

反冲塞效应的热弹性理论分析(I) ——温度场分析*

周益春 段祝平 王春奎

(中国科学院力学研究所非线性连续介质力学开放研究实验室, 北京 100080)

(1994年8月31日收到)

摘 要

本文对我们新近发现的长脉冲激光束对金属薄片材料的一种新的破坏方式——“反冲塞”效应进行了温度场分析。用Hankel变换和Laplace变换, 得到了温度场的精确解。以激光束的空间分布为均匀分布和高斯分布为例对温度场进行了计算, 结果表明激光束的空间均匀分布是产生反冲塞效应的主要原因。

关键词 长脉冲激光束 反冲塞效应 温度场

一、引 言

由于强激光束的特殊性能, 它在研究材料的破坏机理、材料的本构关系、激光加工等众多领域受到人们的极大关注。不同参数的激光束对材料会产生不同的破坏效应^[1~6]。低功率密度 (10^4w/cm^2 或更低) 的连续激光束将引起材料内部的非均匀温度场, 从而出现热应力, 这种热应力可能造成板壳等结构的失稳, 使得材料或结构出现局部或整体的破坏; 中等功率密度 ($10^6 \text{w/cm}^2 \sim 10^8 \text{w/cm}^2$) 的长脉宽激光束可能造成靶材的熔化和气化, 甚至穿孔, 进一步造成熔化坑附近出现应力集中, 引起材料的破坏, 而高功率密度 (10^{10}w/cm^2 或更高) 的短脉宽激光束造成表面材料迅速熔化和气化, 进而电离, 在材料表面产生一具有高温高压的等离子体, 对靶材产生冲击效应, 在材料内部出现一冲击波, 这一冲击波在材料背面(自由面)反射时变成拉伸波, 从而可能造成材料的损伤及层裂破坏效应。

我们新近在实验中发现有关长脉冲激光束引起靶材破坏的新模式——“反冲塞”效应^[7~8], 即脉宽为 $300 \mu\text{s}$, 功率密度为 $10^5 \sim 10^6 \text{w/cm}^2$, 空间分布近似为均匀分布的长脉冲激光束辐照到厚度为 0.1mm 的铜和铝薄片上时, 被辐照部分的靶材会逆着激光入射方向运动, 当激光能量提高到某一临界值时, 光斑边缘的靶材产生剪切破坏形成塞片逆着激光入射方向飞散, 造成靶材破坏。这种效应与刚性长杆弹冲塞薄靶情形有些类似, 但塞子飞行方向恰好相反, 因此我们称这一破坏现象为“反冲塞”效应。“反冲塞”效应的发现不仅为寻找有效地破坏靶材的合适激光参数提供了新的途径, 而且为研究非等温状态下材料的变形局部化

* 本项目得到国家863高技术激光领域的资助。

和断裂过程提供了新的手段。本文对反冲塞效应的温度场进行了分析。

二、激光参数

实验中我们采用自行研制的多功能高功率钕玻璃多模激光器^[9]。由于激光参数对激光破坏效应具有重要影响,我们采用不同的手段对激光参数进行了诊断。如图1所示是由响应时间小于1.0ns硅PIN光电二极管测得的激光束典型时间波形曲线,其上升时间约为50μs,而半高宽近似为250μs,且激光束时间波形出现多脉冲序列。为理论分析计算的方便,用一光滑的曲线来拟合,

$$g(t) = e^{-\alpha t}(1 - e^{-\beta t}) \quad (2.1)$$

其中,常数 α, β 近似取为 $1.5 \times 10^4 \text{s}^{-1}$ 和 $8.0 \times 10^4 \text{s}^{-1}$, t 是时间。这样激光束的功率 P 和激光束的能量 E_J 可表示为,

$$P = P_{\max} g(t), E_J = \frac{\beta}{\alpha(\alpha + \beta)} P_{\max} \quad (2.2)$$

