

文章编号: 0258-7025(2010)Supplement 1-0052-05

安装应力对板条放大器退偏效应的影响

刘 亮 郭少锋 陆启生 许晓军

(国防科学技术大学光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要 应力是导致固体激光器输出功率、光束质量下降的原因之一,修正了前人研究中的材料参数,并在平面应变近似下分析了安装应力对板条激光器的影响。结果表明,过大的安装应力会导致板条放大器出现较大的退偏损耗,尤其是切应力导致的退偏损耗无法通过控制晶体的切割角来实现。因此,在板条放大器的安装过程中一定要尽量做到无应力安装,尤其要防止切应力的产生。

关键词 激光器;板条放大器;双折射;退偏

中图分类号 TN248.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201037s1.0052

Assembly-Stress-Induced Depolarization Loss in Conduction Cooled End-Pumped Slab Amplifiers

Liu Liang Guo Shaofeng Lu Qisheng Xu Xiaojun

(College of Opto-Electronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China)

Abstract Stress in the media is one factor which limits the performance of high-power solid-state lasers. The piezooptic tensor of reduced-suffix matrix form in laboratory coordinate system was revised, and the depolarization loss induced by assembly-stress was analyzed under plane-strain approximation. The results indicate that great stress will induce unignored depolarization loss. Especially the depolarization induced by shear stress cannot be reduced by controlling the angle between the crystalline $[10 \bar{1}]$ axis and the x axis of the laboratory coordinate. When assembling the slab and heat-sink, it is necessary to reduce the assembly-stress, especially the shear stress.

Key words lasers; slab amplifier; birefringence; depolarization

1 引 言

传统的高能固体激光器采用棒状激光介质,这种构型的激光介质热效应严重^[1],输出光束质量较差。为了克服热效应的影响,人们提出了多种构型的激光介质,如光纤、盘片、板条等。由于激光在板条状激光介质中沿“之”字形光路传输时,可以消除一阶热聚焦^[2,3]和热致双折射效应^[4]而受到广泛重视。2009年,诺格公司采用7路板条放大链实现了105 kW的高功率输出,光束质量优于3倍衍射极限^[5]。

在板条状激光介质的热效应研究方面,人们已开展了大量的工作。1995年,Q. Lü等^[6]在平面应

变近似下对内部存在均匀热源的理想板条的热退偏进行了计算,发现退偏损耗大小不仅与YAG晶体的切割角有关,还与信号光入射的位置有关;2004年,Chen Ying等^[7,8]在平面应变近似下对内部存在非均匀热源且尺寸有限的非理想板条的热退偏进行了计算,发现不同位置处入射光线的退偏损耗与YAG晶体的切割角之间的变化规律不一致。

众所周知,激光介质内部除了温度梯度会导致应力外,不恰当的安装方式也会使介质内部产生应力。经调研,到目前为止没有文献对安装应力造成的退偏进行过研究。针对上述问题,本文在平面应变近似下计算了理想板条在均匀压应力、切应力载

收稿日期: 2010-03-16; 收到修改稿日期: 2010-05-13

作者简介: 刘 亮(1981—),男,博士研究生,主要从事固体激光器热管理方面的研究。E-mail: ll06b@126.com

导师简介: 陆启生(1942—),男,教授,博士生导师,主要从事高能激光技术、激光与物质相互作用等方面的研究。

E-mail: luqsheng@public.cs.hn.cn

荷作用下的应力场分布,并对其导致的退偏效应进行了研究。

2 安装应力计算模型

为了清晰地了解各应力分量对板条退偏损耗的贡献,在平面应变近似下考虑安装应力对板条退偏效应的影响。

如图 1 所示,设矩形区域为板条激光介质,其边界应力 $\sigma_x, \sigma_z, \sigma_{xz}$ 为常数。对于二维问题,可借助艾雷应力函数^[9]进行分析,其定义为

$$\sigma_x = \frac{\partial^2 F}{\partial z^2}, \sigma_z = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}, \sigma_{xz} = -\frac{\partial^2 F}{\partial x \partial z}. \quad (1)$$

