

冲击波作用下铝的准弹性卸载行为¹⁾

俞宇颖^{*,2)} 谭 华^{*} 陈大年[†] 戴诚达^{*} 胡建波^{*} 王焕然[†]

^{*}(中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室, 绵阳 621900)

[†](宁波大学力学与材料科学研究中心, 宁波 315211)

摘要 根据一维应变冲击波的基本关系, 将 Cochran 等定义的有效剪切模量与准弹性卸载过程的纵波和体波声速关联起来, 并藉此研究了冲击波作用下铝的准弹性卸载特性. 利用 VISAR 高压声速测量技术获得了 LY12 铝在 20~100 GPa 压力下沿着准弹性卸载过程的有效剪切模量, 结果表明 LY12 铝的有效剪切模量随卸载应力的下降而迅速下降. 采用与卸载应力成线性关系的方程对有效剪切模量进行了近似描述, 该方程的斜率随初始冲击压力的增加而增加, 体现了准弹性卸载行为的压力相关性. 将有效剪切模量结果与准静态实验结果进行了比较, 由此分析了冲击波作用下准弹性卸载过程的可能物理机制. 应用有效剪切模量方程对 6061 铝合金的准弹性行为进行了模拟, 计算结果与实验结果符合很好.

关键词 准弹性卸载, 有效剪切模量, 声速, LY12 铝, 冲击波

中图分类号: O347.5 **文献标识码:** A **文章编号:** 0459-1879(2010)03-0432-07

引 言

冲击波作用下理想固体材料的弹塑性响应特性如图 1 所示^[1]: 当材料受到冲击波加载作用时, 通常呈现明显的弹塑性双波结构或单一冲击波结构, 而在随后的卸载过程中由于塑性卸载波波速比弹性卸载波波速慢, 将导致两波阵面在传播过程中发生完全分离, 在粒子速度剖面上形成完全分离的双波结构, 同时在两卸载波之间出现平台. 然而, 正如 Duvall^[2]所指出的: “这种效应(卸载时弹塑性波的完全分离)尚未观察到.” 事实上真实的卸载波结构中弹塑性波并非完全分离, 而是呈现如图 1 中实线所示的光滑过渡. Johnson 等^[3-4]和 Asay 等^[5-6]将这种冲击波作用后材料所表现出的偏离理想弹性行为称为准弹性卸载, Gray^[7]也将此称为包辛格效应.

准弹性行为是冲击波加载后材料特性的最直接反映, 因此准弹性行为的研究对于正确描述材料在冲击波作用下的塑性变形机理并构建具有明确物理含义的高压本构模型具有重要意义. 此外, 准弹性行为与冲击波衰减现象^[8]、层裂现象^[9]以及高压强度实验测量^[10-11]等冲击波物理热点问题密切相关. 目前, 冲击波作用下材料的准弹性行为正引

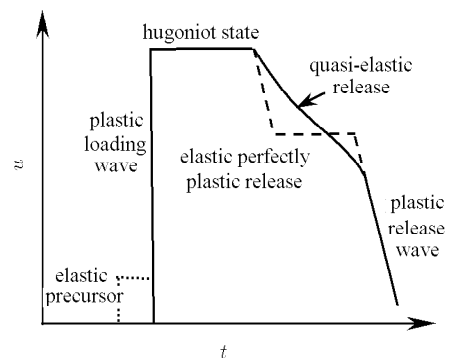


图 1 冲击波作用下固体材料的加载 - 卸载波曲线

Fig.1 Shock loading-unloading wave profile of solid materials

起国外诸多学者越来越多的关注.

Johnson 等^[3-4]首先开展了准弹性行为机理研究. 他们认为卸载过程的准弹性行为是由于冲击波加载时产生的塞积位错和钉扎位错环发生反向运动导致. 基于该机理, Johnson 等对 6061-T6 铝和铜的准弹性卸载过程进行了模拟, 计算得到的粒子速度剖面与实验结果符合较好, 但声速结果与实验结果存在很大的偏离. Gray 等^[7]、Koller 等^[12]、Asay 研究组^[5-6]对铜及合金、铀和铝(合金、纯铝和单晶)等材料的准弹性卸载行为进行了研究, 认为

2008-12-04 收到第 1 稿, 2009-06-27 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金(10672149,10802080)和冲击波物理与爆轰物理重点实验室基金(9140C6702020603)资助项目.

