

# 高功率激光放大器动力学的理论研究\*

王 韬 范滇元

(中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理国家实验室, 上海 201800)

**摘 要** 详细分析了弛豫作用在高功率激光器中对反转粒子数的影响, 在经典速率方程理论的基础上, 推导了包含弛豫作用的一般性速率方程, 讨论了弛豫效应与放大器总体性能之间的关系, 并给出具体放大器的计算实例, 对于优化放大器的设计具有实际意义。

**关键词** 惯性约束聚变驱动器, 高功率激光放大器, 能级弛豫。

## 1 引 言

惯性约束聚变(ICF)研究是当今重要的基础研究领域, 具有深远的科学意义和重要的应用价值。其中, 激光驱动器对于惯性约束聚变的进一步深入研究起着关键作用。值得一提的是在1985年至1988年间, 美国劳伦斯·利弗莫尔等实验室利用地下核爆炸提供的强 X 射线辐射场, 驱动热核点火燃烧获得了100倍增益的核能, 证明利用性能适合的高功率激光器实现高增益约束聚变的科学可行性, 推进了国际许多研究机构实施建造大型高功率激光器的计划<sup>[1-7]</sup>。聚变点火要求其驱动器工作在纳秒范围, 总体输出 $10^6$  J量级的激光能量<sup>[8]</sup>。这就不可避免地使得高功率激光放大器装置复杂庞大、造价高昂。为了可靠地实现放大器的建造, 减少工程风险, 降低造价, 一方面需要对放大过程中所涉及的物理过程进行更深一步的研究, 采用新的技术路线; 另一方面还必须对放大器进行优化设计, 尽可能提高工程的性价比。

自从激光核聚变提出以来, 许多著名的研究机构一直对激光放大器进行着持续不断的研究<sup>[9-14]</sup>, 并以此来优化放大器的设计, 美国国家点火装置(NIF)的单位焦耳造价已降低到其早期NOVA装置的三分之一。放大器优化设计的要求是在保证放大器总体性能的前提下, 提高总体的效率, 平衡工程难度, 降低造价。对于高功率激光放大器的优化设计主要涉及以下一些研究课题: 1) 多程放大器放大过程中粒子数的变化规律及其对能量提取效率的影响; 2) 光束空间分布的优化设计; 3) 放大器增益介质光性参数的优化设计。

所有以上优化设计都必须建立在精确表述放大器工作过程的物理模型基础上, 而以往在放大器的计算中经常采用的经典三能级或四能级模型, 由于没有考虑放大过程中能级间弛豫效应的影响而存在较大的误差, 不能准确地表述高功率激光器的工作过程。1996年, Bibeau等用实验直接测量了LG-750玻璃的激光下能级排空时间<sup>[14]</sup>, 建立了包含激光下能级弛豫作

\* 国家科委863高技术项目。

收稿日期: 1998-06-29; 收到修改稿日期: 1998-09-25

用的放大器计算模型, 但却未考虑激光能级斯塔克子能级间弛豫作用的影响。本文研究了放大器中粒子弛豫过程对反转粒子数的影响, 推导出包含能级间弛豫作用的一般性速率方程组, 讨论了放大过程中弛豫效应与放大器总体性能的关系, 并对劳伦斯·利弗莫尔实验室实验所采用的激光器<sup>[11]</sup>做了具体的计算, 结果与实验基本相符。

## 2 理论模型与描述

### 2.1 速率方程组

对于放大器的定量描述采用 Frantz-Nodvik 模型, 但对工作在大信号下的高功率激光放大器, 需要把激光上下能级的斯塔克简并子能级作为单独的能级考虑, 速率方程组表示为<sup>[9]</sup>

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial N_1(t)}{\partial t} &= \Phi\sigma[N_2(t) - N_1(t)] - N_1(t)/s_1 - \frac{\partial N'_1(t)}{\partial t} - N_1(t)/\tau \\ \frac{\partial N_2(t)}{\partial t} &= -\Phi\sigma[N_2(t) - N_1(t)] - N_2(t)/s_2 - \frac{\partial N'_2(t)}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