P_{\max} 为最大功率。同时我们还用面阵 512×512 元高灵敏度的CCD探测器图像分析仪测量了激光束的空间分布形态。为了使CCD探测器处于线性工作状态,由软件模块控制CCD探测器上的激光功率密度的最大值 I_{\max} 和最小值 I_{\min} 之比小于50,这样保证CCD探测器测得的信号的相对误差小于2%。该图像分析仪的帧频为25帧/秒,在图1所示的脉宽范围内只能获得一幅图像,其二维和三维图分别如图2(a)和(b)所示。由图可以看出,由于激光器是一种多模激光器,因而它的空间分布近似为均匀分布,从下面的分析可看出,正因为有了这样一种空间分布的激光束才造成它对靶材产生的反冲塞效应。用一柱形函数 $f(r)$ 来近似描述这样一种空间分布形态,

$$f(r) = \begin{cases} 1, & 0 \leq r \leq a \\ 0, & r > a \end{cases} \quad (2.3)$$

其中, r 是径向方向坐标, a 是光斑半径,而对于通常的单模激光器,其空间分布形态为Gaussian分布,

$$f(r) = \exp[-(r/a)^2], \quad 0 < r < \infty \quad (2.4)$$

一、温度场

1. 控制方程

当激光束辐照到靶材上时,靶材内的温度场分布特征是研究反冲塞效应的关键。在进行温度场分析时,作出以下三点假设:(1)将激光束作为边界热源来处理。激光束辐照到金属表面上时,能量只沉积在靶材很薄的一层,沉积厚度只有几μm。(2)试件的背面即未被激光辐照面是绝热的,且在 $r=b$ 处保持为常温 T_0 。由于我们关心的是薄片材料的早期运动状态,因而在径向方向的热传导距离远远小于光斑半径。(3)所有材料参数都是常数。事实上,所有材料参数都是温度相关的,尤其是材料表面对激光束的反射系数 R_0 ,它需要由理论和实验来共同确定^[10]。在材料未出现相变时,材料参数随温度的变化是缓慢的。当激光束的功率密度小于 10^6W/cm^2 时,不会出现固-液相变。(4)这里假设问题是轴对称的,取 z 方向与入

