

文章编号: 0258-7025(2010)01-0049-05

激光二极管端面抽运圆截面激光晶体的热效应

杨 浩 张引科 贺艳平

(西安建筑科技大学理学院, 陕西 西安 710055)

摘要 以求解热传导方程为基础,研究了端面抽运圆截面激光晶体内部温度场和抽运端热形变。通过对端面抽运激光晶体工作特点的分析,建立了晶体端面与外界非绝热边界条件;提出了热传导方程新的求解方法,得出了圆截面激光晶体内部温度场和抽运端热形变的解析表达式;研究了 σ (空气传热系数与晶体导热系数之比)取不同值时,晶体中的温度场和抽运端热变形分布。结果表明,常用的晶体端面绝热假设与晶体实际工作状态不符。当 $\sigma=0$, 0.6 和 ∞ 时,计算出晶体中的最大温升分别为 165.2, 135.7 和 40.1 $^{\circ}\text{C}$, 晶体抽运端的最大热变形分别是 0.66, 0.55 和 0.22 μm 。

关键词 激光技术; Nd:GdVO₄ 激光晶体; 热分析; 温度场; 热形变

中图分类号 TN 248.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20103701.0049

Thermal Effect of End-Pumped Laser Crystal with Circular Cross-Section

Yang Hao Zhang Yinke He Yanping

(School of Science, Xi'an University of Architecture & Technology, Xi'an, Shaanxi 710055, China)

Abstract By solving heat conduction equation, the distribution of temperature field in laser crystal and the thermal distortion of laser crystal pumped-end were investigated, when the crystal with circular cross-section was end-pumped by laser diode. Analyzing the working environment, the more practical thermal model of laser crystal was built. The analytical expressions of temperature field and thermal distortion were obtained. Through numerical calculation, the influence of heat conduction conditions of crystal ends on temperature field and thermal distortion were studied. It was found that the widely used adiabatic conditions on laser crystal ends are not practical, and the proposed heat conduction conditions in the paper are more accurate. The results show that when parameter σ equals 0, 0.6 or ∞ , the maximum temperature rise in crystal is 165.2, 135.7 or 40.1 $^{\circ}\text{C}$, and the maximum thermal distortion of crystal pumped-end is 0.66, 0.55 or 0.22 μm , respectively.

Key words laser technique; Nd:GdVO₄ laser crystal; thermal analysis; temperature field; thermal distortion

1 引 言

激光二极管抽运的全固态激光器具有效率高、结构简单紧凑、寿命长、稳定性好等优点,在工业、医疗、军事、科研等领域有着广泛的应用^[1,2]。在激光二极管抽运的激光增益介质中, Nd:GdVO₄ 晶体以其优异的性能成为最具吸引力的晶体之一^[3~7]。激

光二极管端面抽运的固体激光器,无需在腔内附加其他元件,通过介质的自孔径限模,便能获得稳定的 TEM₀₀ 模输出,并且有较高的光-光转换效率。激光晶体在吸收抽运光能量、产生荧光辐射的同时,部分能量转变为热能,使晶体温度升高。因抽运光被聚集在晶体内的一个狭小区域,势必引起显著的热效

收稿日期: 2009-02-10; 收到修改稿日期: 2009-04-10

基金项目: 教育部重点科研项目(205159)和陕西省自然科学基金(2007A15)资助课题。

作者简介: 杨 浩(1982—),男,硕士研究生,主要从事光电信息处理及激光技术方面的研究。

E-mail: oahgnay@126.com

导师简介: 张引科(1964—),男,博士,教授,主要从事光电信息处理及激光技术方面的研究。

E-mail: yinkezhang@163.com

应,产生热透镜,引起热形变等。热效应破坏了抽运光与振荡光之间的模式匹配,导致晶体的光-光转换效率下降。激光介质的热效应产生的光弹效应、热应力双折射、热形变等不仅影响了激光器工作稳定性,而且限制了激光二极管的抽运功率^[8]。由于端面抽运简单易行、便于实现激光器的大功率抽运与高功率输出,因此固体激光系统中多采用激光二极管端面抽运方式^[9]。