无损耗条件下光子输运方程为

$$\frac{\partial \Phi(z, t)}{\partial t} + c\frac{\partial \Phi(z, t)}{\partial z} = \sigma\Phi(z, t)[N_2(t) - N_1(t)] \quad (2)$$

式中  $\Phi$  为增益介质内的光子密度,  $N_2(t)$ 、 $N_1(t)$  分别为激光上下能级的粒子密度,  $N'_2(t)$ 、 $N'_1(t)$  为亚稳态和终态其它斯塔克子能级的粒子总密度,  $s_2$ 、 $s_1$  为激光上下能级粒子的自发辐射寿命,  $\tau$  为激光下能级粒子向基态无辐射跃迁的排空时间,  $\sigma$  为受激发射截面,  $c$  为增益介质中的光速。方程组(1)中两式右边第一项代表受激辐射的影响; 第二项表示激光上下能级粒子自发辐射的作用; 第三项为激光亚稳态和终态斯塔克子能级之间的粒子弛豫作用;  $N_1(t)/\tau$  表示激光下能级无辐射跃迁引起的粒子密度变化。在激光为长脉冲小信号时, 可以忽略各种弛豫作用的影响, 则(1)式就简化为经典的三能级模型。

### 2.2 能级间的弛豫作用

由于激光脉宽远小于激光上下能级粒子的自发辐射寿命, 所以忽略(1)式中自发辐射的作用。则在放大过程中能级间的弛豫作用主要有两种: 一种是由于斯塔克能级分裂所引起的激光亚稳态及终态子能级间的热化效应<sup>[15]</sup>; 另一种是激光下能级粒子向基态无辐射跃迁的排空效应。对于理想三能级方式工作的激光器, 不存在下能级排空效应。图1是简化的四能级工作激光系统, 激光跃迁发生在  $b \sim a$  之间,  $b'$ 、 $a'$  是激光亚稳态和终态上的其它斯塔克分裂子能级。在受激跃迁发生前, 激光亚稳态和终态的斯塔克子能级的粒子处于玻尔兹曼平衡分布; 当受激跃迁开始后, 大量的反转粒子由激光上能级跃迁到激光下能级, 破坏了子能级间粒子的平衡分布, 于是热化效应将使粒子在子能级间重新分配以维持平衡。引入热化时间  $\zeta$  来表示热化的快慢程度。对于激光终态, 弛豫过程不仅有热化效应, 同时还存在无辐射跃迁基态的排空效应。

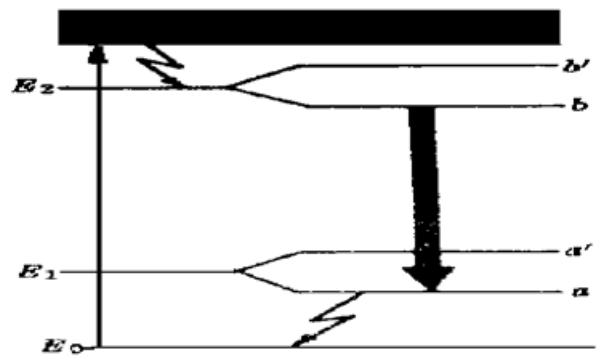


Fig. 1 Simplified energy levels diagram that shows the laser transition from the metastable level into the terminal level

假设在放大过程中的  $t$  时刻, 亚稳态  $b$ 、 $b'$  子能级的粒子密度用  $N_2(t)$ 、 $N'_2(t)$  表示, 则在  $t + \Delta t$  时刻, 考虑热化效应作用就有

$$N_2'(t + \Delta t) = N_2'(t) + [N_2'(t) - \bar{N}_2'(t)] \exp(-\Delta t/\zeta) \quad (3)$$