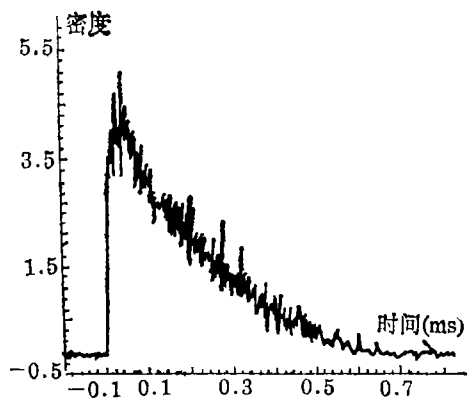


图1 激光束的时间波形

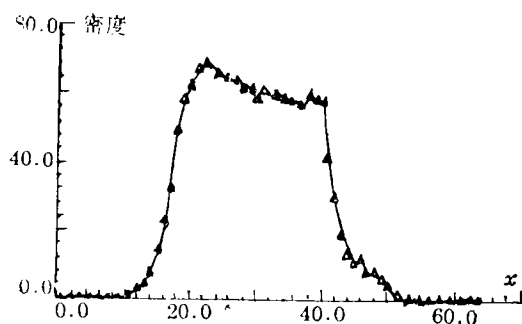


图2(a) 二维图

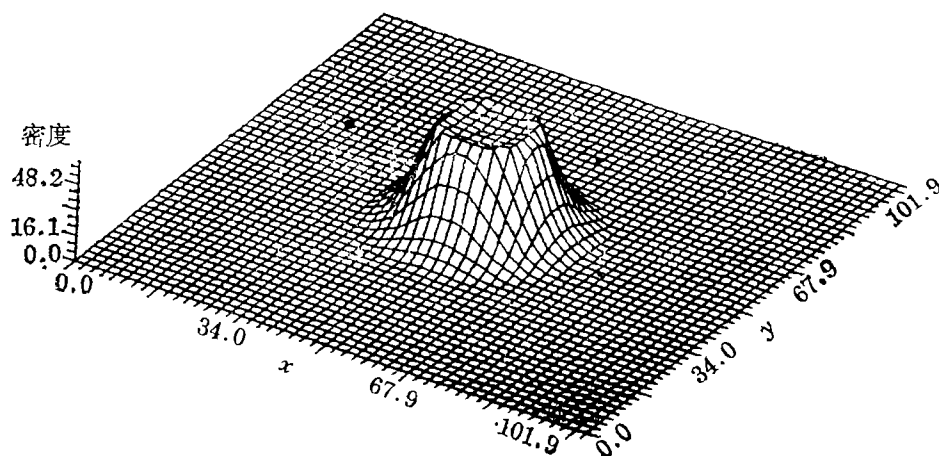


图2(b) 三维图

图2 激光束的空间分布形态

射激光方向一致。如图3所示,不考虑变形与温度场的耦合效应,即在静坐标系下研究温度场问题。因此温度场由以下方程控制,

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (3.1)$$

初始条件为,

$$\theta|_{t=0} = 0 \quad (3.2)$$

边界条件为,

$$-k \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{z=-h/2} = \frac{(1-R_0)}{\pi a^2} P_{\max} f(r) g(t) \quad -k \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{z=h/2} = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=0} = \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=b} = 0 \quad (3.4)$$

这里 $r=0$ 取在光斑的中心, $z=0$ 取在试件的中心, $\theta=T-T_0$ 是试件的温升, D 是热扩散系数, k 是热传导系数, R_0 是靶材对激光束的反射系数, h 是试件的厚度, b 是试件的半径。虽然假设(3)认为所有材料参数都是常数, 但为研究问题的普遍性, 暂时先考虑热传导系数 k 是

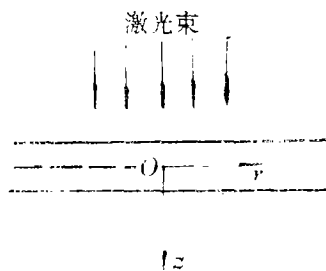


图3 坐标系

温度 T 的函数。为了使控制方程线性化,作Kirchhoff变换,

$$\Theta = k_0^{-1} \int_{T_0}^T k(\xi) d\xi \quad (3.5)$$

这样(3.1)~(3.5)式分别变成,

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial \Theta}{\partial t} \quad (3.6)$$

$$\Theta|_{t=0} = 0 \quad (3.7)$$

$$-k_0 \frac{\partial \Theta}{\partial z} \Big|_{z=-h/2} = \frac{(1-R_0)P_{\max}}{\pi a^2} f(r)g(t) - k_0 \frac{\partial \Theta}{\partial z} \Big|_{z=h/2} = 0 \quad (3.8)$$

$$\partial \Theta / \partial r|_{r=0} = \partial \Theta / \partial r|_{r=b} = 0 \quad (3.9)$$

式中, k_0 是常温 T_0 时的热传导系数。严格地说,方程(3.6)并不是线性的,因为 D 与温度有关。但 D 随温度的变化比较缓慢,因而 D 近似来说是温度无关的,这样方程(3.6)就成为准线性方程。热传导方程的准线性化使问题的复杂性大大地简化了。

为分析方便,将各量无量纲化,

$$\hat{\Theta} = \frac{\Theta}{h_s T_m}, \quad \hat{t} = \frac{tD}{a^2} = \frac{t}{t_0}, \quad \hat{r} = \frac{r}{a}, \quad \hat{z} = \frac{z}{a} \quad (3.10)$$

上式中, T_m 是材料的熔点,符号上带有“^”者表示为相应的无量纲量, $t_0 = a^2/D$,同时有无量纲参数为,

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{\alpha a^2}{D}, \quad B = \frac{(\alpha + \beta) a^2}{D}, \quad h_1 = \frac{h}{a} \\ h_2 &= \frac{b}{a}, \quad h_4 = \frac{(1-R_0)P_{\max}}{k_0 \pi a T_m} \end{aligned} \right\} \quad (3.11)$$

为书写方便,用 Θ, r, z, t 分别代替无量纲量 $\hat{\Theta}, \hat{r}, \hat{z}, \hat{t}$,这样控制方程为,

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} = \frac{\partial \Theta}{\partial t} \quad (3.12)$$

