

激光破坏机理研究的一个新进展¹⁾

周益春 段祝平 解伯民 黄晨光 杨治星

(中国科学院力学研究所, 材料动力学及激光与物质相互作用实验室, 北京 100080)

摘要 当入射激光的波长、辐照时间、平均功率密度保持相同的条件下, 改变激光的时-空结构会产生不同的破坏模式. 在上述激光基本参数不变时, 如何合理选择激光的时-空分布以便达到最佳的破坏效果, 这类问题可称之为激光破坏机理研究中的反问题. 迄今为止, 人们对这一“反问题”的研究甚少. 本文利用非高斯空间分布激光辐照黄铜薄片材料, 产生了一种特殊的破坏模式——反冲塞效应, 并对此进行了较系统的实验与理论分析, 激光破坏反问题的提出和初步探索是研究激光破坏机理的一个新概念和新进展.

关键词 激光破坏机理, 激光的时-空结构, 激光破坏反问题, 反冲塞效应

引 言

强激光辐照到物体表面会引起非常复杂的物理和力学效应. 激光破坏效应不但取决于入射激光的参数, 而且取决于大气环境和被辐照靶材的热-力学性质、预应力条件及其表面性状. 不同参数的激光会产生不同的破坏效应^[1-4], 一般地讲, 主要有三种破坏效应: 一是功率密度很大而脉宽较短的强脉冲激光引起材料的层裂破坏和冲塞效应^[5-6]; 二是激光对靶材的热烧蚀及伴随的热应力破坏^[2,7]; 三是在非烧蚀条件下对受载构件的热应力破坏^[8,9]. 过去二十多年来, 在激光破坏机理的实验与理论研究方面, 已经取得了十分重要的进展, 其中包括对过程的定性或半定量认识, 实验观察和大量经验公式总结, 以及发展了不少有效的数值方法, 重点在于研究激光功率密度和、脉宽及波长等参数对激光破坏的影响.

事实上, 激光的时空结构对激光破坏机理也有重要影响, 换言之, 当激光的波长、平均功率密度和辐照时间基本相同时, 激光的时空结构不同, 会产生不同的破坏效应. 在通常情形下, 激光的空间分布都是高斯型的, 激光的时空结构对激光破坏机理的影响往往被人们所忽视. 我们不妨把在波长、平均功率密度、辐照时间相同条件下, 寻求一种合适的空间分布方式达到最佳破坏或强化效果的问题, 称为激光破坏的反问题. 目前, 已有多种方法, 如孔径变迹 AA(apodized aperture) 技术^[10], 可以将激光束变成具有人们所要求的空间分布结构. 这些技术使研究激光破坏的反问题成为可能. 近几年来, 我们在自己研制的“力光”装置^[11]上对上述课题进行了初步的实验与理论研究, 首次观察到空间近似均匀分布的长脉冲激光束对金属薄片

¹⁾ 国家 863 高技术激光技术领域和国家自然科学基金资助项目.
1994-09-10 收到.

的一种新的破坏模式——“反冲塞”效应。反冲塞效应的发现表明开展激光破坏的反问题研究不但必要而且有可能。

本文将从实验的宏-微观观察、温度场的实时测量、薄板热-弹塑性理论分析等方面简要地报告反冲塞效应的研究进展,详细结果见 [3,4]。

1 反冲塞效应的实验研究

1.1 实验条件和观察方法

研究“反冲塞”效应的实验系统包括“力光”装置激光器系统、激光的时间波形、空间分布及能量的测试等入射激光束的诊断系统、实验靶样品、快速红外测温系统及协调各子系统一致工作的同步控制器。

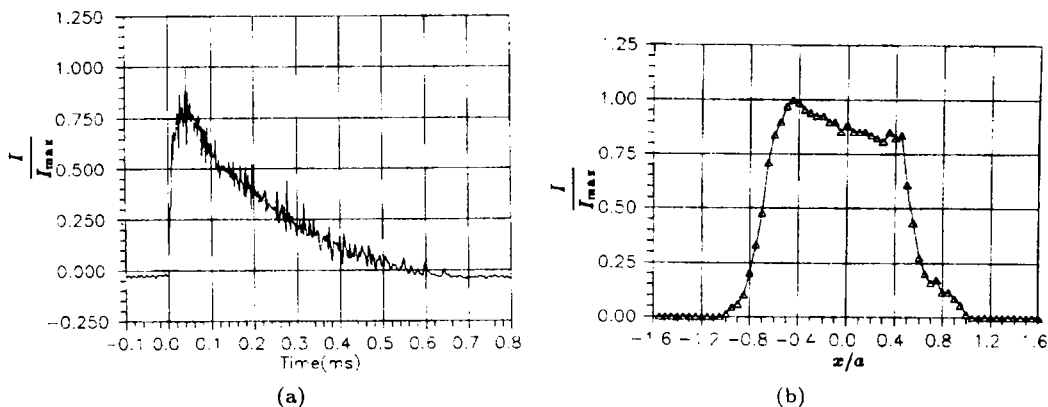


图 1 (a) 入射激光束的典型时间分布波形, (b) 空间分布波形

Fig.1 (a) Temporal shape and (b) spatial configuration of Nd:Glass pulsed laser

入射激光束的能量由有峰值数字显示的 PT-1C 型高功率能量计测得。激光束的时间分布是由响应时间小于 1ns 的硅 PIN 光电二极管测试,其典型的时间波形如图 1(a) 所示。激光束的上升沿时间约为 $50\mu\text{s}$, 而半高宽度 (FWHM) 近似为 0.20ms, 且激光束的时间波形出现高频锯齿形振荡, 为理论分析计算的方便, 用一光滑的曲线近似拟合

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

其中常数 α, β 分别近似为 $1.5 \times 10^4 \text{s}^{-1}$ 和 $8.0 \times 10^4 \text{s}^{-1}$ 。这样入射激光束功率 P 可表示为: $P(t) = P_{\text{max}}g(t)$ 。而入射激光束的能量表示为

$$E_J = \frac{\beta}{\alpha(\alpha + \beta)} P_{\text{max}} \quad (2)$$

激光束的空间分布采用面阵 512×512 元高灵敏度的 CCD 探测器图像分析系统测试,其典型的分布如图 1(b) 所示。由于“力光”装置是一种多模激光器,因而它的空间分布近似为均匀分布,用一柱形波形近似描述其空间分布特征

$$f(r) = \begin{cases} 1 & 0 \leq r \leq a \\ 0 & a < r < \infty \end{cases} \quad (3)$$

其中 r 是径向坐标, a 是光斑半径. 而通常的 Gaussian 分布激光束的波形为

$$f(r) = e^{-(r/a)} \quad 0 \leq r \leq \infty \quad (4)$$

这样入射激光束的功率表示成: $P(r, t) = P_{\max}g(t)f(r)$

将波长 $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ 的钕玻璃激光束聚焦成光斑直径为 2—8mm, 平均功率密度为 1.0×10^5 — $1.0 \times 10^6 \text{W/cm}^2$. 实验靶样品是 0.1mm 厚的 H65 黄铜薄片, 它的直径为 30mm, 将它的边界夹紧置于空气中. H65 黄铜试件中含铜为 65.5%, 含锌为 33.66%, 还有铁和铈等微量元素. 这种黄铜是单相 α 黄铜 (α 相是锌在铜中的固溶体), 其金相组织的特征是: 铸态 α 相呈树枝状组织, 在 α 相间出现少量的 β 相 (β 相是 CuZn 为基的固溶体). 为了对试件进行细致观察, 将激光辐照后的试件镶嵌在炭木粉中抛光后用 3%FeCl₃ 和 10%HCl 水溶液对试件进行侵蚀.

