

文章编号: 0253-2239(2001)01-0032-04

纵向抽运 Cr³⁺:LiSAF₆激光器小信号增益的理论研究

赵卫疆 张 华 周耕夫 赵旭光 于俊华

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所可调谐激光技术国家重点实验, 哈尔滨 150001)

摘要: 提出了计算小信号增益的理论模型, 用来研究纵向 Cr³⁺:LiSAF₆激光器中抽运聚焦特性对小信号增益的影响。对 Cr³⁺:LiSAF₆晶体小信号增益进行了最佳化计算, 求出了几种给定抽运功率下腰斑半径和焦点位置的最佳值。计算结果表明, 在最佳化条件下 Cr³⁺:LiSAF₆晶体小信号增益特性能够获得极大地改善。

关键词: 小信号增益; 腰斑半径; Cr³⁺:LiSAF₆激光器

中图分类号: TN753.92 文献标识码: A

1 引 言

近年来国内外对纵向抽运 Cr³⁺:LiSAF₆固体激光器作了大量的研究, 但由于荧光热猝灭、激发态吸收等不利因素的存在, 使得抽运功率达到一定值时, 小信号增益开始下降^[1], 限制了此类激光器的进一步发展。小信号增益正比于上能级粒子数密度, 而上能级粒子数密度正比于抽运光的功率密度。同时荧光热猝灭和激发态吸收效应也正比于抽运功率, 阻碍着上能级粒子数密度随抽运功率密度增加而上升。我们考虑了荧光热猝灭及激发态吸收的影响, 对 Cr³⁺:LiSAF₆激光器最佳抽运的腰斑半径和焦点位置进行了最佳化计算。另外, 抽运光和振荡光在空间上的重叠对纵向抽运激光器的小信号增益的影响也很大, 我们的计算是在假定抽运光和振荡光完全匹配的情况下进行的^[2], 即 $w_{c0} = w_{p0}(\lambda_c/\lambda_p)^{1/2}$, 其中 w_{p0} 、 w_{c0} 分别为抽运光和振荡光的腰斑半径, 且两腰斑位置重合, λ_p 、 λ_c 分别为抽运光和振荡光波长。计算结果表明, 通过对抽运聚焦特性的最佳化, 可以极大地改善小信号增益特性, 并在一定程度上抑制荧光猝灭、激发态吸收效应的不利影响。

2 理论模型

设抽运光束和振荡光束为高斯光束, 其光强 I_{pc} 可由以下公式表示:

$$I_{p,c} = \frac{2P(z)}{\pi w_{p,c}^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{w_{p,c}^2(z)}\right], \quad (1)$$

$$w_{p,c}^2(z) = w_{p0,c0}^2 \left[1 + \frac{(z-z_0)^2 \lambda_{p,c}^2}{\pi^2 n^2 w_{p0,c0}^4} \right], \quad (2)$$

其中, $P(z)$ 为 z 处的光功率, $w_{p,c}(z)$ 为抽运光束和振荡光束在 z 处的光斑半径, n 为介质折射率, z_0 为腰斑位置坐标。单位长度上的小信号增益 $g_0(r, z)$ 可表示为

$$g_0(r, z) = (\sigma - \sigma_{ESA})N(r, z), \quad (3)$$

其中, $N(r, z)$ 为上能级粒子数密度, σ 为受激发射截面, σ_{ESA} 为激发态吸收截面(在 850 nm 处, $\sigma = 4.8 \times 10^{-29} \text{ cm}^2$, $\sigma_{ESA} = 1.6 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$)^[3]。在增益介质中振荡光强可表示为

$$\frac{dI_c(r, z)}{dz} = g_0(r, z) \times I_c(r, z). \quad (4)$$

腔内光功率可由腔内光强在横截面上积分获得

$$P_c(z) = \int_0^{r_c} I_c(r, z) 2\pi r dr. \quad (5)$$

由(5)式可得

$$\frac{dP_c(z)}{dz} = \int_0^{r_c} \frac{2g_0(r, z)P_c(z)}{w_c^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{w_c^2(z)}\right] 2r dr. \quad (6)$$

因为起振时腔内光强很小, 双程小信号增益可近似表示为

$$G_0 = \left[\frac{P_c(l)}{P_c(0)} \right]^2 = \exp\left[2 \int_0^l dz \int_0^{r_c} \frac{2g_0(r, z)}{w_c^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{w_c^2(z)}\right] 2r dr \right]. \quad (7)$$

