

文章编号: 0258-7025(2010)01-0038-06

Nd:YAG 方形薄片激光介质应力双折射及退偏损失

李 刚¹ 冯国英¹ 李 玮² 杨火木¹ 黄 宇¹ 周寿桓^{1,2}

(¹ 四川大学电子信息学院, 四川 成都 610064; ² 华北光电技术研究所, 北京 100015)

摘要 在高功率 Nd:YAG 激光器中, 由于部分抽运能量转化为热能沉积在介质之中, 以及不均匀的冷却, 导致激光介质内的温度分布不均匀, 温度梯度进一步导致了介质内应力双折射、热透镜等热效应。模拟计算了 Nd:YAG 薄片激光介质在一定温度和应力分布条件下的应力双折射, 并模拟计算了线偏振光通过该薄片介质后的退偏损失, 计算结果与实验结果相符合。总结了一套计算晶体应力双折射的数值方法, 并在此方法基础上编制了相应的 MATLAB 程序, 为晶体应力双折射的削弱和退偏损失的补偿提供参考。

关键词 光学器件; 薄片激光器; 应力双折射; 弹光效应; 热致退偏

中图分类号 TN248.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20103701.0038

Stress Birefringence and Thermal Depolarization in Nd:YAG Square Thin Slice Laser Media

Li Gang¹ Feng Guoying¹ Li Wei¹ Yang Huomu¹ Huang Yu¹ Zhou Shouhuan^{1,2}

(¹ College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610064, China)
² North China Reserch Institute of Electro-Optics, Beijing 100015, China)

Abstract In high power Nd:YAG laser, because of some pump energy transforming to heat and accumulating in laser media, and inhomogeneous cooling, which leads to the distribution of temperature in media nonuniform. Furthermore the grads of temperature lead to heat effect, such as stress birefringence, thermal lens. In this paper the stress birefringence in the media is calculated when the media is under the condition of given distribution of temperature and stress; the loss of thermal depolarization is calculated when polarization light propagates though this media. The results of calculations are consistent with the experiment. Summarizing a simple method of numerical calculating stress birefringence, and developing relevant MATLAB program, which prodives reference for weakening stress birefringence and compensating the loss of thermal depolarization.

Key words optical devices; disk laser; stress birefringence; elasto-optical effect; thermal depolarization

1 引 言

固体激光介质内抽运光的热沉积是制约发展高功率、高重复频率和高光束质量固体激光器的瓶颈。为降低激光介质的热效应采取了各种方法, 比如加上冷却装置降低介质温度, 换用导热系数大的激光介质以利于更快地将废热导出, 改善抽运方式实现更均匀的抽运, 让激光器在热容方式下工作等, 均可有效地降低激光介质的热效应造成的不良影响。德国斯图加特大学的 Adolf Giesen 等^[1,2]发明了薄片式激光器, 激光介质是薄片型的, 介质中的热量主要是从薄片的主表面上被导走, 由于散热面积大且热

流的距离非常短, 散热效果很好, 大大降低了热效应。在实际工程设计中, 由于不能做到理想均匀抽运, 以及冷却技术不完善等, 薄片激光器在高重复频率、高功率条件下工作时仍然存在比较严重的热效应。因此, 研究薄片激光器的热效应对薄片激光器的优化设计具有现实意义。庞恺等^[3]设计了一种新型二极管激光侧面抽运复合晶体薄片激光器结构。姚震宇等^[4]设计的四通耦合光学系统, 实现了抽运光近平顶均匀分布; 采用金属化和钎焊工艺大幅度提高了薄片激光介质的散热冷却效率, 并提高了冷却的均匀性, 有效降低了薄片激光器的热效应。曹

收稿日期: 2008-11-21; 收到修改稿日期: 2009-03-24

基金项目: 国家自然科学基金委员会和中国工程物理研究院联合基金(10676023, 60890203)和固体激光国家级重点实验室基金资助课题。

作者简介: 李 刚(1982—), 男, 硕士研究生, 主要从事新型激光器方面的研究。E-mail: lgang.07@163.com

导师简介: 冯国英(1969—), 女, 教授, 主要从事新型激光技术方面的研究。E-mail: guoying_feng@yahoo.com.cn(通信联系人)

