

# 冲击压缩下玻璃样品后自由表面速度的过冲现象

赵剑衡<sup>1,2</sup>, 孙承纬<sup>1</sup>, 赵 峰<sup>1</sup>, 文尚刚<sup>1</sup>, 刘仓理<sup>1</sup>, 段祝平<sup>2</sup>

(1. 中物院流体物理研究所, 四川 绵阳 621900;

2. 中国科学院力学研究所, 北京 100080)

**摘要:** 实验发现当飞片碰撞玻璃样品产生的冲击载荷超过一定值后, 玻璃样品后自由表面速度时程曲线上有“过冲现象”, 即速度上升到最大值后, 立即开始下降, 其时间的开始部分类似于三角波。通过高速摄影和 VISAR 等测试手段对这一现象进行了较系统的研究, 发现其与玻璃样品后自由表面附近的破碎有关, 建立了描述这一破坏现象的损伤演化方程, 并进行了数值模拟。计算结果和实验结果吻合, 表明对这个现象的解释是合理的。

**关键词:** 过冲现象; 冲击波; 破坏波; 失效波

\* 中图分类号: O347.5 文献标识码: A

## 1 引 言

众所周知, 飞片撞击样品时进入样品中的冲击波剖面是一个阶跃波, 而炸药透镜接触爆轰加载进入样品中的是一个三角波。如果用 VISAR 记录样品后自由表面粒子速度, 前者的速度达到最大值后将保持不变, 保持不变的时间与飞片产生的冲击脉宽有关, 即自由表面时程曲线应接近台阶波; 而后者的速度时程曲线呈三角形, 即速度上升到最大值后开始下降。造成后自由表面速度下降的原因是爆轰波形成后, 其后有稀疏波的追赶, 导致进入样品中的压力波剖面是三角形的。作者注意到 1997 年贺红亮<sup>[1]</sup>在研究 K9 玻璃、ZF1 玻璃在冲击压缩下的失效波 (failure wave) 现象时, 玻璃样品后自由表面速度出现先上升到最大值然后开始下降的现象。加速飞片的装置是气炮, 飞片碰撞玻璃样品产生的应该是阶跃波, 且冲击载荷的强度低于材料 Hugoniot 弹性极限, 材料基本上处于弹性状态, 这显然与常识矛盾。当时其主要研究对象是失效波, 且因这方面累计的实验数据较少, 不能排除是一种偶然现象, 因此没有开展深入的讨论。作者在开展冲击压缩下 K9 玻璃的动力学特性研究时, 发现这不是偶然现象, 而有其特有的规律性<sup>[2-3]</sup>, 当时推测它可能与玻璃样品中的粘塑性或与失效波界面发出的稀疏波有关, 因此利用 VISAR 和高速摄影测试技术进行了较为系统的实验研究, 并建立模型进行了数值模拟, 得到了有说服力的解释。本工作有助于深入研究和理解这种速度波形“过冲现象”。

## 2 实 验

实验分两部分。第一部分在流体物理研究所 100mm 一级气炮上完成, 目的是根据 VISAR 测量冲击加载下的玻璃后自由表面速度时程来获得对“过冲现象”的规律性认识。实验装置如图 1 所示, 测试主要采用的是测量任意自由表面速度干涉仪 (VISAR), 其测量速度误差在 2% ~ 3%。实验加载条件如表 1 所示。第二部分以平面爆轰波炸药透镜作加载, 利用高速阴影摄影技术<sup>[2]</sup>观察冲击加载玻璃样品后自由表面附近区域到底发生了什么, 实验装置如图 2 所示, 表 2 给出了高速摄影实验的加载条件。之所以用爆轰装置作加载, 是因为实验使用的高速摄影是非等待式的, 不能用于气炮实验 (气炮破膜时

\* 收稿日期: 2000-10-09; 修回日期: 2001-06-22

基金项目: 国家自然科学基金项目 (19772048); 中国工程物理研究院基金项目 (980103)

