

# 传导冷却端面抽运板条放大器的热退偏效应

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** 利用 Ansys 对内含非均匀热源的有限尺寸的非理想板条放大器进行了热应力分析, 在此基础上利用热力学模型, 对长度方向为 $[111]$ 板条放大器中的热退偏效应进行了模拟分析, 并与前人的工作作了比较。结果表明, 不合理的平面应变近似会导致计算结果偏小; 退偏损耗大小与切割角及之字形光路的周期数有关; 对于不同的切割角而言, 退偏损耗与之字形光路反射次数之间的关系不同, 反射次数并非总是越多越好; 对于宽度方向为 $[10\bar{1}]$ 的板条而言, 应尽可能增大之字形光路的反射次数, 且信号光不能完全充满板条的端面。

**关键词** 板条放大器; 之字形光路; 热致双折射; 热退偏

中图分类号 TN248.1 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL200936s1.0043

## Study of Thermal-Stress-Induced Depolarization Loss in Conduction Cooled End-Pumped Slab Amplifiers

Liu Liang Guo Shaofeng Lu Qisheng Xu Xiaojun

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

**Abstract** The thermal-stress-induced depolarization is analyzed by numerical simulation in conduction cooled end-pumped YAG slab of finite dimensions with its length along the crystalline  $[111]$  axes. Simulation results show that the depolarization loss will be underestimated under plane-strain approximation. The alignment of the crystal's axes with respect to the slab dimensions and the bounce number of the light in zigzag propagation are shown to significantly determine the depolarization loss. It's not a reasonable solution to increase the bounce number of the light in zigzag propagation for minimizing depolarization loss in spite of the cut angle. Nevertheless, it is feasible for the slab with its width along  $[10\bar{1}]$  axes and the signal light can not be completely filled with the end of the slab.

**Key words** slab amplifier; zigzag; 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, 输出光束质量较差。1969 年, 美国通用电器公司提出了板条激光器的概念, 沿之字形光路传输的激光可以消除一阶热聚焦<sup>[1,2]</sup>和热致双折射效应<sup>[3,4]</sup>, 获得了比棒状激光器更好的光束质量和更高的输出功率。2000 年, Hagop Injeyan 等<sup>[5]</sup>在板条激光器的基础上, 结合传导冷却和端面抽运技术提出了 CCEPS (Conduction cooled end-pumped slab) 激光器方案。2001 年, Stephen Palese 等<sup>[6]</sup>采用 CCEPS 作为放大器, 获得了 150W 的线偏振输出,  $M^2$  为 1.25。2005 年, 诺格

公司以 CCEPS 为基础开发了 VESTA 系统<sup>[7,8]</sup>, 该系统由 4 个输出功率达 5 kW 的 CCEPS 放大器组成, 光束质量为 1.3 倍衍射极限, 且稳定运转 20 分钟后光束质量无明显下降。

目前已经有许多学者对板条状激光介质的热退偏效应进行了研究<sup>[1,3,9~12]</sup>, 例如文献<sup>[11]</sup>详细阐述了如何根据板条中的应力分布计算热退偏效应的方法, 并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; 文献<sup>[9]</sup>指出了文献<sup>[11]</sup>中的错误, 然后在平面应变近似下对内部存在非均匀热源且尺寸有

**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

限的非理想板条的热退偏进行了计算<sup>[12]</sup>。由于上述工作在计算中都作了平面应变近似,其结论对于宽厚比不是很大的板条是否适用还有待研究。另外,上述工作都没有研究是否能够通过合理地设计之字形光路进一步减小热退偏损耗。针对上述问题,本文根据文献[13]中的方法设计光路,对有限尺寸的板条放大器中不同之字形光路消除由热应力导致的退偏效应的能力进行了研究。

## 2 热退偏损耗理论模型

根据晶体物理知识可知,晶体的折射率椭球可以用二次示性曲面表示为

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

逆介电张量  $\mathbf{B}_{ij}$  可以用应力或应变表示为

$$\mathbf{B}_{ij} = \mathbf{B}_{0,ij} + \pi_{ijkl} \sigma_{kl}, \quad \mathbf{B}_{ij} = \mathbf{B}_{0,ij} + P_{ijkl} \epsilon_{kl}, \quad (2)$$

$$\mathbf{B}_{0,ij} = \frac{\delta_{ij}}{\{n_0 + (dn/dT)[T(x,y,z) - T_0]\}^2}, \quad (3)$$

