

400 mm 口径 N41 钕玻璃片的热效应

贺少勃^{1,2}, 陈 林^{2*}, 陈远斌², 刘建国², 刘 勇², 祖小涛¹

¹电子科技大学物理电子学院, 四川 成都 611731;

²中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900

摘要 对应用于惯性约束聚变(ICF)激光驱动器的新型 N41 大口径钕玻璃片在高增益条件下的热效应进行了系统研究。实验结果表明,在平均小信号净增益系数达到 0.0525 cm^{-1} 的高增益情况下,385 mm×385 mm 口径范围内两片双程的热致动态波前畸变的峰-谷值约为 0.84λ ($\lambda=1053\text{ nm}$),处于变形镜校正范围之内;基于目前的冷却方案,剩余波前畸变的恢复时间约为 2.5 h,满足系统每 4 h 发射一次的设计要求;每次发射 7 h 后,系统内仍存在热气体对流引入的微小畸变;理论预测结果与实验结果一致。该研究为下一代 ICF 激光驱动器内片状放大器系统的研制提供了实验参考。

关键词 激光光学; 钕玻璃片; 片状放大器; 热效应

中图分类号 TN244

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.0501007

Thermal Effect of N41 Nd:Glass Slab with 400 mm Aperture

He Shaobo^{1,2}, Chen Lin², Chen Yuanbin², Liu Jianguo², Liu Yong², Zu Xiaotao¹

¹School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 611731, China;

²Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China

Abstract The thermal effect of a new large aperture N41 Nd:glass slab which is applied to inertial confinement fusion (ICF) laser drivers is investigated systematically under the condition of high gain. The experimental results show that the peak-valley value of thermal induced wavefront distortion of two slabs with two pass within the diameter range of 385 mm×385 mm is about 0.84λ ($\lambda=1053\text{ nm}$) when the average small signal net gain coefficient reaches 0.0525 cm^{-1} , which is in the revise extension of deformable mirror. Following the present cooling schemes, the recovery time of residual wavefront distortion is about 2.5 h, which is satisfied the designed requirement of launching once every 4 h. A minuteness wavefront distortion induced by thermal gas convection exists in the system after launching 7 h. Experimental results are consistent with numerical calculation results. The study provides an experimental reference for the design of the next generation slab amplification system in ICF laser drivers.

Key words laser optics; Nd:glass slab; slab amplifier; thermal effect

OCIS codes 140.3280; 140.3530; 160.3380

1 引 言

N41 钕玻璃片是一种新型大口径钕玻璃片,可应用于惯性约束聚变(ICF)激光驱动器片状放大器系统,由中国科学院上海光学精密机械研究所研制。相比于 N31 钕玻璃片,N41 钕玻璃片的特点在于:1) 激光物理性能更加优良,增益更大;2) 对主激光静态吸收损耗系数更小,增益损耗比更高;3) 非线性折射率系数更小,有利于实现大能量、高功率激光输出。

国内外主要的 ICF 激光驱动器,如美国国家点火装置(NIF)、法国兆焦耳激光装置(LMJ)与中国神光 III

收稿日期: 2016-10-10; 收到修改稿日期: 2017-01-22

作者简介: 贺少勃(1974—),男,硕士,副研究员,主要从事高功率激光放大器方面的研究。E-mail: 36123910@qq.com

* 通信联系人。E-mail: chenlin16@mails.tsinghua.edu.cn

(SG-III)主机装置等均采用了氙灯抽运钕玻璃片的 4×2 组合式片状放大器系统,钕玻璃的尺寸为 $810 \text{ mm} \times 460 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$,与光束呈布儒斯特角放置,可提供 $400 \text{ mm} \times 400 \text{ mm}$ 的正方形通光口径^[1]。基于 N41-42 钕玻璃片,国内口径为 400 mm 的 4×2 组合式片状放大器系统在新型抽运技术条件下比目前的输出小信号净增益系数增加了 20%(相同抽运条件下比目前 N31-35 小信号净增益系数大约 5%),得到的输出小信号净增益系数大于 0.0525 cm^{-1} ,增益均匀性为 1.05:1(最大值/平均值,考虑 360 mm 光束口径范围内),单片单程增益大于 1.29 倍,与 NIF 装置增益性能基本相当。

