

重复脉冲激光辐照光学材料的热力效应

赵建君 宋春荣 刘 进

(军械工程学院理化教研室, 石家庄 050003)

摘 要 在建立高斯型重复脉冲激光辐照光学材料模型的基础上, 得到了圆柱型光学材料的二维温度场和热应力的解析解. 以 K9 玻璃为例, 通过数值计算得到同条件下重复脉冲激光对光学材料的损伤阈值. 研究表明: 在高斯型重复脉冲激光辐照下, 损伤阈值受到脉冲数目、宽度、重复频率以及脉冲激光光斑半径的影响, 多数情况下 K9 玻璃会发生热应力损伤.

关键词 激光物理; 脉冲激光; 损伤阈值; 高斯光束

中图分类号 TN249 **文献标识码** A

0 引言

强激光辐照光学材料时, 由于破坏机理(热应力、熔融、汽化等)的不同, 导致了不同的破坏形态, 如碎裂、熔融和汽化等. 重复脉冲激光对光学材料的破坏与连续激光又有所不同, 它的单个脉冲作用时间短, 很容易因光学材料的热吸收引起的温升不均匀而产生热应力超过强度极限发生破裂.

有关强激光辐照光学材料的破坏机理及损伤阈值的理论及实验已经有不少工作^[1~16]. 在理论方面, 大多是讨论连续激光的一维或二维均匀光斑, 部分也涉及到高斯光斑的情况^[2~7]; 而脉冲激光对于材料的破坏研究主要集中在实验方面^[8~16]. 本文建立了高斯型重复脉冲激光辐照光学材料导致的二维热力效应模型, 分析了热应力分布情况, 计算得到相应的热应力损伤阈值, 并与相关的实验结果进行了对比.

1 理论模型

考虑一厚度为 h , 半径为 b 的圆板光学材料样品, 取柱坐标, 坐标原点在样品的激光入射表面中心, z 轴与激光照射方向一致. 高斯型空间分布的脉冲激光束垂直照射到样品表面($z=0$), $t=0$ 时刻激光开始照射样品, 初始时样品温度均匀, 记为 T_0 , 样品表面、侧面绝热, 力学边界固定. 由于一般脉冲宽度较窄, 可近似认为在脉冲宽度内光强均匀.

1.1 温度场分析

材料原子通过将吸收激光束能量, 热运动得到加强, 温度升高. 但是, 由于激光束能量的分布的不均匀性和能量传导的滞后导致材料内部的温度升高是不均匀的. 根据热传导理论, 圆板形光学材料样

品内部的温度场 $T(r, z, t)$ 满足热传导方程

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - k \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] = I \quad (1)$$

材料内部的光强分布为

$$I = \begin{cases} (1-R)I_0 e^{-r^2/a^2 - \beta z} & (n-1)\Gamma < t < (n-1)\Gamma + \tau \\ 0 & (n-1)\Gamma + \tau < t < n\Gamma \end{cases} \\ (n=1, 2, 3, \dots)$$

初始条件和边界条件为

$$T|_{t=0} = T_0, \quad \frac{\partial T}{\partial r}|_{r=0} = \frac{\partial T}{\partial r}|_{r=b} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial z}|_{z=0} = \frac{\partial T}{\partial z}|_{z=h} = 0$$

式(1)中, T 为材料的温升, ρ 为光学材料的密度, 作为常数处理, c_p 为定压比热容, k 为导热系数, R 为材料表面反射率, β 为材料对于入射波长激光的吸收系数; $\Gamma=1/\nu$ 为脉冲重复周期, ν 为脉冲重复频率, τ 为脉冲宽度; I_0 为高斯光斑中心光强.

