

用蒙特卡罗方法计算棒状放大器内的 泵浦能量分布*

张 华 徐世祥 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 建立了用蒙特卡罗和光线跟踪法计算高功率固体激光系统棒状放大器能量沉积分布的模拟程序。在本文的模型中正确考虑了光线在反射器和激光棒上的多次反射, 氙灯的辐射光谱以及钽玻璃的吸收光谱。计算结果与作者用阈值法测量的增益均匀性以及用哈特曼网格法测量的氙灯泵浦对激光波面畸变的影响是一致的。

关键词 蒙特卡罗方法, 光线跟踪法, 棒状放大器, 能量沉积分布。

1 引 言

放大器系统是大型高功率固体激光系统的主要组成部分之一, 不仅占总造价的很大比例, 而且对系统的总体性能有重要影响。放大器的技术基础是泵浦源及其在激光介质中的能量沉积, 它决定了增益、增益均匀性、效率及动态光学质量等关系全局的重要参数。放大器横向增益系数的不均匀性, 将使工作物质产生非球面透镜效应和应力分布, 造成激光束波阵面的严重畸变和偏振态的显著破坏, 对总体光束质量有很大影响。尽管在激光发展的早期就有许多工作研究了泵浦能量沉积问题, 但是无论是研究对象的规模还是研究的深度和精度, 都不能满足惯性约束核聚变的发展要求。近年来, 国际上若干著名实验室, 如美国里弗莫尔国家实验室等在“国家点火装置”(NIF)的设计中继续深入研究了这一课题^[1-3]。精确地模拟计算棒状放大器的能量沉积分布是研究片状放大器能量沉积分布及热畸变理论的基础, 也是放大器概念设计工作的一部分。而且棒状放大器能量沉积分布的模拟计算容易与实验进行比较, 便于考核和较验设计的计算程序。

本文针对我国惯性约束核聚变研究的发展需要和我国元器件的具体性能参数, 研究了放大器系列最佳设计的基础问题——泵浦能量沉积。与已有工作相比, 主要的改进有:

1) 物理模型精确化。在实际测定国产氙灯的发射光谱的基础上拟合了光谱随电流密度变化的经验关系, 实验还测定了所用国产钽玻璃的吸收光谱, 并作了经验函数拟合。同时还正确地考虑了光线在激光棒和反射器上的多次反射。从而建立了较为切合实际的分光谱光线追踪模型。

* 国家科委 863 高科技项目。

收稿日期: 1997 年 1 月 15 日

2) 用蒙特卡罗方法改进光线追踪算法, 兼顾了计算的精度和速度。同时注意了计算程序的界面, 改进易用性和通用性, 程序中包含了多个输入参数, 如聚光腔结构参数、钕玻璃掺杂浓度、氙灯规格及工作电流。运用作者的程序可以计算两灯、四灯、六灯和八灯泵浦四种情况下棒状放大器的能量沉积分布; 并留出通向波面畸变、应力双折射等下一步计算的接口。

3) 在理论上和实验上对程序计算的精度和可靠性进行校验和考核。用存在解析解的特例, 在理论上考核计算程序的精度; 用增益均匀性和激光波面位相的实验测量来校验计算程序。

最后本文计算了高功率固体激光系统神光 II 上几种棒状放大器内的泵浦能量分布。计算结果与用阈值法测量的增益均匀性以及用哈特曼网格法测量的氙灯泵浦对激光束波面畸变的影响是一致的。

2 基本原理

2.1 二维光跟踪法

运用光线跟踪和蒙特卡罗方法计算能量沉积分布需要比较长的计算时间, 因此本文在空间上将三维模型简化为二维模型, 这种方法大大加快了计算速度而被广泛采用^[3, 4]。而且, 实际上由于放大器二端面的反射, 把有限长度的氙灯、激光棒和聚光腔“反映”成无限长, 并且氙灯和棒的长度远大于它们的直径, 所以, 只要二端面的反射率足够高, 二维近似就是一种很好的计算方法。图 1 是光线跟踪的计算机流程图。在本文的模型中允许光线在聚光腔和激光棒内的多次反射。一个完整的光线跟踪过程包括几个闭合的循环, 光线从氙灯的表面发出, 跟踪过程首先从选择光线与下一个边界的交点开始, 这些交点坐标的确定由相应的子程序完成。光线进入棒内部后, 棒对光的吸收遵从比尔定律, 钕玻璃对不同光谱成份的光线吸

