

## SINTONIA DE UM LASER DE CENTRO DE COR POR UM PAR DE PRISMAS

GREGORIO PEREZ PEIRO, ANDREA NORA PINO BUSTAMANTE,  
 SPERO PENHA MORATO E NILSON DIAS VIEIRA JR  
 Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares  
 C.P. 11.049 - CEP 05522-970 - São Paulo - SP

Lasers de centro de cor possuem largura de banda larga podendo ser continuamente sintonizados o que os torna de grande importância em espectroscopia de alta resolução. No presente trabalho propomos um modelo simples de sintonia de um laser de centro de cor de  $Tl^{+1}$  em KCl, que pode ser eficientemente bombeados pelo laser de Nd:YAG e possui uma banda de emissão na região de  $1.5 \mu m$  [1].

Utilizamos uma cavidade de compensação astigmática, como mostra o esquema da figura 1. A câmara que contém o cristal é mantida em vácuo para isolamento térmico e para evitar a condensação de umidade sobre a superfície do cristal que é refrigerado a temperatura de  $N_2$  líquido através de um criostato.

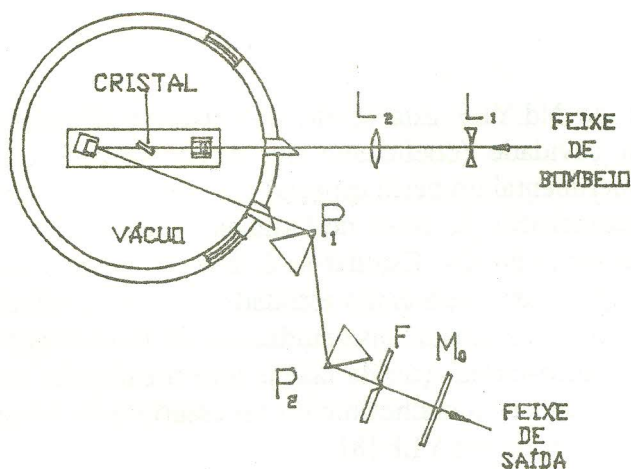


FIGURA 1: Configuração experimental do laser de centro de cor. As lentes  $L_1$  e  $L_2$  formam o telescópio de injeção e os prismas  $P_1$  e  $P_2$  fazem a dispersão espectral do laser que poderá ser espacialmente sintonizada pela fenda  $F$ .

Existem várias maneiras de se sintonizar um laser. A idéia fundamental é se introduzir perdas seletivas em praticamente todo o espectro de emissão exceto no comprimento de onda de interesse. Os elementos de sintonia mais comuns são: grades de difração, prismas e etalons, sendo que o prisma é o elemento mais simples levando vantagem sobre os outros elementos de sintonia por introduzir perdas relativamente baixas e requerer menores cuidados na sua utilização.

O princípio de operação de sintonia aqui proposto, consiste em um par de prismas idênticos arranjados de modo que o plano de saída do primeiro prisma é paralelo ao plano de incidência do segundo. Então por questões de simetria, as diferentes componentes espectrais do pulso incidente emergem do segundo

prisma como um feixe de raios paralelos transversalmente deslocados. A partir da dispersão espacial do prisma, pode-se calcular o tamanho transversal do feixe ao incidir no segundo prisma. Operamos os prismas em ângulo de Brewster e na posição de desvio mínimo para reduzirmos as perdas por reflexão e, portanto, aumentar a eficiência da sintonia [2]. Desta maneira, para pequenas variações do comprimento de onda, o deslocamento transversal do feixe antes de incidir no segundo prisma é dado por [3]:

$$dx \approx L \left( \frac{d\varepsilon}{d\lambda} \right) \Delta\lambda$$

onde  $d\varepsilon/d\lambda$  é a dispersão angular do primeiro prisma;  $L$  é a distância entre os prismas e  $\Delta\lambda$  é a largura espectral do pulso incidente.

Na figura 2 observamos a idéia básica da sintonia por dois prismas com um esquema da dispersão do feixe incidente. Medindo a dependência da potência de saída com o comprimento de onda sintonizado pelos prismas, obtivemos os resultados mostrados na figura 3 para as transmissões de espelho de saída de 10 % e 22 %. Obviamente, quanto menores as perdas, maior a extensão na qual o laser é sintonizável, o que está de acordo com o maior intervalo de sintonia obtido com o espelho de 10 % de transmissão. A partir destas curvas nota-se imediatamente a existência de uma assimetria em torno do ponto de potência máxima e uma queda da potência em torno de 1.510 nm. A assimetria da curva de sintonia no lado de comprimentos de onda maiores deve ser devida a uma absorção interna, provavelmente causada pela presença de centros de  $Tl_2^+$  que possui uma banda de absorção centrada em 1,76  $\mu\text{m}$ .