初始条件为,

$$\Theta|_{t=0} = 0 \quad (3.13)$$

边界条件为,

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} \Big|_{z=-h_1/2} = -f(r)g(t), \quad \frac{\partial \Theta}{\partial z} \Big|_{z=h_1/2} = 0 \quad (3.14)$$

$$\partial \Theta / \partial r|_{r=0} = \partial \Theta / \partial r|_{r=h_2} = 0 \quad (3.15)$$

而时间波形(2.1)式变为,

$$g(t) = e^{-At} - e^{-Bt} \quad (3.16)$$

空间分布波形(2.3)式和(2.4)式分别变为,

$$f(r) = \begin{cases} 1, & 0 \leq r \leq 1 \\ 0, & r > 1 \end{cases} \quad (3.17)$$

$$f(r) = \exp[-r^2], \quad 0 < r < \infty \quad (3.18)$$

2. 温度场 Θ 的求解

考虑到边界条件(3.15)式,令

$$\Theta = \sum_{k_n} \Theta^*(k_n, z, t) J_0(k_n r) \quad (3.19)$$

其中, k_n 为零阶 Bessel 函数 $J_0(k_n h_2) = 0$ 的根. 将上式代入 (3.12)~(3.14) 式, 有关于未知数 $\Theta^*(k_n, z, t)$ 的方程及初边条件为,

$$-k_n^2 \Theta^* + \frac{\partial^2 \Theta^*}{\partial z^2} = \frac{\partial \Theta^*}{\partial t} \quad (3.20)$$

$$\Theta^*|_{t=0} = 0 \quad (3.21)$$

$$-\frac{\partial \Theta^*}{\partial z} \Big|_{z=-h_1/2} = \frac{2f^*(k_n)g(t)}{h_1^2 J_1^2(k_n h_2)}, \quad \frac{\partial \Theta^*}{\partial z} \Big|_{z=h_1/2} = 0 \quad (3.22)$$

其中,

$$f^*(k_n) = \int_0^{h_2} f(r) J_0(k_n r) r dr \quad (3.23)$$

将(3.17)式代入上式有,

$$f^*(k_n) = J_1(k_n) / k_n \quad (3.24)$$

将(3.18)式代入(3.23)式有,

$$f^*(k_n) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(-1)^l}{l!} \frac{Q_l}{k_n^{2l+2}} \quad (3.25)$$

$$Q_0 = h_2 k_n J_1(k_n h_2), \quad Q_l = (h_2 k_n)^{2l+1} J_1(k_n h_2) - 4l^2 Q_{l-1} \quad (l=1, 2, \dots) \quad (3.26)$$

令

$$\Theta^*(k_n, z, t) = \psi g(t) (z - h_1/2)^2 + v^*(k_n, z, t) \quad (3.27)$$

其中,

$$\psi = \frac{f^*(k_n)}{h_1 h_2^2 J_1^2(k_n h_2)} \quad (3.28)$$

则得到关于 $v^*(k_n, z, t)$ 的方程为,

$$\frac{\partial v^*}{\partial t} = \frac{\partial^2 v^*}{\partial z^2} - k_n^2 v^* + 2\psi g(t) - \left[\frac{dg(t)}{dt} + k_n^2 g(t) \right] \psi (z - h_1/2)^2 \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial v^*}{\partial z} \Big|_{z=\pm h_1/2} = 0 \quad (3.30)$$

$$v^*|_{t=0} = 0 \quad (3.31)$$

令

$$v^*(k_n, z, t) = \sum_0^{\infty} A_m \cos[h_1 \pi m (z + h_1/2)] \quad (3.32)$$

