

Instituto de Física Cleb Wataghin
Universidade Estadual de Campinas

CONVERSÃO DE FREQUÊNCIA DE RADIAÇÃO

Maria Silvia Guedes de S. Pinto

Tese apresentada como parte
dos requisitos para obtenção
do grau de Mestre em Ciências

Campinas, 20 de dezembro de 1977

Aos meus pais

Ao Elmar

Agradecimentos

Agradeço ao Prof. Dr. Antônio Guillermo J. Balbin Villaverde, pela orientação e apôio no decorrer dêste trabalho.

Ao Prof. Dr. Alvin Elliot Kiel, agradeço pelas sugestões apresentadas.

Agradeço à FAPESP e CTA pelo amparo financeiro.

Enfim, agradeço a tôdos colegas e amigos que contribuíram direta ou indiretamente na realização desta tese.

Maria Sílvia

RESUMO

O trabalho trata da montagem do "Q-Switch" de um laser pulsante de rubi, provendo-o de um controle para que ele opere no modo puro fundamental TEM_{00} .

São estudados os perfis espacial e temporal do feixe do laser no unimodo, sendo feitas as medidas de potência pico e energia.

A seguir é realizado uma análise de geração do segundo harmônico, verificada em três cristais: RDP (fosfato dihidrogenado de rubídio), $LiIO_3$ (iodato de lítio), RDA (arsenato dihidrogenado de rubídio), por ângulo e temperatura de "phase-matching" respectivamente.

As conversões de frequência apresentam eficiência da ordem de 30%, sendo todas obtidas com o laser operando no TEM_{00} .

INDICE

I. Introdução.....	1
II. Montagem do laser comercial de rubi com "Q-Switch" e sua operação no unimodo	
A. Descrição do sistema laser.....	3
B. "Q-Switch" do laser de rubi e alinhamento.....	6
C. Operação unimodo do laser de rubi e montagem.....	7
D. Detecção da energia e potência do laser de rubi	
1. Medida da energia.....	9
2. Cálculo da potência pico.....	9
3. Perfil espacial do laser de rubi.....	12
4. Cálculo da densidade de energia e da potência.....	14
E. Polarização do feixe do laser de rubi - verificação experimental.....	18
III. Geração do segundo harmônico do laser de rubi em cristais de RDP, LiIO_3 e RDA	
A. Parte teórica	
1. Geração do segundo harmônico.....	20
2. Equações básicas que descrevem as interações paramétricas para o segundo harmônico e eficiência de conversão de frequência.....	25
3. Ângulo de "phase-matching".....	28

4. Temperatura de "phase-matching".....	33
5. "Phase-matching" para os cristais de RDP, LiIO_3 e RDA.....	35
B. Procedimento experimental	
1. Eficiência de conversão de frequência para os cristais de RDP, LiIO_3 e RDA na geração do segundo harmônico.....	38
2. Verificação experimental dos ângulos e temperatura de "phase-matching".....	39
IV. Conclusões.....	47
Referências.....	53

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Um dos objetivos deste trabalho é a montagem de um laser comercial de rubi, provendo-o de um controle, para que ele opere num modo longitudinal e transversal TEM_{00} puro.

O laser, operando neste modo, permite medidas precisas em efeitos não lineares, sendo possível também estudar o feixe de saída do mesmo, cuja forma temporal e perfil espacial se assemelham a uma gaussiana.

Esses perfis fornecem o cálculo da potência pico e da densidade deste para cada disparo do laser.

No capítulo II, secções A e B, é apresentado o sistema laser de rubi, utilizando o seu "Q-Switch".

Na secção C e figura 1, pode ser vista a operação unimodo e a montagem para tal.

O procedimento experimental para a medição do perfil espacial do feixe do laser, é descrito na secção D, bem como é apresentado um oscilograma temporal no TEM_{00} puro, que permite a medida de energia.

Utilizando o perfil espacial do feixe do laser, também na secção D, temos o cálculo da densidade de potência e de energia.

Na secção E, é feita a verificação experimental da polarização do feixe do laser de rubi.

No capítulo III, é desenvolvido o tópico sobre conversão de frequência de radiação.

Limitou-se este trabalho ao caso de geração de segundo harmônico do laser de rubi, obtido a partir de três cris-

tais: LiIO_3 (iodato de lítio) e RDP (fosfato dihidrogenado de ru
bídio), por sintonização de ângulo e o RDA (arsenato dihidrogenad
o de rubídio) por sintonização de temperatura.

O capítulo é apresentado em duas partes. A primeira diz respeito à teoria envolvida no processo para obtenção do segundo harmônico, as equações básicas que descrevem as interações paramétricas e eficiência de conversão.

Na segunda, temos o procedimento experimental para o segundo harmônico, onde é utilizado a montagem da figura 2.

São calculadas as eficiências de conversão de frequência e é feita a verificação experimental do "phase-matching" para os três cristais e da polarização do feixe do segundo harmônico do rubi, que corresponde no caso ao ultravioleta com $\lambda = 3470 \text{ \AA}$.

CAPÍTULO II

Montagem do Laser Comercial de Rubi com "Q-Switch" e sua Operação no Unimodo

A. Descrição do Sistema Laser

Trata-se de um laser pulsante de rubi ($\lambda=6943\text{\AA}$), modelo 624 - Q-Switched da Holobeam Laser Inc.

A barra de rubi tem a forma de um cilindro com um raio de cerca de 0,45 cm. (diâmetro de 3/8") e o comprimento de 15 cm. (6").

A cabeça do laser possui além do rubi, o arco de descarga de Xenônio para o bombeamento ótico sendo o volume interior preenchido com água destilada circulante.

Para a barra do laser e a lâmpada do "flash", existe uma unidade de resfriamento que funciona como troca de calor, onde a água destilada circulante é resfriada pelo sistema externo de água gelada, cuja entrada é controlada por uma chave térmica que opera de acordo com a água circulante no laser.

A temperatura escolhida para a chave térmica foi de 19°C.

A cavidade ótica do laser é formada por um espelho dielétrico na entrada que possui alta refletividade (99%) e na saída por uma face do rubi.

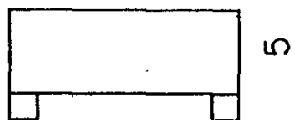
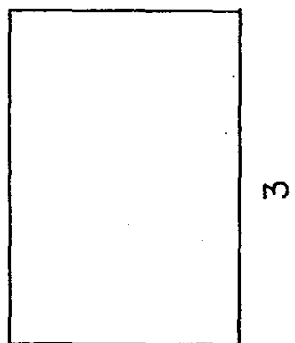
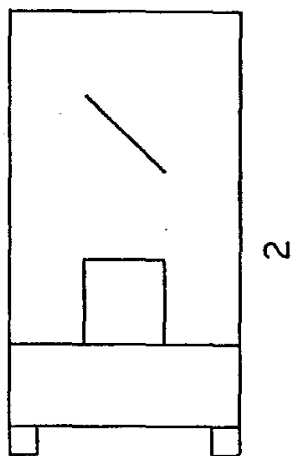
Para o funcionamento do laser com "Q-Switch", existe uma célula "Pockells" com um cristal de KDP ($\text{K D}_2\text{PO}_4$) imersa num fluido "index-matching" e um polarizador de acordo com a figura 1.

A energia a ser dissipada no "flash" para começar

Figura 1 - Montagem do laser de rubi para operação no "unimodo".

- 1 - espelho dielétrico de alta refletividade
- 2 - polarizador e célula "Pockells" com cristal de KDP
- 3 - cabeça do laser - rubi e "flashlamp"
- 4 - abertura de 1 mm
- 5 - etalon num posicionador

FIG 1



o bombeamento ótico é armazenada no banco do capacitor da fonte do laser . Para um dado valor de capacitância, a duração do pulso de descarga e sua forma são determinados pela indutância em série.

B. "Q-Switch" do laser de rubi e alinhamento

O polarizador da célula de KDP, normalmente permanece em cruz com a polarização do rubi.

Após um tempo durante o qual a população dos íons excitados do rubi, sobem a níveis extremamente altos, tempo a partir da descarga da lâmpada, controlado na estação remota da célula "Pockells", um pulso de alta tensão é aplicado no cristal.

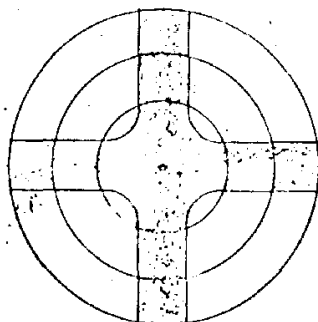
Isto causa uma rotação de 90° no plano de polarização; a célula "abre-se" e o leisamento ocorre num "giant-pulse" de 15-30 nanosegundos, com um pico que pode exceder 10^8 watts.

Antes que o leisamento convencional ou um segundo pulso ocorra, a tensão aplicada no cristal decai e o plano de polarização retorna à condição de "fechamento"

O alinhamento para o "Q-Switch" é feito utilizando-se uma lâmpada comum na frente do espelho de entrada.

Entre o polarizador e o cristal de KDP, da célula "Pockells", coloca-se um polarizador vertical e um outro horizontal na frente do cristal da célula.

Com este sistema é possível ajustar-se convenientemente o cristal até serem visíveis as reflexões que formarão uma imagem cruzada com círculos concêntricos como mostra a figura acima.



Com um "delay time" de 700 μ seg, a tensão de 9000V no cristal, mostrou-se razoável para a obtenção da rotação do cristal.

C: Operação unimodo do laser de rubi e montagem

A operação unimodo do laser de rubi é obtida utilizando-se a montagem da figura 1.

A cavidade ótica do laser para operar no unimodo, consta de um espelho dielétrico com alta refletividade na entrada e um "etalon" de 2 cm. de diâmetro por 0,30m de espessura, colocado a 60 cm. do espelho.

O comprimento ótico da cavidade, neste caso é de 71 cm., uma vez que:

$$L_{opt} = L_1 + (n-1)L_2 \quad (II-1)$$

onde L_1 é a distância entre o espelho e o etalon, L_2 o comprimento do rubi e $n = 1,74$ é o índice de refração do rubi.

