

文章编号: 1001-4322(2002)02-0238-05

光学材料的激光损伤形态研究*

郭少锋, 陆启生, 程湘爱, 江厚满, 曾学文

(国防科技大学理学院定向能技术研究所, 湖南长沙410073)

摘要: 提出了破坏形态因子的概念并以高功率连续激光作用下的光学材料的热力学响应为例, 通过积分变换的方法给出激光作用期间温度场和应力场的解析形式, 继而得到破坏形态因子的表达式及其简化形式, 研究破坏形态因子与材料性质、激光参数的关系, 从而预言特定的材料在特定的激光作用下的破坏形态。

关键词: 破坏机理; 形态因子; 温度场; 应力场; 功率密度阈值

中图分类号: TN 241 **文献标识码:** A

靶材在强激光的作用下, 由于破坏机理(例如热应力、热松弛、熔融、汽化等)不同, 将导致不同的破坏形态, 例如碎裂、软化、熔融和汽化等。破坏机理不同, 对应的破坏阈值也不同。假设材料对应于破坏形态1的功率密度阈值为 I_{th1} , 在固定脉宽 τ 不变的情况下, 产生破坏形态2的功率密度阈值为 I_{th2} , 定义破坏形态因子 $f = I_{th2}/I_{th1}$, 则当它小于1时, 材料更易出现破坏形态2, 大于1时, 更易出现破坏形态1。

连续激光对光学材料的破坏不同于脉冲激光, 它的作用时间长, 主要是热吸收引起材料升温, 受热膨胀过程中受到约束时又会产生热应力, 材料最终可能由于温度达到熔点而熔融, 也可能由于热应力超过强度极限而破裂, 或者两者兼而有之。夏晋军等^[1]观察到石英玻璃、K₉玻璃以及MgF₂晶体在高功率CO₂连续激光作用下的不同破坏形态, 并将之归结为材料本身“热稳定性”的差异。事实上, 材料最终以哪种形态发生破坏, 从广义上讲, 不仅和材料参数有关, 而且和激光参数乃至作用环境都有密切关系。龚辉等^[2,3]和一些国外研究人员^[4]在窗口材料的激光破坏方面开展了大量的实验工作, 观察到各种破坏形态, 但未见有关的理论解释。我们以高功率连续激光作用下的窗口材料的热力学响应为例, 通过研究破坏形态因子的性质来研究破坏模式对这些参数(条件)的敏感程度, 提出一个判据, 从而预言破坏的形态。

1 温度场和应力场的解析求解

研究光学材料的热力学响应问题, 通常采用热传导和热弹性力学理论^[5]。考虑到所研究的光学元件的厚度远小于直径, 在连续激光作用期间, 厚度方向温度很快趋于均匀, 我们可以采用平面模型。下面, 我们以半径为 a 的圆形光斑照射在半径为 b 的圆形靶材上为例, 研究轴对称情况下材料对激光的响应及破坏形态问题。研究中设靶材的热边界为绝热, 力学边界为固定。

首先求解温度场。热传导定解问题为

$$\begin{cases} \rho C \frac{\partial T}{\partial t} - K \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{\eta I(r)}{h} \\ \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=b} = 0, \quad T(r, 0) = 0 \end{cases} \quad (1)$$

式中: T 为温升; ρ , C 和 K 分别为材料的密度、比热容和热传导系数; h 为平板靶材的厚度; η 为材料对激光的吸收率; $I(r)$ 为光斑的功率密度分布, 这里

$$I(r) = \begin{cases} I_0, & r \leq a \\ 0, & r > a \end{cases}$$

* 收稿日期: 2001-07-24; 修订日期: 2001-10-28

基金项目: 国家863激光技术领域资助课题(863-410-5)

