

文章编号: 0253-2239(2006)04-0576-5

光学窗口材料激光辐照热-力效应的解析计算研究*

黄 峰 牛燕雄 汪岳峰 段晓峰

(解放军军械工程学院光学与电子工程系, 石家庄 050003)

摘要: 建立了高功率连续激光辐照透明光学材料的热-力学模型,通过积分变换方法求解三维热传导方程,得出了激光辐照引起的瞬态温度场分布的精确解析解,并在此基础上进一步求得热应力场的瞬态分布。以 $1.315\ \mu\text{m}$ 的高能氧碘激光辐照熔石英玻璃为例,计算了熔石英在激光辐照下的温度场与热应力场分布,分析了其激光损伤机理。研究表明由于熔石英具有优良的热稳定性,温度不均匀分布所产生的热应力相对较小,激光损伤主要是受辐照区域温度值超过材料熔点发生熔融破坏。理论分析结果与相关的实验结论一致,说明所建立激光辐照效应模型的合理性。

关键词: 激光物理; 激光辐照效应; 温度场; 应力场; 光学窗口; 激光损伤机理

中图分类号: O437 文献标识码: A

Calculation of Thermal and Mechanical Effect Induced by Laser in Optical Window Materials

Huang Feng Niu Yanxiong Wang Yuefeng Duan Xiaofeng

(Optics and Electrics Engineering Department, Ordnance Engineering College, Shijiazhuang 050003)

Abstract: The thermal-mechanical model of transparent optical materials induced by high-power continuous laser is set up and the precise resolution of transient temperature field distribution induced by laser is obtained through resolving the 3-dimensional heat conduction equation using integral-transform method. On the base of the above analysis, the thermal stress field transient distribution induced by laser is worked out. Taking fused silica irradiated by $1.315\ \mu\text{m}$ high-power chemical oxygen-iodine laser (COIL) as an example, the fused silica temperature field and thermal — stress field transient distributions irradiated by COIL laser are calculated and the laser induced damage mechanism is analyzed further. The calculation result shows that the laser induced damage is mostly melt damage in the areas where temperature exceeds melt point of fused silica. Because fused silica has a fine thermal stability, the thermal stresses induced by the temperature ununiformity are small relatively. The theoretical analyzing result is in accordance with the relative experimental result, so the laser irradiation effect model proves correct.

Key words: laser physics; laser irradiation effect; temperature field; thermal stress field; optical window; laser-induced damage mechanism

1 引 言

光学窗口材料在激光辐照下的损伤机理分析是高能激光技术和激光武器应用技术中的重要研究课题。国内外已经开展了许多有关光学窗口材料激光辐照效应的理论和实验研究^[1~7]。研究表明,雪崩电离击穿、多光子吸收电离以及非线性效应等破坏机理仅在激光辐照功率密度极高等特定条件下居于

主导地位^[1,2],且对此类破坏机理的讨论目前还主要集中在实验研究和定性描述的阶段,建立定量分析模型的难度较大。在现有的高能激光应用领域,连续激光对透明超纯材料的损伤机理仍以热力学损伤模型为主^[6],且已有的理论分析中普遍采用二维平面热传导模型,并应用有限元方法求取数值解^[8]。虽然降低了计算难度,但却很难直接反映出材料特

* 解放军军械工程学院重点基金资助课题。

作者简介: 黄 峰(1979~),男,福建莆田人,硕士,讲师,主要从事光电对抗、激光应用技术研究。

E-mail: huangfeng239@126.com

收稿日期: 2005-05-26; 收到修改稿日期: 2005-07-06

性参量对温度场和应力场分布的影响。

本文从激光辐照光学窗口材料的热模型入手,通过求解三维热传导方程,求得了温度场三维分布的精确解析解,并进一步求出了热应力的三维分布,在此基础上以 $1.315 \mu\text{m}$ 的高能氧碘激光辐照熔融石英玻璃为例,进行了光学窗口材料在连续激光辐照下的损伤机理分析。