上能级粒子数密度可通过求解速率方程获得^[1]:

$$\frac{dN(r, z)}{dt} = -\frac{N(r, z)}{\tau_f} - \frac{N(r, z)}{\tau_{NR}(r, z)} - \sigma I_c(r, z) \times N(r, z) - \gamma N^2(r, z) + R_p(r, z), \quad (8)$$

其中, τ_f 为上能级寿命(67 μ s)^[3], τ_{NR} 为荧光热猝灭寿命, γ 为上变频系数($6.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$)^[4]. $R_p(r, z)$ 为抽运速率, 可表示为

$$R_p(r, z) = \frac{2\lambda_p P_0 \alpha_p}{hc\pi w_p^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{w_p^2(z)}\right], \quad (9)$$

其中, h 为普朗克常数, c 为光速, P_0 为入射抽运功率, α_p 为介质吸收系数. 在起振时忽略带有 $I_c(r, z)$ 的项, 在稳态近似下求解方程, 可得出 $N(r, z)$ 为

$$N(r, z) = \frac{\sqrt{1 + 4\gamma\tau^2(r, z)R_p(r, z)} - 1}{2\gamma\tau(r, z)}, \quad (10)$$

其中, $\tau(r, z)$ 为总的上能级寿命, 可由下式表示:

$$\tau(r, z) = \frac{\tau_f \tau_{NR}(r, z)}{\tau_f + \tau_{NR}(r, z)}, \quad (11)$$

式中, $\tau_{NR}(r, z)$ 是晶体内部温度的函数, 可表示为^[4]

$$\tau_{NR}(r, z) = \tau_{NR}^0 \exp\left[-\frac{\Delta E}{kT(r, z)}\right], \quad (12)$$

其中, $\tau_{NR}^0 = 2.4 \times 10^{-14} \text{ s}$ ^[4], k 为玻尔兹曼常数, ΔE 为活化能(5125 cm^{-1})^[4], $R(r, z)$ 为晶体内部温度的分布函数. 为求得 $T(r, z)$, 需要知道晶体内部单位体积的热功率密度, 该热功率密度可由下式表示^[1]:

$$\frac{P_{th}(r, z)}{dV} = h(v_p - v_c)R_p(r, z) + hv_c \gamma N^2(r, z) + hv_c \frac{N(r, z)}{\tau_{NR}(r, z)}, \quad (13)$$

它由三部分构成, 依次由量子损失、激发态吸收、荧光热猝灭效应产生. 晶体内部热功率函数可由下式积分获得:

$$P_{th}(z) = \int_0^{r_c} 2\pi r dr \frac{P_{th}(r, z)}{dV}. \quad (14)$$

假设热功率密度可用 r 的高斯函数和 z 的指数函数描述, 则

$$\frac{P_{th}(r, z)}{dV} = \frac{2P_{th}(0)}{\pi w_p^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{w_p^2(z)}\right] \exp(-\alpha_{th}z), \quad (15)$$

其中, α_{th} 为一常数, 它由用一指数函数 $\exp(-\alpha_{th}z)$ 拟合归一化的热功率函数 $P_{th}(z)/P_{th}(0)$ 获得.

图 1 给出了不同焦点位置时, 归一化热功率密度函数的数值结果与拟合后的解析结果之间的比

较, 其中实线为数值结果, 虚线为拟合后的结果.

通过求解带边界条件的热扩散方程可求出晶体内部温度分布函数为^[5]

$$T(r, z) = T_0 + \Delta T(r, z), \quad (16)$$

其中 $T_0 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, 为初始边界温度(室温), ΔT 为热效应产生的温度差, 可由下式表示:

$$\Delta T(r, z) = \frac{1}{4\pi K_c} \alpha_{th} P_{th} \exp(-\alpha_{th}z) \times \frac{2r^2/w_p^2(z)}{t} \frac{1-e^{-t}}{t} dt, \quad (17)$$

其中 K_c 为晶体热导率, K_c 取 $2.65 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, t 为积分变量. 由(6)式和(17)式可以看出确定晶体内部温度分布函数时需知道上能级粒子数密度, 而求上能级粒子数密度又需要晶体内部温度分布函数. 这需要进行迭代计算, 首先以 T_0 为初始温度求出上能级粒子数密度 $N(r, z)$, 再计算晶体内部温度分布函数 $T(r, z)$, 然后重复上述过程. 由于 $T(r, z)$ 和 $N(r, z)$ 成反比, 整个迭代计算构成一负反馈过程, 最终可收敛至稳定的晶体内部温度分布函数和上能级粒子数密度. 然后用此上能级粒子数密度计算小信号增益, 它是抽运光腰斑半径、腰斑位置和抽运功率的函数.