作者简介: 赵剑衡 (1969 — ), 男, 博士, 副研究员。

间无法控制)。实验样品为 K9 玻璃,密度  $2.52\text{g}/\text{cm}^3$ ,弹性模量  $82\text{GPa}$ ,泊松比  $0.209$ ,纵波声速  $6.06\text{km}/\text{s}$ ,Hugoniot 弹性极限  $8.4\sim 9.0\text{GPa}$ 。在气炮实验中玻璃样品的尺寸为  $70\text{mm}\times 70\text{mm}\times 5.8\text{mm}$ ,高速摄影实验中玻璃样品的碰撞面为  $120\text{mm}\times 120\text{mm}$ ,厚度为  $24\text{mm}$  和  $6.5\text{mm}$ ,这里厚度较大,主要是为了方便高速实验的观测。

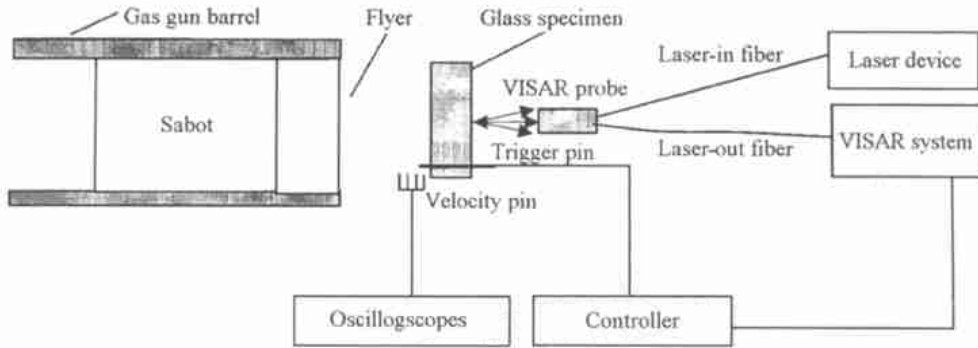


图 1 气炮实验装置简图

Fig. 1 Schematics of experimental setup

表 1 气炮实验参数

Table 1 The parameters of experiments on gas gun

实验号	样品材料	样品厚度/mm	飞片材料	飞片厚度/mm	飞片速度/(m/s)	加载应力/GPa
H <sup>[1]</sup>	K9	6.1	Cu	10	479	5.26
KG1	K9	5.8	Cu	10	405	4.15
KG2	K9	5.8	Cu	10	423	4.40
KG5	K9	5.8	Cu	10	598	6.26
KG6	K9	8.1	Cu	10	613	6.38

表 2 高速摄影实验参数

Table 2 Experimental parameters for high speed photography and recovered samples

实验号	衰减片材料	衰减片厚度/mm	K9 玻璃样品厚度/mm	加载应力/GPa
990301A	Cu	19	24	8.26
990302A	PMMA + Cu	6 + 14	6.5 + 24	5.9