Por outro lado a queda de potência observada em torno de 1.510 nm, não decorre de absorções internas do cristal, mas do fato de que a emissão laser se situa na região do segundo sobretom vibracional das moléculas de água, sendo que seu coeficiente de absorção óptico nessa região é de aproximadamente  $17 \text{ cm}^{-1}$  [4]. O problema da água é facilmente observado uma vez

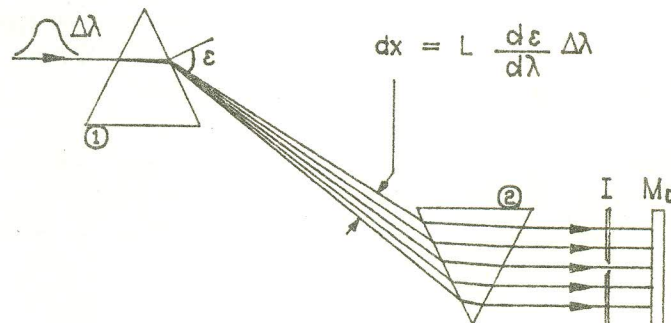


FIGURA 2: Dispersão espectral da luz propagando-se através de dois prismas. A fenda posicionada entre o segundo prisma e o espelho de saída atua como elemento de filtragem espacial possibilitando a seleção do comprimento de onda de oscilação do laser.

que os elementos de sintonia e o espelho de saída ficam fora da câmara de vácuo, implicando na existência de um caminho óptico intra-cavidade muito extenso no ar, que no caso de São Paulo possui umidade relativa muito elevada (70 a 90%).

Para uma melhor análise, primeiramente verificamos a operação contínua simples, isto é, sem maiores cuidados com as características temporais ou com a frequência de saída do laser. Nesse sistema, vários modos longitudinais podem oscilar devido ao efeito de *holeburning* espacial [5]. Assim, com vários modos competindo dentro do laser, o meio ativo é depopulado homogeneamente, permitindo uma maior extração de potência.

Fixando a fenda com abertura de 1,1 mm no pico de emissão do laser ( $\lambda = 1,52 \mu\text{m}$ ) verificamos a formação de dois picos de emissão laser separados por  $\approx 1,2 \text{ nm}$  e com largura de  $\approx 0,8 \text{ nm}$  (figura 4). Para explicá-los uma pequena análise teórica se faz necessária. A fenda introduz uma perda ao feixe laser que pode

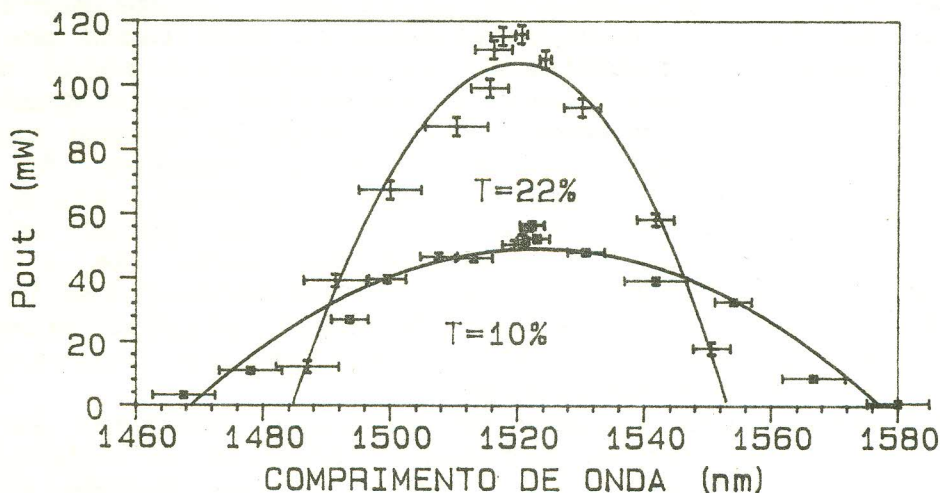


FIGURA 3: Potência de saída em função do comprimento de onda para as transmissões de 10% e 22%. A linha sólida um guia visual.