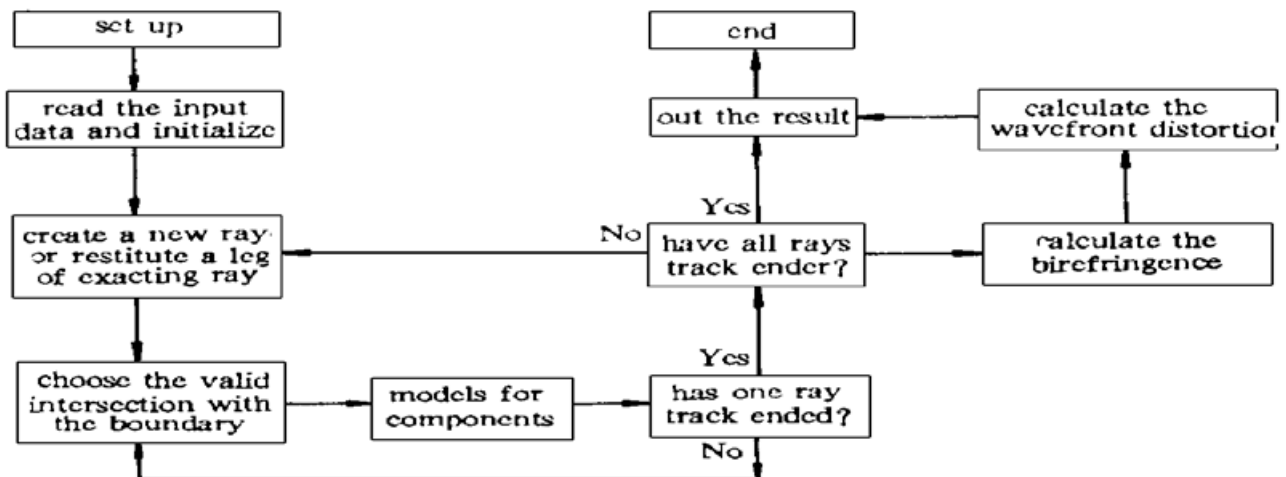


Fig. 1 The history of ray tracing

收的能量是不同的。光能量为 E 的光线行进距离 d 时, 棒吸收到的光能为

$$\Delta E = \frac{E}{\int \zeta(\lambda) d\lambda} \int_{\Delta\lambda} [1 - \exp[-\alpha(\lambda)d]] \zeta(\lambda) d\lambda \quad (1)$$

式中 $\alpha(\lambda)$ 是根据实验数据拟合出来的磷酸盐钕玻璃的吸收系数。本文实验测量了所用国产钕玻璃的吸收光谱, 图 2 给出了掺杂浓度为 2.2% 时 M93-N21 型钕玻璃的吸收光谱。并对此作

了经验函数的拟合,从而可以得到任意掺杂浓度下这种玻璃的吸收系数。 $\zeta(\lambda)$ 是泵浦光经传输后进入激光棒的光谱。分母中的积分限为所有光谱范围, $\Delta\lambda$ 为钕玻璃的吸收光谱范围。为了计算泵浦光在激光棒内能量沉积的分布,采用一组分别平行于 x 轴和 y 轴的平行线将棒截面分割成许多小的矩形区域。计算光线在每个小区域内沉积的能量。某个小区域内沉积的能量是所有取样光线在该区域内沉积能量的总和。当光线的能量减少到某个特定值(如初始能量的 1%) 或者光线与氙灯相交时,则停止该光线的跟踪。图中的应力双折射和波面畸变计算是通向下一步计算的接口。

2.2 蒙特卡罗方法

由于棒状放大器具有比较复杂的形状,所以在计算过程中采用蒙特卡罗随机取样法,这样可以提高计算的精度和速度。氙灯表面的光线取样和光线在介质表面的反射特性都需要用蒙特卡罗方法来描述。为此对它们的特性用一定的几率分布函数来描述。氙灯表面可看成是朗伯辐射光源。如果光源为无限长,则问题就简化为二维情况,不考虑沿纵向(光源长度方向)的分布,在面元 dS 内辐射的能量为 $dE \propto \cos \theta d\theta$, 于是能量几率密度函数为

$$f(\theta) = \cos \theta / \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \theta d\theta = (1/2) \cos \theta \quad (2)$$