2 理论模型

高功率激光器通常为多模运转。设激光辐照光斑为圆形均匀分布,因此在柱坐标系下,研究二维有限光斑对材料辐照效应,可假设材料的热边界为绝热状态,半径为 $\omega_0(1/e^2)$ 的圆形光斑照射在半径为 r_0 ,厚度为 l 的圆形靶材上,其物理模型如图 1 所示。与通常采用的二维热传导模型不同,辐照激光对光学窗口材料的穿透深度很深,为分析材料内部及出射面的温度分布情况,宜采用三维热传导模型。

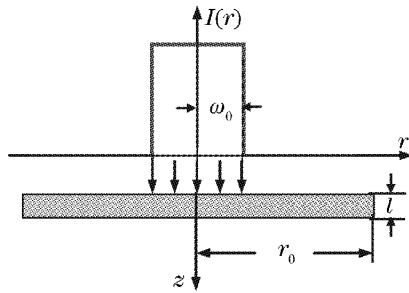


图 1 圆形光束辐照圆板型靶材的物理模型
Fig. 1 Physical model of disk target irradiated by round light beam

2.1 热传导方程

在柱坐标系下,关于 z 轴对称的三维瞬态热传导微分方程可表示为

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{q(r, z, t)}{k} = \frac{\rho C}{k} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (1)$$

密度 ρ , 热容 C , 热传导系数 K , q 为内热源, 可表示为

$$q(r, z, t) = \begin{cases} Q_0 e^{-\alpha z}, & 0 \leq r \leq \omega_0, t \geq 0 \\ 0 & \omega_0 < r \leq r_0, t \geq 0, \\ 0, & t < 0 \end{cases} \quad (2)$$

式中 $Q_0 = P_0(1 - \tau)/(\pi\omega_0^2)$, P_0 为激光辐照功率, α 为材料吸收系数, τ 为材料对入射激光的透过系数(表面反射系数较小可忽略)。

所有边界均处于绝热状态, 则初始条件和边界条件可表示为

$$\begin{cases} T = T_\infty, & t = 0 \\ \partial T / \partial r = 0, & r = r_0 \\ \partial T / \partial z = 0, & z = 0, l \end{cases} \quad (3)$$

式中 T_∞ 为外部环境温度。

2.2 温度场的解析求解

对上述热传导方程, 可在柱坐标系下用积分变换方法^[9]进行求解。对变量 r 的正逆变换为

$$T(r, z, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{R_0(\beta_m, r)}{N(\beta_m)} \bar{T}(\beta_m, z, t), \quad (4)$$

$$\bar{T}(\beta_m, z, t) = \int_{r'=0}^{r_0} r' R_0(\beta_m, r') T(r', z, t) dr', \quad (5)$$

根据边界条件, 上式中各项可表示为

$$R_0(\beta_m, r) = \begin{cases} J_0(\beta_m r), & m \neq 0 \\ 1, & m = 0 \end{cases} \quad (6)$$

$$\beta_m = \begin{cases} J_1(\beta_m r_0), & m \neq 0 \\ 0, & m = 0 \end{cases} \quad (7)$$

$$\frac{1}{N(\beta_m)} = \begin{cases} 2/[r_0^2 J_0^2(\beta_m r_0)], & m \neq 0 \\ 2/r_0^2, & m = 0 \end{cases}, \quad (8)$$

其中 $\beta_m r_0$ 为第一类一阶贝塞尔函数的根。对(1)式、(3)式进行积分变换, 得到

$$\begin{cases} -\beta_m^2 \bar{T}(\beta_m, z, t) + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} + \frac{\bar{q}(\beta_m, z, t)}{k} = \\ \frac{\rho C}{k} \frac{\partial \bar{T}(\beta_m, z, t)}{\partial t}, & 0 < z < l, t > 0 \\ \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = 0, & z = 0, l \\ \bar{T} = \bar{T}_\infty, & t = 0 \end{cases} \quad (9)$$

