

多程放大器光束空间分布的优化设计*

王 韬 范滇元

(中国科学院上海光机所高功率激光物理国家实验室 上海 201800)

提要 由包含弛豫作用的速率方程出发,建立了关于放大器能流密度空间分布最优问题的数学模型。采用最优问题求解方法,计算得到了多程放大器光束空间分布的优化设计,并分析了由此引起的对于放大器总体性能的影响。

关键词 能流密度, 多程放大器, 优化

1 引言

自惯性约束聚变(ICF)提出以来,作为驱动器的高功率激光器一直努力朝大能量、高功率方向发展,而输出能量的限制主要来自光学元件的损伤阈值和空间滤波器间非线性相位畸变两个因素。当光束口径一定时,激光器的输出能量反比于输出能流密度的峰值—平均比。然而,由于放大自发辐射(ASE)等因素的影响将造成放大器增益空间分布的非均匀^[1],降低了光束的填充因子,减少了输出能量。对于这个问题的解决采用两种办法:(1)提高增益分布的均匀性;(2)优化输入光束的空间分布,预补偿放大过程中增益分布的非均匀。美国劳伦斯·里弗莫尔国家实验室(LLNL)在建造“国家点火装置”(NIF)的原型单路装置(Beamlet)中,通过优化输入光束的空间分布,改善了输出光束的空间均匀性,显著提高了放大器的性能^[2]。这种通过输入光束空间整形补偿增益分布的非均匀可以归结为光束传输的逆问题^[3, 4]。对于单程放大情况下,采用逆运算易于得到较准确的结果。但是,在计算多程放大器时,需要引入中间计算变量,从而使得计算结果与中间变量的选择有关,文献[4]采用逐次迭代运算来解决此问题。但随着放大程数的增加,计算将变得更为复杂。另一方面,放大系统的饱和能流密度受能级间弛豫影响而显著影响输出能流密度^[5],这将使逆运算变得复杂和困难。

本文通过建立放大器空间分布的最优化模型,采用最优化理论计算放大器的输入光束空间分布,直接得到了空间光束分布的优化设计,并讨论了这种优化设计对放大器主要性能所造成的影响。同时还对 Beamlet 装置进行了计算,得到了与实验基本一致的结果。

2 理论模型

对实际运行的多程放大器,输入、输出能流密度关系可表示为

* 国家高技术 863-416-5 课题资助项目。

收稿日期: 1998-06-29; 收到修改稿日期: 1998-10-07

$$F_{\text{out}}(x, y, t) = \Gamma \{ F_{\text{in}}(x, y, t) \} \quad (1)$$

式中 $F_{\text{in}}(x, y, t), F_{\text{out}}(x, y, t)$ 为放大器的输入、输出能流密度; Γ 表示两者之间的放大关系。函数关系 Γ 与放大器的激光上能级热化时间 ζ 下能级排空时间 τ , 激光脉冲形状, 光束空间分布, 激光波长 λ 等众多因素有关

$$\Gamma = \Gamma(\zeta \tau, \lambda \cdots) \quad (2)$$

在无耗条件下, 对于理想的三能级和四能级模型, 函数关系的具体表达式可以由 Frantz-Nodvik 方程直接得到^[6]。而对于已知输出能流密度, 求解输入能流密度的逆问题就可表示成

$$F_{\text{in}}(x, y, t) = \Gamma^{-1}(\zeta \tau, \lambda \cdots) \{ F_{\text{out}}(x, y, t) \} \quad (3)$$

对于多程放大问题, 由于终态的反转粒子数是未知量, 反函数关系 Γ^{-1} 难以用解析式直接表示, 使对 $F_{\text{in}}(x, y, t)$ 的求解采用半解析的迭代计算^[4]。而输入、输出能流密度之间的正关系 $\Gamma(F_{\text{in}})$ 可以由速率方程和光子输运方程得到。由于多程放大器工作在高能流密度下, 激光脉宽又与热化时间和排空时间接近, 激光上能级热化效应和下能级排空效应的影响必须加以考虑^[5, 6]。按照文献[5] 的结论, 为了简化计算, 考虑到激光下能级热化效应和排空效应对放大器的作用相同, 可以统一归并为排空效应, 并忽略亚稳态自发辐射的作用, 速率方程可表示为

