

OTIMIZAÇÃO DE UM LASER C.W. DE Nd:YAG CHAVEADO POR LiF:F₂⁻

W. de Rossi, F. E. da Costa*, I. M. Ranieiri, N. D. Vieira Jr.
e S. P. Morato
IPEN-CNEN/SP *Bolsista CNPq-RHAE
Apoio FINEP-PADCT

Um laser contínuo de Nd:YAG foi chaveado passivamente por centros de cor F₂⁻ em cristais de LiF. Foram obtidos pulsos menores que 50 ns de duração, potência pico maior que 80 KW, alta estabilidade em intensidade, largura temporal e taxa de repetição.

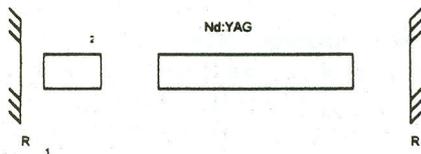
INTRODUÇÃO:

Lasers chaveados de neodímio com bombeio contínuo são fontes controladas de alta potência pico (KW) com taxa de repetição de até dezenas de KHz. Este tipo de laser é quase que exclusivamente obtido através de moduladores acustoópticos ou eletroópticos, por estes apresentarem baixas perdas quando em estado "transmissor".

Uma alternativa mais simples e barata para a obtenção de chaveamento Q de lasers é com o uso de absorvedores saturáveis, os quais são elementos capazes de uma brusca mudança em sua transmissão em função da intensidade de luz incidente. Os corantes orgânicos são os mais utilizados (para esta tarefa) mas, devido ao seu alto valor de intensidade de saturação, têm seu uso restrito a lasers de alto ganho (pulsados). Neste trabalho, mostramos que os centros de cor F₂⁻ em LiF, já utilizados no modo pulsado, também podem agir como elementos chaveadores em lasers C.W. de neodímio.

TEORIA:

O esquema abaixo representa um ressonador laser com um elemento absorvedor saturável em seu interior.



onde,

-R é a refletividade do espelho de saída.
-R₁ é a refletividade do espelho de fundo.

A condição de limiar é:

$$R_1 R_2 \exp(2\sigma n_l l - \gamma) = 1 \quad (1)$$

onde:

-σ é a seção de choque de emissão estimulada para o Nd.

-γ é o coeficiente de perdas do ressonador.

-n_i é o valor inicial da inversão de população no meio ativo no instante em que é atingido o limiar.

-T₀ é o coeficiente de transmissão inicial de pequeno sinal do elemento passivo.

mas,

$$T = T_p \cdot T_i \quad (2)$$

onde:

-T_p é o coeficiente de transmissão para o qual o elemento absorvedor está totalmente saturado (representa as perdas parasitas não saturáveis).

-T_a é o coeficiente de transmissão dado pelas perdas saturáveis, onde T_a é dado por [1]:

$$T_a = \exp\left(\frac{-\alpha x}{1 + \frac{I}{I_s}}\right) \quad (3)$$

onde:

-α é o coeficiente de absorção saturável;

-x é a espessura do absorvedor;

-I é a intensidade da radiação incidente;

-I_s é a intensidade de saturação do LiF:F₂⁻.

A teoria de Wagner e Lengyell [2] pode ser usada neste caso para a obtenção da potência de pico P_p:

$$P_p = \frac{2Vh\nu \ln R^{-1}}{t_{av}} \left[n_i - n_u \left(1 + \ln \frac{n_i}{n_u} \right) \right] \quad (4)$$

onde:

- V é o volume do meio ativo.
- hv é a energia do fóton.
- t_{cav} é o tempo de voo da cavidade laser
- n_{th} é a inversão de população de limiar para o valor "saturado" do coeficiente de transmissão do absorvedor saturável.
- n_{th} é então:

$$RR_i T_i^2 \exp(2\sigma n_{th} l - \gamma) = 1 \quad (5)$$

onde T_S é:

$$T_i = T_p \cdot T_{in} \quad (6)$$

e T_{AS} é dado por (3), onde podemos usar a relação:

$$\frac{I}{I_s} = \frac{P}{P_s} \quad (7)$$

onde P é a potência da radiação incidente, e P_S é a potência de saturação.