1.2 宏微观观察结果

从大量的宏观观察中可以描绘出实验靶试件在激光辐照的过程中由变形到破坏的过程与形态, 如图 2 所示. 在激光辐照初期, 被辐照部分的靶材会逆着激光入射方向运动, 当激光束的能量较低时, 不会出现反鼓包的残余变形, 当激光束的能量适当增加时, 则会出现反鼓包的残余变形, 如图 2(b) 所示. 当激光束的能量再适当增加时, 出现光斑边缘处的大变形现象, 如图 2(c) 和 (d) 所示. 当激光束的能量增加到一定程度时, 光斑边缘处出现变形集中区, 进而产生热塑剪切变形局部集中, 且光斑边缘处的微损伤逐渐演化成宏观裂纹, 在靶试件的背面有沿着环向方向的宏观裂纹, 而在轴向方向, 裂纹是从靶背面产生, 在沿与激光入射相反的方向扩展. 当激光能量足够高时, 光斑边缘区 (约 $10\mu\text{m}$ 宽) 靶材产生剪切破坏而完全断裂, 从而形成塞片, 该塞片逆着激光入射方向飞散, 造成靶材的全部贯穿, 即如图 2(e) 所示.

上述“反冲塞”过程由反鼓包运动 (图 2(b) 所示), 热塑变形局部集中和剪切破

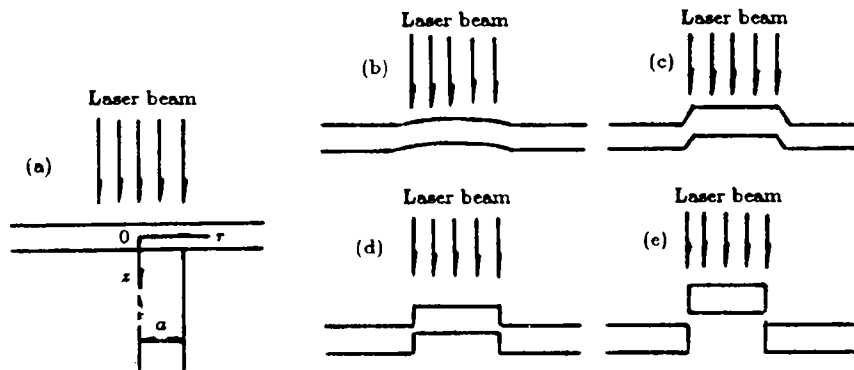


图 2 反冲塞效应的变形模式和破坏机制示意图

(a) 坐标系, (b) 反鼓包, (c) 和 (d) 变形局部集中和剪切断裂, (e) 全部贯穿

Fig.2 Three stages of laser induced deformation and failure

(a) coordinate system, (b) reverse bulging, (c) shear deformation localization and (d) fracture, (e) fragmentation

坏(图 2(c) 和 (d) 所示), 形成塞片(图 2(e) 所示) 三个不同的阶段组成. 如图 3(a), (c) 是“反冲塞”过程三个不同阶段的典型宏观照片. 图 3(a) 是入射激光能量为 8.2J, 光斑直径为 2.3mm 的激光辐照后回收样品的侧向图像, 黑色为镶嵌背景材料炭木粉. 由于图 1(b) 所示的激光束空间分布形态并不是严格均匀的, 从而出现了图 3(a) 所示照片的左边光斑边缘处出现了剪切大变形现象, 而右边则出现了剪切变形集中的现象. 这张照片还清楚地显示了反鼓包的残余变形. 图 3(b) 是在入射激光能量为 35J, 光斑直径为 5.0mm 的激光辐照时, 试件背面的宏观破坏情形, 从这张俯视图可以看出被辐照部分(照片上的 A 区表示被辐照部分的背面) 靶材往下陷, 照片上的白色(如箭头 B 所指示) 则为冲塞断口. 图 3(c) 是在入射激光能量为 9.2J, 光斑直径为 2.3mm 的激光辐照后回收样品的侧向图像, 这张照片显示了被辐照部分即将逆着激光入射方向飞散, 而并未全部飞出去的情形, 并且成了碎片.

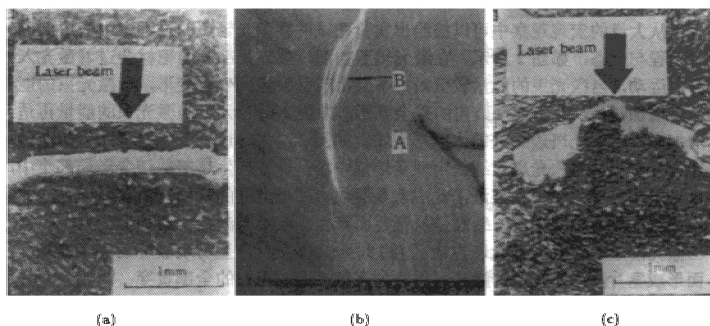


图 3 反冲塞过程的三个阶段: (a) 反鼓包和剪切变形局部集中现象(侧视图), 激光光斑直径为 2.3mm, 入射激光能量为 8.2J(图中箭头为激光入射方向, 黑色为镶嵌背景材料炭木粉); (b) 靶试件背面观察到的宏观破坏情形, 激光光斑直径为 5mm, 入射激光能量为 35.0J; (c) 全部破坏后的飞射体(侧视图), 入射激光能量为 9.2J, 激光光斑直径为 2.3mm

Fig. 3 Typical photographs of reverse plugging effect: (a) reverse bulging and shear deformation concentration in laser spot edge region (viewed laterally); (b) shear fractograph viewed from rear surface, where the region marked A denotes the rear surface of sample and its front surface was irradiated by laser beam; (c) fragmentation (viewed laterally)

上述“反冲塞”过程从变形到破坏的全过程与平头刚性长杆弹冲塞薄靶(即通常的正冲塞效应(GPE))情形完全类似^[12], 只不过在 GPE 中, 塞子的飞行方向与长杆弹的飞行方向一致, 而激光束对靶材的破坏实验中, 塞子的飞行方向与激光束的入射方向相反. 因此我们称这一破坏现象为“反冲塞”效应(Reverse Plugging Effect, RPE).

我们还将长脉冲激光束造成靶材的反冲塞破坏的能量密度破坏阈值同由短脉冲激光束造成靶材层裂的相应破坏阈值进行了比较, 其中层裂破坏阈值是由波长

$\lambda=1.06\mu\text{m}$, 脉宽 4ns, 空间分布为 Gaussian 分布的钕玻璃激光束造成 0.1mm 厚铜片层裂阈值实验结果^[5]. 比较结果表明, 反冲塞效应和层裂效应造成靶材破坏的能量密度阈值几乎相近(都为 $210\text{J}/\text{cm}^2$), 但前者的功率密度为 $7.1\times 10^5\text{W}/\text{cm}^2$, 而后者将近为 $5.3\times 10^{10}\text{W}/\text{cm}^2$, 前者比后者低近 5 个数量级. 可见反冲塞效应是一种特殊但十分有效(相对低功率密度)的破坏方式, 对反冲塞效应的宏观观察还表明, 当入射激光束的能量密度低于某一值 ($151\text{J}/\text{cm}^2$) 时, 不会出现明显的宏观破坏效应, 而当达到某一临界值 ($182\text{J}/\text{cm}^2$) 时, 靶材很快就被破坏.