作者简介: 郭少锋(1975-), 男, 博士研究生, 主要从事激光破坏机理研究工作; E-mail: guoshao-feng@163.net

通过积分变换^[6]的方法可以对该问题进行解析求解。在柱坐标系下,积分变换式为

$$\bar{T}(\beta_n, t) = \int_0^b r R_0(\beta_n, r) T(r, t) dr$$

逆变换公式为

$$T(r, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{R_0(\beta_m, r)}{N(\beta_m)} \bar{T}(\beta_m, t)$$

在绝热边界条件下,特征函数 $R_0(\beta_n, r) = \begin{cases} J_0(\beta_n r), & m=0 \\ 1, & m \neq 0 \end{cases}$, 特征值 β_n 在 $m=0$ 时为 0, 当 $m \neq 0$ 时, $J_1(\beta_n b) = 0$ 。当 $m=0$ 时, $N(\beta_n b) = 2/b^2$, 当 $m \neq 0$ 时, $N(\beta_n b) = 2/b^2 J_0^2(\beta_n b)$ 。

将(1)式进行积分变换,则原方程转变为常微分方程,易解得

$$\bar{T}(\beta_n, t) = \begin{cases} \frac{a^2 \eta_0 t}{2\rho Ch}, & m=0 \\ \frac{a \eta_0}{K h \beta_n^3} J_1(a \beta_n) [1 - \exp(-\beta_n^2 D t)], & m \neq 0 \end{cases}$$

逆变换后即可得到温度场的解析表达式

$$T(r, t) = \frac{\eta_0 b^2}{K h} \left[\frac{a^2 D t}{b^4} + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{a}{b} J_0(\mu_m r/b) w_m s_m(t) \right] \tag{2}$$

式中: $s_m(t) = 1 - \exp(-\mu_m^2 D t/b^2)$; $w_m = \frac{J_1(\mu_m a/b)}{\mu_m^3 [J_0(\mu_m)]^2}$; μ_m 是一阶 Bessel 函数的正零点; D 为热扩散系数。

根据解耦的热弹性力学方程组,可解得环向应力场为

$$\sigma_{\theta} = \alpha E \left[\frac{1}{r^2} \int_0^r T(r) r dr + \frac{1}{b^2} \int_0^b T(r) r dr - T \right] \tag{3}$$

式中: α 为线性热膨胀系数; E 为杨氏模量。将(2)式代入(3)式得

$$\sigma_{\theta} = \alpha E \frac{\eta_0 b^2}{K h} 2 \left(\frac{a}{b} \right)_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{J_1(\mu_m r/b)}{\mu_m r/b} - J_0(\mu_m r/b) \right\} w_m s_m(t) \tag{4}$$

研究破坏阈值问题,关键在于得到在激光停照时刻 τ ,材料的最高温升和最大拉应力值。显然,在激光停照时刻 τ ,最高温升出现在中心点($r=0$),其值为

$$T_{max} = \frac{\eta_0 b^2}{K h} \left[\frac{a^2 D \tau}{b^4} + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{a}{b} w_m s_m(\tau) \right] \tag{5}$$

最大拉应力的精确值 $\bar{\sigma}_{max}(\tau)$ 可以通过对(4)式求极值得到,结果必定是非常复杂的形式。这里,我们试图给出一种简洁的近似形式。通过研究(3)式,拉应力的最大值理应出现在“热区”和“冷区”的交界区域,这里,温升趋于零,而径向坐标值 r 又较小,这两种因素都使拉应力增大。引入热扩散长度 $\delta = 2\sqrt{Dt}$,则在时刻 t ,当 $\delta < b-a$ 时(这一条件在我们感兴趣的绝大部分情况下都成立), $r = a + \delta$ 有“明显”温升。我们认为环向拉应力的最大值发生“热影响区”的边缘,即 $r = a + \delta$ 处。

$$\sigma_{max} = \alpha E \frac{\eta_0 [(a + \delta), t] b^2}{K h} 2 \left(\frac{a}{b} \right)_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{J_1[\mu_m (a + \delta)/b]}{\mu_m (a + \delta)/b} - J_0[\mu_m (a + \delta)/b] \right\} w_m s_m(t) \tag{6}$$