利用冲量定理法, 对三维热传导方程进行解析求解, 得到

在第 n 个脉冲激光辐照时 ($(n-1)\Gamma \leq t \leq (n-1)\Gamma + \tau$)

$$T = T_0 + \frac{(1-R)I_0}{\rho c_p} \left[T_1(r, z, t - (n-1)\Gamma) + \sum_{i=0}^{n-2} T_2(r, z, t - i\Gamma) \right] \quad (2)$$

在第 n 个脉冲激光辐照后 ($(n-1)\Gamma + \tau \leq t \leq n\Gamma$)

$$T = T_0 + \frac{(1-R)I_0}{\rho c_p} \sum_{i=0}^{n-1} T_2(r, z, t - i\Gamma) \quad (3)$$

式中

$$T_1 = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{\omega}_m(b) R_n(z) S_{m0}(t) J_0\left(\frac{\mu_m r}{b}\right) + \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{\omega}_m(b) S_{m0}(t) J_0\left(\frac{\mu_m r}{b}\right) + \frac{a^2}{b^2} (1 - e^{-b^2/a^2}) t$$

$$T_2 = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{\omega}_m(b) R_n(z) S_{m0}(\tau) J_0\left(\frac{\mu_m r}{b}\right) \cdot$$

$$e^{-\kappa \left[\left(\frac{\mu_m}{b}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{h}\right)^2 \right] (t-\tau)} + \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{\omega}_m(b) S_{m0}(\tau) J_0\left(\frac{\mu_m r}{b}\right) \cdot$$

$$e^{-\kappa(\frac{n\pi}{h})^2(t-\tau)} + \frac{a^2}{b^2}(1 - e^{-b^2/a^2})\tau$$

$$\tilde{\omega}_m(b) = \frac{2}{b^2 J_0^2(\mu_m)} \cdot \begin{cases} \frac{a^2}{2}(1 - e^{-b^2/a^2}) & m=0 \\ \frac{(-2)^j (-\frac{b^2}{\mu_m a^2})^i \mu_m^{2i+1-j} J_{j+1}(\mu_m)}{(i-j)!} & m \neq 0 \end{cases}$$

$$R_n(z) = \begin{cases} \frac{1 - e^{-\beta z}}{\beta h} & n=0 \\ \frac{2\beta e^{-\beta z}}{h[\beta^2 + (\frac{n\pi}{h})^2]} [1 - (-1)^n] \cos(\frac{n\pi z}{h}) & n \neq 0 \end{cases}$$

$$S_{nm}(t) = \frac{1 - e^{-\kappa[(\frac{\mu_m}{b})^2 + (\frac{n\pi}{h})^2]t}}{\kappa[(\frac{\mu_m}{b})^2 + (\frac{n\pi}{h})^2]}$$

式中, μ_m 是第一类一阶 Bessel 函数的根, $m=0, 1, 2, 3, \dots$; $\kappa=k/\rho c_p$ 是热扩散系数.

1.2 热应力场分析

对于轴对称热弹性问题的平衡微分方程比较复杂,但是,由前面的温度的解析解可以看出:当 β 较小时,在激光入射面的温差最大,而且 z 轴上温度变化相对较小.而且,由实验结果分析,最大拉伸应力为环向应力.所以,近似利用温度场轴对称的应力计算,得到环向应力

在第 n 个脉冲激光辐照时

$$\sigma_\theta = \frac{\alpha E(1-R)I_0}{\rho c_p(1-\nu)} [\sigma_1(r, z, t - (n-1)\Gamma) + \sum_{i=1}^{n-2} \sigma_1(r, z, t - i\Gamma)] \quad (4)$$

在第 n 个脉冲激光辐照后

$$\sigma_\theta = \frac{\alpha E(1-R)I_0}{\rho c_p(1-\nu)} \sum_{i=1}^{n-1} \sigma_1(r, z, t - i\Gamma) \quad (5)$$

