DOI: 10.11883/1001-1455(2016)04-0532-09

# 冲击加载下样品软回收过程中的侧向稀疏效应*

胡秋实,赵 锋,李克武,傅 华,宋振飞
(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重点实验室,四川 绵阳 621999)

**摘要**: 通过数值模拟,计算冲击加载下样品经历一维应变加载过程和侧向稀疏过程产生的塑性功,给出试样内部从冲击加载开始到进入回收桶前全过程的应力随时间变化的历程。结果表明:侧向稀疏过程开始后,样品在径向汇聚波的作用下受循环拉、压载荷作用,拉压循环的振幅在中等冲击压力下达到最大。如果振幅超过了材料的层裂强度,样品中心将发生拉伸破坏不能完整回收。侧向稀疏与一维应变加载产生的塑性功之比随冲击速度的增加而减小。在冲击速度为某临界值时,侧向稀疏产生的塑性功与一维应变加载产生的塑性功相等。在一定的冲击速度下,采用低初始屈服应力的材料可减轻侧向稀疏效应。对理想塑性材料的理论分析表明,侧向稀疏与一维应变加载产生的塑性功之比随冲击速度与屈服强度比值的增大而减小,与数值模拟结果一致。

**关键词**: 固体力学;侧向稀疏;残余应变;塑性功;冲击加载;软回收
**中图分类号**: O347.3 **国标学科代码**: 13015 **文献标志码**: A

冲击加载下的软回收实验是研究材料动态力学性能的重要途径。通过对回收试样的金相分析(如 X 射线衍射、透射电子显微镜和电子背散射衍射等),可得到材料的微结构信息,如点阵结构、位错密度、晶粒取向等,从而提高对冲击过程的认识。一个有效的软回收装置要求样品主要受到一维应变加载的影响而不是侧向稀疏的影响。为减轻侧向稀疏效应,W. F. Hartman[1]提出在样品周围加上保护环,后来的一些回收实验也采用了这样的结构[2-3],如图 1(a)所示。为降低样品的动能,G. T. Gray III 等[4]提出在样品右侧增加层裂板,如图 1 (b)所示。

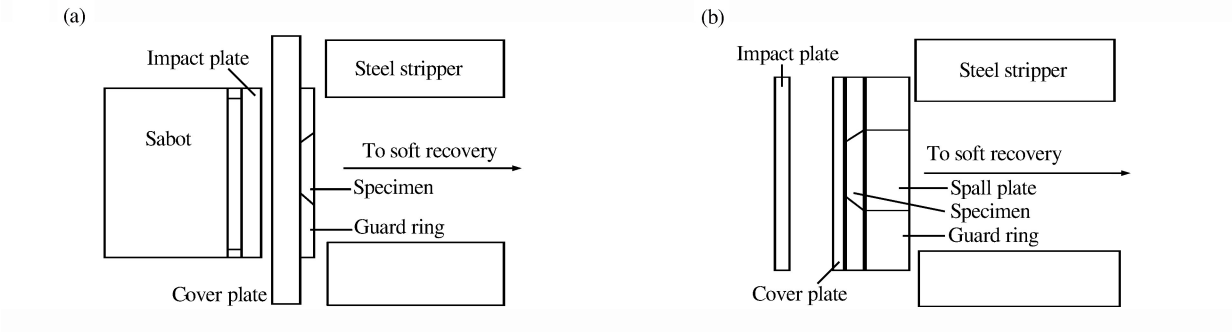


图 1 软回收装置示意图

Fig. 1 Schematics diagram of two types of soft recovery assembly

飞片撞击样品产生的压缩脉冲进入层裂板后,遇自由面反射拉伸脉冲发生层裂,释放了冲击产生的能量,保证样品以低速进入回收桶,防止了样品高速进入回收桶可能产生的二次损伤[5-10]。图 1 所示的 2 种结构通过在样品周围增加保护环减轻了侧向稀疏效应,但减轻的效果如何却少见报道。A. L. Stevens 等[11]指出,虽然保护环吸收了侧向稀疏波的能量,但样品卸载后侧向应力并不为零,因此当保护环同样品分离后,新的侧向稀疏效应(径向汇聚波)依然存在,从而对样品内的应力状态、残余应变等产