丁象等^[5]利用有限元计算分析了热容模式下片状激光介质的热畸变,主要计算了介质内的温度分布及应变。甘安生等^[6]建立了符合实际情况的薄片激光器热模型,用解析的方式求得薄片介质内部温度场以及抽运端面热形变。

本文利用文献^[7]所计算得到的介质薄片内的三维温度和应力分布,根据弹光效应,计算 Nd:YAG 薄片激光介质内应力双折射,进一步利用琼斯矩阵,计算了完全线偏振光透过该薄片时产生的退偏损失;详细介绍了利用弹光效应计算应力双折射的方法和利用琼斯矩阵计算退偏损失的方法,并编制 MATLAB 程序实现这两种计算方法,计算结果与实验结果相吻合。

2 理 论

2.1 单个节点处的应力双折射计算

根据弹光效应,在应力作用下,介质的逆介电张量为

$$\mathbf{B}_{ij} = \Delta \mathbf{B}_{ij} + \mathbf{B}_{0ij} = \boldsymbol{\pi}_{ijkl} \boldsymbol{\sigma}_{kl} + \mathbf{B}_{0ij}, \quad (1)$$

式中 $\boldsymbol{\pi}_{ijkl} = p_{ijpq} s_{pqkl}$, \mathbf{B}_0 是无应力条件下介质的逆介电张量。 $\boldsymbol{\sigma}$ 为应力,四阶张量 $\boldsymbol{\pi}$, \mathbf{p} 和 \mathbf{s} 分别为压光张量、弹光张量和顺服张量。由于本文研究的 YAG 是 $m3m$ 点群,压光张量 $\boldsymbol{\pi}$ 在晶体坐标系 $(1,0,0)$ 下的收缩形式为^[8]

$$\begin{pmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{12} & \pi_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

$$\boldsymbol{\pi} = \begin{bmatrix} -0.3035 & 0.1117 & 0.1726 & -0.1721 & 0.0000 & 0 \\ 0.1117 & -0.3035 & 0.1726 & 0.1721 & -0.0000 & -0.0000 \\ 0.1726 & 0.1726 & -0.3643 & -0.0000 & 0 & 0 \\ -0.0860 & 0.0860 & -0.0000 & -0.2935 & -0.0000 & 0.0000 \\ 0.0000 & -0.0000 & 0.0000 & 0.0000 & -0.2935 & -0.1721 \\ 0 & -0.0000 & 0.0000 & 0.0000 & -0.1721 & -0.4152 \end{bmatrix}. \quad (3)$$

(3)式与文献^[9]中的(25)式相符合。

(1)式的收缩形式为

$$\mathbf{B}_m = \Delta \mathbf{B}_m + \mathbf{B}_{0,m} = \boldsymbol{\pi}_{mn} \boldsymbol{\sigma}_n + \mathbf{B}_{0,m}. \quad (4)$$

$(m, n = 1, 2, 3, \dots, 6)$

利用(4)式得到实验坐标系下晶体逆介电张量

YAG 晶体的顺服张量 \mathbf{s} 的非零元素 $s_{11} = 3.60$, $s_{12} = -0.91$, $s_{44} = 8.73$, 单位为 $10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$; 在光波长为 1150 nm 下弹光张量 \mathbf{p} 的非零元素 $p_{11} = -0.029$, $p_{12} = 0.0091$, $p_{44} = -0.0615$ 。根据 Nye 下标收缩规则,将 \mathbf{p} 和 \mathbf{s} 还原成四阶张量形式,利用(2)式计算得到压光张量 $\boldsymbol{\pi}$ 在晶体坐标系下的四阶形式。

在固体激光器中,通常让激光光束沿晶体生长方向传播。对于 YAG 激光晶体,其生长方向为 $[1,1,1]$ 方向,于是选取实验坐标系的 z 轴(激光传播方向)为 $[1,1,1]$ 方向。实验坐标系 (x', y', z') 与晶体坐标系的几何关系如图 1 所示。两坐标系之间的变换矩阵为(6)式,实验坐标系的 x 轴与 $(1,0,-1)$ 的夹角即为切削角 α 。