Das relações 3, 4, 5 e 7 vemos que a inversão de população de limiar n_{th} depende da potência de pico gerada no laser, e portanto, a solução da eq.(4) só pode ser obtida através de um cálculo numérico. O valor de P_p inicial usado para este cálculo é o valor de P_p obtido para o caso em que o absorvedor é totalmente saturado.

Para o caso em que a potência de bombeio P_{in} é maior que a potência de bombeio de limiar P_{th}, a inversão de população n_i é menor que a inversão de população n_∞ máxima que seria obtida para P_{in}, e é dada por [3]:

$$n_i = n_{\infty} - (n_{\infty} - n_r) \exp\left(\frac{-1}{\tau_r f}\right) \quad (8)$$

onde:

-τ_f é o tempo de decaimento espontâneo do íon laser ativo.

-f é a taxa de repetição

-n_f é inversão de população final no meio ativo após a passagem do pulso chaveado.

n_f é dado por [3]:

$$n_r - n_i = n_{th} \ln\left(\frac{n_r}{n_i}\right) \quad (9)$$

A equação (8) pode ser usada para uma estimativa da taxa de repetição do laser em função de P_{in} e de T₀.

A potência média P_m de saída também pode ser obtida pela relação:

$$P_{in} = \frac{(1-R)f}{(1-R)+L} (n_i - n_r) V h \nu \quad (10)$$

onde L representa as perdas combinadas no ressonador.

A largura temporal Δt de cada pulso é:

$$\Delta t = \frac{P_m}{P_p f} \quad (11)$$

ARRANJO EXPERIMENTAL:

O laser, de fabricação própria (LXC03), é composto de um ressonador plano paralelo com 42 cm de comprimento, e refletividade do espelho de saída de 85%. O elemento ativo é um bastão de Nd:YAG de 4,0 x 79 mm (73 mm iluminado); bombeado por uma lâmpada de arco de kriptônio de P_{in} (máximo) de 5 KW.

Os elementos absorvedores utilizados foram 3 cristais de LiF de 0.5, 1.0 e 2.3 cm de comprimento, irradiados no reator IEA-R1 do IPEN, de acordo com um método desenvolvido em outro trabalho [4]. Cada cristal foi irradiado por duas ou três vezes, fornecendo assim diversos estados de transmissão inicial T₀ do LiF:F₂⁻. A tabela abaixo mostra os resultados otimizados (multimodo) para o LXC-03 chaveado por estes cristais.

T ₀ (%)	t _p (ns)	f(KHz)	P _p (KW)	P _m (W)
98	500	33,3	1,1	18,0
94	200	16,6	4,2	13,9
86	180	6,7	6,0	7,2
82	110	5,0	16,0	8,8
78	100	3,1	26,6	8,3
68	70	3,3	35,6	8,3
61	50	2,9	86,4	3,2

Tabela I

Não foi notada nenhuma diferença significativa com a mudança na posição do LiF:F₂⁻ dentro do ressonador. As medidas apresentadas foram obtidas com o absorvedor entre o elemento laser e o espelho de fundo.

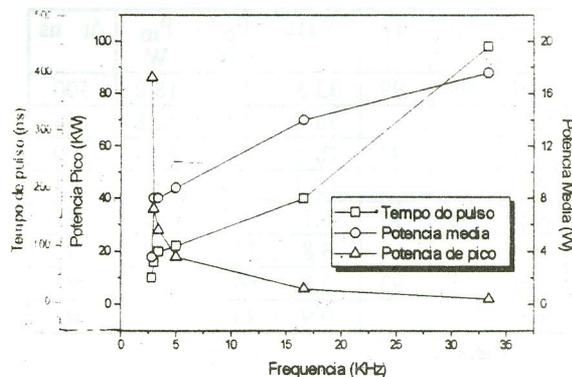


Fig. 1.