对变量 $z(0 \leq z \leq l)$ 的正逆变换为

$$\bar{T}(\beta_m, z, t) = \sum_{p=1}^{\infty} \frac{Z(\eta_p, z)}{N(\eta_p)} T(\beta_m, \eta_p, t), \quad (10)$$

$$T(\beta_m, \eta_p, t) = \int_{z'=0}^l Z(\eta_p, z') \bar{T}(\beta_m, z', t) dz', \quad (11)$$

根据边界条件, 上式中各项可表示为

$$Z(\eta_p, z) = \begin{cases} \cos(\eta_p z), & p \neq 0 \\ 1, & p = 0 \end{cases} \quad (12)$$

$$\eta_p = \begin{cases} p\pi/l, & p \neq 0 \\ 0, & p = 0 \end{cases} \quad (13)$$

$$\frac{1}{N(\eta_p)} = \begin{cases} 2/l, & p \neq 0 \\ 2/l, & p = 0 \end{cases} \quad (14)$$

对(9)式进行积分变换, 得到

$$\begin{cases} \frac{dT}{dt} + \frac{k}{\rho C}(\beta_m^2 + \eta_p^2)T(\beta_m, \eta_p, t) = \frac{1}{\rho C}q(\beta_m, \eta_p, t) & t > 0 \\ T = T_\infty, & t = 0 \end{cases} \quad (15)$$

对(15)式进行求解,并用逆变公式对所得的双重变换逐次进行逆变换,由此求出靶材内温度分布的解析解

$$T(r, z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{R_0(\beta_m, r)}{N(\beta_m)} \frac{Z(\eta_p, z)}{N(\eta_p)} \exp\left[-\frac{k}{\rho C}(\beta_m^2 + \eta_p^2)t\right] \times \left\{ T_\infty + \frac{1}{\rho C} \int_0^t \exp\left[\frac{k}{\rho C}(\beta_m^2 + \eta_p^2)t'\right] q(\beta_m, \eta_p, t') dt' \right\}, \quad (16)$$

式中双重积分被定义为

$$H = \int_{z=0}^l \int_{r'=0}^{r_0} r' R_0(\beta_m, r') Z(\eta_p, z') H dr' dz', \quad H \equiv T_\infty \text{ or } q \quad (17)$$

则进一步计算得到

$$T(r, z, t) = \frac{4P_0(1-\tau)}{kr_0^2 l \pi \omega_0} \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\alpha J_1(\beta_m \omega_0) [1 - \exp(-\alpha l) (-1)^p]}{\beta_m J_0^2(\beta_m r_0) (\alpha^2 + \eta_p^2) (\beta_m^2 + \eta_p^2)} J_0(\beta_m r) \cos(\eta_p z) \times \left[1 - \exp\left[-\frac{k}{\rho C}(\beta_m^2 + \eta_p^2)t\right] \right] + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{J_1(\beta_m \omega_0) [1 - \exp(-\alpha l)]}{2\alpha J_0^2(\beta_m r_0) \beta_m^2} J_0(\beta_m r) \left[1 - \exp\left(\frac{k}{\rho C} \beta_m^2 t\right) \right] + \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\alpha \omega_0 [1 - \exp(-\alpha l) (-1)^p]}{2\eta_p^2 (\alpha^2 + \eta_p^2)} \cos(\eta_p z) \left[1 - \exp\left(\frac{k}{\rho C} \eta_p^2 t\right) \right] \right\} + \frac{P_0(1-T)[1 - \exp(-\alpha l)]}{\pi \alpha C r_0^2 l} t + T_\infty. \quad (18)$$