A seleção de modos é feita da seguinte forma: a cavidade ótica só pode sustentar modos longitudinais com uma separação, em número de ondas ("free spectral range") dada pela relação (ref. 1):

$$\Delta\nu = \frac{1}{2L_{opt}} \text{ cm}^{-1} \quad (II-2)$$

No caso, $\Delta\nu = 0,007 \text{ cm}^{-1}$.

Esta estrutura de modos se superpõe ao perfil de ganho, que é aproximadamente uma gaussiana. A largura do perfil de

ganho para o rubi é de $0,02 \text{ cm}^{-1}$ (ref. 2).

A refletividade ressonante do "etalon" com um espaçamento de $\Delta\nu = 1,66 \text{ cm}^{-1}$ modula a estrutura de modos da cavidade, reduzindo o número de modos longitudinais que possuem o máximo ganho.

O fato do laser ser disparado ligeiramente acima do umbral de leisamento, determina a redução dos modos longitudinais, prevalecendo o modo longitudinal mais forte.

A seleção dos modos transversais é feita acoplando-se uma abertura ("pinhole") dentro da cavidade, entre o rubi e o "etalon", que aumenta as perdas por difração para os modos não axiais ("of-axis").

De acordo com Mac Allister (ref. 3) o número de Fresnel limite para o modo puro fundamental é de 0,4.

O número de Fresnel é dado por:

$$N = \frac{a^2}{2\lambda L_{\text{opt}}} \quad (\text{II-3})$$

onde a é o raio do "pinhole", λ o comprimento de onda do rubi ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$); e L_{opt} o comprimento da cavidade ótica do laser.

No caso, $N = 0,25$, o que garante uma suficiência para o modo puro fundamental.

Para um número de Fresnel dessa ordem, o perfil espacial do feixe do laser se assemelha a uma gaussiana em seu campo longínquo ("far field"), a saber, a uma distância da abertura, maior que uma distância de Rayleigh, que é definida como:

$$d_{\text{Rayl.}} = \frac{2a^2}{\lambda} \quad (\text{II-4})$$

Com $a = 0,05 \text{ cm}$; $d_{\text{Rayl.}} = 70 \text{ cm}$.

O alinhamento dinâmico do feixe do laser para o uni modo foi feito através de queimas circulares em fotografias virgens e da verificação da forma do pulso com um osciloscópio - Tektronix-7844.

D. Deteção da energia e potência do laser de rubi

1. Medida da energia

A medição da energia foi feita utilizando-se um me didor "termopile" da Hadron, modelo 101, localizado a uma distância de 95 cm do etalon, isto equivale a posição i da figura 2 e um nanovoltímetro modelo 148 da Keithley Instruments. Foi usado um fotodetector com fotodiodo S6D 444-eG&G como referência.

Tomou-se um cuidado especial de manter o "termopile" perpendicular ao feixe do laser de forma a não haver perdas.

A energia esteve em torno de 12 m joules.

2. Cálculo da potência pico do laser de rubi

O pulso do laser possui uma dependência temporal, cuja forma é uma gaussiana (ref. 1).

A potência em função do tempo, pode ser escrita pa ra o pulso integrado no espaço como sendo:

$$P(t) = P_0 \exp \left[-4 \ln 2 (t - t_0)^2 / \tau^2 \right] \quad (II-5)$$

onde P_0 é a potência pico, que ocorre no tempo $t = t_0$ e τ corresponde a largura do pulso FWHM, ou seja, a largura total no meio

Figura 2 - Montagem padrão.

- 1 - laser conforme figura 1
- 2 - abertura ("pinhole") de 1 mm.
- 3 - etalon montado num posicionador
- 4 - "beam splitter"
- 5 - fotodetetor referência - fotodiodo SGD 444 - EG&G
- 6 - "pinhole" de 100 μm
- 7 - fotodetetor medidor Hadron - modelo 600845 - 902
- 8 - osciloscópio Tektronix D11 - 5103 N
- 9 - osciloscópio Tektronix 7844
- 10 - filtros de atenuação Oriel e de NiCl_2

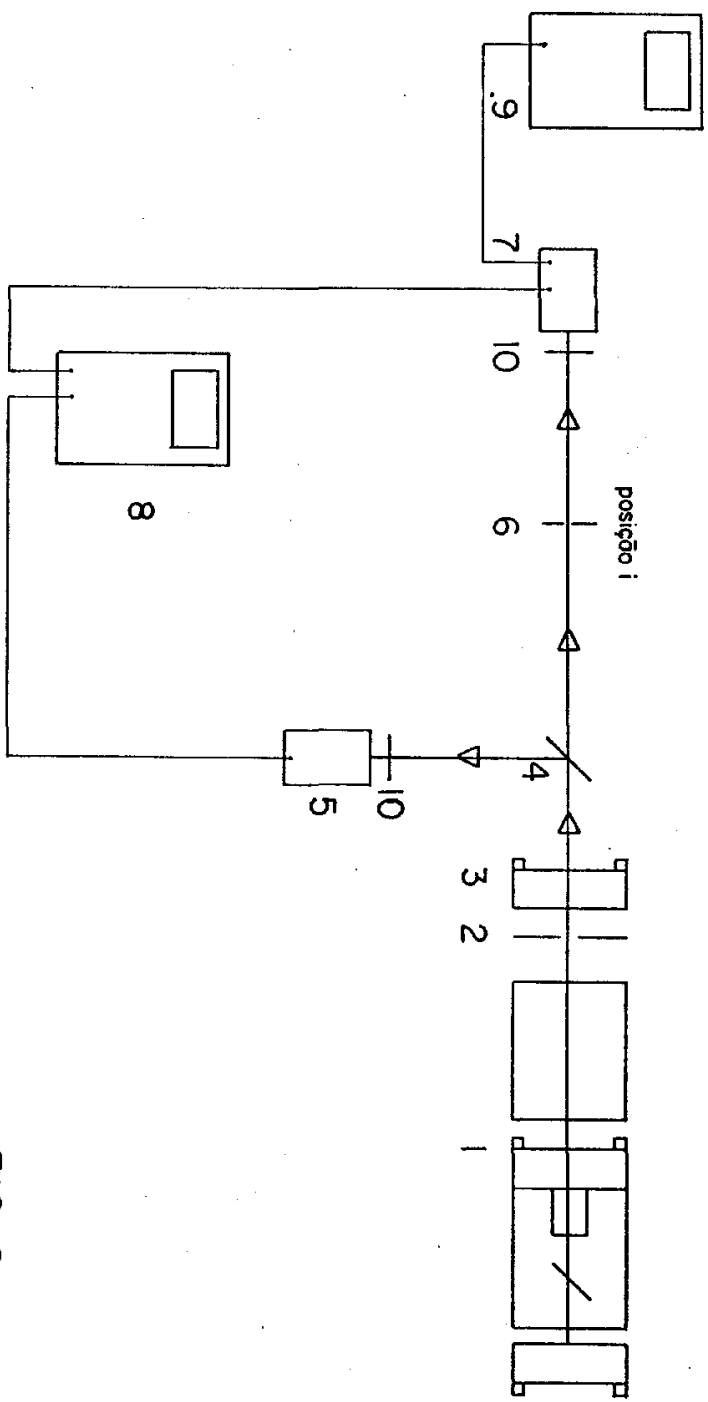


FIG. 2

do máximo, que pode ser determinado pelo oscilograma temporal da figura 3.

Sabendo-se que a energia do pulso é relacionada com a potência pico por meio de:

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} P(t) dt \quad (II-6)$$

Com a substituição de (II-5) em (II-6) e integrando, obtemos:

$$E = \frac{P_o \tau}{0,936} \quad (II-7)$$

O tempo τ no oscilograma temporal da figura 3 é da ordem de 15 nanosegundos. Considerando a energia como 12 mJoules, a potência de pico é de 0,75 Mwatts para um pulso de duração de 15 nanosegundos.

3. Perfil Espacial do laser de rubi

Para o estudo do perfil espacial, foi utilizada a montagem da figura 2, com um "pinhole" de 100 μm , na posição i, ou seja, à 95 cm do "etalon".

Com este "pinhole", fez-se uma varredura ao longo dos eixos ortogonais da secção transversal do feixe.

O eixo coincidente com a direcção vertical, padronizou-se como sendo o Y e o de direcção horizontal como sendo o X.

Foram feitas séries de dez medidas de cada lado do ponto central do feixe tanto em X como em Y, através de um fotodetector Hadron, modelo 600845-902. Essas medidas foram normaliza

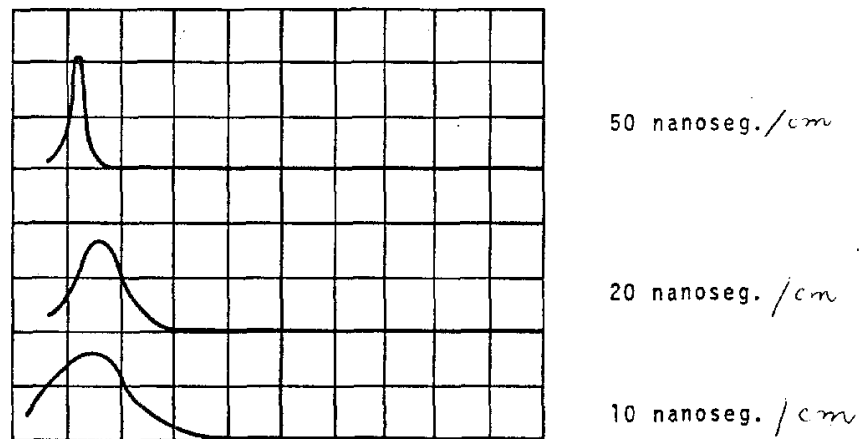


FIG. 3 — OSCILOGRAMA TEMPORAL PARA
O FEIXE DO LASER DO RUBI NO TEM₀₀

das através do fotodetector referência (5) com um osciloscópio - Tektronix, modelo 11-5103N.

Os valores obtidos forneceram os gráficos das figuras 4 e 5, que são típicos perfis espaciais. As linhas sólidas - correspondem às formas aproximadas gaussianas, fornecidas pelos dados experimentais.