则得到关于 A_m 的方程为,

$$\frac{dA_m}{dt} + \left[\left(\frac{m\pi}{h_1} \right)^2 + k_n^2 \right] A_m = \Phi_m^* \quad (3.33)$$

$$A_m|_{t=0} = 0 \quad (3.34)$$

而其中,

$$\Phi_0^* = \frac{1}{h_1} \int_{-h_1/2}^{h_1/2} \left\{ 2g(t) - \left[\frac{dg(t)}{dt} + k_n^2 g(t) \right] (z - h_1/2)^2 \right\} \psi dz \quad (3.35)$$

$$\Phi_m^* = \frac{2}{h_1} \int_{-h_1/2}^{h_1/2} \left\{ 2g(t) - \left[\frac{dg(t)}{dt} + k_n^2 g(t) \right] (z - h_1/2)^2 \right\}$$

$$\psi \cos \left[\frac{m\pi}{h_1} (z + h_1/2) \right] dz \quad (3.36)$$

将(3.16)式代入上两式并解出 A_m , 则有,

$$A_0 = 2\psi \left[\frac{e^{-A^2} - \exp[-k_n^2 t]}{k_n^2 - A} - \frac{e^{-B^2} - \exp[-k_n^2 t]}{k_n^2 - B} - \frac{1}{6} h_1^2 g(t) \right] \quad (m=0) \quad (3.37)$$

$$A_m = -\psi \left(\frac{2h_1}{m\pi} \right)^2 \left\{ g(t) - \left(\frac{m\pi}{h_1} \right)^2 \left[\frac{e^{-A^2} - e^{-C^2}}{C-A} - \frac{e^{-B^2} - e^{-C^2}}{C-B} \right] \right\} \quad (m=1, 2, \dots) \quad (3.38)$$

其中,

$$C = k_n^2 + \left(\frac{m\pi}{h_1} \right)^2 \quad (3.39)$$

将(3.37)和(3.38)式代入(3.32)式, 再将 $v^*(k_n, z, t)$ 代入(3.27)式有 $\Theta^*(k_n, z, t)$, 然后再将 $\Theta^*(k_n, z, t)$ 代入(3.19)式有温度场的精确解为,

$$\begin{aligned} \Theta = & \sum_{k_n} \frac{2J_0(k_n r) f^*(k_n)}{h_1 h_2^2 J_1^2(k_n h_2)} \left\{ \frac{1}{2} g(t) \left(z - \frac{h_1}{2} \right)^2 - \frac{1}{6} h_1^2 g(t) \right. \\ & + \frac{e^{-A^2} - \exp[-k_n^2 t]}{k_n^2 - A} - \frac{e^{-B^2} - \exp[-k_n^2 t]}{k_n^2 - B} \\ & - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2h_1^2}{(m\pi)^2} \left[g(t) - \left(\frac{m\pi}{h_1} \right)^2 \left(\frac{e^{-A^2} - e^{-C^2}}{C-A} - \frac{e^{-B^2} - e^{-C^2}}{C-B} \right) \right] \\ & \left. \cos \left[\frac{m\pi}{h_1} \left(z + \frac{h_1}{2} \right) \right] \right\} \quad (3.40) \end{aligned}$$

而对 z 方向作平均有,

$$\bar{\Theta} = \frac{1}{h_1} \int_{-h_1/2}^{h_1/2} \Theta dz = \sum_{k_n} \frac{2J_0(k_n r) f^*(k_n)}{h_1 h_2^2 J_1^2(k_n h_2)} \left(\frac{e^{-A^2} - \exp[-k_n^2 t]}{k_n^2 - A} - \frac{e^{-B^2} - \exp[-k_n^2 t]}{k_n^2 - B} \right) \quad (3.41)$$

在已知材料的热传导系数 $k(T)$ 的情形下, 由(3.40)式即可精确地得到 Θ , 再由(3.6)式即可求出温度场 T 的分布形态。

四、计算结果及分析讨论

由公式(3.10)、(3.11)可见, 在激光辐射时, 材料的温度场由 A , B , h_1 和 h_2 4个无量纲参数所控制, 材料的温升 θ 与 h_2 成正比, 而与 A , B 和 h_1 成非线性关系。如果激光参数与材料参数一定, 则有 $\Theta = \theta$, 且 A , B , h_2 已确定。这里只研究温度场与几何无量纲参数 h_1 的依赖关系。对于H65黄铜及图1和图2的激光参数有: $D = 0.335 \text{ cm}^2/\text{s}$, $a = 0.25 \text{ cm}$, $t_0 = 0.187 \text{ s}$, $A = 2800$, $B = 1.77 \times 10^4$ 。