其中压光系数  $\pi_{ijkl}$ , 弹光系数  $P_{ijkl}$  均为四阶张量,  $n_0$  为温度是  $T_0$  时晶体的折射率,  $dn/dT$  为热光系数。由上式可知,只要计算得到了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的变化,从而计算热退偏的大小。

为了计算方便,以上各张量可以根据 Nye's<sup>[14]</sup> 规则进行缩并处理。文献[15]列出 YAG 晶体缩并后的弹光系数在以  $[001]$  方向为  $z$  轴的晶格坐标系下(图 1)的结果。对于以  $[111]$  方向为长度方向的板条放大器,必须首先将晶格坐标系下的材料参数转化到实验室坐标系(图 2)。根据张量的坐标变换规则及坐标变化矩阵  $\mathbf{A}$

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \cos \phi / \sqrt{2} - \sin \phi / \sqrt{6} & 2 \sin \phi / \sqrt{6} & -\cos \phi / \sqrt{2} - \sin \phi / \sqrt{6} \\ -\sin \phi / \sqrt{2} - \cos \phi / \sqrt{6} & 2 \cos \phi / \sqrt{6} & \sin \phi / \sqrt{2} - \cos \phi / \sqrt{6} \\ 1 / \sqrt{3} & 1 / \sqrt{3} & 1 / \sqrt{3} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

可计算得到实验室坐标系下 YAG 的弹光系数如表 1 所示。

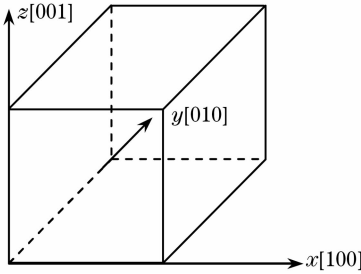


图 1 晶格坐标系

Fig. 1 Crystal lattice coordinate system

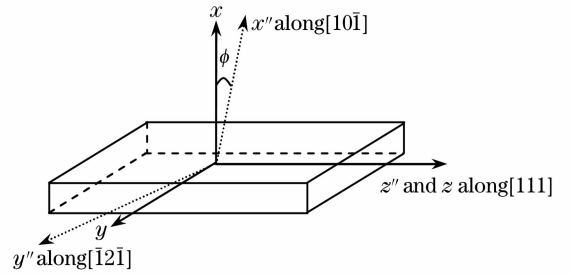


图 2 实验室坐标系

Fig. 2 Laboratory coordinate system

表 1 实验室坐标系下 YAG 晶体的压光系数及弹光系数

Table 1 Elastooptic coefficients of YAG in the laboratory coordinate system

Elastooptic coefficients	$p''_{11}$	$p''_{12}$	$p''_{13}$	$p''_{33}$	$p''_{44}$	$p''_{66}$	$p''_{14}$	$p''_{15}$
	-0.07145	0.02325	0.03740	-0.08560	-0.03320	-0.04735	-0.02cos(3 $\phi$ )	-0.02sin(3 $\phi$ )

在热退偏的计算中,感兴趣的是垂直于光传播方向的  $\mathbf{B}$  子矩阵  $\mathbf{B}_\perp$ 。当信号光沿之字形光路传输时,光轴方向与实验室坐标系  $z$  轴之间存在夹角  $\gamma$ ,

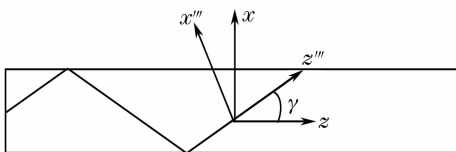


图 3 zigzag 坐标系

Fig. 3 Coordinate system for zigzag geometry slab laser

如图 3。建立 zigzag 坐标系,使  $z'''$  轴沿信号光的传播方向,将新坐标系下的逆介电张量记为  $\mathbf{B}'$ ,则有

$$\mathbf{B}' = R(\gamma) \mathbf{B} R(-\gamma), \quad (5)$$

式中旋转矩阵  $R(\gamma)$  为

$$R(\gamma) = \begin{bmatrix} \cos \gamma & 0 & -\sin \gamma \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \gamma & 0 & \cos \gamma \end{bmatrix}. \quad (6)$$