式中  $\bar{N}_2'(t)$  为  $t$  时刻子能级  $b'$  处于粒子平衡分布时所具有的粒子密度。按照玻尔兹曼分布, 亚稳态子能级粒子平衡时存在关系:

$$\bar{N}_2'(t) = k_2 \bar{N}_2(t) \quad (4)$$

由(3)式和(4)式计算可得

$$\frac{\partial N_2'(t)}{\partial t} = -\frac{1}{\zeta(1+k_2)} [N_2'(t) - k_2 N_2(t)] \quad (5)$$

这就是亚稳态  $b'$  子能级在激光放大过程中粒子密度的变化。同样可得到激光终态其它斯塔克子能级  $a'$  的粒子密度变化:

$$\frac{\partial N_1'(t)}{\partial t} = -\frac{1}{\zeta(1+k_1)} [N_1'(t) - k_1 N_1(t)] \quad (6)$$

$k_2$ 、 $k_1$  分别为亚稳态和终态的斯塔克子能级与激光上下能级之间的玻尔兹曼平衡系数。

### 2.3 包含弛豫作用的速率方程

将(5)式、(6)式所表示的热化效应的影响代入(1)式, 并忽略自发辐射的影响, 即可得

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial N_1(t)}{\partial t} &= \Phi \sigma [N_2(t) - N_1(t)] + \frac{1}{\zeta(1+k_1)} [N_1'(t) - k_1 N_1(t)] - \frac{N_1(t)}{\tau} \\ \frac{\partial N_1'(t)}{\partial t} &= -\frac{1}{\zeta(1+k_1)} [N_1'(t) - k_1 N_1(t)] \\ \frac{\partial N_2(t)}{\partial t} &= \Phi \sigma [N_2(t) - N_1(t)] + \frac{1}{\zeta(1+k_2)} [N_2'(t) - k_2 N_2(t)] \\ \frac{\partial N_2'(t)}{\partial t} &= -\frac{1}{\zeta(1+k_2)} [N_2'(t) - k_2 N_2(t)] \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

令  $T = t - z/c$ ,  $x = z$ , 则光子输运方程变为

$$\partial \Phi(x, T) / \partial x = \sigma \Phi(x, T) [N_2(T) - N_1(T)] \quad (8)$$

令

$$\begin{aligned} \xi(T) &= \sigma N_2(T), & \xi'(T) &= \sigma N_2'(T), \\ \eta(T) &= \sigma N_1(T), & \eta'(T) &= \sigma N_1'(T) \end{aligned}$$

且光强与光子密度存在关系:  $I(x, T) = h\nu \Phi(x, T)$ , 代入(7)式和(8)式, 可得到

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \eta(T)}{\partial T} &= \frac{\sigma I(x, T)}{h\nu} [\zeta(T) - \eta(T)] + \frac{1}{\zeta(1+k_1)} [\eta'(T) - k_1 \eta(T)] - \frac{\eta(T)}{\tau} \\ \frac{\partial \eta'(T)}{\partial T} &= -\frac{1}{\zeta(1+k_1)} [\eta'(T) - k_1 \eta(T)] \\ \frac{\partial \xi(T)}{\partial T} &= -\frac{\sigma I(x, T)}{h\nu} [\xi(T) - \eta(T)] + \frac{1}{\zeta(1+k_2)} [\xi'(T) - k_2 \xi(T)] \\ \frac{\partial \xi'(T)}{\partial T} &= -\frac{1}{\zeta(1+k_2)} [\xi'(T) - k_2 \xi(T)] \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$\partial I(x, T) / \partial x = I(x, T) [\xi(T) - \eta(T)] \quad (10)$$

对(10)式关于激光在增益介质中所经过的长度  $l$  积分, 可得

$$I(l, T) = I(0, T) \exp[U(T) - V(T)] \quad (11)$$

式中  $U(T) = \int_0^l \xi(x, T) dx$ ,  $V(T) = \int_0^l \eta(x, T) dx$ ,  $I(0, T)$  为放大器输入光强。