4. Cálculo da densidade de energia e da potência

A secção transversal do feixe, sendo elíptica (ref. 1) permite-nos escrever a intensidade do laser, que é proporcional à densidade de potência em função da posição como:

$$I(x,y) = I_0 \exp \left[-2\left(\frac{x}{\omega_x}\right)^2 - 2\left(\frac{y}{\omega_y}\right)^2 \right] \quad (II-8)$$

sendo I_0 a intensidade no centro do feixe e ω_x e ω_y os semi-eixos do feixe ao longo dos eixos X e Y.

Se a intensidade é avaliada no máximo temporal do pulso, integrando a equação II-8, obtemos:

$$P_0 = \int I(x,y) dx dy$$
$$P_0 = \left(\frac{I_0}{2}\right) \pi \omega_x \omega_y \quad (II-9)$$

Se o feixe é circular, tem-se que $\omega_x = \omega_y = \omega$, portanto

$$P_0 = \left(\frac{I_0}{2}\right) \pi \omega^2 \quad (II-10)$$

Figura 4 - Perfil espacial do feixe do laser de rubi em uma seção transversal, ao longo do eixo Y, medido com um "pinhole" de $100\text{ }\mu\text{m}$ a 95 cm do etalon (posição i).

Figura 5 - Perfil espacial do feixe do laser de rubi em uma seção transversal, ao longo do eixo X, medido com um "pinhole" de $100\text{ }\mu\text{m}$ a 95 cm do etalon (posição i).

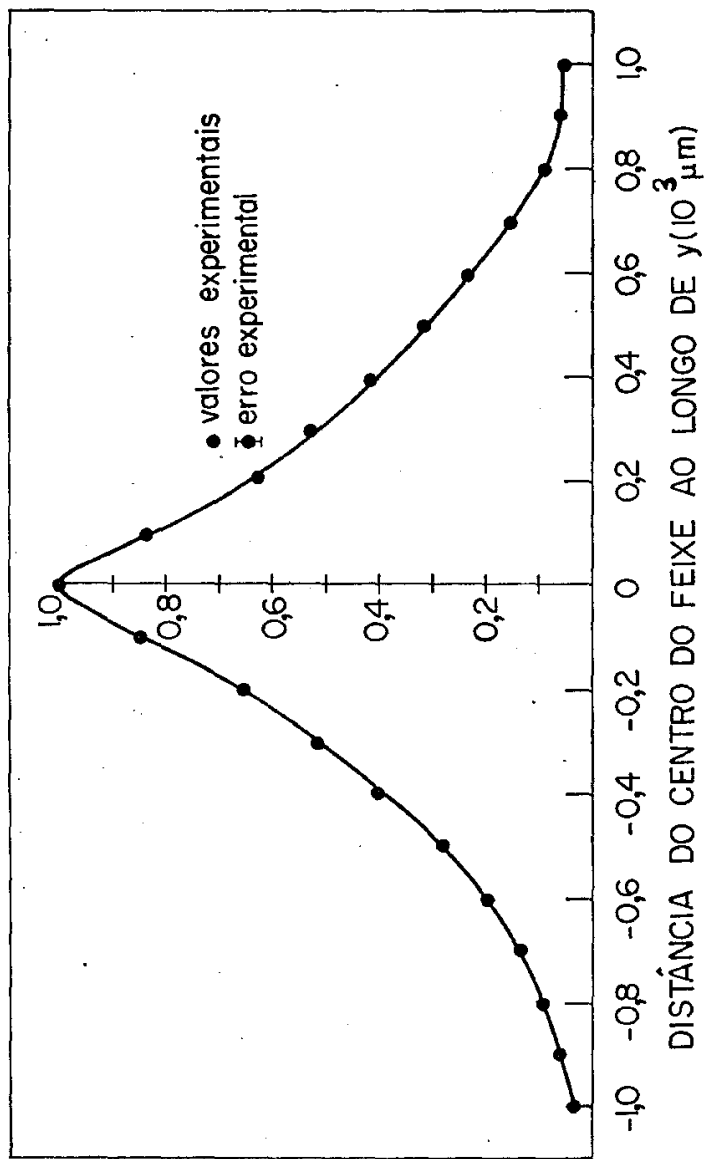


FIG. 4

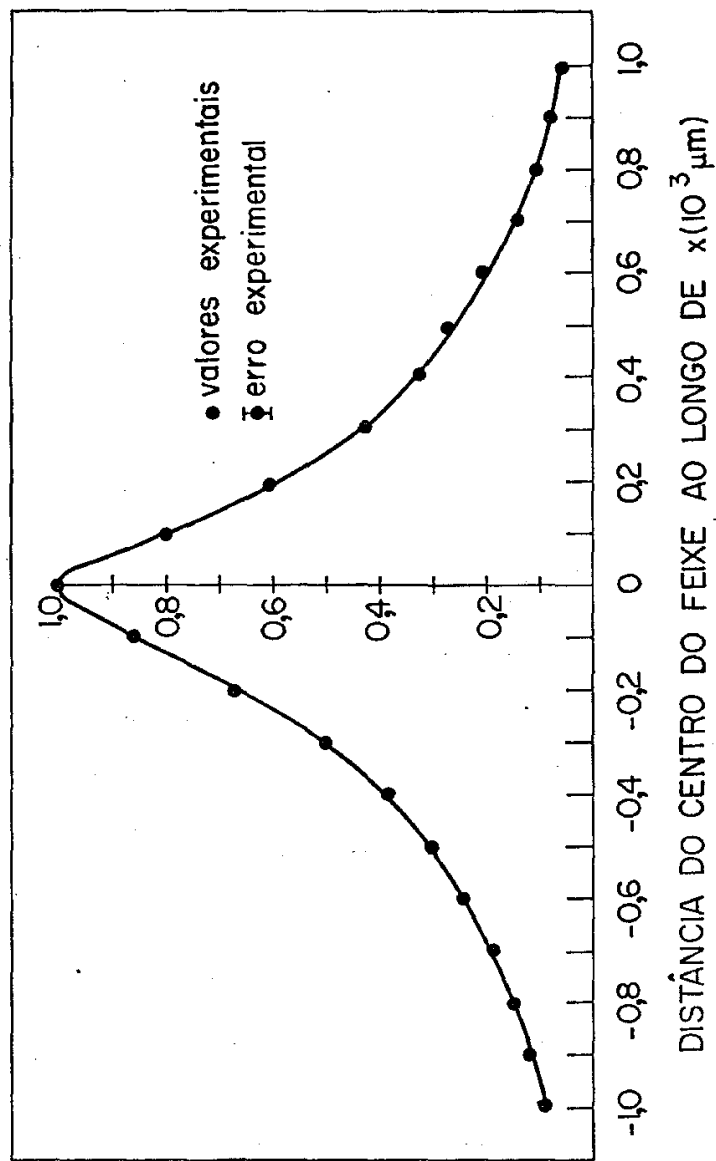


FIG. 5

Similarmente, para a energia têm-se:

$$E = \left(\frac{\epsilon_0}{2} \right) \pi \omega^2 \quad (II-11)$$

Uma vez que P_0 e E já foram calculados e medidos como sendo 0,75M watts e 12 mjoules respectivamente (secção 2) é possível determinar I_0 e ϵ_0 usando as equações (II-10) e (II-11).

Os valores de $\omega_x = \omega_y = \omega$, de acordo com os perfis espaciais das figuras 4 e 5 é de 710 μm .

Isto fornece para I_0 e ϵ_0 :

$$I_0 = 95 \text{ Mwatts/cm}^2$$

$$\epsilon_0 = 1,5 \text{ joules/cm}^2$$

E. Polarização do feixe do laser de rubi - Verificação experimental

A polarização do feixe do rubi foi verificada utilizando-se a montagem da figura 2 com um polarizador colocado na posição i.

Através das medidas normalizadas obtidas, obteve-se o gráfico de polarização da figura 6. O feixe do rubi está polarizado verticalmente em torno de 90° a 95° .

Esta verificação tornou-se necessária para o prosseguimento do trabalho que implica no conhecimento da polarização do feixe para a determinação da posição do cristal a ser estudado.

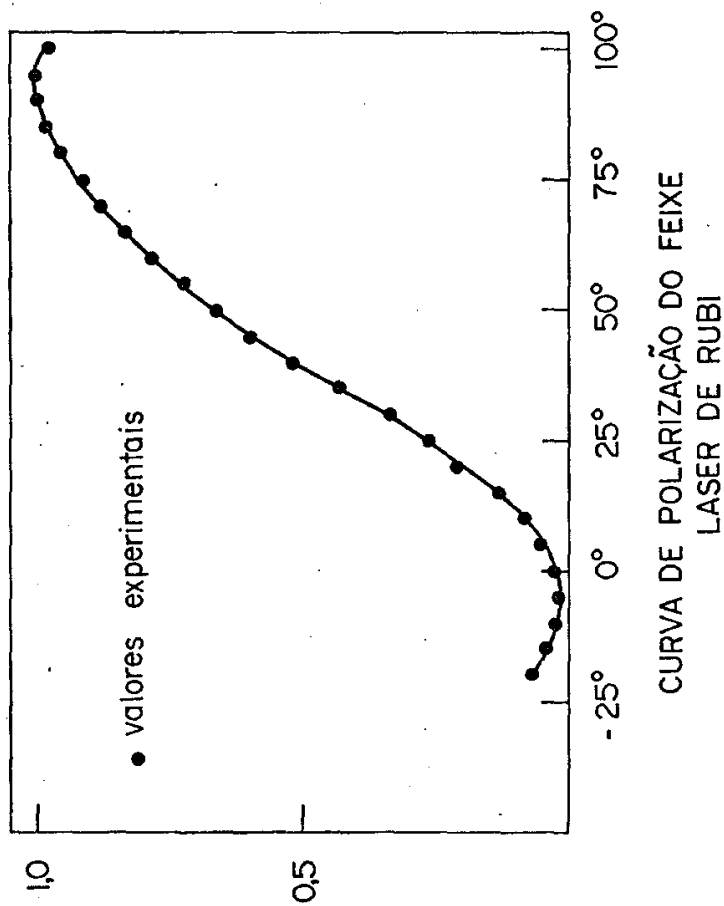


FIG. 6

Geração do segundo harmônico do laser de rubi em cristais de LiIO_3 (iodato de lítio), RDP (fosfato dihidrogenado de rubídio) e RDA (arsenato dihidrogenado de rubídio)

A. Parte teórica

1. Geração do segundo harmônico

A geração do segundo harmônico aparece como uma consequência das propriedades óticas não lineares de certas classes de cristais.

