

文章编号: 0258-7025(2010)10-2632-06

# 激光冲击强化诱导的残余应力影响因素分析

吴先前 黄晨光 宋宏伟

(中国科学院力学研究所, 北京 100190)

**摘要** 考虑激光冲击强化后塑性区深度及最大残余压应力的影响因素和影响规律问题, 运用量纲分析的方法获得了影响冲击强化效果的主控因素, 并给出了塑性区深度及最大残余压应力与峰值压力、压力持续时间、光斑半径的关系; 利用基于 LS-DYNA 的二维轴对称有限元模型, 计算了不同参数条件下金属靶体受冲击载荷作用的动态响应。计算结果表明, 塑性区深度与压力持续时间成正比; 最大残余压应力与压力持续时间无关; 一定光斑半径范围内, 塑性区深度及最大残余压应力与光斑半径无关; 峰值压力超过一定值时, 塑性区深度及最大残余压应力与峰值压力近似成线性关系。

**关键词** 激光技术; 激光冲击强化; 塑性区深度; 残余压应力; 量纲分析

**中图分类号** TN249; TG156.99 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20103710.2632

## Parameters Analysis of Residual Stress Induced by Laser Shock Processing

Wu Xianqian Huang Chenguang Song Hongwei

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

**Abstract** The paper focuses on the influencing parameters to the plastically affected depth and maximum residual stress in the metallic target after laser shock processing. Firstly, the dimensional analysis method is employed to find the controlling parameters, and the relationships of plastically affected depth, maximum residual stress versus peak pressure, pressure duration and laser spot size are given. Secondly, a two-dimensional axisymmetric finite element model based on LS-DYNA package is built, and the dynamic responses of metallic target subject to laser shock processing are computed with different input parameters. The result shows that the plastically affected depth is proportional to pressure duration, and the maximum residual stress is independent with it, but both of them are not affected by laser spot size within a certain range, while they have approximate linear relationship with peak pressure after reaching to a certain level.

**Key words** laser technique; laser shock processing; plastically affected depth; residual stress; dimensional analysis

### 1 引 言

激光冲击强化是近年来迅速发展起来的一种新型表面改性技术。其基本原理是在短脉冲(纳秒量级)、高功率密度( $10^9$  W/cm<sup>2</sup>)激光作用下, 金属靶材表面的涂层迅速气化、电离, 产生高温高压的等离子体并快速膨胀, 受透明约束介质作用而诱发形成

向靶材内部传播的短脉冲、高强度冲击波。当冲击波的压力高于靶材的动态屈服极限时, 就会驱动材料以极高的应变率发生塑性变形, 在表面形成残余压应力, 并形成稳定密集的位错结构, 从而显著提升材料的表面硬度、疲劳寿命等机械性能<sup>[1~4]</sup>。

塑性区深度和残余压应力是评估激光冲击强化

收稿日期: 2010-01-13; 收到修改稿日期: 2010-03-02

基金项目: 国家自然科学基金(10972228)和中国科学院科研装备研制项目(YZ200930)资助课题。

作者简介: 吴先前(1982—), 男, 博士研究生, 主要从事激光与物质相互作用机理等方面的研究。

E-mail: wuxianqian@imech. ac. cn

导师简介: 黄晨光(1969—), 男, 研究员, 博士生导师, 主要从事冲击动力学、激光与物质相互作用以及结构动力学等方面的研究。E-mail: huangcg@imech. ac. cn (通信联系人)

效果的两个主要指标。由于激光冲击强化物理过程复杂,涉及等离子体的形成与演化、冲击波的产生与传播规律等,强化效果的影响参数众多,影响规律复杂,目前主要采用实验方法进行定性分析<sup>[5~10]</sup>。相关理论研究相对较少,主要有 Ballard 等<sup>[11,12]</sup>提出的塑性区深度与压力波形的关系;Hu 等<sup>[13]</sup>用半无限空间弹性应力场结合数值迭代的算法,得到了给定压力下的残余压应力的分布。上述研究推导过程复杂,并且没有明确给出塑性区深度及残余压应力的主控参数及影响规律。