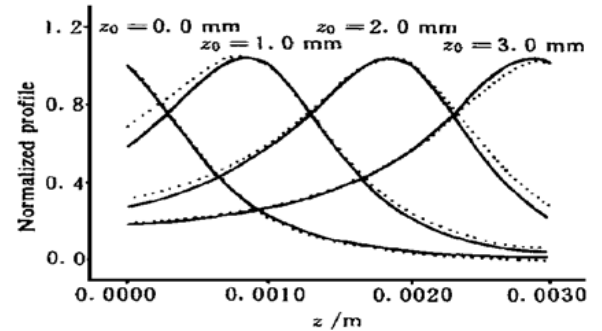


Fig. 1 Thermal power density curve

3 结论及讨论

对 Cr³⁺: LiSAF₆晶体进行了具体的计算. 当采用的抽运条件与文献[1]中相同时获得了类似的结果, 图 2 中给出了它们之间的比较, 其中“+”字符号为文献[1]的结果, 实线为我们的计算结果. 在进一步的计算中发现, 抽运功率不同, 获得最大小信号增益的抽运光腰斑半径和腰斑位置也是不同的. 图 3 分别给出了吸收抽运功率为 0.3 W、0.6 W、0.9 W 时, 抽运特性对小信号增益影响的具体情况.

最佳的抽运光腰斑半径和腰斑位置的存在主要是由于荧光热猝灭效应造成的,最佳的抽运条件是温度分布函数 $T(r, z)$ 与上能级粒子数密度 $M(r, z)$ 相互制约的必然结果。从图 3 中可以看出,当抽运功率增大时,最佳腰斑位置离抽运光入射面越远,最佳的腰斑半径则越小。腰斑位置远离入射面会使焦点处上能级粒子数密度减少,而抽运光腰斑半径减小会使焦点处的粒子数密度上升。为获得较大的增益,二者相互制约,存在着一最佳组合。对应 0.3 W,最佳抽运条件为 $w = 7 \mu\text{m}$, $z_0 = 0.8 \text{ mm}$;

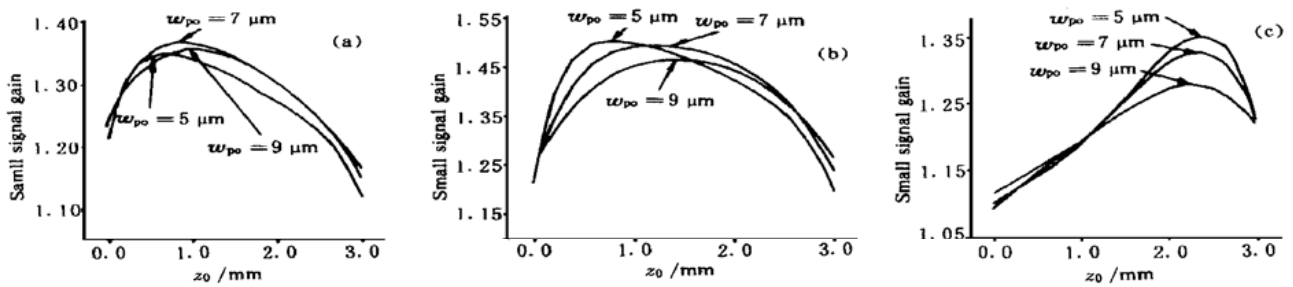


Fig. 3 Small signal gain as a variation curve of pump properties

对应 0.6 W,最佳抽运条件为: $w = 5 \mu\text{m}$, $z_0 = 0.9 \text{ mm}$;对应 0.9 W,最佳抽运条件为: $w = 5 \mu\text{m}$, $z_0 = 2.4 \text{ mm}$;对应 1.2 W,最佳抽运条件为 $w = 3 \mu\text{m}$, $z_0 = 2.8 \text{ mm}$;利用以上四种最佳抽运条件,我们求出 4 条小信号增益随吸收抽运功率变化曲线,如图 4 所示。与图 2 中的结果比较可以看出,小信号增益的值有了很大程度的提高,在 0.6 W 处获得了最大的小信号增益为 1.5。从图 4 中还可以看出,在特定抽运条件下小信号增益的最大值对应的吸收抽运功率并不是计算最佳抽运条件时给定的功率值,这因为我们是针对特定吸收抽运功率来获得最佳的抽运条件,所以在特定吸收抽运条件下,虽然