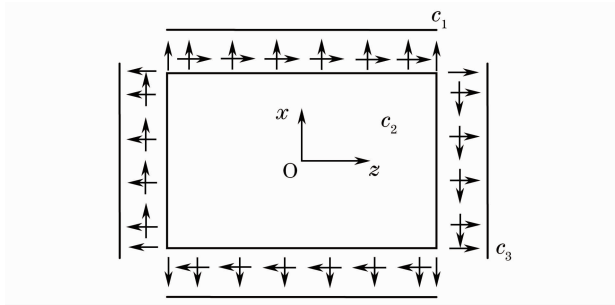


图 1 板条边界受力情况

Fig. 1 Boundary condition of an ideal slab

根据(1)式及边界受力情况,可知应力函数 F 只能是 x, z 的二次多项式,即有

$$F(x, z) = \frac{1}{2}c_1 z^2 + c_2 xz + \frac{1}{2}c_3 x^2 + c_4 x + c_5 z + c_6, \quad (2)$$

此应力函数无疑满足相容方程 $\nabla^4 F = 0$ 。由(1)式,相应的应力分量为

$$\sigma_x = \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = c_1, \sigma_z = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} = c_3, \sigma_{xz} = -\frac{\partial^2 F}{\partial x \partial z} = -c_2, \quad (3)$$

显然,这个应力分量满足边界条件。因此,图 1 板条介质内部的应力均匀分布。

由(3)式可以得出以下三种应力状态下板条内部的应力分布:

1) x 方向简单拉伸,即 $c_1 \neq 0, c_2 = c_3 = 0$, 此时板条内部各应力分量分别为

$$\sigma_x = c_1, \sigma_y = \nu c_1, \sigma_z = 0, \sigma_{xy} = \sigma_{yz} = \sigma_{xz} = 0. \quad (4)$$

2) z 方向简单拉伸,即 $c_3 \neq 0, c_1 = c_2 = 0$, 此时板条内部各应力分量分别为

$$\sigma_x = 0, \sigma_y = \nu c_3, \sigma_z = c_3, \sigma_{xy} = \sigma_{yz} = \sigma_{xz} = 0. \quad (5)$$

3) x 和 z 方向的纯剪切,即 $c_2 \neq 0, c_1 = c_3 = 0$, 此时板条内部各应力分量分别为

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = 0, \sigma_{xz} = c_2, \sigma_{xy} = \sigma_{yz} = 0. \quad (6)$$

3 退偏损耗理论计算模型

根据晶体物理知识可知,晶体的折射率椭球可以用二次曲面表示为

$$\sum_{i,j=1}^3 \mathbf{B}_{ij} x_i x_j = 1, \quad (7)$$

其中逆介电张量 \mathbf{B}_{ij} 可以用应力或应变表示为

$$\mathbf{B}_{ij} = \mathbf{B}_{0,ij} + \pi_{ijkl} \sigma_{kl} \text{ 或 } \mathbf{B}_{ij} = \mathbf{B}_{0,ij} + \mathbf{P}_{ijkl} \epsilon_{kl}, \quad (8)$$

$$\mathbf{B}_{0,ij} = \frac{\delta_{ij}}{\left\{ n_0 + \frac{dn}{dt} [T(x, y, z) - T_0] \right\}^2}, \quad (9)$$

式中压光系数 π_{ijkl} , 弹光系数 \mathbf{P}_{ijkl} 均为四阶张量, n_0 为温度为 T_0 时晶体的折射率, dn/dt 为热光系数。由(9)式可知,只要计算得到材料中的应力或应变张量,就可以由此计算出应力或应变导致的折射率椭球变化,从而对退偏进行计算。根据张量的 Nye^[10] 缩并规则及坐标变化知识可知,图 2 所示实验室坐标系下, YAG 的压光张量为^[7]

$$\begin{pmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{13} & \pi_{14} & \pi_{15} & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{13} & -\pi_{14} & -\pi_{15} & 0 \\ \pi_{13} & \pi_{13} & \pi_{33} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\pi_{14}}{2} & -\frac{\pi_{14}}{2} & 0 & \pi_{44} & 0 & -\pi_{15} \\ \frac{\pi_{15}}{2} & -\frac{\pi_{15}}{2} & 0 & 0 & \pi_{44} & \pi_{14} \\ 0 & 0 & 0 & -\pi_{15} & \pi_{14} & \pi_{66} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