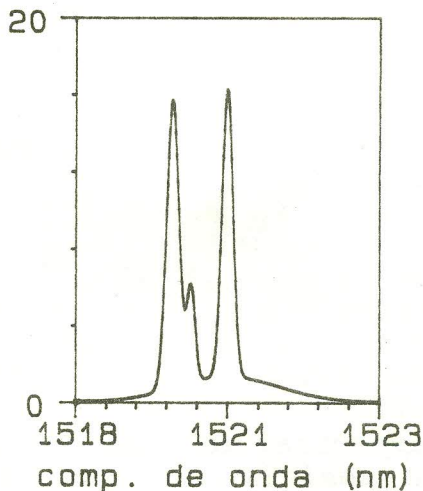


FIGURA 4: Espectro da distribuição espectral da emissão laser com baixa resolução.

ser expressa em termos de sua transmissão [6]:

$$T = \left| 1 - \frac{2L}{w_0} \frac{d\varepsilon}{d\lambda} \frac{\exp\{-(w/w_0)\}^2}{\text{Erf}(w/w_0)} \Delta\lambda \right|^2$$

onde  $w_0 \approx 0,6$  mm :é a cintura do feixe laser;  $2w$  é a abertura da fenda; e  $\text{Erf}(w/w_0)$  é a função erro (aproximadamente 0,9).

Então o ganho total será dado por:

$$G(\lambda) = \exp \{2lg(\lambda-\lambda_m)\} T^2(\lambda-\lambda_0)$$

onde  $l$  é o comprimento do ressonador;  $g(\lambda-\lambda_m)$  é o ganho do laser;  $\lambda_m$  é o comprimento de onda no pico da emissão laser e  $\lambda_0$  é o comprimento de onda que passa no centro da fenda.

Esta expressão implica que o comprimento de onda de oscilação para o caso em que a fenda não está no pico da emissão ( $\lambda_m$ ), é diferente daquele que passa por seu centro. Por outro lado, quando a fenda está posicionada em  $\lambda_m = \lambda_0$ , o ganho terá dois máximos de emissão, isto é, o laser poderá oscilar em dois comprimentos de onda próximos, mas distintos.

A sintonia espacial reportada é uma função do deslocamento linear da fenda. Desta forma podemos escolher um comprimento de onda específico através da fenda, calibrando tal deslocamento em função do comprimento de onda. A curva de calibração para as duas transmissões é mostrada na figura 5. Este sistema não pretende ser o mais eficiente, mas permite uma boa condição de sintonia através de uma montagem simples e de fácil reprodução.

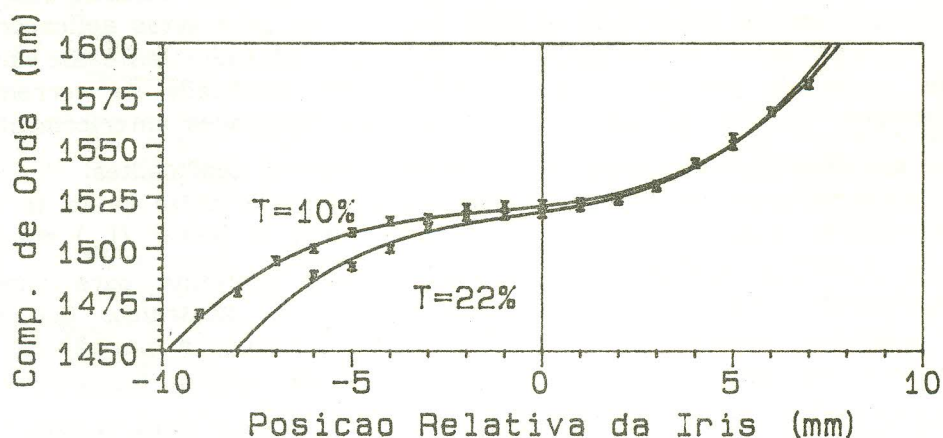


FIGURA 5: Curva de calibração do deslocamento da fenda em função do comprimento de onda para as transmissões do espelho de saída de 10% e 22%.

#### Referências

- [1] Mollenauer, L.F. and Stolen, R.H.; Opt. Lett., 9, 13 (1984)
- [2] Gordon, J.P. and Fork, R.L.; Opt. Lett., 9, 153 (1984)
- [3] Bor, Zs. and Racz, B.; Opt. Comm., 54, 165 (1985)
- [4] Irvine, W.M. and Pollack, J.B.; Icarus, 8, 324 (1968)
- [5] Vieira, N.D. and Mollenauer, L.F.; IEEE J. Quantum Electronics, QE-21, 195 (1985)
- [6] Gregorio Perez Peiro - Tese de Mestrado - IFUSP - (1993)