垂直于光传播方向的  $\mathbf{B}'$  子矩阵  $\mathbf{B}'_\perp$  为

$$\mathbf{B}'_{\perp} = \begin{bmatrix} \mathbf{B}'_{11} & \mathbf{B}'_{12} \\ \mathbf{B}'_{12} & \mathbf{B}'_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{11} \cos^2 \gamma - B_{13} \sin 2\gamma + B_{33} \sin^2 \gamma & B_{12} \cos \gamma - B_{23} \sin \gamma \\ B_{12} \cos \gamma - B_{23} \sin \gamma & B_{22} \end{bmatrix}. \quad (7)$$

矩阵  $\mathbf{B}'_{\perp}$  的两个本征值  $\mathbf{B}'_{\pm}$  分别对应两个本征偏振方向的折射率  $n_{\pm}$ ：

$$\mathbf{B}'_{\pm} = \frac{1}{2} \left[ (B'_{11} + B'_{22}) \pm \sqrt{(B'_{11} - B'_{22})^2 + 4B'^2_{12}} \right], \quad (8)$$

$$n_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{\mathbf{B}'_{\pm}}}. \quad (9)$$

在热退偏损耗的计算中,将板条沿厚度方向划分为若干层,每层厚度为  $\Delta$ ,那么光线在这一层介质中的传输过程就可以用琼斯矩阵表示为

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \exp(-ikn_- \Delta) & 0 \\ 0 & \exp(-ikn_+ \Delta) \end{bmatrix}, \quad (10)$$

依次将光线通过的每一层介质的琼斯矩阵和全反射琼斯矩阵相乘就可以得到光线通过介质后的偏振状态,由此就可以计算信号光通过板条后的退偏损耗大小。

### 3 数值计算及结果分析

#### 3.1 板条放大器模型及计算参数

图 4 显示了计算中使用的板条形状及其几何参数(单位为 cm),图中阴影部分为板条与微通道热沉接触区域。在热应力分析中,作以下假设:

1) 假设整形后的抽运光为平面波,激光晶体对抽运光的吸收作用按指数规律变化,由此计算得到双端抽运时板条介质中的热源模型为

$$\rho(z) = \frac{\alpha \eta_a \eta_h P_p}{\omega t} \left\{ \exp\left[-\alpha\left(\frac{L}{2} - z\right)\right] + \exp\left[-\alpha\left(\frac{L}{2} + z\right)\right] \right\}, \quad (11)$$

式中  $\rho$  为热源体密度,  $P_p$  为单端注入的抽运光强度,  $\eta_a$  为抽运光的吸收效率,  $\eta_h$  为吸收的抽运光的光热转换效率,  $\alpha$  为抽运光的吸收系数,  $L$  为板条掺杂段的长度,  $t$  为板条的厚度。