值得注意的是,目前关于 YAG 晶体热退偏效应研究文献^[6,8,11,12]中,所使用的压光张量均来自文献^[6,7]。文献^[7]虽指出了文献^[6]中认为实验室坐标系下缩并后的压光张量为对称张量的错误,但是

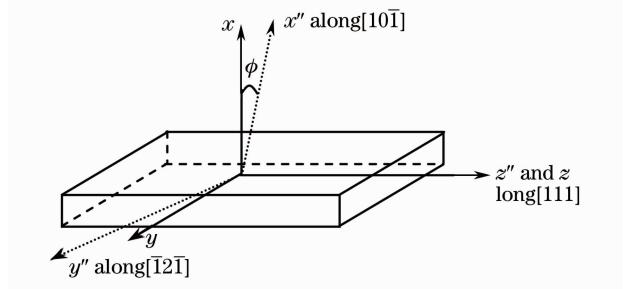


图 2 实验室坐标系

Fig. 2 Laboratory coordinate system

却错误地认为缩并后的柔性张量和刚性张量之乘积不是单位矩阵,由此导致了压光张量的计算错误。目前,仍有文献^[11,12]依然在引用上述文献中的错误计算结果。经过仔细推导,计算得到实验室坐标系下压光张量为

$$\begin{aligned}\pi_{11} &= -3.0368 \times 10^{-13}, & \pi_{12} &= 1.1167 \times 10^{-13} \\ \pi_{13} &= 1.7373 \times 10^{-13}, & \pi_{33} &= -3.6574 \times 10^{-13} \\ \pi_{44} &= -2.9122 \times 10^{-13}, & \pi_{66} &= -4.1535 \times 10^{-13} \\ \pi_{14} &= -1.7554 \times 10^{-13} \cos(3\phi) \\ \pi_{15} &= -1.7554 \times 10^{-13} \sin(3\phi),\end{aligned}\quad (11)$$

如图 3 所示,在板条内信号光传输光路上建立

直角坐标系 $x''oz''$,其中 z'' 轴为信号光传播方向,与实验室坐标系 z 轴之间的夹角为 γ ,则新坐标系下的逆介电张量 \mathbf{B}' 可由实验室坐标系下的逆介电张量 \mathbf{B} 表示为

$$\mathbf{B}' = \mathbf{R}(\gamma)\mathbf{B}\mathbf{R}(-\gamma),\quad (12)$$

其中旋转矩阵 $\mathbf{R}(\gamma)$ 为

$$\mathbf{R}(\gamma) = \begin{bmatrix} \cos\gamma & 0 & -\sin\gamma \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\gamma & 0 & \cos\gamma \end{bmatrix},\quad (13)$$

在退偏计算中,感兴趣的是垂直于光传播方向的 \mathbf{B}'_{\perp}

$$\mathbf{B}'_{\perp} = \begin{bmatrix} B'_{11} & B'_{12} \\ B'_{12} & B'_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{11} \cos^2\gamma - B_{13} \sin(2\gamma) + B_{33} \sin^2\gamma & B_{12} \cos\gamma - B_{23} \sin\gamma \\ B_{12} \cos\gamma - B_{23} \sin\gamma & B_{22} \end{bmatrix},\quad (14)$$

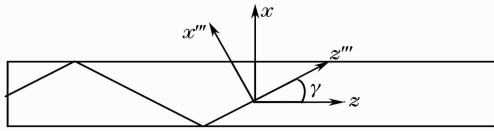


图 3 zigzag 坐标系

Fig. 3 Coordinate system for zigzag geometry slab laser
矩阵 \mathbf{B}'_{\perp} 的两个本征矢为 \mathbf{u}_{\pm} ,相应本征值 B'_{\pm} 对应的两个本征偏振方向的折射率为 n_{\pm}

$$B'_{\pm} = \frac{1}{2} \left[(B'_{11} + B'_{22}) \pm \sqrt{(B'_{11} - B'_{22})^2 + 4B'^2_{12}} \right],\quad (15)$$

$$n_{\pm} = 1/\sqrt{B'_{\pm}},\quad (16)$$

$$\mathbf{u}_{\pm} = \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{B_{\pm} - B'_{11}}{B'_{12}} \end{bmatrix},\quad (17)$$

