

L.S. ASSIS^{*}, N.D. VIEIRA JR. E S.P. MORATO

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES - IPEN / CNEN / SP

CAIXA POSTAL 11.049 - CEP: 01000 - BRASIL

INTRODUÇÃO

Centros de cor são utilizados comumente como meio laser ativo no infravermelho próximo. Em particular, existem três (3) espécies que absorvem bem na região de emissão dos lasers de Nd, quais sejam: F_2^- em LiF, $Tl^O(1)$ em KCl e F_2^+ em NaCl. Destes os centros F_2^- em LiF, destacam-se por operar à temperatura ambiente.

Utilizando estes centros, procuramos estudar o comportamento C.W. de um laser de Nd:YAG acoplando a cavidade principal a uma cavidade com compensação astigmática, onde o foco é bem intenso na região onde se localiza o cristal.

CARACTERÍSTICA DOS CENTROS DE COR

Os cristais de LiF por nós utilizados, são crescidos no Laboratório de Crescimento de Cristais do IPEN, iniciando-se esse processo pelo método de refino por zona, e sendo finalmente puxado pelo método de Czochralski. Amostras de LiF ultrapuros de $1,74 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ foram polidos e irradiados com feixes de elétrons numa taxa de $2 \mu\text{A}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$. por aproximadamente 4 min por

face à temperatura ambiente. Dessa maneira obtêm-se densidades óticas de $2,0 \text{ cm}^{-1}$, a depende da dose de irradiação. Esses centros apresentam uma secção de choque de absorção em 1.064 nm de $\sigma_a = 4,1 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ e tempo de decaimento, $\tau = 54 \text{ ns}$ à temperatura ambiente. A intensidade de saturação é de $I_S = 4,5 \times 10^{23} (\text{s cm}^2)^{-1}$.

Os centros de $\text{Tl}^{\text{O}}(1)$ são formados através da irradiação por elétrons, à uma dose de $2 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ por 5 min em cada face. Este cristal possui dimensões de $1.74 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$, e é colocado em ângulo de Brewster na região de máxima contração da cintura do feixe incidente numa cavidade de compensação astigmática. Estes centros possuem secção de choque de absorção $\sigma_a = 6 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ e tempo de decaimento de $1.6 \mu\text{s}$ o que equivale a uma intensidade de saturação de $I_S = 1,04 \times 10^{22} \text{ sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

A CAVIDADE ASTIGMÁTICA

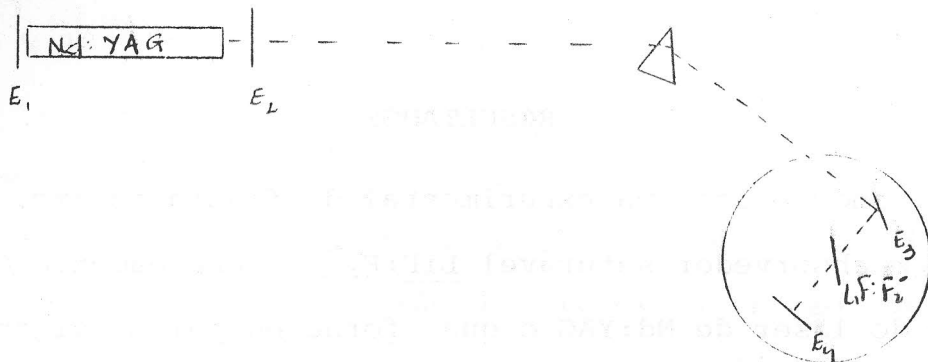
A cavidade astigmática é composta por três espelhos em dois braços que fazem entre si em ângulo de 20° . O espelho de fundo tem $R_1 = 25 \text{ mm}$ e o espelho inclinado tem $R_2 = 50 \text{ mm}$. Estes estão separados por uma distância $d_1 = 50 \text{ mm}$. O intervalo de estabilidade é dado por $2S = \delta_{\text{max}} - \delta = \frac{-R_2 f^2}{(d_2 - f)(d_2 - R_2 - f)} = 0.9 \text{ mm}$, com $f = \frac{R_2}{2} = 2,5 \text{ cm}$ e $d_2 = 200 \text{ cm}$ é a distância entre o espelho inclinado e o espelho de saída. A cintura do feixe é dada por $\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} = 2S$ e $\omega_0 \sim 20 \mu\text{m}$.