图4示出了光斑中心 $r=0$ 处前后表面温升 θ 的时间分布曲线, 同时示出了轴向方向平均温度场 $\bar{\theta}$ 的时间分布曲线。在这里激光束的空间分布是均匀的, 且 $h_1^{-1} = 25$ 。由此可见, 在激光束辐照的初期, 轴向方向的温度梯度 $\Delta\theta$ 较大, 且在 $1.6 \times 10^{-3} t_0$ 即 $300 \mu\text{s}$ 时, 轴向方向的温度趋于平衡, 达到平均温度场。由[11]分析可见, 轴向方向的温度梯度 $\Delta\theta$ 就相当于等效外载荷, 因为材料前后表面都是自由的, 而且由于轴向方向具有很高的温度梯度 $\Delta\theta$, 造成材料前表面的膨胀量远远大于后表面的膨胀量, 这就出现材料整体逆着激光束入射方向运动, 即出现反鼓包现象。

由图4我们还可以看出, 材料前表面的无量纲最高温升为 9.5×10^{-3} 。以某一次实验为例

有^[7]: $R_0=0.9$, $h_4=82.4$, 则由(3.10)式有试件前表面的实际最高温升为 $0.78T_m$. 而实际上, 材料已出现全部的穿孔现象, 即被激光辐射区已全部被冲塞出去. 因而造成材料的全部穿孔现象不是由熔化和气化所引起, 而是由冲塞效应所引起.

图5示出无量纲参数 h_1 对材料温度场的影响. 由此可以看出, 当 $h_1^{-1} < 25$ 时, 轴向方向的温度达到平衡所需的时间 t_a 随着 h_1^{-1} 的减小而增加, 而当 $h_1^{-1} > 25$ 时, t_a 几乎是不变的. 这是因为当材料较薄即 h_1^{-1} 较大时, t_a 是由激光束的脉宽所决定, 而当材料较厚即 h_1^{-1} 较小时, t_a 则由热传导效应所控制. 图6示出激光束的空间分布均匀时, 光斑中心处轴向方向的温度场分布形态. 这再一次表明了随着时间 t 的增加, 轴向方向的温度逐渐趋于平衡, 在激光辐射结束时, 轴向方向的温度梯度也就趋于零.

图7和图8分别示出了空间分布为均匀时和Gaussian型时径向方向的温度场分布. 两者都表明, 温度场的径向分布形态同激光束的空间分布形态几乎是一致的. 图7表明, 在光斑内部, 温度几乎是均匀的, 而在光斑边缘处温度迅速下降, 而且即使在轴向方向的温度逐渐趋于平衡时, 光斑边缘处的温度变化仍然较陡峭. 图8表明, 激光束辐照期间材料的温度最大值在光斑中心, 随着 r 的增加而缓慢下降. 图7的温度场在光斑边缘出现突变, 而图8没有温度场的突变区.

图9和图10分别示出了激光空间分布为均匀时和Gaussian型时径向方向的温度梯度分布形态. 两者比较表明, 它们存在着本质的区别. 前者只在光斑边缘处特别大, 而后者在近似为 $r_{\max} = \sqrt{2}/2$ 处较大, 且缓慢变化. 前者比后者大了近40倍. 由以上的温度场及温度梯度的分布形态可见, 对于空间分布为均匀的激光束, 因为轴向方向的温度梯度而造成被激光辐照区部分作为整体逆着激光束入射方向运动, 而未被激光辐射的部分几乎处于静止状态, 即在光斑边缘处温度的间断造成变形出现间断, 进而造成光斑边缘处形成较大的塑性剪切变形, 同时由于高温的影响, 材料屈服强度明显下降, 造成该区域材料的热塑变形局部化和剪切失稳. 而对于空间分布为Gaussian型的激光束, 没有温度场的间断区, 从而也不可能出现变形间断的区域. 因此只有激光的空间分布为均匀时才可能出现反冲塞现象.