* **收稿日期**: 2014-08-22; **修回日期**: 2014-11-18
**基金项目**: 国家自然科学基金项目(11272296);中国工程物理研究院面上基金项目(2012B0201017);
冲击波物理与爆轰物理重点实验室基金项目(2012-专-06)
**第一作者**: 胡秋实(1984— ),男,博士,助理研究员; **通信作者**: 赵 锋,ifpzf@163.com。

生影响，但关于该影响的大小如何却少见报道。A. L. Stevens 等[11]同时指出，影响材料残余效应的因素是塑性功而不是冲击压力或者残余应变，因此准确计算样品内部的塑性功有重要意义。

本文中，基于 LS-DYNA 有限元软件，对图 1(b)装置中样品的冲击响应过程进行数值模拟。给出装置内部应力分布及样品中心处从冲击加载开始到进入回收桶前全过程的应力随时间变化的关系，计算样品内部一维应变加载过程和侧向稀疏过程产生的塑性功。

## 1　计算模型

采用图 1(b)结构进行计算，其中试样厚度为 3 mm，半径为 11 mm，保护环内径为 11 mm，外径为 20 mm，层裂板厚度为 5 mm。单元类型为轴对称 Lagrange 单元，接触条件采用面面接触。飞片、试样、保护环和层裂板材料同为 6061-T6 Al，采用 Grüneisen 状态方程和各向同性硬化本构模型。材料参数为：密度 $\rho_0=2.7$ g/cm$^3$，剪切模量 $G=27.6$ GPa，屈服强度 $Y_0=295$ MPa，硬化模量 $E_p=1.58$ GPa，Grüneisen 系数 $\gamma=2.1$，$c_0=5.37$ km/s，$s=1.34$[11-12]。

## 2　计算结果

### 2.1　试样内部应力状态和应力时间关系

图 2 给出了冲击压力为 2.4 GPa，冲击速度为 300 m/s 时不同时刻样品内部的径向应力状态。从图 2(a)看出，飞片撞击盖板产生的压缩脉冲在 $t=0.8$ μs 时进入样品，此时侧向稀疏波在保护环中传播不会对样品造成影响。经过 0.8 μs 后，压缩脉冲完全进入层裂板，如图 2(b)所示。随后，该脉冲将遇自由面反射拉伸脉冲，使层裂板发生层裂，如图 3 所示。此外，$t=0.8$ μs 压缩脉冲波尾和侧向稀疏波相遇后在交界处形成负压区(或拉伸区)[13]，该负压区随着时间的推移而逐渐扩大，在 $t=1.6$ μs 进入保护环，为后续保护环和样品的分离提供驱动力。

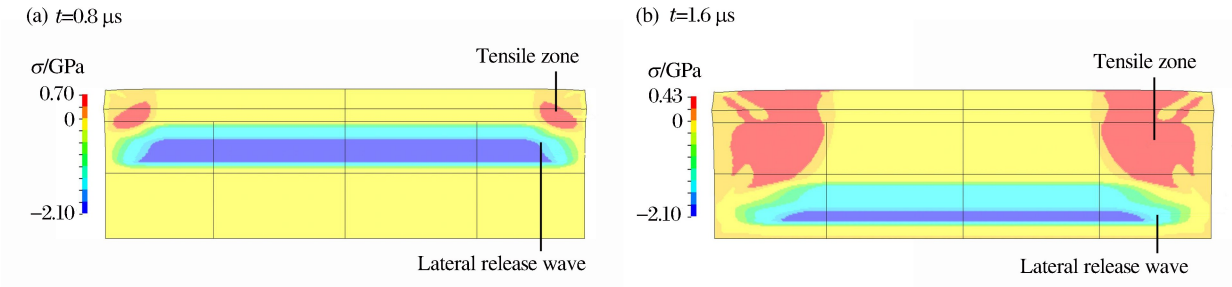


图 2　冲击压力为 2.4 GPa 时样品内部不同时刻的径向应力状态

Fig. 2　Radial stress state of specimen under an impact pressure of 2.4 GPa at different times