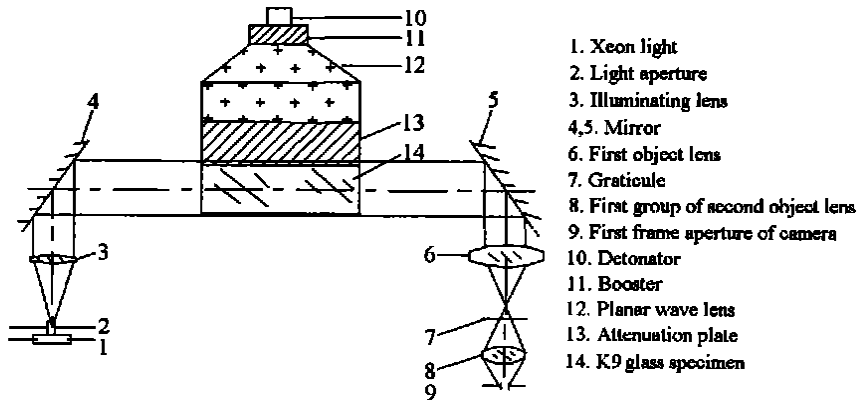


图 2 爆轰驱动实验装置示意图

Fig. 2 Experimental setup of explosive device and shadowgraphy diagnostics

### 3 实验结果和分析

图 3 给出了几种冲击压力下 K9 玻璃样品后自由表面粒子速度时程曲线。可以看到,曲线 KG2、H

和 KG5 的变化规律与 KG1 明显不同。实验 KG2 中的速度增加到 600m/s 后即开始缓慢下降,直到从失效波面反射回来的再压缩信号(该再压缩信号的存在意味着失效波的存在)<sup>[2]</sup>到达为止。当冲击载荷进一步增高时,图 3 中的曲线 H 和 KG5 的样品后自由表面速度下降更为明显,但是当速度下降到一个确定值后不再减小,大致维持一个恒定值,直到失效波信号(再压缩信号)到达,后自由表面速度才再次增加。这三条实验曲线共同之处在于后自由表面速度上升到最大值后开始下降,本文中称为“过冲现象”。而实验 KG1 中的速度时程是标准的飞片碰撞样品信号曲线(没有“过冲现象”和标志失效波产生的再压缩信号)。可以看到其后表面速度增加到 565m/s 后基本保持不变,直到 2.0 $\mu$ s 时从

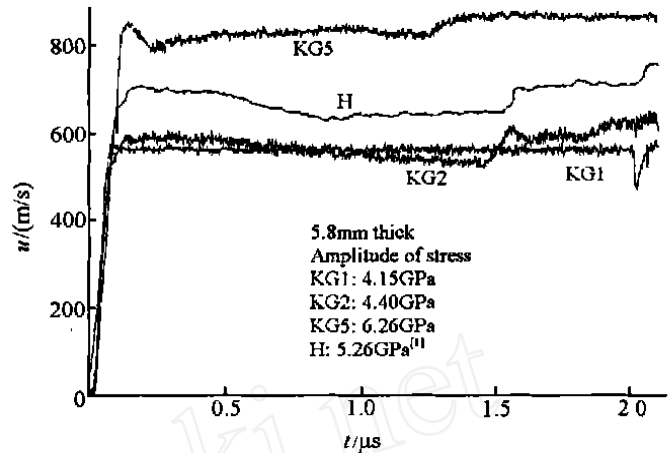


图 3 冲击加载下 K9 玻璃后自由表面粒子速度

Fig. 3 Velocity vs time of the rear free surface of a K9 glass sample under shock wave loading

飞片与样品界面处反射回来的脱离信号到达为止,也就是说在后自由表面速度开始上升之后的 2 $\mu$ s 内,没有任何其它的波到达样品后自由表面来影响其后自由表面速度的变化。从表 1 中可以看到,这几发实验除加载应力不同外,其它条件几乎完全相同,且其碰撞应力均小于 K9 玻璃的 Hugoniot 弹性极限 (8.4~9.0GPa),这说明 KG2、H 和 KG5 实验中出现的“过冲现象”不是碰撞过程中波的反射或相互作用造成的,显然这种“过冲现象”难以从弹塑性波动理论来理解。在文献[2]中对 K9 玻璃开展的冲击实验中,当冲击载荷介于 4.2~8.4GPa 之间时,这种现象始终存在,同时在 ZF1<sup>[11]</sup>和 Soda lime 玻璃<sup>[4]</sup>中也发现有这种现象,大部分样品速度时程上的“过冲现象”与图 3 中的 KG5 相似,因此这不是偶然的。“过冲现象”发生在自由表面附近,直接与冲击波到达和冲击载荷强度有关,根据这个线索和文献[2]对失效波机制的分析,容易推测这种现象可能与后自由表面附近的材料在冲击压缩和反射稀疏波的短时间内形成的破坏有关。

