

UM ALGORITMO PARA CÁLCULO DO COMPRIMENTO ÓTIMO DO MEIO ATIVO EM LASERS COM BOMBEAMENTO LONGITUDINAL.

Edison Puig Maldonado* e Nilson Dias Vieira Jr
IPEN/CNEN - São Paulo

Utilizando uma análise de equações de taxa com descrição espacial dos parâmetros do laser desenvolvemos uma metodologia para o cálculo do comprimento ótimo do meio laser ativo, para obtenção de máxima potência no regime c.w. em lasers com bombeamento óptico longitudinal. Várias realizações experimentais são discutidas a luz desta análise tais como lasers de Nd:YLF, $Ti:Al_2O_3$ e KCl:Ti³⁺. Em especial discute-se o caso de um laser de Nd:YLF bombeado por um laser de Argônio em $\lambda = 514.5nm$.

INTRODUÇÃO

Vários lasers de estado sólido de interesse atual apresentam uma maior eficiência quando bombeados longitudinalmente por outros lasers. Nesses casos as distribuições espaciais do feixe de bombeamento e do modo do laser na região do meio ativo são de fundamental importância para o desempenho do sistema. Em particular, no caso de lasers com propagação livre de feixe (não guiada), o comprimento efetivo do meio ativo é limitado pelo parâmetro confocal do feixe de bombeamento. O coeficiente de absorção óptica no comprimento de onda de bombeamento, o parâmetro confocal do modo do ressonador e as perdas de reabsorção e espalhamento são outros parâmetros que determinam um comprimento ótimo para o meio laser.

No presente método, o comprimento ótimo do meio ativo, para máxima potência de saída c.w. é determinado considerando-se dois vínculos entre os parâmetros. Primeiro, o parâmetro confocal do feixe de bombeamento deve corresponder a metade do comprimento do meio ativo. Isso corresponde a uma área do feixe de bombeamento aproximadamente constante no meio ativo. Segundo, o modo TEM₀₀ (emissão) deve possuir o mesmo parâmetro confocal. Essa configuração também é conhecida como de modos casados. Essas duas condições simplificam a análise teórica do sistema e a montagem experimental.

TEORIA

O modelo utilizado baseia-se no esquema de níveis mostrado na figura 1. Considera-se o nível laser inferior como pertencente ao multipletto que inclui o

nível fundamental, assim permitindo a descrição de lasers de quase três níveis. A população deste nível é dada por $N_0 = \beta_0 N_1$, a do nível laser superior e $N_2 = \beta_2 N_1$. β_1 e β_2 são os fatores de distribuição térmica de população dos níveis relativo aos multipletos a que pertencem. As equações de taxa para as populações dos níveis levam a equação para a diferença de populações ΔN (expressão 1)

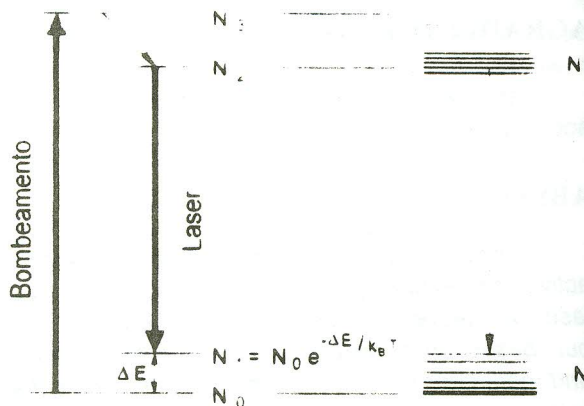


FIGURA 1 Esquema de níveis considerado

$$\frac{dN_2}{dt} = \beta_2 R_p - \frac{N_2 - N_2^0}{\tau_2} - \beta_2 \frac{\sigma I}{h\nu} (N_2 - N_1)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -\beta_1 R_p - \frac{N_1 - N_1^0}{\tau_1} + \beta_1 \frac{\sigma I}{h\nu} (N_2 - N_1)$$

$$\frac{d\Delta N}{dt} \cong \beta_1 + \beta_2 R_p - \frac{\Delta N - \Delta N^0}{\tau} - \beta_1 + \beta_2 \frac{\sigma I}{h\nu} \Delta N \quad (1)$$

onde, R_p é a taxa de bombeamento, τ é o tempo total de vida do nível laser superior, σ é a seção de choque de emissão estimulada, I é a intensidade óptica