系统热效应包括氙灯抽运引起的钕玻璃片内不均匀温升及包边吸收放大自发辐射(ASE)荧光发热,热效应导致了钕玻璃片的形变和光束波前畸变,因此可从动态波前畸变、剩余热畸变恢复两方面来考虑系统热效应^[2-3]。前者通过研究氙灯抽运过程中氙灯光和 ASE 造成钕玻璃片内的温度不均匀分布引起的瞬态热畸变,确保整个激光链路的动态波前畸变处于变形镜校正范围之内;后者通过研究装置在下一次运行过程中存在的上一次运行过程的剩余温度梯度附加引起的光束波前畸变,来合理设计冷却方案,以提高运行效率,从而进一步提高装置效费比。

本文对新型大口径 N41 钕玻璃片在高增益条件下的热效应进行了系统研究。实验结果表明,在小信号净增益系数达到 0.0525 cm^{-1} 的高增益情况下, $385 \text{ mm} \times 385 \text{ mm}$ 口径范围内两片双程热致动态波前畸变峰-谷(PV)值约为 0.84λ ($\lambda = 1053 \text{ nm}$),处于变形镜校正范围之内;基于目前的设计冷却方案,剩余波前畸变的恢复时间约为 2 h,满足系统设计需达到 4 h 每发的要求;每次发射完成 7 h 后系统内仍存在气体对流引入的微小畸变,理论预测结果与实验结果一致,为我国下一代 ICF 激光驱动器 400 mm 口径 4×2 组合式片状放大器系统的研制提供了实验参考。

2 热效应物理模型

抽运带与激光上能级间的斯托克斯频移效应及抽运带光子的无辐射弛豫效应是钕玻璃片内发热的主要原因。掺杂铜离子(Cu^{2+})的包边玻璃在吸收抽运光过程中产生 ASE 荧光的同时会产生热量。动态波前畸变是指主激光通过钕玻璃片时,由钕玻璃片的形变和折射率梯度造成的激光波阵面相对于静态时波阵面的差值。钕玻璃片内的温度梯度分布引起钕玻璃片的机械形变和热应力分布。由于钕玻璃片的折射率 $n(x, y, z)$ 为温度(T)和应力(σ)的函数,因此钕玻璃片的机械形变和折射率的改变会使钕玻璃片引入的光程(L_{OPL})分布不均匀^[2-3]。钕玻璃片引入的 L_{OPL} 和 $n(x, y, z)$ 可分别表示为

$$L_{\text{OPL}} = \int n(x, y, z) dr(x, y, z), \quad (1)$$

$$n(x, y, z) = n_0 + \frac{\partial n}{\partial T}(T - T_0) + \frac{\partial n}{\partial \sigma}\sigma, \quad (2)$$

式中 $r(x, y, z)$ 为钕玻璃片沿主激光方向的形变量, T_0 为初始温度, n_0 为钕玻璃片在常温下的均匀折射率, $\partial n / \partial T$ 为温度折射率系数, $\partial n / \partial \sigma$ 为应力光学系数张量。温度梯度是产生光束波前畸变的根本原因。为了确定光束动态波前的变化,必须先确定温度、形变以及热应力的分布。

氙灯放电结束后,片状放大器模块的热恢复过程由标准的不含热源瞬态热传导方程确定^[2-3]。边界条件为对流换热边界以及辐射换热边界,初始条件为氙灯放电结束后氙灯、隔板玻璃、钕玻璃片及包边的瞬态温度分布。瞬态热传导方程可表示为

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\kappa}{\rho c} \Delta T \\ T(x, y, z; 0) = T_0 \\ -\kappa \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Sigma_1} = h_c (T \Big|_{\Sigma_1} - T_\infty) \\ -\kappa \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Sigma_2} = h'_c (T \Big|_{\Sigma_2} - T_\infty) \end{cases}, \quad (3)$$

式中 κ 为热导率, ρ 为质量密度, c 为比热容, ΔT 为相对温升, $T(x, y, z; 0)$ 为温度分布, h_c 为对流换热系

数, h'_r 为辐射换热系数, T_∞ 为环境温度, n 为折射率。求解方程(3), 需要先确定 T_0 、 h_c 和 h'_r 。N41-42 钕玻璃片与目前成熟的 N31-35 钕玻璃片的主要性能参数如表 1 所示。