对于激光冲击强化这类无法用简单的数学方程表述的复杂过程,采用量纲分析的方法进行研究,并设计合适的模型实验来揭示问题的物理本质及因果关系,是一种有益的尝试和有效的手段。本文利用 II 定理,研究不同输入参数对激光冲击强化效果的影响,得到了在适当的假设条件下,塑性区深度及最大残余压应力与峰值压力、光斑半径、压力持续时间之间的关系,同时利用 LS-DYNA 程序,采用二维轴对称模型计算多种条件下靶体材料内部的响应规律和强化效果,验证了文中理论分析的一些规律。

## 2 基于量纲分析的主控参数讨论

### 2.1 基本假定与简化处理

激光冲击强化可以解耦成两个相对独立的物理过程:高功率激光束与靶材及约束层相互作用形成等离子体及冲击压力;冲击波在靶材涂层内部传播并诱导塑性变形和残余应力。对于前一个过程,已有一些比较可靠的等离子体压力计算模型,如 Fabbro 等<sup>[6]</sup>基于能量守恒原理和 W. Zhang 等<sup>[14]</sup>基于激光维持爆轰波(LSD)理论的一维等离子体压力模型。Fabbro 给出的简化计算模型为

$$P = A \left( \frac{\alpha}{2\alpha + 3} \right)^{1/2} Z^{1/2} I^{1/2}, \quad (1)$$

式中  $Z$  为材料等效冲击阻抗,  $I$  为激光功率密度。

这里主要考虑后一个过程,即在已经形成的冲击压力作用下,分析影响材料内部的塑性区深度及最大残余压应力的主控参数。

### 2.2 量纲分析讨论

根据 II 定理<sup>[15]</sup>,对于具有  $n$  个自变量  $a_1, a_2, \dots, a_n$  的物理问题,其因变量  $a$  为

$$a = f(a_1, a_2, a_3, \dots, a_k, a_{k+1}, \dots, a_n). \quad (2)$$

若自变量中有  $k$  个具有独立量纲的自变量,则其余  $n-k$  个自变量为导出量,于是

$$\frac{a}{(a_1^{q_1} a_2^{q_2} \dots a_k^{q_k})} = f \left[ 1, 1, \dots, 1, \frac{a_{k+1}}{(a_1^{p_1} a_2^{p_2} \dots a_k^{p_k})}, \frac{a_{k+2}}{(a_1^{q_1} a_2^{q_2} \dots a_k^{q_k})}, \dots, \frac{a_n}{(a_1^{p_1} a_2^{p_2} \dots a_k^{p_k})} \right], \quad (3)$$

即无量纲的因变量只与  $n-k$  个无量纲自变量相关。一般写成  $\Pi = f(\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_{n-k})$ 。

相关的物理量主要由载荷参数和靶体材料参数两部分组成。其中载荷  $p(r, t) = p(t) \exp[-r^2/(2R)^2]$ <sup>[16]</sup>。金属靶体采用 Johnson-Cook 本构模型,因变量为冲击中心区域靶体材料的塑性区深度  $L_p$  和靶体材料最大残余压应力  $\sigma_m$ , 表示为

$$L_p = f(P, \tau, R, E, \rho, \nu, A, B, n, C, \bar{\epsilon}^p), \quad (4)$$

$$\sigma_m = g(P, \tau, R, E, \rho, \nu, A, B, n, C, \bar{\epsilon}^p), \quad (5)$$

式中  $P$  为峰值压力,  $\tau$  为压力持续时间,  $R$  为激光光斑半径,  $E$  为弹性模量,  $\rho$  为密度,  $\nu$  为泊松比, 常数  $A, B, n$  反映了材料的应变硬化特征, 常数  $C$  反映了应变率对材料性能的影响<sup>[17]</sup>,  $\bar{\epsilon}^p$  为等效塑性应变。

各相关物理量的量纲分别为

$$\dim P = [ML^{-1}T^{-2}], \dim \tau = [T], \dim R = [L], \quad (6)$$

$$\dim E = [ML^{-1}T^{-2}], \dim \rho = [ML^{-3}], \dim A = [ML^{-1}T^{-2}], \dim B = [ML^{-1}T^{-2}]. \quad (7)$$

$n, C, \bar{\epsilon}^p$  为无量纲参数, 因变量  $L_p$  及  $\sigma_m$  的量纲为

$$\dim L_p = [L], \dim \sigma_m = [ML^{-1}T^{-2}]. \quad (8)$$

引入材料的塑性模量  $E'$  及 Hugoniot 弹性极限  $\sigma_H$ ,

$$E' = \frac{d\sigma_y}{d\bar{\epsilon}^p}, \sigma_H = \frac{1-\nu}{1-2\nu}\sigma_y,$$