1.3 温度场的测试

温度场是反冲塞效应的基本特征, 但通常的热电偶技术不但要求热电偶与试件直接接触测量, 而且响应速度较慢, 一般不会快于 $50\mu\text{s}$. 当金属薄片材料被激光辐照而出现反冲塞效应时, 光斑边缘很窄的区域是很特殊的. 当今的红外测温技术是一种非接触的方法, 且动态响应时间也快. 但一般的红外测温技术空间分辨率较差, 为了研究在很短时间内局部温升较大的问题, 我们最近研制了一台多点瞬态红外测温系统. 该系统采用碲化铟 (InSb) 作探测元件, 能在 $0.7\text{mm}\times 0.3\text{mm}$ 内同时测量 8 个点的温度, 空间分辨率达到 $0.1\text{mm}\times 0.1\text{mm}$, 响应速度约为 $2\mu\text{s}$. 由于被探测点面积积极小, 红外辐射信号极弱, 且外界干扰很强, 所以我们采用了一系列特殊技术, 并将测温系统与微机联网, 可直接显示和打印测试结果. 在系统的标定过程中, 我们也采用了一些特殊的方法(如快速转盘等). 可对标定曲线进行拟合

$$u = A_0(T^n - T_0^n) \quad (5)$$

其中 u 是电压, 单位是 mV; T_0 , T 分别为室温和被标定试件的温度, 单位都是 K; A_0 和 n 为常数.

用多点瞬态红外测温系统可以快速地对被激光辐照的试件背面的温度场进行测试. 在激光光斑半径为 2.6mm, 能量为 10.6J 的入射激光辐照条件下, 对试件光斑中心处的温度场进行了测试, 其输出信号的电压 $u(t)$ 和相应的温度时间波形如图 4 所示; 将图 4(b) 的温度时间波形与入射激光的时间波形图 1(a) 比较表明, 在激光的辐照过程中, 温度一直是上升的, 上升沿时间约为 0.5ms, 只有当激光停止辐照后,

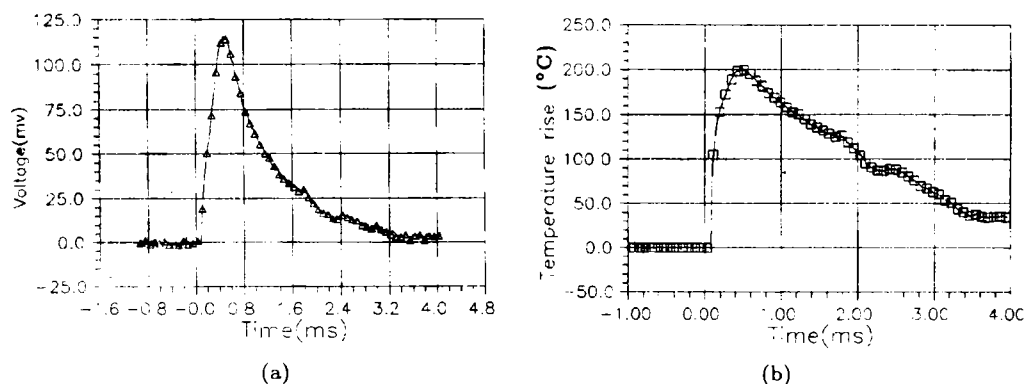


图 4 试件背面光斑中心处温度测试时的输出电压信号 (a) 和相应的温度时间波形 (b)

Fig.4 (a) Voltage and (b) temperature rise histories recorded in the center of the rear surface of target

温度才开始下降；并且在激光开始辐照时，试件背面并未立即产生温升信号，而是经过约 $40\mu\text{s}$ 后，探测器才接收到红外辐射信号，即此时才有温升。图 5 是在 0.45ms 时，随着激光能量的增加光斑中心处的温升，由此可看出，随着激光能量的增加，温升线性增加。

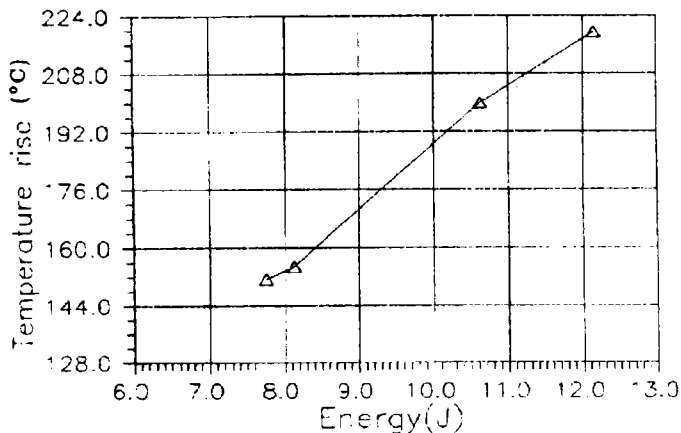


图 5 试件背面光斑中心处 0.45ms 时温度与激光能量的关系

Fig.5 Temperature rise vs laser energy recorded in the center of laser spot on the rear surface at $t = 0.45\text{ms}$

1.4 实验现象的初步解释

上述“反冲塞”过程由反鼓包运动(图 2(b) 所示), 热塑性变形集中和剪切破坏(图 2(c) 和 (d) 所示) 到形成塞片(图 2(e) 所示) 三个不同阶段组成, 在激光辐照初期, 激光能量只能沉积在靶材表面很薄的一层, 从而沿厚度方向形成很高的温度梯度, 在靶内造成较高的弯曲应力使靶板逆着激光入射方向作弯曲运动——“反鼓包”运动, 这是反冲塞过程的第一阶段. 由于激光束的空间分布近似是均匀的, 在光斑边缘处径向方向的温度梯度也特别大, 使得被激光辐照区的材料逆着激光入射方向运动, 而未被辐照的部分几乎处于静止状态, 这就造成在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, 造成该区材料的热塑变形局部集中. 这是反冲塞过程的第二阶段. 当激光能量足够高时, 热塑变形的局部集中与材料的热软化会进一步发展, 包括微损伤的迅速成核、长大和相互连接, 最后形成有一定动能的塞片, 逆着激光入射方向飞散, 这是反冲塞过程的第三阶段.

