

不同抽运光分布下端面抽运固体激光器 中晶体的端面温度分布研究*

杨永明¹⁾ 许启明²⁾ 过 振³⁾

1) 西安建筑科技大学理学院, 西安 710055)

2) 西安建筑科技大学材料学院, 西安 710055)

3) 西安电子科技大学技术物理学院, 西安 710071)

(2007 年 3 月 14 日收到, 2007 年 6 月 5 日收到修改稿)

为了研究不同的抽运光分布对晶体端面温度场的影响, 提出一种平顶光的归类方法, 并依据所提出的平顶光的归类方法划分出圆柱光、高斯光和平顶光. 重点研究了圆柱光、高斯光和平顶光在不同的功率和不同的焦斑半径下端面温度分布. 发现在相同的抽运功率和相同的光斑半径下圆柱光抽运时晶体的端面温度最高, 平顶光次之, 高斯光最小的重要结论, 说明抽运光的分布严重影响晶体端面的温度场. 最后讨论了端面温度场引起的热效应对 DPL 光束质量的影响, 发现端面热效应引起端面热透镜等效曲率半径减小, 从而引起束腰半径的减小. 热效应引起热透镜等效曲率半径减小, 曲率半径在 85 mm 和 150 mm 之间时, 振荡光远场发散角和腔内束腰半径均急剧变化, 激光器工作于非稳区.

关键词: 圆柱光, 平顶光, 端面抽运, 温度场

PACC: 4260, 4255F, 6570

1. 引 言

在端面抽运固体激光器中, 抽运光的分布决定晶体中热耗的分布, 而不同的热耗分布, 导致介质折射率、热应力和端面形变发生, 最终体现在对激光光束质量的影响上. 而抽运光的分布半径, 抽运光对称性的偏离程度会严重影响到振荡光的阈值、输出功率和斜效率, 并且单独利用抽运光的 M^2 因子判断抽运效果并不合适, 可见抽运光空间分布对振荡光光束质量的影响较大^[1]. 另外, 通过对端面抽运情形下光强运动方程的研究, 发现不均匀的空间增益分布会影响激光振荡的模式, 并且使得基模振荡光偏离高斯分布^[2]. 所引入的参数计算方便, 在对基模调 Q 脉冲激光的研究中发现, 由于抽运光的影响, 脉冲前沿的场分布由远离高斯分布向接近高斯分布变化, 称之为脉冲前沿的场倏变现象. 另外, 抽运光的不同分布的稳定性变化引起了热透镜的稳定性变化, 热透镜的这种热不稳定性是造成激光场不稳定的重要因素^[3], 会造成激光光斑的非对称畸变, 这种畸变也处于波动之中, 通过对端面抽运条件下, 热耗

为 1 W 的 Nd:YAG 激光介质的理论和实验研究, 确定了这种原因下光场不稳定度的数量级. 可见研究抽运光分布对激光器光束质量的影响已成激光二极管抽运固体激光器领域的热点研究课题^[4,5]. 本文旨在研究不同抽运光的分布对二极管端面抽运 Nd:YAG 晶体的端面温度分布的影响及晶体温度场分布对激光器光束质量的影响. 此工作是研究高功率固体激光器热效应^[6]的关键步骤.

2. 晶体内的温度分布计算原理

研究热效应从确定晶体内温度分布入手. 下面首先分析小功率高斯光束端面抽运 Nd:YAG 晶体棒, 其端面温度的分布.

为便于计算, 在此先确定一些条件: 1) 激光晶体为柱形、轴对称、各向同性; 2) 晶体采用侧向热沉, 其温度保持恒定, 假定晶体侧面温度保持不变; 3) 热流径径向假设: 由于晶体热沉的导热系数远远大于晶体, 使得晶体轴向热流远小于径向热流, 故可认为在晶体中只存在径向热流; 4) 采用 LD 端面抽运, 抽运光束强度分布为高斯分布; 5) 晶体的热导率、热膨胀

* 西安建筑科技大学基础基金(批准号: JC0717)资助的课题.