$\dim E' = [ML^{-1}L^{-2}], \dim \sigma_H = [ML^{-1}L^{-2}].$  (9) 有

$$L_p = f(P, \tau, R, E, E', \rho, \sigma_H), \quad (10)$$

$$\sigma_m = g(P, \tau, R, E, E', \rho, \sigma_H). \quad (11)$$

根据 II 定理,可以总结出如下的无量纲参数:

$\frac{\sqrt{E'/\rho}}{\sqrt{E/\rho}}, \frac{P}{\sigma_H}, \frac{\sigma_H}{E}, \frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}$ , 分别为塑性波速与弹性波速之比、峰值压力与 Hugoniot 弹性极限之比、Hugoniot 弹性极限与弹性模量之比、光斑半径与弹性波行程之比。

因此有

$$\frac{L_p}{\sqrt{E/\rho} \cdot \tau} = f \left( \frac{\sqrt{E'/\rho}}{\sqrt{E/\rho}}, \frac{P}{\sigma_H}, \frac{\sigma_H}{E}, \frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau} \right), \quad (12)$$

$$\frac{\sigma_m}{P} = g \left( \frac{\sqrt{E'/\rho}}{\sqrt{E/\rho}}, \frac{P}{\sigma_H}, \frac{\sigma_H}{E}, \frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau} \right). \quad (13)$$

考虑冲击强化靶体系不变,则由材料决定的无量纲参数可以忽略。于是

$$\frac{L_p}{\sqrt{E/\rho} \cdot \tau} = f\left(\frac{P}{\sigma_H}, \frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}\right), \quad (14)$$

$$\frac{\sigma_m}{P} = g\left(\frac{P}{\sigma_H}, \frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}\right). \quad (15)$$

因此

$$L_p = \sqrt{E/\rho} \cdot \tau \cdot f\left(\frac{P}{\sigma_H}, \frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}\right), \quad (16)$$

$$\sigma_m = P \cdot g\left(\frac{P}{\sigma_H}, \frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}\right), \quad (17)$$

(16)式可以写成

$$L_p = R \cdot f^*\left(\frac{P}{\sigma_H}, \frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}\right). \quad (18)$$

由(16)~(18)式可以看出,若 $\frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}$ 不变或影响很小,在峰值压力 $P$ 不变的情况下,材料塑性区深度 $L_p$ 与压力持续时间 $\tau$ 成线性关系,与光斑半径 $R$ 成线性关系;最大残余压应力 $\sigma_m$ 由峰值压力 $P$ 及 $\frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}$ 决定。

### 3 有限元模型实验

为了验证第2节所推导出的各种关系,并考察推导过程中忽略的一些因素,采用LS-DYNA显示计算程序,对不同参数条件下的激光冲击强化问题进行数值模拟。有限元模型如图1所示,为了方便计算,采用二维轴对称分析模型,材料表面的压力分布为 $p(r,t) = p(t)\exp[-r^2/(2R)^2]$ ,计算时间10000 ns,金属靶材取适当的半径区域计算,右边界区域采用无反射边界条件。计算网格含节点601601,单元数600000。

冲击靶体材料采用Johnson-Cook模型来描述其塑性应力与应变、应变率等因素之间的关系。由

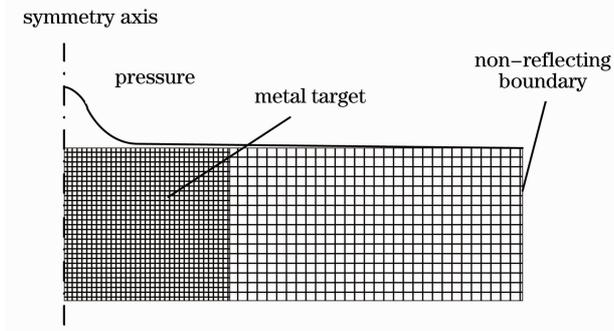


图1 有限元模型

Fig. 1 Numerical model

于激光冲击强化为冷处理过程,可忽略温度对材料性能的影响。其体积变形与压力的关系用Gruneisen状态方程描述,屈服应力可表示为

$$\sigma_y = (A + B\bar{\epsilon}_n^p)(1 + C \ln \dot{\epsilon}^*), \quad (19)$$

式中 $\bar{\epsilon}_n^p$ 为等效塑性应变, $\dot{\epsilon}^* = \frac{\dot{\epsilon}^p}{\epsilon_0}$ 为无量纲等效塑性应变率, $\epsilon_0 = 1 \text{ s}^{-1}$ ,计算中分别考虑如下4种参数取值情况下, $L_p$ 及 $\sigma_m$ 的变化规律。

