

文章编号: 0258-7025(2007)11-1483-05

双棒串接补偿热致双折射效应激光谐振腔

刘 崇, 葛剑虹, 项 震*, 陈 军

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 浙江 杭州 310027)

摘要 固体激光器中的热致双折射效应严重地限制了基模输出功率的提高, 为了获得大功率高质量的激光输出, 需要对热致双折射效应进行补偿。在理论上对双棒在腔内串接补偿热致双折射效应的条件进行了改进, 通过设计合理的腔结构和腔内元器件, 应用 $4f$ 成像系统空间滤波器并考虑石英旋光器的厚度, 使得腔内光束的退偏率降至 2.5% 以下。使用矩阵光学的方法简化了对含有这样一个复杂光学系统的谐振腔稳定性和腔内光束半径等特性的分析。通过在腔内加入一个正透镜来扩大基模体积, 实验中在双氪灯连续抽运 Nd:YAG 激光器中得到了 61 W 线性偏振的激光基模输出, 表明在大基模体积谐振腔的设计中, 双折射效应的补偿十分必要。

关键词 激光技术; 固体激光器; 热致双折射补偿; 双棒串接

中图分类号 TN 242 文献标识码 A

Thermal-Induced Birefringence-Compensated Laser System with Two Nd:YAG Rods

LIU Chong, GE Jian-hong, XIANG Zhen, CHEN Jun

(State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou, Zhejiang 310027, China)

Abstract The thermal-induced birefringence is a key factor limiting the output power of a laser system in fundamental mode. Birefringence compensation is mandatory for high power lasers with good beam quality. The principle of birefringence compensation by use of two Nd:YAG rods is investigated. Considering the thickness of a quartz polarization rotator, a revised model is presented by use of proper cavity structure and components with a $4f$ imaging spatial filter for birefringence compensation. The depolarization ratio less than 2.5% is achieved experimentally. By means of matrix optics, a cavity containing a two-rod system is equivalent to a thin lens, which allows one to analyze the system properties such as stability of the resonator and beam radius in the cavity. A positive lens is inserted into the cavity to enlarge the fundamental mode volume, 61W linearly polarized output is obtained in a lamp continuous wave (CW)-pumped Nd:YAG laser. It is shown that the birefringence compensation is essential for a dynamic stable resonator with a large fundamental mode volume.

Key words laser technique; solid-state laser; thermal-induced birefringence; two-rod

1 引言

固体激光器中的热效应一直是激光技术研究中的一个重要课题^[1~3], 其对激光器性能的影响主要表现为热透镜效应和热致双折射效应, 尤其是在大功率连续抽运的情况下, 热效应的影响尤为显著。热致双折射效应对激光器性能的影响主要有两个方

面, 首先, 一束线偏光经过具有双折射效应的激光晶体时会产生退偏, 对于腔内存在偏振元件的谐振腔来说, 这种退偏会产生比较高的损耗, 同时也会严重地降低输出功率^[4]; 其次, 热致双折射效应会使腔内沿径向偏振的光和沿切向偏振的光具有不同的热焦距, 同时也具有不同的稳定区范围, 由于单一的径向

收稿日期: 2007-02-02; 收到修改稿日期: 2007-04-26

基金项目: 国家自然科学基金委-中国工程物理研究院联合基金(10376033)资助项目。

作者简介: 刘 崇(1978—), 男, 河南人, 博士后, 目前的研究方向为大功率固体激光器。E-mail: lch_worm@yahoo.com.cn

导师简介: 陈 军(1946—), 女, 浙江人, 教授, 博士生导师, 主要从事激光与非线性光学方面的研究。

E-mail: chenjun1@zju.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: xiangzhen@zju.edu.cn

偏振或者切向偏振不可能获得基模输出,所以只有使这两个偏振方向的光的稳定区最大限度地重合,才能保证比较高的基模输出效率^[5]。基于上述两个因素,要获得大功率、高亮度的激光输出,必须对热致双折射效应进行补偿。使用双棒串接补偿热致双折射效应近年来被越来越多地应用于高功率激光系统^[6,7]中,理论分析表明^[8],使两个抽运条件完全相同的激光棒串接,在其中间加入 $4f$ 成像系统和 90° 石英旋光器,这种结构可以实现对双折射效应的完全补偿。本文对双棒在腔内串接补偿热致双折射效应的条件进行了改进,通过设计合理的腔结构和腔内元器件,应用空间滤波器并考虑石英旋光器的厚度,使得腔内光束的退偏率降至 2.5% 以下。