图 4 给出了高速摄影记录的实验号 990301A 和 990302A 中玻璃样品中冲击波在后自由表面反射后几个典型时刻波传播和材料损伤的情况。从图中可以看到,当冲击波到达玻璃样品的后自由表面并往回反射稀疏波时,该处开始产生黑色不透光的阴影区,这个阴影区随反射稀疏波向样品中传播,即从下向上传播。这个阴影不断增大,从高速摄影得到的照片上看,它与在样品中从上向下传播的失效波有相似的地方。N. K. Bourne 等<sup>[5]</sup>在实验中也曾观测到这一现象,并把它命名为失效波,但是在文献[6]中却没有提及这个问题。作者认为这个不透光的移动阴影区就是 L. A. Galin 等<sup>[7]</sup>定义的由于稀疏波进入受压缩脆性材料时跟在波后的破坏波 (destruction wave)。这种破坏现象在脆性材料(如岩石等)中均有所报道,在二十世纪 60 年代 L. A. Galin<sup>[7]</sup>、N. N. Viktor<sup>[8]</sup>等对其进行研究,提出自持失效模型<sup>[7]</sup>和极限速度模型<sup>[8]</sup>。L. A. Galin 认为,如果脆性材料在弹性压缩状态下存储了足够大的位能,位于卸载波前缘的剪切裂纹将会不稳定,其动力扩展导致物体的破碎,在不稳定裂纹非常多的情况下形成了破坏波<sup>[7]</sup>。由于高速摄影记录照片显示该阴影区自形成后始终不透光,可以推断这里的材料确实发生了破碎。从能量的观点来讲,材料发生破碎需要消耗样品中的一部分动能来形成新的破碎界面。因此在 VISAR 记录的表面速度时程曲线上出现达到最大值后即下降的“过冲现象”。需要特别强调的是 N. K. Bourne 的实验是在气炮上完成的,加载状况与本气炮实验基本相同,这再次说明这一现象是客观存在的,且与入射冲击波形无关,只是在飞片撞击实验中更容易被发现。