2.3 热应力场的解析求解

激光辐照光学材料时将产生空间非均匀分布的温度场,造成不同区域材料的热膨胀不同,从而导致材料的热应力。对于圆柱形靶材,温度场轴对称分布,根据热弹性理论、应力的平衡方程、应力应变的几何方程及应力应变的广义胡克方程,可解出其热应力分布的表达式^[10]:

$$\sigma_r = \frac{\beta E}{1-\gamma} \left(\frac{1}{R^2} \int_0^{r_0} T r dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r T r dr \right), \quad (19)$$

$$\sigma_\theta = \frac{\beta E}{1-\gamma} \left(\frac{1}{R^2} \int_0^{r_0} T r dr + \frac{1}{r^2} \int_0^r T r dr - T \right), \quad (20)$$

$$\sigma_z = \frac{\beta E}{1-\gamma} \left(\frac{2}{R^2} \int_0^{r_0} T r dr - T \right), \quad (21)$$

式中 σ_r 、 σ_θ 、 σ_z 分别为沿径向、环向、 z 轴方向的热应力分量; β 为材料热膨胀系数; E 为薄膜杨氏弹性模量; γ 为泊松比。将(18)式代入热应力分量的表达式计算得到

$$\sigma_r = -\frac{4\beta E P_0(1-\tau)}{kr_0^2 l \pi \omega_0 (1-\gamma)} \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\alpha J_1(\beta_m \omega_0) [1 - \exp(-\alpha l) (-1)^p]}{\beta_m J_0^2(\beta_m r_0) (\alpha^2 + \eta_p^2) (\beta_m^2 + \eta_p^2)} \frac{J_1(\beta_m r)}{r} \cos(\eta_p z) \times \left[1 - \exp\left[-\frac{k}{\rho C}(\beta_m^2 + \eta_p^2)t\right] \right] + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{J_1(\beta_m \omega_0) [1 - \exp(-\alpha l)]}{2\alpha J_0^2(\beta_m r_0) \beta_m^2} \frac{J_1(\beta_m r)}{r} \left[1 - \exp\left(\frac{k}{\rho C} \beta_m^2 t\right) \right] \right\}, \quad (22)$$

$$\sigma_\theta = \frac{4\beta E P_0(1-\tau)}{kr_0^2 l \pi \omega_0 (1-\gamma)} \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\alpha J_1(\beta_m \omega_0) [1 - \exp(-\alpha l) (-1)^p]}{\beta_m J_0^2(\beta_m r_0) (\alpha^2 + \eta_p^2) (\beta_m^2 + \eta_p^2)} \left[\frac{J_1(\beta_m r)}{\beta_m r} - J_0(\beta_m r) \right] \cos(\eta_p z) \times \left[1 - \exp\left[-\frac{k}{\rho C}(\beta_m^2 + \eta_p^2)t\right] \right] + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{J_1(\beta_m \omega_0) [1 - \exp(-\alpha l)]}{2\alpha J_0^2(\beta_m r_0) \beta_m^2} \left[\frac{J_1(\beta_m r)}{\beta_m r} - J_0(\beta_m r) \right] \left[1 - \exp\left(\frac{k}{\rho C} \beta_m^2 t\right) \right] \right\}, \quad (23)$$

$$\sigma_z = -\frac{4\beta E P_0(1-\tau)}{kr_0^2 l \pi \omega_0 (1-\gamma)} \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\alpha J_1(\beta_m \omega_0) [1 - \exp(-\alpha l) (-1)^p]}{\beta_m J_0^2(\beta_m r_0) (\alpha^2 + \eta_p^2) (\beta_m^2 + \eta_p^2)} J_0(\beta_m r) \cos(\eta_p z) \times \left[1 - \exp\left[-\frac{k}{\rho C}(\beta_m^2 + \eta_p^2)t\right] \right] + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{J_1(\beta_m \omega_0) [1 - \exp(-\alpha l)]}{2\alpha J_0^2(\beta_m r_0) \beta_m^2} J_0(\beta_m r) \left[1 - \exp\left(\frac{k}{\rho C} \beta_m^2 t\right) \right] \right\}, \quad (24)$$

3 计算分析

3.1 温度场与热应力场分布

根据上述分析,对氧碘激光器(1.315 μm)辐照熔石英材料进行研究。熔石英是常用的光学窗口材料,对从紫外到近红外波段的光均具有很高(大于 80%)的透过率,具体物理参量如表 1^[7,11]所示。材料的结构参量为:半径 $r_0=4$ cm,厚度为 $l=2$ cm。光斑半径 $\omega_0=2$ cm,一般取 $T_\infty=20$ °C。