2 补偿热致双折射效应的原理

补偿热致双折射效应的原理如图 1 所示,两个抽运条件相同的激光晶体串接,中间加入一个 90° 石英偏振旋光器和一个成像光学系统,并取两个激光棒的四个端面为参考平面(RP)。考虑入射的一束偏振光总可以将其偏振方向分解为径向偏振和切向偏振的叠加,这样,具有热透镜效应和双折射效应的增益介质的光学矩阵可以写为^[8]

$$M_{LM} = \begin{pmatrix} a_r & b_r & 0 & 0 \\ c_r & a_r & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_\phi & b_\phi \\ 0 & 0 & c_\phi & a_\phi \end{pmatrix}, \quad (1)$$

式中下标 r 和 ϕ 分别表示径向偏振和切向偏振。石英旋光器的光学矩阵为

$$M_R = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

参考平面 2 和平面 3 之间其他的光学元件均为各向同性的,其光学矩阵记为

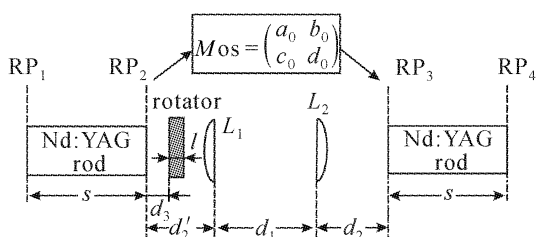


图 1 热致双折射效应补偿原理图

Fig. 1 Schematic of thermal-induced birefringence compensation with two rods

$$M_0 = \begin{pmatrix} a_0 & b_0 & 0 & 0 \\ c_0 & d_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_0 & b_0 \\ 0 & 0 & c_0 & d_0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

这样,从参考平面 1 到平面 4 的光学矩阵可以由光束依次经过的元件的光学矩阵相乘得到

$$M_{tot} = M_{LM} M_R M_0 M_{LM} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & E & F \\ 0 & 0 & G & H \\ A & B & 0 & 0 \\ C & D & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

如果要对热致双折射效应的完全补偿,由矩阵 M_{tot} 所表示的光学系统对入射光线应表现为各向同性,即

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E & F \\ G & H \end{pmatrix}, \quad (5)$$

将(1)~(3)式代入(4),(5)式后,并考虑到由 $B = F$ 或者 $C = G$ 得到^[8]

$$a_0 = d_0, \quad (6)$$

由 $A = E$ 或者 $D = H$ 得到^[8]

$$2n_0^2 b_0 + s^2 c_0 + 2n_0 s d_0 = 0, \quad (7)$$

式中 s 为激光棒的长度, n_0 为棒中心的折射率。考虑对于图 1 中参考平面 2 和平面 3 之间的光学系统,入射面和出射面处材料的折射率相同,所以其光学矩阵的行列式的值应该等于 $1^{[9]}$, 由此得到

$$a_0 d_0 - b_0 c_0 = 1, \quad (8)$$

(6)~(8)式为实现对热致双折射效应的完全补偿所要满足的一般条件。

如果忽略石英旋光器的厚度,如文献[8]中所述,使用两个焦距相同薄透镜作为成像系统时,根据(6)~(8)式得到双折射效应补偿的条件为

$$d_1 = 2f, \quad d_2 = d'_2 = f - \frac{s}{2n_0}, \quad (9)$$

式中 f 为透镜 1 和透镜 2 的焦距, $s/2n_0$ 为激光棒端面到其热透镜主平面的距离,(9)式所表达的物理意义正是通过一个 $4f$ 系统使得两个激光晶体热透镜的主平面相互成像,通常也将其称为像传递系统。