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial N_1(t)}{\partial t} = \Phi \sigma [N_2(t) - N_1(t)] - \frac{N_1(t)}{\tau} \\ \frac{\partial N_2(t)}{\partial t} = -\Phi \sigma [N_2(t) - N_1(t)] + \frac{1}{\zeta(1+k_2)} [N_2'(t) - k_2 N_2(t)] \\ \frac{\partial N_2'(t)}{\partial t} = -\frac{1}{\zeta(1+k_2)} [N_2'(t) - k N_2(t)] \end{array} \right. \quad (4)$$

式中 Φ 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, $N_2'(t)$ 为亚稳态除激光上能级外其他 Stark 子能级的粒子密度, σ 为受激发射截面, c 为增益介质中的光速, k_2 为激光亚稳态 Stark 子能级间粒子数所满足的玻尔兹曼关系。

在无耗条件时光子输运方程为

$$\frac{\partial \phi(z, t)}{\partial t} + c \frac{\partial \phi(z, t)}{\partial z} = \sigma c \phi(z, t) [N_2(t) - N_1(t)] \quad (5)$$

对(4), (5) 两式进行坐标变换, 令 $T = t - \frac{z}{c}, Z = z, \xi(T) = \sigma N_2(T), \xi'(T) = \sigma N_2'(T), \eta(T) = \sigma N_1(T)$ 。并考虑到光强与光子密度存在关系

$$I(x, T) = h \nu c \phi(x, T)$$

可得到描述放大器空间分布最优问题的数学模型

目标函数	$\begin{aligned} \frac{\partial V(T)}{\partial T} &= \frac{\sigma}{h\nu} I(0, T) [e^{U(T)-V(T)} - 1] - \frac{V(T)}{\tau} \\ \frac{\partial U(T)}{\partial T} &= -\frac{\sigma}{h\nu} I(0, T) [e^{U(T)-V(T)} - 1] + \frac{1}{\zeta(1+k_2)} [U'(T) - k_2 U(T)] \\ \frac{\partial U'(T)}{\partial T} &= -\frac{1}{\zeta(1+k_2)} [U'(T) - k_2 U(T)] \\ \frac{\partial F_{\text{out}}(x, y, T)}{\partial T} &= I(0, T) e^{U(T)-V(T)} \end{aligned}$	(6)
约束条件	$\begin{aligned} \max: E_{\text{out}} &= \iiint F_{\text{out}}(x, y, T) dT dx dy \\ \max[F_{\text{out}}(x, y, T)] &\leq F_T \end{aligned}$	

其中, $U'(T) = \int_0^L \xi'(x, T) dx$, $U(T) = \int_0^L \xi(x, T) dx$, $V(T) = \int_0^L \eta(x, T) dx$, F_T 为放大器中光学元件的损伤阈值, 在这里由放大器增益介质的损伤阈值决定。上述最优化问题属于单变量有约束非线性最优问题, 由于(6)式中目标函数为微分方程组, 不能得到具体的解析表达式, 故采用直接法^[7]解此最优问题。

3 计算结果与分析

增益空间分布不均匀的主要原因是由于激光介质内部的 ASE 消耗了亚稳态上的粒子, 导致储能的消耗, 造成增益塌边。显然, 这将使得多程放大最后输出的能流密度空间分布非均匀, 位于增益介质中间位置处由于增益较高而能流密度较大, 而边缘处因增益较小则输出能流也较小, 导致当中间处的能流密度在达到光学元件的损伤阈值时, 边缘处的能流密度却远小于损伤阈值从而未能充分提取储能, 降低了抽取效率。为此, 我们按照 Beamlet 的光路排布形式^[8], 分别采用输入能流为均匀平顶和预补偿优化两种不同空间分布情况进行了计算比较, 增益系数的分布采用文献[8]中测量的结果, 多程放大器增益介质片数为 11, 助推放大器片数为 5, 片厚为 4 cm, 光束口径为 34 cm, 吸收系数为 0.004/cm, 受激发射截面 $3.5 \times 10^{20}/\text{cm}^3$, 计算中忽略了沿 Y 方向增益分布的非均匀。并假设能流密度空间分布存在 5% 的随机涨落, 计算结果分为两方面。

3.1 能量方面

由表 1 的计算结果可以看出, 通过最优化设计, 在同样光学元件损伤阈值的情况下, 采用光束空间分布优化所得到的输出能量比非优化时均有不同程度的提高。通过预补偿抵消增益空间分布的非均匀将使输出能流密度的空间分布趋于均匀, 在低于光学元件损伤阈值的前提下尽可能地达到最大值, 从而提高输出能量, 获得最高的提取效率。随着输出能流密度的增大, 能量增长的比例也逐渐减小, 这归于增益饱和效应部分抵消了空间分布的不均匀, 但一般的放大器都设计工作在非饱和区, 所以增益光束空间分布预补偿是十分有必要的。此外, 采用整形补偿要求输入能量比均匀平顶分布时大, 则系统总增益相应较小, 对于高功率激光器而言, 增益较小有利于抑制自激振荡, 同时预补偿分布所要求的能量增长并不会对预放级造成很大的