对于端面抽运激光介质温度场的研究已有很多^[10~14],并且大多采用激光介质侧面恒温、两端面绝热的边界条件。然而从这些文献的研究结果发现,晶体抽运端的温升大多超过 150 ℃,这说明抽运端面与周围空气之间应该有热交换,并非完全绝热。因此,采用绝热假设与实际不符。本文在对激光二极管端面抽运 Nd:GdVO₄ 晶体工作特点分析的基础上,建立了更加符合实际的物理模型,在新的边界条件下求解了端面抽运圆截面激光晶体温度场及抽运端热形变的解析表达式,并分析了晶体端面传热状况对温度场及热形变的影响。

2 端面抽运圆截面激光晶体温度场的计算

2.1 Nd:GdVO₄ 激光晶体的热模型

Nd:GdVO₄ 激光晶体吸收抽运光能量产生的热量通过热传导方式向周围散失。通常在激光二极管抽运的全固态激光器中用封闭冷却循环水或半导体制冷模块控制激光晶体周边温度。当抽运光通过激光晶体端面中心,并且采用封闭冷却循环水控制激光晶体侧面温度时,激光晶体热模型如图 1 所示。

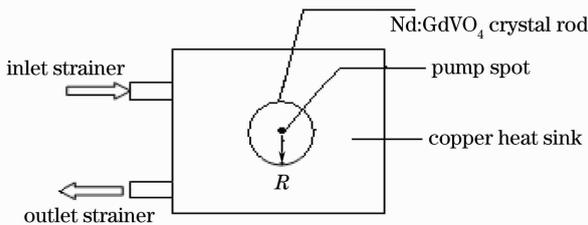


图 1 激光晶体热模型简图

Fig. 1 Schematic diagram of laser crystal thermal model

2.1.1 抽运光高斯分布假设

光纤耦合的半导体激光器发出抽运光,经过平凸透镜组成的光学系统或自聚焦透镜构成的耦合器入射到激光晶体端面。抽运光光强的空间分布可以用高斯函数来近似^[15]。设抽运光沿 z 轴入射到晶体抽运端($z=0$ 面),光强度分布为

$$I(r,0) = I_0 \exp(-2r^2/\omega^2), \quad (1)$$

式中 r 为柱坐标系中的径向坐标, ω 为光束的高斯半径, I_0 为抽运光中心强度,它与抽运光功率 p 的关系为

$$I_0 = \frac{p}{2\pi \int_0^{\infty} \exp\left(-2\frac{r^2}{\omega^2}\right) r dr}, \quad (2)$$

抽运光强度由于晶体的吸收而逐渐减弱。若激光晶体对抽运光的吸收系数为 β ,当抽运光沿 z 轴传播时,晶体中 $z=z$ 面上的光强分布为

$$I(r,z) = I(r,0) \exp(-\beta z). \quad (3)$$

2.1.2 抽运光在晶体中产生的热功率密度

由于激光晶体的荧光量子效应及内损耗吸收抽运光的能量远大于其他原因引起的晶体吸收能量,所以只考虑荧光量子效应和内损耗吸收抽运光能量所产生的热能。在 $z=z$ 面处热功率密度为

$$q_v(r,z) = \eta I(r,z) = I_0 \eta \exp(-2r^2/\omega^2) \exp(-\beta z), \quad (4)$$

式中 η 为荧光量子效应和内损耗决定的热转换系数, $\eta = 1 - \lambda_p/\lambda_L$, λ_p 为抽运光波长 808 nm, λ_L 为谐振腔中振动的激光波长 1064 nm。

2.1.3 激光晶体的传热边界条件

由于激光晶体放在紫铜块中,侧面用循环水冷却,所以可以认为晶体侧面温度保持恒定值 u_w (即循环水温度)。为便于数学处理,设晶体侧面相对温度为 0,计算出晶体中的相对温度后,再加上循环水温度 u_w 就是实际温度。晶体两个通光端面与空气接触,由于端面温度比周围空气温度高很多,晶体通过端面与空气有热交换,因此在晶体端面采用对流传热条件。