式中 θ 根据下列方程由 0 与 1 之间的随机数 R 确定,

$$R = \int_{-\pi/2}^{\theta} \frac{1}{2} \cos \theta d\theta = \frac{1}{2} (\sin \theta + 1), \quad \theta = \sin^{-1}(2R - 1) \quad (3)$$

当光线到达介质表面时,要发生反射和折射,遵从菲涅耳定律,反射率 P 由下式决定

$$P = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\cos b - m \cos a}{\cos b + m \cos a} \right)^2 + \left(\frac{\cos a - m \cos b}{\cos a + m \cos b} \right)^2 \right] \quad (4)$$

这里 $(\cos a, \cos b)$ 是入射光的方向余弦, $m = n_1/n_2$ 为两折射率之比,光线从折射率为 n_1 的介质进入折射率为 n_2 的介质。因为只有两种可能的选择路径,因此将 P 与随机数 R 进行比较,若 $R \leq P$ 则跟踪计算反射光;若 $R > P$ 则跟踪计算折射光。例如,当光线在激光棒内反射时,如果跟踪反射光,则计算能量沉积过程;如果跟踪折射光,则确定光线新的始点坐标和方向余弦。对于镜面反射,反射光的方向由反射定律确定。当光线在漫反射表面反射时,也要用蒙特卡罗方法来模拟。由于所跟踪的光线数足够多,假定一条光线入射于理想漫反射表面时出射光线也为一条,但光线出射角的统计分布符合朗伯定律。这样,当很多光线入射于一漫反射表面时,这一表面表现出的反射特性即具有理想漫反射特性。若考虑出射光线角度的几率分布随入射角而变时,就可以进行非理想漫反射面的模拟计算。

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,用光线跟踪法计算泵浦能量沉积分布时,要求采样光线的数目足够多。在本文的计算中,对每灯跟踪 4 万条光线就可以得到足够高的精度。

2.3 氙灯的辐射光谱模型

氙灯的辐射光谱对钕玻璃激光棒内泵浦能量沉积的分布具有重要的影响。Powell 等^[5]将

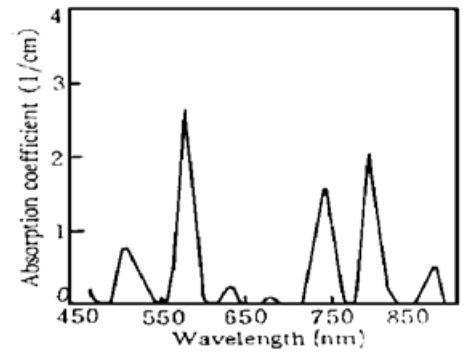


Fig. 2 The absorption spectrum of 2% Nd-doped glass

氙灯辐射看成是等离子体的均匀辐射。等离子体的状态可用它的温度和吸收辐射系数来描述。根据基尔霍夫定律, 表面辐射谱可表示如下

$$M(\lambda, T) = M_B V(\lambda, T) \{1 - \exp[-\alpha(\lambda)l]\} \quad (5)$$

(5) 式中 $M_B(\lambda, T)$ 为普朗克黑体辐射谱, l 为光线在氙灯等离子体中的长度, $\alpha(\lambda)$ 为氙灯等离子体的吸收辐射系数, $\alpha(\lambda)$ 还与电流密度有关, 除了线辐射外, 背景辐射和连续处的吸收辐射系数与电流密度的关系可用下列方程描述:

$$\alpha(\lambda, J_2) = \alpha(\lambda, J_1) (J_2/J_1)^2 \quad (6)$$

式中 J_1 、 J_2 为氙灯的电流密度。本文测量了所用国产氙灯的辐射光谱, 并对此作了经验函数的拟合, 对经验公式作了校正, 从而得到任意电流密度下氙灯等离子体的吸收辐射系数。在氙灯辐射表面上对所有辐射角求平均值得到单位波段、单位面积上的辐射功率密度 W ($W/cm^2 \cdot \mu m$) 为

$$W = \int M(\lambda, T) \cos \theta d\Omega \quad (7)$$

Ω 为立体角, θ 为辐射面元方向与光线方向的夹角。最终得到

$$M = M_B F(\beta) \quad (8)$$

$$F(\beta) = 2 \int_0^{\pi/2} \sin^2 \theta \left[I_1\left(\frac{\beta}{\sin \theta}\right) - L_1\left(\frac{\beta}{\sin \theta}\right) \right] d\theta \quad (9)$$