2) E-mail: yuyinyu@21cn.com

冲击波加载时产生的微缺陷是发生准弹性卸载行为的根本原因，但仍然无法给出具体的物理机制。事实上，冲击波作用下材料内部产生的缺陷不仅仅是位错，还有孪晶和点缺陷等^[13]。

由于相关物理机制仍不清楚，目前主要采用宏观唯象模型对此进行描述。其中 Duffy 等^[14] 采用一个 Maxwell 松弛函数进行描述，然而 Asay 等^[3] 实验研究发现准弹性卸载过程的应变率效应并不明显。美国和俄罗斯学者^[15-16] 也曾通过一种由合金各组分的屈服强度与权重因子组合而成的强度模型来表述准弹性行为，按照该模型单晶材料不应出现准弹性行为，这显然与 Huang 和 Asay^[6] 得到的单晶铝实验结果相矛盾。此外，Cochran 和 Guinan^[17] 定义了有效剪切模量的概念来描述准弹性行为

$$G_e = \frac{1}{2} \frac{ds}{de} \quad (1)$$

其中， G_e 为有效剪切模量， s 为偏应力， e 为偏应变。该模型成为 Steinberg 等^[18] 发展的高压本构模型的重要内容，对改善准弹性卸载行为的模拟起着重要作用。然而，上述实验数据都是在一维应力准静态拉-压实验中得到的，而没有在冲击波作用下的实测结果。事实上，在一维应变冲击波作用下由于材料处于复杂的三维应力状态，因此要像一维应力状态那样通过直接测量偏应力-偏应变关系来得到有效剪切模量是不可能的。

综上所述，目前对准弹性卸载行为的研究还不充分，无论是微观物理机制还是宏观描述方法都有待进一步深入研究。为此，本文根据一维应变冲击波的基本关系，将 Cochran 等^[17] 定义的有效剪切模量与准弹性卸载过程的纵波和体波声速关联起来，并通过声速的测量获得了 LY12 铝在 20~100 GPa 初始冲击压力范围内的有效剪切模量。以有效剪切模量为宏观度量研究了准弹性卸载过程的详细变化，并由此探讨了其可能的微观物理机制。

1 冲击波作用下的有效剪切模量

在一维应变冲击波作用下，材料处于一维应变、三维应力的复杂状态。应变张量和应力张量可以表示成球量分量和偏量分量两部分。其中非零应变分量 ε 沿冲击波方向传播，其增量形式可表示为^[1]

$$d\varepsilon = -dV/V = d\rho/\rho \quad (2)$$

其中， V 为瞬时比容， ρ 为瞬时密度。相应的偏应

变 e 表示为

$$e = \varepsilon - \varepsilon_m = \frac{2}{3}\varepsilon \quad (3)$$

其中， ε_m 为平均主应变 ($\varepsilon_m = \varepsilon/3$)。另一方面，一维应变条件下偏应力 S 为

$$S = \sigma - P \quad (4)$$

其中， σ 为纵向应力 (沿冲击波传播方向)， P 为球应力。式 (4) 对应变 ε 进行微分并利用式 (2) 和式 (3) 可以得到

$$\frac{dS}{d\varepsilon} = \frac{2}{3} \frac{dS}{de} = \rho \frac{d\sigma}{d\rho} - \rho \frac{dP}{d\rho} \quad (5)$$

σ 和 P 对密度 ρ 的微分分别与欧拉纵波声速 C_L 和体波声速 C_B 相联系^[19]。式 (5) 变为

$$\frac{dS}{de} = \frac{3}{2} \rho (C_L^2 - C_B^2) \quad (6)$$

将式 (6) 代入式 (1) 可以得到沿着准弹性卸载过程的有效剪切模量与声速的关系

$$G_e = \frac{1}{2} \frac{dS}{de} = \frac{3}{4} \rho (C_L^2 - C_B^2) \quad (7)$$

或

$$G_e = \frac{1}{2} \frac{dS}{de} = \frac{3}{4} \frac{\rho_0^2}{\rho} (a_L^2 - a_B^2) \quad (8)$$

其中， ρ_0 为材料的初始密度， a_L 和 a_B 分别为拉格朗日纵波声速和体波声速。因此，在一维应变冲击波作用下的有效剪切模量可以由沿准弹性卸载过程的纵波声速和体波声速及其密度来计算得到。

在目前已发展的高压声速测量技术中，加窗 VISAR 技术不仅实验装置简单，而且能够实现对接卸过程声速的连续测量，结合阻抗匹配法还可以进一步得到卸载过程中的应力、密度 (比容) 和应变等，从而确定卸载路径。谭华^[19] 已对加窗 VISAR 技术测量声速及卸载路径的原理进行了详细阐述。

