

OPERAÇÃO "Q-SWITCHED" DE UM LASER DE Nd:YAG
OSCILANDO EM 1,32 μ m CHAVEADO POR UM CRISTAL DE
KZnF₃:CO²⁺

F. L. CARNAVAN*, W. de ROSSI, F. E. DA COSTA,
N. D. VIEIRA Jr.
INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR - SP
C. POSTAL 11049 CEP 05422-970

* Bolsista CNPq

Conseguiu-se otimizar a operação em regime "Q-Switched" passivo de um laser de Nd:YAG oscilando na linha de 1,32 μ m utilizando-se um cristal de KZnF₃:CO²⁺ como meio absorvedor saturável. O método utilizado para a otimização é baseado num esquema de cavidades acopladas e na escolha adequada da transmissão do espelho de saída e da transmissão do absorvedor saturável. Os melhores resultados com este procedimento, até agora, foram trens de 2 pulsos, cada um com largura de 200ns FWHM.

INTRODUÇÃO

Existem vários cristais dopados com íons de metais de transição que absorvem na região de emissão dos lasers de neodímio [1,2]. Estes cristais são, de forma geral, lasers ativos e exigem, na maioria das vezes, que a operação seja feita à temperatura de nitrogênio líquido [3,4]. Alguns destes materiais, graças às suas características temporais favoráveis, podem ser também utilizados como absorvedores saturáveis na obtenção da operação "Q-Switched" passiva de lasers pulsados.

O objetivo deste trabalho foi utilizar o cristal vibrônico KZnF₃:Co²⁺ como "Q-Switcher" passivo de um laser pulsado de Nd:YAG em condições otimizadas. Trabalhou-se num sistema de cavidades acopladas [5] que permitia a introdução de absorções iniciais maiores. O ganho máximo medido para o cristal permite o cálculo do acoplamento de saída e da absorção não saturada ótimos. Descrevemos abaixo as considerações teóricas e os resultados experimentais obtidos até o momento.

ANÁLISE TEÓRICA

A transmissão de um absorvedor saturável como função da intensidade é dada por:

$$\ln T = [1/(1+I/I_s)] \ln T_0 \quad (1)$$

onde I_s é a intensidade de saturação. Para um sistema de 4 níveis, I_s é dada por:

$$I_s = 1/[\sigma_a \tau] \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad (2)$$

onde σ_a é a seção de choque de absorção e τ é o tempo de decaimento total.

A potência máxima de saída é dada por [6]:

$$P_p = (V h\nu / 2t_r) \ln R^{-1} [N_1 - N_t (1 + \ln N_1 / N_t)] \quad (3)$$

onde

V = volume do modo do laser

t_r = tempo de voô da cavidade

R = refletividade do espelho de saída

N_1 = inversão inicial de população na

formação do pulso

N_t = população de limiar da cavidade sem absorvedor

A máxima potência de saída é obtida maximizando-se a inversão da população antes do início da ação laser. A população de limiar depende da refletividade do espelho que determina o tempo de vida do fóton na cavidade e, portanto, a duração do pulso.

O parâmetro limitante é o ganho máximo que é característica do meio laser, do sistema de bombeamento e da cavidade óptica. Assumiremos que o ganho máximo é obtido pela escolha adequada do acoplamento de saída e da absorção inicial do absorvedor saturável. A ação laser é evitada até que um máximo de população seja atingido fornecendo, então, ganho máximo que é dado por $g_m = \sigma_e N_t L$, que é uma quantidade mensurável. Podemos expressar a potência de saída dada pela equação (3) como uma função da população invertida de limiar através da condição usual de limiar:

$$I = R \exp[2g_t - \gamma] \quad (4)$$

onde $g_t = \sigma_e N_t L$ é o ganho de limiar, L é o comprimento do meio de ganho e γ é a perda interna por passo duplo. Utilizando as equações (3) e (4) e maximizando a potência de pico de saída como função da refletividade do espelho, obtemos:

$$(g_m - g_t) / g_t = \ln(g_m / g_t)^2 \quad (5)$$

onde R é determinado pelo valor de g_t gerado pela equação (4). De forma a atingir o máximo de inversão de população,

a transmissão não saturada T_0 deve ser dada por:

$$T_0 = \exp(g_t - g_m) \quad (6)$$

A determinação do ganho máximo é feita introduzindo-se lâminas de microscópio ligeiramente inclinadas na cavidade até que se elimine a ação laser [7]. O ganho máximo é:

$$g_m = \gamma/2 - 0,5 \ln R - n(\ln t) \quad (7)$$

onde t é a transmissão da lâmina de microscópio (0,92) e n é o número de lâminas. Assumiu-se uma perda interna por passo de 5%.