2.2 端面抽运圆截面激光晶体内部温度场的求解

晶体内部的热传导遵循泊松(Poisson)方程,在柱坐标系中求解问题。由于热模型和热源都具有轴对称性,所以晶体中的温度场 $u(r,\phi,z)$ 与 ϕ 无关,即 $u(r,\phi,z) = u(r,z)$ 。热传导方程和边界条件分别为

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = -\frac{q_v}{\lambda}, \quad (5)$$

$$u|_{r=R} = 0, u|_{r=0} < +\infty, \quad (6)$$

$$\left(-\frac{\partial u}{\partial z} + \sigma u\right)|_{z=0} = \sigma T, \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \sigma u\right)|_{z=L} = \sigma T, \quad (7)$$

式中 T 为外界空气的相对温度, $\sigma = h/\lambda$, λ 为晶体的导热系数(或称热导率), h 为空气的传热系数。

由于 $q_v(r,z)$ 和边界条件的复杂性,在此使用了

一种新的求解方法:首先根据边界条件,确定方程解的本征函数;其次将用本征函数构成的方程通解代入方程,确定通解中的待定系数,就可得出解的具体表达式。所得解同时满足 Poisson 方程和边界条件,根

据解的唯一性可知,它就是 Poisson 方程的解。

经过冗长的推导,得出激光晶体中温度场分布的解析表达式为

$$u(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} \left[A_n \operatorname{ch}\left(\frac{\alpha_n z}{R}\right) + B_n \operatorname{sh}\left(\frac{\alpha_n z}{R}\right) + \frac{R}{\alpha_n} \int_0^z \operatorname{sh}\left(\frac{\alpha_n z}{R} - \frac{\alpha_n \tau}{R}\right) f_n(\tau) d\tau \right] J_0\left(\frac{\alpha_n r}{R}\right), \quad (8)$$

式中

$$A_n = -\frac{-\sigma \phi'_n(0) \operatorname{sh}\left(\frac{\alpha_n L}{R}\right) - \frac{\alpha_n \phi'_n(0)}{R} \operatorname{ch}\left(\frac{\alpha_n L}{R}\right) + \frac{\alpha_n \phi'_n(L)}{R} + fm1}{\sigma^2 \operatorname{sh}\left(\frac{\alpha_n L}{R}\right) + \left(\frac{\alpha_n}{R}\right)^2 \operatorname{sh}\left(\frac{\alpha_n L}{R}\right) + 2\sigma \frac{\alpha_n}{R} \operatorname{ch}\left(\frac{\alpha_n L}{R}\right)}, \quad (9)$$

$$B_n = -\frac{\frac{\alpha_n \phi'_n(0)}{R} \operatorname{sh}\left(\frac{\alpha_n L}{R}\right) + \sigma \phi'_n(0) \operatorname{ch}\left(\frac{\alpha_n L}{R}\right) + \sigma^2 \phi_n(L) + fm2}{\sigma^2 \operatorname{sh}\left(\frac{\alpha_n L}{R}\right) + \left(\frac{\alpha_n}{R}\right)^2 \operatorname{sh}\left(\frac{\alpha_n L}{R}\right) + 2\sigma \frac{\alpha_n}{R} \operatorname{ch}\left(\frac{\alpha_n L}{R}\right)}, \quad (10)$$

$$\phi_n(z) = \frac{R}{\alpha_n} \int_0^z \operatorname{sh}\left(\frac{\alpha_n z}{R} - \frac{\alpha_n \tau}{R}\right) f_n(\tau) d\tau, \quad (11)$$

$$f_n(z) = \frac{-2}{\lambda R^2 [J'_0(\alpha_n)]^2} \int_0^R q_v J_0\left(\frac{\alpha_n r}{R}\right) r dr, \quad (12)$$

$$fm1 = \frac{2\sigma^2 T}{\alpha_n J'_0(\alpha_n)} \operatorname{sh}\left(\frac{\alpha_n L}{R}\right) + \frac{2\sigma T \alpha_n}{R \alpha_n J'_0(\alpha_n)} \operatorname{ch}\left(\frac{\alpha_n L}{R}\right) + \frac{2\sigma T \alpha_n}{R \alpha_n J'_0(\alpha_n)}, \quad (13)$$

$$fm2 = \sigma \phi'_n(L) - \frac{2\sigma T \alpha_n}{R \alpha_n J'_0(\alpha_n)} \operatorname{sh}\left(\frac{\alpha_n L}{R}\right) - \frac{2\sigma^2 T}{\alpha_n J'_0(\alpha_n)} \operatorname{ch}\left(\frac{\alpha_n L}{R}\right) + \frac{2\sigma^2 T}{\alpha_n J'_0(\alpha_n)}, \quad (14)$$

