

文章编号: 1001-3806(2008)03-0225-03

有机玻璃中冲击波衰减特性的研究

徐荣青^{1,2}, 崔一平^{2*}, 赵瑞³, 陆建⁴, 倪晓武⁴

(1. 南京邮电大学 光电工程学院, 南京 210003; 2. 东南大学 电子工程系, 南京 210096; 3. 南京邮电大学 数理学院, 南京 210003; 4. 南京理工大学 理学院, 南京 210094)

摘要: 为了研究等离子冲击波在有机玻璃中的衰减特性, 提出了卸载波追赶效应的分析模型。采用自行研制的光偏转测试系统对该冲击波进行了多点测量。得到了强激光诱导的等离子体冲击波在有机玻璃中的传输速度及压力随传输距离的变化关系。结果表明, 理论分析模型和实验测试结果能很好地吻合, 冲击波在有机玻璃中传输时具有明显的衰减规律, 该衰减耗散特性主要源于卸载波的追赶效应。该结论对研究冲击波在介质中传播具有重要的意义。

关键词: 激光物理; 冲击波衰减; 理论分析模型; 光纤传感器; 激光

中图分类号: TN249 **文献标识码:** A

Attenuation of laser generated shock waves in plexiglass

XU Rong-qing^{1,2}, CUI Yi-ping², ZHAO Rui³, LU Jian⁴, NI Xiao-wu⁴

(1. College of Optoelectronic Engineering, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210003, China; 2. Department of Electronic Engineering, Southeast University, Nanjing 210096, China; 3. College of Mathematics & Physics, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210003, China; 4. Department of Applied Physics, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: An analytic model was derived to describe the shock wave attenuation in plexiglass. Experimental measurements were also presented with a well-designed optical fiber sensor based on detection beam deflection. The velocity and pressure of the shock wave were achieved at different distances. Good agreement between the experimental and calculated values of the shock wave pressure was established.

Key words: laser physics; shock wave attenuation; analytical model; optical beam deflection; laser

引 言

当高功率激光脉冲聚焦到靶材表面时, 焦点处的靶材将相继熔融、汽化而形成物质蒸气。该蒸气继续吸收后续激光能量生成高温高密度的等离子体^[1-2]。该等离子体高速向外膨胀, 从而在材料内产生一个高压冲击波^[3-5]。该冲击波改变了材料内部显微结构的分布组态, 宏观上又表现为材料力学性能的改变^[6-7]。因而, 研究材料中的激光等离子体冲击波具有广阔的应用前景。

作者给出了一个基于卸载波追赶效应的理论分析模型研究激光等离子体冲击波在有机玻璃中的衰减特性。实验上采用自行研制的光纤传感器研究了该等离

子体冲击波的衰减规律, 研究结果表明, 该模型对于解决脉冲激光产生的冲击波的传输衰减问题十分有效。

1 分析模型

当脉冲激光烧蚀靶材表面时, 高温高压的等离子体对外膨胀, 同时, 强间断的加载冲击波以波速 v 向靶中传播。设载荷时间为 t , 如果载荷作用完成, 此时一卸载波从靶面向靶中传播, 其波速为 $(c+u)_p$, 其中的 c, u 分别为声速和质点的速度。由于 $(c+u)_p > v$, 卸载波终将在某一时刻 t_1 赶上冲击波并使其衰减, 构成了靶中传播的高压脉冲。

为了简化计算, 假定压力脉冲为梯形脉冲^[8], 作用在靶面上的压力波形为不等腰梯形, 其中 p_{\max} 为最大峰值压力, τ 为激光加载时间, 如图 1 所示。

根据质量和动量守恒方程^[9]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{2u\rho}{x} = 0 \quad (2)$$

式中, ρ 为介质密度; p 为波阵面后压力; x 为 Euler 坐

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (60578015; 60778007); 江苏省高校自然科学基金资助项目 (05KJB510028); 江苏省博士后基金资助项目 (0601008B)

作者简介: 徐荣青 (1966-), 男, 教授, 博士后, 从事激光器与激光加工、激光与介质相互作用机理及测试技术研究。

* 通讯联系人。E-mail: ypcyz@seu.edu.cn

收稿日期: 2007-05-16; 收到修改稿日期: 2007-09-28

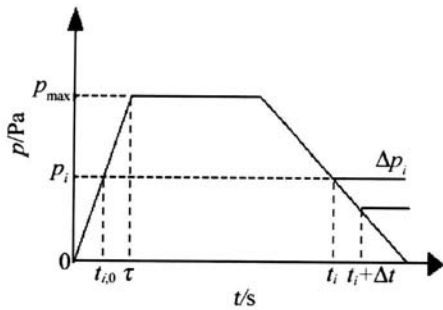


Fig 1 Variation of the pressure applied on the surface target and resulting pressure evolution