OPERAÇÃO LASER

Inserimos o cristal de $\text{Co}^{2+}:\text{KZnF}_3$ numa cavidade linear próximo ao espelho de saída conforme indicado na Figura 1 e medimos o número de pulsos, a largura temporal dos pulsos, a energia total e a transmissão inicial do absorvedor em $1,32 \mu\text{m}$. Os resultados estão mostrados na Tabela 1

TABELA 1

Número de pulsos	Largura us	Energia mJ	Espelho de saída (%)	Transmissão Inicial
5	10	500	0,92	0,76
10	10	350	0,92	0,76
6	100	-	0,7	0,76
2	200	-	0,91	0,76
10	200	-	0,71	0,65 *

* - com espelho intracavidade

De acordo com as considerações teóricas e utilizando-se o valor medido do

ganho máximo $g_m = 0,82$, obtemos para o ganho de limiar o valor de $g_l = 0,23$ e para a refletividade ótima $R = 0,66$.

Portanto, a transmissão inicial ótima é de cerca de 0,55, correspondendo a uma densidade ótica de 0,26. Os valores da refletividade e da absorção inicial assim calculados são maiores do que aqueles que a cavidade aceita. Este fato decorre, provavelmente, de se haver subestimado as perdas internas na cavidade. O valor real destas perdas deve ser superior àquele utilizado nos cálculos (5%).

O melhor resultado, 2 pulsos de 200 ns, foi obtido inserindo-se na cavidade um cristal de LiF:F_2^- que tinha como função absorver o comprimento de onda de 1,064 μm . Ocorre que para esta linha o ganho para o sistema do Nd:YAG é muito maior que para a linha de 1,3 μm , o que torna bastante delicada a inserção de perdas na cavidade. Em outras palavras, a introdução de perdas excessivas na cavidade faz com que ela passe a oscilar em 1,064 μm . Isto explica a constância das transmissões iniciais na Tabela 1. Para aqueles conjuntos de espelhos aquela era a perda

máxima por absorção que a cavidade admitia. Para aumentar a capacidade de perdas suportadas pela cavidade, utilizou-se o seguinte estratagema: colocou-se o cristal chaveador próximo ao espelho de saída e entre ele e o cristal bombeador posicionou-se um espelho plano (M_3) HR para 1,8 μm e que refletia cerca de 27% da radiação de 1,3 μm , conforme pode ser verificado na Figura 1. Nesta configuração a cavidade única original se divide em duas (M_1/M_3 e M_3/M_2) acopladas através do espelho M_3 . O limiar da cavidade bombeadora é reduzido enquanto que a cavidade bombeada passa a suportar uma perda por absorção maior, conforme pode ser observado na Tabela 1. Isto ocorre pelo fato de armazenar energia entre os espelhos M_3 e M_2 , uma região onde o cristal chaveador é a única fonte de perdas. Otimizando-se a refletividade e o alinhamento dos espelhos e a espessura do cristal absorvedor será possível a obtenção de pulsos mais curtos do que os já observados.

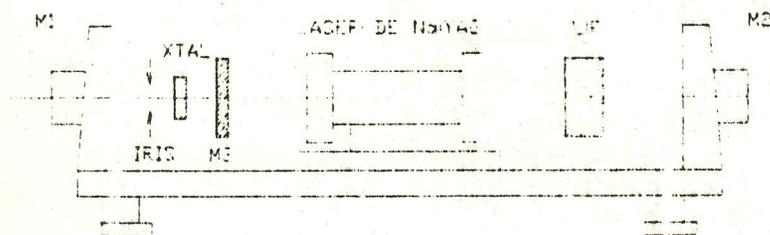


FIGURA 1

REFERENCIAS

- [1] A. MOORADIAN, Rep. Prog. Phys., 42, 1533(1973)
- [2] L. F. MOLLENAUER, J. C. WHITE, "TUNABLE LASERS", Topics in Applied Physics - Springer Verlag, pp 331(1987)
- [3] W. KUNZEL, W. KNIERIN, U. DURR, Optics Comm., 36, 383(1981)
- [4] K. R. GERMAN, U. DURR, W. KUNZEL, Optics Letters, 11, 12(1986)
- [5] N. D. VIEIRA Jr., L. S. ASSIS, S. P. MORATO, Optics Comm., 89, 71(1990)
- [6] W. G. WAGNER, B. A. LANGVEL, J. Appl. Phys., 34, 7, 2040(1963)
- [7] W. DE ROSSI, N. D. VIEIRA Jr., F. E. COSTA, S. BALDOCHI, S. P. MORATO, Digest of Topical Meeting in Advanced Solid State Lasers (OSA), pp 211-213(1990)

ABSTRACT

IT WAS OBTAINED THE Q-SWITCHED OPERATION OF A Nd:YAG LASER OSCILATING AT 1,32 MICROMETERS USING A $KZnF_3:Co^{2+}$ AS SATURABLE ABSORBER MEDIUM. THE METHOD UTILIZED IN THE OPTIMIZATI ON IS BASED ON A COUPLED CAVITIES SCHEME AND RELIES ON THE ADEQUATE CHOICE OF THE OUTPUT COUPLER AND SATURABLE ABSORBER'S TRANSMISSION. THE BEST RESULTS OBTAINED BY THIS PROCEDURE WERE TRAINS WITH 2 PULSES, EACH ONE WITH A WIDTH OF 200 NANOSECONDS FWHM.