2 实验结果与分析

应用加窗 VISAR 技术，文献 [20] 已对 LY12 铝在 20~70 GPa 冲击压力下准弹性卸载过程中的声速进行了测量。获得的 LY12 铝样品 /LiF 窗口界面粒子速度曲线及其对应的卸载过程中的声速分别如图 2 和图 3 中的 AL-1~AL-4 所示。

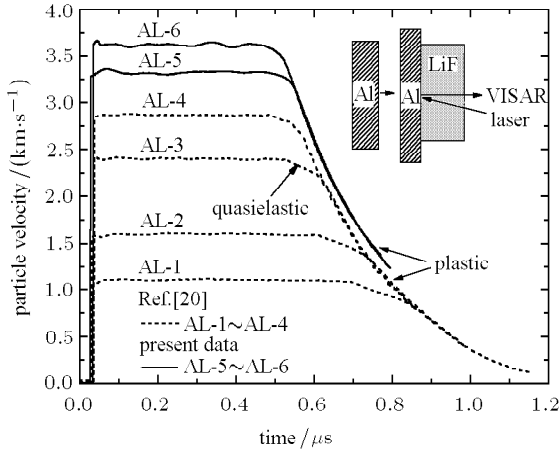


图 2 VISAR 测得 LY12 铝样品 /LiF 窗口界面粒子速度曲线
Fig.2 LY12 Al/LiF interface particle velocity profiles deduced from VISAR records

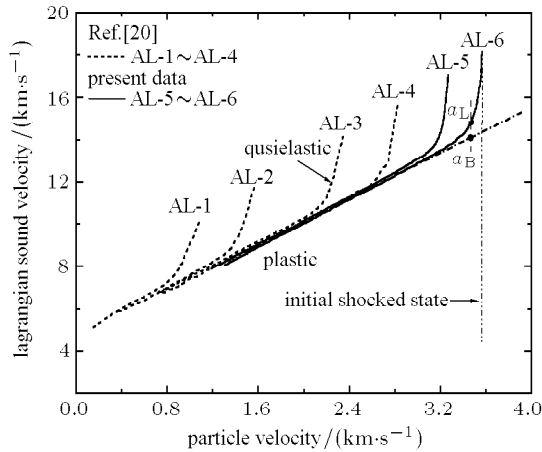


图 3 卸载过程中的拉格朗日声速 - 粒子速度关系
Fig.3 Lagrangian sound velocities vs particle velocities along release path

为获得更高压力下的声速数据，在二级轻气炮上进行了 2 发 LY12 铝的对称碰撞实验，实验原理简图示于图 2 右上角。其中 AL-5 实验的飞片和样品厚度分别为 3.179 mm 和 1.504 mm，冲击速度为 6.53 km/s，冲击压力为 87.1 GPa；AL-6 实验的飞片和样品厚度分别为 3.140 mm 和 1.493 mm，冲击速度为 7.13 km/s，冲击压力为 99.0 GPa。获得的 LY12 铝样品 /LiF 窗口界面粒子速度曲线如图 2 中的 AL-5 和 AL-6 所示。采用与文献 [20] 相同的数据处理方法，获得的卸载过程中声速随粒子速度的变化如图 3 中的 AL-5 和 AL-6 所示。

图 2 的粒子速度曲线显示了 LY12 铝在不同初始冲击压缩状态下的卸载特征：它们先经历准弹性卸载，然后逐渐光滑过渡到完全塑性卸载，而没有

如理想弹塑性卸载时所描述的那样存在一个平台。同样地，图 3 的声速 - 粒子速度关系图表明沿准弹性卸载过程的纵波声速不是突然降低至塑性声速，而是连续光滑过渡。

根据式 (8)，为了计算有效剪切模量还需要确定与纵波声速对应的体波声速及密度。其中体波声速的确定采用如 Asay 等 [10] 提出的方法，即将塑性声速线性外推来得到对应的体波声速。图 3 中黑点表示了在同一粒子速度对应的纵波声速 a_L 和体积声速 a_B 。密度的确定则由实验测得的纵波声速结合阻抗匹配法计算得到，在文献 [20] 中计算得到了 LY12 铝在 20~70 GPa 冲击压力下卸载过程中的粒子速度与密度及应力的关系。