式中, α 为光学材料的线形热膨胀系数, E 为杨氏模量, ν 为泊松比,

$$\sigma_1(r, z, t) = \left[\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{\omega}_m(b) R_n(z) S_{nm}(t) (J_1(\frac{\mu_m r}{b}) \cdot \frac{b}{\mu_m r} - J_0(\frac{\mu_m r}{b})) \right]$$

$$\sigma_2(r, z, t) = \left[\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{\omega}_m(b) R_n(z) S_{nm}(t) e^{-\kappa[(\frac{\mu_m}{b})^2 + (\frac{n\pi}{h})^2](t-\tau)} \cdot (J_1(\frac{\mu_m r}{b}) \frac{b}{\mu_m r} - J_0(\frac{\mu_m r}{b})) \right]$$

2 数值计算结果及讨论

2.1 温度场和热应力场分布

根据以上的分析,以 CO_2 激光器产生的 $10.6 \mu\text{m}$ 基模激光辐照 K9 玻璃为例进行研究. K9 玻璃的材料参量如表 1. K9 玻璃的结构参量为:半径 $b=2 \text{ cm}$,

厚度 $h=0.2 \text{ cm}$. 取高斯光斑半径为 $a=0.5 \text{ cm}$, 中心光强 $I_0=5 \times 10^8 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, 激光脉冲宽度为 $\tau=10^{-6} \text{ s}$, 脉冲重复频率 1 Hz , 表面反射系数取为 $R=0.05$. 取材料初始温度为 $T_0=300 \text{ K}$. 其吸收系数近似对应为 $\beta=0.503 \text{ cm}^{-1}$.

表 1 K9 玻璃材料的物性参量

$\rho/(\text{g} \cdot \text{cm}^{-3})$	$k/(\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	$c_p/(\text{J} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	$\alpha/(\text{K}^{-1})$	E/Pa	T_{melt}/K	$\sigma_{\text{th}}/\text{Pa}$
2.51	0.0112	0.861	7.6×10^{-6}	8×10^{10}	1673	4.9×10^7

图 1(a)、(b) 分别给出了高斯光束照射 K9 玻璃材料在第二个脉冲末 ($t=1+10^{-6} \text{ s}$) 和第三个脉冲前 ($t=2 \text{ s}$) 温度的二维分布情况. 由图中可以看出:在激光入射表面中心 ($r=0, z=0$) 处, 温度最高; 第二个脉冲末的中心温度和整体温差远高于第三个脉冲前. 分析其原因是由于脉冲激光能量密度高, 在很短的时间内 (10^{-6} s) 被材料吸收, 能量来不及充分扩散, 造成中心温度远高于其它地方; 在下一个脉冲之前的时间能量进行了扩散, 因此整体温差变小.

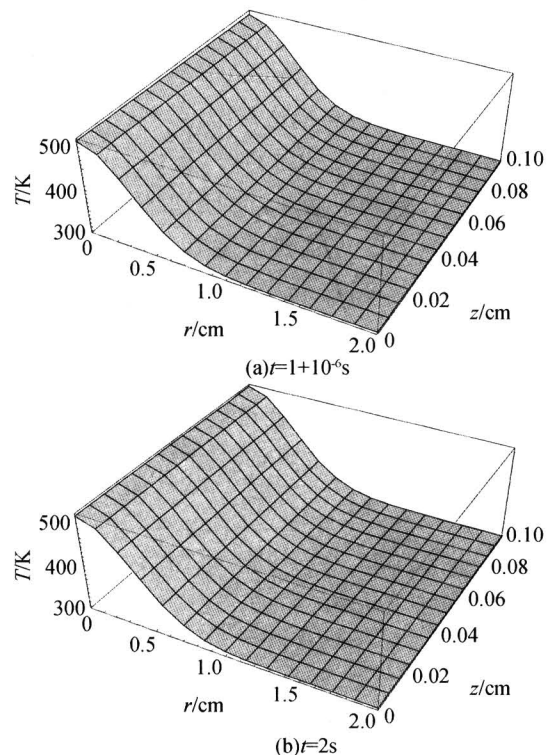


图 1 $t=1+10^{-6} \text{ s}$, $t=2 \text{ s}$ 时的三维温升

Fig. 1 Temperature rise distribution in K9 glass by Gauss beam at $t=1+10^{-6} \text{ s}$ and $t=2 \text{ s}$