表 1 N41-42 和 N31-35 钕玻璃片的性能参数

Table 1 Performance parameters of N41-42 Nd:glass slab and N31-35 Nd:glass slab

Parameter	N31-35	N41-42
Doping concentration (mass fraction)	3.5	4.14
Radiative lifetime / μs	351	355
Stimulated emission cross section /(10^{-20} cm^2)	3.8	3.85
Thermal conductivity κ /($\text{W}\cdot\text{mK}^{-1}$)	0.614	0.75
Linear thermal expansion coefficient α /(10^{-7} K^{-1}), 267.15-307.15 K	107	116
Temperature coefficient of refractive index /(10^{-7} K^{-1}), 267.15-307.15 K	-43	-56
Index of refraction n_0	1.532	1.504
Mass density ρ /($10^3 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	2.87	2.596
Chemical durability /($\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{h}^{-1}$), 337.15 K	26	43

3 理论模拟与实验研究

根据表 2 所示的片状放大器的抽运参数与脉冲氙灯参数, 分析氙灯的发光特性。根据氙灯的辐射光谱、钕玻璃片对氙灯光谱的吸收系数曲线、抽运腔结构以及抽运各组件(反射器、隔板玻璃等)对氙灯的反射与透射曲线, 利用三维光线追迹方法计算抽运光在钕玻璃片内的能量沉积分布。同时, 由于钕玻璃材料的热导率一般在 $0.5\sim 1.2 \text{ W/mK}$ 之间, 因此在数百微秒的抽运过程中, 可不考虑钕玻璃片内的热传导效应, 则钕玻璃片内的温度分布即为抽运光在片内的能量沉积分布。计算抽运带与激光上能级之间的斯托克斯频移以确定产热率, 同时利用三维光线追迹方法计算包边玻璃吸收 ASE 荧光后的能量沉积, 由此计算钕玻璃片内增益最大时(主激光通过钕玻璃片时)的瞬态温升, 如图 1 所示。最大温升出现在钕玻璃片最靠近氙灯位置的表面, 约为 $0.8 \text{ }^\circ\text{C}$, 沿玻璃片宽度方向的温升基本一致, 而沿玻璃片长度方向的温升受布儒斯特角放置的抽运结构的影响而表现出不一致性。包边玻璃的最大温升约为 $6.5 \text{ }^\circ\text{C}$, 这是由于在抽运过程中包边玻璃吸收了 ASE 荧光, 由此产生的钕玻璃片 S 形变如图 2 所示。单片最大形变量约为 $0.25 \mu\text{m}$, 其中钕玻璃片的形变对波前畸变起主要作用, 理论计算系统(两片双程)动态波前畸变 PV 值约为 0.88λ , 如图 3 所示, PV 值呈瓦片状分布。

表 2 片状放大器抽运参数与脉冲氙灯参数

Table 2 Pump parameters and flashlamp parameters of slab amplifier

Parameter	Value
Operating voltage /kV	31
Pump current width / μs	435
Pump density /($\text{J}\cdot\text{cm}^{-3}$)	11.8
Arc length of flashlamp /mm	1850
Outside diameter of flashlamp /mm	37
Thickness of flashlamp /mm	3
Pressure of flashlamp /(10^4 Pa)	2.1332
Number of flashlamp in series	2

利用哈特曼波前测试仪, 测量 $385 \text{ mm}\times 385 \text{ mm}$ 口径范围内系统的热致动态波前畸变, 测量光路示意图如图 4 所示。为避免滤除系统畸变的高频成分带来的测量误差, 空间滤波器(SF4)保持真空状态, 且无滤光光阑。首先测试系统的静态波前 W_0 , 然后测试系统增益最大时的波前 W_t , 则系统动态波前畸变 $W = W_t - W_0$ 。小信号净增益系数为 0.0525 cm^{-1} 时的热致动态波前畸变如图 5 所示。在没有光束旋转的情况下, 波前畸变的形状呈瓦片形, PV 值约为 0.84λ (两片双程)。理论模拟结果与实验结果较好地吻合。