式中 I_1 和 L_1 分别为第一类贝塞尔函数和 Strune 函数, $F(\beta)$ 的值可通过数值积分得到。至此, 已经能够计算氙灯的辐射光谱。这个模型的适用范围是脉冲持续时间 $10 \mu s \leq \tau \leq 10 ms$, 电流密度 $300 A/cm^2 \leq J \leq 10^4 A/cm^2$ 。氙灯内径 $0.2 cm \sim 2 cm$ 。

3 几何描述

用光线跟踪法计算泵浦能量分布时涉及到许多几何问题, 在此给出统一描述。

3.1 光线取样

用蒙特卡罗方法随机取样光线, 光线从氙灯内表面发出, 光线不仅携带能量信息, 还带有光谱信息, 因此可用光线的始点坐标 (x_i, y_i) 、方向余弦 (α, β) 及与波长有关的强度分布 $\xi(\lambda)$ 来描述一根光线。强度分布 $\xi(\lambda)$ 由氙灯的辐射光谱模型确定, 始点坐标 (x_i, y_i) 和方向余弦 (α, β) 由下面公式确定

$$x_i = x_l + d_l \cos \Psi, \quad y_i = y_l + d_l \sin \Psi, \quad \Psi = 2\pi R' \quad (10)$$

$$\alpha = \alpha_n \cos \theta + \beta_n \sin \theta, \quad \beta = \beta_n \cos \theta - \alpha_n \sin \theta \quad (11)$$

式中 θ 为光线与氙灯表面法线方向的夹角, 由(3)式确定, d_l 为氙灯半径, (x_l, y_l) 为氙灯轴线的坐标, (α_n, β_n) 为 P 点表面法线的方向余弦, R' 为 0 到 1 之间的随机数。

3.2 光线的折射与反射

当光线在介质表面和聚光腔上折射和反射时, 其反射光的方向余弦 (α_r, β_r) 和折射光的方向余弦 (α_f, β_f) 由下式确定

$$\alpha_r = \alpha + b\alpha_n, \quad \beta_r = \beta + b\beta_n \quad (12)$$

式中

$$b = -2(\alpha\alpha_n + \beta\beta_n) \quad (13)$$

再令

$$a = n_1/n_2, \quad c = \alpha_i\alpha_n + \beta_i\beta_n, \quad b' = ac(-1 + \sqrt{1 + \frac{1-a^2}{a^2c^2}}) \quad (14)$$

$$\text{则} \quad \alpha_{rf} = a\alpha_i + b'\alpha_n, \quad \beta_{rf} = a\beta_i + b'\beta_n \quad (15)$$

式中 n_1 和 n_2 分别为两种介质的折射率。

3.3 坐标系的旋转

由于在六灯和八灯泵浦情况下, 总的泵浦能量分布不能通过简单的单灯或双灯泵浦时的能量密度矩阵旋转得到。因此必须用到坐标系的旋转变换, 坐标变换和光线方向余弦变换的关系分别为

$$x = x' \cos \phi - y' \sin \phi, \quad y = x' \sin \phi + y' \cos \phi \quad (16)$$

$$\alpha_i = \alpha'_i \cos \phi - \beta'_i \sin \phi, \quad \beta_i = \alpha'_i \sin \phi + \beta'_i \cos \phi \quad (17)$$

式中 ϕ 为坐标系 xoy 旋转变换到坐标系 $x'oy'$ 时的旋转角。这样就可以计算两灯、四灯、六灯和八灯泵浦四种情况下的能量沉积分布。

4 计算结果与分析

4.1 蒙特卡罗方法计算结果与其他理论结果的比较

为了检验程序的精度和可靠性, Sooy^[6] 用分析的方法求出了圆柱形激光棒在均匀会聚光泵浦时内部的能量沉积分布。如果椭圆聚光腔的偏心率比较低, 而且聚光腔的尺寸比较大, 忽略氙灯直径, 即所谓“线光源”情况, 这种情况可以近似为均匀会聚光线泵浦情况。图 3 给出了用蒙特卡罗方法计算的结果与 Sooy 用分析方法计算结果的比较。图中的点是蒙特卡罗方法的计算结果, 实线是根据蒙特卡罗的计算结果拟合之后的曲线, 虚线是 Sooy 分析计算结果, 可见两者基本上是一致的, 说明计算结果是可靠的。