图 2 给出了考虑材料面 ($z=0$) 的环向热应力 σ_θ 在不同时刻与 r 的关系. 可以看出, 光斑中心区域温度最高, 可以称为“热区”, 受热膨胀, σ_θ 表现为压缩应力, 为负值, 在 $r=0$ 处压缩应力最大; 随着材料半径的增加, σ_θ 仍为负值, 但绝对值减小. 在远离光斑中心区域, 温度基本不变, 相对于“热区”可以称

为“冷区”，在“热区”与“冷区”交界处，环向热应力 σ_θ 由负值变为正值，开始表现为拉伸应力。在 r_P ($r_P > a$) 达到最大值后逐渐下降。对于固体，材料的抗压强度(K9 约 690 MPa)远大于抗拉强度(K9 约 49 MPa)，所以，材料的损伤由环向热应力 σ_θ 控制，即图 2 中的正值部分。当最大环向热应力 σ_θ 超过材料的抗拉强度后，就会发生解理。由分图 2 中所表现出来的情况可以看出：同样数目的脉冲激光被吸收后，脉冲末的环向热应力 σ_θ 最大，所以热应力损伤发生时间应该是某一个激光脉冲中或末尾。

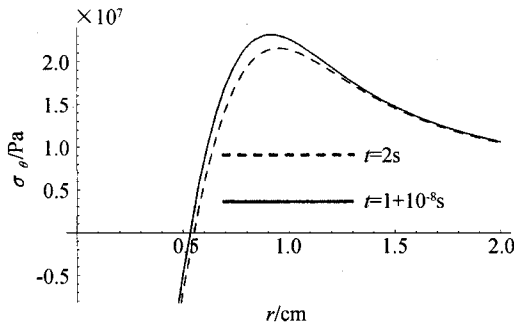


图 2 σ_θ 在不同时刻与 r 的关系
Fig. 2 σ_θ in K9 glass induced versus Gauss beam with different time

2.2 激光损伤阈值与损伤形态

连续激光照射光学材料时，损伤形态主要表现为温度超过材料的熔点 T_{melt} 而形成熔融损伤，或者是材料的热应力超过抗拉强度 σ_{th} 而解理。由前面的分析可以看出，损伤发生的时间一般是某一个脉冲末，即 $t = n\Gamma + \tau$ 。温度的最大值出现在材料表面的光斑中心 ($r = 0, z = 0$)。而热应力最大值假使为 r_P ，在已知 T_{melt} 和时 r_P ，就可以求出相应的高斯光斑中心光强的熔融损伤功率密度 I_{thm} 和应力损伤功率密度 $I_{th\sigma}$ 。

$$I_{thm} = \frac{\rho c_P (T_{melt} - T_0)}{(1-R)} [T_1(0,0,t - (n-1)\Gamma) + \sum_{i=0}^{n-2} T_2(0,0,t - i\Gamma)]^{-1} \quad (6)$$

$$I_{th\sigma} = \frac{\rho c_P \sigma_{th} (1-\nu)}{\alpha E (1-R)} [\sigma_1(r_P, 0, t - (n-1)\Gamma) + \sum_{i=1}^{n-2} \sigma_1(r_P, 0, t - i\Gamma)]^{-1} \quad (7)$$