利用哈特曼波前测试仪测量钕玻璃片剩余波前畸变的恢复过程。将测量得到的片状放大器的实时波前与发射前的静态波前进行比对, 获得片状放大器的热恢复特性。由于片状放大器腔内存在热气体扰动, 波前

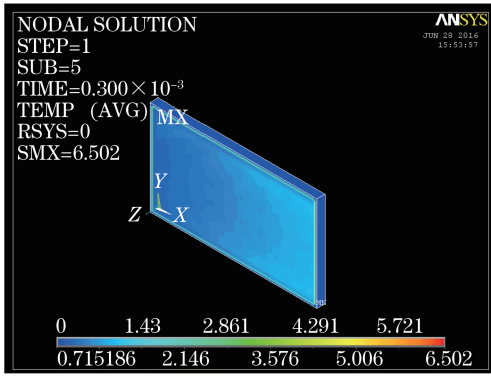


图 1 钕玻璃内增益最大时的瞬态温升
Fig. 1 Transient temperature rise of Nd:glass when gain is largest

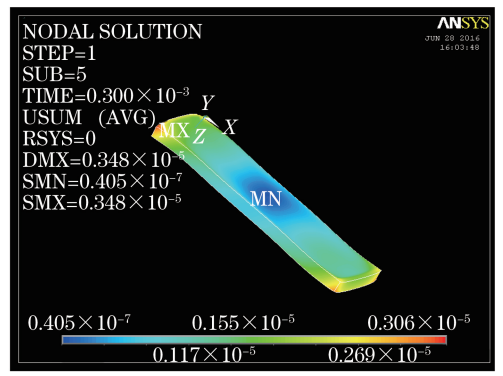


图 2 不均匀温升导致的钕玻璃片 S 形变
Fig. 2 S deformation of Nd:glass induced by uneven temperature rise

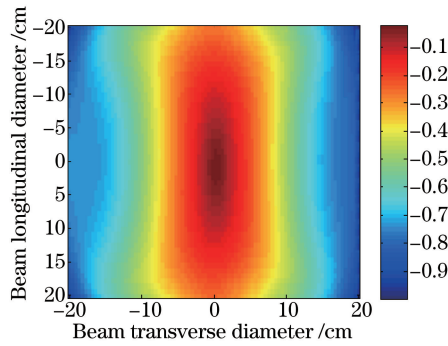


图 3 模拟计算得到的动态波前畸变
Fig. 3 Dynamic wavefront distortion obtained by simulation

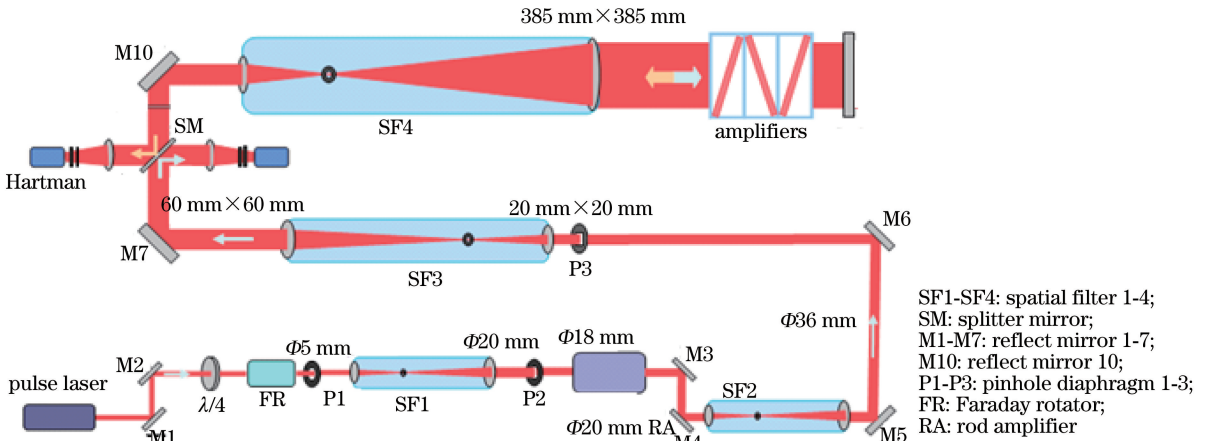


图 4 测量光路示意图
Fig. 4 Schematic of measuring light path

畸变变化快且无法校正^[4-5]。为了消除热气体扰动,采用重复频率为 1 Hz 的探针光进行测量。利用大量的测量数据,平滑瞬间波前畸变,从而消除热气体对流运动对测量结果的影响。