* Bolsista de Doutorado FAPESP - processo 91/3968-5

(emissão) e $N_{(1,2)}^0$ são as populações de equilíbrio dos níveis laser. A taxa de bombeamento é dada por:

$$R_p(r,z) = \frac{\eta_p}{h\nu_p} \cdot P_p \cdot \alpha_p \cdot e^{-\alpha_p z} \cdot f_p(r,z) \quad (2)$$

onde P_p é a potência óptica de bombeamento; α_p é o coeficiente de absorção óptica no comprimento de onda de bombeamento; η_p é a eficiência quântica de excitação; $f_p(r,z)$ é a função distribuição espacial do bombeamento.

Considerando distribuições espaciais Gausianas para os feixes de bombeamento e emissão, e integrando ΔN estacionário em r e z (na região do meio ativo), obtém-se o ganho não saturado logarítmico duplo-passo: [1,2]

$$\Gamma^0 = P_p \cdot (1 - e^{-\alpha_p \cdot l}) \cdot \frac{4 \cdot \eta_p \cdot (\lambda_p / \lambda) \cdot \beta}{\pi \cdot (w_0^2 + w_p^2) \cdot I_s} \quad (3)$$

onde l é o comprimento do meio laser ativo; λ e λ_p são os comprimentos de onda de emissão e bombeamento, respectivamente; w_0 e w_p são as cinturas dos feixes de emissão e bombeamento, respectivamente; $I_s = (h \cdot \nu) / (\sigma \cdot \tau)$, é a intensidade de saturação; $\beta = \beta_1 + \beta_2$.

A condição de equilíbrio para a oscilação laser é dada por:

$$\Gamma^0 \cdot \chi(P) - 2 \cdot l \cdot \sigma \cdot n_1^0 \cdot \frac{\ln(1+\xi)}{\xi} - 2 \cdot l \cdot s = L - \ln(R) \quad (4)$$

onde:

$$\xi = \frac{4 \cdot \beta \cdot P}{\pi \cdot w_0^2 \cdot I_s} \quad (5)$$

P é a potência óptica intracavidade, L é a perda logarítmica intracavidade por duplo-passo; R é a refletividade do espelho de saída; s é o coeficiente de perdas lineares (espalhamento) do meio ativo; o valor de n_1^0 é dado por: $n_1^0 = \beta_1 \cdot n_0$, onde n_0 é a concentração total de centros ativos.

$\chi(P)$ é o fator de saturação do ganho, sendo dado por:

$$\chi(P) = \frac{w_0^2 + w_p^2}{w_p^2} \int_0^1 \frac{\varepsilon \cdot (w_0/w_p)^2}{1 + \xi \cdot \varepsilon} d\varepsilon \quad (6)$$

O coeficiente de absorção óptica no comprimento de onda de bombeamento apresenta um comportamento saturável, descrito por:

$$\alpha_p(I) = \frac{\sigma_p \cdot n_0}{1 + I_p / I_{SA}} \quad (7)$$

onde: $I_p = P_p / (\pi \cdot w_p^2)$; $I_{SA} = h \cdot \nu_p / (\sigma_p \cdot \tau_{tot})$; σ_p é a seção de choque de absorção neste comprimento de onda.

O tempo de vida do nível laser superior, τ , tem seu valor diminuído quando a ação laser inicia, devido a novo canal de decaimento (estimulado): [3]

$$\tau_{tot} = [\tau^{-1} + (\alpha I) / (h \cdot \nu)]^{-1} \quad (8)$$

Assim, a absorção do bombeio sofre um efeito de histerese, que afeta também a potência de saída e é tanto maior quanto maior for a intensidade de bombeamento.