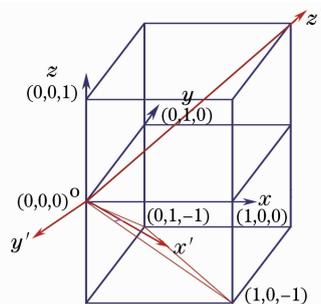


图1 实验坐标系和晶体坐标系的对应关系

Fig. 1 Relation between lab-coordinate system and crystal-coordinate system

计算中需要将(1)式中的各个量统一到同一坐标系下。应力张量 $\boldsymbol{\sigma}$ 是在实验坐标系下得到的,利用坐标变换矩阵将晶体坐标系下的压光张量 $\boldsymbol{\pi}$ 变换到实验坐标系,再利用 Nye 下标收缩规则将其写为 (6×6) 的矩阵形式,得到 $\boldsymbol{\pi}$ 在图 2 所示坐标系下(切削角 $\alpha = 0$)时的 (6×6) 的矩阵为

的收缩形式。由于光波沿实验坐标系 z 轴传播,所以只需要考虑垂直光波传播方向的平面内的折射率分布,此时垂直面(x_0y 面)内的折射率椭球方程为

$$B_1 x^2 + B_2 y^2 + 2B_6 xy = 1, \quad (5)$$

对其进行坐标变换,得到标准椭圆方程为

$$\mathbf{B}_+ x'^2 + \mathbf{B}_- y'^2 = 1.$$

所用坐标变换矩阵为

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中 φ 满足

$$\tan(2\varphi) = \frac{2B_6}{B_1 - B_2},$$

得到

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_+ &= \frac{1}{2} \{ (B_1 + B_2) + [(B_1 - B_2)^2 + 4B_6^2]^{1/2} \}, \\ \mathbf{B}_- &= \frac{1}{2} \{ (B_1 + B_2) - [(B_1 - B_2)^2 + 4B_6^2]^{1/2} \}. \end{aligned} \quad (7)$$

\mathbf{B}_+ 和 \mathbf{B}_- 分别对应双折射方向(即快轴与慢轴方向)

的逆电张量,所对应的快慢轴方向上的折射率为分别为

$$n_{\pm} = 1 / \sqrt{\mathbf{B}_{\pm}}. \quad (8)$$

2.2 利用琼斯矩阵计算偏振光在应力双折射晶体中逐层的偏振态变化及总的退偏损失

在第 k 层一节点,其快轴方向与实验坐标系的 x 轴的夹角为 φ , 值由(6)式计算得到,将光波沿 x , y 轴分量的电场分量 E_x^k 和 E_y^k 分别沿快慢轴方向分解得到晶体中快慢波的电场分量 E_f^k 和 E_s^k 分别为

$$\begin{bmatrix} E_f^k \\ E_s^k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \varphi^k & \sin \varphi^k \\ -\sin \varphi^k & \cos \varphi^k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^k \\ E_y^k \end{bmatrix}. \quad (9)$$

当光波传播到 $k+1$ 层节点时,光波偏振状态为

$$\begin{bmatrix} E_f^{k+1} \\ E_s^{k+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp(-in_+^k \frac{2\pi D_z}{\lambda}) & 0 \\ 0 & \exp(-in_-^k \frac{2\pi D_z}{\lambda}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_f^k \\ E_s^k \end{bmatrix}, \quad (10)$$

式中 E_f^{k+1} , E_s^{k+1} 是下一层节点的快慢波的电场分量, D_z 是 z 轴方向的步长, λ 是光波的波长。 n_+^k 和 n_-^k 分别是第 k 层快慢波的折射率。令相对偏振相移 Γ_k 和相移平均值 $\bar{\Gamma}_k$ 分别为

$$\begin{aligned} \Gamma_k &= (n_+^k - n_-^k) \frac{2\pi D_z}{\lambda}, \\ \bar{\Gamma}_k &= (n_+^k + n_-^k) \frac{\pi D_z}{\lambda}. \end{aligned} \quad (11)$$

