do eixo de propagação e torna-se menos intensa a medida que se afasta deste eixo e além disto, as frentes de fase são ligeiramente curvadas.

Começaremos o tratamento definindo um campo de potencial E de luz coerente que satisfaz a equação de onda escalar

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad (A-11)$$

onde $k = 2\pi/\lambda = \omega n/c$ é a constante de propagação no meio.

Para o campo elétrico com vetor de onda $\vec{k}$ se propagando na direção z , podemos escrever:

$$E = \Psi(x, y, z)e^{-ikz} \quad (A-12)$$

onde Ψ é uma função complexa suave que representa a diferença entre o feixe do laser e uma onda plana. Essa diferença está essencialmente na distribuição não uniforme da intensidade e curvatura da frente de fase.

Introduzindo a equação (A-12) na equação (A-11) obtemos:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial \Psi}{\partial z} = 0 \quad (A-13)$$

onde desprezamos a segunda derivada em z pois Ψ varia suavemente com z .

A equação (A-13) é semelhante a de Schrodinger dependente do tempo, cuja solução é:

$$\Psi = \exp[-i(P(z) + kr^2/2q(z))] \quad (A-14)$$

onde $P(z)$ é um parâmetro que representa a mudança de fase complexa a qual está associada com a propagação da luz e $q(z)$ é um outro parâmetro complexo que descreve a variação gaussiana na intensidade do feixe com a distância r ($r^2 = x^2 + y^2$) ao eixo de propagação. Portanto, a equação que descreve o feixe gaussiano é dado pela equação (A-14).

A obtenção dos parâmetros P e q é conseguida ao introduzir (A-14) em (A-11) e comparando termos de iguais potências em r , assim

$$q' = dq/dz = 1 \quad (A-15)$$

$$P' = dP/dz = -i/q \quad (A-16)$$

A-2.2- Propagação do Feixe Gaussiano

Integrando a equação (A-15) obtemos:

$$q(z) = z + iz_0 \quad (A-17)$$

A necessidade de $q(z)$ ser imaginário num dos termos é para evitar que a onda se propague na direção radial com mudança

de fase cada vez mais rápida com o aumento de r , mantendo a amplitude constante, o que não ocorre.

Como $q(z=0)=iz_0$ temos a partir das equações (A-14) e (A-17) o seguinte parâmetro:

$$w_0^2 = 2z_0/k = \lambda z_0/\pi \quad (\text{A-18})$$

onde w_0 é o menor diâmetro do feixe, denominado cintura do feixe ("beam waist") ou primeiro estrangulamento, ver figura A-4.

Os outros parâmetros que aparecem na figura A-4 serão comentados mais a frente.

Introduzindo a equação (A-17) na (A-14) chegaremos a seguinte expressão:

$$\psi = \exp\left[-\frac{kzr^2}{2(z^2+z_0^2)}\right] \exp\left[-\frac{ikzr^2}{2(z^2+z_0^2)}\right] \exp(iP(z)) \quad (\text{A-19})$$

Fig. A-4-Contorno do feixe gaussiano

A partir da (A-19) obtemos, através da primeira exponencial, o comportamento do diâmetro do feixe com relação a

direção de propagação z , ou seja:

$$w^2(z) = 2(z_0^2 + z^2) / kz_0 = w_0^2 [1 + (\lambda z / \pi w_0^2)^2] \quad (A-20)$$

onde $w^2(z)$ representa e^{-1} do valor do campo.

O primeiro termo da equação (A-19) também indica o fator de amplitude do feixe gaussiano.

Com relação a segunda exponencial da equação (A-19) podemos reescrevê-la da seguinte maneira:

$$\exp[-ikr^2/2R(z)] \quad (A-21)$$

a qual indica que para o plano $z=\text{constante}$, não temos uma superfície de igual fase, ou seja, a frente de onda não é plana, é curva com seu raio dado por $R(z)$.

$$R(z) = (z^2 + z_0^2) / z = z [1 + (\pi w_0^2 / \lambda z)^2] \quad (A-22)$$

Para calcular $P(z)$ é necessário apenas introduzir (A-19) em (A-16) e integrar. O resultado é:

$$\exp(-iP(z)) = [1 / (1 + (z/z_0)^2)^{1/2}] \exp[i \operatorname{tg}^{-1}(z/z_0)] \quad (A-23)$$

a exponencial em (A-23) expressa a mudança de fase da onda na direção de propagação:

$$\beta = kz - \operatorname{tg}^{-1}(z/z_0) \quad (A-24)$$

Podemos reescrever a equação (A-11) a partir dos parâmetros obtidos; assim a solução do feixe no modo fundamental

é dado por:

$$E = (w_0/w) \exp\{-r^2/w^2 - i[kz - tg^{-1}(z/z_0)] - ikr^2/2R(z)\} \quad (A-25)$$

onde a segunda exponencial indica a mudança na fase da onda na direção de propagação e a terceira indica que o plano $z=\text{constante}$ não é uma superfície de mesma fase.