2 反冲塞三个阶段的弹 - 塑性分析

2.1 温度场及热弹性反鼓包

2.1.1 温度场的计算和测试结果及讨论

在进行温度场分析时, 作出以下四点假设: (1) 将激光束作为边界热源来处理; (2) 试件的背面即未被激光辐照面是绝热的, 且在试件边缘即 $r = b$ 处保持为常温; (3) 所有材料参数都是常数; (4) 这里假设问题是轴对称的, 取 z 方向与入射激光方向一致, 如图 2 所示, 不考虑变形与温度场的耦合效应, 即在静坐标系下计算温度

场. 由量纲分析表明, 温度场由以下四个无量纲参数确定

$$A = \frac{\alpha a^2}{D}, \quad B = \frac{(\alpha + \beta)a^2}{D}, \quad h_1 = \frac{h}{a}, \quad h_4 = \frac{(1 - R_0)P_{\max}}{k_0 \pi a T_m} = \frac{C_{th} I_{\max} a}{k_0 T_m} \quad (6)$$

其中 a , h , k_0 , D , T_m 分别为光斑半径、试件厚度、热传导系数、热扩散系数及熔点, R_0 是材料对激光的反射系数, 各参数见文献 [3], 在激光辐照时, 材料的温升 θ 与 h_4 成正比, 而与 A , B 和 h_1 成非线性关系. 考察 h_4 发现, h_4 与入射激光能量成正比, 因此材料温升与入射激光能量成正比, 实验测量结果图 5 已清楚地表明了这种线性关系. 图 6 示出了光斑中心处前后表面温升 θ 的时间分布曲线, 同时给出了实测温度的曲线. 由此可见, 在激光束辐照的初期, 轴向方向温度梯度较大, 且在 $1.6 \times 10^{-3} a^2/D$, 即 $300 \mu s$ 时, 轴向方向温度趋于平衡, 达到平均温度场. 由于轴向方向具有很高的温度梯度, 且材料前后表面都是自由的, 这样出现材料前表面的膨胀量远远大于后表面的膨胀量, 从而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.

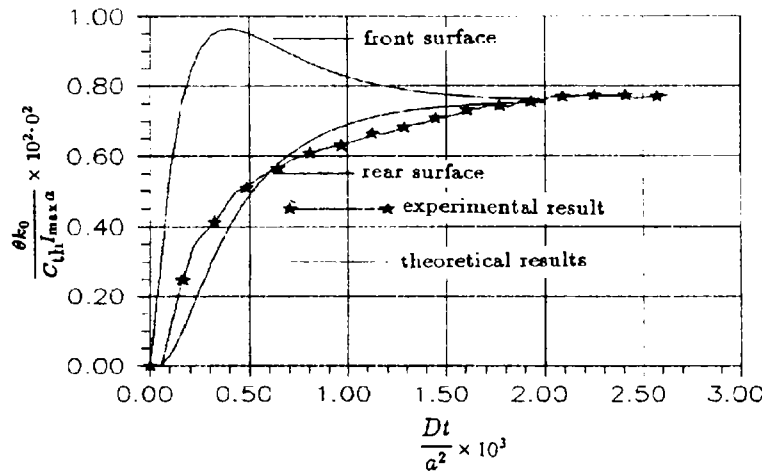


图 6 激光束的空间分布为均匀时光斑中心处前后表面温度的时间分布曲线

Fig.6 Variations of nondimensional temperature with nondimensional time in the center of laser spot on the front and rear surfaces

图 7(a) 和 (b) 分别示出了空间分布为均匀和 Gaussian 型时, 试件前表面径向方向的温度场分布. 二者都表明, 温度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(a) 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 7(b) 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(a) 的温度场在光斑边缘出现陡峭变化, 而图 7(b) 没有温度场的陡峭变化区.

对激光空间分布为均匀和 Gaussian 型时径向方向的温度梯度分布形态进行观察表明, 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 $r_{\max}/a = \sqrt{2}/2$ 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, 而未被激光辐照的部分几乎处于静止状态, 即在光斑边缘处温度的陡峭变化造成变形梯度特别大, 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集中. 而对于空间分布为 Gaussian 型的激光束, 没有温度场的陡峭变化区, 从而也不可能出现变形梯度特别大的区域. 因此只有激光的空间分布为均匀时才可能引起金属薄片出现反冲塞现象.

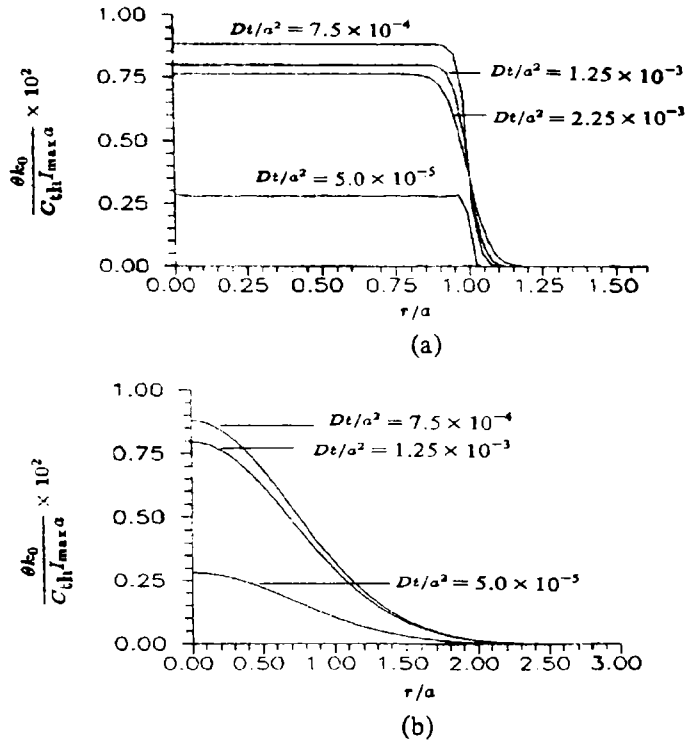


图 7 激光束的空间分布分别为 (a) 均匀和 (b) Gaussian 分布时, 试件前表面的温度在径向方向的分布形态

Fig.7 Variations of nondimensional temperature with r/a on the front surface

at different time, where the spatial shape of laser is (a) non-Gaussian or (b) Gaussian type

2.1.2 反冲塞效应的热弹性板理论分析

在作反鼓包运动分析时作出以下三点假设: (1) 忽略热力耦合效应; (2) 小变形情形, 则忽略膜力和弯矩的相互耦合效应; (3) 所有材料参数都是常数, 这意味着忽略材料参数的温度相关性. 虽然假设 (2) 和 (3) 对分析整个反冲塞效应是不合适的, 但对于分析激光引起薄片早期运动状态, 或者是对未出现塑性变形的情形, 这个假设是合适的. 则挠度 w 由以下方程所控制

$$D_1 \Delta^2 w + \dot{w} = q - \frac{1}{1-\nu} \Delta M_T \tag{7}$$

初始条件为

$$w|_{t=0} = \dot{w}|_{t=0} = 0 \tag{8}$$

边界条件为

$$w|_{r=b} = \frac{\partial w}{\partial r} \Big|_{r=b} = 0, \quad w|_{r=0} = \text{有限}, \quad \frac{\partial w}{\partial r} \Big|_{r=0} = \text{有限} \quad (9)$$

其中 q 为机械外载荷, 这里假设 $q = 0$, 且热弯矩 M_T 和等效热载荷 q_θ 为

$$M_T = \alpha_0 E \int_{-h/2}^{h/2} \theta(r, z, t) z dz, \quad q_\theta = -\frac{1}{1-\nu} \Delta M_T \quad (10)$$