4.2 泵浦均匀性

棒状放大器的增益均匀性可用阈值法进行测量。在放大器的两端放置二块平面镜, 在输出端用黑纸屏接收激光近场图。随着光泵能量的增加, 不同区域将先后达到振荡状态。记录从开始振荡到几乎全口径振荡时的各种工作电压下的激光场图。在 80% 口径内, 若开始振荡时的电压为 V_{\min} , 基本上全区域振荡时的电压为 V_{\max} 。假定增益系数与光泵密度成正比, 则

$$\frac{\beta_{\min}}{\beta_{\max}} = \frac{\rho_{\min}}{\rho_{\max}} = \frac{V_{\min}^2}{V_{\max}^2} = N \quad (17)$$

那么, 增益均匀性定义为

$$M = 1 - \frac{\Delta\beta}{\bar{\beta}} = 1 - \frac{\beta_{\max} - \beta_{\min}}{(\beta_{\max} + \beta_{\min})/2} = \frac{3N - 1}{N + 1} \quad (18)$$

采用阈值法测量了 $\phi 20$ mm 四灯四椭圆柱形腔和 $\phi 40$ mm 六灯六椭圆柱形腔棒状放大器的增益均匀性, 测量结果示于表 1 中, 表 1 同时给出了用蒙特卡罗方法计算的结果。计算结果表明用蒙特卡罗方法计算的结果与实验结果是一致的。对于半径比较大的激光棒更难均匀泵浦。

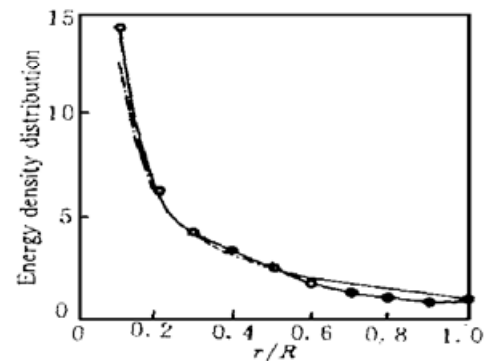


Fig. 3 Variation of energy density along a radius of the laser rod (dashed line: cure of Sooy, solid line: cure of Monte Carlo)

Table 1. The comparison of gain uniformity between experiment and calculation with Monte Carlo

configuration	V_{\min} (kV)	V_{\max} (kV)	experiment	Monte Carlo
four lamps $\phi 20$	10.0	10.4	0.92	0.83
six lamps $\phi 40$	14.0	15.0	0.86	0.82

4.3 泵浦能量沉积分布

本文计算了神光 II 装置上几种棒状放大器的泵浦能量沉积分布。图 4 给出了计算结果。图 4(a)、图 4(b) 和图 4(c) 分别是六灯泵浦情况下, $\phi 20$ mm、 $\phi 40$ mm 和 $\phi 70$ mm 棒状放大器能量沉积分布等高线图。由于对称性, 本文只画出四分之一截面的分布图。从图中可以看出, 沉积能量沿径向和切向的分布都是不均匀的。能量沉积分布具有以下共同的特点:

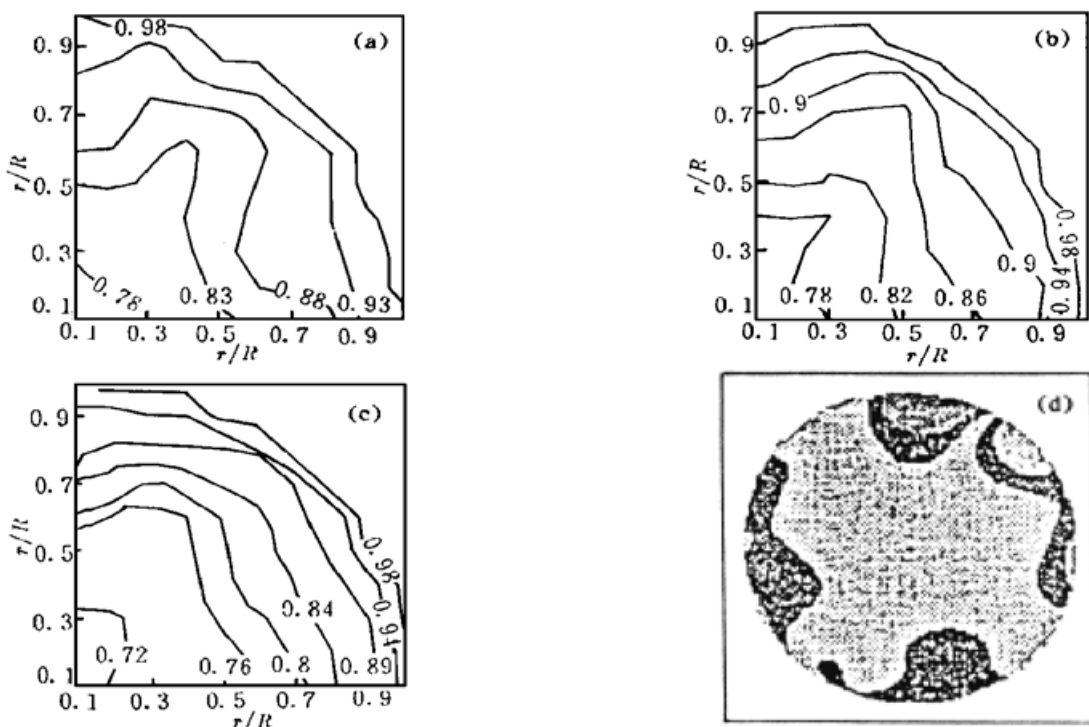


Fig. 4 The distribution of the deposited energy density and pumping induced thermal aberration, r/R is normalized radius.

- (a) 20 mm diameter, doped 1.2%, 6 lamps pumped, Xe lamps current density is 3200 A/cm^2 ,
- (b) 40 mm diameter, doped 0.6%, 6 lamps pumped, Xe lamp current density is 3000 A/cm^2 ,
- (c) 70 mm diameter, doped 0.6%, 6 lamps pumped, Xe lamp current density is 3000 A/cm^2 ,
- (d) Pumping induced thermal aberration 70 mm diameter, 6 lamps pumped

1) 在径向分布上, 中心区域能量沉积密度都比较小, 边缘区域比较大。而且中心区域曲线比较稀, 边缘区域曲线比较密, 由于曲线是等间隔的, 所以说明边缘区域能量沉积密度变化比较大, 中心区域比较均匀。

2) 在切向方向上, 由于是六灯照明, 因此两个灯之间的夹角为 60° , 图中沿横轴方向和与横轴成 60° 方向是氙灯直接照射的区域, 在这两个方向上曲线向外凸出, 说明在这两个方向上存在一个微弱的暗区。相应地图中沿竖轴方向和与横轴成 30° 方向是两灯之间的区域, 曲线向里凹陷, 存在一个微弱的强区。也就是说在六灯泵浦情况下, 在整个圆周方向上存在六个亮点, 这六个亮点分别位于六个氙灯之间。在实验中果然观察到了位于两灯之间的最先起振的六个亮点。

为了进一步考核和检验程序计算的精度和可靠性, 本文采用哈特曼网格法测量了 $\phi 70$ mm 放大器由六灯泵浦引起的热焦距和位相畸变, 图 4(d) 是测量得到的干涉图, 实验测量得到的热焦距值为 -3932 m, 位相畸变为 0.4 个波长, 根据图 4 给出的温度分布由玻璃的折射率温度系数可估算得到位畸变为 0.37 个波长, 实验结果与计算结果基本上是一致的, 放大器在总体上呈献出负透镜效应。因为在这种情况下边缘区域的温度升高和温度梯度都比较大, 如图 4(c) 所示, 所以由温度变化和热应力引起的折射率变化更加显著。在中心区域畸变很小, 边缘区域存在六个畸变点, 分别位于氙灯之间。其中个别点稍有偏差是由于氙灯和聚光腔安装的不完全对称性所引起的。产生这些亮点的原因是因为在单灯泵浦情况下, 在灯直接照射的区域存在弱区, 而在与灯到棒心连线成 60° 方向上存一个强区, 这是椭圆形聚光腔所固有的特点^[8]。对于六灯泵浦, 相邻两灯的强弱区得到相互补偿, 在两灯之间出现泵浦的强区。因此, 理论计算结果与实验结果是一致的。