材料的熔融损伤阈值比较容易得到。但对于应力损伤阈值，需要首先确定 r_P 的值。虽然利用对式 (7) 的一阶导数进行求解，但得到解析解是非常困难的。对于均匀光斑可以采取热扩散长度的近似方法，但对于高斯光斑时误差较大。分析可知， r_P 受到光斑半径 a 、照射时间 t 、以及材料本身的物理参数的影响，得到普遍的解析表达比较难。利用数字分析，得到拟合表达

$$r_P = 0.15 + 1.62a$$

2.2.1 脉冲数目对损伤阈值的影响

图 3 给出了高斯光斑半径为 $a = 0.5$ cm，脉冲宽度为 $\tau = 10^{-6}$ s，脉冲重复频率 1 Hz 的特定条件下的熔融损伤和热应力损伤的损伤阈值。结果表明：随着脉冲数增加，相应的损伤阈值变小，变化趋于平稳。同时，熔融损伤阈值高于热应力损伤阈值，即在某一功率的重复脉冲激光辐照下热应力损伤先于熔融损伤发生。

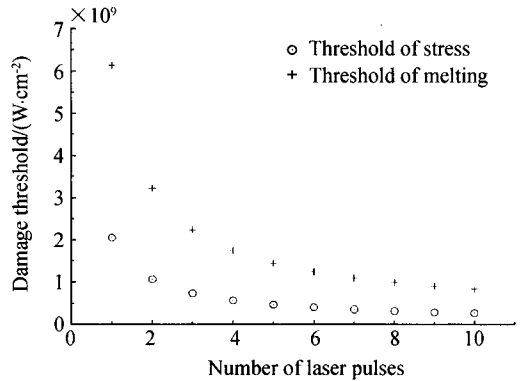


图 3 损伤阈值与脉冲数目关系
Fig. 3 Damage threshold versus the number of laser pulses

2.2.2 脉冲宽度对损伤阈值的影响

图 4 给出了高斯光斑半径为 $a = 0.5$ cm，6 个脉冲，脉冲重复频率 1 Hz 的特定条件下的熔融损伤和热应力损伤的损伤阈值。结果表明：脉冲宽度越大，相应的损伤阈值越低。熔融损伤阈值高于热应力损伤阈值，即在某一功率的脉冲激光辐照下热应力损伤先于熔融损伤发生。

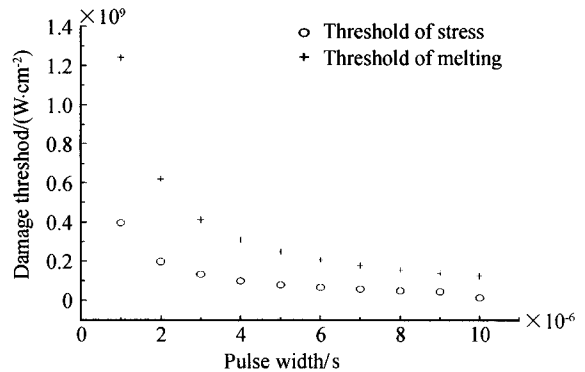


图 4 损伤阈值与脉冲宽度关系
Fig. 4. Damage threshold versus pulse width

2.2.3 脉冲重复频率对损伤阈值的影响

图 5 给出了高斯光斑半径为 $a = 0.5$ cm，脉冲宽度为 $\tau = 10^{-6}$ s，6 个脉冲的特定条件下的熔融损伤和热应力损伤的损伤阈值。结果表明：随着脉冲重复频率增加，相应的损伤阈值变小。熔融损伤阈值高于热应力损伤阈值，即在某一功率的脉冲激光辐照下热应力损伤先于熔融损伤发生。