但是由于石英旋光器具有一定厚度,例如对于波长为 $1.064 \mu\text{m}$ 的 Nd:YAG 激光,使其偏振方向旋转 90° 的石英晶体的厚度约为 15 mm ,石英旋光器的加入,使得 $4f$ 成像系统的左右产生不对称,从而影响了双折射补偿的效果,尤其是在抽运功率比较高的情况下,这种不对称产生的影响更加显著^[10]。下面来推导考虑石英旋光器厚度时双折射补偿所要满足的条件。

设石英旋光器的厚度为 l , 参考平面 2 和平面 3 之间的光学矩阵可以写为

$$\begin{pmatrix} a_0 & b_0 \\ c_0 & d_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \\ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d'_2 - d_3 - l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \\ \begin{pmatrix} 1 & \frac{n_1 l}{n_2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

将(10)式的各元素求出, 代入(6)式得到 $d_1 = 2f$, 这样(10)式可以化简为

$$\begin{pmatrix} a_0 & b_0 \\ c_0 & d_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 2f + \frac{n_2 - n_1}{n_2} l - d_2 - d'_2 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

很显然, (8)式的条件已经满足。把(11)式中的元素代入(7)式, 发现满足该条件的解有两种最简单的情况, 第一种情况仍然令 $d_2 = f - \frac{s}{2n_0}$, 这样求得

$$d'_2 = f + \frac{n_2 - n_1}{n_2} l - \frac{s}{2n_0}, \quad (12)$$

对比(12)和(9)式可以看出, 由于石英旋光器的加入, d'_2 的长度必须增加 $\frac{n_2 - n_1}{n_2} l$ (注意不是减小) 才能实现双折射效应的补偿。

第二种情况取 $d_2 = d'_2$, 这样求得

$$d_2 = d'_2 = f + \frac{n_2 - n_1}{2n_2} l - \frac{s}{2n_0}, \quad (13)$$

即 d_2 和 d'_2 要同时增加 $\frac{n_2 - n_1}{2n_2} l$ 。虽然表达式有些不同, 但(12)和(13)式都可以理解为考虑了石英旋光器厚度时, 使得激光晶体主平面相互成像所要满足的条件。

3 等效的热透镜方法在谐振腔设计中的应用

腔内激光晶体的热透镜效应在很多方面可以由一个薄透镜来近似, 例如分析激光谐振腔的稳定性, 以及计算腔镜上的光束半径等。另外, 由于晶体热透镜主平面处的光束半径等于薄透镜上的光束半径, 所以如果近似认为在晶体内部光束半径不随轴向而变化, 那么取薄透镜上的光束半径作为晶体内的光束半径就可以得到比较好的近似结果, 这一点

在设计大基模体积谐振腔时很重要。

腔内使用两个激光棒串接, 再加上成像系统对双折射效应进行补偿以后(如图1), 即使把每个激光棒用薄透镜来等效, 对谐振腔的分析也是很复杂的, 因为这时腔内相当于含有四个透镜, 其中两个热透镜的焦距还随着抽运功率的变化而变化。下面采用矩阵光学的方法对这样一个光学系统进行简化, 从计算结果可以看出, 如果两个热透镜的焦距相等, 这样的光学系统也可以用一个薄透镜来等效。

考虑图1所示的光学系统, 设单个激光棒对应的热透镜的焦距为 F , 激光棒端面到其热透镜主平面的距离记为 $h = s/2n_0$, 参考平面1到平面4之间的光学矩阵可以写为

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & h \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{F} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & h + d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \\ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \times \\ \begin{pmatrix} 1 & d'_2 - d_3 - l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{n_1 l}{n_2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_3 + h \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \\ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{F} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & h \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

将(12)或(13)式代入(14)式得到

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & h \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ \frac{1}{F/2} & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & h \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (15)$$

观察(15)式可以发现, 该矩阵相当于两端长度为 h 的自由空间, 在其中间含有一个焦距为 $F/2$ 的薄透镜和一个常数因子 -1 。常数因子 -1 的物理意义是将一个光线向量沿光轴进行空间反转, 即把光线向量由 (x, α) 变换为 $(-x, -\alpha)$, 并不改变光线向量的传播属性, 而且在考虑腔内往返一周的光学矩阵的时候, 将两次通过该系统, 使得常数因子变为 1 , 此时该系统和焦距为 $F/2$ 的薄透镜所对应的光学矩阵完全相同。