利用(11)式将(10)式写成

$$\begin{bmatrix} E_f^{k+1} \\ E_s^{k+1} \end{bmatrix} = \exp(-i\bar{\Gamma}_k) \begin{bmatrix} \exp(-i\frac{\Gamma_k}{2}) & 0 \\ 0 & \exp(-i\frac{\Gamma_k}{2}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_f^k \\ E_s^k \end{bmatrix}, \quad (12)$$

将 E_f^{k+1} 和 E_s^{k+1} 变回到实验坐标系下,得到

$$\begin{bmatrix} E_x^{k+1} \\ E_y^{k+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \varphi^{k+1} & -\sin \varphi^{k+1} \\ \sin \varphi^{k+1} & \cos \varphi^{k+1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_f^{k+1} \\ E_s^{k+1} \end{bmatrix}. \quad (13)$$

联合(9)式,(10)式,(12)式和(13)式得到偏振光波在应力双折射晶体中的变换示意图如图2所示,其关系式为^[10]

$$\begin{bmatrix} E_x^{k+1} \\ E_y^{k+1} \end{bmatrix} = \mathbf{T}(-\varphi^k) \mathbf{W}^k \mathbf{T}(\varphi^k) \begin{bmatrix} E_x^k \\ E_y^k \end{bmatrix}, \quad (14)$$

式中

$$\begin{aligned} \mathbf{T}(\varphi^k) &= \begin{bmatrix} \cos \varphi^k & \sin \varphi^k \\ -\sin \varphi^k & \cos \varphi^k \end{bmatrix}, \\ \mathbf{W}^k &= \exp(-i\bar{\Gamma}_k) \begin{bmatrix} \exp(-i\frac{\Gamma_k}{2}) & 0 \\ 0 & \exp(-i\frac{\Gamma_k}{2}) \end{bmatrix}, \end{aligned}$$

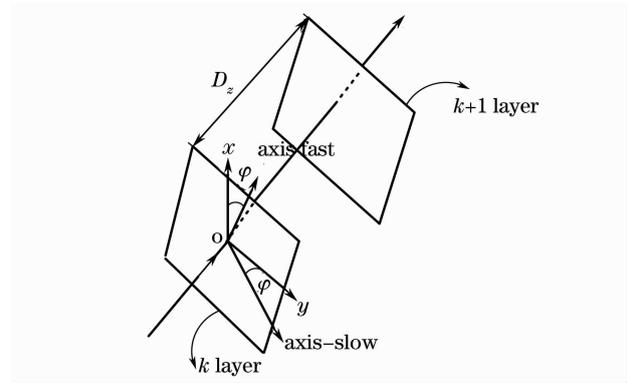


图2 偏振光在应力双折射晶体中的变换

Fig. 2 Transformation of polarized wave in crystal with stress-birefringence

$\mathbf{T}(\varphi^k)$ 为旋转矩阵, \mathbf{W}^k 为琼斯矩阵。由(14)式得到偏振光透过应力双折射薄片晶体之后,偏振状态和相对相位偏移量为

$$\Gamma = \sum_{k=1}^{k=N_z} (n_+^k - n_-^k) \frac{2\pi D_z}{\lambda}, \quad (15)$$

$$\begin{bmatrix} E_x^{k+1} \\ E_y^{k+1} \end{bmatrix} = \prod_{k=1}^{k=N_z-1} \mathbf{T}(-\varphi^k) \mathbf{W}^k \mathbf{T}(\varphi^k) \begin{bmatrix} E_x^k \\ E_y^k \end{bmatrix}. \quad (16)$$

3 模拟计算及结果分析

根据以上理论,利用文献[7]模拟计算得到的方形 Nd:YAG 薄片激光介质在一定抽运和冷却条件下的温度分布和应力分布,进一步模拟了 YAG 薄片激光介质内热致双折射,即介质内快慢轴折射率的分布,以及快慢轴折射率相对于实验坐标系的方向,并计算了热致双折射产生的退偏损失,最后根据琼斯矩阵给出了完全线偏振光通过热致双折射晶体由于退偏损失产生的同消色线。