A figura 1 mostra os resultados da tabela I para a operação multimodo, e dela fica claro como cresce a potência pico repentinamente para altos valores de absorção do LiF:F₂⁻. Isto é explicado pelo fato de que

estes altos valores de absorção levam a altos valores de P_p , que por sua vez saturam completamente o absorvedor, e o laser opera sob regime de baixas perdas. Para valores menores de T_0 , a potência pico é baixa, e a saturação não é completa, o que eleva o valor de n_{th} da eq. (5) e portanto o laser opera sob altas perdas.

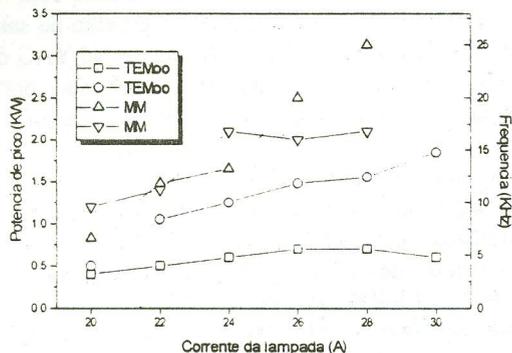


Fig. 2.

O valor máximo de P_p obtido 86,4 KW, significa uma intensidade intracavidade de mais de 60 vezes a I_s do $LiF:F_2^-$ ($I_s \sim 0,16 \text{ MW/cm}^2$ [5]), suficiente portanto para saturá-lo totalmente; de (3) $T_{as} \approx 0,99 T_{a0}$.

Usando o ganho máximo para este laser $g(5KW) \approx 4,5 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ obtemos n_i que deve ser $n_i \approx n_{\infty}$; de (5) e (6) temos n_{th} ($T_p \approx 0,93$ medido experimentalmente); e de (9) temos n_f . Destes valores, montamos a tabela II, onde sempre supomos saturação máxima (o que só é verdade para $l \gg l_s$).

Vemos destes resultados que a teoria se aplica bem para o caso de altos valores de P_p , onde a saturação é máxima, ou para o caso em que T_0 é muito alto, onde não há diferença significativa entre os valores real e teórico para T_f .

	T_0	T_f	f KHz	P_p KW	P_m W	Δt ns
exp	.98	.99	33.3	1.1	18.0	500
teor			56.0	1.0	16.8	294
exp	.94	.97	16.6	4.2	3.9	200
teor			12.3	3.9	14.9	314
exp	.86	.93	6.7	6.0	7.2	180
teor			3.8	33.0	9.7	76
exp	.61	.93	2.8	86.4	3.2	50
teor			0.9	96.0	3.5	46

Tabela II

O valor mínimo de T_0 experimental foi de 61%, o que não está de acordo com o valor de ganho máximo para este laser. Isto é explicado, e verificado experimentalmente, pelo fato de que este ganho representa uma média na área do bastão, e que na verdade ele é muito maior no centro do que na borda do

elemento ativo. Este fato também é mais um fator que concorre para justificar as discrepâncias entre a teoria e os resultados experimentais; pois o volume do meio ativo com ganho positivo é uma função da potência de bombeio.

Através da introdução no ressonador de uma iris de diâmetro ajustável obtivemos a ação laser do modo fundamental TEM₀₀ com os resultados apresentados na tabela III.

T_0 %	T_p %	Δt ns	f KHz	P_p KW	P_m W
98		700	25 a 50	0.1	5.3
94		200	10 a 29	0.4	4.4
88	97	200	4.5 a 8	0.7	1.7
84	95	140	4.5 a 8	1.0	1.3
82	82	140	3 a 10	1.4	2.1
80	93	110	2.2 a 5	2.5	3.2
81	97	110	2.9 a 9.1	4.1	3.6
68	93	75	3.2 a 5.6	5.0	2.0
61	93	50	3.2	11.5	2.0
61a	93	50	.5 a 1.2	15	1.0
68c	93	75	.6 a 1.0	22	1.6
61b	93	45	1.4	28	1.8

Tabela III

- a- Espelho de fundo com $R_c = 10m$.
- b- Espelho de fundo com $R_c = 10m$, porém com maior perda.
- c- LiF inclinado, introduz perda de 3% por superfície por passo.