将板条等价为一薄板,则信号光通过板条后的退偏损耗可以表示为

$$f_{\text{Loss}} = \sin^2(\delta/2)\sin^2(2\theta),\quad (18)$$

式中 δ 为两个本征偏振光的相位差, θ 为本征偏振方向与实验室坐标系的夹角,它们的大小可表示为

$$\phi = \frac{2\pi L}{\lambda}(n_+ - n_-),\quad (19)$$

$$\cos\theta = \frac{[1 \ 0] \cdot \mathbf{u}_-}{|\mathbf{u}_-|}.\quad (20)$$

4 理想板条退偏损耗计算

如图 3 所示, z 方向为板条长度方向, x 方向为热沉夹持方向。假设板条无限宽,则可取 xoz 面作平面应变近似进行分析,计算中使用到的参数为

$$E = 2.77 \times 10^5 \text{ N/mm}^2, \nu = 0.25, a = 3 \text{ mm},$$

$$L = 51.96 \text{ mm}, \gamma = 30^\circ, n_0 = 1.82,$$

其中 E 为杨氏模量, ν 为泊松比, a 为板条厚度, L 为板条长度。

当热沉与板条之间仅存在压应力 σ_x 时,由(4),(8),(10),(14)式可得,zigzag 坐标系下逆介电张量为

$$\begin{aligned}B'_{11} &= \left[(\pi_{11} + \nu \pi_{12}) \cos^2\gamma - \frac{1}{2}(1 - \nu)\pi_{15} \sin(2\gamma) + (1 + \nu)\pi_{13} \sin^2\gamma \right] \sigma_x + B_0, \\ B'_{12} &= -\frac{1}{2}(1 - \nu)\pi_{14} \sigma_x \sin\gamma, \\ B'_{22} &= (\pi_{12} + \nu\pi_{11}) \sigma_x + B_0.\end{aligned}\quad (21)$$

图 4 为计算得到的不同压应力状态下退偏损耗与切割角之间的关系,从图中可以看出,退偏损耗大小与切割角之间按 $\cos^2(3\phi)$ 的规律变化。当切割角为 $30^\circ, 90^\circ$ 时退偏损耗达到最小值, $0^\circ, 60^\circ, 120^\circ$ 时达

到最大值。这主要是由于 π_{14} 与切割角 ϕ 之间存在 $\cos(3\phi)$ 的关系,因此当激光在板条内部沿 zigzag 光路传输时,退偏损耗与晶体切割角有关。

图 5 为计算得到的最大退偏损耗随压应力的变化

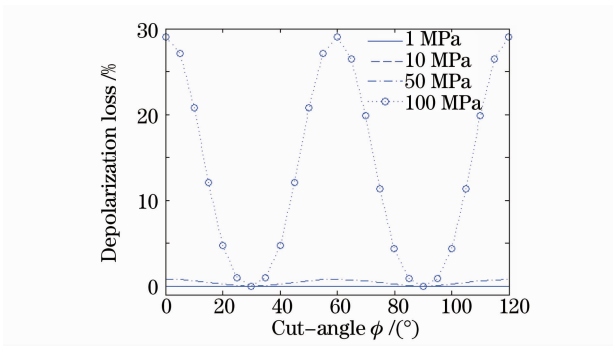


图 4 压应力导致的退偏损耗与切割角之间的关系

Fig. 4 Calculated average depolarization of an ideal YAG slab as a function of cut-angle ϕ under normal stress

曲线,从图中可以看出:在 1~100 MPa 范围内,退偏损耗大小并非随应力的增大而单调递增,期间出现了一定的波动。当应力小于 50 MPa 时,退偏损耗不到 1%。继续增大压应力,退偏损耗先增大后减小,然后再增大,当压力值达到 100 MPa 时,最大退偏损耗可以达到 29%。由(15),(17),(20),(21)式可知, θ 与应力大小无关。两个本征偏振光 n_{\pm} 之间的相位差 δ 由两部分构成,一部分是应力导致的相位差 δ_{σ} ,另一部分为全反射导致的相位差 δ_{TIR} 。当应力增大 10 倍时, δ_{σ} 相应增大