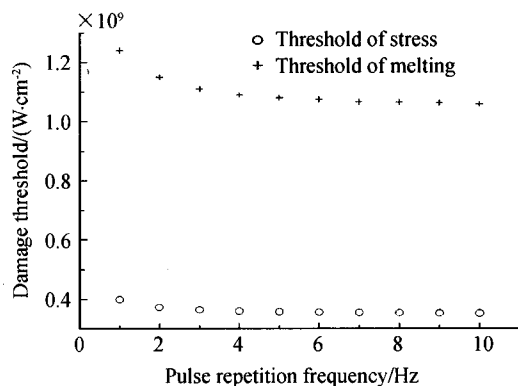


图5 损伤阈值与脉冲重复频率关系

Fig. 5 Damage threshold versus the pulse repetition frequency

2.2.4 光斑半径对损伤阈值的影响

图6给出了脉冲宽度为 $\tau=10^{-6}$ s, 6个脉冲, 脉冲重复频率1 Hz的特定条件下(入射激光功率随着光斑半径的不同发生改变) 高斯光斑中心光强熔融损伤和热应力损伤的损伤阈值. 结果表明: 熔融损伤阈值随着光斑半径的增加而减小; 由于受到材料具体参量的影响, 热应力损伤阈值在光斑半径为0.5~0.6 cm时最小, 随光斑半径加大或减小而增加. 就整体情况而言, 热应力损伤阈值小于熔融损伤阈值.

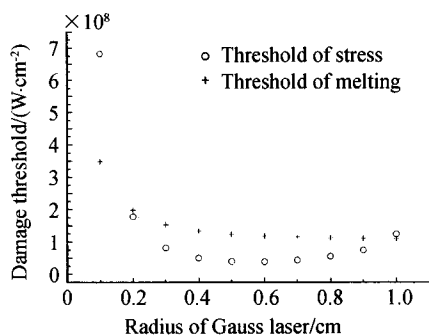


图6 损伤阈值与光斑半径关系

Fig. 6 Damage threshold versus the radius of Gauss laser

综合以上讨论可知: 在多脉冲激光辐照光学材料时, 一般是发生热应力损伤, 损伤形态表现为炸裂或解理, 这与文献[10]报道一致:

2.3 与实验结果的对比分析

利用本模型得到的脉冲激光对于K9玻璃的能量损伤阈值基本分布在 $500 \sim 1300 \text{ J/cm}^2$, 与文献[10]给出了 1.0 kJ/cm^2 的结果基本一致.

3 结论

通过建立激光辐照光学材料物理模型, 得到了高斯型连续激光照射圆柱形靶板的二维温度场以及相应的热应力分布的解析解的形式. 通过数值拟合, 确定了K9玻璃最容易发生应力损伤的位置, 并计算出相应的材料损伤阈值. 研究表明, 在重复脉冲激光辐照下, K9玻璃的损伤主要表现为环向拉伸

应力损伤, 发生在材料的迎光表面. 损伤阈值受到脉冲数目、宽度、重复频率以及脉冲激光光斑半径的影响. 通过与实验结论的比较, 证明了模型和结果的科学性.

本理论模型同样适用与同类激光损伤效应研究几材料损伤性能评估, 为激光对抗和激光加固提供了理论参考.