图 3 给出了利用有限元分析软件计算得到的介质内的应力分布。图 3(a),(b)和(c)分别是介质内沿 x,y 和 z 方向的正应力分布。由于温度在 x 和 y 方向上的对称性,所以应力在这两个方向上也具有对称性;同时由于采取薄片结构, z 方向上的最大正应力远小于 x 和 y 方向上的最大正应力,两值分别为 $9.29 \times 10^4 \text{ N/m}^2$ 和 $2.11 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ 。由此可见薄片激光器介质在降低热效应方面的优越性。

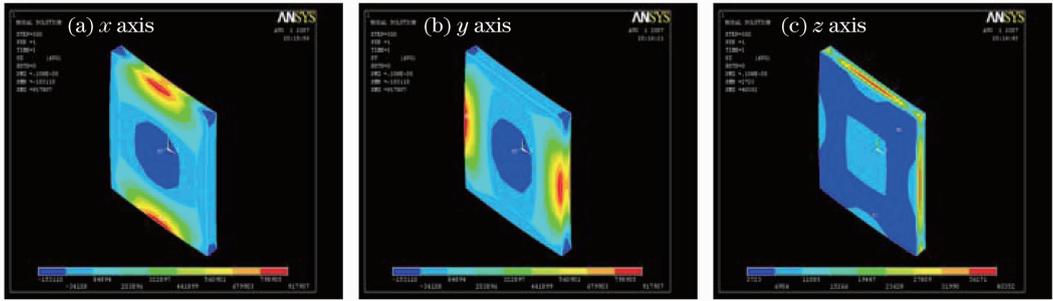


图 3 介质中的应力分布

Fig. 3 Images of direct stress distribution

图 4 是介质 xy 面上的快慢轴折射率分布,由于考虑的激光传播方向沿介质光轴方向传播(模型中的 z 方向),且由于介质弹光效应作用下从光学各向同性晶体变为各向异性的单轴晶体,所以主折射率只有两个,即垂直于光轴方向的平面内(xy 平面内)的快慢轴折射率。图 4(a),(b)分别是快轴、慢

轴等折射率曲线。比较这两图可得到,等折射率曲线都是环状,且在中心处折射率最小,这与温度分布趋势一致。虽然折射率变化与温度及应力都有关,但介质中的应力也是受温度调制的,所以折射率的变化应该与温度变化一致。

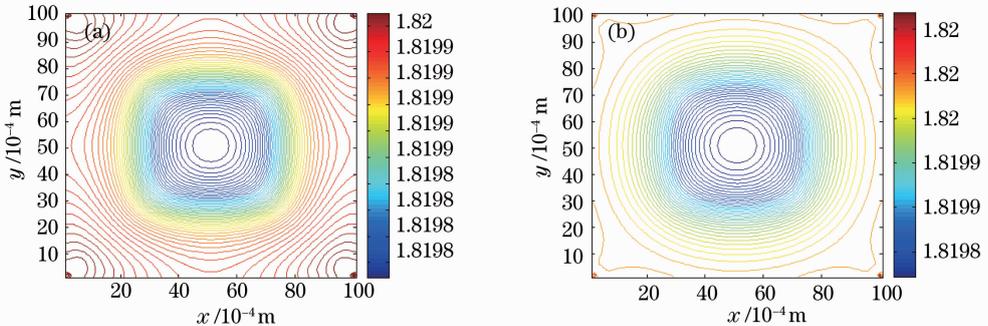
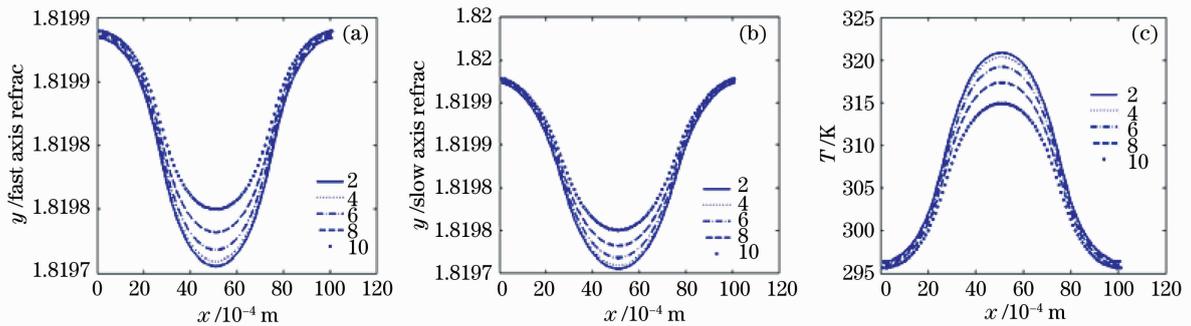