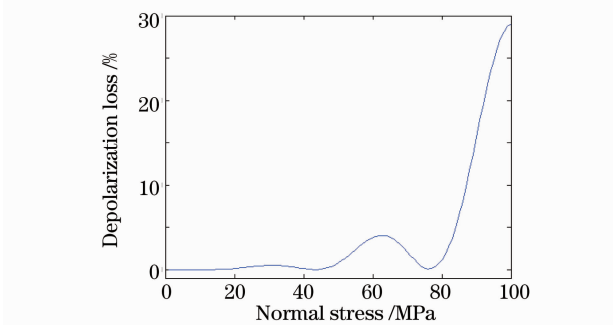
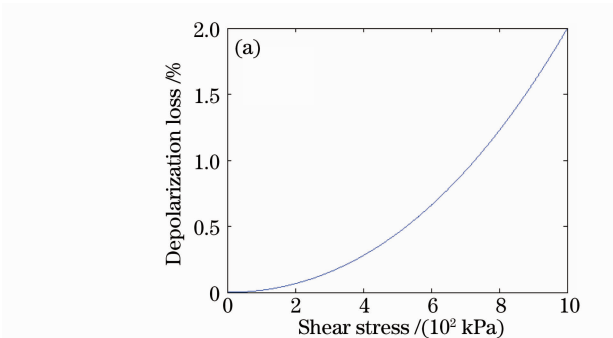


图 5 最大退偏损耗与压应力之间的关系

Fig. 5 Calculated maximum depolarization under different normal stress levels



约 10 倍,但由于 δ_{TIR} 的存在, $\sin^2[(\delta_{\sigma} + \delta_{\text{TIR}})/2]$ 却可能增大 10^4 倍,甚至更大。因此应力导致的退偏损耗幅值相差极大。同时应力的变化还会导致平行、垂直于入射面的偏振分量对应的折射率发生变化, δ_{σ} 及 δ_{TIR} 的变化导致退偏损耗随应力的变化出现波动现象。

当板条仅受切应力 σ_{xz} 作用时,由(4),(8),(10),(14)式可得 zigzag 坐标系下逆介电张量为

$$\begin{aligned} B'_{11} &= \pi_{15}\sigma_{xz}\cos^2\gamma - \pi_{44}\sigma_{xz}\sin(2\gamma) + B_0, \\ B'_{12} &= \pi_{44}\sigma_{xz}\cos\gamma, \\ B'_{22} &= -\pi_{15}\sigma_{xz} + B_0. \end{aligned} \quad (22)$$

图 6 为计算得到的不同压应力状态下退偏损耗与切割角之间的关系,从图中可以看出,损耗大小与切割角之间不存在规律性的关系。这主要是由于 π_{44} 与切割角 ϕ 无关造成的。

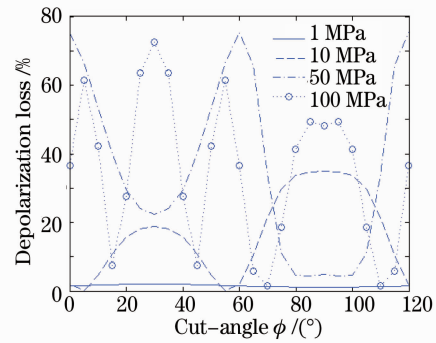


图 6 切应力导致的退偏损耗与切割角之间的关系

Fig. 6 Calculated average depolarization of an ideal YAG slab as a function of cut-angle ϕ under shear stress

图 7 为计算得到的最大退偏损耗随应力的变化曲线,从图中可以看出,在 1~7 MPa 区间,退偏损耗随着切应力的增大而增大,当应力值达到 2 MPa 时,可导致 10% 的退偏损耗。在 7~100 MPa 区间,退偏损耗大小随着切应力的增大出现较大波动,退偏损耗基本都在 20% 以上。

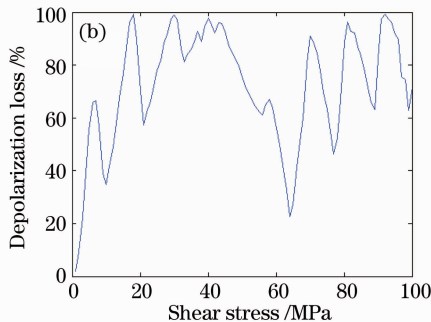


图 7 最大退偏损耗与切应力之间的关系

Fig. 7 Calculated maximum depolarization under different shear stress levels

由上面的分析可以看出,在板条激光的装配过程中应尽量减小安装应力,尤其是要防止切应力的产生。一种可行的方法是通过高热导率的软性材料将板条晶体与热沉焊接在一起,如钎焊技术^[13~15]。安装过程中产生的应力大小可以通过应力-光学测试进行定量检测,如 Senarmont and Friedel Method^[16]法等。