L 为晶体的长度, J_0 为零阶贝塞尔函数, α_n 为 J_0 的第 n 个零点。

3 端面抽运圆截面激光晶体热形变计算

当在激光晶体内部形成稳定的温度场后,由于温度上升使晶体产生热致形变,热致形变是晶体产生热透镜效应的主要原因之一。设激光晶体内部一点 (r, z) 处的初始温度为 0,晶体达到热平衡后的温度为 $u(r, z)$,则该点处 z 方向线元 dz 的热膨胀量为

$$dl = \alpha u(r, z) dz, \quad (15)$$

式中 α 为晶体沿 z 方向的热膨胀系数。晶体沿 z 方向总热变形量为

$$l(r) = \int_0^L dl = \alpha \int_0^L u(r, z) dz. \quad (16)$$

4 Nd:GdVO₄ 激光晶体的热效应分析

4.1 晶体内部温度场

掺 Nd³⁺ 的 Nd:GdVO₄ 晶体具有热导率高、热畸变小、工作范围宽等特性,成为最具吸引力的激光

晶体之一。设激光二极管提供的抽运光功率为 15 W,外界环境(指空气)的相对温度为 $T=5$ °C,抽运高斯光束半径 w 为 0.45 mm,晶体尺寸为 $\phi 3$ mm \times 2.5 mm。掺 Nd³⁺ 的 Nd:GdVO₄ 晶体室温下的热膨胀系数为 7.3×10^{-6} K⁻¹,吸收系数为 74 cm⁻¹,热导率为 11.7 W/(m·K)。

图 2 和图 3 分别给出了传热系数与导热系数之比 $\sigma \approx 0$, $\sigma = 0.6$ 和 $\sigma \approx +\infty$ 时,激光晶体轴截面上和轴线上温度场分布的计算结果。 $\sigma \approx 0$ 是晶体端面与外界绝热的情况, $\sigma \approx +\infty$ 是晶体端面保持恒温 T 的情况, $\sigma = 0.6$ 是晶体端面与外界有限热交换的一个特例。可以看出,在 $\sigma \approx 0$, $\sigma = 0.6$ 和 $\sigma \approx +\infty$ 3 种情况下,晶体中的最大温升分别为 165.2, 135.7 和 40.1 °C,并且最高温升分别出现在轴线上 $z = 0$, $z \approx 0$ 和 $z = 0.17$ mm 处。可见,随着 σ 的增大(即晶体端面与外界热交换的加强),晶体内的最高温升逐渐减小,最高温升到端面的距离缓慢增加。晶体端面与外界有一定的传热交换时(如 $\sigma = 0.6$),其最大温升比绝热情况下明显要小(小于 29.5 °C)。因此,研究激光二极管端面抽运全固态激光器热效应