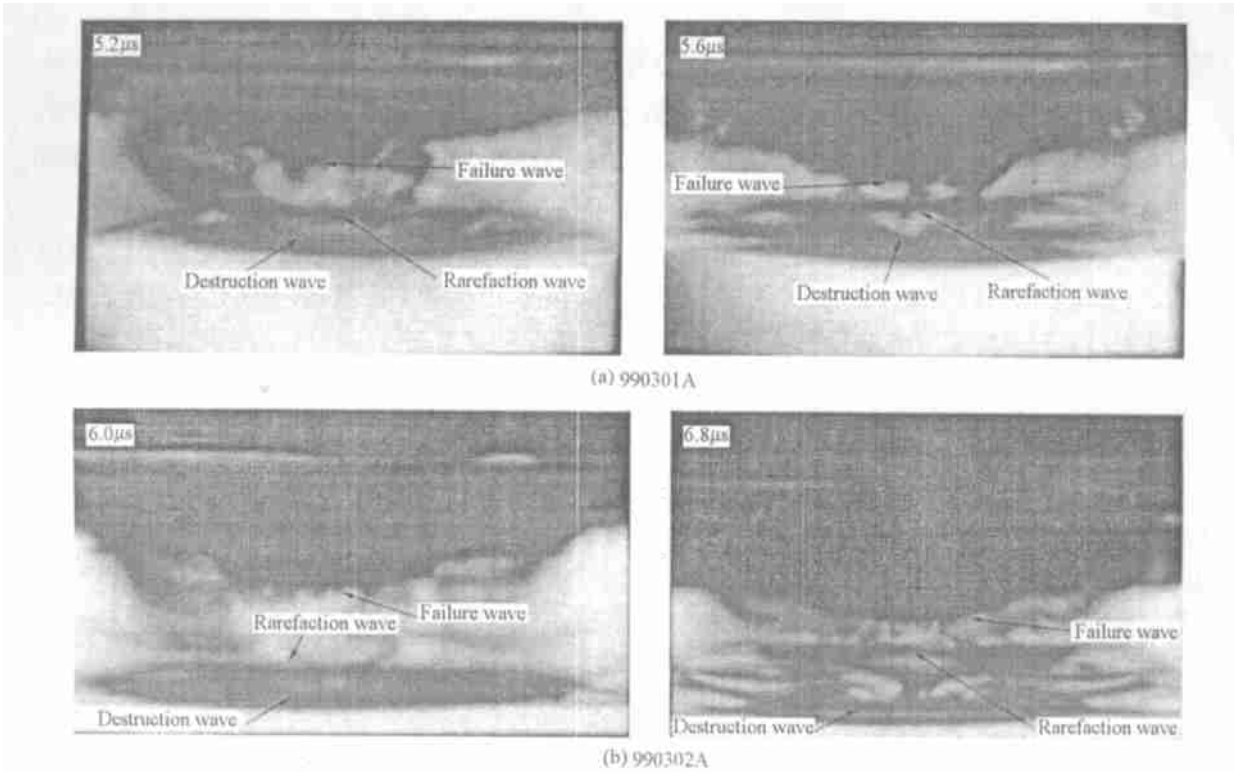


图 4 爆轰加载下 K9 玻璃样品的波系  
Fig.4 Waves in K9 glass samples under detonation loading

#### 4 数值模拟

本文中一维数值计算模型如图 5 所示, 20mm 厚铜飞片以速度  $u = u_0$  碰撞一块静止的玻璃样品 (8mm 厚)。碰撞前, 飞片和玻璃样品均未受力。碰撞过程中, B1、B2 为自由边界。加载为一维平面应变加载状态, 因此

$$y = z = 0 \quad (1)$$

体积应变

$$= (V - V_0) / V_0 = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z = \epsilon_x \quad (2)$$

飞片以初速度  $u_0$  碰撞玻璃样品的过程中, 飞片与玻璃样品的界面处应该保持纵向应力和速度连续性, 直到从玻璃样品后自由表面反射回来的稀疏波到达这个边界造成界面脱开为止。在整个碰撞过程中始终满足守恒方程

$$\rho_0 \partial u / \partial t = \partial \sigma / \partial X \quad (3)$$

$$\partial \sigma / \partial t = \partial u / \partial X \quad (4)$$

对于铜飞片, 计算过程中铜飞片的本构关系采用流体弹塑性的 HOM 状态方程, 计算中还要满足能量守恒方程<sup>[9]</sup>。考虑到玻璃样品中失效波主要产生在 Hugoniot 弹性极限以下, 计算过程中玻璃材料的本构关系为

$$\sigma = \sigma_m + s_{xx} \quad (5)$$

$$p = (3 \sigma_m - s_{xx}) / 2 \quad (6)$$

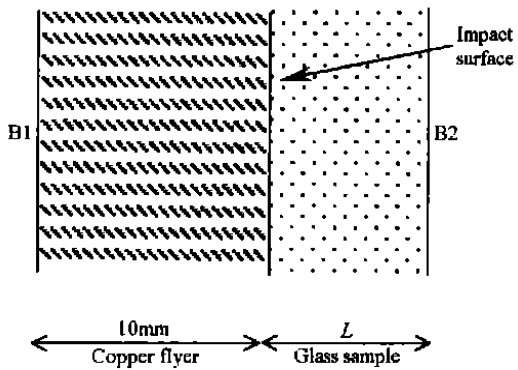


图 5 冲击加载下玻璃样品中失效波的计算模型

Fig.5 Calculation model for failure waves in glass samples under shock wave loading

$$m = K \tag{7}$$

$$s_{xx} = 2 G e_{xx} \tag{8}$$

$$e_{xx} = \epsilon_x - \nu \epsilon_v = 2 \nu \epsilon_v / 3 \tag{9}$$

式中： $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  和  $m$  分别为纵向压应力、横向应力和静水压力， $s_{xx}$ 、 $e_{xx}$ 、 $\epsilon_x$  和  $\epsilon_v$  分别为纵向偏应力、偏应变、纵向应变和体积应变。自变量  $X$  为 Lagrange 坐标， $x$  为样品厚度方向。 $K$  为体积模量，这里假定后自由表面的这种破碎损伤只对样品材料的剪切模量有影响，即

$$G = G_0(1 - D) \tag{10}$$

式中： $G$  为损伤后的剪切模量， $G_0$  为玻璃样品的初始剪切模量， $D$  为损伤变量，代表了材料破碎的程度。从(10)式可以看到，材料的剪切模量是变化的，因此对(8)式两边求导得