同时本文还计算和测量了 $\phi 70$ mm 放大器八灯泵浦时的能量沉积分布以及由泵浦引起的位相畸变。图 5(a) 是能量沉积密度的等高线图, 图 5(b) 是 50% 口径内的干涉图, 在 50% 的口径内能量分布比较均匀, 位相畸变也比较小。能量沉积沿切向分布也比较均匀。可见, 八灯泵浦比六灯泵浦具有更好的角向均匀性。



Fig. 5 The distribution of the deposited energy density and pumping induced thermal aberration, r/R is normalized radius.

(a) 70 mm diameter, doped 0.6%, 8 lamps pumped, Xe lamps current density is 300 nm/cm^2 ,

(b) Pumping induced thermal aberration 70 mm diameter, 8 lamps pumped

根据理论计算与实验结果分析, 可以得出以下两点结论: 1) 宜采用多灯泵浦使各支氙灯直接照射和经聚光腔反射所形成的强光区和弱光区彼此之间得到补偿, 从而提高放大器的角向增益均匀性。2) 聚光腔多采用椭圆柱形结构, 棒的直径、掺杂浓度和氙灯直径之间存在一个最佳的匹配, 能提高放大器的径向增益均匀性。

结束语 本文建立了计算了高功率固体激光装置棒状放大器泵浦能量沉积分布的程序。在本文的模型中拟合了氙灯光谱、钕玻璃的吸收光谱等实验结果, 允许光线在聚光腔和激光棒内的多次反射, 综合考虑了腔壁反射率、氙灯自吸收、反射器形状以及水套对光线的折射作用等因素的影响。计算结果与实验结果是一致的, 可以为新一代高功率固体激光装置棒状放大器的设计提供参考。

参 考 文 献

- [1] J. E. Murray, H. T. Powell, B. W. Wood, Optimized flashlamp pumping of disc amplifier. *Proc. SPIE*, 1986, **609** : 95~ 109
- [2] John H. Kelly, Milton J. Shoup, Mellissa M. Tedrow *et al.*, Energy transport in a modern disk amplifier. *Proc. SPIE*, 1992, **1267** : 286~ 297
- [3] A. C. Erlandson, K. S. Jancaitis, R. W. McCracken, Gain uniformity and amplified spontaneous emission in multisegment amplifiers. *Lawrence Livermore National Laboratory Laser Program Annual Report*, 1991, 1992 : 105~ 114
- [4] U. Bafile, P. Mazzinghi, Ray-tracing analysis of pumping reflectors for slab laser. *Proc. SPIE*, 1988, **1021** : 120~ 126
- [5] H. T. Powell, A. C. Erandson, K. S. Jancaitis, Characterization of high power flashlamp and application to Nd-glass laser pumping. *Proc. SPIE*, 1986, **609** : 78~ 94;
Flashlamp pumping of Nd-glass disk amplifier. *Proc. SPIE*, 1990, **1277** : 103~ 120
- [6] W. R. Sooy, M. L. Stitch, Energy density distribution in a polished cylinder of laser material. *J. Appl. Phys.*, 1963, **34**(6) : 1719~ 1723
- [7] 陈炎兴, 李元康, 黄镇江等, 光束方法计算固体激光棒内泵浦能的分布. *激光*, 1980, **7**(1) : 21~ 27

Pumping Energy Distribution in Rod Amplifier Calculated with the Monte Carlo Method

Zhang Hua Xiu Shixiang Fan Dianyuan

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

(Received 15 January 1997)

Abstract The ray tracing and Monte Carlo method are applied to calculate the distribution of deposited pumping energy within a rod amplifier of the high power solid state laser system. Allowances are made for the effects of multiple reflections on the reflector and laser rod, Xe flashlamp emission spectrum and absorption spectrum of Nd-doped laser glass. The results obtained are good agreement with the experimental results of gain uniformity measured by threshold method and laser wavefront measured by Hartmann wavefront sensor.

Key words Monte Carlo method, ray tracing, rod amplifiers, distribution of the deposited energy.