标; t 为时间。冲击波阵面后的声速定义为:

$$c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \quad (3)$$

式中, c 可由 Grüneisen 状态方程以及热力学关系得到^[10]:

$$c = (v - u) \sqrt{\left[\frac{v}{C_0} - 1 \right] \left[1 - \frac{\gamma_0}{2} \cdot \frac{u}{v} \right] + 1} \quad (4)$$

式中, γ_0 为 $\rho = \rho_0$ 时 Grüneisen 参数; C_0 为介质实验常数。具体参数见表 1。

Table 1 Hugoniot parameter of the plexiglass

$\rho_0 / (\text{g} \cdot \text{cm}^{-3})$	$C_0 / (\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	λ	γ_0
0.915	2720	1.516	2.1

忽略波阵面的反射,沿冲击波阵面轨迹有如下关

$$\text{系:} \quad \frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial x} \quad (5)$$

$$v = \frac{dx}{dt} \quad (6)$$

(2)式两边同乘以 c^2 可得:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + c^2 \rho \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{2c^2 u \rho}{x} = 0 \quad (7)$$

由 (5) 式可得:

$$\frac{dp}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial x} \quad (8)$$

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{v} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (9)$$

因为 $u = u(x, t)$, 有:

$$\frac{du}{dx} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial t} \cdot \frac{dt}{dx} \text{ 即 } \frac{du}{dx} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{v} \frac{\partial u}{\partial t} \quad (10)$$

由 (1) 式、(7) 式 ~ (10) 式可得:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \left\{ \frac{2\rho u c^2}{x} (v - u) + \frac{dp}{dx} [c^2 + u(v - u)] + \frac{du}{dx} c^2 \rho \right\} [c^2 - (v - u)^2]^{-1} \quad (11)$$

$$\frac{du}{dx} = \frac{du}{dp} \cdot \frac{dp}{dx} \quad (12)$$

将 (12) 式代入 (11) 式:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\frac{\partial p}{\partial t} \cdot \frac{c^2 - (v - u)^2}{v} - \frac{2\rho u c^2 (v - u)}{x}}{c^2 + u(v - u) + \frac{du}{dp} c^2 \rho} \quad (13)$$

下面对 (13) 式中 $\frac{du}{dp}$ 和 $\frac{\partial p}{\partial t}$ 进行计算。

1.1 $\frac{du}{dp}$ 的计算

在冲击波波阵面上有冲击跳跃关系^[11]:

$$p - p_0 = \rho_0 (u - u_0) (v - u_0) \quad (14)$$

式中, p 和 p_0 分别表示冲击波压力和有机玻璃的静压力; ρ_0 是有机玻璃被压缩前的密度。实验表明,有机玻璃的静压力 p_0 远小于冲击波压力 p_0 。此外,有机玻璃被压缩前可认为是静止的,因此上式可简化为:

$$p = \rho_0 v u \quad (15)$$

大量实验表明,在各种凝聚态介质中冲击波的速度 v 与冲击波后质点的速度 u 之间,在相当大的压力范围内存在线性关系^[12]:

$$v = C_0 + \lambda u \quad (16)$$

根据 (15) 式和 (16) 式可以消去得:

$$p = \rho_0 u (C_0 + \lambda u) \quad (17)$$

进一步求导可得:

$$\frac{du}{dp} = \frac{1}{\rho_0 (2v - C_0)} \quad (18)$$

1.2 $\frac{\partial p}{\partial t}$ 的计算

运用类似 COTTET^[13] 提出的方法进行计算 (如图 1 所示的)。假定在 t_i 时刻冲击波到达 x_i 位置处,一压力为 p_i 的卸载波以 $c + u$ 的速度从 t_{i0} 时刻 $x = 0$ 位置处开始传输,在 t_i 时刻到达 x_i 位置处,因此有:

$$t_{i0} = \frac{\tau}{P_{\max}} \cdot p_i \quad (19)$$

$$t_i = \frac{x_i}{(c + u)_{p_i}} + t_{i0} = \frac{x_i}{(c + u)_{p_i}} + \frac{\tau}{P_{\max}} \cdot p_i \quad (20)$$

