

钕玻璃片状激光放大器自发辐射放大特性的研究 *

张 华

(南通师范学院物理系,南通 226007)

范滇元

(中国科学院上海光学精密机械研究所,上海 201800)

(1999年9月22日收到;1999年11月9日收到修改稿)

编制了一套用蒙特卡罗方法计算钕玻璃片状放大器内自发辐射放大(ASE)的模拟计算程序,考虑了光线在两大表面不同入射角对反射率的影响,计算了包边吸收的ASE能量沿周边的分布,以便于对放大器热畸变特性的研究,以及片的横向尺寸对储能密度的影响。

PACC: 3250 ; 4260 ; 7800 ; 0250

1 引 言

惯性约束核聚变(ICF)的研究对能源发展具有重要意义,其研究的关键在于建造具有高功率、高光束质量的激光系统。钕玻璃激光放大器是国际上进行ICF研究的首选驱动器。近年来发展起来的多段阵列式结构片状放大器(MSA)是目前钕玻璃激光放大器的典型代表^[1],具有储能密度高、抽运均匀性好等优点。但是,作为大口径的激光放大器,不可避免地存在自发辐射放大(ASE)问题。而且对MSA结构还存在纵向串接引起的自发辐射放大。自发辐射放大不仅严重地降低了激光介质的储能密度和储能效率,而且会引起介质内抽运能量的再分布,对增益均匀性具有重要影响。为了减小片内ASE,在片的边缘作了包边处理,用来吸收ASE能量,使得光线在包边不能反射回介质。但这会引起包边温度升高和热应力,从而导致激光束的波面畸变。热畸变是大口径钕玻璃放大器设计中必须认真研究的问题。为了精确地研究包边热畸变问题,必须准确地知道ASE能量沉积在包边的分布^[2,3]。美国里弗莫尔国家实验室等在长期的发展过程中对钕玻璃放大器在工作过程中的热畸变问题进行了大量深入细致的研究^[4-6],并且将这一系列研究成果应用到国家点火装置(NIF)的设计中^[7]。

Trenholme首先对片状放大器内的自发辐射放大(ASE)进行了研究^[8]。用蒙特卡罗方法研究了球

形、圆形片和椭圆形片放大器内的自发辐射放大特性,对球形和圆形片放大器还用分析的方法进行了对比。里弗莫尔实验室在Beamlet的研制中又深入地研究了ASE对增益分布的影响^[1]。国内在这方面的研究工作很少,不能适应ICF激光驱动器的发展^[9]。本文编制了一套用光线追迹和蒙特卡罗方法计算钕玻璃片状放大器内ASE的模拟计算程序。与以往的模型相比具有以下特点:1)首次计算了包边吸收的ASE能量在边界上沿周边的分布;2)考虑了光线在两大表面不同入射角对反射率的影响;3)可计算ASE引起的增益再分布;4)可计算矩形状的放大器。本文利用该程序在以下几个方面对片状放大器内的ASE特性进行了深入的研究:1)ASE降低了介质内的储能密度;2)ASE能量在包边上的分布;3)片状放大器的横向尺寸对ASE的影响。

2 钕玻璃激光放大器内的自发辐射放大

2.1 自发辐射的线型

钕玻璃内自发辐射跃迁的情况很复杂,可以分为三种自发辐射的线型:

(1) 平顶型,从亚稳态到激光下能级的跃迁只有一种波长。

$$\alpha = \alpha_p, \quad \xi = \xi_0. \quad (1)$$

(2) 洛伦兹线型,增益和荧光强度具有下列形式

* 国家高技术研究发展计划青年基金(批准号:416-98-08)资助的课题。

的分布 ,

$$\alpha(\lambda) = \frac{\alpha_p}{1 + 4\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{W}\right)^2},$$

$$\xi(\lambda) = \frac{\xi_0}{1 + 4\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{W}\right)^2}.$$
(2)

(3) 高斯型 增益和荧光强度具有下列形式的分布 ,

$$\alpha(\lambda) = \alpha_p 2^{-4\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{W}\right)^2}, \quad \xi(\lambda) = \xi_0 2^{-4\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{W}\right)^2},$$
(3)

这里 α_p 和 ξ_0 是荧光峰值处的增益和强度 , λ_0 是线型中心处的波长 , W 是谱线宽度 .