图 1 和图 2 以 K_9 玻璃(有关材料参数见表 2)为例,在两种不同大小光斑的情况下对 σ_{max} 和 $\bar{\sigma}_{max}$ 进行了比较,图中,实线代表 $\bar{\sigma}_{max}$,小圆圈代表 σ_{max} ,可看出 σ_{max} 是 $\bar{\sigma}_{max}$ 极好的近似。在之后求解热应力破坏阈值时,我们就使用该式。

2 破坏形态因子

设材料的熔点温度为 T_{melt} ,抗拉强度为 σ_c ,则在保持脉宽 τ 不变的情况下,两种不同破坏形态对应的功率密度阈值为

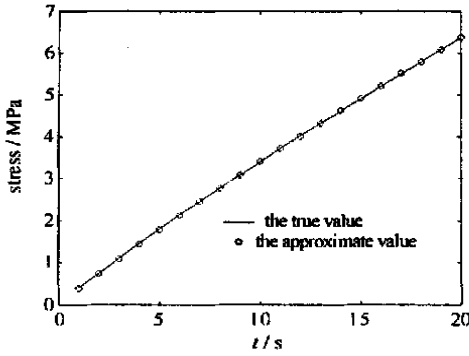


Fig 1 Comparison of σ_{\max} with $\bar{\sigma}_{\max}$ when $a=4\text{cm}$, $b=15\text{cm}$

图 1 $a=4\text{cm}$, $b=15\text{cm}$ 时, σ_{\max} 和 $\bar{\sigma}_{\max}$ 的比较

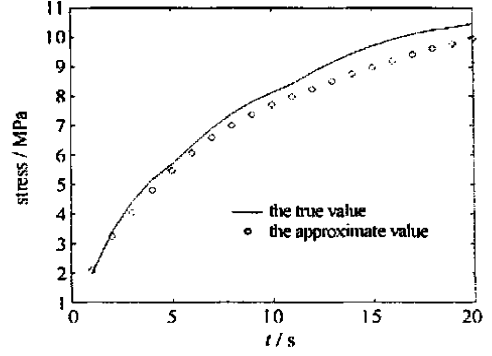


Fig 2 Comparison of σ_{\max} with $\bar{\sigma}_{\max}$ when $a=4\text{mm}$, $b=15\text{cm}$

图 2 $a=4\text{mm}$, $b=15\text{cm}$ 时, σ_{\max} 和 $\bar{\sigma}_{\max}$ 的比较

$$I_{th} = \frac{KhT_{melt}}{\eta b^2} \left[\frac{a^2 D \tau}{b^4} + 2 \frac{a}{b} w_{m=1} S_m(\tau) \right]^{-1}$$

$$I_{th} = \frac{\sigma_{\max} Kh}{2\alpha E \eta b^2} \left\{ \left(\frac{a}{b} \right)_{m=1} \left[\frac{J_1[\mu_m(a+\delta)/b]}{\mu_m(a+\delta)/b} - J_0[\mu_m(a+\delta)/b] \right] w_{m=1} S_m(\tau) \right\}^{-1}$$

破坏形态因子可写作

$$f = \frac{I_{th}'}{I_{th}} = \frac{\sigma_b}{\alpha E T_{melt}} g \left(\frac{a}{b}, \frac{\delta}{b} \right) \tag{7}$$

$$g \left(\frac{a}{b}, \frac{\delta}{b} \right) = \frac{\frac{1}{4} \left(\frac{a}{b} \right)^2 \left(\frac{\delta}{b} \right)^2 + 2 \frac{a}{b} w_m \left\{ 1 - \exp[-\mu_m^2 (\delta/b)^2 / 4] \right\}}{2 \left(\frac{a}{b} \right)_{m=1} \left\{ \frac{J_1[\mu_m(a/b + \delta/b)]}{\mu_m(a/b + \delta/b)} - J_0[\mu_m(a/b + \delta/b)] \right\} w_m [1 - \exp(-\mu_m^2 (\delta/b)^2 / 4)]}$$