根据以上分析, 可以把串接的两个激光棒和其间的成像系统用一个薄透镜来近似, 等效热透镜的焦距等于单个激光棒热透镜焦距的一半, 这样就可以很方便地来分析谐振腔的稳定性以及计算腔内光束半径等参数。同时, 也可以取等效热透镜上的光束半径作为两个激光棒内光束半径的近似。

4 实验结果及讨论

4.1 热致双折射效应的补偿

进行热致双折射效应补偿的实验装置如图 2 所示,两个 Nd:YAG 激光晶体在腔内串接,两个焦距均为 200 mm 的透镜组成 4f 系统使得两个晶体热透镜的主平面(P. P.)相互成像,并在其中加入一个 90°石英旋光器,HR 为高反镜,另外腔内还加入了布儒斯特角放置的偏振片以检测双折射效应的补偿效果。谐振腔采用平-平腔对称结构,输出镜的反射率为 60%。激光器为双氙灯连续抽运方式工作,晶体尺寸为 φ6.35 mm×177.8 mm, Nd 离子掺杂原子数分数为 1.1%。

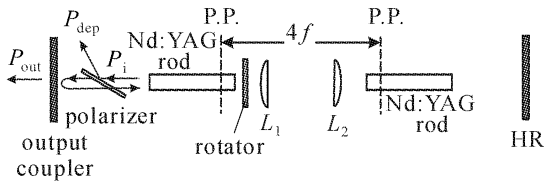


图 2 两棒串接补偿热效应的谐振腔示意图
Fig. 2 Schematic of the cavity with birefringence compensation with two rods

如图 2 所示,腔内光束到达输出镜后,一部分功率被耦合输出用 P_{out} 表示,另一部分光束被镜面反射后向右传播,经过偏振片以后可以认为是线性偏振的,在腔内往返一周再次到达偏振片时的功率用 P_i 表示,这时的光束由于晶体的热致双折射效应产生了部分退偏,如果用 P_{dep} 表示被偏振片反射至腔外的退偏光的功率,那么通过测量 P_{out} 和 P_{dep} 就可以计算得到腔内光束的退偏率为

$$\eta_{dep} = \frac{P_{dep}}{P_i} = \frac{P_{dep}}{P_{out}/T_{oc} + P_{dep}}, \quad (16)$$

式中 T_{oc} 为输出镜的透射率。

图 3 给出了实验测得的不同抽运功率下 P_{dep} 和 P_{out} 的关系图,计算得到的退偏率为 1%~2.5%,并且随着抽运功率的增加而增加。如果不进行双折射的补偿,在实验中用相同厚度的玻璃板代替石英旋光器,测量得到的退偏率为 25%左右。实验中还测量了非偏振输出情况下的输出功率,把偏振片从腔内取出后,输出功率和偏振情况下相比略微有些增加,约为 10%,可见在对双折射效应进行补偿后,腔内偏振元件引入的损耗减小了很多。上述测量的退偏率都是在多模输出的情况下得到的,如果在腔内加入小孔使激光器工作在基模条件下,实验表明退偏率可以降至 1% 以下。由此可见,该结构对热致

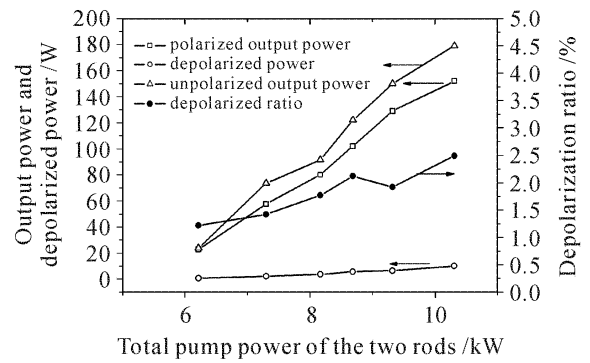


图 3 激光器输出功率、腔内退偏光功率和光束退偏率随抽运功率的变化

Fig. 3 Output power, depolarized power and depolarization ratio versus pump power