Com a utilização do laser, luz monocromática de alta intensidade, tornou-se possível a exploração das não linearidades de um material.

A resposta não linear pode dar origem a uma mudança de energia entre campos de diferentes frequências.

Uma aplicação importante desse fenômeno é a geração do segundo harmônico, no qual, parte da energia da onda ótica de frequência ω , propagando-se através do cristal, é convertida numa onda de frequência 2ω .

Uma condição necessária para se estudar um determinado harmônico é que o material deve ser transparente à frequência fundamental e a do harmônico desejado, no caso, o segundo.

A polarização ótica de cristais é devida principalmente ao deslocamento dos elétrons da banda de valência pelo campo ótico.

De acordo com a referência 2, é possível um estudo da força restauradora envolvida no processo e consequentemente da energia potencial. Expandindo-se esta em torno da posição de equi-

líbrio dos elétrons deslocados, constatamos que a simetria ou assimetria do cristal é a responsável pelo aparecimento da polarização linear e não linear num determinado cristal.

A dependência da polarização ótica P como uma função do campo elétrico ótico E é dada por:

$$P = \chi E (1 + a_1 E + a_2 E^2 + \dots) \quad (\text{III-1})$$

onde χ é a polarizabilidade linear ótica e a_i os coeficientes não lineares.

O relacionamento entre P e E é de forma tensorial. O segundo termo $\chi a_1 E^2$ é o primeiro responsável pelo aparecimento do segundo harmônico.

Supondo um campo aplicado, $E = E_0 \sin \omega t$, o termo quadrático provém uma contribuição P à polarização do cristal como:

$$P = \chi a_1 E_0^2 \sin^2 \omega t = \chi a_1 \frac{E_0^2}{2} (1 - \cos 2\omega t) \quad (\text{III-2})$$

A parte em P com dependência de $\cos 2\omega t$ é a responsável pela radiação do segundo harmônico no cristal.

Existem importantes restrições de simetria que tornam significativas a produção de harmônicos pares por materiais que possuem simetria com centro de inversão e aqueles que não o possuem.

Os materiais com centro de inversão não terão os termos pares e os que não possuem simetria e centro de inversão de simetria permitem a produção do segundo harmônico.

Podemos representar a polarização $P^{2\omega} \cos 2\omega t$ num meio não linear na seguinte forma tensorial:

$$p_i^{(2\omega)} = t_{ijk}^{(2\omega)} E_j^{(\omega)} E_k^{(\omega)}$$

(III-3)

De acordo com Kleimnan (referência 4); $t_{ijk}^{(2\omega)} = t_{jik}^{(2\omega)}$, o que reduz o número de elementos independentes de (III-3).

Para isto, ele utiliza um argumento termodinâmico para quando não houver dispersão e absorção no meio. A ausência desses fatores implica que PdE , o termo que representa a contribuição para a energia livre é uma diferencial exata perfeita. Sendo assim, $\text{rot } P$ é nulo, portanto:

$$\frac{\partial P_x}{\partial E_y} = \frac{\partial P_y}{\partial E_x}$$

$$\frac{\partial P_y}{\partial E_z} = \frac{\partial P_z}{\partial E_y}$$

$$\frac{\partial P_z}{\partial E_x} = \frac{\partial P_x}{\partial E_z}$$

o que implica:

$$\frac{\partial P_i}{\partial E_j} = t_{ijk}^{(2\omega)} E_k = \frac{\partial P_j}{\partial E_i} = t_{jik}^{(2\omega)} E_k$$

$$\text{Então : } t_{ijk}^{(2\omega)} = t_{jik}^{(2\omega)}$$

(III-4)

Portanto é possível escrever :

$$t_{xxy} E_x E_y = t_{xyx} E_y E_x$$

$$t_{xyz} E_y E_z = t_{xzy} E_z E_y$$

$$t_{xzx} E_z E_x = t_{xxz} E_x E_z$$

Então :

$$P_x = t_{xxx} E_x^2 + t_{xyx} E_y^2 + t_{xzz} E_z^2 + 2t_{xyz} E_y E_z + 2t_{xzx} E_x E_z + 2t_{xxy} E_x E_y$$

Da mesma forma para P_y e P_z , obtem-se:

$$P_y = t_{yxx} E_x^2 + t_{yyy} E_y^2 + t_{yzz} E_z^2 + 2t_{yyz} E_y E_z + 2t_{yxz} E_x E_z + 2t_{yxy} E_x E_y$$

$$P_z = t_{zxx} E_x^2 + t_{zyy} E_y^2 + t_{zzz} E_z^2 + 2t_{zyz} E_y E_z + 2t_{zxx} E_x E_z + 2t_{zxy} E_x E_y$$

É possível ainda fazer-se uma contração de índices da seguinte forma: $t_{ijk} = t_{im}$, onde $m = jk$, variando de 1 a 6 de acordo com a tabela:

m	1	2	3	4	5	6
jk	xx	yy	zz	yz	xz	xy

Assim, a forma matricial que relaciona E com $t_{ijk}^{(2\omega)}$ pode ser escrita como:

$$\begin{bmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{x1} & t_{x2} & t_{x3} & t_{x4} & t_{x5} & t_{x6} \\ t_{y1} & t_{y2} & t_{y3} & t_{y4} & t_{y5} & t_{y6} \\ t_{z1} & t_{z2} & t_{z3} & t_{z4} & t_{z5} & t_{z6} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2 E_y E_z \\ 2 E_x E_z \\ 2 E_x E_y \end{bmatrix} \quad (\text{III-6})$$

Das 32 classes de cristais existentes, 21 não possuem centro de simetria, outras 10 possuem e uma não apresenta tipo de simetria algum.

Para todas as classes, com exceção dessa uma, existem uma ou mais operações de simetria que transforma o cristal nele mesmo.

Se uma classe de cristal tem uma certa matriz de suscetibilidade e realizamos uma operação de simetria que não a altera fisicamente, teremos a mesma matriz; certos componentes serão nulos e outros iguais ou de sinais opostos.

Os cristais que possuem centro de simetria, apresentam os coeficientes $t_{ijk}^{(2\omega)}$ idênticamente nulos.

A polarização do segundo harmônico pode ser escrita

$$\text{como: } P_i^{(2\omega)} = \sum_{jk} t_{ijk}^{(2\omega)} E_j^{(\omega)} E_k^{(\omega)} \quad (\text{III-7})$$

Supondo uma inversão no campo elétrico de modo que $E_j^{(\omega)}$ se torna $-E_j^{(\omega)}$; $E_k^{(\omega)}$ se torna $-E_k^{(\omega)}$. Uma vez que o cristal é centrosimétrico, o campo invertido vê o cristal idêntico ao original de modo que a polarização produzida deve fornecer o mesmo relacionamento com o campo originalmente; a nova polarização é:

$$-P_i^{(2\omega)} = \sum_{jk} t_{ijk}^{(2\omega)} (-E_j^{(\omega)}) (-E_k^{(\omega)}) \quad (\text{III-8})$$

Essas últimas duas equações só se verificarão simultaneamente, se os coeficientes $t_{ijk}^{(2\omega)}$ forem nulos.

Portanto, para cristais centrosimétricos, tudo leva a crer que não há possibilidade de produção de segundo harmônico.

2. Equações básicas que descrevem as interações paramétricas para o segundo harmônico e eficiência de conversão de frequência

Utilizando-se as equações de Maxwell para o formalismo de propagação num meio não linear e considerando-se a equação da onda plana é possível (ref. 2), a obtenção das equações básicas que descrevem as interações paramétricas não lineares.

As equações de Maxwell, podem ser escritas como:

$$\vec{\nabla} \times \vec{h} = \vec{i} + \frac{\partial \vec{d}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{e} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{h}}{\partial t} \quad (\text{III-9})$$

$$\vec{d} = \epsilon_0 \vec{e} + \vec{p}$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$

onde: $\vec{j}$ é a densidade de corrente, $\vec{E}(\vec{r}, t)$ é o vetor campo elétrico, $\vec{H}(\vec{r}, t)$ é o vetor campo magnético, $\vec{D}(\vec{r}, t)$ é o vetor deslocamento elétrico, σ a condutividade, ϵ_0 a permeabilidade elétrica no vácuo e μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo.

Considerando-se um campo feito de tres ondas planas, propagando-se na direção z , com frequências ω_1, ω_2 e ω_3 , de acordo com:

$$e^{(\omega_i)}(z, t) = \frac{1}{2} \{ E_i(z) \exp [i(\omega_i t - k_i z)] + \text{c.c.} \} \quad (\text{III-10})$$

para $i = 1, 2, 3$.

O campo total instantâneo será:

$$e = e^{(\omega_1)}(z, t) + e^{(\omega_2)}(z, t) + e^{(\omega_3)}(z, t) \quad (\text{III-11})$$

Utilizando esse campo (III-11) nas equações de Maxwell, é possível obter as equações paramétricas que descrevem as interações paramétricas não lineares que são:

$$\frac{dE_1}{dz} = \frac{-\sigma_1 \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_1} \right)^{1/2}}{2} E_1 - \frac{i\omega_1}{2} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_1} \right)^{1/2} t E_3 E_2^* \exp \left[-i(k_3 - k_2 - k_1) z \right]$$

$$\frac{dE_2^*}{dz} = \frac{-\sigma_2 \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_2} \right)^{1/2}}{2} E_2^* + \frac{i\omega_2}{2} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_2} \right)^{1/2} t E_1 E_3^* \exp \left[-i(k_1 - k_3 + k_2) z \right] \quad (\text{III-12})$$

$$\frac{dE_3}{dz} = \frac{-\sigma_3 \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_3} \right)^{1/2}}{2} E_3 - \frac{i\omega_3}{2} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_3} \right)^{1/2} t E_1 E_2 \exp \left[-i(k_1 + k_2 - k_3) z \right]$$

onde $t_{ijk}^{(2\omega)} = t$ é o coeficiente ótico não linear e $k_j^2 = \omega_j^2 \mu_0 \epsilon$

Quando $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, é o caso de soma de frequências; particularmente, geração do segundo harmônico, teremos:

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 = 2\omega$$

Para $\omega_1 = -\omega_2$; temos que: $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 = 0$, é o caso de diferença de frequências, particularmente, retificação ótica.