应用图 3 中实测的纵波声速 a_L 和塑性声速线性外推得到的体积声速 a_B ，由式 (8) 计算得到了 LY12 铝准弹性卸载过程中的有效剪切模量。不同初始冲击压力下得到的有效剪切模量随卸载应力的变化如图 4 所示。从图中可以看到，实验得到的有效剪切模量在起始卸载阶段 (第 1 阶段) 随卸载应力的降低而快速减小，直至塑性时降低为零，在接近零时存在一个拐折段 (第 2 阶段)。忽略范围相对较小的拐折段，有效剪切模量随卸载应力的变化呈现较好的线性关系。线性关系的斜率 G'_{ep} 如图 5 所示，呈现出随初始冲击压力增加而增加的趋势，体现了准弹性卸载行为的冲击压力相关性。对图 5 所示结果的线性拟合得到 G'_{ep} 与初始冲击压力 P_H 的关系为

$$G'_{ep} = 7.45 + 0.241P_H \quad (9)$$

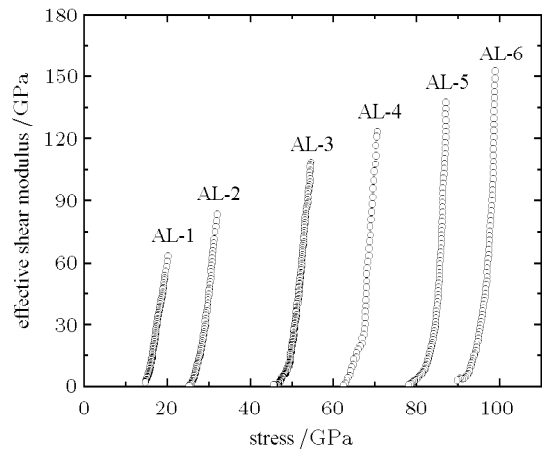
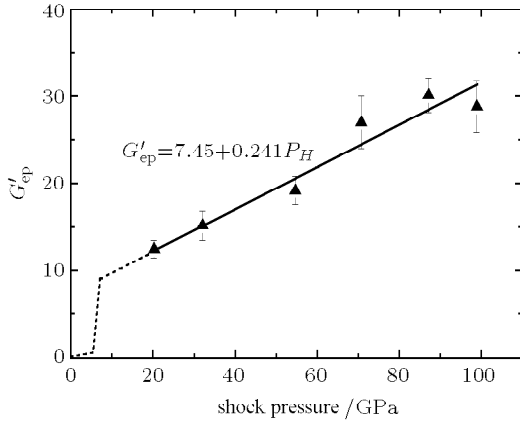


图 4 不同初始冲击压力下 LY12 铝沿卸载过程的等效剪切模量
Fig.4 Effective shear modulus along quasielastic release for shock-compressed LY12 Al at six different initial shock stresses

图 5 G'_{ep} 随初始冲击压力的变化Fig.5 Variations of G'_{ep} with initial shock pressure

忽略范围相对较小的拐折段, 较高冲击压力下铝合金的有效剪切模量 G_e 可以由第 1 阶段进行近似描述. 此时, G_e 与卸载过程中的应力 σ 关系可以表示为

$$G_e(\sigma) = G_H(P_H) - G'_{ep}(P_H - \sigma) \quad (10)$$

其中, P_H 为初始冲击压力, G_H 为初始卸载时的剪切模量, 可以由下式进行描述^[21]

$$G_H = G_0 \left[1 + \frac{G'_P}{G_0} P_H + \frac{G'_T}{G_0} (T_H - T_0) \right] \quad (11)$$

其中, G'_P 和 G'_T 分别为剪切模量对压力和对温度的偏导数, G_0 为常压下 LY12 铝的剪切模量 ($T_0 = 300\text{K}$, $P_H = 0\text{GPa}$), T_H 为 Hugoniot 状态下的温度. Steinberg 等^[18] 已给出了铝合金的相关参数: $G_0 = 27.6\text{GPa}$, $G'_P/G_0 = 65\text{TPa}^{-1}$, $G'_T/G_0 = -0.62\text{kK}^{-1}$.