将(11)式代入方程组(7), 令  $U'(T) = \int_0^l \hat{u}'(x, T) dx$ ,  $V'(T) = \int_0^l \hat{v}'(x, T) dx$ , 计算可以得到:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial V(T)}{\partial T} &= \frac{\sigma}{h\nu} I(0, T) \{ \exp [U(T) - V(T)] - 1 \} + \frac{1}{\zeta(1+k_1)} [V'(T) - k_1 V(T)] - \frac{V(T)}{\tau} \\ \frac{\partial V'(T)}{\partial T} &= - \frac{1}{\zeta(1+k_1)} [V'(T) - k_1 V(T)] \\ \frac{\partial U(T)}{\partial T} &= - \frac{\sigma}{h\nu} I(0, T) \{ \exp [U(T) - V(T)] - 1 \} + \frac{1}{\zeta(1+k_2)} [U'(T) - k_2 U(T)] \\ \frac{\partial U'(T)}{\partial T} &= - \frac{1}{\zeta(1+k_2)} [U'(T) - k_2 U(T)] \\ \frac{\partial F_{\text{out}}(T)}{\partial T} &= I(0, T) \exp [U(T) - V(T)] \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$F_{\text{out}}(T)$  是放大器输出的能流密度。方程组(12)即为表述放大过程并包含弛豫作用的状态方程。对于具体的放大器, 代入初始条件, 求解上述方程组即可得到无损耗条件下放大器的输出能流密度。对于存在损耗条件下, (2)式中将包含损耗项, 在做同样的推导后, 可以得到类似(12)式的结果, 但由于损耗项的存在, 表达式将较(12)式复杂, 而且方程组的求解将不得不引入薄片近似和集中损耗近似。

### 3 结果与讨论

众所周知, 弛豫作用的快慢都是与激光脉宽相比较而言。从方程组(12)可以看出, 当热化效应和排空效应与激光脉宽相比较为缓慢时, 即有  $\zeta \rightarrow \infty$ , 则方程组(12)中的第二式和第四式都趋于0, 第一式和第三式右边的第二项同样也趋于0, 方程组(12)就演化到经典的三能级系统模型。而当热化效应较慢而下能级排空效应较快时, 就有  $V(T)$ 、 $V'(T)$  趋于常数, 方程组(12)中的第一式和第二式均趋于0, 方程组就简化为四能级模型。对于一般情况, 关于放大器的计算只需要完全求解方程组(12)。在一定的泵浦条件作用下, 若初始小信号增益系数为  $\beta_0$ , 则初始条件为:  $N_2'(0) = k_2 N_2(0) = k_2 \frac{\beta_0}{\sigma}$ ,  $k_1$ 、 $k_2$  通过光谱测量亚稳态和终态的斯塔克分裂能级的间隔得到。

以美国国家点火装置所采用的 LG-750玻璃为例。采用尺寸为  $\phi 2.5 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$  的激光棒, 初始小信号增益  $G_0 = 6.9$ , 受激发射截面  $\sigma = 4.0 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ , 首先计算输入、输出的能流变化, 计算结果如图2, 与劳伦斯·利弗莫尔实验室对 LG-750玻璃的测量值<sup>[10]</sup>相比较, 结果基本相符。接着, 又将弛豫作用对放大器的影响做了比较, 计算条件取输入能流密度  $F_{\text{in}}(0, T) = 2 \text{ J/cm}^2$ 。分别改变热化时间和排空时间, 计算放大器的输出能流密度。这样做的目的是为了给出热化时间和排空时间对于输出能量的影响趋势。计算结果见图3、图4。随着热化时间和排空时间的变快, 输出能流密度将显著增大。同时, 为了说明弛豫效应对实际放大器的影响程度, 采用子束装置(Beamlet)的光路构型, 设定不同的输入能量, 并分别改变热化时间和排空时间, 计算了放大器的输出能量, 结果见表1。