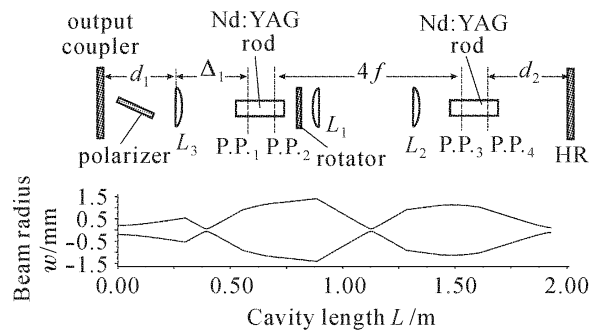


图 4 大基模体积谐振腔设计及腔内光束半径分布示意图

Fig. 4 Schematic of the cavity with a large fundamental mode volume and the beam radius in the cavity

双折射效应进行了良好的补偿。

4.2 大基模体积谐振腔的设计及实验结果讨论

对热致双折射效应的补偿为激光器获得高功率基模输出提供了可能。但是要获得高功率基模输出还必须对谐振腔进行特殊的设计,使基模模体积最大限度地充满增益介质。这里选择了在谐振腔内加入一个正透镜来扩大基模体积的方法,焦距为 75 mm 的透镜 L_3 放在距离输出镜 300 mm 的位置处,腔内其他元件的位置关系如图 4 所示。

由于要使激光晶体的边界起到限模光阑的作用,所以计算腔内光束半径的分布,尤其是晶体内部光束半径的大小显得尤为重要。如果把热透镜等效为一个厚透镜,使用矩阵光学的方法可以比较准确地计算出腔内的光束半径分布,但是计算过程比较复杂。图 4 给出了使用这种方法计算得到的腔内光束半径,计算中设两个激光棒热透镜的焦距均为 250 mm。可以看出,由于谐振腔的不对称性,两个激光棒内部的光束半径也出现不对称,其四个主平面(平面 P. P. 1 ~ P. P. 4)上的光束半径分别为

1.03 mm, 1.19 mm, 1.13 mm 和 1.08 mm, 平均值为 1.1 mm。如果使用等效热透镜方法, 把两个激光棒及其中间的成像系统等效为一个薄透镜, 如图 5 所示, 这样来分析谐振腔的特性就变得简单多了。当等效热透镜的焦距取 125 mm 时, 计算得到在热透镜上的光束半径也为 1.1 mm, 与使用厚透镜近似得到的主平面上光束半径的平均值相同, 验证了使用等效热透镜方法近似的可行性。

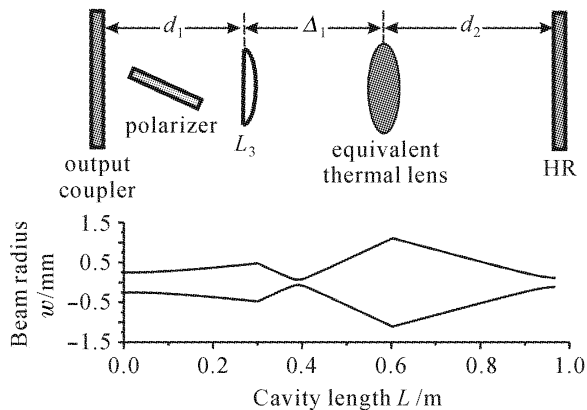


图 5 使用等效热透镜的方法计算腔内光束半径的分布
Fig. 5 Calculation of the beam radius in the cavity with equivalent thermal lens method

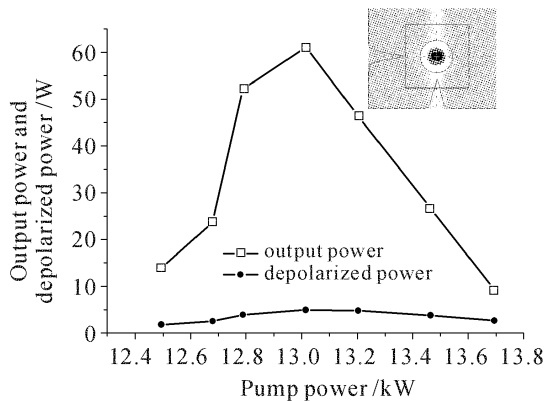


图 6 基模输出功率及光斑远场分布图
Fig. 6 Output power in fundamental mode and beam profile in far field