Se considerarmos que não existe simetria angular em torno do eixo do feixe teremos que a solução mais completa para a (A-11) é dada por:

$$E_{m,n} = \frac{w_0}{w} H_m(\sqrt{2} x/w) H_n(\sqrt{2} y/w) \exp \left[-\frac{x^2+y^2}{w^2} - i \frac{k(x^2+y^2)}{2R(z)} - i k z + i(1+m+n)tg^{-1}(z/z_0) \right] \quad (A-26)$$

onde $H_m(t)$ é o polinômio de Hermite, de ordem m e argumento t , definido por:

$$H_m(t) = (-1)^m \exp(t^2) \frac{d^m(\exp(-t^2))}{dt^m} \quad (A-27)$$

A equação (A-26) representa os modos de oscilação do laser cuja razão ganho-perda é maior que o fundamental ($m=n=0$) representado pela equação (A-25).

A-2.3-Transformação de Feixe Gaussiano por uma Lente

Podemos relacionar os estrangulamentos de um mesmo

feixe que atravessa uma lente de distância focal f e suas respectivas distâncias à lente (ver figura A-5). Para isto, suponhamos que o feixe se propague no sentido da esquerda para direita e possua um estrangulamento de raio w_1 distanciados de L_1 da lente. Aos parâmetros à direita da lente denominaremos com subíndices 0 e aos da esquerda com subíndices 1.

As equações que relacionam os estrangulamentos e suas respectivas distâncias da lente são:

$$\frac{1}{w_i^2} = \frac{1}{w_j^2} \left[1 - \frac{L_j}{f} \right]^2 + \left[\frac{\pi w_j}{\lambda f} \right]^2 \quad (\text{A-28})$$

$$L_i - f = (L_j - f) \frac{f^2}{(L_j - f)^2 + \left(\frac{\pi w_j^2}{\lambda} \right)^2} \quad (\text{A-29})$$

onde $i=0,1$ e $j=1,0$.

Um tratamento mais detalhado sobre este assunto pode ser encontrado na referência [9].

Fig. 5-Transformação de um feixe gaussiano por uma lente.

REFERÊNCIAS

- [1]- B. Fritz and E. Menke. "Laser Effect in KCl with $F_A(Li)$ Centers". Solid St. Commun. 3, pp 61-63, 1965.
- [2]- L. F. Mollenauer and D. H. Olson; "Broadly Tunable Lasers using Color Center". J. App. Physics, V. 46, Nº. 7, july 1975.
- [3]- W. Demtroder. "Laser Spectroscopy". Springer-Verlag, 1981.
- [4]- H. W. Kogelnik et al. "Astigmatically Compensated Cavity for Dye Lasers". IEEE Jour. of Quantum Eletronics, vol QE-8, No 3, March 1972.
- [5]- Kogelnik and Li. "Lasers Beams and Resonator". Applied Optics, 5, 10, 1966.
- [6]- Richards, P. I. "Manual of Mathematical Physics". Pergamon Press 1959, pp 312.
- [7]- J. Pierce. "Theory and Desing of Electron Beam". Van Nostrand, 1954, pp 194.
- [8]- A. Gerrard. "Introduction to Matrix Methods in Optics". John Wiley & Sons, 1975.
- [9]- H. W. Kogelnik. "Imaging of Optical Modes - Resonator with Internal Lenses". Bell Syst. Tech. J. vol 44, pp 455-494, Mar 1965.
- [10]- Joseph T. Verdeyem. "Laser Electronics". pp 89, Prentice-Hall, 1981, pp 89. 1965.
- [11]- M. H. Dumm and A. I. Ferguson. "Coma Compensation in Off-axis Laser Resonator". Opt. Commun, 20, 2, Fev 1977

- [12]- F. C. Brown. "Fisica de los Sólidos". Editorial Reverte, S. A., 1970.
- [13]- W. B. Fowler. "Physics of Color Centers". Academic Press, 1968.
- [14]- F. De. Martine, U. M. Grassano and F. Simoni. "Optics Comm." ,11,8, 1978.
- [15]- Swank, R. K. and Brown, F. C. "Phys. Rev. Letters 8, 10, (1962).
- [16]- L. Marton and C Marton. "Methods of Experimental Physics". Vol. 15, Academic Press 1979, Cap. 6.
- [17]- G. Litfing and R. Beigang. "Desing of Tunable CW Colour Center Lasers". J. Phys. E. Sci. Instrum. vol 11, pp 984-86, 1978.
- [18]- You Lu et al. "Laser-active Color Center $F_2^+(II)$ in KCL:Na Crystals". Chinese Physics, vol. 6, No 1, Jan-Mar, 1986.
- [19]- L. F. Mollenauer. "Apparatus for the Coloration of Laser-quality Alkali Halide Crystals". Rev. Sci. Instrum. 49, 809 (1978).
- [20]- F. P. Shafer. "Dye Lasers". Topics in Applied Physics. S.-Verlag, 1977, pp 103.
- [21]- Jr, G. Woehl. Tese de Mestrado. IFQSC, DFCM, USP. 1986.
- [22]- G. Baldacchini, et al. "Development of Colour Center Lasers for Spectroscopy Applications". Revue Phys. Appl. 18 (1983) pp 301-306.
- [23]- M. Meucci et al. "Improvement of the Optical Pumping in the $F_2^+(II)$ Color Center Laser". Opt. Commun. 51,1, Aug 1984.

[24]- W. Gellermann, K.P. Koch and F. Luty. "Recent Progress in Color Center Lasers". Laser Focus, April 1982.