虽然冲击波作用下有效剪切模量与一维应力准静态下得到的结果均存在两阶段变化过程, 但两者存在明显不同. Cochran 等^[17] 给出的一维应力准静态条件下铝合金的有效剪切模量表明, 从加载状态卸载至静水压状态之前, 铝合金的有效剪切模量保持不变, 且与常态下的剪切模量相等 (即 $G'_{ep} = 0$); 当卸载穿过静水压状态并逐渐进入反向加载时, 有效剪切模量开始减少, 直至反向屈服时降为零. 上述结果也得到了较低压力下铝合金冲击实验的支持^[17]. 而本文得到的强冲击波作用下的有效剪切模量在第 1 阶段快速减小, 在第 2 阶段则变化缓慢. 因此, 较低冲击压力或准静态条件下, 铝合金的准弹性效应体现在第 2 阶段, 而在较高冲击压力下则主要体现在第 1 阶段. 有效剪切模量的两个阶段随

初始冲击压力变化呈现相反的变化趋势表明准弹性卸载全过程可能存在两种不同的机理.

另一方面, 将式 (9) 外推到零压时得到 $G'_{ep} = 7.45$, 而根据 Cochran 等^[17] 结果 $G'_{ep} = 0$. 因此, 本文认为在 $0 \sim 20\text{GPa}$ 冲击压力范围内铝合金的 G'_{ep} 发生了突变, 推断性的变化趋势在图 5 中用虚折线表示. 由于 $G'_{ep} = 0$ 实际上意味着理想弹性状态, 因此, 可以认为 G'_{ep} 发生突变时所对应的冲击压力就是发生准弹性行为的临界压力. 如前所述, 已有的研究认为在冲击波阵面上产生的微观结构与准弹性变形行为密切相关, 为此本文认为在图 5 中用虚折线表示的应力区内, 冲击波引起的铝合金材料微观结构可能发生了某种实质性的改变, 从而导致这一应力区 G'_{ep} 的突变. 事实上, 不同加载条件下材料内部会形成不同的位错组态, 而不仅仅是位错塞积和钉扎位错环, 更重要的是在冲击波作用下材料往往会发生孪晶变形^[22]. 虽然孪晶的产生需要很大的剪应力, 但卸载时容易发生去孪晶化并产生反向塑性应变, 从而导致准弹性行为的发生^[23]. Gray 等^[7,12] 发现在发生准弹性卸载行为的钛及铝合金的回收样品中均有孪晶的存在. 因此, 孪晶的存在可能是导致 G'_{ep} 突变的一个重要因素, 也是导致发生准弹性行为的一个重要因素.

为了确定准弹性卸载行为的确切物理机制, 有必要进一步开展 $0 \sim 20\text{GPa}$ 冲击压力范围内铝的有效剪切模量测量实验和冲击波加载后样品的软回收实验, 以确定 G'_{ep} 发生突变所对应的应力区及其发生突变前后样品微观结构的变化.

3 数值模拟结果

应用本文提出的有效剪切模量方程对国外发表的铝合金的粒子速度曲线进行了模拟, 以检验其有效性. 在计算过程中平面一维拉格朗日弹塑性流动方程组为^[24]

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{\partial \sigma}{\partial m} \\ V &= \frac{\partial X}{\partial m} \\ \frac{\partial E}{\partial t} &= -(P + q) \frac{\partial V}{\partial t} + VS\dot{\epsilon} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

其中, t 为时间, X 为质点的欧拉坐标, u 为粒子速度, m 为初始空间坐标 x_0 处单位面积的质量, V 为比容 ($V = 1/\rho$), ρ_0 为初始密度, σ 为总应力 ($\sigma = P + S + q$), P 为流体压强, q 为人为黏性项,

S 为偏应力, E 为比内能, $\dot{\epsilon}$ 为应变率.

流体压强由 Grüneisen 物态方程进行计算. 以 Hugoniot 状态为参考状态, 其状态方程形式为

$$\left. \begin{aligned} P &= P_H + \frac{\gamma}{V}(E - E_H) \\ P_H &= \frac{C_0^2(V_0 - V)}{[V_0 - \lambda(V_0 - V)]^2} \\ E_H &= E_0 + \frac{1}{2}P_H(V_0 - V) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

其中, E_0 为初始比内能, C_0, λ 为 Hugoniot 参数, γ 为 Grüneisen 系数. Grüneisen 系数 γ 与标准状态下的 γ_0 通常有如下关系

$$\gamma_0 \rho_0 = \rho \gamma \quad (14)$$

加载过程和卸载过程的偏应力分别描写为

$$\left. \begin{aligned} \dot{S} &= 2G_H \dot{\epsilon}, \quad S \leq \frac{2}{3}Y \\ S &= \frac{2}{3}Y, \quad S > \frac{2}{3}Y \end{aligned} \right\} \quad \text{(加载过程)} \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{S} &= \frac{4}{3}G_e \dot{\epsilon}, \quad G_e \geq 0 \\ S &= -\frac{2}{3}Y, \quad G_e < 0 \end{aligned} \right\} \quad \text{(卸载过程)} \quad (16)$$

其中, G_H 由式 (11) 计算得到, G_e 由式 (9)~(11) 计算得到, Y 为屈服强度并由下式给出

$$Y(P, T) = Y_0 [1 + \beta(\epsilon + \epsilon_i)]^n \frac{G_H}{G_0} \quad (17)$$

Steinberg 等^[18] 给出铝合金的参数为 $Y_0 = 0.29$ GPa, $\beta = 125, n = 0.1$.