5 结 论

以 Nd:YAG 矩形板条为例,在平面应变近似下分析了安装应力对退偏损耗的影响。在压应力作用下板条介质产生的退偏损耗与切割角之间存在余弦关系,控制晶体切割方向是抑制退偏损耗的方法之一,同时减小晶体所受压应力至 50 MPa 以下,可以使其最大退偏损耗小于 1%。在切应力作用下,板条介质产生的退偏损耗与切割角之间关系十分复杂,无法通过控制切割方向来抑制。当切应力达到 2 MPa 时可能导致 10% 的退偏损耗。因此,在板条激光器的安装过程中一定要尽量做到无应力安装,尤其要防止切应力的产生。

参 考 文 献

- 1 W. Koehler. Solid-State Laser Engineering [M]. Sun Wen, Jiang Zewen, Cheng Guoxiang Transl.. Beijing: Science Press, 2003. 363~366
W. 克希耐尔. 固体激光工程[M]. 孙文,江泽文,程国祥译. 北京: 科学出版社, 2003. 363~366
- 2 J. M. Eggleston, T. J. Kane, K. Kuhn *et al.*. The slab geometry laser-part I: theory[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1984, **QE-20**(3): 289~301
- 3 J. M. Eggleston, T. J. Kane, K. Kuhn *et al.*. The slab geometry laser-part II: thermal effects in a finite slab[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1985, **QE-21**(8): 1195~1210
- 4 T. J. Kane, R. C. Eckardt, R. L. Byer.. Reduced thermal focusing and birefringence in zig-zag slab geometry crystalline lasers[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1983, **QE-19**(9): 1351~1354
- 5 http://www.irconnect.com/noc/press/pages/news_releases.html?d=161575, March 18, 2009
- 6 Q. Lü, U. Wittrock, S. Dong. Photoelastic effects in Nd:YAG rod and slab lasers[J]. *Optics & Laser Technol.*, 1995, **27**(2): 95~101
- 7 Ying Chen, Bin Chen, Manoj Kumar R. Patel *et al.*. Calculation of thermal-gradient-induced stress birefringence in slab lasers—I [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2004, **40**(7): 909~916
- 8 Ying Chen, Bin Chen, Manoj Kumar R. Patel *et al.*. Calculation of thermal-gradient-induced stress birefringence in slab lasers—II [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2004, **40**(7): 917~928
- 9 Cheng Changjun, Zhu Yuanyuan. Elastic Mechanics (Recension) [M]. Shanghai: Shanghai University Press, 1992
程昌钧, 朱媛媛. 弹性力学(修订版)[M]. 上海: 上海大学出版社, 2005
- 10 J. F. Nye. Physical Properties of Crystals[M]. London, U. K.: Oxford University Press, 1992
- 11 Yin Xianhua, Zhu Jianqiang, Zu Jifeng *et al.*. Calculation of induced refraction index in heat capacity slab laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(2): 225~230
尹宪华, 朱健强, 祖继锋等. 热容型板条激光器的感应折射率计算[J]. *中国激光*, 2008, **35**(2): 225~230
- 12 M. Ostermeyer, D. Mudge, P. J. Veitch *et al.*. Thermally induced birefringence in Nd:YAG slab lasers[J]. *Appl. Opt.*, **45**(21): 5368~5376
- 13 H. Injeyan, C. S. Hofer, S. P. Palese. End pumped zigzag slab laser gain medium[P]. U S Patent, 2001, 6268956
- 14 D. Mudge, M. Ostermeyer, P. J. Veitch *et al.*. Power scalable TEM₀₀ CW Nd:YAG laser with thermal lens compensation [J]. *J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2000, **6**(4): 643~649
- 15 A. K. Sridharan, S. Saraf, S. Sinha *et al.*. Zigzag slabs for solid-state laser amplifiers: batch fabrication and parasitic oscillation suppression [J]. *Appl. Opt.*, 2006, **45**(14): 3340~3351
- 16 Raw optical glass -- Determination of birefringence [S]. ISO 11455, 1995