2.2 自发辐射放大的能量

为了计算片状放大器内自发辐射放大的总能量值 把受激辐射能量值与自发辐射能量值的比值定义为 $A^{[8]}$:

$$A = \frac{E - I}{I},$$
(4)

式中 I 为介质内自发辐射的能量 , E 为经增益介质放大后总的能量 . 对于某一片状放大器自发辐射的能量 I 是可以计算的 , 因此 , 只要计算出 A 值就可以得到 ASE 的能量值 . 在蒙特卡罗方法计算中 , 自发辐射能量 I 的值由下式计算 :

$$I = N_0 \int_{\Delta\lambda} \xi(\lambda) d\lambda,$$
(5)

N_0 为取样光线的数目 .

3 光线追迹和蒙特卡罗方法

3.1 光线取样

由于激光放大器介质中的任一点都可能发出荧光 , 所以在计算过程中光线取样采用蒙特卡罗随机取样的方法 , 这样可以提高计算的精度和速度 . 自发辐射光线从介质内任一点发出 , 光线不仅携带能量信息 , 还带有光谱信息 , 因此用光线的始点坐标 (x_i , y_i , z_i) 方位角 (θ , ϕ) 及与波长有关的强度分布 $\xi(\lambda)$ 来描述一根自发辐射光线 , 如图 1 所示 . 强度分布 $\xi(\lambda)$ 由荧光辐射的线型确定 , 始点坐标 (x_i , y_i , z_i) 和方位角 (θ , ϕ) 由下式确定 :

$$x_i = \frac{2a(i - 1/2)}{N_x},$$

$$y_i = \frac{2b(j - 1/2)}{N_y},$$
(6)

$$z_i = DR,$$

$$\theta = \cos^{-1}(1 - 2R'),$$

$$\psi = 2\pi R''.$$
(7)

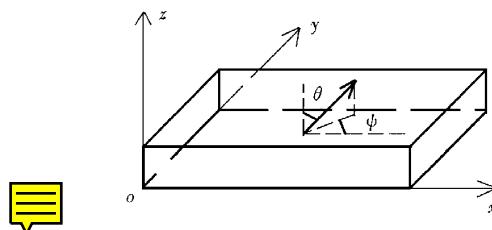


图 1 钽玻璃片状激光放大器和光线取样示意图

为了尽可能减小计算的随机误差 , 自发辐射光线的始点位置沿 x 和 y 方向采取均匀取样 , 而沿 z 方向和光线的方位角采取蒙特卡罗随机取样 . 式中 a 和 b 分别是片的半长度和半宽度 , N_x 和 N_y 分别为沿 x 方向和 y 方向的取样点数目 , θ 为光线与 z 轴正方向夹角 ($-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$) , ϕ 是光线在 xoy 面内投影与 x 轴正方向夹角 ($0 \leq \phi \leq 2\pi$) . D 是片厚度 , R , R' 和 R'' 都是 0 至 1 之间的随机数 .

3.2 光线两大表面上的反射

当光线到达介质两个大表面时 , 要发生反射和折射 , 折射光从表面逸出 , 反射光在介质内继续被放大 , 它的方向余弦 (α_r , β_r , γ_r) 由下式确定 :

$$\alpha_r = \alpha_i + b\alpha_n,$$

$$\beta_r = \beta_i + b\beta_n,$$

$$\gamma_r = \gamma_i + b\gamma_n,$$
(8)

式中 $b = -2(\alpha_i\alpha_n + \beta_i\beta_n + \gamma_i\gamma_n)$ (α_n , β_n , γ_n) 为表面法线的方向余弦 . 当取样光线的方位角 $\theta \leq \pi/2$ 时 , 入射角 $i = \theta$; 若 $\theta \geq \pi/2$, 则 $i = \pi - \theta$. 如果入射角大于临界角 , 则发生全反射 ; 如果入射角小于临界角 , 则遵从菲涅耳定律 , 反射率 P 由下式决定 :

$$P = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\cos i' - m \cos i}{\cos i' + m \cos i} \right)^2 + \left(\frac{\cos i - m \cos i'}{\cos i + m \cos i'} \right)^2 \right].$$
(9)

这里 $\cos i$, $\cos i'$ 是入射角和折射角的余弦 , $m = n_1/n_2$ 为两折射率之比 , n_1 和 n_2 分别为钕玻璃和空气的折射率 .