上述各式中, $D_1 = Eh^3/12(1-\nu^2)$ 是材料的刚度系数, Δ 是 Laplace 算符, ν , α_0 分别是 Poisson 比及热膨胀系数, E 是杨氏模量. 将各量无量纲化, 而基本的无量纲参数除 (6) 式的 A , B , h_1 , h_4 外, 还有

$$h_3 = \alpha_0 T_m, \quad h_5 = \frac{E}{\sigma_0}, \quad h_6 = \frac{\rho D^2}{a^2 E} \quad (11)$$

其中 σ_0 为屈服强度. 因此, 反冲塞效应的早期运动状态由 h_1 , A , B , h_3 , h_4 , h_5 , h_6 七个无量纲参数所控制. 将挠度 w 分解为准静态部分 w_s 和动态部分 w_d , 即 $w = w_s + w_d$ 可以解出挠度 $w^{[1]}$. 等效热载荷 q_θ 的空间分布最能说明反冲塞效应的本质. 图 8(a) 和 (b) 是入射激光束的空间分布分别为均匀和 Gaussian 型时等效热载荷 q_θ 的空间分布. 由图 8(a) 可看出, 在 $r < a$ 的区域内, 等效热载荷 q_θ 使光斑内的靶材逆着入射激光方向运动, 而在 $r > a$ 的区域内, q_θ 又使之与入射激光方向一致运动, 并且在 $r = a$ 处是一突变点, q_θ 的变化非常迅速. 这样一种载荷自然会使得在 $r = a$ 处出现很大的变形梯度, 即产生大的剪应变. 而图 8(b) 与图 8(a) 比较可见, 虽然空间分布为 Gaussian 型的激光束也能造成靶材产生反鼓包运动, 但不存在载荷的突变区, 因而也就不可能出现我们实验上发现的反冲塞效应.

我们分别分析了准静态挠度 w_s , 动态挠度 w_d 及总的挠度 w 以及它们的速度和梯度的特征. 图 9(a) 是在 $Dt/a^2 = 3.0 \times 10^{-4}$ 时挠度 w_s , w_d 及 w 的空间分布的二维图, 图 9(b) 是 w 的三维图 (这里入射激光的方向是从上往下). 由于入射激光束的方向同挠度 w 的正方向一致, 这里的 w 为负表明薄板是沿与激光入射相反的方向运动, 即出现反鼓包现象. w 的三维图最能形象地表明反鼓包现象, 实验中观察到未出现反冲塞现象时的结果同图 9(b) 的形状完全一致.

从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梯度特别大, 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集中. 对“反冲塞”效应的反鼓包运动进行的热弹性理论分析结果表明: 无论是等效热载荷和准静态弯矩, 还是挠度在光斑边缘处的变化都是特别的, 即光斑边缘区是一特殊的区域. 正因为这特殊的区域才造成新的破坏方式——反冲塞效应. 热弹性理论分析可以定性地解释反冲塞效应的早期运动状态, 等效热载荷 q_θ 的空间分布形态最能说明激光束的空间分布在研究反冲塞效应中所起的关键作用.

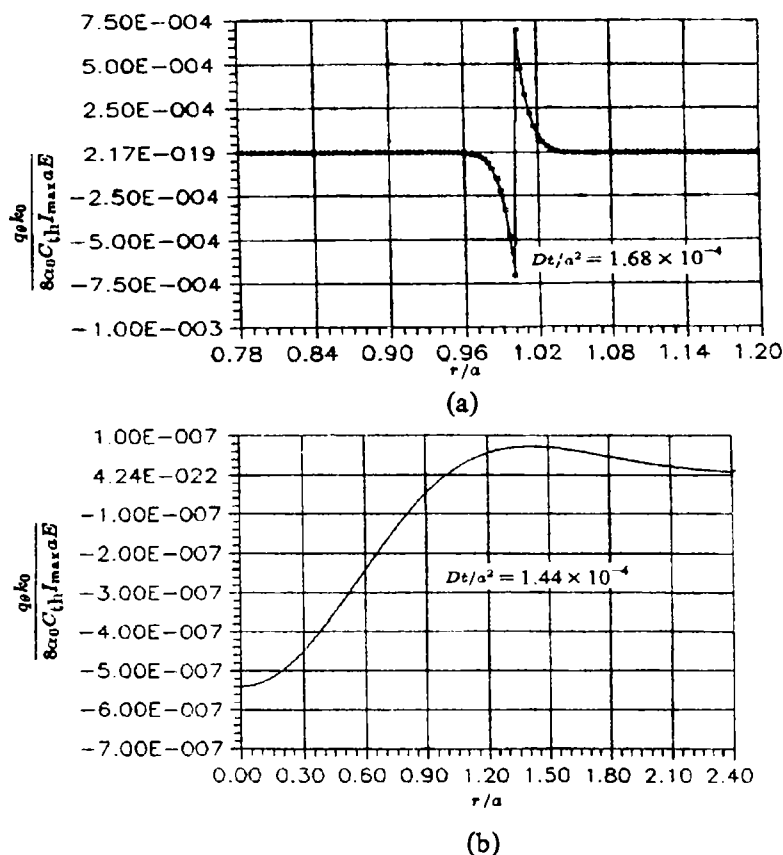


图 8 激光束的空间分布分别为均匀 (a) 和高斯分布 (b) 时, 等效热载荷的空间分布曲线

Fig.8 Spatial distribution of equivalent external loading induced by either square-typed (a) or Gaussian laser beam (b)

2.2 热刚塑性理论分析

人们在研究冲击载荷造成结构的变形及至破坏的规律时, 通常将外载作用下结构内波的传播同结构总体响应区分成两类各自独立的问题. 同时, 在求解强动载作用下结构的动力响应时, 把结构简化为理想刚塑性的. 由于热冲击造成薄片的反冲塞型破坏是一种新的破坏方式, 原来的模型无法用以研究这种热冲击破坏问题. 这里, 在建立热刚塑性理论模型时, 作出以下几点假设: (1) 只考虑弯矩和剪力效应, 而忽略径向和环向的膜力影响; (2) 靶材料服从 von-Mises 屈服条件及 Prandtl-Ruess 塑性流动法则; (3) 靶材料是热 - 力非耦合的, 且小变形情形. 我们从应变率的分解出发, 得到了广义应变率的分解关系, 忽略弹性和塑性功的影响, 用热刚塑性动力分析的方法研究了反冲塞型破坏问题的早期运动状态, 同时放弃了传统的 Tresca 方屈服面准则, 而改用线性化了的 von-Mises 屈服准则, 且计及了剪力和转动惯量效应.