又一卸载波载波,压力为 $p_i + \Delta p$, 于是有:

$$t_i + \Delta t = \frac{x_i}{(c + u)_{p_i + \Delta p}} + \frac{\tau}{P_{\max}} (p_i + \Delta p) \quad (21)$$

由 (20) 式和 (21) 式得:

$$\frac{\Delta p}{\Delta t} \Big|_{x_i} = \left[\frac{x_i}{(c + u)_{p_i + \Delta p} (c + u)_{p_i}} \cdot \frac{(c + u)_{p_i} - (c + u)_{p_i + \Delta p}}{\Delta p} + \frac{\tau}{P_{\max}} \right]^{-1} \quad (22)$$

对 (22) 式取极限得:

$$\frac{\partial p}{\partial t} \Big|_{x_i} = \lim_{\Delta p \rightarrow 0} \frac{\Delta p}{\Delta t} \Big|_{x_i} = \left[\frac{\tau}{P_{\max}} - \frac{x_i}{(c + u)_{p_i}^2} \cdot \left(\frac{du}{dp} + \frac{dc}{dp} \right) \right]^{-1} \quad (23)$$

结合 (13) 式、(18) 式和 (23) 式对冲击波在有机玻璃中传输过程进行数值计算, 计算结果如图 2 中空点所示。

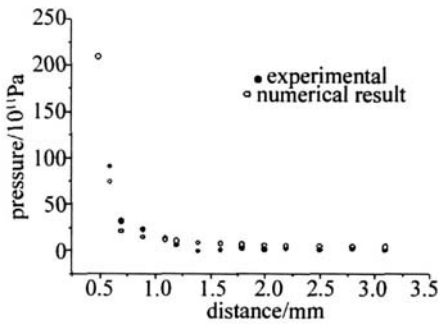


Fig 2 Shock wave pressure versus distance

2 实验装置与结果

2.1 实验装置

图 3 是实验装置图, 其中, Nd:YAG 脉冲激光器 1 输出波长为 $1.06\mu\text{m}$ 、脉宽为 10ns 的激光脉冲; 2 为分光镜; 衰减片组 3 调节激光能量而不改变其空间分布; 元件 4 和 5 组成光学扩束系统; 光纤传感器由 He-Ne 激光器 7、聚焦透镜 8、显微物镜 9、干涉滤波片 10、光纤调节架 11、单模光纤 12 和光电倍增管 13 等组成。

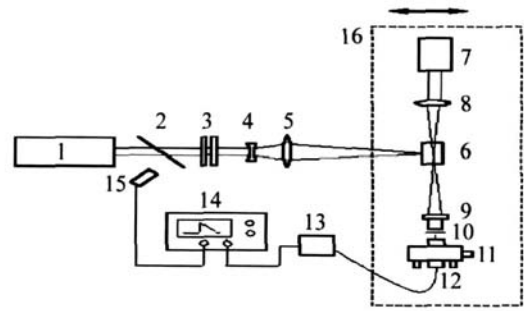


Fig 3 Schematic diagram of experimental setup

探测组件 7~12 被固定在二维可移动平台上 (图中虚框 16 所示)。

当探测光经过等离子体冲击波区域时, 所获得的光偏转信号幅度随着探测距离的不同而变化。为研究激光等离子体冲击波随传播距离的变化规律, 通过移动二维平台调节探测光的距离, 并将空间“零”位置定义为当探测光刚好被靶材挡去时所对应的位置。

2.2 讨论与分析

图 4 是激光等离子体冲击波发展的序列波形。从图中看出, 随着距离的增大, 冲击波幅度呈现先增加后减小的趋势。通过测量在不同位置处冲击波到达时间, 求得冲击波的速度。