由于设计了比较大的基模体积, 激光棒的自孔径限模作用使得激光器可以获得基模输出, 实验中在总的抽运功率为 13 kW 时得到了 61 W 线性偏振的基模输出。使用 Spiricon 公司的 M^2 -200 光束质量分析仪测量得到的光束衍射倍率因子为 $M^2 = 1.4$ 。图 6 给出了输出功率曲线和光斑远场分布图。

5 结 论

为了获得高功率基模激光输出, 必须对增益介

质的热致双折射效应进行补偿, 使用两棒在腔内串接是补偿双折射效应的一个简单可行的方法。从理论上修正了以前文献中关于双折射补偿的条件, 并在实验中通过在两棒中加入成像系统和石英旋光器, 使腔内光束的退偏率降至 2.5% 以下。使用矩阵光学方法可以把此光学系统等效为一个薄透镜, 从而简化了对谐振腔的稳定性和腔内光束半径等特性的分析, 并验证了这种近似的有效性。通过在腔内加入一个正透镜来扩大基模体积, 利用激光棒的自孔径限模作用得到了输出功率 61 W 线性偏振的激光基模输出。

参 考 文 献

- Liu Danping, Hu Yu. Experimental study of overcoming laser rod's thermal effect with stimulated Brillouin scattering phase conjugation mirror [J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(2):184~187
刘丹平, 胡 渝. 利用受激布里渊散射相位共轭镜克服激光棒热效应的实验研究[J]. *中国激光*, 2005, **32**(2):184~187
- Yue Dong, Jifeng Zu, Liqun Hou *et al.*. Approximate formulas of temperature and stress distributions and thermal induced effects in a heat capacity slab laser [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(6):326~328
- Cheng Xiaojin, Niu Jinfu, Xu Jianqiu. Thermal effects in partially laser-diode-pumped slab lasers [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(6):854~858
程小劲, 牛金富, 徐剑秋. 部分抽运的板条激光器的热效应分析[J]. *光学学报*, 2006, **26**(6):854~858
- Stefan Seidel, Andre Schirrmacher, Guido Mann *et al.*. Optimized resonators for high-average power, high-brightness Nd:YAG lasers with birefringence compensation [C]. *SPIE*, 1998, **3267**:214~225
- Martin Ostermeyer, Guido Klemz, Philipp Kubina *et al.*. Quasi-continuous-wave birefringence-compensated single- and double-rod Nd:YAG lasers [J]. *Appl. Opt.*, 2002, **41**(36):7573~7582
- Bo Yong, Geng Aicong, Bi Yong *et al.*. High average power Q-switched quasi-continue-wave Nd:YAG laser [J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(3):1171~1175
薄 勇, 耿爱丛, 毕 勇 等. 高平均功率调 Q 准连续 Nd:YAG 激光器[J]. *物理学报*, 2006, **55**(3):1171~1175
- Wang Nuanrang, Wang Canzhao, Yuan Ligang *et al.*. 138 W narrow pulse-width solid-state green laser operation [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(8):1017~1020
王暖让, 王灿召, 苑利钢 等. 138 W 窄脉宽全固态绿光激光器[J]. *中国激光*, 2006, **33**(8):1017~1020
- Q. Lü, N. Kugler, H. Weber *et al.*. A novel approach for compensation of birefringence in cylindrical Nd:YAG rods [J]. *Opt. Quant. Electron.*, 1996, **28**(1):57~69
- Norman Hodgson, Horst Weber. *Laser Resonators and Beam Propagation, Fundamentals, Advanced Concepts and Applications* [M]. 2nd edition, New York: Springer, 2005. 23~26
- Nicolas Kugler, Shalei Dong, Qitao Lü *et al.*. Investigation of the misalignment sensitivity of a birefringence-compensated two-rod Nd:YAG laser system [J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(36):9359~9366