系数和吸收系数等材料参数与温度有关,小功率抽运时认为晶体参数为定值,由于晶体端面与空气对流散热及辐射散热都很小,忽略端面散热。

由热传导理论可知,在稳态条件下满足下式:

$$\nabla \cdot \lambda(r, z) = q(r, z), \quad (1)$$

其中 λ 为热流; $q(r, z) = dP(r, z)/dV$ 是晶体内每单位体积热源功率。

在晶体内热流与相应温度分布的关系为

$$\lambda(r, z) = -K_c \nabla T(r, z), \quad (2)$$

其中 K_c 为晶体的热传导率。

由(2)式知,在由半径为 r 和无限小厚度 Δz 构成的圆柱形晶体区域中,流出圆柱侧面的热流总功率应等于此区域内热源总功率,即

$$2\pi r \Delta z \lambda = \int_z^{z+\Delta z} \int_0^r \frac{dP(r', z')}{dV} 2\pi r' dr' dz'. \quad (3)$$

晶体内热源由晶体对抽运光的吸收而产生,故有

$$q(r, z) = \frac{dP(r, z)}{dV} = \beta I_p(r, z), \quad (4)$$

式中 β 为晶体材料对抽运光的吸收系数与热耗转换系数的乘积; $I_p(r, z)$ 为晶体内 (r, z) 处抽运光强度,其表达式为

$$I_p(r, z) = I_{op} \exp(-2r^2/\omega_p^2) \exp(-\alpha z), \quad (5)$$

其中 I_{op} 为轴向入射的抽运光强度; ω_p 为抽运光束中按 $1/e^2$ 定义的光束宽度。

又 I_{op} 与入射抽运光功率的关系为

$$I_{op} = 2P_{in} / (\pi\omega_p^2). \quad (6)$$

将(5)式(6)式代入(4)式,得热源函数表达式

$$q(r, z) = 2\alpha\eta_h P_{in} \exp(-2r^2/\omega_p^2) \times \exp(-\alpha z) / (\pi\omega_p^2), \quad (7)$$

式中 α 为激光晶体对抽运功率的吸收系数, η 是由荧光量子效率和内跃迁损耗决定的热转换系数; P_{in} 表示入射功率。

把上式热源函数代入(4)和(3)式并积分得

$$\lambda(r, z) = \left(\frac{\alpha P_{in} \eta_h}{2\pi} \right) \exp(-\alpha z) \times \left(\frac{1 - \exp(-2r^2/\omega_p^2)}{r} \right), \quad (8)$$

此处令 $P_{in} \eta_h = P_{ph}$, 为入射抽运功率的致热部分。

将(8)式代入(7)式得稳态情况下温差的积分表达式

$$T(r, z) = \frac{\alpha P_{re} \exp(-\alpha z)}{2\pi K_c}$$

$$\times \int_r^{r_0} \left(\frac{1 - \exp(-2r'^2/\omega_p^2)}{r'} \right) dr', \quad (9)$$

其中温差以介质边缘为参考点

$$\Delta T(r, z) = T(r, z) - T(r_a, z), \quad (10)$$

对晶体边界 r_a 积分,得温差表达式为

$$\Delta T(r, z) = \frac{\alpha P_{re} \exp(-\alpha z)}{4\pi K_c} \times \left[\ln\left(\frac{r^2}{r_a^2}\right) + E_1\left(\frac{2r_a^2}{\omega_p^2}\right) - E_1\left(\frac{2r^2}{\omega_p^2}\right) \right], \quad (11)$$

其中 $E_1\left(\frac{2r_a^2}{\omega_p^2}\right)$ 为一指数积分函数^[5], 大多数情况下可忽略。

为便于后文的分析计算,把(9)式的指数项用幂级数展开得

$$e^{-2r^2/\omega_p^2} = 1 - \frac{2r^2}{\omega_p^2} + \frac{2r^4}{\omega_p^4} - \frac{4r^6}{3\omega_p^6} + \dots \quad (12)$$

取前两项代入温差公式(11)得到

$$\Delta T_a(r, z) = T_r - T_a = \frac{\alpha P_{ph} \exp(-\alpha z)}{2\pi K_c} \frac{r_a^2 - r^2}{\omega_p^2}. \quad (13)$$

上面温差是采用介质边界温度为参考,若用介质中心为参考,得到温差为

$$\Delta T_0(r, z) = T_r - T_{r_0} = \frac{\alpha P_{re} \exp(-\alpha z)}{2\pi K_c} \frac{r^2}{\omega_p^2}, \quad (14)$$