1)  $P=4 \text{ GPa}$ ,同时保证 $\frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}$ 不变,分别取 $R=0.25 \text{ mm}, \tau=10 \text{ ns}; R=0.4 \text{ mm}, \tau=16 \text{ ns}; R=0.5 \text{ mm}, \tau=20 \text{ ns}; R=0.6 \text{ mm}, \tau=24 \text{ ns}$ 。

2)  $P=4 \text{ GPa}, R=0.5 \text{ mm}, \tau$ 分别为20,40,60,80 ns。

3)  $P=4 \text{ GPa}, \tau=20 \text{ ns}, R$ 分别为0.1,0.25,0.4,0.5,0.6,1 mm。

4)  $\tau=20 \text{ ns}, R=0.5 \text{ mm}$ ,即 $\frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}$ 不变, $P$ 分别取2.5,4,6,8 GPa。

### 4 结果与讨论

图2为算例1的计算结果。由图2(a)可以发现,在 $\frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}$ 不变的情况下,不同的 $\tau$ 和 $R$ 对 $L_p$ 有显著的影响,而 $\sigma_m$ 保持在700 MPa左右,基本不改变,与(17)式相吻合。从图2(b)也可以看出,在 $\frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}$ 不变的情况下, $L_p$ 与 $\tau$ 及 $R$ 成线性关系,满足(16)和(18)式。

图3为算例2的计算结果。从图3(a)可以看出, $\tau$ 对 $L_p$ 影响较大,对 $\sigma_m$ 影响不明显; $\tau$ 由20 ns增加到80 ns时, $L_p$ 由0.278 mm增加到0.766 mm,而 $\sigma_m$ 保持在700 MPa左右。从图3(b)中可以发现, $\frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}$ 成反比; $\sigma_m$ 基本不随 $\frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}$ 改变。考虑 $L_p, \sigma_m$ 与 $\frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}$ 的关系,可以认为在采用相同靶体系的情况下,

$$L_p = \sqrt{E/\rho} \cdot \tau \cdot f\left(\frac{\sigma_H}{P}, \frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}\right) = \sqrt{E/\rho} \cdot \tau \cdot f\left(\frac{\sigma_H}{P}\right), \quad (20)$$

$$\sigma_m = P \cdot g\left(\frac{P}{\sigma_H}, \frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}\right) = P \cdot g\left(\frac{P}{\sigma_H}\right), \quad (21)$$

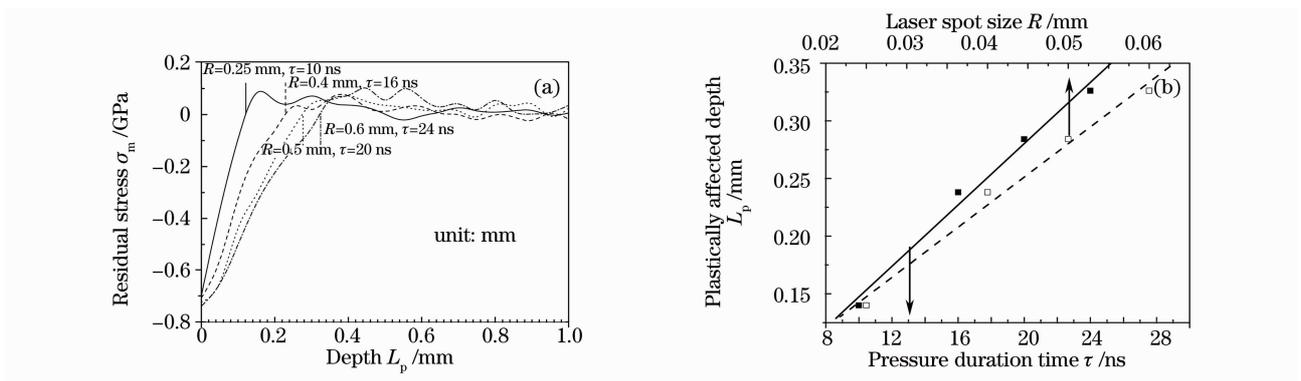


图 2 不同  $R$  及  $\tau$  计算结果。(a)残余应力  $\sigma_m$  随深度的关系,(b) $L_p$  和  $\tau, R$  的关系