应用上述方程对 Asay 等^[5,10,25] 报告的 5 发 6061 铝合金材料平板碰撞实验的粒子速度曲线数据进行了计算模拟, 实验涉及的冲击压力范围为 13~50 GPa. 实验 AL-6 以 PMMA 作为窗口材料, 其余 4 发实验均以 LiF 作为窗口材料. 在所有实验中有 4 发实验的准弹性过程较长, 这有利于对本文提出的有效剪切模量方程适用性进行考核. 计算所用的材料状态方程参数列于表 1 中.

表 1 状态方程参数^[26]

Table 1 Parameters of EOS^[26]

Material	$\rho_0 /$ ($g \cdot cm^{-3}$)	$C_0 /$ ($km \cdot s^{-1}$)	λ	γ_0
PMMA	1.18	2.58	1.53	1.0
LiF	2.64	5.15	1.35	1.6
6061 Al	2.704	5.35	1.34	2.00

实验结果与数值模拟结果的比较如图 6~图 8 所示. 从总体上看, 计算模拟结果与实验测量结果

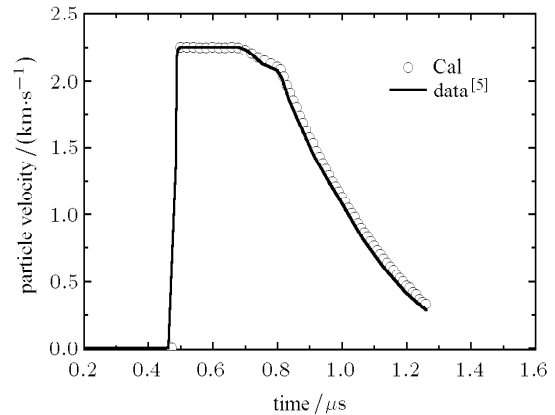


图 6 计算结果与 A5 实验结果的比较
Fig.6 Comparison of simulated and experimental data for Expt.A5

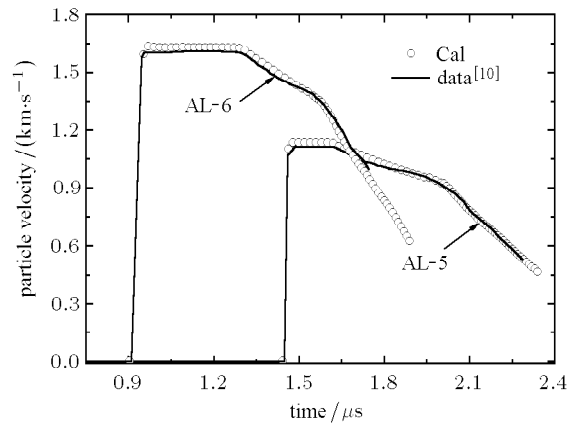


图 7 计算结果与 AL-5 和 AL-6 实验结果的比较
Fig.7 Comparisons of simulated and experimental data for Expt.AL-5 and Expt.AL-6

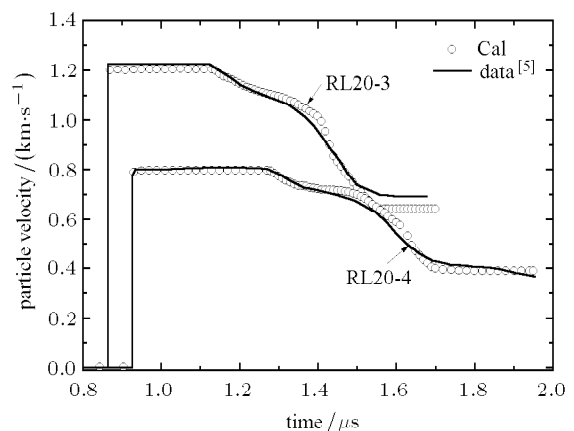


图 8 计算结果与 RL20-3 和 RL20-4 实验结果的比较
Fig.8 Comparisons of simulated and experimental data for Expt.RL20-3 and Expt.RL20-4

符合较好, 重现了准弹性卸载特征, 表明本文得到的有效剪切模量方程具有较好的适用性. 但是, 其中 RL20-4 实验结果 (冲击压力为 13.4 GPa) 和计算结果存在部分偏离. 如前所述, 随着压力的降低准弹性卸载第 2 阶段不能忽略, 因此这种偏离显然是与方程 (9) 和 (10) 没有计及卸载过程的第 2 阶段有关.