图 4 介质中 xy 面上的等折射率分布

Fig. 4 Equal refraction-index-line in $x-y$ area

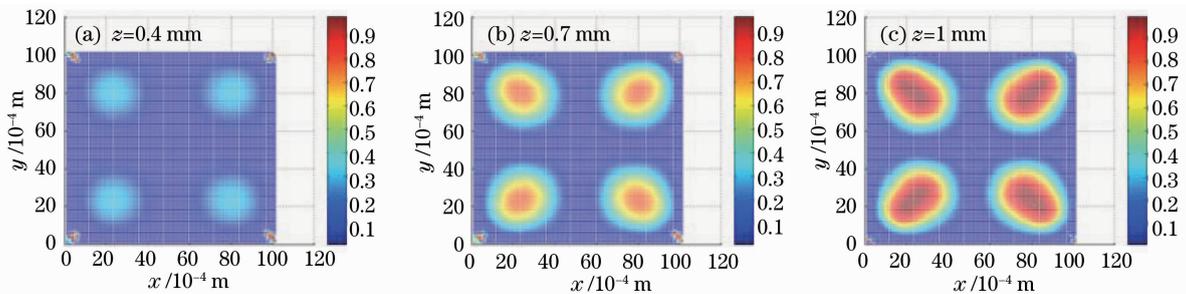
图 5 是沿 x 方向的不同厚度处,快轴[图 5(a)]和慢轴[图 5(b)]的折射率曲线以及对应位置处的温度分布曲线[图 5(c)]。随着厚度的增加,折射率增大,在介质中心位置这种增大的趋势更加明显。由(8)式可得到折射率的变化与逆介电张量成反比,而逆介电张量与应力成正比,而应力与温度梯度是成正比的,因此得到,折射率与温度梯度是成反比

的。但还应该指出的是该结论是对整个介质的一个总体结论,而不仅是单独某点的折射率与该点的温度梯度的关系。对比图 5 (a)和(b)可知慢轴折射率大于快轴折射率,这也与物理事实相符合。图 5(c)是与图 5(a)和(b)所对应位置的温度曲线,图 5(a),(b)和(c)反映的规律验证了上述结论,同时还可以得出,介质温度越高引起的折射率变化越大。

图5 x 方向折射率和温度分布Fig. 5 Refraction-index and temperature distribution in x direction

利用琼斯矩阵模拟计算了一束线偏振光经过热致双折射晶体之后的退偏损失。假定平面波完全线偏振从图1的 $z=0$ 面垂直入射,其偏振方向沿 x 方向,即 $E_x = E_0, E_y = 0$ 。图6为介质内不同厚度处电场矢量沿 y 方向振动的光强分布。随着厚度的增加,退偏越来越严重,4个亮斑越来越亮,其趋势

依次如图6中(a),(b),(c)所示,这是由于退偏本身都有一个累计效应,如(15)式描述。随着探视光沿着具有双折射效应介质的厚度方向的传播,探视光出现退偏振,沿 y 方向有了电场矢量,形成了4个亮斑的退偏图案,该退偏图案与文献[11]中的数值模拟和实验结果一致。

图6 介质内不同厚度面上沿 y 方向振动的光强分布Fig. 6 Distribution of light intensity of shaking in y direction in different thickness area