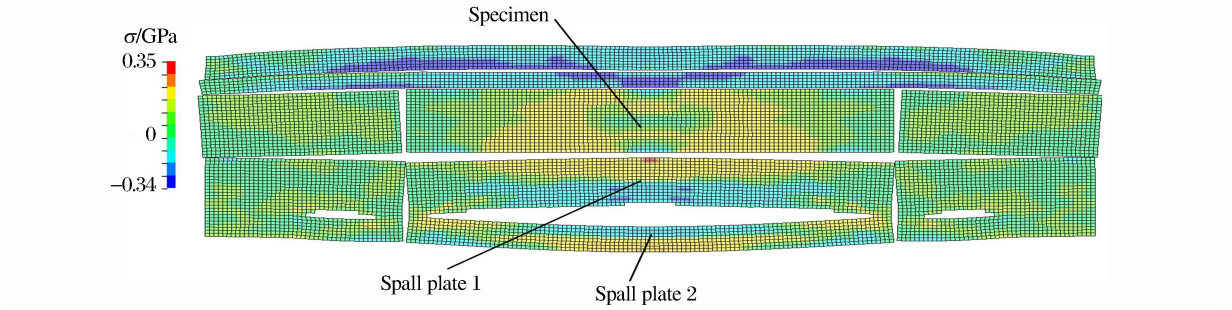


图 3　层裂后的应力状态

Fig. 3　Stress state after spallation

从图 3 中可以看出，发生层裂后层裂板分裂成 2 个层裂片，冲击产生的能量一部分用于形成层裂面(转化成表面能)，另一部分转化成了 2 个层裂片的动能。计算中采用最大拉伸应力断裂准则，材料层裂强度为 1.2 GPa，比热容为 875 J/(kg·K)。

图 4 给出了样品和 2 个层裂片的速度时间历史。从图 4 中可以看出,样品在一维应变加载脉冲过后速度趋近于零,冲击产生的能量被 2 个层裂片带走。另外,样品在冲击加载后处于高温状态,因此回收时需要对样品进行快速降温才能将微结构固定下来,常用的降温材料(如油、水、液氮等)波阻抗都较高,如果样品以 100 m/s 或 km/s 量级的高速撞击这些材料势必会造成二次损伤[6],导致微结构的进一步改变,这样对回收样品进行金相分析得到的微观结构就不是仅由冲击加载引起,给后续分析造成困难。由此可见,保证样品低速进入回收桶是十分重要的。图 5~6 给出了冲击压力为 2.4 GPa 时 6061-T6Al 样品在一维应变加载脉冲下的纵向应力应变和纵向应力径向应力曲线。

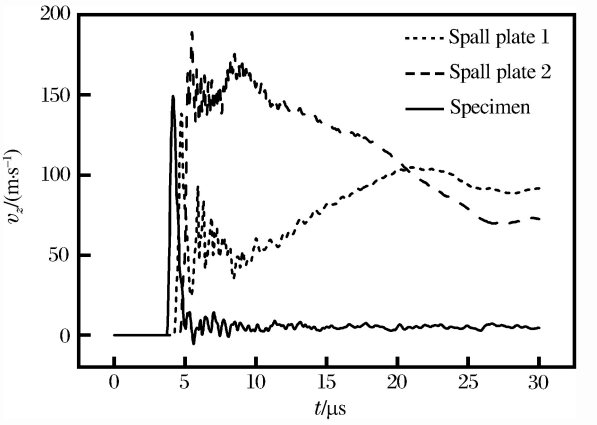


图 4 样品、层裂片的速度时程曲线

Fig. 4 Velocity histories of specimen and spall plate

从图 2、5 和 6 可以看出,当 $t=0.8$ μs 压缩脉冲波头进入样品时,样品从状态 0 沿路径 0→1→2 加载到状态 2;当 $t=1.6$ μs 压缩脉冲波尾离开样品时,样品从状态 2 沿路径 2→3→4 反向塑性加载到状态 4。设飞片速度为 $v_0$,由于是对称碰撞,则状态 2 的纵向速度 $v_z^{(2)}=\frac{1}{2}v_0$($z$ 方向是冲击方向,$r$、$\theta$ 分别是径向和环向)。对相容关系 $\mathrm{d}\sigma_z=\pm\rho_0 c_\mathrm{p}\mathrm{d}v_z$ 和 $\mathrm{d}v_z=\pm c_\mathrm{p}\mathrm{d}\varepsilon_z$ 从状态 1 到状态 2 积分可得[14]:

$$\sigma_z^{(2)}=-\rho_0 c_\mathrm{p}(v_z^{(2)}-v_z^{(1)})+\sigma_z^{(1)} \tag{1}$$

$$\varepsilon_z^{(2)}=-(v_z^{(2)}-v_z^{(1)})/c_\mathrm{p}+\varepsilon_z^{(1)} \tag{2}$$