表 1 采用均匀平顶空间分布与预补偿优化的能流计算结果

Table 1 The calculated output energy of amplifier at different spatial distributions

Output fluence	Input fluence shaped profile		Energy improvent
	Top-flatted	Compensation	
8.0 J/cm ²	6639 J	8096 J	22%
10.0 J/cm ²	8492 J	10062 J	18.4%
12.0 J/cm ²	10442 J	12154 J	16.4%

表 2 不同空间分布下能量增益的比较

Table 2 Compare of energy gain at different spatial distributions

Fluence profile	Output fluence	Input energy	Output energy	Energy gain
Top-flatted	8.0 J/cm ²	0.55 J	6405 J	11645
Compensation	8.0 J/cm ²	1.25 J	8105 J	6487

负担。表 2 是输出能流为 8 J/cm^2 时不同空间分布下能量增益的比较。图 1(a) 是输入光束的分布形状, 预补偿型就是我们所求的结果。图 1(b) 是对应不同输入分布时输出能流的分布。与 LLNL 实验情况相比较(见文献[2]), 结果基本相符。

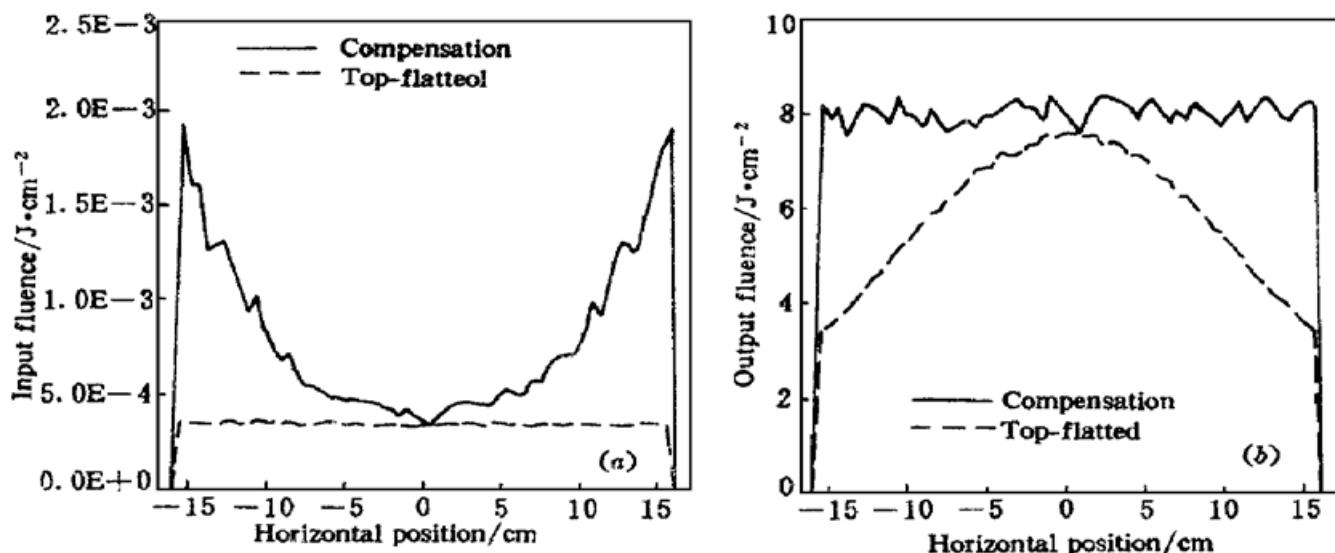


图 1 空间分布为均匀平顶输入和优化补偿输入情况下输入能流密度 (a) 和输出能流密度 (b) 沿水平方向的分布

Fig. 1 Input fluence profiles (a) and output fluence profiles (b) along the horizontal direction in the condition of gain compensation and flat-topped input