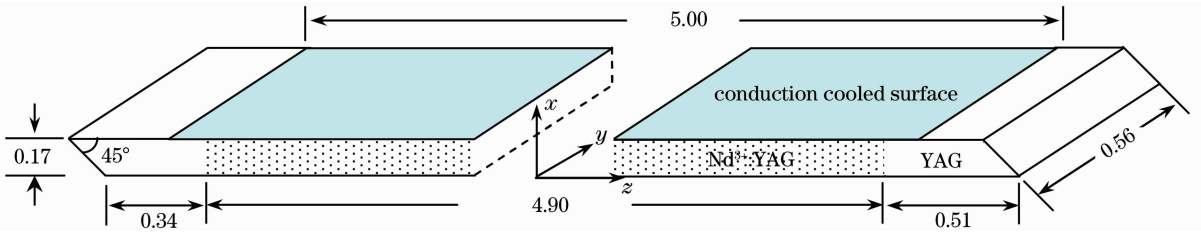


图 4 几何参数示意图

Fig. 4 Slab laser with angled ends showing the parameters used in this analysis

2) 由于关心的仅仅是板条内部不均匀温度场造成的热应力对热退偏的影响,因此在应力分析中假设板条为自由膨胀。

计算中使用到的其他参数为:折射率  $n_0$  为 1.82,设抽运光从板条的两端注入,总功率为 600 W,掺杂原子数分数为 0.2%,吸收系数为  $0.69 \text{ cm}^{-1}$ ,吸收效率为 85%,光热转换效率为 32%;热导率为  $0.14 \text{ W}/(\text{cm} \cdot \text{K})$ ,比热为  $0.59 \text{ J}/(\text{g} \cdot \text{K})$ ,密度为  $4.56 \text{ g}/\text{cm}^3$ ,散热面换热系数为  $10 \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{K})$ ;杨氏模量为 280 GPa,泊松比为 0.24,热膨胀系数为  $7.7 \times 10^{-6}$ ;YAG 折射率为 1.82,  $\text{SiO}_2$  膜层折射率为 1.45。

#### 3.2 温度及应变场分布

根据以上参数计算得到了板条中的非均匀温度场分布如图 5 所示。图 6 显示了板条自由膨胀时中心轴线上( $x=0.085, y=0.28$ )的应变场分布,从中可以看出,板条内部的应变主要发生在键合位置附

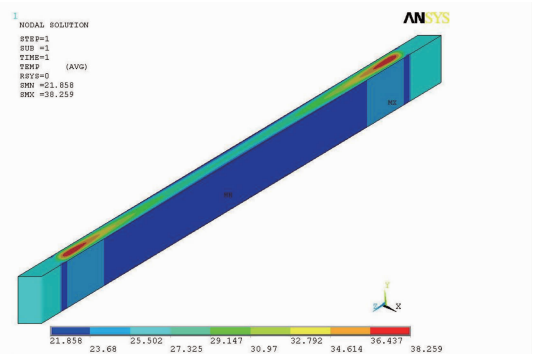


图 5 板条的温度场分布

Fig. 5 Temperature contour of the slab

近,而板条两端的应变很小;板条内部切应变很小,比主应变小两个量级。这是因为计算中假设板条散热均匀,因此板条内部宽度方向上温度分布均匀,而抽运光沿长度方向呈指数吸收,键合位置附近温度最高,两端温度最低。板条内部绝大部分区域在  $x, y, z$  方向的应变都不为 0,因此在热应力分析中对

板条做平面应变近似是不合理的。

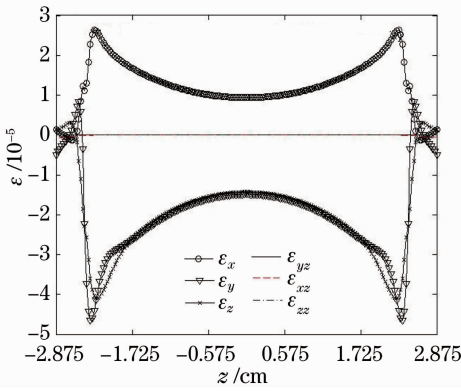


图6 中心轴线上( $x=0.085, y=0.28$ )的应变场分布

Fig. 6 Strain distribution along  $z$  direction

( $x=0.085, y=0.28$ )

### 3.3 热退偏损耗

假设板条放大器的信号光为沿  $x$  方向偏振的平面波,则光线通过板条后的出射光中沿  $y$  方向偏振的分量即为退偏损耗。为了便于比较不同之字形光路消除热退偏能力的差异,将端面上( $x, y, z$ )位

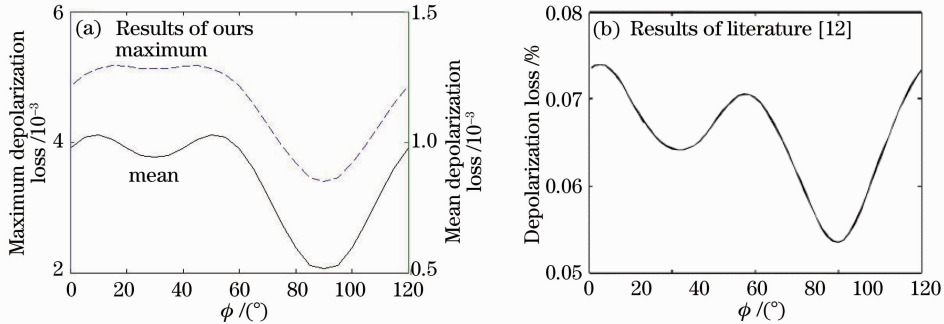


图7 退偏损耗随切割角的变化曲线

Fig. 7 Depolarization loss for zigzag pass of linear polarized light through the slab as a function of cut angle