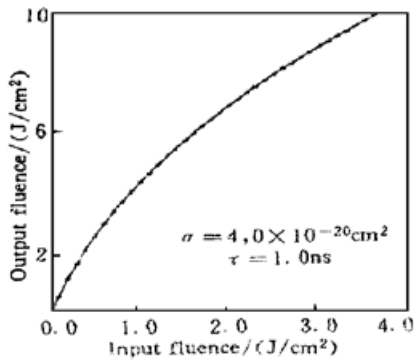


Fig. 2 Output fluence versus input fluence for LG-750 glass

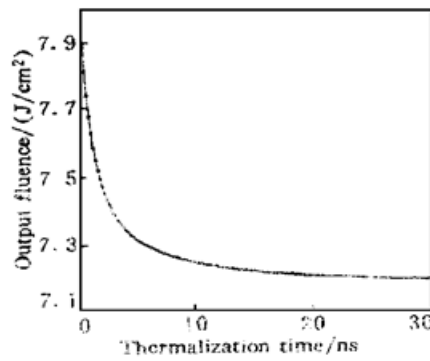


Fig. 3 Dependence of the output fluence on the thermalization time of glass

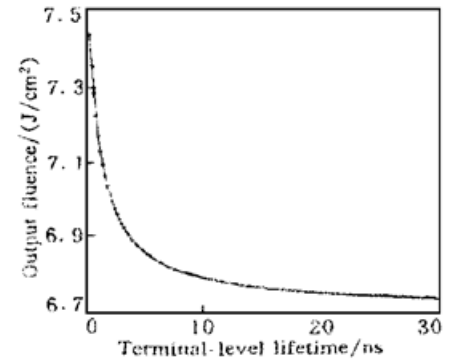


Fig. 4 Dependence of the output fluence on the terminal-level lifetime of glass

Table 1. The output energy of amplifier for different relaxation time (unit: J)

input energy	in three-level system	in four-level system	for thermalization time			for terminal-level lifetime		
			1 ns	10 ns	100 ns	1 ns	10 ns	100 ns
0.1	3881	5280	4330	4178	4149	4845	4250	4157
1	9024	14772	10426	9804	9685	12747	10125	9718
5	12920	22466	14937	13913	13712	18980	14462	13768

通过计算, 可以得出结论: 1) 热化效应和排空效应对放大器的作用是相同的, 都在不同程度上增加了反转粒子数的密度, 维持增益处于较高水平, 有利于提高放大器的效率; 2) 热化效应和排空效应的弛豫时间是由增益介质本身所决定, 在放大器激光脉宽远小于弛豫时间时, 弛豫效应对放大器的影响很小, 而当激光脉宽接近及小于弛豫时间时, 弛豫效应对放大器的影响就比较显著。对于作为约束聚变驱动器的高功率激光器, 一般工作脉宽都在纳秒和亚纳秒量级, 根据文献[13]所作的最新测量, 磷酸盐钕玻璃的下能级排空时间大致在纳秒量级, LG-750玻璃的下能级排空时间为253 ps, 所以在设计放大器时必须考虑弛豫效应的影响; 3) 计算比较了工作于较小能流密度和较大能流密度情况下热化效应和排空效应的影响, 发现当工作于较小能流密度时, 热化和排空效应的影响很小, 而工作在较大能流密度时, 热化和排空效应的影响就变得相当显著, 这也可以从方程组(4)中第一式和第二式看出, 当处于小信号放大时, 激光上能级的粒子数变化很小, 则斯塔克子能级  $b'$  粒子密度的变化也很小, 对激光上能级粒子数的影响也就很小。对于激光下能级, 由于受激跃迁的粒子数较少, 排空效应所带来的影响也就很小。而当工作在大能流密度时, 激光上能级大量粒子跃迁到下能级导致亚稳态子粒子数显著偏离平衡分布, 故热化效应的作用就明显。同样, 排空效应使得大量跃迁到激光下能级的粒子返回到基态, 相对提高了反转粒子数密度。