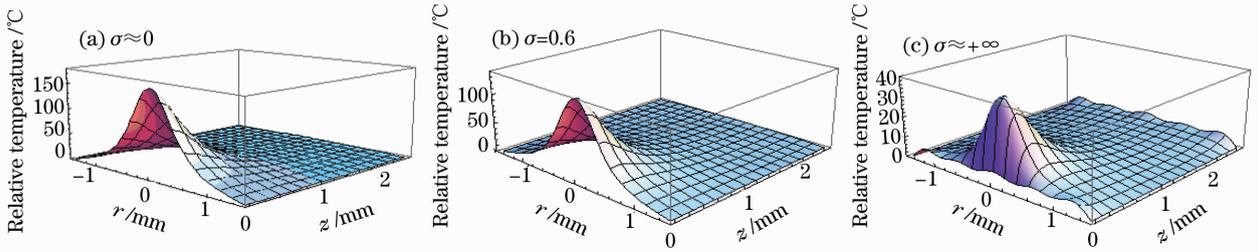


图2 激光晶体轴截面上的温度分布

Fig. 2 Temperature field distribution on the section including crystal axis

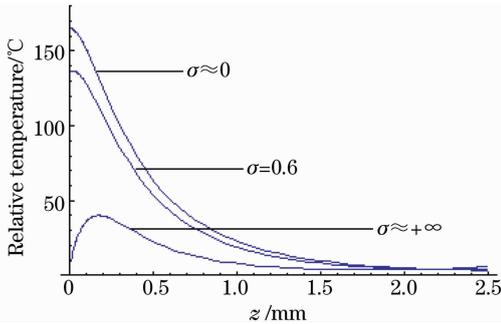


图3 激光晶体轴向上的温度分布

Fig. 3 Temperature distribution along the axis of crystal

时,晶体端面与外界的热交换不应忽略,也就是说不应简单采用端面绝热假设。

4.2 晶体抽运端的热形变

由晶体内部温度场分布可知,晶体后部的温升很小,所以可以认为晶体后表面无热形变,温升只造成晶体抽运端热形变。 σ 分别为0,0.6和 $+\infty$ 时,计算出的晶体抽运端热变形量(凸起高度)随半径的变化如图4所示。

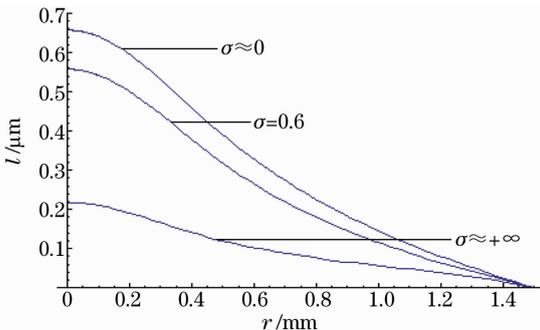


图4 激光晶体抽运端热变形分布

Fig. 4 Thermal distortion distribution of crystal pumped-end

图4显示,抽运端面中心出现最大热变形。当 $\sigma \approx 0$ 时,抽运端中心热变形最大,变形量为 $0.66 \mu\text{m}$;当 $\sigma = 0.6$ 时,端面中心的变形量为 $0.55 \mu\text{m}$,比 $\sigma \approx 0$ 时减少了 $0.11 \mu\text{m}$;当 $\sigma = +\infty$ 时,晶体抽运端中心的热变形量最小,为 $0.22 \mu\text{m}$,

比 $\sigma \approx 0$ 时的最大变形量减少了 $0.44 \mu\text{m}$ 。这些结果表明: σ 的大小直接影响晶体抽运端热形变的严重程度, σ 值越大,端面热形变量越小。因此 σ 是影响激光器热效应的主要因素之一。

5 结论

采用更加符合实际的边界条件,研究了端面抽运圆截面Nd:GdVO₄激光晶体中的热效应。利用Poisson方程的一种新的求解方法,对晶体内部温度场和晶体抽运端热形变进行了计算,分析了不同的传热系数与导热系数之比(用 σ 表示)时晶体内部温度场分布和晶体抽运端的热形变。研究发现,随着 σ 的增大(晶体端面与外界热交换的加剧),晶体内部的最大温升和晶体抽运端的热变形均减小。研究结果可以用于端面抽运激光晶体的形状设计,同时为减少激光系统热效应提供了依据。