$$\dot{s}_{xx} = 2 G_0(1 - D) \dot{e}_{xx} - 2 G_0 \dot{D} e_{xx} \tag{11}$$

由于方程(10)增加了一个新变量  $D$ ，因此引入  $D$  的演化方程。前面实验结果的分析表明，玻璃样品后自由表面速度时程曲线的“过冲现象”与冲击波在该处反射瞬间的快速破碎现象有关，因此，这里可以采用与文献[2]中描述失效波相同的方法，用微裂纹的演化来描述玻璃样品后自由表面产生的破碎过程，建立机关的损伤演化方程。这里忽略裂纹形核对这个传播的破碎界面的影响，即假定这个破碎界面上的裂纹全部来自玻璃样品的后自由表面处的初始微裂纹。这样可以得到其损伤演化方程为

$$\begin{cases} D(X, t) = 0 & u < u_t \\ \frac{\partial D}{\partial t} - \frac{\partial(AD)}{\partial X} = 0 & u \geq u_t \\ D(l, 0) = D_0 \end{cases} \tag{12}$$

式中： $D_0 = 0.6$  为玻璃样品后自由表面处的初始损伤值，是一个经验值； $A$  为损伤沿样品厚度方向的扩展速率，这里取  $1.2 \text{ km/s}$ ； $u$  为玻璃样品后自由表面速度； $u_t$  为玻璃样品后自由表面处损伤开始扩展的速度阈值，由实验来确定。若玻璃样品后自由表面速度小于  $u_t$ ，后自由表面上的裂纹不会扩展，也就没有损伤向玻璃样品内部传播；当玻璃样品后自由表面的速度大于或等于  $u_t$  时，该处的损伤开始演化，裂纹向样品内部扩展。将上面的损伤演化方程和剪切模量的变化带入相应的线弹性本构关系的差分程序 SSS<sup>[9]</sup>，就可以计算样品后自由表面速度时程曲线。

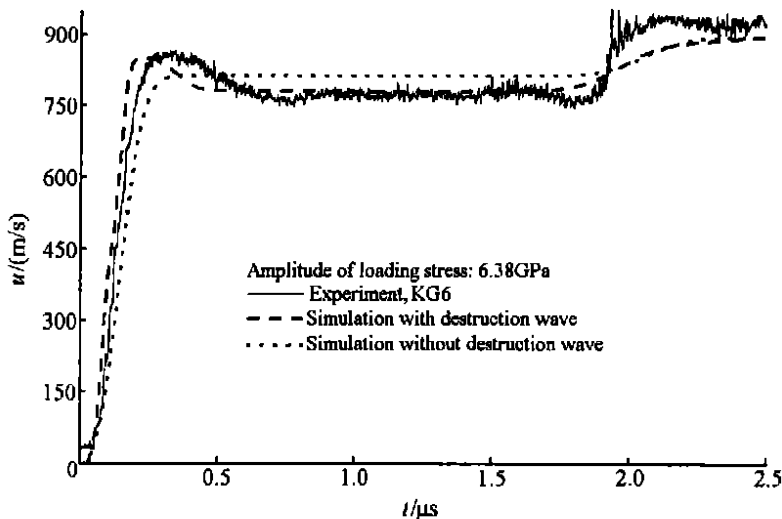


图 6 冲击加载下 K9 玻璃样品后自由表面速度时程“过冲现象”的计算与实验结果对比

Fig. 6 Velocity history of 8mm thick K9 glass sample under shock wave loading

图 6 给出了冲击压力为 6.38 GPa 时,玻璃样品中后自由表面的速度-时间曲线(实验号 KG6)。如果计算中不考虑玻璃样品后自由表面的损伤破碎,只考虑在玻璃样品碰撞面处产生的失效波时,计算结果在图 6 中用虚点线表示。可以看到当冲击波到达玻璃样品后自由表面时,其速度上升到 812m/s 后即保持不变,失效波面反射回来的再压缩信号到达时再次上升。如果考虑玻璃样品后自由表面发生破碎,图 6 中的虚短线表示的计算结果显示,冲击波到达后自由表面,速度上升到 847m/s 后速度开始下降,在 0.46 $\mu$ s 时下降到 779m/s 后保持不变,直到失效波面处反射回来的压缩波到达该处。数值模拟再现了实验中的“过冲现象”,主要特征和量值与图 6 中的实验曲线基本吻合。这表明本文中关于玻璃样品后自由表面处产生的破碎向样品内部传播时,能够带来这个“过冲现象”的解释在理论上是成立的。