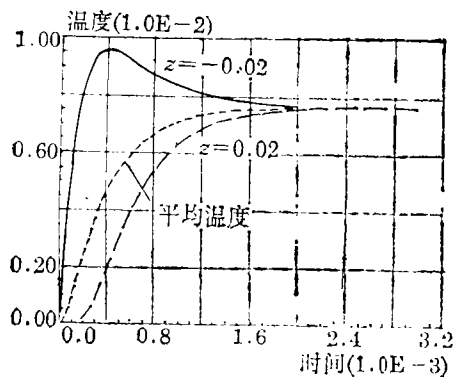


图4 激光束空间分布均匀时光斑中心处前后表面温度场的时间分布
($r=0$, $h_1=1.0/25$)

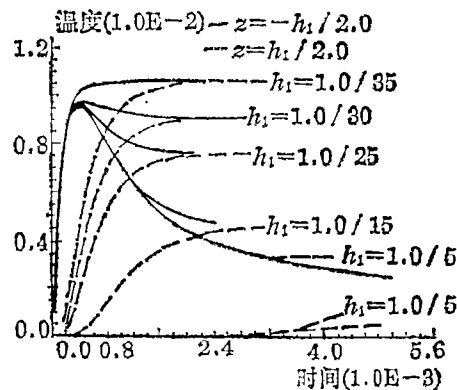


图5 不同的无量纲参数 h_1 时, 激光束空间分布均匀引起光斑中心处前后表面温度的时间分布
($r=0$)

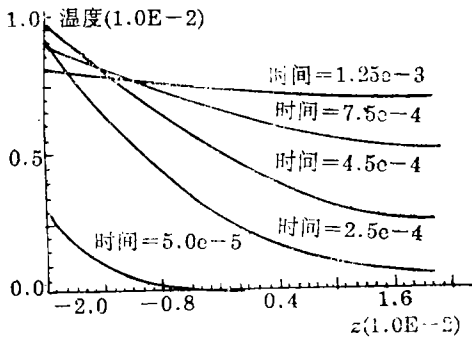


图6 激光束的空间分布为均匀时, 光斑中心处温度场在轴向方向的分布形态 ($r=0, h_1=1.0/25$)

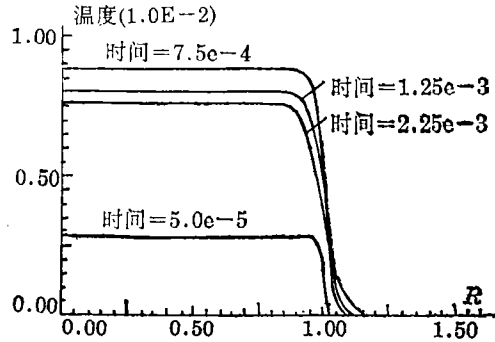


图7 激光束的空间分布为均匀时, 试件前表面 ($z=-0.02$) 不同时刻的温度场空间分布 ($h_1=1.0/25$)

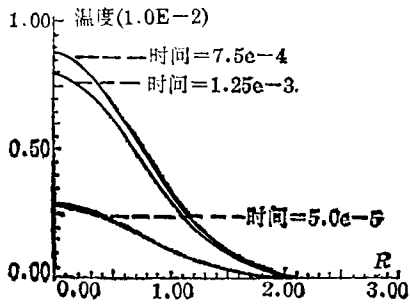


图8 激光束的空间分布为Gaussian分布时, 试件前表面 ($z=-0.02$) 不同时刻的温度场空间分布形态 ($h_1=1.0/25$)

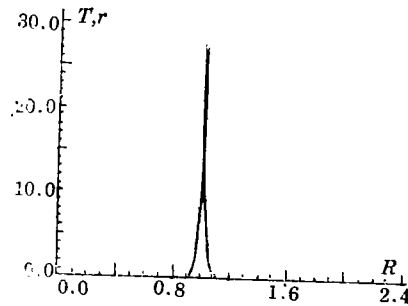


图9 激光束空间分布均匀时, 试件前表面径向方向的温度梯度 ($z=-0.02, h_1=1.0/25, t=7.5 \times 10^{-4}$)

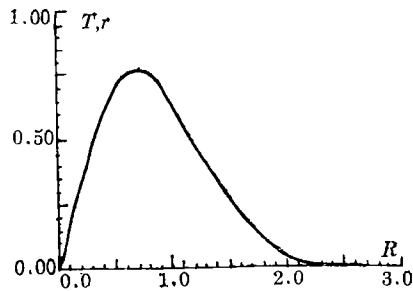


图10 激光束空间分布为Gaussian分布时, 试件前表面径向方向的温度梯度 ($z=-0.02, h_1=1.0/25, t=7.5 \times 10^{-4}$)