参考文献

- 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
- Zheng Yi, Gao Mingyi, Yao Jianquan. Study on thermal effect of anisotropic laser medium by LD end-pumped [J]. *J. Optoelectronics · Laser*, 2003, **14**(10): 1094~1098
郑义,高明义,姚建铨. LD端面泵浦各向异性激光介质的热效应研究[J]. *光电子·激光*, 2003, **14**(10): 1094~1098
- Jie Liu, Jimin Yang, Fengqin Liu *et al.*. Compact and efficient diode-pumped passively Q-switched Nd:GdVO₄ laser at 1.06 μm [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2003, **1**(6): 337~339
- J. Liu, J. Yang, J. He. Diode-pumped passively Q-switched intracavity frequency doubled Nd:GdVO₄/KTP green laser[J]. *Optics & Laser Technology*, 2004, **36**(1): 31~33
- Lianjie Qin, Xianlin Meng, Chenlin Du *et al.*. LD-pumped actively Q-switched Nd:GdVO₄/KTP red laser[J]. *Optics & Laser Technology*, 2003, **35**(4): 257~260
- Li Xudong, Yu Xin, Jin Fengwen *et al.*. Performance improvement of Nd:GdVO₄ laser under 879 nm direct pumping [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(12): 1629~1633
李旭东,于欣,金凤文等. 879 nm直接抽运提高Nd:GdVO₄激光器性能[J]. *中国激光*, 2007, **34**(12): 1629~1633

- 7 Xu Fanghua, Ma Lili, Wang Zhengping *et al.*. Laser diode-pumped Nd:GdVO₄ microchip laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(9): 1166~1168
徐方华, 马丽丽, 王正平等. 激光二极管抽运 Nd:GdVO₄ 微片激光器[J]. 中国激光, 2005, **32**(9): 1166~1168
- 8 Shen Gao, Tan Huiming, Liu Fei. Optimization design for all-solid-state 355 nm continuous-wave ultraviolet laser [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2006, **14**(3): 731~735
申 高, 檀慧明, 刘 飞. 全固态 355 nm 连续紫外激光器的优化设计[J]. 光学精密工程, 2006, **14**(3): 731~735
- 9 Yang Wenshi, Mi Guojiang, Sun Weina *et al.*. The experiment research of Nd:YAG slab laser side-pumped by large-scale diode array[J]. *Laser & Infrared*, 2005, **35**(12): 926~928
杨文是, 秘国江, 孙维娜等. LD 阵列面状泵浦 Nd:YVO₄ 板条激光器实验研究[J]. 激光与红外, 2005, **35**(12): 926~928
- 10 Bi Yong, Sun Zhipei, Li Ruining *et al.*. High power blue Nd:YAG laser by intracavity summing frequency [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2005, **13**(1): 16~21
毕 勇, 孙志培, 李瑞宁等. 高平均功率腔内和频蓝光Nd:YAG 激光器[J]. 光学精密工程, 2005, **13**(1): 16~21
- 11 Li Long, Shi Peng, Bai Jintao. Semi-analytical thermal analysis of single end-pumped laser crystal temperature distribution[J]. *J. Xi'an Jiaotong University*, 2004, **38**(4): 369~372
李 隆, 史 彭, 白晋涛. 单端泵浦激光晶体温度场的半解析热分析[J]. 西安交通大学学报, 2004, **38**(4): 369~372
- 12 Li Long, Dong Wuwei, Shi Peng *et al.*. Thermal effect of diode bar side-pumped Nd:YAG slab[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2008, **16**(11): 2120~2125
李 隆, 董武威, 史 彭等. 激光二极管阵列侧泵浦 Nd:YAG 板条的热效应[J]. 光学精密工程, 2008, **16**(11): 2120~2125
- 13 Shi Peng, Li Long, Gan Ansheng *et al.*. Thermal effect research of end-pumped rectangle Nd:GdVO₄ crystals [J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(7): 923~927
史 彭, 李 隆, 甘安生等. 端面抽运矩形截面 Nd:GdVO₄ 晶体热效应研究[J]. 中国激光, 2005, **32**(7): 923~927
- 14 Shi Peng, Li Long, Gan Ansheng *et al.*. Research on thermal distortion of Nd:GdVO₄ crystals with laser diode end-pumped circular section [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(10): 1324~1328
史 彭, 李 隆, 甘安生等. 激光二极管端面抽运圆形截面 Nd:GdVO₄ 晶体的热形变 [J]. 中国激光, 2006, **33**(10): 1324~1328
- 15 Peng Shi, Wen Chen, Long Li *at al.*. Semianalytical thermal analysis of thermal focal length on Nd:YAG rods [J]. *Appl. Opt.*, 2007, **46**(26): 6655~6661