PROCEDIMENTO E RESULTADOS

O valor estacionário da potência óptica intracavidade, P , que satisfaz a equação 4, é função dos parâmetros (independentes) de construção do laser: l , w_p e w_0 . Assim, a busca da configuração ótima (máximo P) deve ser, a princípio, realizada em um espaço 4-dimensional. Entretanto, na maior parte dos casos, é possível obter uma configuração próxima da ótima considerando as cinturas dos feixes de emissão e bombeamento como funções do comprimento do meio ativo, $l = 2 \cdot b_p = 2 \cdot \pi \cdot (w_p)^2 / \lambda_p$, (com $w_0 = w_p \cdot (\lambda / \lambda_p)^{1/2}$). As justificativas intuitivas para esta afirmação são: 1) se o meio ativo for maior que $2 \cdot b_p$, a contribuição adicional para o ganho total é pequena (comparada com aquela para $0 < z < 2 \cdot b_p$). Se não for, então pode-se obter performance semelhante considerando um b_p maior. 2) se o meio ativo for menor que $2 \cdot b_p$, o ganho total é menor devido à menor potência de bombeamento absorvida. A validade destas considerações estende-se pela maioria dos lasers de *quase três níveis*, desde que as perdas por reabsorção não sejam muito intensas.

Na tabela 1 encontram-se os parâmetros espectroscópicos típicos de alguns meios laser ativos. Na mesma tabela, são mostrados parâmetros de operação laser utilizados nos trabalhos citados nas referências.

Nas figuras 1 e 2 são mostrados os resultados do cálculo de P em função do comprimento l , para os laser de *quatro níveis* citados. As configurações ótimas e as correspondentes potências de saída calculadas concordam, dentro de uma boa precisão, com os parâmetros e valores reportados nos trabalhos citados. O cálculo de potência de saída para o laser de Tm:Ho:YLF é mostrado na figura 3.

TABELA 1. Parâmetros espectroscópicos dos meio laser ativos utilizados como exemplo. Os parâmetros do ressonador e a potência de bombeamento referem-se a experimentos relatados nas referências. O $Ti:Al_2O_3$ possui absorção residual na região de emissão (dados com *).

		Ti:Al ₂ O ₃	KCl:Ti ⁰ (1)	Cr:LiSAF	Nd:YLF ⁽¹⁾	Nd:YLF ⁽²⁾	Tm:Ho:YLF
densidade de centros ativos	n_0 10^{20} cm^{-3}	0,3	0,005	0,7	0,85	0,85	8,4 Tm 0,6 Ho
comprim. onda de emissão	λ (nm)	735	1520	835	1047 (//)	1047 (//)	2067
vida do nível laser superior	τ (μs)	3,2	1,6	67	530	530	12000
seção de choque emissão estim.	σ 10^{-19} cm^2	4,1 (//) 2,0 (\perp)	130	0,5 (//) 0,2 (\perp)	3,1 (//)	3,1 (//)	4
distrib. térmica do nível inferior	β_1	0	0	0	0	0	0,015
distrib. térmica do nível superior	β_2	1	1	1	0,43 (//)	0,43 (//)	0,17
comprim. onda bombeamento	λ_P (nm)	514,5	1064	670	797	514,5	792
seção de choque de absorção	σ_P 10^{-19} cm^2	0,6 (//) 0,3 (\perp)	400	0,45 (//) 0,25 (\perp)	0,24	0,035	0,05
efic. quântica de excitação	η_P	1	1	1	1	1	0,5
coeficiente de espalhamento	s (cm^{-1})	* 0,07 (//) 0,12 (\perp)	0,01	0,002	0,003	0,003	0,002
potência de bombeamento	P_P (W)	12	6	1	3	3	0,36
perdas do ressonador	L	0,10	0,10	0,05	0,03	0,03	0,03
refletividade do espelho saída	R	0,80	0,60	0,97	0,6	0,8	0,98
Referências		3,4,5	6,7	8,9,10	11,12	13	14,15,16,17