## 5 结 论

(1) 在 4.4 ~ 8.2 GPa 的冲击压力下,实验观察到 K9 玻璃样品后自由表面的速度时程曲线上出现“过冲现象”。

(2) 高速摄影记录观察到玻璃样品后自由表面在冲击波到达并反射的瞬间,自由表面附近产生扩展的不可逆破碎区。它可能与后自由表面速度的“过冲现象”有关。

(3) 根据实验分析和理想微裂纹演化模型<sup>[2]</sup>,建立了描述样品后自由表面破碎过程的损伤演化模型。

(4) 数值模拟后自由表面速度时程曲线的特征和主要量值与实验基本符合,表明“过冲现象”与样品后自由表面的破碎-破坏波有关的解释在理论上是合理的。

本工作在完成过程中得到流体物理研究所谭显祥研究员、张希林老师、郝建忠师傅的帮助和指导,特此致谢。

## 参考文献:

- [1] HE Hong-liang. Dynamic Response and Microstructure Damage of Brittle Materials under Shock Wave Loading [D]. Mianyang, Sichuan: Institute of Fluid Physics, CAEP, 1997.
- [2] 赵剑衡. 冲击压缩下玻璃等脆性材料中失效波的实验和理论研究 [D]. 北京: 中国科学院力学研究所, 2000.
- [3] ZHAO Jian-heng, SUN Cheng-wei, TAN Xian-Xiang, et al. Using High-speed Camera to Research Failure Wave in K9 Glass [J]. Key Engineering Materials, 2000, 183: 343-348.
- [4] Dandekar D P, Beaulieu P A. Failure Wave under Shock Wave Compression in Soda Lime Glass [A]. Metallurgical and Materials Application of Shock-wave and High-rate Phenomena [M]. New York: Marcel Dekker, 1995: 211.
- [5] Bourne N K, Rosenberg Z, Mebar Y, et al. A High speed Photographic Study of Fracture Wave Propagation in Glasses [J]. Journal de Physique, Colloque C8, 1994, 4: 635-640.
- [6] Bourne N K, Rosenberg Z, Field J E. High-speed Photography of Compressive Failure Wave in Glasses [J]. J Appl Phys, 1995, 78 (6): 3736-3789.
- [7] Galin L A, Cherepanov G P. Self-sustaining Failure of a Stressed Brittle Body [J]. Soviet Physics-Doklady, 1966, 11 (3): 267-269.
- [8] Viktor N N. Limit Velocity of Fracture Front and Dynamic Strength of Brittle Solids [J]. Int J Engng Sci, 1981, 19: 41-56.
- [9] 孙承纬. 一维冲击波和爆轰波计算程序 SSS [J]. 计算物理, 1986, 3 (2): 140-154.

## Velocity Overshoot of Rear Free-surfaces of Glass under Impact

ZHAO Jian-heng<sup>1,2</sup>, SUN Cheng-wei<sup>1</sup>, ZHAO Feng<sup>1</sup>,  
WEN Shang-gang<sup>1</sup>, LIU Cang-li<sup>1</sup>, DUAN Zhu-ping<sup>2</sup>

(1. *Institute of Fluid physics, CAEP, Mianyang 621900, Sichuan, China;*

2. *Institute of Mechanics, Chinese Academy of Science, Beijing 100080, China*)

**Abstract :**When glass samples were impacted by flyers, the velocity of its rear free-surface firstly increased to its maximum, and then began to decrease. The phenomenon was investigated in details using VISAR and high-speed photography in this work. The experimental results revealed that the overshoot was suggested to be connected with fragmentation (destruction wave) on rear free surface of glass samples during shock wave reflection. A theoretical model was suggested to explain this phenomenon, and a related numerical simulation was carried out too. The results from the simulation with the suggested model is in good agreement with the experimental results. This demonstrates that the model about the overshoot is reasonable.

**Key words :** overshoot phenomenon ; shock wave ; destruction wave ; failure wave