Fig. 2 Result with different  $R$  and  $\tau$ . (a) distribution of  $\sigma_m$  in depth, (b) relation between  $L_p$  and  $\tau, R$

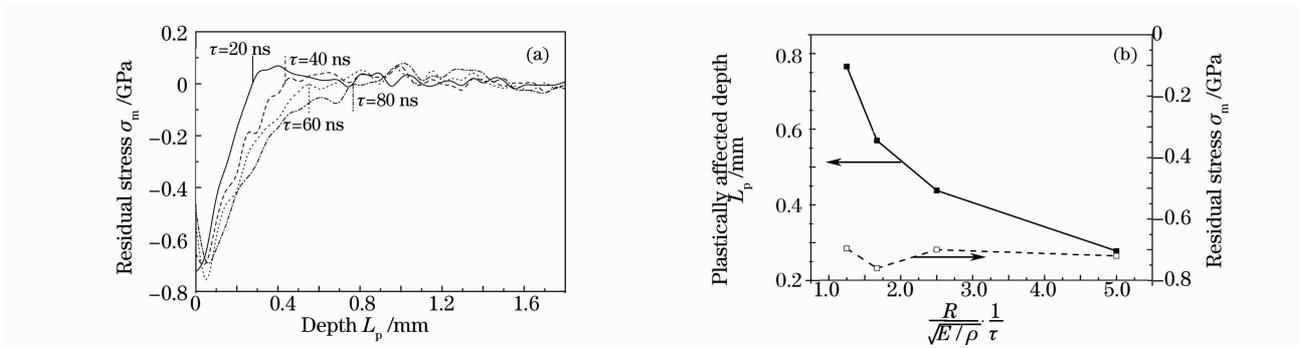


图 3 不同  $\tau$  计算结果。(a)残余应力  $\sigma_m$  随深度的分布,(b) $\sigma_m, L_p$  和  $\frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}$  的关系

Fig. 3 Results with different  $\tau$ . (a) distribution of  $\sigma_m$  in depth, (b) relation between  $\sigma_m, L_p$  and  $\frac{R}{\sqrt{E/\rho}} \cdot \frac{1}{\tau}$

(20)式说明  $L_p$  与  $\tau$  成正比,与  $R$  无关;(21)式说明  $\sigma_m$  只与  $P$  有关,与  $\tau$  及  $R$  无关。Ballard 等<sup>[12]</sup> 针对理想弹塑性材料,得到了塑性区深度的解析解,  $L_p = \left( \frac{C_{el} C_{pl} \tau}{C_{el} - C_{pl}} \right) \left( \frac{P - \sigma_H}{2\sigma_H} \right)$ , 其中  $C_{el}, C_{pl}$  分别为弹性波速和塑性波速。由(20)式可以看出,对于有明显强化阶段和应变率效应的材料,塑性区深度也有类似的关系。

图 4 为算例 3)的计算结果。由图 4(a)可以看出,  $R$  大于 0.25 mm 时,  $R$  对  $L_p$  及  $\sigma_m$  影响很小,残余应力的厚度分布很接近;  $R$  小于 0.25 mm 时,  $\sigma_m$  改变很大。图 4(b)给出了  $L_p$  及  $\sigma_m$  随  $R$  变化的关系曲线。  $R$  从 0.25 mm 变化到 1 mm 时,  $L_p$  保持在 0.22 mm 左右,说明在该范围内  $R$  对  $L_p$  基本不影响,与(20)式相符合;该范围内,  $\sigma_m$  也基本不改变,证明了(21)式的正确性。但是,当  $R$  小于 0.25 mm 时,  $L_p$  及  $\sigma_m$  都快速减小,可能是由于光斑尺寸小于一定值后,横向卸载作用愈加明显,导致塑性区深度和最大残余压应力都快速减小的缘故,需要在后期