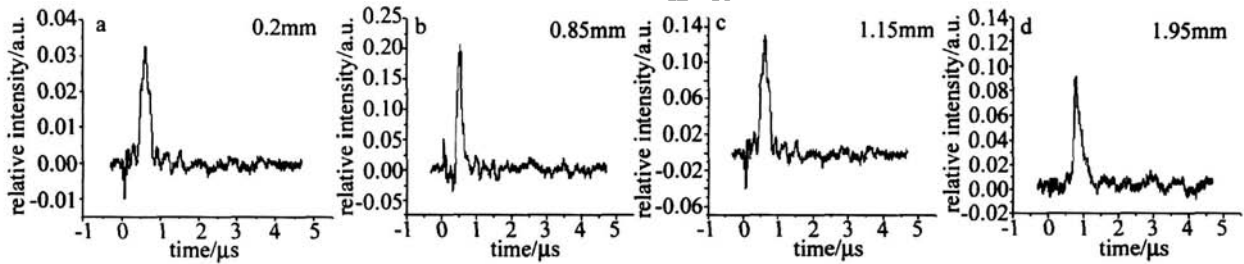


Fig 4 The shock wave series induced by 200mJ laser pulses

图 5 为激光能量为 250mJ 时冲击波速度随距离的变化关系图。从图中看出, 冲击波速度在 0.7mm 内迅速从 8900m/s 降到 4300m/s , 然后以较慢的速度衰减, 直到 1.40mm 左右处衰减为声波。

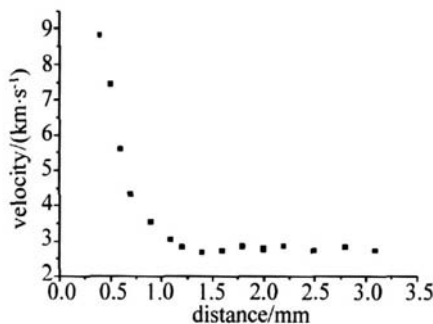


Fig 5 Shock wave velocity versus distance

根据冲击波阵面上的冲击跳跃关系, 得到冲击波压力和速度关系:

$$p = \rho_0 \left[\frac{v - C_0}{\lambda} \right] \quad (24)$$

利用实验测得的冲击波速度, 根据 (24) 式计算出冲击波压力随距离的关系, 如图 2 中的实心圆点所示。从图中可看出, 冲击波压力随传输距离的衰减呈现先加快后逐渐减慢趋势。

3 结论

提出了一个稀疏波卸载理论分析模型, 同时采用光偏转法研究了有机玻璃中冲击波的衰减特性。结果表明, 冲击波在有机玻璃中传输时具有明显的衰减特性; 该衰减耗散特性主要来源于卸载波的追赶效应。

参考文献

- [1] MAZHUKN V I, NOSSOV V V, NICKIFOROV M G. Optical breakdown in aluminum vapor induced by ultraviolet laser radiation [J]. J A P, 2003, 93 (1): 56-66.
- [2] NIX W, CHEN X, LU J. Study on the mechanism of interaction between laser and liquid material [J]. Laser Technology, 2002, 26 (4): 258-261 (in Chinese).

(下转第 243 页)

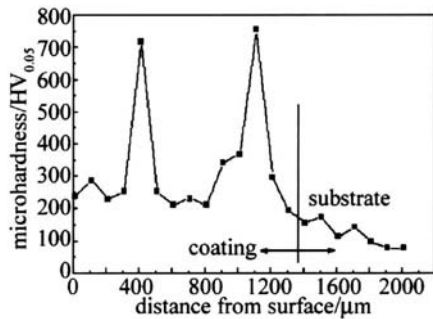


Fig 7 Microhardness of the coating

合金基材的硬度 (约为 $80\text{HV}_{0.05} \sim 90\text{HV}_{0.05}$) 提高了两倍以上。部分硬质颗粒的硬度可达 $700\text{HV}_{0.05}$ 以上。

3 结论

(1) 采用激光熔覆方法在适当的工艺参数下能够获得强化相呈弥散分布的 Cu 基合金涂层, 涂层的基体为铜基固溶体, 主要强化相为 laves 相。

(2) 所获涂层中的强化相表现出了“富 Mo 核心” + “包围相 (贫 Cu)” 的两层复合结构特征。熔覆过程中富 Mo 核心首先以枝晶态析出, 为液相分离提供了异质形核条件, 最终形成了具有上述特征的强化相。

(3) 所获涂层的平均显微硬度约在 $270\text{HV}_{0.05}$, 比所采用的 ZL104 铝合金基材的硬度提高了两倍以上。其中部分硬质颗粒的硬度可达 $700\text{HV}_{0.05}$ 以上。