表 1 熔石英的物理参量

Table 1 The physical parameters of fused silica

Density	$\rho=2.21\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$
Thermal conductivity	$k=1.38\text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
Heat capacity	$C=746\text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
Absorption coefficient ($\lambda=1315\text{ nm}$)	$\alpha=0.19\times 10^{-3}\text{ cm}^{-1}$
Thermal coefficient of expansion	$\beta=0.51\times 10^{-6}\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$
Young's modulus	$E=7.26\times 10^{10}\text{ Pa}$
Melting point	$T_{\text{melt}}=1700\text{ }^\circ\text{C}$
Poisson's ratio	$\nu=0.16$

定义激光辐照功率密度为 $I_0=P_0/(\pi\omega_0^2)$ 。则根据(18)式求得 $I_0=2000\text{ W/cm}^2$, $t=8\text{ s}$ 时靶材的温度场分布如图 2 所示,材料表面沿径向温度分布如图 3(a)所示,靶材中心温度沿厚度方向变化曲线如图 3(b)所示。由计算结果可看出,由于熔融石英对激光吸收系数很小,温度场沿 z 轴方向变化不明显,即靶材的入射面与出射面的温差较小;当光斑半径相同时,辐照时间较长引起的温升值较高,当辐照时间相同时,较大的光斑半径引起的温升值较高。

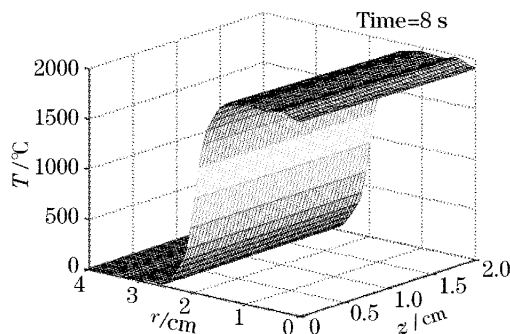


图 2 熔石英的三维温度场分布

Fig. 2 3D temperature distribution of fused silica

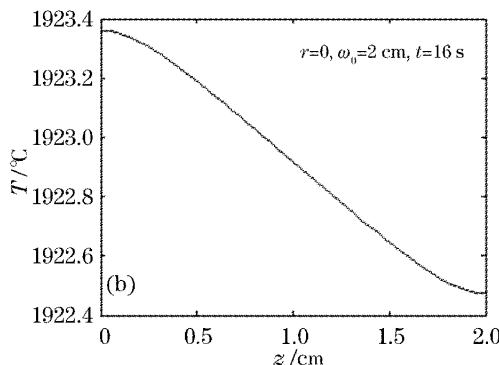
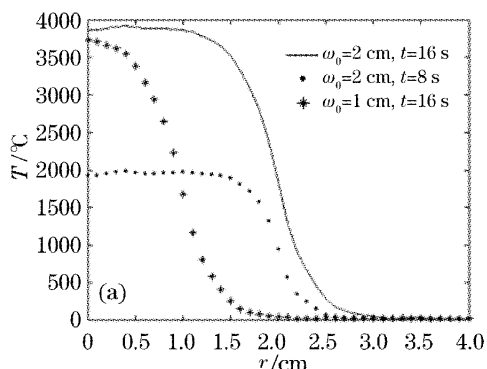


图 3 (a)熔石英表面温度沿径向分布,(b)光斑中心处熔石英温度沿 z 向分布

Fig. 3 (a)Temperature radial distribution on the fused silica surface,(b) z -directional temperature distribution of the laser spot center