做进一步的研究。

图 5 给出算例 4)的计算结果。从图 5(a)可以看出,  $P$  对  $\sigma_m$  和  $L_p$  影响较大,  $P$  越大,  $\sigma_m$  和  $L_p$  越大,与 Clauer<sup>[8]</sup> 的结论一致。从图 5(b)可以发现,当压力超过 4 GPa 时,  $\sigma_m$  与  $P$  近似成线性关系,  $L_p$  与  $P$  近似成线性关系;当  $P$  小于 4 GPa 时,  $P$  对  $\sigma_m$  及  $L_p$  影响更显著。这可能是由于当  $P$  超过一定值时,  $\frac{P}{\sigma_H}$  对  $\sigma_m$  及  $L_p$  影响较小,与 Ballard<sup>[12]</sup> 的解析解类似。

## 5 结 论

通过量纲分析,得出了塑性区深度及最大残余压应力的影响因素,并分析了各影响因素与塑性区深度及最大残余压应力之间的关系;通过有限元分析,得到了不同输入参数下塑性区深度及最大残余压应力的主要影响因素及影响规律,证明了推导的一些基本结论。激光冲击强化的工艺参数包括激

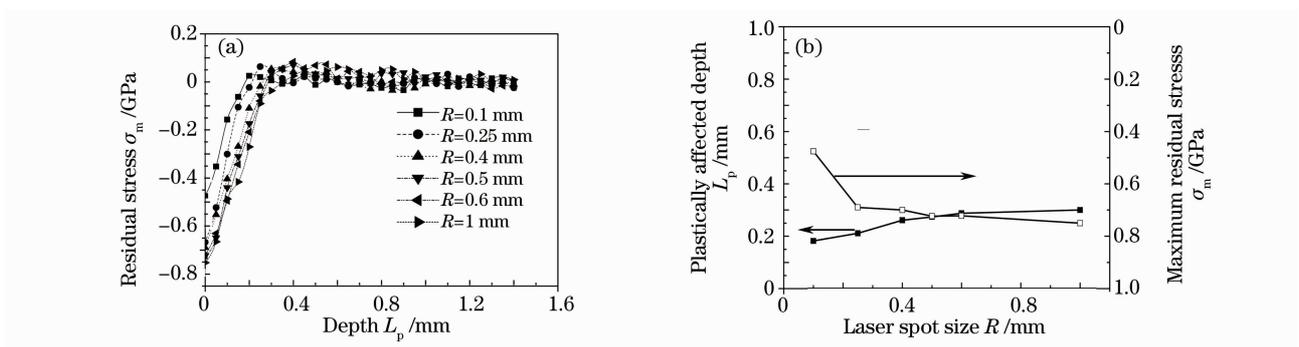


图 4 不同  $R$  计算结果。(a)残余应力  $\sigma_m$  随深度的分布, (b)  $L_p$ ,  $\sigma_m$  和  $R$  的关系

Fig. 4 Results with different  $R$ . (a) distribution of  $\sigma_m$  in depth, (b) relation between  $L_p$ ,  $\sigma_m$  and  $R$

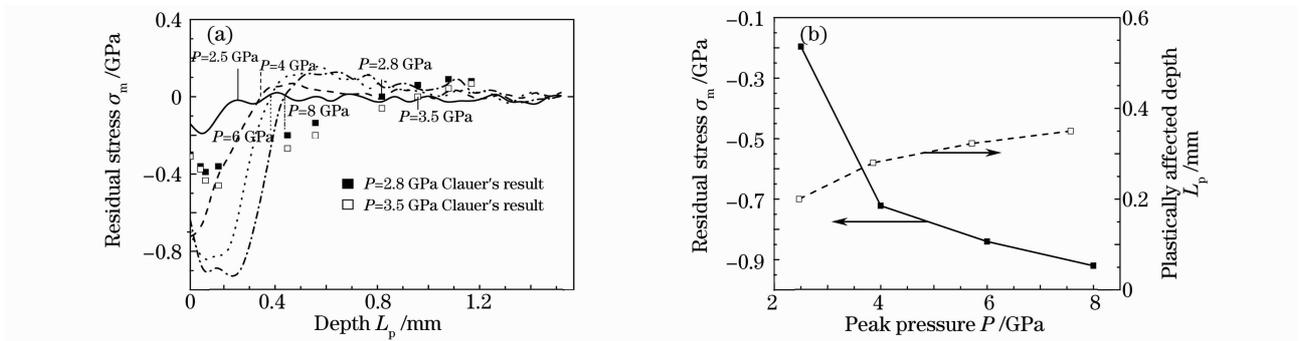


图 5 不同  $P$  计算结果。(a)残余应力  $\sigma_m$  随深度的分布, (b)  $\sigma_m$ ,  $L_p$  和  $P$  的关系