五、结 论

本文对我们新近发现的长脉冲激光束对金属薄片材料的一种新的破坏方式——反冲塞效应进行了温度场的分析。由温度场的分析可以得出两点结论：(1) 轴向方向的温度梯度是产生反鼓包运动的原因，只有激光束的功率密度较高造成轴向方向具有较大的温度梯度时才能

出现较大的等效外载荷,从而产生反鼓包;(2)径向方向的温度梯度特征是能否产生反冲塞效应的关键,只有在光斑边缘处具有很大的温度梯度时才可能造成材料变形出现间断区,即产生剪切变形局部化,这意味着只有在激光束的空间分布近似为均匀时才可能产生剪切变形局部化效应。

在温度场的分析中,正因为热物理参数都取为常数,才得到了温度场的解析解。而事实上,它们都是与温度相关的,尤其是材料表面的反射系数 R_0 与温度的关系密切。在本文的研究中还未考虑温度场与变形场的耦合作用问题,即在静坐标系下研究。如果考虑这些因素的影响需用数值方法来研究。

参 考 文 献

- [1] S. Eliezer, I. Gilath and T. Bar-Noy, Laser-induced spall in metals: experiment and simulation, *J. Appl. Phys.*, 67(2) (1990), 715—724.
- [2] M. Boustie and F. Cottet, Experimental and numerical study of laser induced spallation into aluminum and copper targets, *J. Appl. Phys.*, 69(11) (1991), 7533—7538.
- [3] A. D. Zweig, A thermo-mechanical model for laser ablation, *J. Appl. Phys.*, 70(3) (1991), 1684—1691.
- [4] S. S. Cohen, J. B. Bernstein and P. W. Wyatt, The effect of multiple laser pulses on damage to thin metallic films, *J. Appl. Phys.*, 71(2) (1992), 630—637.
- [5] A. Kar and J. Mazumder, Two-dimensional model for materials damage due to melting and vaporization during laser irradiation, *J. Appl. Phys.*, 68(8) (1990), 3884—3891.
- [6] 孙承伟, 激光破坏机理, 《激光与物质相互作用的热和力学效应会议文集》, 上海 (1991)。
- [7] 段祝平、周益春、王春奎, 非高斯型脉冲激光对金属薄片材料产生的“反冲塞”效应, 《激光与物质相互作用的热和力学效应会议文集》, 绵阳 (1992), 434—453。
- [8] 段祝平、周益春, 脉冲激光对薄片材料产生的“反冲塞”效应, *力学进展*, 23(1) (1993), 11。
- [9] 段祝平、王春奎、周益春, 多功能钕玻璃激光装置的研制及应用, 《激光与物质相互作用的热和力学效应会议文集》, 绵阳 (1992), 579—587。
- [10] 周益春、赵伊君, 连续激光引起 LY-12 铝合金热应力破坏的理论计算, *光电子·激光*, 1(5) (1990), 262—266。
- [11] 周益春、段祝平、解伯民, 反冲塞效应的热弹性理论分析(I)——反鼓包运动, *应用数学和力学* (待发表)。

The Analytical Study on the Laser Induced Reverse-Plugging Effect by Using the Classical Elastic Plate Theory (I)

——Temperature Fields

Zhou Yichun Duan Zhuping Wang Chunqui

(Laboratory for Nonlinear Mechanics of Continuous Media(LNM), Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, P. R. China)

Abstract

The temperature distributions in the metallic foils induced by spatially cylindrical long-pulsed laser is examined in order to analyse the newly-discovered reverse-plugging effect (RPE). An exact solution for the temperature fields is derived by using the Hankel transform and Laplace transform. Numerical results are obtained for both spatial distributions with Gaussian and Cylindrical types. The results show that the spatially cylindrical distribution of laser offers a formidable potential for the RPE.

Key words long pulsed laser, the RPE, temperature fields