Para o segundo harmônico, o campo de entrada corresponde a E_1 . Desprezando a absorção: $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = 0$.

O campo do segundo harmônico, correspondente a E_3 :

$$\frac{dE^{(2\omega)}}{dz} = -i\omega \left(\frac{\mu_0}{\epsilon} \right)^{1/2} t \left[E^{(\omega)}(z) \right]^2 \exp(i\Delta kz) \quad (\text{III-13})$$

onde $\Delta k = k_3 - 2k_1 = k^{(2\omega)} - 2k^{(\omega)}$ e o campo de entrada $E^{(\omega)}(z)$ é constante.

Supondo apenas entrada de $E^{(\omega)}(z)$; $E^{(2\omega)}(0) = 0$.

Se o cristal estudado possui um comprimento ℓ , podemos integrar (III-13) de modo que:

$$\int_0^\ell dE^{(2\omega)} = -i\omega \left(\frac{\mu_0}{\epsilon} \right)^{1/2} t \int_0^\ell \left[E^{(\omega)}(z) \right]^2 \exp(i\Delta kz) dz \quad (\text{III-14})$$

Então :

$$E^{(2\omega)} = -i\omega \left(\frac{\mu_0}{\epsilon} \right)^{1/2} t \left[E^{(\omega)} \right]^2 \frac{\exp(i\Delta k\ell) - 1}{i\Delta k} \quad (\text{III-15})$$

A intensidade de saída, sendo proporcional a :
 $E^{(2\omega)}(\ell) E^{*(2\omega)}(\ell)$ será:

$$E^{(2\omega)}(\ell) E^{*(2\omega)}(\ell) = \frac{\omega^2 \mu_0 t^2}{n^2} \frac{\ell^2}{\epsilon_0} \left[E^{(\omega)} \right]^2 \frac{\sin^2 \frac{\Delta k \ell}{2}}{\left(\frac{\Delta k \ell}{2} \right)^2} \quad (\text{III-16})$$

onde $n^2 = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ é o índice de refração do cristal.

De acordo com a ref. 2, a intensidade pode ser escrita:

$$I = \frac{c \epsilon |E|^2}{2} \quad (\text{III-17}) \quad \text{onde } c = \frac{1}{(\mu \epsilon)^{1/2}}$$

Se o feixe de entrada é confinado a uma seção $A(m^2)$, então a potência por unidade de área, pode ser relacionada com o campo por:

$$I = \frac{P_{2\omega}}{A} = \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon}{\mu_0} \right)^{1/2} \left[E^{(2\omega)} \right]^2 \quad (\text{III-18})$$

A eficiência de conversão da frequência ω a 2ω fica:

$$\eta_{shg} = \frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = 2 \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{3/2} \frac{\omega^2 t^2 \ell^2}{n^3} \frac{\sin^2 \frac{\Delta k \ell}{2}}{\left(\frac{\Delta k \ell}{2} \right)^2} \frac{P_{\omega}}{A} \quad (\text{III-19})$$

$$\text{onde } P_{\omega} = \left(\frac{\epsilon}{\mu_0} \right) \frac{1}{2} \left[E^{(\omega)} \right]^2 A$$

3. Ângulo de "phase-matching"

De acordo com (III-19), uma condição para se obter a máxima eficiência é:

$$\Delta k = 0 \quad (\text{III-20})$$

ou seja: $\Delta k = k^{(2\omega)} - 2k^{(\omega)} = 0$

o que implica: $k^{(2\omega)} = 2k^{(\omega)}$ (III-21)

A equação (III-20) é conhecida como "condição de phase-matching".

Para um cristal não linear, esta condição é satisfeita se levarmos em conta a natural birefringência dos cristais anisotrópicos.

Usando a relação $k^{(\omega)} = \omega(\mu\epsilon_0 n\omega)^{1/2}$ a igualdade (III-21) pode ser escrita como:

$$n^{2\omega} = n^{\omega} \quad \text{(III-22)}$$

Isto significa que o índice de refração do feixe fundamental deve ser igual ao do segundo harmônico.

Isto é possível, se tomarmos os feixes em ω e 2ω como sendo um ordinário e o outro extraordinário e impossível se forem ambos do mesmo tipo.

Para um cristal uniaxial, que possui um ângulo θ entre a direção de propagação e o eixo ótico, encontramos duas possibilidades para um determinado comprimento de onda:

$n_o > n_e \rightarrow$ cristal uniaxial negativo

$n_o < n_e \rightarrow$ cristal uniaxial positivo

onde n_o é o índice de refração de uma onda ordinária e n_e de uma onda extraordinária.

A superfície normal de uma onda ordinária é uma esfera, n_o independe da direção de propagação. Para uma onda extraordinária temos uma elipse (fig. 7-a).

A dependência do índice de refração de uma onda extraor-

Figura 7 - Cristal uniaxial negativo :-

- a) superfícies normais indexiais para os feixes do raio ordinário (esfera) e do extraordinário (elipse)
- b) condições de "phase-matching"

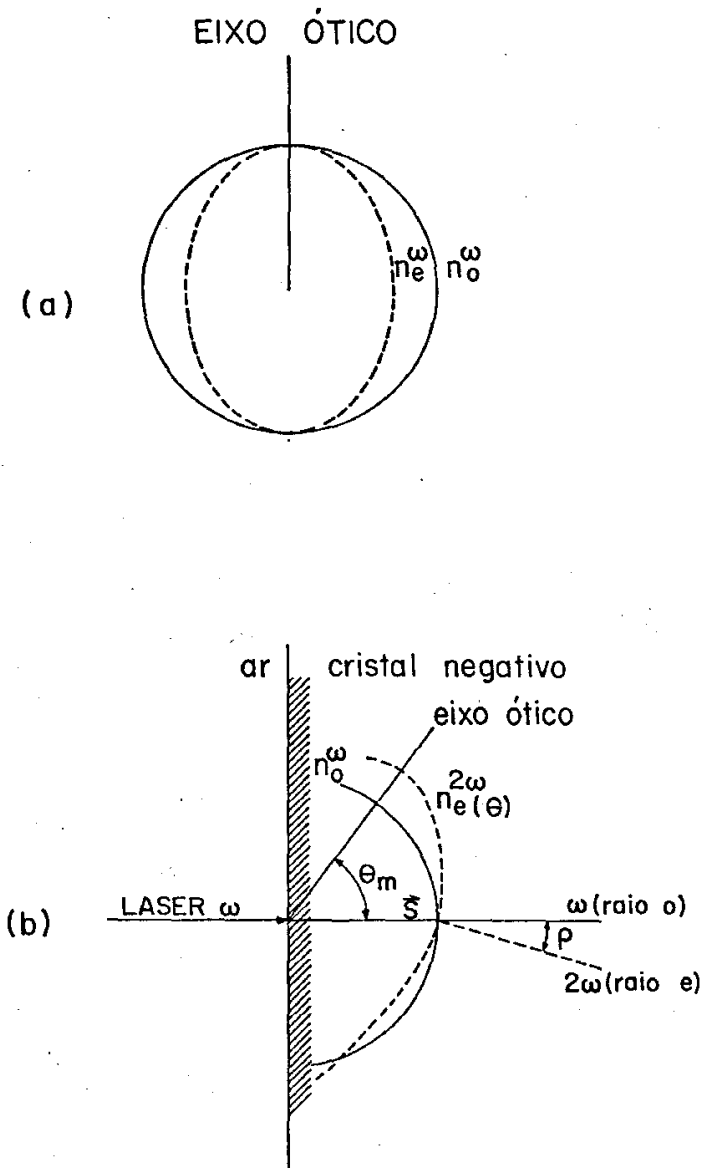


FIG. 7

dinária, para um cristal uniaxial que forma um ângulo θ entre a direção de propagação e o eixo ótico do cristal (z), pode ser escrita da seguinte maneira:

$$\left[n_e(\theta) \right]^2 = n_o^{-2} \cos^2 \theta + n_e^{-2} \sin^2 \theta \quad (\text{III-23})$$

Se o cristal é uniaxial negativo, $n_e^2 < n_o^2$, existe um ângulo θ_m , tal que $n_e^{2\omega}(\theta_m) = n_o^\omega$.

Se o feixe fundamental (ω) entra em θ_m , como um raio ordinário, o feixe do segundo harmônico (2ω) será gerado ao longo da mesma direção como um feixe extraordinário, segundo figura 7-b.

O ângulo θ_m é determinado pela intersecção entre a esfera correspondente ao índice do feixe ordinário em ω com a elipse referente ao feixe extraordinário dado por: $n_e^2(\theta)$

Este ângulo θ_m , ou seja o ângulo de "phase-matching" pode ser calculado, conhecendo-se os índices de refração do cristal.

De acordo com (III-22)

$$n_e^{2\omega}(\theta) = n_o^\omega$$

Então a (III-23) pode ser escrita como:

$$\sin^2 \theta_m = \left[(n_o^\omega)^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2} \right] \left[(n_e^{2\omega})^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2} \right]^{-1} \quad (\text{III-24})$$

Conforme a birefringência do cristal são possíveis dois processos para a geração do segundo harmônico:

Processo tipo I -

Para um cristal uniaxial negativo :

$$o + o \rightarrow e$$

o refere-se ao raio ordinário, e ao extraordinário.

Um feixe extraordinário em ω , que incide no cristal com ângulo de "phase-matching", produz dois feixes ordinários para a saída do cristal em 2ω .

Processo tipo II-

$$o + e \rightarrow e$$

$$\text{Isto significa: } n_e^{2\omega}(\theta) = \frac{1}{2} \left(n_o^\omega + n_e^\omega(\theta) \right).$$

Nêste caso a eficiência de conversão é muito baixa. A polarização correspondente $P^e(\omega)$ depende de determinados coeficientes não lineares, às vezes preditos serem nulos pela condição de Kleinman.