4 结 论

(1) 根据一维应变冲击波作用下的基本关系, 将 Cochran 等定义的有效剪切模量与准弹性卸载过程的纵波和体波声速关联起来. 在声速测量实验基础上, 计算得到了 LY12 铝在 20~100 GPa 冲击压力下的有效剪切模量.

(2) 实验结果表明, 在 20~100 GPa 冲击压力范围内 LY12 铝的有效剪切模量随卸载应力的下降而迅速下降, 并呈现两阶段过程. 在忽略范围较小的第 2 阶段, 本文采用与卸载应力成线性关系的近似方程对 LY12 铝有效剪切模量进行描述. 该方程的斜率 G'_{ep} 随冲击压力的增加而增加, 体现了准弹性卸载过程的压力相关性.

(3) 应用本文给出的有效剪切模量方程对 6061 铝合金的粒子速度剖面进行了模拟, 计算结果与实验结果符合较好, 重现了准弹性卸载行为特征.

(4) 将冲击波作用下的有效剪切模量结果与一维应力准静态实验结果进行了比较, 藉此分析了准弹性卸载行为的可能微观机制. 为了确定准弹性卸载行为的确切物理机制, 有必要进一步开展 0~20 GPa 压力下铝的有效剪切模量测量实验和样品的软回收实验.

参 考 文 献

- Kanel GI, Razorenov SV, Fortov VE. Shock-Wave Phenomena and the Properties of Condensed Mater. New York: Springer-Verlag, 2004. 29-34
- Duvall GE. Shock waves and equations of state. In: Chou PC, Hopkins AK, eds. Dynamic Response of Metals to Intense Impulse Loading, Air Force Materials Laboratory, WPAFB, 1972. 89-121
- Johnson JN, Hixson RS, Gray GT, et al. Quasielastic release in shock-compressed solids. *J Appl Phys*, 1992, 72(2): 429-441
- Johnson JN. Micromechanics considerations in shock compression of solids. In: Asay JR, Shahinpoor M, eds. High-pressure Shock Compression of Solids. New York: Springer-Verlag, 1992. 217-264
- Huang H, Asay JR. Compressive strength measurements in aluminum for shock compression over the stress range of 4-22GPa. *J Appl Phys*, 2005, 98(3): 033524
- Huang H, Asay JR. Reshock and release response of aluminum single crystal. *J Appl Phys*, 2007, 101: 063550
- Gray GT. Influence of shock-wave deformation on the structure/property behavior of materials. In: Asay JR, Shahinpoor M, eds. High-pressure Shock Compression of Solids. New York: Springer-Verlag, 1992. 187-216
- Erkman JO, Christensen AB. Attenuation of shock waves in aluminum. *J Appl Phys*, 1967, 38(13): 5395-5403
- Yu YY, Chen DN, Tan H, et al. Spall investigations for LY12 Al using triangular waves. *Int J Impact Eng*, 2007, 34: 395-403
- Asay JR, Chhabildas LC. Determination of the shear strength of shock compressed 6061-T6 aluminum. In: Meyers MA, Murr LE, eds. Shock Waves and High-strain-rate Phenomena in Metals, New York: Plenum Press, 1981. 417-431
- 张江跃, 谭华, 虞吉林. 动高压下拉格朗日声速的测定及其应用. 高压物理学报, 1999, 13(1): 42-49 (Zhang Jiangyue, Tan Hua, Yu Jilin. The determination of Lagrangian sound velocity for 93 W alloy under shock loading and its application. *Chinese Journal of High Pressure Physics*, 1999, 13(1): 42-49(in Chinese))
- Koller DD, Gray GT, Hixson RS. Shockwave profile and bauschinger effect in depleted uranium. In: Elert M, Furnish MD, Cliau R, et al. eds. Shock Compression of Condensed Matter-2007, New York: Melville, 2008. 553-556
- Meyers MA. Dynamic Behavior of Materials. New York: John Wiley & Sons, 1994. 382-447
- Duffy TS, Ahrens TJ. Dynamic compression of an Fe-Cr-Ni alloy to 80GPa. *J Appl Phys*, 1997, 82(9): 4259-4269
- Herrman W. Development of a high strain rate constitutive equation for 6061-T6 aluminum. Sandia National Lab. Report No. SLA-730897, Albuquerque, NM, 1974
- Gokhfeld DA, Sadakov OS. Plasticity of Structural Elements under Repeated Loads. Moscow: Mashinostroenie, 1984
- Cochran SG, Guinan MW. Bauschinger effect in uranium, Lawrence Livermore National Laboratory Report No. UCRL-17105, 1976
- Steinberg DJ, Lund CM. A constitutive model for strain rates from 10^{-4} to $106 s^{-1}$. *J Appl Phys*, 1989, 65(4): 1528-1533
- 谭华. 实验冲击波物理导引. 北京: 国防工业出版社, 2007. 147-163 (Tan Hua. Introduction to Experimental Shock-Wave Physics. Beijing: National Defense Industry Press, 2007. 147-163 (in Chinese))
- Yu YY, Tan H, Hu JB, et al. Sound velocity and release behavior of shock-compressed LY12 Al. *Chin Phys Lett*, 2005, 22(7): 1742-1745
- Yu YY, Tan H, Hu JB, et al. Shear modulus of shock-compressed LY12 aluminum up to melting point. *Chinese Physics*, 2008, 17(1): 264-269