4 结 论

介质在抽运和冷却的共同作用下产生热应力,由于弹光效应改变介质的逆光电张量,从而使介质由光学各向同性变为了光学各向异性,或介质本身就是各向异性,其光学特性进一步发生畸变,使得透过其中的线偏振光产生退偏损耗。编制了MATLAB程序,利用琼斯矩阵模拟了热效应引起的退偏损耗过程,得到如下规律:1)退偏损耗情况与介质内部的温度分布和应力分布两者有关,但由于应力是温度所引起的,归根结底介质的退偏损耗由介质内的温度分布所决定。2)退偏损耗具有累计效应。当偏振光沿着介质厚度方向传播时,在各个传播位置的退偏均有所不同,可看成光波经过了一系列退偏光学元件,通常情况下,随着传输距离的增加,退偏情况更加严重。所得结果与已有文献报道的实验结果一致,可为研究激光介质热致双折射的产生和补偿提供参考。

参 考 文 献

- 1 A. Giesen, H. Hugel, A. Voss *et al.*. Scalable concept for diode-pumped high power solid-state lasers[J]. *Appl. Phys. B*, 1994, **58**(5): 365~372
- 2 C. Stewen, K. Contag, M. Larionov *et al.*. A 1-kW CW thin disk laser. [J] *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2000, **6**(4): 650~657
- 3 Pang Kai, Han Junting, Li Qiang *et al.*. Recently development of thin disk laser[J]. *Applied Laser*, 2008, **28**(2): 155~159
庞 恺,韩军婷,李 强 等. 二极管泵浦薄片激光器的最新进展[J]. *应用激光*, 2008, **28**(2): 155~159
- 4 Yao Zhenyu, Jiang Jianfeng, Tu Bo *et al.*. 1.5 kW laser diode-pumped Nd: YAG disk laser [J]. *Chinese J. Laser*, 2007, **34**(1): 37~40
姚震宇,蒋建锋,涂 波 等. 1.5 kW 激光二极管抽运 Nd:YAG 薄片激光器[J]. *中国激光*, 2007, **34**(1): 37~40
- 5 Cao Dingxiang, Zheng Wanguo, He Shaobo *et al.*. Finite element analysis on thermal effect of heat capacity laser disk[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, **18**(9): 1417~1422
曹丁象,郑万国,贺少勃 等. 片状热容激光器热效应有限元分析[J]. *强激光与粒子束*, 2006, **18**(9): 1417~1422
- 6 Gan Ansheng, Li Long, Shi Peng *et al.*. Thermal effect of Yb: YAG slice laser by diode laser end-pumped[J]. *Acta Photonica*

- Sinica*, 2008, **37**(4): 631~635
- 甘安生,李 隆,史 彭等. 激光二极管端面抽运 Yb:YAG 薄片激光器的热效应[J]. 光子学报, 2008, **37**(4): 631~635
- 7 Li Gang, Feng Guoying, Li Wei *et al.*. Numerical calculation of distribution of 3D temperature and thermal stress for Nd:YAG square slice laser[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2008, **20**(4): 557~562
- 李 刚,冯国英,李 玮等. Nd:YAG 方形薄片激光器3维温度及热应力的数值模拟[J]. 强激光与粒子束, 2008, **20**(4): 557~562
- 8 Chen Gang, Liao Liji. *Foundation of Crystal Physics* [M]. Beijing: Science Press, 1992
- 陈 纲,廖理儿. 晶体物理学基础[M]. 北京:科学出版社, 1992
- 9 Ying Chen, Bin Chen, Manoj Kumar *et al.*. Calculation of thermal-gradient-induced stress birefringence in slab lasers[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2004, **40**(7): 909~916
- 10 Chen Heming, Shi Weihua, Zhang Li *et al.*. *Optical Electronics in Modern Communications*[M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2004
- 陈鹤鸣,施伟华,张 力等. 现代通信光电子学[M]. 北京:电子工业出版社. 2004
- 11 Hiroyuki Furukawa, Norimitsu Hiura, Yoshinori Kato *et al.*. Evaluation of thermal birefringence power loss in the laser-diode pumped Nd:glass laser[C]. *SPIE*, 2000, **3889**: 610~618