以已明显出现反冲塞现象的情形为例, 对各物理量的时空分布特征进行了分析. 考察靶材的横向运动速度的空间分布特征表明: ①鼓包的横向运动方向是与激光束

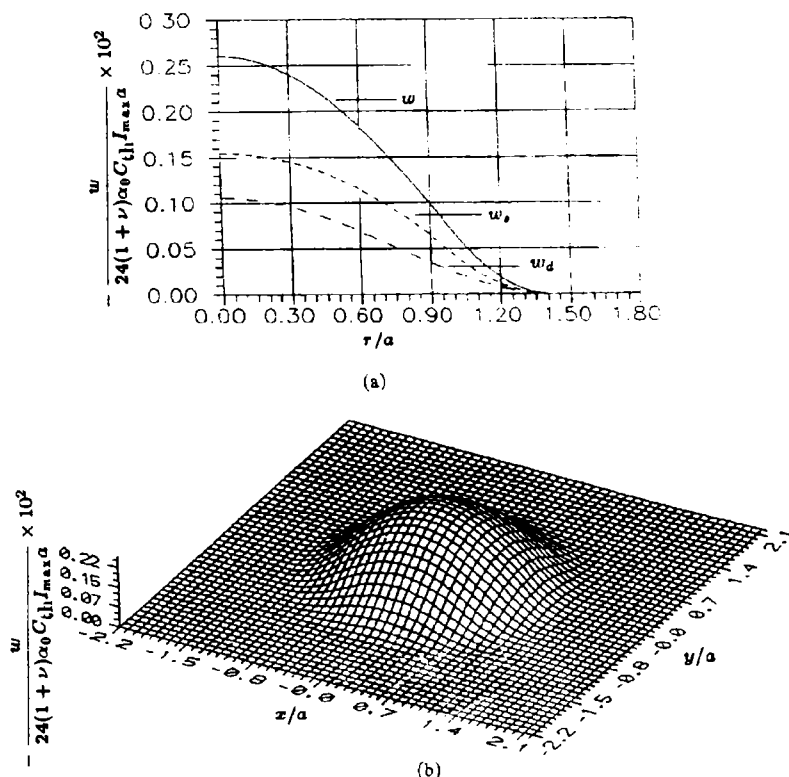


图 9 挠度的空间分布形态：(a) 二维图，(b) 三维图 ($Dt/a^2 = 3.0 \times 10^{-4}$)

Fig.9 Deflection curve for the thin plate, (a) two-dimensional profile, (b) three-dimensional profile, where $Dt/a^2 = 3.0 \times 10^{-4}$

的入射方向相反的，即反鼓包现象；②激光光斑区靶材的运动几乎是刚体运动，而未激光辐照的地方基本上处于静止状态，这种运动形态是冲塞现象的典型运动形态。这种横向运动速度的空间分布形态与刚性平头弹丸冲塞薄板的情形很类似，这样一种运动状态很容易造成在光斑边缘区出现较大的剪力和剪切变形，如图 10 是剪应变的空间分布形态，这说明，剪应变集中发生在光斑边缘区，而在光斑内和未被激光辐照区都未出现剪切变形，理论分析和实验研究都表明，这是因为在光斑内的剪应变与温度场的径向温度梯度成比例，对于图 1(b) 的激光束空间分布形态，在光斑内没有径向温度梯度，而在光斑边缘处的温度梯度特别的大，即产生剪应变集中。

图 11(a)—(c) 分别是 Dt/a^2 为 5.0×10^{-5} ， 8.0×10^{-5} 和 1.4×10^{-4} 时挠度的三维图，激光入射方向是从下往上，这三个三维图最能形象地表明反冲塞的现象，将它们与图 3 的照片比较可见，光斑边缘处的变形形态同实验结果很相似。

从以上的分析和讨论中可以得出几点重要结论：①横向运动速度的空间分布形态显示了被激光辐照区的靶材几乎是作刚体运动，且运动方向与激光入射方向相反；②剪应变空间分布形态表明在光斑边缘区具有很大的应变集中区，且是由温度场的径向方向梯度所决定的；③激光光斑区的剪应力是造成靶材破坏的主要原因。

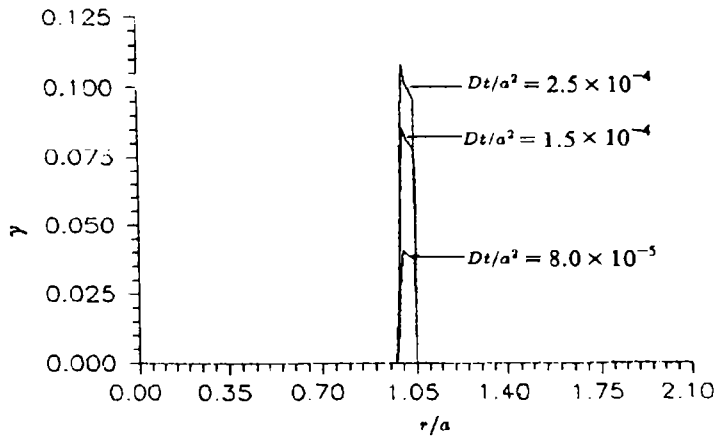


图 10 剪应变的空间分布

Fig.10 Variations of shear strain with r/a at different time

所有以上的结论都同实验现象是相一致的。

2.3 非绝热冲塞剪切数值分析

虽然用热刚塑性模型对 RPE 的分析可以得出一些重要结论,但由于在基本假设中忽略了膜力的影响和平衡方程中的非线性项,从热弹性理论分析可以得出膜力和弯矩基本上是同一数量级,尤其是在光斑边缘区存在大变形效应,膜力以及由它产生的横向非线性效应是很重要的,这些因素可能会对材料的破坏有一定的影响.同时在模型中也忽略了塑性功的影响,塑性功进一步转化为热量,这又会加速材料的破坏.由以上模型分析得到的重要结论和模型本身的一些不足的分析出发提出了冲塞剪切模型.

这里假设:(1)剪应力 τ 是唯一不可忽略的应力分量,它在光斑边缘区比径向和环向应力 σ_r 和 σ_θ 要大得多,且剪应力在厚度方向是均匀的;(2)由热刚塑性分析可知,被激光辐照区的绝大部分(如取 $0 \leq r \leq 0.95a$)部分以速度 $v_0(t)$ 逆着激光入射方向运动,根据热弹性分析和热刚塑性分析,假设被激光辐照区逆着激光入射方向运动的动能是吸收入射激光能量的 0.001 部分转变而来的.(3)材料的本构关系服从 Bodner-Partom 热弹-粘塑性本构模型.

宋顺成^[13]在冲击动力有限元程序数值计算中,引进了一个称为协调应力迭代的方法.在该方法中,假设位移函数仍为线性函数,但在每个时间步长的计算中都重新构造协调应力场以满足虚功方程所要求的连续性条件.我们就是用宋顺成发展起来的有限元法来研究非绝热冲塞剪切问题.

以已明显观察到反冲塞现象情形为例对各物理量的时空分布特征进行了数值计算.分两种情况进行计算,第 I 种情况是在能量方程中无激光热源的贡献,即 $q_l = 0$,在图中以 (a) 表示;第 II 种情况是有激光热源的影响,即 $q_l \neq 0$.在图中以 (b) 表示.