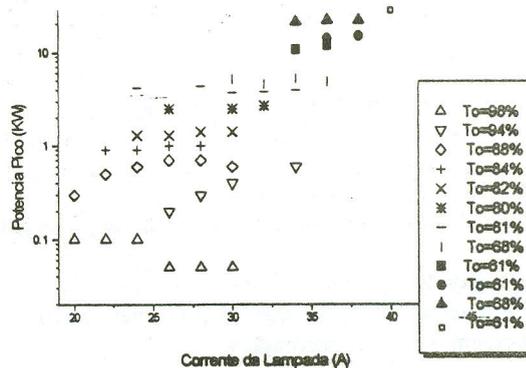


Fig. 3.

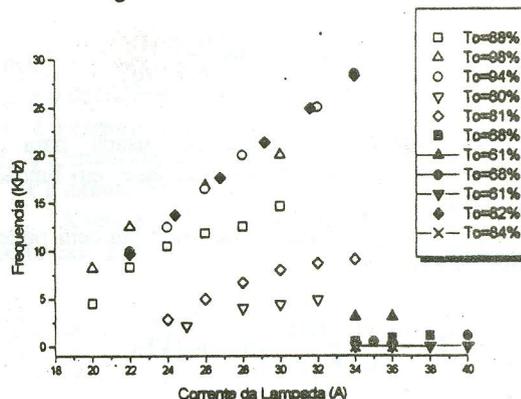


Fig. 4.

As figuras 3 e 4 mostram o comportamento dos resultados da tabela III em função da corrente na lâmpada de bombeio. Vemos uma estabilização na potência pico e um aumento na taxa de repetição (que tende à saturação para altas correntes e baixas transmissões) com o aumento da corrente. Com isso, temos uma fonte laser TEM₀₀ com potência pico fixa (energia e largura temporal constantes) e ao mesmo tempo com taxa de repetição variável; fato novo para o caso de um modulador passivo. Através da escolha adequada de T₀ e P_{in} podemos obter pulsos com taxa de repetição de 50 a 1KHz e potências pico de 0,1 a 28 KW, o que torna este sistema muito versátil e simples de se usar. A largura temporal mínima obtida de 45 ns é menor do que a obtida na maioria dos lasers C.W. com chaveamento acustoóptico, e pode ser devido à absorção não linear do LiF:F₂⁻, que consome a parte inicial do pulso.

CONCLUSÕES:

O comportamento dos parâmetros do laser segue a teoria: uma diminuição em T₀ causa diminuição em Δt, em f e em P_m, mas causa um aumento na potência de pico P_p. Perdas não passivas também causam aumento em P_p, mostrando que é possível otimizar ainda mais o sistema. Um meio ativo de Nd:YAG com diâmetro menor levaria a potências pico ainda maiores. A estabilidade em intensidade é menor que 5%, em frequência é menor que 10% e em Δt é tão pequena que não foi possível de se determinar.

Mostramos que o absorvedor saturável de LiF:F₂⁻ pode ser usado como elemento chaveador passivo para laser C.W. de Nd:YAG com ótimos resultados tanto para multimodo como para TEM₀₀.

REFERÊNCIAS:

- [1] - A. Hercher; Appl. Optics, vol. 6, n. 5, pg. 947 (1967).
- [2] - W. G. Wagner; B. A. Lengyel; J. Appl. Phys., vol. 34, pg. 2040 (1963).
- [3] - W. Koechner in "Solid State Laser Engineering"; Springer-Verlag (1988).
- [4] - W. de Rossi; F. E. Costa; I. M. Ranieri; trabalho em andamento.
- [5] - A. Lupei; V. Florea; T. Dascalu; V. Lupei; Optics Comm., vol. 79; n. 5; pg. 309 (1990).

SUMMARY:

A continuous Nd:YAG laser was passively Q-switched by a F₂⁻ color center in a LiF crystal. An optimization method was developed for this kind of Q-switching and enabled us to obtain a high stability giant pulses train with pulses shorter than 50 ns and peak power higher than 80 KW.