根据(22)式、(23)式、(24)式计算得到的熔石英内部沿径向、环向、 z 轴方向的三维热应力分布分别

如图 4(a)、图 4(b)、图 4(c)所示。由图中可见热应力各分量沿 z 轴方向变化较小,因此着重分析靶材

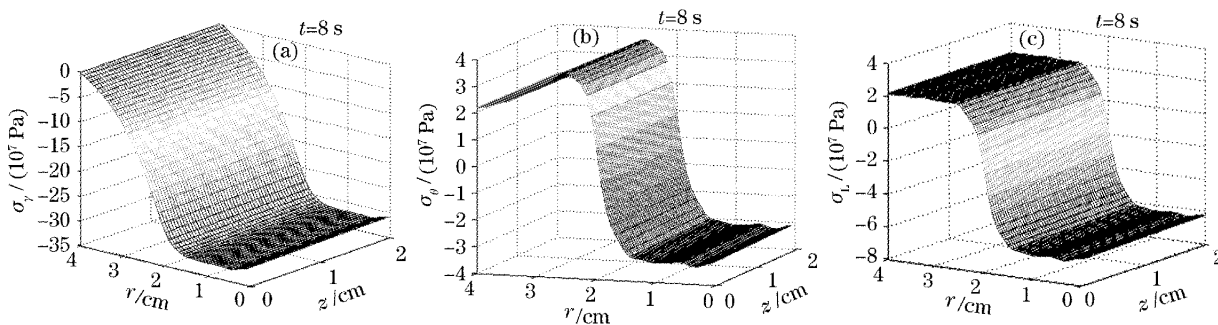


图 4 熔石英的三维应力场分布。(a)径向应力分量,(b)环向应力分量,(c) z 向应力分量

Fig. 4 Three-dimensional thermal stress distribution of fused silica. Radial (a), hoop (b) and z -axial (c) stress components

表面的热应力沿径向、环向、 z 轴方向的分量分别如图 5(a)、图 5(b)、图 5(c)所示。可见当光斑半径相同时,辐照时间较长引起的热应力最大值较大,辐照

时间相同时,较小的光斑半径引起的压应力最大值较大,而较大光斑半径引起的拉应力最大值较大。

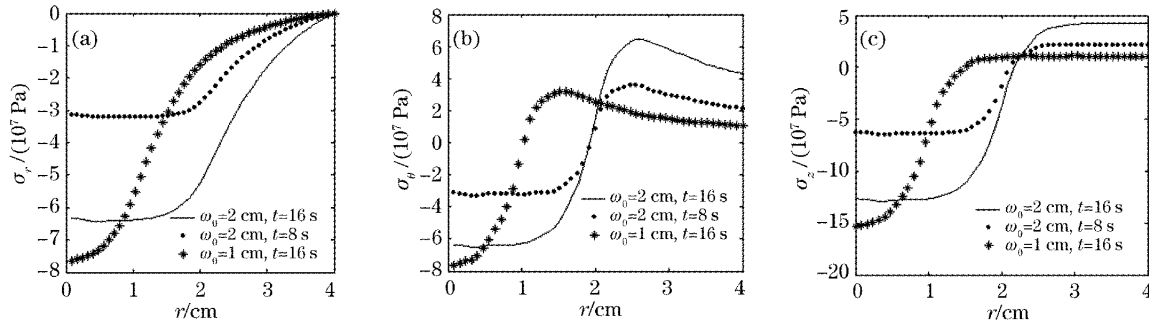


图 5 熔石英表面应力场分布。(a)径向应力分量,(b)环向应力分量 (c) z 向应力分量

Fig. 5 Thermal stress distribution on the fused silica surface. Radial (a), hoop (b) and z -axial (c) stress components

3.2 激光损伤机理分析

根据上述计算分析,当辐照时间 $t=8$ s 时,材料受激光辐照区域入射面与出射面的温度均已超过熔融温度 T_{melt} (1700 °C),将造成熔融穿孔。而此时熔融石英内部沿径向、环向、 z 轴方向的热应力最大值均未超过材料的抗拉强度或抗压强度(熔石英抗拉强度或抗压强度均大于 10^8 Pa)。这是因为熔石英材料的热稳定性好,材料温度变化产生的热应力不足以使其产生炸裂或解理。由此可知氧碘激光对熔石英的损伤主要是激光辐照导致材料温度超过材料的熔融温度 T_{melt} 从而造成熔融烧蚀甚至穿孔。分析结果与相关的实验结论^[11]一致,说明了建模分析的有效性及应用价值。