- 22 Murr LE. Residual microstructure-mechanical property relationships in shock-loaded metals and alloys. In: Meyers MA, Murr LE, eds. *Shock Waves and High-strain-rate Phenomena in Metals*. New York: Plenum Press, 1981. 607-674
- 23 Steinberg DJ. Modeling release behavior in shocked tantalum. In: Schmidt SC, Tao WC, eds. *Shock Compression of Condensed Matter-1995*, New York: AIP Press, 1996. 311-314
- 24 董玉斌, 张万甲, 经福谦等. 动态断裂过程的数值分析及 LY-12 铝的层裂. *高压物理学报*, 1989, 3(1): 1-10(Dong Yubin, Zhang Wanjia, Jing Fuqian, et al. Numerical analysis for damage processes and LY-12 aluminum spallations. *Chinese Journal of High Pressure Physics*, 1989, 3 (1): 1-10 (in Chinese))
- 25 Asay JR, Chhabildas LC, Kerley GI, et al. High pressure strength of shocked aluminum. In: Gupta YM, ed. *Shock Compression of Condensed Matter-1985*, New York: Plenum Press, 1986. 145-149
- 26 Marsh SP. *LASL Shock Hugoniot Data*. Berkeley: University of California Press, 1980

(责任编辑: 刘希国)

QUASI-ELASTIC RELEASE BEHAVIOR IN SHOCK-LOADED ALUMINUM¹⁾

Yu Yuying^{*,2)} Tan Hua^{*} Chen Dalian[†] Dai Chengda^{*} Hu Jianbo^{*} Wang Huanran[†]

^{*}(*Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research, Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang 621900, China*)

[†](*Mechanics and Material Science Research Center, Ningbo University, Ningbo 315211, China*)

Abstract Based on the intrinsic relations under uniaxial strain conditions, the effective shear modulus defined by Cochran and Guinan was correlated to the longitudinal and bulk sound velocities, and used to study the quasi-elastic behavior of LY12 Al. Unloading wave profile measurements using VISAR technique were performed on LY12 Al over the shock stress ranging from 20 to 100 GPa from which sound velocities and the effective shear modulus along the quasielastic release path were evaluated. Results show that the effective shear modulus decreases rapidly with the release stress and can be approximated by a linear function of release stress. The slopes of the linear function increase with the initial shock-loading stress which is implied that the quasi-elastic behaviors are depended on the shock-loading stress. By using the linear function of effective shear modulus, the performed numerical simulations well reproduce the release wave traces of the Al-alloys reported in the literature. The effective shear modulus in the present study is compared with that obtained from quasi-static experiments and the possible micromechanisms of quasi-elastic release behavior in shock-loaded materials are also discussed.

Key words quasi-elastic release, effective shear modulus, sound velocities, LY12 Al, shock-wave

Received 4 December 2008, revised 27 June 2009.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (10672149, 10802080) and the Foundation of Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research (9140C6702020603).

2) E-mail: yuyinyu@21cn.com