式中 $r_0 = 0$, T_{r_0} 为晶体端面中心处的温度。从上述公式可以得到,端泵 DPL 介质的温差跟致热功率成正比,跟抽运光束腰半径的平方成反比,还跟介质材料有关。

3. 不同抽运光的划分

要划分高斯光和圆柱光,以及界乎期间的平顶光时,发现完全的圆柱光不存在,可以定义对其十分接近的空间分布表达式。本文将定义具有不同平顶度的平顶光空间分布,并研究不同平顶度的平顶光空间分布随聚焦光斑半径的变化情形。非高斯光束的光电场和光强分布写成如下形式:

$$E(r) = E_0 \exp\left[-\left(\frac{r}{w_p}\right)^N\right], \quad (15)$$

$$I(r) = E(r)E^*(r) = I_0 \exp\left[-2\left(\frac{r}{w_p}\right)^N\right] \quad (16)$$

式中 I_0 是在中心位置上的最大光强度, w_p 和 N 分别为非高斯光束的束腰宽度和阶数, $N = 2$ 定义为高斯光束, N 趋于无穷大对应着圆柱光, N 大于 2 时光束分布介于圆柱光和高斯光之间的平顶光分布.

将 (16) 式中 N 定义为非高斯光束的阶数, 它可以表示出非高斯光束的空间分布均匀程度, 其空间分布与圆柱光的接近程度.

图 1 至图 3 分别作出了束腰半径为 $w_p = 1 \text{ mm}$,

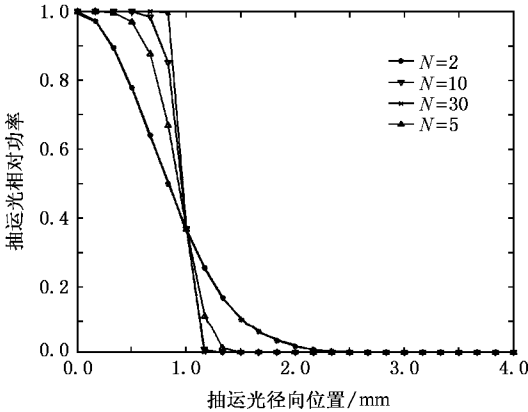


图 1 不同阶数的平顶光光束光强分布 ($w_p = 1 \text{ mm}$)

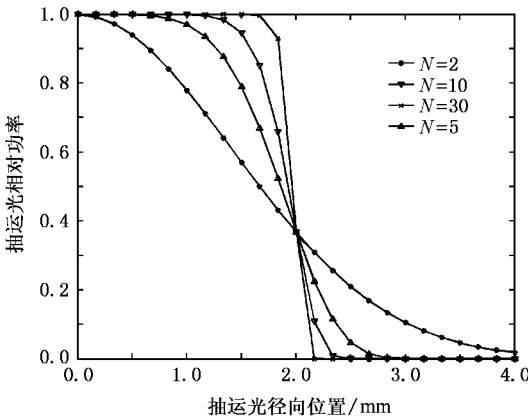


图 2 不同阶数的平顶光光束光强分布 ($w_p = 2 \text{ mm}$)

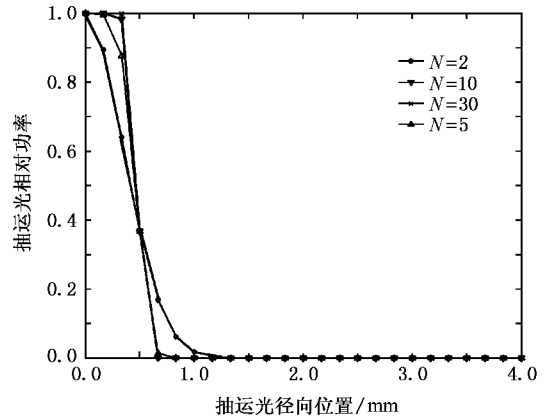


图 3 不同阶数的平顶光光束光强分布 ($w_p = 0.5 \text{ mm}$)

2 mm 和 0.5 mm 时, 光束阶数分别为 2, 5, 10 和 30 时的平顶光的分布.