完成主放电运行后,按照片状放大器的冷却方案,先对片箱吹扫氮气 5 min,以冷却钕玻璃片并吹扫片箱内的气溶胶;然后对氙灯吹扫干燥空气 40 min,使其冷却;最后进行自然冷却。冷却气体的流速为 10 m/s,气压为 1000 Pa,温度为 $(23 \pm 0.3)^\circ\text{C}$;单台灯箱或片箱的进气管径为 55 mm。实验测量系统的剩余波前畸变的恢复过程如图 6、7 所示,共进行了 7 h 连续测量,以确定系统热恢复时间以及气体恢复过程中热气体对流对系统波前的影响。主放电运行完成 1 h 后,系统波前发生突变。这是因为脉冲氙灯经空气冷却后的温升仍高于钕玻璃片,对钕玻璃片辐射传热,导致钕玻璃片内不均匀的温升增加,从而带来较大的波前

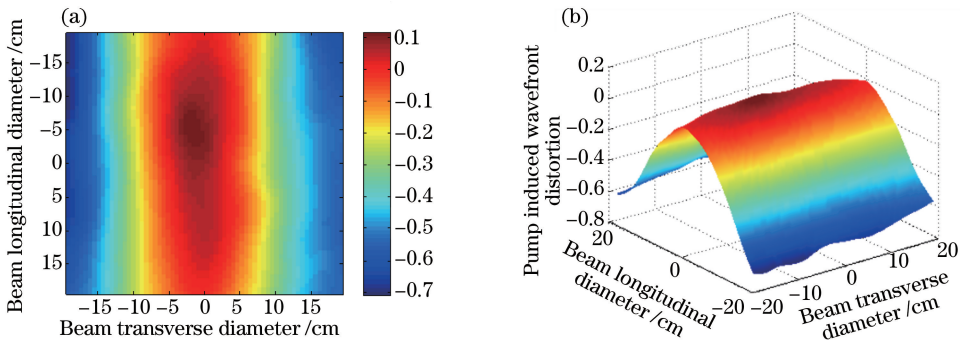


图 5 热致动态波前畸变。(a)二维分布;(b)三维分布

Fig. 5 Thermal induced dynamic wavefront distortion. (a) Two-dimensional distribution; (b) three-dimensional distribution

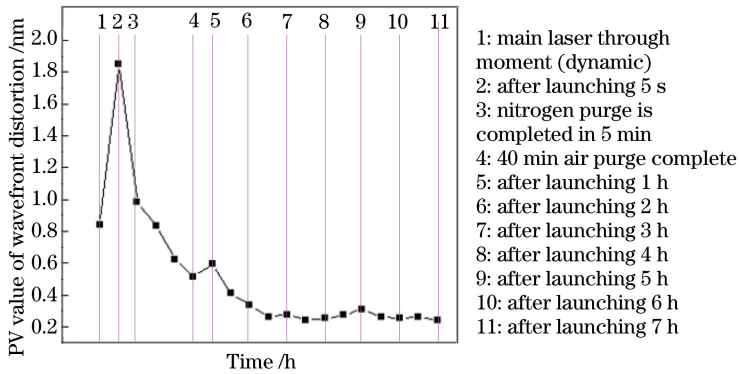


图 6 热恢复过程中波前畸变 PV 值的变化

Fig. 6 Variation in PV value of wavefront distortion during heat recovery process