由(6)式知,形态因子与材料的抗拉强度、熔融温度、热膨胀系数、杨氏模量四个材料参数的关系是明确的线性关系,其复杂性在于材料的其它参数与激光参数紧密的耦合在一起,我们通过引入热扩散长度把这种复杂性归结为两个变量的函数 $g(a/b, \delta/b)$ 。针对具体的破坏形态问题,我们只要把必要的参数代入(7)式,即可预言将出现的破坏形态。但是,我们无法直接通过(7)式理解破坏形态因子与激光光斑、热扩散长度等因素之间的关系。我们需要更加简洁明了的形式。在我们感兴趣的连续激光和光学材料相互作用的范围内: $\tau [1\text{s}, 100\text{s}]$, $D [10^{-8}\text{m}^2/\text{s}, 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}]$, 经过反复计算、拟合和修正,我们提出了一个简单的表达式

$$g \left(\frac{a}{b}, \frac{\delta}{b} \right) = \frac{2}{(1 + a/b)} \left(1 + 15 \frac{\delta/b}{a/b} \right)^{1/2} \tag{8}$$

形态因子的完整表达式为

$$f = \frac{\sigma_b}{\frac{1}{2} \alpha E T_{melt}} \frac{1}{(1 + a/b)} \left(1 + 15 \frac{\delta}{a} \right)^{1/2} \tag{9}$$

在小光斑的情形下, $a/b \ll 1$, 则

$$f = \frac{\sigma_b}{\frac{1}{2} \alpha E T_{melt}} \left(1 + 15 \frac{\delta}{a} \right)^{1/2} \tag{10}$$

3 讨论

(1) 破坏形态因子把两种不同的破坏模式联系在一起,在已知一种破坏模式对应的功率密度阈值的情况下,可以计算出另一种破坏模式对应的阈值。

(2) 定义 $f_0 = 2\sigma_b / (1/2\alpha E T_{m,t})$, 则 f_0 表征了当热传导可以忽略的情况下的破坏形态因子。显然, α , E 和 $T_{m,t}$ 的增大将使材料更易于发生热应力破坏, 而 σ_b 的增大将使材料更易于发生熔融破坏。

(3) 由(8)式知, 当材料选定时, 不同的激光参数 (a , τ) 可能导致不同的破坏形态。一般而言, τ 的增大, a 的减小将使材料更易于发生熔融破坏。

(4) δ 使材料参数 D 和激光参数 τ 耦合在一起, 对于某种破坏形态的产生而言, 改换材料以增加热扩散系数和延长出光时间有等价的作用。

(5) 当 $f > 1$ 时, 将会出现两种形态共存的现象。

下面, 我们利用(9)式考察几种光学材料的破坏形态问题。夏晋军文中有关熔石英和 K9 玻璃的实验结果及每次实验对应的形态因子值如表 1 所示^[1]。计算时所用的材料参数如表 2 所示, 其中的 K9 抗拉强度来自文献[7], 熔石英的抗拉强度来自文献[8], 其余材料参数来自文献[1]。

表 1 熔石英和 K9 玻璃的激光损伤实验结果及对应的形态因子值

Table 1 Experimental results of laser induced damage in fused silica and K9 glass and their corresponding f values

experiment No	sample	irradiation time/s	radius of focal area/cm	power density / (W · cm ⁻²)	damage state	f
1	K9	1	0.05	1.24×10^4	bulk burst	0.5
2	K9	6	0.5	273.89	bulk burst	0.26
3	fused silica	1	0.05	4.59×10^4	bore a hole	9
4	fused silica	15	0.5	630.57	surface soften	4.6