根据板条中的应变分布,以切割角  $\phi$  为  $30^\circ, 60^\circ$  和  $90^\circ$  的板条放大器为例,对退偏损耗与反射次数之间的关系进行了研究,计算结果如图8所示。从图8可以看出,当切割角  $\phi$  为  $30^\circ$  和  $90^\circ$  时,随着反射

置处入射信号光的退偏损耗记为  $f_{\text{Loss}}(x, y, z)$ ,并引入参数最大退偏损耗和平均退偏损耗,其定义分别为

$$f_{\text{Loss max}} = \max\{f_{\text{Loss}}(x, y, z)\}, \quad (12)$$

$$f_{\text{Loss mean}} = \text{mean}\{f_{\text{Loss}}(x, y, z)\} = \sum_{i,j,k}^{M,N,L} f_{\text{Loss}}(x_i, y_j, z_k) / (MNL). \quad (13)$$

根据板条中的应变分布,以反射次数为12次的板条放大器为例,对平均退偏损耗和最大退偏损耗与切割角之间的关系进行了研究,如图7所示。为了便于比较,图中列出了文献[12]的计算结果。从图7可以看出,就退偏损耗与切割角  $\phi$  的关系而言,计算结果与文献[12]在总体变化趋势上是一致的,均在  $\phi$  为  $90^\circ$  时退偏损耗达到最小值,但是在数值上的结果比文献[12]结果大,且  $\phi$  分别取  $30^\circ$  与  $90^\circ$  时的退偏损耗大小差异比文献[12]中的更大。通过对板条内应力分布的比较发现,本文算例中的应力强度比文献[12]要大,可见不合理的平面应变近似将大大低估热应力造成的退偏损耗。

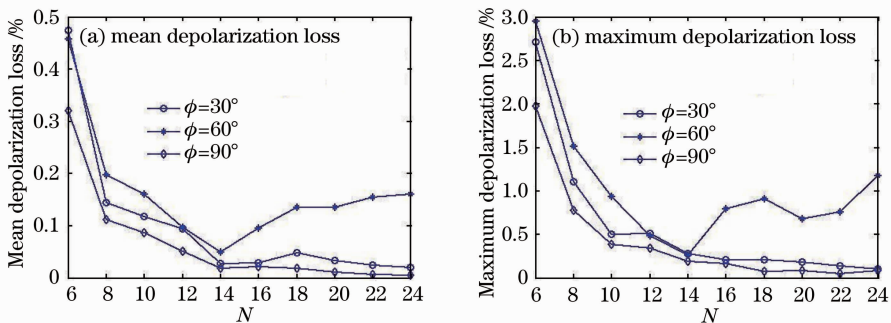


图8 退偏损耗随之字形光路反射次数的变化曲线

Fig. 8 Depolarization loss for different zigzag pass of linear polarized light through the slab

者在反射次数为 14 次时达到最小值。

图 9 为切割角  $\phi$  为  $90^\circ$ ，反射次数分别为 6, 12 次时退偏损耗的空间分布情况，从图 9 可以看出，从不同位置入射的信号光由于热应力导致的退偏损耗不同；在板条宽度方向上，无论反射次数多少，退偏损耗总是中间小、两头大；在厚度方向上，随着反射