4 结 论

利用积分变换的方法求得了光学窗口材料在连续高功率激光辐照下温度场与热应力场分布的瞬态解析解,并以高能氧碘激光辐照熔石英玻璃为例进行计算和激光损伤机理分析。研究表明,熔石英材料的热稳定性好,热应力损伤阈值高于其熔融损伤阈值,氧碘激光对其损伤主要是激光辐照导致材料温度超过熔融温度从而造成熔融烧蚀甚至穿孔。分析结论与相关实验结果取得一致,证实了所建模型的有效性,同时本文所得出的激光辐照热-力效应的解析解对于其他连续高能激光对透明光学材料的损伤机理分析也具有一定的指导意义。

参 考 文 献

1 Alberto Salleo. *High-Power Laser Damage in Fused Silica* [D]. Dissertation for the Ph. D. of University of California, Berkeley.

2001. 42~77
 2 Chris B. Schaffer. *Interaction of Femtosecond Laser Pulse with Transparent Materials* [D]. Dissertation for the Ph. D. of Harvard University 2001. 36~62
 3 F. Bonneau, P. Combis, G. Daral *et al.*. Laser induced damage simulation of silica surface under 1. 053 μm irradiation[C]. *Proc. SPIE*, 2001, **4347**: 560~568
 4 John H. Campbell, Patricia A. Hurst, Dwight D. Heggins *et al.*. Laser induced damage and fracture in fused silica vacuum windows[C]. *Proc. SPIE*, 1997, **2966**: 106~125
 5 Yoshiro Ito, Satoshi Kiyoku, Tsutomu Ogura *et al.*. Dynamical observation of laser induced damage made in inside of transparent materials[C]. *Proc. SPIE*, 2002, **4426**: 62~65
 6 Chen Fei, Meng Shaoxian. Damage mechanism of optical materials[J]. *Progress in Physics*, 1998, **18**(2): 187~206 (in Chinese)
 陈 飞,孟绍贤. 光学材料破坏机理[J]. *物理学进展*, 1998, **18**(2): 187~206
 7 Sun Feng, Cheng Zuhai, Zhang Yaoning *et al.*. Thermal distortions in calcium fluoride, potassium chloride and fused silica windows at 1. 315 μm [J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(4): 412~416 (in Chinese)
 孙 峰,程祖海,张耀宁等. 在波长 1. 315 μm 下的几种激光器窗口热效应比较研究[J]. *中国激光*, 2004, **31**(4): 412~416
 8 Guo Shaofeng, Lu Qisheng, Cheng Xiangai *et al.*. Rotation effects of intensive laser window[J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(2): 145~148 (in Chinese)
 郭少锋,陆启生,程湘爱等. 激光器窗口的旋转效应[J]. *中国激光*, 2004, **31**(2): 145~148
 9 M. N. Özisik, Yu Changming trans. *Heat Conduction* [M]. Beijing: High Education Press, 1983. 596~615 (in Chinese)
 M. N. Özisik 著,俞昌铭译. *热传导*[M]. 北京: 高等教育出版社, 1983. 596~615
 10 Ping Xiuer. *Thermal Stress and Thermal Fatigue* [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 1984. 12~30 (in Chinese)
 平 修二. *热应力与热疲劳*[M]. 北京: 国防工业出版社, 1984. 12~30
 11 Xia Jinjun, Gong Hui, Cheng Lei *et al.*. CW laser induced thermal and mechanical damage in optical window materials[J]. *Acta Optica Sinica*, 1997, **17**(1): 20~23 (in Chinese)
 夏晋军,龚 辉,程 雷等. 光学材料连续波激光热-力破坏效应[J]. *光学学报*, 1997, **17**(1): 20~23