从图 1 中可见 $N > 30$, $w_p = 1 \text{ mm}$ 时, 其抽运光分布已近似为圆柱光分布. 图 2 为 $w_p = 2 \text{ mm}$ 时, 不同阶数的平顶光的光强分布.

图 3 可见, 在入射到激光晶体上的光斑半径小于 0.5 mm 时, 平顶光分布越来越接近高斯光的分布. 从图 1, 2, 3 均可看出上述定义方法的准确性.

4. 圆柱光抽运时温度场分布

圆柱光抽运激光介质时, 介质对抽运光吸收为指数形且认为介质热透镜不影响抽运光径向分布. 参考对平顶光的定义, 可定义圆柱光的光强分布表达式, 模型中心处有半径为 r 的均匀圆形热源的函数表达式为

$$K(r) = I_0 \exp\left[-2\left(\frac{r}{w_p}\right)^N\right] \quad (N \geq 30). \quad (17)$$

从模拟计算可知, $r \leq w_p$ 时, $K(r)$ 基本不变; 当 $r > w_p$ 时, $K(r) = 0$.

据此激光介质内热源分布写成

$$Q(r, z) = \begin{cases} \frac{P}{\pi w_p^2} \eta a \exp(-az) \exp\left[-2\left(\frac{r}{w_p}\right)^N\right], & r \leq w_p, \\ 0 & r > w_p. \end{cases} \quad (18)$$

下面取 Nd:YAG 的吸收系数为 500 cm^{-1} , 半径为 2 mm 的圆柱棒, 四周通上冷却水, 两个端面绝热, 当焦斑半径分别为 0.25 mm, 0.35 mm, 0.45 mm 和

0.55 mm 时, 抽运光功率为 4.3 W 的圆柱光中心抽运时在晶体端面中心轴向上的温度场分布图. 图 4 中, x 轴表示介质的径向, y 轴表示相对温度.

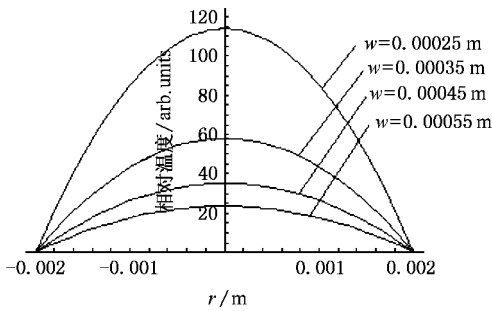


图 4 不同光斑下圆柱光抽运晶体端面相对温度的径向分布

在相同的条件下,高斯光抽运时在晶体端面中心线上的温度场分布如图 5 所示.

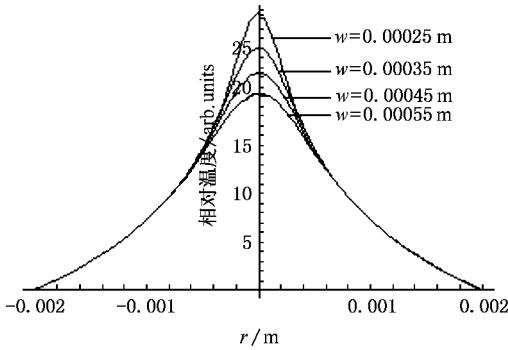


图 5 不同光斑下高斯光抽运晶体端面相对温度的径向分布

图 4 中,圆柱光能量均匀,温差小.在晶体中心部分温度分布较均匀.温度曲线顶部平坦.而高斯光抽运时光斑较大时(焦斑大于 0.55 m)与圆柱光引起的温度的最大值相同,但分布曲线具有高斯分布形式.焦斑变小时两种抽运光分布下温度场差别较大.圆柱光引起的温度比高斯光引起的温度大.

5. 平顶光抽运时温度场分布

以 $N = 4$ 的平顶光束为例加以说明.若抽运光总功率为 P ,光束束腰半径为 w_p 光束时,最大光强 I_0 为

$$I_0 = \frac{P}{2\pi \int_0^\infty r \exp(-2r^4/w_p^4) dr} \quad (19)$$

因光束抽运激光介质时,抽运光强度的三维分布可以写成

$$I(r, z) = I_0 \exp(-2r^4/w_p^4 - az), \quad (20)$$

在式中所用到的 w_p 均为光束束腰宽度,平顶度为 4.