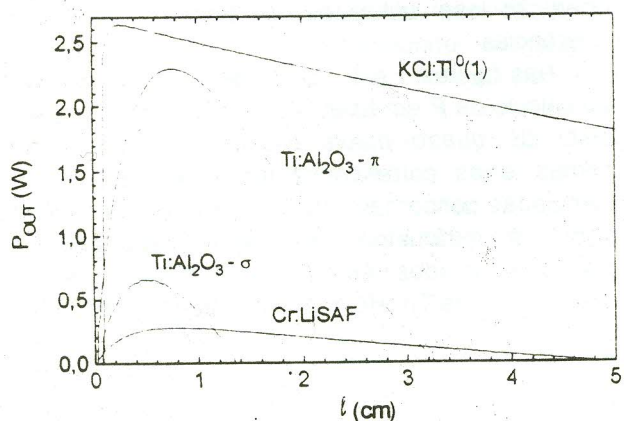


FIGURA 1: Cálculo da potência de saída para alguns lasers vibrônicos. Os parâmetros espectroscópicos e do ressonador laser utilizados são mostrados na tabela 1.

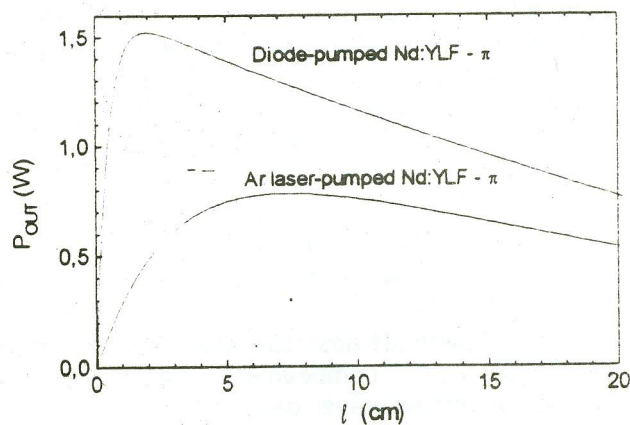


FIGURA 2: Cálculo da potência de saída para o laser de Nd:YLF, para os sistemas bombeados por laser de diodo ($\lambda_P = 797 \text{ nm}$) e laser de Argônio ($\lambda_P = 514,5 \text{ nm}$). Os parâmetros espectroscópicos e do ressonador laser utilizados são mostrados na tabela 1.

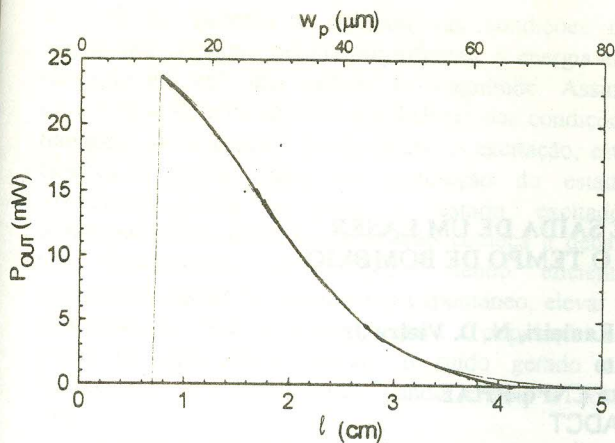


FIGURA 3 Cálculo da potência de saída para o laser de Tm:Ho:YLF, utilizando parâmetros mostrados na tabela 1.

DISCUSSÃO

A análise efetuada para o laser de Tm:Ho:YLF fornece um valor máximo de potência de saída, $P=25\text{mW}$, que concorda com o valor relatado na ref. 14. Entretanto, isto provavelmente deve-se a uma coincidência, pois a configuração utilizada neste experimento foi: $w_p \cong w_0 \cong 80\mu\text{m}$, $l=2\text{mm}$. No caso deste laser, as perdas por reabsorção são intensas e isto requer uma análise da potência de saída com independência entre os parâmetros, ou seja, no hiper-espaço (P, w_p, w_0, l) . Outra correção necessária é relativa à saturação da absorção, que neste laser é dependente do tempo de decaimento do sistema Tm, Ho e não exclusivamente do íon de Ho. No cálculo efetuado, o efeito de histerese é bastante pronunciado, devido a ter-se considerado o tempo de decaimento do Ho, $\tau=12\text{ms}$.