3.3 自发辐射放大能量的计算

一个完整的光线追迹过程包括几个闭合的循

环,光线从介质内任一点发出,追迹过程首先从选择光线与下一个小区域边界的交点开始,这些交点坐标的确定由相应的子程序完成。允许光线在两个大表面上进行多次反射,当光线射到包边时,能量全部被包边吸收,停止该光线的追迹。光能量为 E 的光线行进距离 d 时,光线从介质内吸收到的能量为

$$\Delta E = \int_{\Delta\lambda} (e^{\alpha(\lambda)d} - 1) I(\lambda) d\lambda, \quad (10)$$

式中 $\alpha(\lambda)$ 是与荧光线型有关的增益系数, $I(\lambda)$ 是荧光光线的强度分布, $\Delta\lambda$ 为自发辐射的光谱分布, 计算中对洛仑兹线型 $\Delta\lambda$ 为 6 倍的荧光线宽, 对高斯线型 $\Delta\lambda$ 为 2 倍的荧光线宽, 使得尾部的强度在中心强度的百分之一以下。

一般钕玻璃片的厚度远小于它的横向尺寸, 因此, 可以不考虑自发辐射放大在纵向(厚度方向)上的影响, 把问题简化为二维情况。这种方法大大加快了计算速度而被广泛采用^[10]。为了计算 ASE 对激光介质内能量沉积分布的影响, 用一组分别平行于 x 轴和 y 轴的平行线将片分割成许多小的矩形区域。计算每根自发辐射光线在每个小区域内吸收的能量, 某个小区域内吸收的能量是所有取样光线在该区域内吸收能量的总和, 从而得到自发辐射放大对增益分布的影响。光线与包边相交时, 包边吸收该光线的所有能量, 计算不同位置上沉积的能量就能得到自发辐射放大的能量在包边上的分布。

蒙特卡罗方法的精度与取样数目 $N^{-1/2}$ 成正比, 为达到高的计算精度, 要求采样光线的数目足够多, 在本文的计算中, 对每片跟踪 4 万条光线就可以得到足够高的精度。

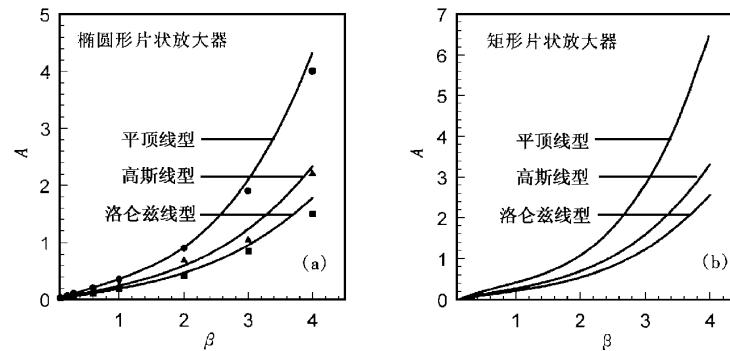


图 2 两种片状放大器的三种自发辐射线型比值 A 与 β 的关系曲线, 横坐标 β 是增益系数与长轴的乘积 (a)椭圆形片状放大器, 尺寸为 $40 \text{ cm} \times 20 \text{ cm} \times 5.72 \text{ cm}$ (b)矩形片状放大器, 尺寸为 $40 \text{ cm} \times 20 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$

4 计算结果与分析

4.1 钕玻璃介质内的储能密度

ASE 降低了钕玻璃介质内的储能密度, 可用受激辐射能量值与自发辐射能量值的比值 A 来描述。图 2(a) 是一种椭圆形片状放大器的 A 值曲线, 放大器的尺寸为 $40 \text{ cm} \times 20 \text{ cm} \times 5.72 \text{ cm}$, 图中横坐标 β 是增益系数与椭圆长轴的乘积。三条曲线分别对应于三种自发辐射的线型: Flat, Gaussian 和 Lorentzian。从图中可以看出 ASE 能量随 β 值的增加而迅速增大, Flat 线型具有最大的 ASE 能量, Lorentzian 线型具有最小的 ASE 能量, 因为 Flat 线型只有一个增益系数。为了考核程序的正确性, 将我们的计算结果与文献[8]的计算结果进行比较。图中的点是文献[8]的计算结果, 两者基本上是一致的。在本文的计算中 A 随 β 的增加略比文献[8]的增长快, 因为在本文的计算中考虑了在两平面上反射率随入射角的变化关系(入射角小于全反射角时), 文献[8]在计算中采用平均反射率计算。在 β 较大的情况下小于临界角的反射显得更加重要。包边吸收的能量随 β 增加很快, 说明 β 增加而增加的 ASE 主要被包边吸收。