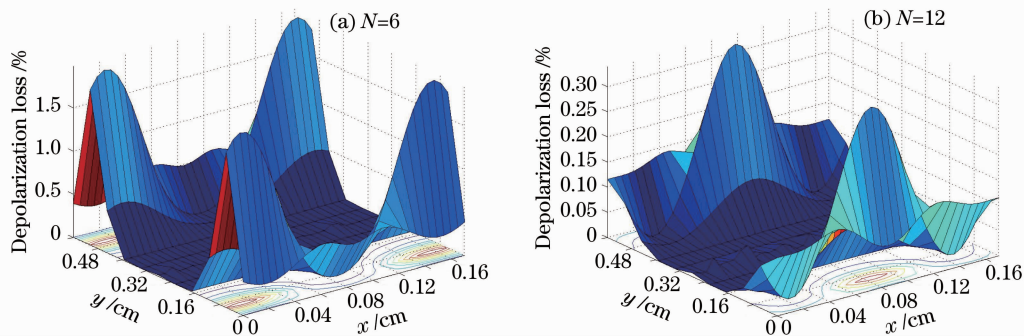


图 9 端面不同位置入射的信号光退偏损耗分布图

Fig. 9 Depolarization loss as a function of the incidence position

## 4 结 论

本文以内含非均匀热源的有限尺寸的非理想板条放大器为研究对象，对热应力造成的退偏损耗与之字形光路反射次数的关系进行了研究。与前人的工作比较后发现：不合理的平面应变近似会导致计算得到的退偏损耗偏小；当板条放大器中的信号光沿之字形光路传输时，由热应力造成的退偏损耗非常小，若实验中观察到的比较大的退偏损耗主要是由于安装应力造成的；退偏损耗的大小不仅与晶体的切割方向有关，还与之字形光路反射次数有关。对长度方向为  $[111]$  的 YAG 板条而言，当切割角为  $90^\circ$  即板条宽度方向为  $[10\bar{1}]$  时退偏损耗最小，且反射次数越大退偏损耗越小。当切割角为  $60^\circ$  时，退偏损耗随着反射次数的增大先减小后增大。从板条端面上不同位置入射的信号光退偏损耗不同，最大值总是出现在入射端面的边缘上，但其位置随着反射次数的变化而变化，因此在应用中信号光不能完全充满板条的端面。

## 参 考 文 献

- 1 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
- 2 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
- 3 T. J. Kane, R. C. Eckardt, R. L. Byer. Reduced thermal focusing

次数的不同，退偏损耗的最大值出现的位置不同，可能在中间，也可能在两边。这主要是由于宽度方向上应变在板条两侧发生剧烈变化，而中间区域应变场的变化则相对平缓；而厚度方向上不同位置入射的信号光由于反射次数不同，其平均应变场差异的能力不同。

- and birefringence in zig-zag slab geometry crystalline lasers[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1983, **QE-19**(9): 1351~1354
- 4 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
- 5 Hagop Injeyan, Carolyn S. Hofer. End pumped zig-zag slab laser gain medium[P]. Patent Number: 6094297, Jul. 25, 2000
- 6 Stephen Palese, Joseph Harkenrider, William Long *et al.*. High brightness end-pumped conduction cooled Nd:YAG zig-zag slab laser architecture[J]. *Advanced Solid-State Lasers*, 2001, **50**: 41~46
- 7 Gregory Goodno, Hiroshi Komine, Stuart McNaught *et al.*. Multi-kW near-diffraction-limited single-frequency Nd:YAG laser [C]. Paper presented at the CLEO, 2005
- 8 [http://www.laserfocusworld.com/display\\_article/292398/12/none/none/Feat/Photonic-Frontiers;-laser-weapons---Pumping-up-the-power](http://www.laserfocusworld.com/display_article/292398/12/none/none/Feat/Photonic-Frontiers;-laser-weapons---Pumping-up-the-power)
- 9 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
- 10 Martin Ostermeyer, Damien Mudge, Peter J. Veitch *et al.*. Thermally induced birefringence in Nd:YAG slab lasers[J]. *Appl. Opt.*, 2006, **45**(21): 5368~5376
- 11 Q. Lü, U. Wittrock, S. Dong. Photoelastic effects in Nd:YAG rod and slab lasers[J]. *Optics & Laser Technol.*, 1995, **27**(2): 95~101
- 12 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
- 13 Te-yuan Chung, Michael Bass. General analysis of slab lasers using geometrical optics[J]. *Appl. Opt.*, 2007, **46**(4): 581~590
- 14 J. F. Nye. *Physical Properties of Crystals*[M]. London, U. K.: Oxford University Press, 1992
- 15 Marvin J. Weber. *Handbook of Optical Materials*[M]. University of California; CRC Press, 2003