O cálculo para os sistemas que utilizam o meio de Nd:YLF demonstram claramente o efeito que a mudança na seção de choque de absorção produz com relação à configuração ótima. O laser de Nd:YLF bombeado por laser de Ar foi por nós experimentalmente investigado, sendo que o valor previsto para a potência de saída correspondeu ao valor obtido. [13]

CONCLUSÕES

A partir de uma análise de equações de taxa com dependência espacial pôde-se obter expressões fechadas para o ganho não saturado e para a condição estacionária de oscilação de um laser com bombeamento longitudinal. Deve-se destacar que tais expressões possuem análogo na literatura, mas o desenvolvimento no formato apresentado é original. A implementação deste formalismo em uma rotina de computador permitiu o cálculo da potência de saída de diversos lasers em

função do comprimento do meio laser ativo, onde os parâmetros confocais dos feixes de bombeamento e emissão foram considerados iguais a metade deste comprimento. Demonstrou-se que com este procedimento é possível encontrar configurações ótimas para estes lasers, sendo que estas corresponderam às configurações e valores de potência de saída encontradas em experimentos na literatura.

AGRADECIMENTOS

Este trabalho contou com o apoio da FAPESP, sob o auxílio 93/4999-7.

Agradecemos aos colegas Gregório P. Peiro e Andrea N.P. Bustamante e aos Drs. Laércio Gomes e Sonia L. Baldocchi pelo auxílio na obtenção dos parâmetros dos meios laser ativos utilizados como exemplo.

ABSTRACT

By using a spatial dependent rate equation analysis we developed a method to calculate the optimum length of active medium, in longitudinally pumped lasers. The optimization was carried in order to obtain maximum power in c.w. regime. Some known laser systems, such as Nd:YLF, Ti:Al₂O₃, and KCl:Ti³⁺(1), were analyzed by the point of view of this formalism. In particular, we studied a Nd:YLF laser, pumped by an Argon ion laser ($\lambda=514,5\text{nm}$).

REFERÊNCIAS

1. W.P.Risk, J.Opt.Soc.Amer.B, 5 (1988) 1412
2. T.Y.Fan e R.L.Byer, IEEE J.Quantum Electron., 24 (1988) 895
3. W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Springer-Verlag, N.Y. (1988)
4. J.C.Walling, *Tunable Lasers*, L.F.Mollenauer e J.C.White, Ed., Springer-Verlag Berlin (1987)
5. P.F.Moulton, J.Opt.Soc.Am.B, 3 (1986) 125
6. L.F.Mollenauer, "Color Center Lasers", em *Laser Handbook*, vol.4, North-Holland Physics Publishing Amsterdam (1985)
7. N.D.Vieira Jr., "Estudo dos defeitos de Ti³⁺(1) e In⁰(1) em haletos alcalinos: Protótipo de um centro de cor como meio laser ativo", Tese de Doutorado Apresentada no Instituto de Física da USP (1986)
8. S.A.Payne et al., J.Appl.Phys., 66 (1989) 1051
9. S.A.Payne et al., Journal of Luminescence, 44 (1989) 167
10. R.Scheps, Opt. Materials, 1 (1992) 1
11. Harmer, A.L., Linz, A. and Gabbe, D.R., J.Phys.Chem.Solids, vol.30, pp.1483-1491, 1969
12. Mermilliod, N.; Romero, R.; Chartier, I.; Garapon, C and Moncorgé, R.; IEEE J.Quantum Electron., vol. 28, 1179 (1992)
13. Maldonado, E.P.; Raniéri, I.M.; Vieira Jr. N.D.; Morato, S.P.; Resumos do Grupo de Óptica do XVI Encontro Nacional de Física da Matéria Condens. SBF (1993)
14. H.Hemmati, Opt.Lett., 14 (1989) 435
15. B.T.McGuckin and R.T.Menzies, IEEE J.Quant.Electron., 28 (1992) 1025
16. P.A.Budni et al., IEEE J.Quant.Electron., 28 (1992) 1029
17. T.Y.Fan et al., IEEE J.Quant.Electron., 24 (1988) 924