该光束抽运激光介质时,介质中的热耗分布函数 $Q(r, z) = I(r, z)\eta a$. 式中 $I(r, z)$ 为(20)式所描述的光强分布函数, $\eta = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_L}$ 为由荧光量子效应和内损耗吸收决定的热转换系数(取其值为 $\eta = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_L}$, $\frac{\lambda_p}{\lambda_L}$ 为抽运光波长比振荡光波长), a 为介质对抽运光的吸收系数.在抽运功率为 4.3 W,端面抽运 Nd:YAG(1% 掺杂),吸收系数为 500 m^{-1} .

图 6 为在抽运光束腰半径分别为 0.55 m, 0.45 m, 0.35 m 和 0.25 m, $N = 3$ 时的平顶光的端面温度场分布.

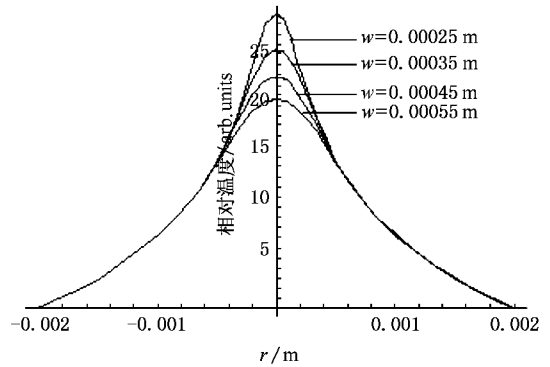


图 6 $N = 3$ 时的平顶光抽运时端面温度场分布

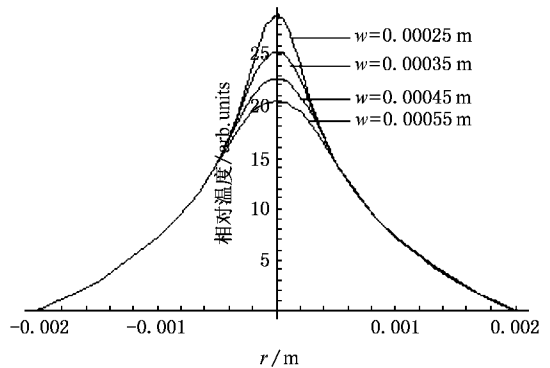


图 7 $N = 4$ 的平顶光抽运时端面温度场分布

图 6 和图 7 可以看出, N 越大温度场最高温度降低,温度场分布越来越平坦.晶体中心处的温度随抽运光束腰减小而增大.

6. 端面温度引起的热效应与输出激光束的光束质量

Nd:YAG 晶体侧面被铝箔包裹装于热沉中,晶

体规格为 $\phi 4 \times 10$, 晶体端面镀 808 nm 的增透膜和 1064 nm 的全反膜, 激光器腔长 110 mm, 主要热畸变出现在端面附近, 808 nm 的抽运光具有轴对称性。

晶体中的热透镜效应由温度梯度、应力双折射和端面形变所引起, 光纤耦合 LD 端面抽运 Nd:YAG 晶体棒的抽运面镀 808 nm 的增透膜和 1064 nm 的全反膜, 将由于温度梯度和应力双折射所引起的热效应, 设焦距为 f_1 , 端面形变形成一个焦距为 f , 腔中 ABCD 矩阵分别为半径为 r 的球面反射镜矩阵、焦距为 f_1 的薄透镜矩阵、从晶体到空气的透射矩阵、空气内的传输矩阵、输出耦合镜的反射矩阵、空气内的传输矩阵、从空气到晶体的透射矩阵为

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{r} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n} \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} 1 & L-1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L-1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{bmatrix}.$$