参 考 文 献

- [1] MAO Zh Q. Application of P/M parts to automobile [J]. Powder Metallurgy Industry, 2003, 13 (1): 8-11 (in Chinese).
- [2] LANG G Y, LIGL, SU J Y. Segregation phenomena of laser alloyed Ni-Cr-Al coating on Al-Si alloy [J]. Materials Science and Engineering, 1997, A224 (1/2): 173-176.
- [3] ZHOU L Z, LU Sh H, HUANG A G, *et al* Laser surface alloying of cast aluminum alloy with Ni and Cr [J]. Laser Technology, 2004, 28 (4): 565-568 (in Chinese).
- [4] XU J, LU W J, KAN Y D, *et al* Microstructure and wear properties of laser cladding Ti-Al-Fe-B coatings on AA2024 aluminum alloy [J]. Materials and Design, 2006, 27 (5): 405-410.
- [5] TOM DA S, NAKATA K. Fe-Al composite layers on aluminum alloy formed by laser surface alloying with iron powder [J]. Surface and Coatings Technology, 2003, 174/175 (3): 559-563.
- [6] OUYANG J H, NOWOTNY S, RICHTER A, *et al* Laser cladding of yttria partially stabilized ZrO_2 (YPSZ) ceramic coatings on aluminum alloys [J]. Ceramics International, 2001, 27 (1): 15-24.
- [7] WANG A H, XIE Ch Sh, HUANG W, *et al* The laser-cladding of Al bronze on an Al-Si alloy [J]. Rare Metal Materials and Engineering, 1997, 26 (6): 41-46 (in Chinese).
- [8] LIU Y, MAZUMDER J, SH BATA K. Microstructural study of the interface in laser-clad Ni-Al bronze on Al alloy AA333 and its relation to cracking [J]. Metallurgical and Materials Transactions, 1995, A26 (6): 1519-1533.
- [9] NAKAGAWA Y. Liquid immiscibility in copper-iron and copper-cobalt systems in the supercooled state [J]. Acta Metallurgica, 1958, 6 (11): 704-711.
- [10] MUNITZ A. Liquid separation in Cu-Co and Cu-Co-Fe alloys solidified at high cooling rates [J]. Journal of Materials Science, 1998, 33 (14): 3639-3649.
- [11] MUNITZ A, ABBASCHIAN R. Two-melt separation in supercooled Cu-Co alloy solidifying in a drop-tube [J]. Journal of Materials Science, 1991, 26 (23): 6446-6458.
- [12] MUNITZ A, ELDER-RANDALL S P, ABBASCHIAN R. Supercooling effects in Cu-10wt pct Co alloy solidified at different cooling rates [J]. Metallurgical Transactions, 1992, A23 (6): 1817-1827.
- [13] SCHMIDT R D, FERRISS D P. New materials resistant to wear and corrosion to 1000 C [J]. Wear, 1975, 32 (3): 279-289.
- [14] MASSALSKI T B. Binary alloy phase diagrams [M]. Ohio: American Society for Metals, 1986: 935.

(上接第 227 页)

- [3] GU Y, GU Y L, WANG Y G, *et al* Experimental observation of laser driven high pressure shock waves [J]. Acta Physics Sinica, 1988, 37 (10): 1690-1693 (in Chinese).
- [4] CHEN X, SHEN Zh H, LU J, *et al* Reflected laser ultrasonic sensor for thickness and its application [J]. Laser Technology, 2003, 27 (6): 557-559 (in Chinese).
- [5] NIX W, LU J, HE A Zh, *et al* The study of laser-produced plasma on dielectric thin films [J]. Opt Commun, 1989, 74: 185-189.
- [6] BANAS G. Laser shock induced mechanical and microstructural modification of welded maraging steel [J]. J A P, 1990, 67 (5): 2389-2392.
- [7] BERTHE L, FABBRO R, PEYRE P, *et al* Shock waves from a water-confined laser-generated plasma [J]. J A P, 1997, 82 (6): 2826-2832.
- [8] CHEN S S, BÖSWALD A, SIGEL R, *et al* Experiments on the wavelength and intensity dependence of laser-plasma interaction using high-speed shadowgraphy [J]. Acta Physics Sinica, 1987, 36 (11): 1395-1400 (in Chinese).
- [9] LI Y Q. Blast mechanics [M]. Beijing: Science Press, 1992: 129-136 (in Chinese).
- [10] TRANNOR R J, LEE Y T. Analytic models for design of laser-generated shock-wave experiments [J]. Physics Fluids, 1982, 25 (10): 1898-1907.
- [11] COOPER P W. Explosives engineering [M]. New York: VCH Publisher, 1996: 183.
- [12] COOPER P W. Explosives Engineering [M]. New York: VCH Publisher, 1996: 186.
- [13] COTTET F, ROMAN J P. Formation and decay of laser-generated shock waves [J]. Phys Rev, 1982, A25 (1): 576-579.