No trabalho, os cristais utilizados são uniaxiais negativos e o processo tipo I.

4. Temperatura de "phase-matching"

Miller e outros foram os primeiros a mostrar a possibilidade da obtenção do segundo harmônico, com $\theta = 90^\circ$. Nêste caso, ambos os feixes: o fundamental e o do segundo harmônico propagam-se normal ao eixo ótico, sem birefringência.

Isto pode ser obtido, através do que é chamado sintonização de temperatura do cristal.

A condição de "phase-matching"; $\Delta k = 0$, é satisfeita se

$$\frac{d}{dT} (n_o^\omega - n_e^{2\omega}) \neq 0 \quad (\text{III-25})$$

Esta condição de $\theta = 90^\circ$ e $\Delta k = 0$ é conhecida como "phase-matching" a 90° .

Ela apresenta a máxima eficiência se o cristal estiver orientado com um ângulo de 45° em relação a X e Y e perpendicular ao eixo ótico.

Os feixes fundamental e o do segundo harmônico são colineares e se propagam normal ao eixo óptico com um ângulo de 45° em relação aos eixos X e Y sem que haja birefringência.

A eficiência de transformação da frequência ω a 2ω , para uma interação do laser com o meio, depende em particular do comprimento de coerência (ref. 5).

Este comprimento de coerência, na direção de sincronização, onde a velocidade de fase da luz nas frequências ω e 2ω coincide, é determinado por:

$$l_c = \frac{4\pi}{\beta\alpha} \quad (\text{III-26})$$

onde α é a divergência do feixe do laser e,

$$\beta = \left(-\frac{\omega n^\omega}{2c} \right) \sin \rho \quad (\text{III-27})$$

ρ é o ângulo entre as superfícies indexiais devido ao feixe extraordinário (elipse) e o feixe ordinário (esfera). É dado por:

$$\tan \rho = \frac{(n_o^\omega)^2 \left[(n_e^{2\omega})^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2} \right]}{2} \sin 2\theta_m \quad (\text{III-28})$$

Através de (III-26), pode-se obter um aumento considerável em l_c se as superfícies indexiais não se interseccionarem, mas forem tangentes umas às outras e $\rho = 0$.

Neste caso, o valor do comprimento de coerência é limitado apenas pela divergência do feixe e a direção de sincronização forma um ângulo de $\theta = 90^\circ$ com o eixo z, para cristais uniaxiais.

Suvorov e Filimonov (ref. 7) estudaram a variação da sincronização do ângulo θ com a temperatura para o segundo harmônico, utilizando um cristal de RDA e um laser de rubi ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$).

Eles, através de gráficos, provaram que a diferença dos índices de refração $\Delta n = n^\omega - n^{2\omega}$, para dois picos adjacentes em intervalos de temperatura iguais, diferem com o mesmo valor :

$$d(\Delta n) = \pm \frac{\lambda_2}{l} \quad (\text{III-29})$$

onde l é a espessura do cristal e $\lambda_2 = 6943 \text{ \AA}$.

Com esta equação (III-29) e a relação entre os picos de intensidade, foi possível encontrar um valor de Δn para cada pico e a dependência deste com a temperatura.

Através da tangente de inclinação para $\Delta n(T)$ pode-se obter a temperatura T_0 na qual $\Delta n = 0$, isto é, a sincronização é obtida.

O valor experimental de T_0 por eles encontrado foi de $91,8^\circ \text{C}$ para o cristal de RDA.

5. "Phase-matching" para os cristais de RDP, LiIO_3 , RDA.

Os cristais escolhidos para conversão de frequência de ω a 2ω , através de ângulo de "phase-matching" foram os de RDP e LiIO_3 . Para temperatura de "phase-matching", usou-se o de RDA.

Os três cristais são uniaxiais negativos, mostram atividade ótica e são transparentes às duas frequências.

O fosfato dihidrogenado de rubídio (RDP), com fórmula higroscópica RbH_2PO_4 e o arsenato dihidrogenado de rubídio (RDA), RbH_2AsO_4 , são de simetria tetragonal, grupo 4 2m. Os dois pertencem ao grupo do KDP, cuja fórmula higroscópica é KH_2PO_4 .

O LiIO_3 , iodato de lítio pertence ao grupo P_{63} , é hexagonal.

Os componentes do tensor de polarização t_{ijk} , que são responsáveis pelo segundo harmônico, relativos ao coeficiente não linear do KDP ($t_{36}^{\text{KDP}} = 10,6 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$), são apresentados na tabela I

RDP (8)	RDA (8)	LiIO_3 (2,9)
$t_{36} =$ (1,04)	$t_{31} = t_{33}$ (0,64)	$t_{36} =$ (31 $\pm$ 3)

TABELA I - Tensores de polarização t_{ijk} não nulos.

Os índices de refração correspondentes aos cristais de RDP e LiIO_3 podem ser vistos na tabela II.

cristais	$\lambda = 6943 \text{ \AA}$		$\lambda = 3470 \text{ \AA}$	
	n_o^ω	n_e^ω	$n_o^{2\omega}$	$n_e^{2\omega}$
LiIO_3 (10)	1,8750	1,7310	1,9840	1,8190
RDP (11)	1,5020	1,4735	1,5284	1,4969

TABELA II - Índices de refração correspondentes aos comprimentos de onda do rubi e do segundo harmônico.

Os cálculos para os ângulos de "phase-matching" desses dois cristais, utilizando a equação (III-24), fornecem:

$$\theta_m(\text{LiIO}_3) = 52,8^\circ$$

$$\theta_m(\text{RDP}) = 66,0^\circ$$

As dimensões do RDP e do RDA são as mesmas: $(10 \times 10 \times 20) \text{ mm}$ sendo o primeiro cortado a 66° e o segundo a 45° Z .

Ambos os cristais foram obtidos da Quantum Technology L

O LiIO_3 tem $(12 \times 8 \times 2) \text{ mm}$, foi cortado a 45° Z e polido no laboratório.

A figura 8 diz respeito ao ângulo e temperatura de sin-

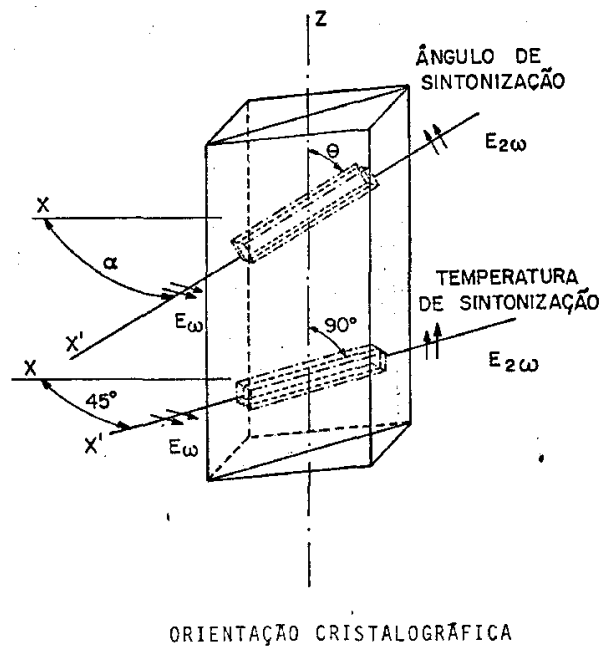


FIG. 8

tonização.

B. Procedimento experimental

1. Eficiência de conversão de frequência para os cristais de LiIO_3 , RDP e RDA, na geração do segundo harmônico

A montagem utilizada para geração do segundo harmônico representada pela figura 2.

Inicialmente foi feita uma calibração do fotodetector medidor (nº 7) em relação ao referencia (nº 5), para assegurar a normalização dos valores a serem medidos.

O cristal de LiIO_3 , colocado na posição i, foi montado num posicionador de ângulo variável. O valor experimental para o ângulo de "phase-matching" foi de 53° .

Os filtros utilizados para a atenuação do feixe de uv ($\lambda = 3470 \text{ \AA}$) são de 25% e 50% de transmissão, da Oriel. Para separar o feixe do rubi, foi usado um filtro de CuSO_4 que bloqueia aproximadamente 99,9% do feixe do rubi, e transmite 25% do uv.

O fotodetector medidor, tem um fotocátodo S.20, com uma sensibilidade 2,5 vezes maior para o feixe uv do que para o rubi.

O valor médio de uma série de 10 medidas, para a eficiência de conversão no cristal de LiIO_3 foi de 29%.

Levou-se em conta fatores de correção devido à superfície do fotocátodo e dos filtros de atenuação.

O cristal de RDP, cortado a 66° , com um procedimento idêntico, forneceu 30% de eficiência.

Para o RDA, imerso num fluido inerte, FC-77 da 3M, foi montado um forninho com temperatura regulável da Quantum Technology LTD.

Houve necessidade de uma estabilização de temperatura em 92°C, para ser conseguida a máxima eficiência, que mostrou ser a maior valor em relação aos outros dois cristais. A eficiência de conversão para o RDA esteve em torno de 32%.

2. Verificação experimental dos ângulos e temperatura de "phase-matching".

De acordo com a equação (III.16), a potência de saída:

$$P_{2\omega} \propto \frac{\frac{\sin^2 \Delta k \ell}{2}}{\left(\frac{\Delta k \ell}{2}\right)^2}$$

Se a condição de "phase-matching": $\Delta k = 0$ não é verificada, a potência de saída fica reduzida pelo termo acima, que pode ser escrito como:

$$F = \frac{\sin^2 \psi}{\psi^2} \quad (\text{III.30})$$

onde, (ref.6)

$$\psi = \beta \ell \sigma$$

sendo $\sigma = \theta - \theta_m$; o desvio angular de "phase-matching" no plano formado pelo feixe e o eixo ótico.