参考文献

- Shen Z H, Zhang S Y, Lu J, et al. Mathematical modeling of laser induced heating and melting in solids. *Optic & Laser Technology*, 2001, **33**: 533~537
- Felter T E, Hrubesh L, Kubota A, et al. Laser damage probability studies of fused silica modified by MeV ion implantation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 2003, **27**: 72~79
- Ngoi B K A, Venkatakrishnan K, Lim E N L, et al. Effect of Energy above laser-induced damage threshold in the micromachining of silicon by femtosecond pulse laser. *Optic and Lasers in Engineering*, 2001, **35**: 361~369
- 赵建君, 宋春荣, 牛燕雄. 强激光辐照光学材料的热力效应研究. *激光杂志*, 2005, **26**(1): 31~34
Zhao J J, Song C R, Niu Y X. *Laser Journal*, 2005, **26**(1): 31~34
- 牛燕雄, 张鹏, 姚建铨, 等. 强激光对星载光电探测系统的干扰与破坏研究. *光子学报*, 2004, **33**(7): 793~796
Niu Y X, Zhang P, Yao J Q, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(7): 793~796
- 金婵, 李铭华, 刘劲松, 等. 掺镁铌酸锂晶体抗光损伤机理的研究. *光子学报*, 1994, **23**(6): 530~534
Jin C, Li M H, Liu J S, et al. *Acta Photonica Sinica*, 1994, **23**(6): 530~534
- 高卫东, 张伟丽, 范树海, 等. HfO₂ 薄膜的结构对抗激光损伤阈值的影响. *光子学报*, 2005, **34**(2): 176~179
Gao W D, Zhang W L, Fan S H, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(2): 176~179
- 刘青, 刘卜, 程光华, 等. 激光导致的透明固体损伤模型. *光子学报*, 2003, **32**(5): 525~528
Liu Q, Liu B, Cheng G H, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(5): 525~528
- 王长山, 张军, 许凤明, 等. KTP晶体能量损伤阈值的实验研究. *中国激光*, 2000, **27**(12): 1089~1092
Wang C S, Zhang J, Xu F M, et al. *Chinese Journal of Lasers*, 2000, **27**(12): 1089~1092
- 郭少锋, 陆启生, 邓少永, 等. ns脉冲激光对K9玻璃的破坏实验. *强激光与粒子束*, 2004, **16**(7): 817~820
Guo S F, Lu Q S, Deng S Y, et al. *High Power Laser And Particle Beams*, 2004, **16**(7): 817~820
- 孟绍贤, 王笑琴, 管富义, 等. 激光引起玻璃表面的破坏. *光学学报*, 1995, **15**(10): 1428~1431
Meng S X, Wang X Q, Guan F Y, et al. *Acta Optica*

- Sinica, 1995, **15**(10):1428~1431
- 12 赵元安,王涛,张东平,等. 脉冲激光辐照光学薄膜的缺陷损伤模型. 光子学报, 2005, **34**(9):1372~1375
Zhao Y A, Wang T, Zhang D P, *et al.* *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(9):1372~1375
- 13 郭少锋,陆启生,舒柏宏. DF 激光作用下氟玻璃破坏阈值的测量及机理. 红外与激光工程, 2002, **3**(3):272~274
Guo S F, Lu Q S, Shu B H. *Infrared and Laser Engineering*, 2002, **3**(3):272~274
- 14 沈中华,陈建平,陆建,等. 结晶硅材料的单脉冲和多脉冲激光损伤研究. 南京大学学报(自然科学), 2001, **37**(2):79~83
Shen Z H, Chen J P, Lu J, *et al.* *Journal of Nanjing University (Natural Science)*, 2001, **37**(2):79~83
- 15 甘荣兵,林理彬,卢勇,等. UBK7 玻璃后表面缺陷诱导体内激光损伤. 强激光与粒子束, 2001, **13**(5):603~606
Gan R B, Lin L B, Lu Y, *et al.* *High Power Laser And Particle Beams*, 2001, **13**(5):603~606
- 16 高卫东,田光磊,范正修,等. 单晶硅材料的 1064 nm Nd:YAG 脉冲激光损伤特征研究. 材料科学与工程学报, 2005, **23**(3):317~320
Gao W D, Tian G L, Fan Z X, *et al.* *Journal of Materials Science & Engineering*, 2005, **23**(3):317~320

Thermal and Mechanical Effect in Optical Material Induced by Repetitive Pulse Laser

Zhao Jianjun, Song Chunrong, Liu Jin

Section of Physics-Chemistry, Ordnance Engineering College, Shijazhuang 050003

Received date: 2005-08-26

Abstract A physical model of columned optical material irradiated by repetitive pulses laser was established. The distributions of temperature and stress profile were studied by the use of a 2-D model of heat conduction. By using a example of K9 glass in numerical calculation, it is shown that damage threshold of laser intensity in facus center was influenced by the number, width, repetitive frequency and laser radius of pulse laser. Under most condition, the damage of K9 glass is stress damage.

Keywords Laser physics; Pulse laser; Damage threshold; Gauss beam



Zhao Jianjun was born in 1975. He graduated from Physics Department of Shanxi University and got the M. S. degree in 2000. His research interests include nonlinear optics, laser material processing, and quanta optics.