将 Nd:YAG 晶体棒看成是类透镜介质, 晶体棒的左端面镀有全反射膜, 输出镜曲率半径为 4 m, 近似为平面镜。

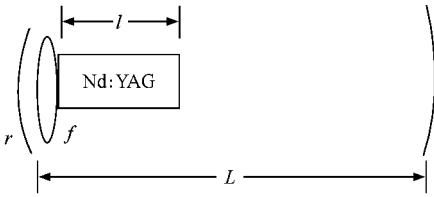


图 8 DPL 的腔型结构

6.1. 热透镜等效球面反射镜曲率半径与束腰半径关系模拟

从图 9 可见, 当端面形变曲率半径小于 200 mm 时, 光束半径变化很大, 激光器处于非稳腔区域, 发散角变大. 图中计算了温度梯度和热应力热透镜效应焦距分别为 4000 mm 和 300 mm 时其输出镜处的光斑直径随激光晶体等效球面反射镜曲率半径之间的关系. 其输出镜处的光斑半径随 r 的减小而增大, 说明端面形变引起了 DPL 输出光斑变大, 并且端面形变严重到一定程度, 导致激光器进入非稳腔区域工作, 导致激光器不能出光。

6.2. 热透镜与发散角关系模拟

端面形变的曲率半径 r 对 $\alpha(z)$ 的影响较大, 最后趋于一个定值. 但温度梯度和引力双折射对发散

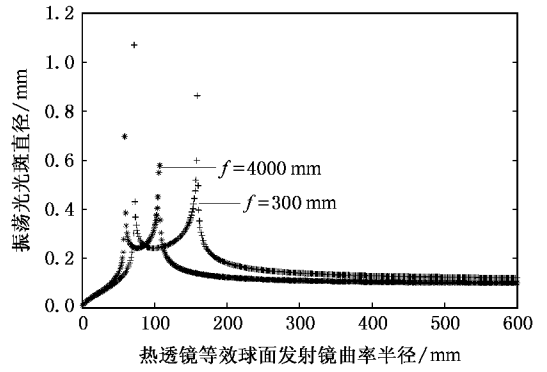


图 9 端面形变曲率半径与束腰半径的关系图

角和束腰半径的影响都小。

现在考虑 r 对发散角 θ_0 的影响。

$$\theta_0 = 2 \left[\frac{\lambda^2 (2L - R_1 - R_2)^2}{\pi^2 L (R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)} \right]^{1/4}, \quad (21)$$

又有

$$g_1 = 1 - L/R_1, \quad g_2 = 1 - L/R_2, \quad (22)$$

式中 R_1 为谐振腔的输入镜的曲率半径, R_2 为输出镜的曲率半径, g_1 为由球面镜 R_1 决定的共焦腔的几何参数, g_2 为由球面镜 R_2 决定的共焦腔的几何参数。

将 (22) 式代入 (21) 式, 可得 (21) 式的简化形式

$$\theta_0 = 2 \sqrt{\frac{\lambda}{\pi L} \left\{ \frac{g_1 + g_2 - 2g_1g_2}{g_1g_2(1 - g_1g_2)} \right\}^{1/4}}. \quad (23)$$

而端面形变等效球面的透镜焦距 f_1 为

$$f_1 = r / (n_0 - 1) \quad (24)$$

Nd:YAG 晶体的折射率为 $n_0, n_0 = 1.82$ 。

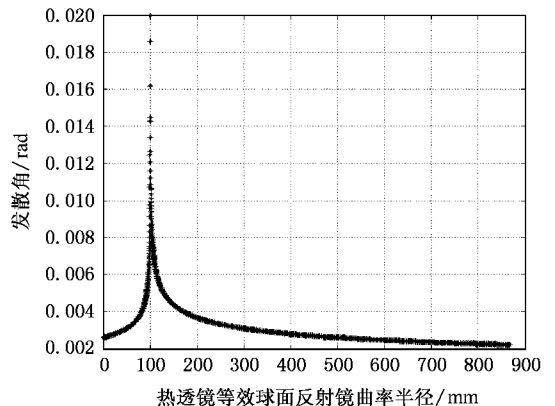


图 10 热透镜等效球面反射镜的曲率半径与发散角的关系

温度梯度和引力双折射等效热透镜焦距为 f ,

与 f_1 可合成一个总的透镜, 焦距 F 为

$$F = rf/(r + 2f(n_0 - 1)), \quad (25)$$

$$F = R_1/\chi(n_0 - 1), \quad (26)$$

$$R_1 = \chi(n_0 - 1)rf/(r + 2f(n_0 - 1)). \quad (27)$$

可得出不同 f 下热透镜等效球面反射镜曲率半径 R_1 与发散角的关系如图 10 所示.