Fig. 5 Results with different  $P$ . (a) distribution of  $\sigma_m$  in depth, (b) relation between  $\sigma_m$ ,  $L_p$  and  $P$

光、靶材、吸收层与约束层等多个方面,对全过程进行量纲分析还有一定的困难。量纲分析及数值计算是在已知压力分布的前提下进行的,没有考虑激光冲击强化过程中激光与物质相互作用产生压力的复杂过程;同时没有考虑靶体厚度的影响,当厚度小于某一临界值时,由于靶体背面弹性波的反射,厚度对塑性区深度会产生影响,在以后的研究中将作进一步的考虑。一些基本结论还需要进一步的实验验证。

### 参 考 文 献

- 1 P. Peyer, R. Fabbro. Laser shock processing: a review of the physics and applications[J]. *Opt. and Quantum Electron.*, 1995, **27**: 1213~1229
- 2 Luo Xinmin, Zhang Jingwen, Zhao Guangzhi *et al.*. Effect of laser shock strengthening on fatigue behaviors of 2A02 aluminum alloy[J]. *Chinese J. Laser*, 2009, **36**(12): 3323~3328  
罗新民, 张静文, 赵广志等. 激光冲击强化对 2A02 铝合金疲劳行为的影响[J]. *中国激光*, 2009, **36**(12): 3323~3328
- 3 Li Wei, He Weifeng, Li Yinghong *et al.*. Effects of laser shock processing on vibration fatigue properties of K417 material[J]. *Chinese J. Laser*, 2009, **36**(8): 2197~2201  
李伟, 何卫锋, 李应红等. 激光冲击强化对 K417 材料振动疲劳性能的影响[J]. *中国激光*, 2009, **36**(8): 2197~2201
- 4 Zhang Yongkang, Chen Jufang, Xu Renjun. Experimental research of laser shock strengthening AM50 magnesium alloy[J].

*Chinese J. Laser*, 2008, **35**(7): 1068~1072

张永康, 陈菊芳, 许仁军. AM50 镁合金激光冲击强化实验研究[J]. *中国激光*, 2008, **35**(7): 1068~1072

- 5 L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre *et al.*. Shock waves from a water-confined laser-generated plasma [J]. *J. Appl. Phys.*, 1997, **82**: 2826~2832
- 6 R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard *et al.*. Physical study of laser-produced plasma in confined geometry [J]. *J. Appl. Phys.*, 1990, **68**: 775~784
- 7 Cao Ziwen, Zou Shikun, Liu Fangjun *et al.*. Laser shock processing on 1Cr11Ni2W2MoV martensite steel[J]. *Chinese J. Laser*, 2008, **35**(2): 316~320  
曹子文, 邹世坤, 刘方军等. 激光冲击处理 1Cr11Ni2W2MoV 不锈钢[J]. *中国激光*, 2008, **35**(2): 316~320
- 8 A. H. Clauer. Laser shock peening for fatigue resistance: proceedings of surface performance of titanium[J]. *Met. Soc. AIME*, 1996: 217~230
- 9 P. Peyer, L. Berthe, R. Fabbro. Experimental determination by PVDF and EMV techniques of shock amplitudes induced by 0.6~3 ns laser pulses in a confined regime with water[J]. *J. Appl. Phys.*, 2000, **33**: 498~503
- 10 P. Peyer, L. Berthe, X. Scherpereel *et al.*. Experimental study of laser-driven shock waves in stainless steels[J]. *Appl. Phys.*, 1998, **84**: 5985~5992
- 11 P. Ballard. Residual Stresses Induced by Rapid Impact-Applications of Laser Shocking [D]. Doctorial Thesis, Ecole Polytechnique, France, 1991
- 12 P. Ballard, J. Fournier, J. Frelat. Residual stresses induced by laser-shocks[J]. *J. Phys. IV*, 1991, **C3**: 487~494
- 13 Hu Yongxiang, Yao Zhengqiang, Hu Jun. An analytical model to predict residual stress field induced by laser shock peening[J]. *J.*