图 2(b) 为 $40 \text{ cm} \times 20 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$ 矩形片状放大器三种自发辐射线型比值 A 与 β 的关系曲线。为了比较相同长轴和短轴的矩形片和椭圆形片内 ASE 对储能密度的影响, 图 3 给出了两种形状放大器 A 值的比较。可见矩形片内的 ASE 对储能密度的影响比椭圆形片大, 而且在大尺寸和高增益情况下尤其明显, 这是因为矩形片有比较长的对角线, 从而有比

的 ASE 能量.

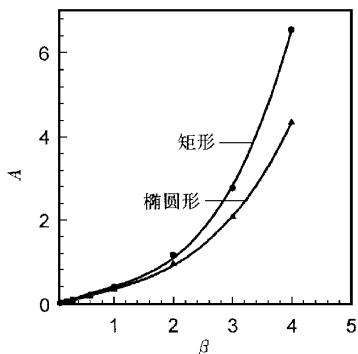


图 3 椭圆形片状放大器和矩形片状放大器的放大自发辐射能量的比较 横坐标 β 是增益系数与长轴的乘积

4.2 ASE 能量在包边上的分布

为了减小片内 ASE，在片的边缘作了包边处理，用来吸收 ASE 能量。图 4 给出 $40\text{ cm} \times 20\text{ cm}$

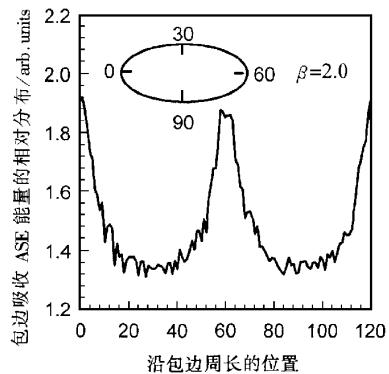
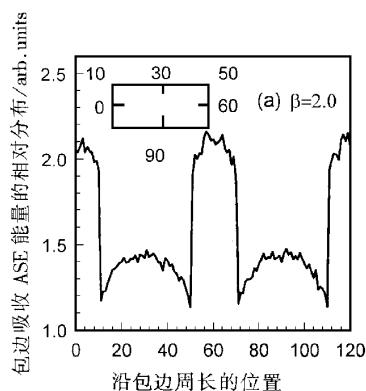


图 4 椭圆形片状放大器包边吸收 ASE 的能量沿周边的分布，纵坐标是包边吸收 ASE 能量的相对分布，横坐标是沿包边周长的位置



$\times 5.72\text{ cm}$ 椭圆形片状放大器包边吸收 ASE 的能量沿周边的分布。纵坐标是包边吸收 ASE 能量的相对分布，横坐标是沿包边周长的位置。把周长分成 120 等分，各数值所表示的位置已在图中标明，0 和 60 表示两个长轴顶点。可见在长轴方向两个顶点附近吸收的能量最多，大约是短轴方向两个顶点附近吸收的能量的 1.5 倍。

图 5 给出了矩形片状放大器包边吸收的 ASE 能量沿周边的分布。图 5(a) 对应于 $\beta = 2.0$ ，短边上吸收的能量约为长边的 1.5 倍，最大值位于两短边的中点。图 5(b) 对应于 $\beta = 4.0$ ，短边上吸收的能量约为长边的 2.5 倍。值得注意的是这时 ASE 能量最大的位置已不是短边的中点，而是在矩形的四个角上。更加详细的计算结果表明产生这个转变的 β 值约为 3，这可以作为放大器设计时考虑热畸变问题的判据。这是因为包边上某点吸收的 ASE 能量不仅取决于增益和光线放大的距离，而且与该点对介质张开的空间立体角有关。当增益比较小时，包边对介质张开的立体角起主要作用；当增益比较大时，光线放大的距离起主要作用。