Como foi visto anteriormente,

$$\beta = \left(\frac{\omega n^\omega}{2c} \right) \sin \rho$$

$$\tan \rho = \frac{(n_o^\omega)^2}{2} \left[(n_e^{2\omega})^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2} \right] \sin 2\theta_m$$

Os gráficos das figuras 9 e 10 de $P_{2\omega} \propto \frac{\sin^2 \psi}{\psi^2}$ para o

Figura 9 - Intensidade relativa do segundo harmônico do feixe do laser de rubi, em função da variação do ângulo de "phase-matching" para o cristal de RDP.

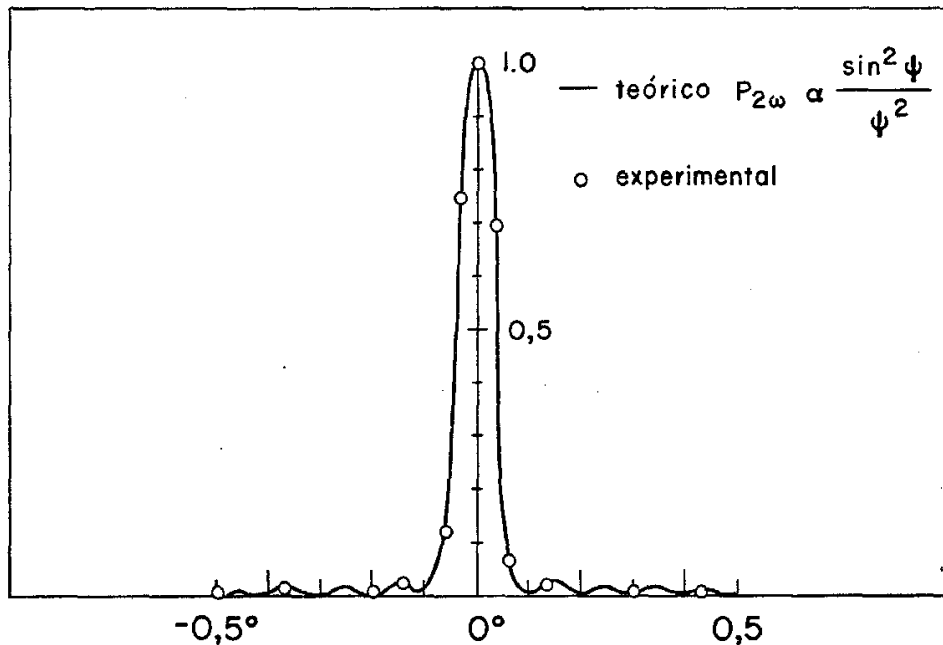
- curva teórica

o medidas experimentais

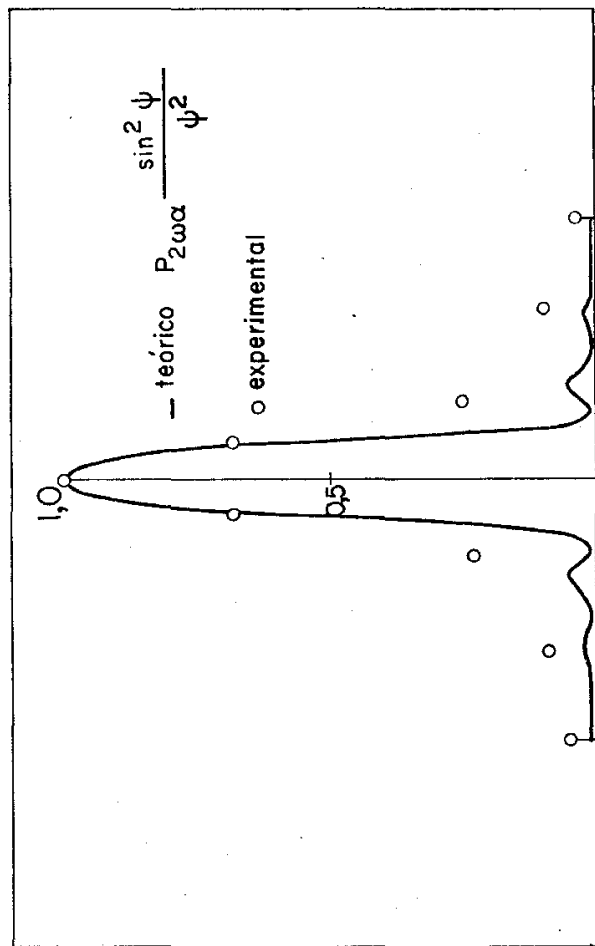
Figura 10 - Intensidade relativa do segundo harmônico do feixe do laser de rubi, em função da variação do ângulo de "phase-matching" para o cristal de LiIO_3 .

- curva teórica

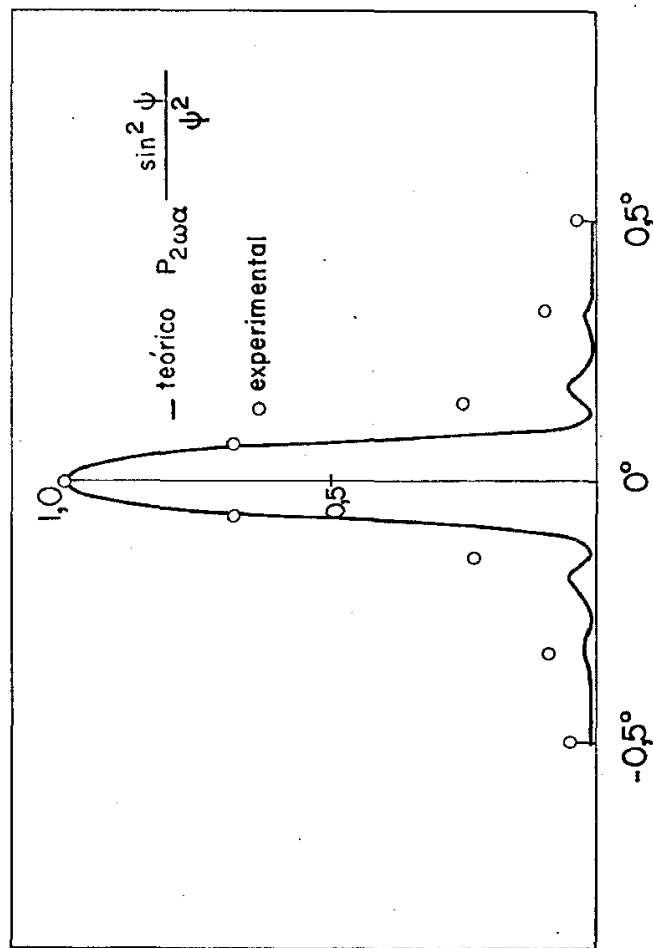
o medidas experimentais



VERIFICAÇÃO DE "PHASE-MATCHING"
PARA O RDP



-0,5° 0° 0,5°
 VERIFICAÇÃO DE "PHASE - MATCHING"
 PARA O LiIO_3



VERIFICAÇÃO DE "PHASE - MATCHING"
 PARA O LiIO_3

FIG. 10

cristais de LiIO_3 e RDP foram construídos utilizando-se as equações acima e os índices de refração da tabela II.

Experimentalmente, foram feitas variações angulares no "phase-matching" dos cristais. Os valores obtidos estão representados nas figuras 9 e 10, através de pequenos círculos. Esses dados correspondem as intensidades de saída dos cristais, normalizados em relação a intensidade de entrada do feixe fundamental.

Para o cristal de RDA, o termo de interferência:

$$F = \frac{\sin^2(\Delta k l / 2)}{(\Delta k l / 2)^2}$$

pode ser estudado como consequência da variação na temperatura do cristal.

O máximo valor da potência de saída, ou seja, para a máxima eficiência, a condição de "phase-matching" é satisfeita:

$$\Delta k = k^2 \omega - 2k\omega \equiv 0$$

Como $\Delta k = \frac{2\omega}{c} \Delta n$ (III-31), onde $\Delta n = (n^\omega - n^{2\omega})$;

$$\text{Então } \frac{d\Delta k}{dT} = \frac{2\omega}{c} \frac{d\Delta n}{dT}$$

corresponde a uma variação na temperatura do cristal.

De uma forma mais geral, tenho:

$$\Delta k = \frac{2\omega}{c} \frac{d}{dT} (n^\omega - n^{2\omega}) \Delta T$$

$$\Delta k = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{d}{dT} (n^\omega - n^{2\omega}) \Delta T \quad (\text{III-32})$$

Figura 11 - Intensidade relativa do segundo harmônico do feixe do laser de rubi, em função da variação de temperatura de "phase-matching" ($^{\circ}\text{C}$) para o cristal de RDA.

- curva teórica
- o medidas experimentais

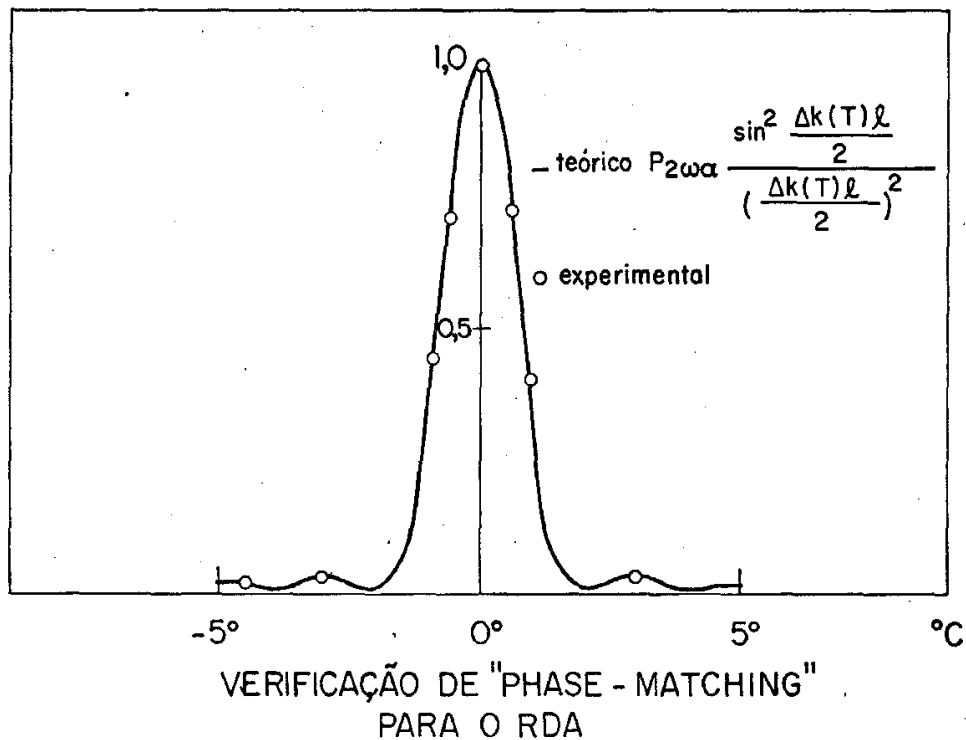


FIG. II

O valor $\frac{d}{dT} (n^{\omega} - n^{2\omega}) = 0,93 \times 10^{-5} \text{ } ^{\circ}\text{C}^{-1}$, corresponde ao $\lambda = 6943 \text{ \AA}$, característico para o cristal de RDA.