O acoplamento das cavidades do laser de centro de cor e da cavidade do laser de Nd:YAG é feito com o casamento das cinturas dos feixes no espelho de saída do laser de Nd:YAG. Agora

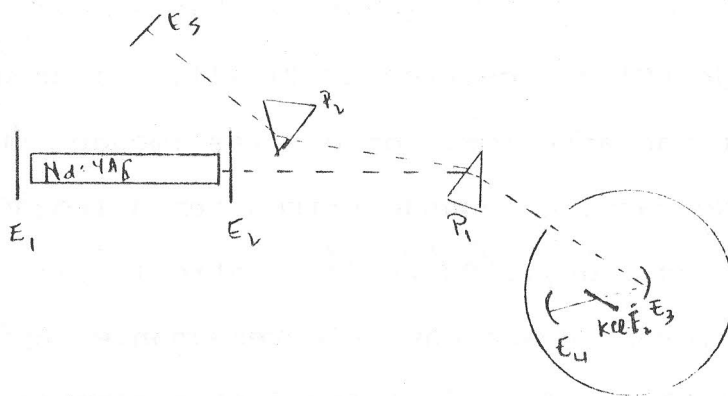
o batimento dos modos devido às duas cavidades, obtemos o acoplamento destas, quando é realizado um perfeito casamento destes modos, levando a um real domínio da cavidade ressonante do laser de Nd:YAG, pela cavidade de astigmático.

RESULTADOS

- i) Utilizando o esquema experimental da figura abaixo, obtivemos um absorvedor saturável LiF:F_2^- , o chaveamento C.W. passivo do laser de Nd:YAG o qual forneceu pulsos gigantes de 200 ns a 33 A de corrente de limiar. Com o aumento da corrente para 35 A, estes estreitaram para 100 ns.
- ii) Com o cristal de KCl com centros de $\text{Tl}^0(1)$, foi usado um esquema semelhante ao anterior, com o acréscimo de um prisma e um espelho. No caso, o segundo prisma tem a função de desviar a emissão laser de 1.500 nm do centro $\text{Tl}^0(1)$, e o quinto espelho formar a sua cavidade ressonante. Após o acoplamento, e a obtenção da ação laser destes centros, obtivemos o chaveamento-Q do laser de Nd:YAG, que apresentou pulsos de 50 ns de largura temporal a meio máximo. Atualmente, estamos estudando a eficiência do laser de $\text{KCl:Tl}^0(1)$, e vamos aumentar o comprimento da sua cavidade ressonante, a fim de gerar pulsos mode-locked.



MONTAGEM DO Q-SWITCHING do LASER de Nd: com LiF_2



MONTAGEM DO Q-SWITCHING LASER DE Nd: COM $KCl:F_2$

F.E. DA COSTA, N.D. VIEIRA JR., W. DE ROSSI, S.L. BALDOCHI AND
S.P. MORATO

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES -IPEN/CNEN/SP

Q-SWITCHING THEORY

Considering that the $LiF:F_2^-$ centers changes fast their absorption properties during laser pumping the peak output power is given by:

$$P_p = \frac{Vh\nu}{2Tr} \ln(1/R) \left[n - n_T \left(1 + \ln \frac{n}{n_T} \right) \right]$$

Where $h\nu$ is the photon energy, Tr is the cavity round trip time, R is the mirror reflectivity n is the maximum population inversion and n_T is the cavity threshold inversion population in the absence of the absorber. The maximum gain is a measurable quantity given by: $G_M = \sigma_e R L$ where σ_e is the emission cross section L is the active medium length and G_T is the threshold gain. We can maximize the peak power that is a function of the output mirror reflectivity by imposing:

$$\frac{G_M - G_T}{G_T} = \ln \left(\frac{G_M}{G_T} \right)^2$$

and in order to achieve the maximum possible inversion population we must have an initial saturable absorber transmission given by:

$$T_0 = \exp \left[G_T - G_M \right]$$

EXPERIMENTAL PROCEDURE

Ultra pure (U.P.) crystal were grown in our laboratory by Czochralski method from zone refined material treated under HF

atmosphere. Nd:YLF laser rods were also produced in our laboratory from Nd:YLF single crystals grown from U.P. starting YF_3 , NdF_3 , and LiF materials. These reagents were synthesized and zone refined under HF. The Nd:YLF laser is pumped by a Xe flash lamp in a tight coupling pumping cavity; the resonator cavity is plane parallel; the rod is 7 cm long by 6 mm ϕ , π polarized, with an output energy of (free running) of 300 mJ.

F_2^- CENTERS IN LiF CRYSTAL

F_2^- color center consists of two adjacent anion vacancies shared by three electrons. They are efficiently produced by γ -ray irradiation, at room temperature in U.P. LiF crystal. The fundamental F_2^- absorption peaks at 960 nm. These centers are room temperature stable and can stand high peak powers in the absorption region. LiF: F_2^- centers created as described above have a decay time of 100 ns at room temperature.

Inserting the LiF: F_2^- crystals in the laser resonator with an unsaturated absorption of 48%, we obtained a pulse width of 9 ns (FWHM). The length of the cavity, for this operation, is 40 cm, the shortest possible for achieving optimum Q-Switching, as shown in fig. 1. By increasing the cavity length above 100 cm, we observed complete mode-locked regime, as is shown in fig. 2.