纵轴为 θ_0 , 单位是弧度, 横轴表示 r , 图中光束的发散角与热透镜等效球面反射镜曲率半径关系密切, 当热透镜效应严重时, 其曲率半径变短, 光束发散角变大.

7. 结 论

抽运光阶数 N 越大, 温度场最高温度降低, 温度场分布越来越平坦. 晶体中心处的温度随抽运光束束腰减小而增大. 在相同的抽运功率和相同的光斑

半径下, 在晶体的端面上温度, 圆柱光抽运时最大, 平顶光次之, 高斯光最小, 因为圆柱抽运光分布越平坦, 抽运光能量分布越均匀. 这就要求光纤耦合 LD 端面抽运固体激光器时其耦合系统尽量要将抽运光束整形形成圆柱光束.

讨论清楚了不同阶数的平顶光引起的温度场之后, 接下来深入讨论不同抽运光分布下的形变场. 不难看出, 抽运光的不同分布, 在晶体的端面产生的温度场有很大差异, 说明抽运光的分布是引起端面抽运固体激光器中晶体的端面温度随径向不同的重要因素. 最后讨论了端面温度场引起的热效应对 DPL 光束质量的影响, 发现端面热效应引起端面热透镜等效曲率半径减小, 从而引起束腰半径的减小. 热效应引起热透镜等效曲率半径减小, 使发散角变得越来越大, 方向性变差, 曲率半径在 85—150 mm 时, 光束发散角急剧增大, 且振荡光束束腰半径也急剧增大, 激光器进入非稳区工作状态.

- [1] Wang S Y, Guo Z, Fu J M 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 354 (in Chinese) [王石语、过 振、傅君眉 2003 物理学报 **52** 354]
- [2] Wang S Y, Xue H Z, Tang Y D, Guo Z 2003 *Journal of Xindian University* **30** 75 (in Chinese) [王石语、薛海中、唐映德、过 振 2003 西安电子科技大学学报 **30** 75]
- [3] Wang S Y, Guo Z, Fu J M 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2995 (in Chinese) [王石语、过 振、傅君眉 2004 物理学报 **53** 2995]
- [4] Kang X P, He Z, Lu B D. 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4569 (in

- Chinese) [康小平、何 仲、吕百达. 2006 物理学报 **55** 4569]
- [5] Bo Y, Geng A C, Bi Y, Sun Z P, Yang X D, Li R N, Cui D F, Xu Z Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1171 (in Chinese) [薄 勇、耿爱丛、毕 勇、孙志培、杨晓军、李瑞宁、崔大复、许祖彦 2006 物理学报 **55** 1171]
- [6] Guan J, Li J P, Cheng G H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1804 (in Chinese) [关俊、李金萍、程光华 2004 物理学报 **53** 1804]

Crystal end temperature distribution under different pumping light in solid state laser^{*}

Yang Yong-Ming¹⁾ Xu Qi-Ming²⁾ Guo Zhen³⁾

1) School of Science, Xi'an University of Architecture & Technology, Xi'an 710055, China)

2) School of Material, Xi'an University of Architecture and Technology, Xi'an 710055, China)

3) School of Technical Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China)

(Received 14 March 2007; revised manuscript received 5 June 2007)

Abstract

In order to study how different pumping light profiles affect the crystal end temperature field, a classification criterion is suggested, according to which the pumping light can be classified as column light, Gaussian light and plane top light. The end temperature under different pumping power and different pumping light focus diameter are studied. It was found that the end temperature is the highest under the column pumping light, intermediate plane top pumping light and lowest under Gaussian pumping light when the pumping light has the same power and the same focus diameter. It shows that the pumping light profile can seriously affect the crystal end temperature field. Finally the effect of the thermal effect caused by the end temperature was studied, which was found to affect the laser quality seriously. When the equivalent curvature radius of the thermal lens changes from 85 to 150 mm, the far field walk-off angle and waist diameter become larger and larger and the laser works unsteadily.

Keywords : column light, plane top pumping light, end pumping, temperature field

PACC : 4260, 4255F, 6570

^{*} Project supported by the Foundation of Xi'an University of Architecture and Technology (Grant No. JC0717).