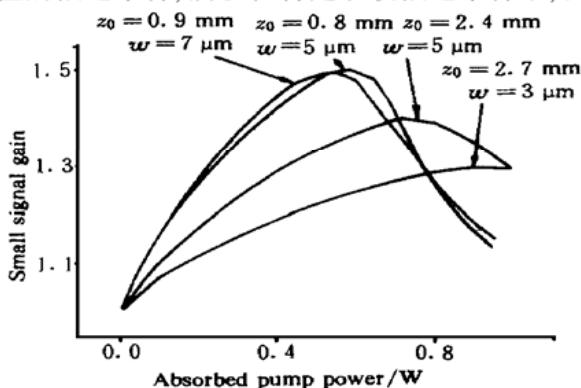


Fig. 4 Small signal gain as a variation curve of absorbed pump power

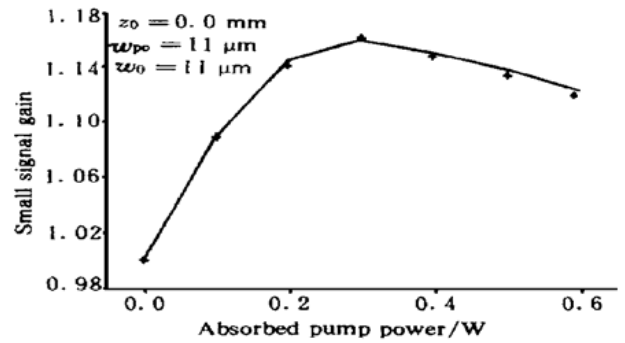


Fig. 2 Small signal gain as a variation curve of absorbed pump power

在某一吸收抽运功率点可获得更大的小信号增益,但它不是在该吸收抽运功率点可获得的最大小信号增益。小信号增益最大值对应的吸收抽运功率值随给定进行最佳化的吸收抽运功率值上升而增加,但当最佳化时给定的功率值超过 0.6 W 时,小信号增益的最大值随给定的功率值上升而下降。即使如此,仍可使因热效应造成的小信号增益的下降在一定程度上得到缓和。因此,可以根据抽运源的具体功率水平,选择合适的抽运条件,来获得高功率、高效率的激光输出。

结论 根据我们的计算结果可知,对于特定的抽运功率,总可以找到一腰斑半径和腰斑位置使得小信号增益最大。这样可使 $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}_6$ 晶体的小信号增益特性可得到极大地改善,同时也可在一定程度上克服热效应的不利影响。通过对纵向抽运 $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}_6$ 激光器小信号增益的研究,使我们可以根据特定的激光器设计要求来选择合理的抽运参数,为获得激光器的最佳化结构设计提供可靠的理论依据。

参 考 文 献

- [1] Balembois F, Falcoz F, Kerboull F *et al.*. Theoretical and experimental investigation of small-signal gain for a diode-pumped Q-switched Cr:LiSAF laser. *IEEE Quant. Electron.*, 1997, **33**(2): 269~278
- [2] Maldonado E P, Vieira N D. Optimization of the active medium length in longitudinally pumped continuous-wave

- laser. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1995, **12**(12): 2482~2485
- [3] Payne S A, Chase L L, Smith L K *et al.*. Laser performance of $\text{Cr}^{3+} : \text{LiSrAlF}_6$. *J. Appl. Phys.*, 1989, **66**(3): 1051~ 1056
- [4] Stalder M, Bass M, Chai B H T. Thermal quenching of fluorescence in chromium-doped fluoride laser crystals. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1992, **9**(12): 2271~ 2273
- [5] Innocenzi M E, Yura H T, Fincher C L *et al.*. Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**(9): 1831~ 1833

A Theoretical Study of Small Signal Gain of Longitudinal Pumped $\text{Cr}^{3+} : \text{LiSAF}_6$ Laser

Zhao Weijiang Zhang Hua Zhou Gengfu Zhao Xuguang Yu Junhua
(*Institute of Opto-Electronics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001*)

(Received 5 July 1999; revised 21 September 1999)

Abstract: A theoretical model was developed to calculate small signal gain, and was used to investigate the influence of focusing condition on the small signal gain for longitudinal pumped $\text{Cr}^{3+} : \text{LiSAF}_6$ laser. We optimized the small signal gain of $\text{Cr}^{3+} : \text{LiSAF}_6$ crystal, obtained optimum values of waist radii and focus positions under given pumping powers. The calculated results proved that the optimization greatly improved the small signal gain performance of $\text{Cr}^{3+} : \text{LiSAF}_6$ crystal.

Key words: small signal gain; waist radius; $\text{Cr}^{3+} : \text{LiSAF}_6$ laser