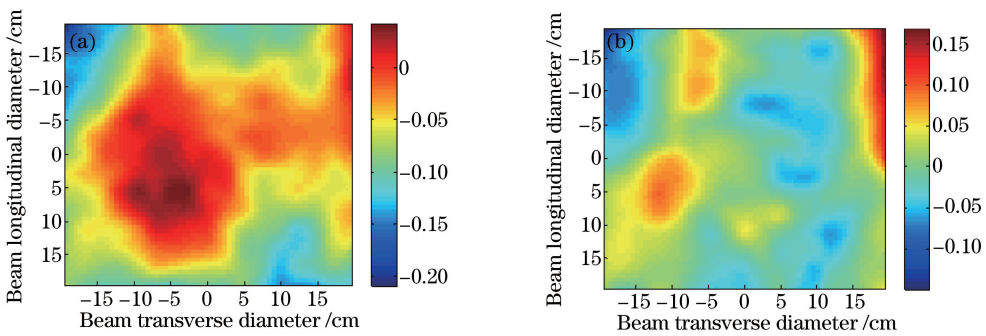


图 7 发射完成(a) 2.5 h 和(b) 7 h 后热恢复过程中系统的波前畸变

Fig. 7 Wavefront distortion of system during thermal recovery process after launching (a) 2.5 h and (b) 7 h

畸变。主放电运行完成 3 h 后,波前畸变 PV 值降至约 0.25λ (两片双程),此时整个激光链路波前畸变的变化非常缓慢,进入相对稳定期,并满足下一次发射的要求。发射完成 7 h 后,系统仍存在一个由热气体扰动引入的畸变源,这可能是由于片箱内部存在温差并驱动热气体对流造成的,该实验现象与美国片状放大器实验的报道一致^[4,6]。N41-42 钕玻璃片在相同冷却条件下的波前畸变与 N31-35 钕玻璃片基本相同^[7],均在 4 h 内进入相对稳定期,满足下一次发射的要求。

4 结 论

系统研究了新型大口径 N41 钕玻璃在高增益情况下的热效应。在小信号净增益系数达 0.0525 cm^{-1} 的高增益情况下,动态波前畸变处于变形镜校正范围之内。基于目前设计的冷却方案,剩余波前畸变的恢复时间满足系统设计的 4 h 每发的要求。发射完成 7 h 后仍存在热气体对流引入的微小畸变,这对抽运腔气密性等提出了更为严格的要求。该研究为我国下一代 ICF 激光驱动器 400 mm 口径 4×2 组合式片状放大器

系统的研制提供了实验参考。

参 考 文 献

- [1] 陈 林, 陈远斌, 刘建国, 等. 大口径高通量验证实验平台片状放大器增益特性研究[J]. 高能量密度科学与技术, 2015, 1(1): 74-79.
- [2] Yu Haiwu, Zheng Wanguo, He Shaobo, *et al.* Numerical simulation of thermal recovery of the multi-segment amplifiers[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2000, 12(4): 411-415.
於海武, 郑万国, 贺少勃, 等. 组合式片状放大器热恢复模拟研究[J]. 强激光与粒子束, 2000, 12(4): 411-415.
- [3] Yu Haiwu, Zheng Wanguo, He Shaobo, *et al.* Modeling of residual thermo-optical distortions of the main amplifier of SG-III prototype[J]. Chinese J Lasers, 2001, 28(5): 385-390.
於海武, 郑万国, 贺少勃, 等. 神光 III 原型装置主放大器剩余热畸变模拟研究[J]. 中国激光, 2001, 28(5): 385-390.
- [4] Sutton S B, Erlandson A E, London R A, *et al.* Thermal recovery of the NIF amplifiers[C]. SPIE, 1999, 3492: 665-675.
- [5] Rotter M D, Jancaitis K S, Marshall C D, *et al.* Pump-induced wavefront distortion in prototypical NIF/LMJ amplifiers - modeling and comparison with experiments[C]. SPIE, 1999, 3492: 638-659.
- [6] Brown D L, Mannell C T. Thermal analysis of the large close-packed amplifiers in the National Ignition Facility (NIF) [C]. SPIE, 1995, 2633: 82-93.
- [7] Wen Lei, Chen Lin, Liu Jianguo, *et al.* Investigation on thermal effect of N31 neodymium glass in high gain performance[J]. Chinese J Lasers, 2016, 43(3): 0306001.
温 磊, 陈 林, 刘建国, 等. 大口径 N31 钕玻璃片高增益情况下热性能研究[J]. 中国激光, 2016, 43(3): 0306001.