图 12 是在不同时刻温度场的空间分布.仔细观察发现,在早期因为塑性剪应变率 $\dot{\gamma}^p = 0$,则塑性功 $W_p = 0$,因而对于第 II 种情况在 $r = a$ 处的温升与光斑内部几乎相同,而对于第 I 种情况没有温升.随着时间的增加,开始产生塑性变形,塑性功

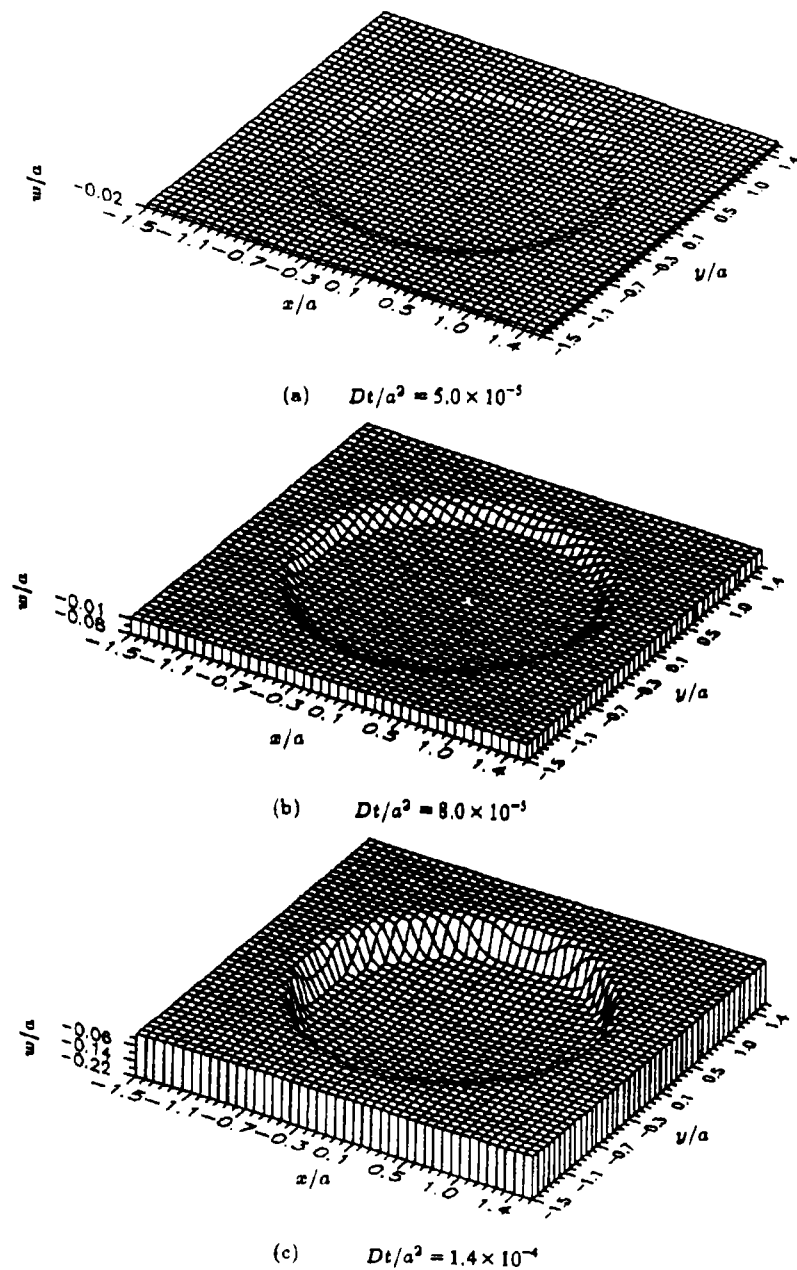


图 11 横向位移的空间分布：(a)—(c) 分别是 Dt/a^2 为 5.0×10^{-5} , 8.0×10^{-5} , 1.4×10^{-4} 时的三维图，激光入射方向是从下往上

Fig.11 Three-dimensional profile of transverse deflection at different time, where laser beam incident direction is from bottom to top

越来越大，造成 $r = a$ 处的温升越来越高，在 $Dt/a^2 = 2.0 \times 10^{-4}$ 时， $\theta_{\max}^{\text{II}} = 2.5\theta_{\max}^{\text{I}}$ ，即它们相差 2.5 倍，对于图 12(b)，在 $Dt/a^2 = 2.0 \times 10^{-4}$ 时 $\theta|_{r=a} = 4.3\theta|_{r=0}$ ，即光斑边缘处的温升是光斑内部温升的 4.3 倍。这些结果足以证明在激光辐照后期塑性

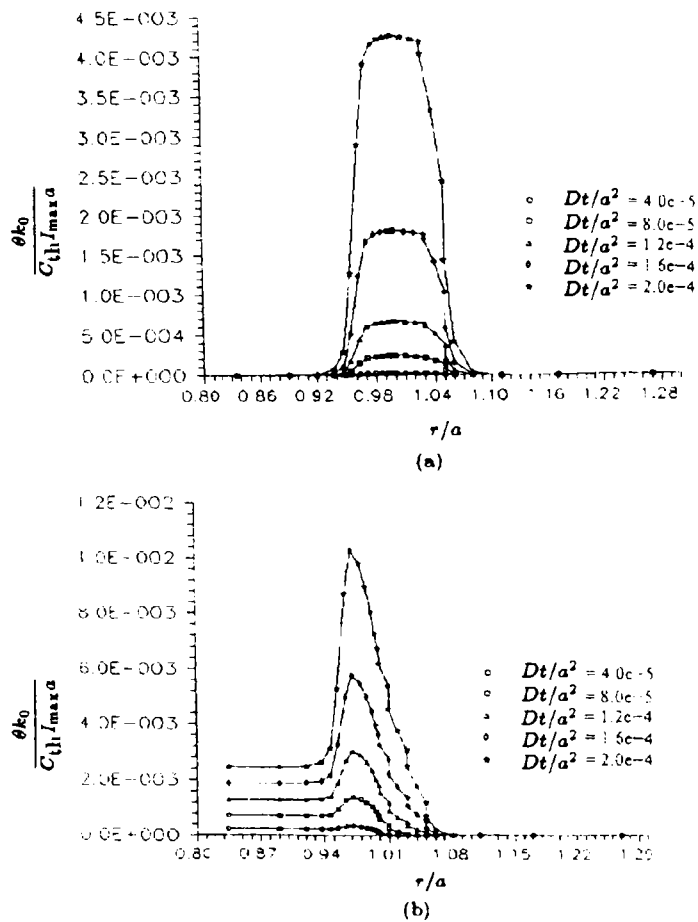


图 12 不同时刻温度场的空间分布

Fig.12 Spatial distribution of temperature rise at different time

功具有重要影响。

图 13(a) 和 (b) 是能量方程中热传导项、塑性功率项及激光热源对材料在 $r = a$ 处温升的贡献。由图 13(a) 可见, 在早期不存在塑性功的贡献, 而随着时间的增加, 塑性功的贡献越来越大, 但热传导项的贡献逐渐减少, 可热传导项的贡献总比塑性功的贡献大。对于第 II 种情况的图 13(b), 早期的温升主要来源于激光热源的贡献, 热传导项是次要的, 而塑性功没有影响。随着时间的增加, 激光热源的贡献减少, 而热传导项和塑性功的贡献逐渐增加, 在 $Dt/a^2 = 6.0 \times 10^{-5}$ 时, 三项的贡献相等, 它们的曲线交于一点。之后激光热源的贡献处于次要地位, 而热传导项的贡献总比塑性功的贡献要大。由此可见, 在非绝热剪切问题中, 激光热源、热传导及塑性功对材料温升贡献是复杂的, 不同时刻它们所起的作用是不同的。