- Manuf. Sci. Eng.*, 2009, **131**(1): 31017~31024
- 14 W. Zhang, Y. L. Yao. Micro scale laser shock processing of metallic components[J]. *J. Manuf. Sci. Eng.*, 2002, **124**(2): 369~379
- 15 Tan Qingming. Dimensional Analysis[M]. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 2005. 12~14  
谈庆明. 量纲分析[M]. 合肥: 中国科学技术大学出版社. 2005. 12~14
- 16 W. Zhang, Y. L. Yao, I. C. Noyan. Microscale laser shock peening of thin films, Part 1: Experiment, modeling and simulation[J]. *J. Manuf. Sci. Eng., Transactions of the ASME*, 2004, **126**(1): 10~17
- 17 G. Johnson, W. Cook. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures [C]. Proceedings of the 7th International Symposium on Ballistics, The Hague, Netherlands International Ballistics Committee, 1983:541~547

## 光学手册(新版)简介

光学手册(新版)的编著工作启动于2006年,计划今年全国光学大会召开前夕出版。该书获得国家图书出版基金的首批资助。

本书堪称巨著,全书38章共48个光学学科,约500多万字,包括电磁光学、量子光学、统计光学、非线性光学、分子光学和磁光学、纳米光子学、太赫兹波光学和红外光学、紫外光学 X 射线光学和中子光学、辐射度学和光度学、色度学、光谱学、光源和同步辐射光源、非成像光学和自由曲面光学、成像光学、信息光学、衍射光学和二元光学、偏振光学和偏光器件、晶体光学、薄膜光学和滤光片、光学调制器、纤维光学和变折射率光学、导波光学和集成光学、金属表面等离子体光学、海洋光学、大气光学、空间光学、自适应光学、生物光子学和生物光子检测、视觉光学、显示光学、瞬态光学和高速成像、飞秒光学、显微光学和近场光学、光电探测器及光电探测、感光材料、光学材料、光学测试计量学和光学零件工艺学,几乎涵盖光学的所有领域。

光学手册的编著、出版得到了王大珩先生、母国光先生、周炳琨先生等十八位院士的鼓励、指导和支持,其中不乏院士亲自执笔、组织撰写、审稿把关,这是保证图书质量的关键。王大珩院士多次表示光学手册是光学学科的基础工程,并为光学手册题词“传承 辟新 循优 勇进”。

光学手册的主编是李景镇教授,责任编辑是杨波编审。参加编著、审稿的学者教授近百人,来自德国国际生物物理研究所,来自中国科学院的长春光机所、中国科学院西安光机所、中国科学院上海光机所、中国科学院上海技术物理所、中国科学院上海应用物理所、中国科学院安徽光机所和中国科学院大气成分与光学重点实验室、中国科学院光电所、中国科学院半导体所、中国科学院北京物理所和中国科学院北京理化所,来自高等学校的有清华大学、北京理工大学、首都师范大学、南开大学、天津大学、上海交通大学、上海理工大学、同济大学、浙江大学、南京理工大学、中国科技大学、山东大学、四川大学、电子科技大学、哈尔滨工业大学、大连理工大学、中国海洋大学、西安电子科技大学、西北大学、西北工业大学、西安工业大学、华南师范大学、西南师范大学、苏州大学、华东师范大学和深圳大学,还有来自中国计量科学研究院的光学和激光计量科学研究所、兵器工业部的205所和中国机械装备集团总公司的秦皇岛视听机械研究所。这些学者教授都是各自领域的专家,多有出版专著的经历,是保证本书高水平的基石。

学科性的手册是科研成果的凝练,是学科发展的基础。光学手册编写的目的是为科研、设计和学习人员提供几乎所有光学学科的基本概念、基本原理、基本方法、基本公式和基本数据,一本手册能起到几十本书的功能,因而能做到有用、方便。王大珩先生认为:在国外,学科性的手册为这一学科总结、提高的结晶,有助这一学科的发展,为这一学科的基础工程。这种手册是源于学术专著,却难于专著,因为更加全面、更有深度、更加精炼、更好查阅,是改造世界的工具书,不仅仅是认识世界的学术著作。光学手册力求在全面、深入、精炼的前提下具有基础性、前沿性、科学性和实用性的特点。“基础”才能长久,“前沿”才有时代特征,“科学”需要反复锤炼,“实用”能赢得读者。