CONCLUSIONS

As we increase the initial absorption, of the saturable absorber, the pulse width becomes narrower and the number of pulses smaller, as we expected. The highest output peak power

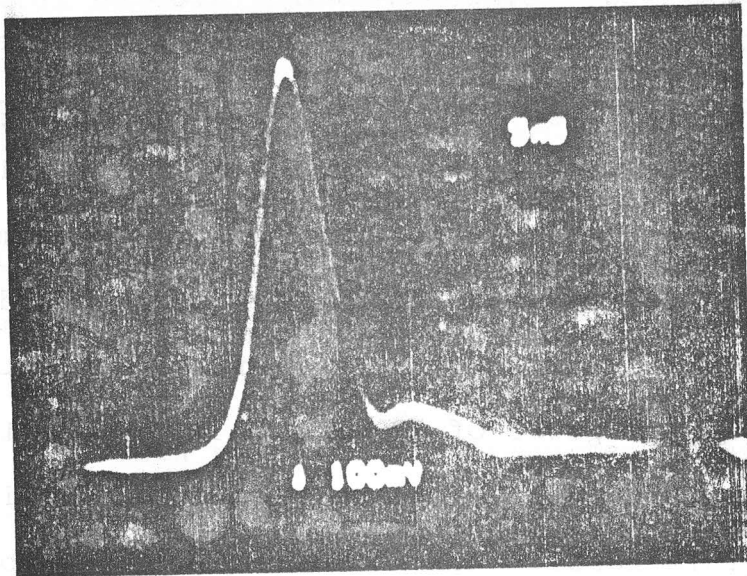


Figure 1. Laser pulse using an F_2^- initial absorption of 48% and an output coupling of 58%. The pulse energy is 110 mJ.

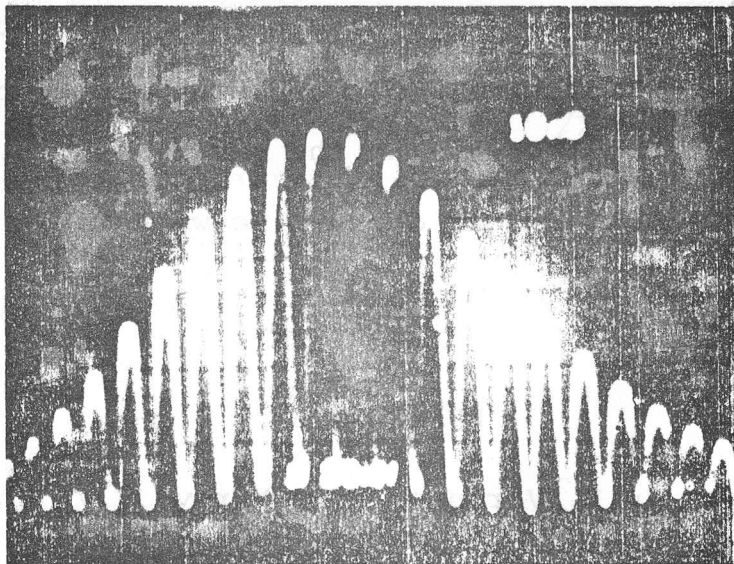


Figure 2. Full mode-locked train of pulses obtained with 48% initial F_2^- absorption and 13% output coupling (cavity length 50 cm).

obtained was 12 MW. For our laser conditions, the maximum gain is 1.25, so according to the theory, in order to have the very best conditions we need an output coupling of 51% (considering that there are no losses in the resonator). The initial transmission of the saturable absorber for optimum performance, would be $T_0 = 41\%$ and therefore the output peak power would be 30 MW. For our best experimental conditions (initial absorption 48%), we estimate an output power of 22 MW. This is relatively close to 12 MW because the LiF crystal was uncoated, introducing some residual losses. This result exceeds our expectation because the F_2^- centers have a much faster decay rate than the gain medium pump rate, providing an efficient loss for the laser. The absence of this effect is due to the stimulated emission induced by the Nd emission line of the F_2^- centers, behaving as a two level system and contributing to the laser field. This is a conservative mechanism for the laser output energy. The stimulated decay in the saturable absorber also populates much faster the ground state of the F_2^- centers providing a very fast gate during the intense burst of the pulse. This explains why we obtained mode locking operation by stretching the cavity length, in spite of the saturable absorber long decay time with respect to the cavity round trip time.

REFERENCES

1. T.T. Basiev, Yu K. Voronko, S.B. Mirov, V.V. Osiko and A.M. Prokhorov - Sov. J. Quantum Electron 12(4) 530 (1982).
2. Toshio Kurobori, Nobuyuki Shoumura and Nozomu Takeuchi - Optics Commu. 58 409, 1986.