非绝热冲塞剪切模型是在上述的实验及理论分析结果的基础上提出来的, 计及了热-力耦合效应, 仅仅对光斑边缘区的剪应力进行研究, 这里的一个重要假设就是靶材将激光热能的极少部分转变成被辐照部分靶材的动能, 由于缺乏足够的实验数据, 这个假设是比较人为的。但即使如此, 由上述计算结果分析可以得出一些有

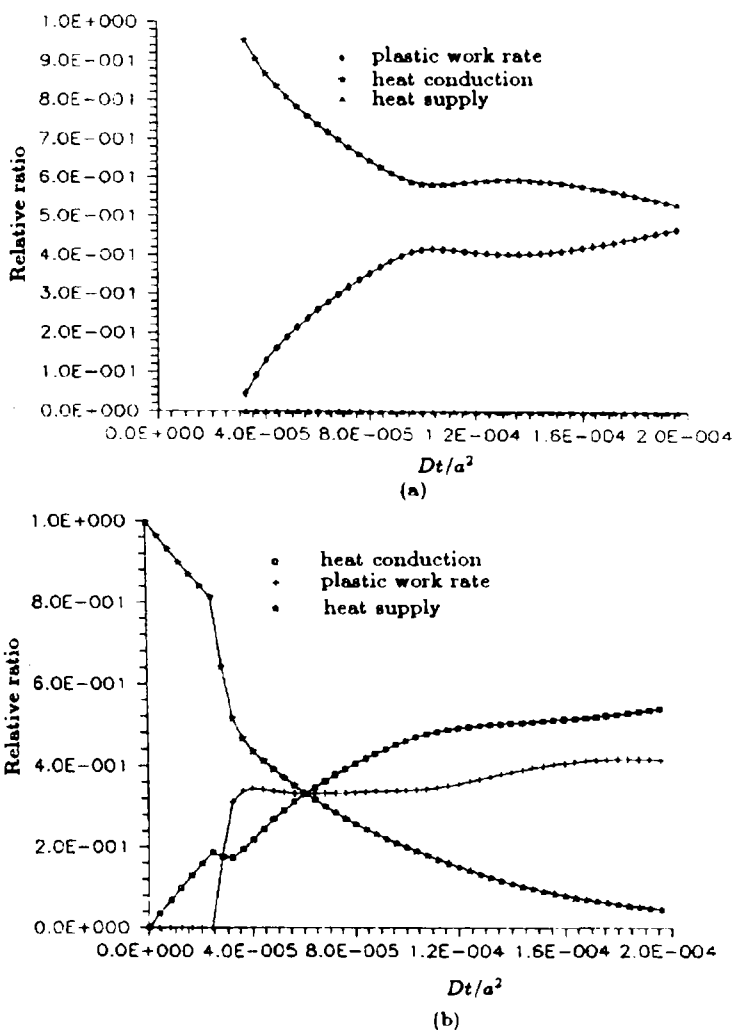


图 13 光斑边缘处热传导效应，塑性功及激光光源对温升的贡献

Fig.13 Comparison of contributions due to heat conduction, plastic work rate, laser heat supply to the temperature increase in laser spot edge region, where in case

(a) $q_l = 0$ and in case (b) $q_l \neq 0$

意思的结果：(1) 激光辐照初期因为温度造成材料软化，使得弹性应变率具有重要影响，这是不能被忽略的；(2) 在早期，激光热源是材料温升的主要贡献者，而热传导项是次要的，且没有塑性功的贡献；(3) 在激光辐照中期，激光热源、热传导及塑性功的贡献是相同的，它们的时间曲线在某一时刻交于同一点；(4) 在激光辐照后期激光热源的贡献是次要的，但塑性功和热传导项的贡献比较相近，可热传导项的贡献总大于塑性功的贡献；(5) 光斑边缘的温度由于塑性功的影响比光斑内部的温度要高得多，且出现应变集中区。

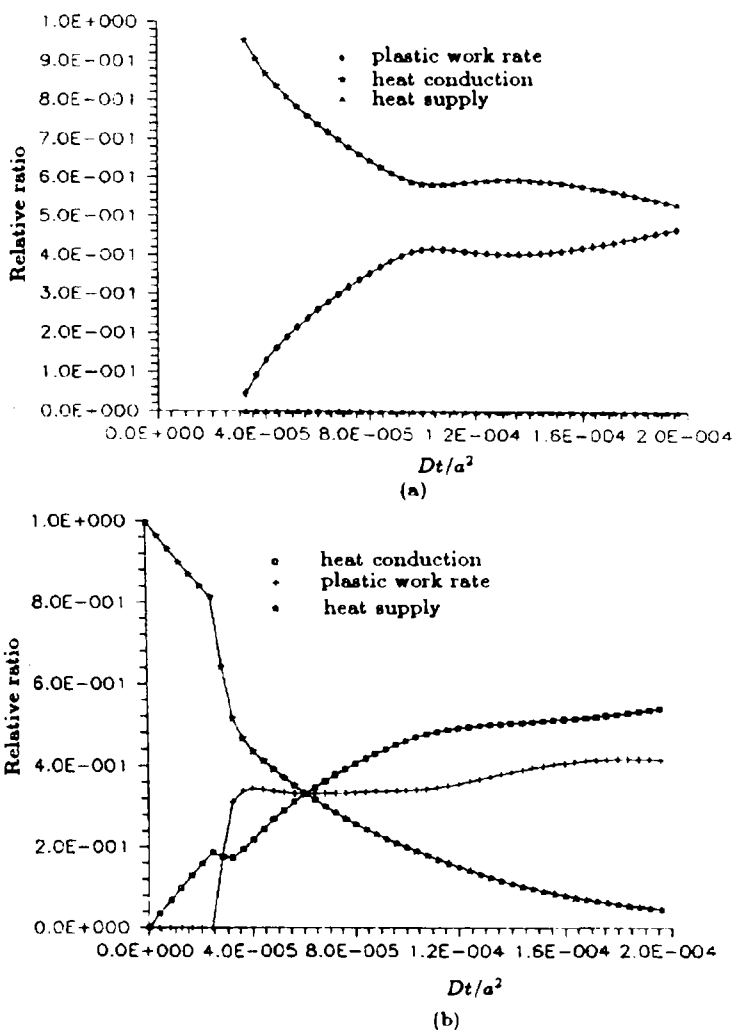


图 13 光斑边缘处热传导效应，塑性功及激光光源对温升的贡献

Fig.13 Comparison of contributions due to heat conduction, plastic work rate, laser heat supply to the temperature increase in laser spot edge region, where in case

(a) $q_l = 0$ and in case (b) $q_l \neq 0$

意思的结果：(1) 激光辐照初期因为温度造成材料软化，使得弹性应变率具有重要影响，这是不能被忽略的；(2) 在早期，激光热源是材料温升的主要贡献者，而热传导项是次要的，且没有塑性功的贡献；(3) 在激光辐照中期，激光热源、热传导及塑性功的贡献是相同的，它们的时间曲线在某一时刻交于同一点；(4) 在激光辐照后期激光热源的贡献是次要的，但塑性功和热传导项的贡献比较相近，可热传导项的贡献总大于塑性功的贡献；(5) 光斑边缘的温度由于塑性功的影响比光斑内部的温度要高得多，且出现应变集中区。