4.3 片状放大器的横向尺寸对 ASE 的影响

为了比较体积相同情况下，不同尺寸矩形片内的 ASE 特性，本文计算了相同表面积时不同横向尺寸的矩形片比值 A 。片的大表面面积为 S ，

$$S = LH, \quad (11)$$

式中 H 为宽度， L 为长度。定义长度与宽度的比值为 k ，则

$$k = \frac{L}{H}, \quad L = Sk. \quad (12)$$

图 6 给出了两种增益系数情况下比值 A 对长

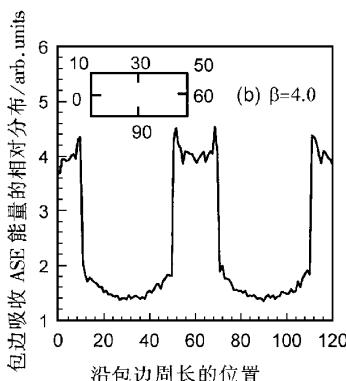


图 5 矩形片状放大器包边吸收 ASE 的能量沿周边的分布，纵坐标是包边吸收 ASE 能量的相对分布，横坐标是沿包边周长的位置 (a) $\beta = 2.0$ (b) $\beta = 4.0$

度与宽度比值 k 的关系曲线,图中的参数为增益系数与表面积平方根的乘积。从图中可以看到,正方形具有最小的自发辐射放大能量值,而长方形相对要大一些,而且在高增益情况下这种增加更加明显。这是因为长方形具有更长的放大距离。这个结论同样适用于板条激光器。

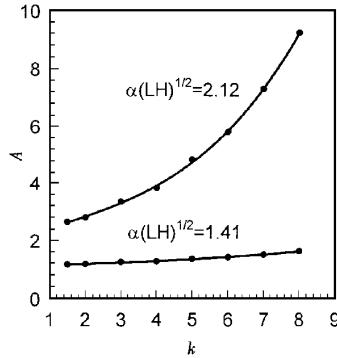


图 6 在不同增益系数情况下矩形片状放大器比值 A 对长度与宽度比值 k 的关系曲线,图中的参数为增益系数与表面积平方根的乘积

本文的许多研究工作是在上海光机所高功率激光物理联合实验室完成的,并与工程物理研究院激光工程部郑万国副研究员进行了多次有益的讨论,在此一并表示感谢。

- [1] A. C. Erlandson, K. S. Jancaitis, R. W. McCracken, *ICF Quarterly Report*, 9(1992), 105.
- [2] J. M. Eggleston, T. J. Kane, K. Kuhn et al., *IEEE J. Quant. Electron*, QE20(1984), 289.
- [3] J. B. Trenholme, Lawrence Livermore National Laboratory, Laser Program Annual Report 1986, UCRL-50021-86(1987), 7.
- [4] S. B. Sutton, G. F. Albrecht, *SPIE*, 2633(1995), 26.
- [5] M. D. Rotter, R. W. McCracken, A. C. Erlandson, *SPIE*, 2633(1995), 70.
- [6] A. Kh. Pergament, N. A. Marchenko, V. I. Pavlov, *SPIE*, 3047(1995), 301.
- [7] D. L. Brown, G. T. Mannell, *SPIE*, 2633(1995), 82.
- [8] J. B. Trenholme, *NRL Memorandum Report*, 2480(1972).
- [9] Guo-ying Feng, Bai-da Lu, *Chinese Journal of Lasers*, A24(1997), 489 [in Chinese]; 冯国英、吕百达, *中国激光*, A24(1997), 489.]
- [10] U. Bafile, P. Mazzinghi, *SPIE*, 1021(1988), 120.

INVESTIGATION OF THE AMPLIFIED SPONTANEOUS EMISSION IN Nd :GLASS DISK LASER AMPLIFIER*

ZHANG HUA

(Department of Physics, Nantong Teachers College, Nantong 226007, China)

FAN DIAN-YUAN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,

Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

(Received 22 September 1999; revised manuscript received 9 November 1999)

ABSTRACT

In this paper, a model program has been established to investigate the amplified spontaneous emission (ASE) in the Nd :glass disk amplifier with the Monte Carlo method and rays tracing. The distribution of ASE loading on the edge of a disk is firstly calculated. The effect of disk aspect ratio on ASE gain reduction is also investigated. Allowance is made for the effect of different reflectivity under the condition of different incidence on two faces.

PACC : 3250 ; 4260 ; 7800 ; 0250

* Project supported by Young Science Foundation of the National High Technology Development Program of China (Grant No. 416-98-08).