3.2 非线性自聚焦

多程放大器工作在大通量下, 增益介质的非线性自聚焦效应将会对增益介质本身造成损伤,

并带来严重的波面非线性像差, 所以必须对非线性自聚焦的程度 B 积分作出计算, 图 2 是不同输出能流密度下, 分别采用平顶输入和预补偿输入时放大器在不同位置时的 B 积分值的变化, 从计算结果看, 预补偿使放大器在光放大开始后的两程中 B 积分值的变化较快, 在四程放大时变化达到最大, 但与采用平顶分布时非线性自聚焦程度相比并不很严重。这时因为在预补偿光束输入时, 光束边沿处的光强较大, 引起了较大的 B 积分, 当经过两程放大后, 增益的非均匀已使光束中间部分的光强逐渐增大, 这时最大 B 积分值就是由光束中间光强所引起, 在四程放大时达到最大。由于最后的输出通量是一样的, 所以在助推放大时的 B 积分值的增长基本相同。

4 小结

通过建立高功率激光器输入光束的空间优化的数学模型, 得到了在一定增益分布条件下的放大器光束空间分布的最优化设计, 预见了输出能量的提高程度, 而引起的非线性自聚焦的

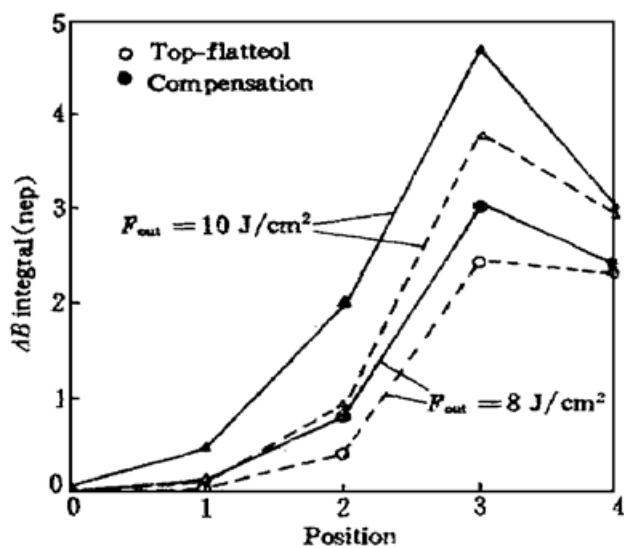


图 2 放大器位置不同时 B 积分值的变化

Fig. 2 The change of the B integral for a high power laser amplifier at different positions

程度并不严重。所以可以得出结论: 输入光束空间分布的优化是提高高功率激光器输出能量的一种有效手段, 但优化的结果完全取决于放大器增益空间分布的非均匀和放大器工作通量, 当增益空间分布不同时, 所要求输入光束的空间整形补偿的形式也不同。如果要求放大器始终保持最优化运行, 需要一套反馈伺服整型系统随时改变放大器光束的输入分布。

参 考 文 献

- 1 A. C. Erlandson, K. S. Jancaitis, R. W. McCracken *et al.*. Gain uniformity and amplified spontaneous emission in multisegment amplifiers. Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, *ICF Quarterly Report*, 1992, 2(3): 105~ 114, UCRL-LR-105821-92-3
- 2 B. M. Van Wonterghem, J. T. Salmon, R. W. Wilcox. Beamlet pulse-generation and wavefront-control system. *ICF Annual Report*, 1995, 42~ 51, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, UCRL-LR-105820-95
- 3 Liu Renhong, Tan Weihan. An exact solution for laser amplification, *Acta Physica Sinica* (物理学报), 1995, 44(7): 1029~ 1034 (in Chinese)
- 4 Zhang Bin, Lü Baida. An inverse problem of multistage and multipass pulsed-laser amplifiers. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1997, A24(6): 495~ 500 (in Chinese)
- 5 Wang Tao, Fan Dianyuan. Dynamics study for high power laser amplifier. *Acta Optica Sinica* (光学学报) (in Chinese) (to be published)
- 6 Fan Dianyuan, Yu Wenyan. High power multi-pass amplifier. *Journal of Lasers* (激光), 1980, 7(9): 1~ 6 (in Chinese)
- 7 Cai Xuansan. The optimization and optimum control. Beijing: Tsinghua University Press, 1982. (in Chinese)
- 8 B. M. Van Wonterghem, C. E. Barker, J. R. Murray *et al.*. System description and initial performance results for beatlet. *ICF Annual Report*, 1995: 1~ 17, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, UCRL-LR-105820-95

Optimum Design of Fluence Spatial Distribution for a Multipass Amplifier

Wang Tao Fan Dianyuan

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

Abstract Based upon the laser rate equations including relaxation between energy levels, the optimum model of a multipass amplifier is constructed. By computer simulation, an optimum input fluence distribution is obtained and the performance of the laser amplifier under such optimum is discussed.

Key words fluence, multipass amplifier, optimum