Isto fornece: $\Delta k = 1,683 \Delta T$ (III-33)

Para um comprimento de cristal $= 2 \text{ cm}$, é possível traçar gráfico da figura 11 e compará-lo com os valores relativos experimentais obtidos através das variações de temperatura do cristal.

As polarizações dos feixes do segundo harmônico, referidas aos três cristais, mostraram-se perpendiculares ao feixe fundamental.

Também foram observadas variações nas eficiências de conversão de frequência em função da posição do cristal com respeito aos eixos X e Y.

CAPÍTULO IV

CONCLUSÕES

Notou-se durante o trabalho, que o sistema de resfriamento no laser, desempenha um papel importante na obtenção do unimodo TEM_{00} .

Para uma ligeira variação na temperatura da água, o limiar de leisamento se altera. Por este motivo, foi necessário o uso do osciloscópio nº 9 na montagem da figura 2. Através dele, é possível verificar a forma do pulso temporal para cada disparo realizado.

Com um intervalo de um minuto entre os disparos do laser, em cada série de medidas, o unimodo pode ser controlado.

Com estes cuidados, foi perfeitamente possível a manutenção do modo puro fundamental TEM_{00} , no decorrer das experiências.

É possível acrescentar à cavidade ótica do laser uma célula contendo uma solução de criptocianina com metanol. Esta solução absorve os modos mais fracos do laser, facilitando a obtenção do TEM_{00} .

As figuras 4 e 5 representam os perfis espaciais obtidos para uma secção transversal do feixe ao longo de X (sentido horizontal) e Y (sentido vertical).

Para um TEM_{00} perfeito, esses perfis espaciais tem formas gaussianas.

Os valores de ω_x e ω_y utilizados nos cálculos das densidades são obtidos através das gaussianas mais ajustadas aos perfis espaciais.

Para uma gaussiana, temos:

$$I = I_0 e^{-2\left(\frac{z}{\omega}\right)^2}$$

No capítulo III, seção B-1, as eficiências obtidas na conversão de frequência foram boas.

Um motivo para isto é o fato de se trabalhar no modo puro fundamental. A alta potência do laser também contribui, uma vez que a potência de saída ($P_{2\omega}$) depende da potência de entrada (P_{ω}).

Uma outra causa que permitiu essas eficiências foram os elevados coeficientes não lineares dos cristais, como pode ser visto na tabela II.

As figuras 9, 10 e 11 mostram as comprovações ex-perimentais para o "phase-matching" nos três cristais.

Verificou-se perfeitamente a presença dos máximos secundários nelas representados.

O cristal de LiIO_3 mostrou ser absorvente para o uv ($\lambda = 3470 \text{ \AA}$), atingindo até 60% de absorção para espessuras maiores que 2,5 mm.

O corte neste cristal, de 45°Z , foi feito para, posteriormente ser utilizado como um sintonizador de ângulos para diferentes frequências. Isto é realizado através de soma de frequências, da seguinte forma:

Com uma incidência ω_1 correspondente a $\lambda_1 = 3470 \text{ \AA}$, no cristal de iodato, é possível a obtenção de duas outras frequências de forma que:

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$$

$$\text{onde } \omega_i = \frac{2\pi c}{\lambda_i} \text{ para } i = 1, 2, 3.$$

Sintonizando o ângulo de incidência, para diferentes valores, teremos duas outras frequências de saída de modo a obedecer (IV-1).

Quando $\lambda_2 = \lambda_3 = 6943 \text{ \AA}$, acontece o inverso do segundo harmônico. Este é o ponto de degenerescência, que corresponde ao ângulo de "phase-matching" do cristal. Deve ocorrer - em torno de $\theta_m = 53^\circ$. É conveniente levar em conta a lei de Snell, que pode causar ligeira variação neste ângulo.

Uma vez conhecidos os índices de refração para diferentes comprimentos de onda, pode-se traçar a curva paramagnética, verificando-a experimentalmente através da sintonização angular.

As verificações de "phase-matching" para os cristais de RDP e LiIO_3 estão representadas nas figuras 9 e 10 respectivamente.

Nessas figuras nota-se um maior estreitamento na curva do RDP.

Uma análise do comportamento dessas curvas através das equações (III.26), (III.27) e (III.28), fornece os seguintes resultados:

$$\rho_{\text{LiIO}_3} = 4,65^\circ$$

$$\rho_{\text{RDP}} = 0,88^\circ$$

Ou seja $\rho_{\text{LiIO}_3} > \rho_{\text{RDP}}$. Isto ocorre devido ao fato dos índices de refração do iodato serem maiores que o do RDP.

Para o termo de interferência.

$$F = \frac{\sin^2 \psi}{\psi^2}$$

onde $\psi = \beta l \sigma$

$$\text{e } \beta = \left(\frac{\omega n^2}{2c} \right) \sin \rho$$

Verifica-se que:

$$\beta_{\text{LiIO}_3} \sim 6 \beta_{\text{RDP}}$$

Por outro lado, $\ell_{\text{LiIO}_3} = \frac{\ell_{\text{RDP}}}{10}$, pois $\ell_{\text{LiIO}_3} = 2\text{mm}$
e $\ell_{\text{RDP}} = 20\text{mm}$.

Assim, para $\beta \ell = \pi$, que corresponde ao primeiro
mínimo temos:

$$(\beta \ell)_{\text{LiIO}_3} = (\beta \ell)_{\text{RDP}} = \pi$$

Portanto:

$$\sigma_{\text{LiIO}_3} > \sigma_{\text{RDP}}$$

O que está perfeitamente de acordo com as curvas
obtidas, onde a largura angular, na metade da máxima intensida
de, é de 10 minutos para o iodato e 6 minutos para o RDP.

Conclui-se que o tamanho dos cristais é o respon-
sável pela largura angular, uma vez que β é uma constante para
o cristal em um determinado comprimento de onda.

O comprimento de coerência, dado por (III.26):

$$\ell_c = \frac{4\pi}{\beta \alpha}$$

Mostra que:

$$(\ell_c)_{\text{LiIO}_3} \approx \frac{1}{6} (\ell_c)_{\text{RDP}}$$

Na figura 10, nota-se um desvio em relação aos valores experimentais para o LiIO_3 .

Além do cristal não estar cortado para o ângulo de "phase-matching", o que acarretou uma incidência do feixe não normal ao cristal, um fato que contribuiu para os desvios apresentados foi a absorção apresentada pelo LiIO_3 .

O termo $-\frac{\sigma}{2} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2}$ responsável pela absorção (eq. III.12) nas interações paramétricas não foram levados em conta no decorrer do trabalho.

Então para (III.13) teremos:

$$\frac{dE^{(2\omega)}}{dz} = -\frac{\sigma}{2} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2} E^{(2\omega)} - i\omega \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2} t |E^{(\omega)}(z)|^2 \exp(i\Delta kz)$$

o que implica numa variação na potência de saída, uma vez que:

$$P_{2\omega} \propto E_{(L)}^{(2\omega)} E_{(L)}^{*(2\omega)}$$

Na figura 11, tem-se a verificação experimental para o "phase-matching" no RDA.

O controle da temperatura de "phase-matching" mostrou-se mais estável quando comparado ao por ângulo.

A eficiência decresceu rapidamente, quando foram feitas pequenas variações ao longo de X e Y.

O cristal mais crítico para essas variações foi o RDP.

O estudo realizado para geração do segundo harmônico do rubi, teve como consequência uma fonte de alta potência de radiação laser no ultravioleta com $\lambda = 3470 \text{ \AA}$.

Este comprimento de onda tem aplicações em espectroscopia e na obtenção de novas fontes através de sintonização

angular em oscilação paramétrica. Essas fontes podem variar, con
forme o cristal utilizado para tal, desde o ultravioleta até o
infravermelho.

REFERÊNCIAS

1. Antonio Guillermo J. Balbin Villaverde, tese de doutoramento, Universidade de Buenos Aires, 1973 (Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Departamento de Física).
2. Amnon Yariv, "Introduction to optical electronics", (Holt, Rinehart and Winston, Inc., New York, 1971).
3. G.L. McAllister, Ph.D. Dissertation, University of Southern California, 1969 (University Microfilms, Ann Arla, Mich.).
4. D.A. Kleimman, Phys. Rev. 126, 1977 (1962).
5. D.A. Kleimman, Phys. Rev. 128, 1761 (1962).
6. A. Ashkin, G.D. Boyd and J.M. Dziedzic, Phys. Rev. Letters, 11, 1, 14 (1963).
7. V.S. Suvorov and A.A. Filimonov, Soviet Physics - Solid State, 9, 7, 1674 (1968).
8. V.S. Suvorov, A.S. Sonin and I.S. Rez, Soviet Physics JETP, 26, 1, 33 (1968).
9. G. Nath., S. Haussühl and Köln (Germany), Applied Physics Letters, 14, 5, 154 (1969).
10. G. Nath and S. Haussühl, Physics Letters, 29A, 2, 91 (1969).
11. A.S. Vasilevskaya, M.F. Koldobskaya, L.G. Lomova, V.P. Popova, T.A. Regul'skaya, I.S. Rez, Yu. P. Sobesskii, A.S. Sonin and V.S. Suvorov, Soviet Physics - Crystallography, 12, 3, 383 (1967).