**结束语** 综上所述, 为了准确表述高功率激光器, 需要全面的考虑激光上下能级弛豫作用的影响, 因此在经典速率方程的基础上, 推导了包含弛豫作用的一般性速率方程, 这是准确描述高功率放大器的基础。根据修正后的方程, 计算得到了高功率激光器的工作参数, 详细分析了弛豫作用在高功率激光中的影响。计算分析表明加快弛豫作用有利于提高放大器的效率, 这也为优化设计高功率激光放大器提供了一个方向。

## 参 考 文 献

- [1] Emmett J E, Nuckolls J, Wood L. Fusion power by laser implosion. *Scientific American*, 1974, **230**(6) : 24~ 37
- [2] Speck D R, Bliss E S, Glaze J A *et al.*. The Shiva laser-fusion facility. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1981, **QE-17**(9) : 1599~ 1619
- [3] Yamonaka C, Kato Y, Izawa Y *et al.*. Nd-doped phosphate glass laser systems for laser-fusion research. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1981, **QE-17**(9) : 1639~ 1649
- [4] Deng Ximing, Yu Wenyan. Development of high-power laser system for laser-fusion research. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1981, **QE-17**(9) : 1650~ 1653
- [5] Bunkenberg J, Holes J, Brown D C *et al.*. The Omega high-power phosphate-glass system design and performance. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1981, **QE-17**(9) : 1620~ 1628
- [6] Carlson R L, Carperter J P, Casperson D E *et al.*. Helios: A 15TW carbon dioxide laser-fusion facility. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1981, **QE-17**(9) : 1662~ 1678
- [7] Brown D C. High-peak-power Nd-glass laser systems. Berlin: Springer-Verlag, 1981. 146~ 164
- [8] Sources J, Kumpan S, Hoose J. High power Nd-glass laser for fusion applications. *Appl. Opt.*, 1974, **13**(9) : 2081~ 2094
- [9] Magnante P C. Influence of the lifetime and degeneracy of the level on Nd-glass amplifiers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1972, **QE-8**(5) : 440~ 448
- [10] Martin W E, Milam D. Gain saturation in Nd-doped laser materials. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **QE-18**(7) : 1155~ 1163
- [11] Yarema S M, Milam D. Gain saturation in phosphate laser glasses. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **QE-18**(11) : 1941~ 1946
- [12] Palombo K, Matthews S, Sheldrake S *et al.*. Determination of the effective lower lifetime for Nd:YLF and Nd:YAG through experimental measurement and computer modeling. *OSA Proc. on Advanced Solid-State Lasers.*, 1993, **15** : 78~ 80
- [13] Bibeau C, Payne S A, Powell H T. Direct measurements of the terminal laser level. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1995, **12**(10) : 1981~ 1992
- [14] Bibeau C, Trenholme J B, Payne S A. Pulse length and terminal-level lifetime dependence of energy extraction for neodymium-doped phosphate amplifier glass. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1996, **QE-32**(8) : 1487~ 1496
- [15] 范滇元, 余文炎. 高功率激光放大器. *中国激光*, 1980, **7**(9) : 1~ 6

## Dynamics Study for High Power Laser Amplifier

Wang Tao      Fan Dianyuan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 29 June 1998; revised 25 September 1998)

**Abstract** The relaxation between laser levels can strongly affect the operation and efficiency of high power laser amplifier. The influence of the thermalization rates among the components of the two multiplets to which the laser level belong and depletion rate of terminal laser level is studied in detail. A group of modified laser rate equations in consideration of the influence of thermalization and depletion between laser levels is obtained. The properties of a practical amplifier is presented by numerical simulation.

**Key words** ICF driver, high power laser amplifier, energy level relaxation.