由计算结果看, f 值与实验结果相吻合, (9)式很好地解决了破坏形态的问题。我们尚未发现有关一种材料出现两种破坏形态的报道, 但从(9)式看, 只要适当的调节激光参数, 一定能从同一种光学材料上出现熔融和碎裂两种形态。

表 2 材料参数

Table 2 Material parameters of K9 glass and fused silica

	melting point/	coefficient of expansion/	elasticity coefficient/GPa	thermal diffusivity / (m ² · s ⁻¹)	tensile strength / MPa
K9	1400	7.6×10^{-6}	80	6.8×10^{-7}	49
fused silica	1700	5.8×10^{-7}	73	2.03×10^{-6}	49

4 结 语

破坏形态的研究应该是破坏机理研究中的重要组成部分, 本文提出的形态因子的概念有助于深入了解出现不同破坏形态的内在机理, 在激光系统中的光学元件设计方面有一定的参考价值, 例如在某些特殊环境下, 光学元件绝对不允许出现碎裂的情形, 那么, 在设计的时候, 一定要保证破坏形态因子的值大于 1。

文中的破坏形态因子的概念虽然是针对光学材料提出的, 且是平面情形, 但是应该可以推广到更加普遍的情况, 比如三维问题, 比如金属材料, 对于不同的情况, 形态因子应该有不同形式, 但是也应该有共同的地方, 例如和它有关的激光参数、材料参数的个数、种类等。我们将进一步开展这方面的工作。

参考文献:

- [1] 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 (Xia J J, Gong H, Cheng L, et al. CW laser induced thermal and mechanical damage in optical window materials. ACTA OPTICA SINICA, 1997, 17(1): 20—23)
- [2] 龚辉, 李成富. 连续 CO₂ 激光对红外窗口材料损伤研究[J]. 光学学报, 1996, 16(3): 332—335 (GONG H, LI C F. CW CO₂ laser induced damage to infrared window materials. ACTA OPTICA SINICA, 1996, 16(3): 332—335)
- [3] GONG H, LI C F, LI Z Y. CW laser induced thermal and mechanical damage in optical materials[A]. Proc of SPIE[C], 1998, 3578: 576—583

- [4] Huguley C, Loomis J. Optical material damage from 10.6 μm CW radiation[A]. Proc of Damage in laser materials[C]. 1975. 435.
- [5] 王洪纲. 热弹性力学概论[M]. 北京: 清华大学出版社, 1989. (Wang H G. Thermal-elastic mechanics. Beijing: Tsinghua University Press, 1989).
- [6] Ozisik M. Heat conduction[M]. Beijing: High Education Press, 1983. 596—614.
- [7] 陈发良. 强激光辐照下窗口材料靶传热及热应力破裂的解析分析[J]. 强激光与粒子束, 1996, 8(4): 595—601. (CHEN F L. Analytical solution for laser-induced heating and thermal stress crack of optical material targets. *High power laser and particle beams*, 1996, 8(4): 595—601).
- [8] Guignard F, Autric M, Baudinaud V. Damage mechanisms and transparency changes in CO₂ laser irradiated glass[A]. Proc of SPIE[C]. 1998, 3244: 176—187.

Study on laser induced damage morphology in optical materials

GUO Shao-feng, LU Qi-sheng, CHENG Xiang-ai, JIANG Hou-man, ZENG Xue-wen

(Institute of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract The concept of damage morphology criterion is established to study how the different failure modes of optical materials irradiated by CW laser appear under different interaction conditions. The analytic solutions of temperature and stress profiles generated during laser heating are obtained by the way of Hankel transform, then damage thresholds for elastic failure and melting are determined respectively. The dependence of damage form on material properties and laser parameters is evaluated and the simplified relationship is presented to predict the damage form of optical materials irradiated by CW laser. At last, experiment results are presented to prove the validity of the damage morphology criterion.

Key words: optical materials; LDT; damage morphology; damage mechanisms; Hankel transform