式中:$c_\mathrm{p}$ 是塑性波速,对理想塑性材料而言,$c_\mathrm{p}=c_\mathrm{b}=\sqrt{K/\rho_0}$,$c_\mathrm{b}$ 是体波波速,$K$ 是体积模量。对相容关系 $\mathrm{d}v_z=\pm c_\mathrm{p}\mathrm{d}\varepsilon_z$ 从状态 3 到状态 4 积分可得状态 4 的纵向速度大小为:

$$v_z^{(4)}=\left(\frac{Y_0}{\rho_0 c_\mathrm{b}}\right)\frac{a_0(a_0-1)}{2\varphi_0} \tag{3}$$

式中:$a_0=\sqrt{1+\frac{4}{3}\varphi_0}$,$\varphi_0=\frac{G}{K}$。由于很多金属的泊松比约为 $\frac{1}{3}$,则剪切模量和体积模量的比值 $\varphi_0$ 约为 $\frac{3}{8}$,因此 $\frac{a_0(a_0-1)}{2\varphi_0}$ 约为 0.367。$\frac{Y_0}{\rho_0 c_\mathrm{b}}$ 项对很多金属在 0~30 之间,从而 $v_z^{(4)}$ 在 0~11 m/s 内,因此样品的残余速度是很低的。

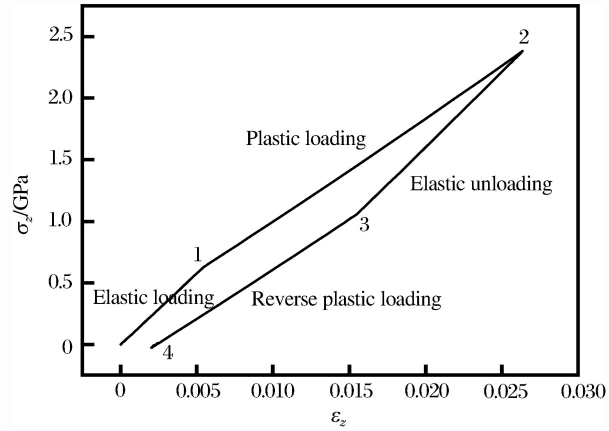


图 5 冲击压力为 2.4 GPa 时样品的纵向应力纵向应变关系

Fig. 5 Relationship between longitudinal stress and longitudinal strain under an impact pressure of 2.4 GPa

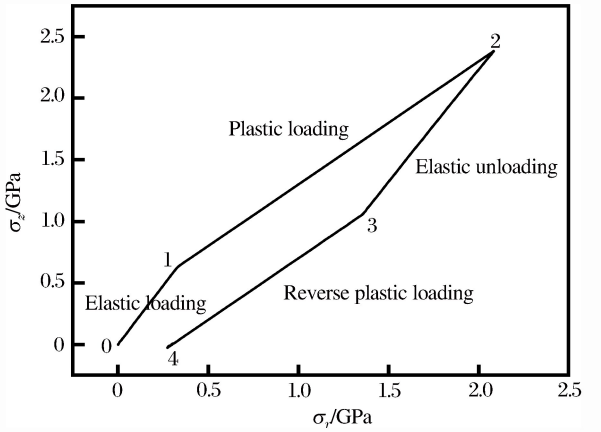


图 6 冲击压力为 2.4 GPa 时样品的纵向应力径向应力关系

Fig. 6 Relationship between longitudinal stress and radial stress under an impact pressure of 2.4 GPa

从图 6 可以看出，状态 4 样品内的纵向应力 $\sigma_z=0$ 但径向应力 $\sigma_r\neq0$，因此当保护环在拉应力的作用下（图 2(b)中所示拉伸区）同样品分离后，将形成径向汇聚波向样品中心传播，使样品在随后的过程中处在拉压交替的状态。图 7 给出了冲击压力为 2.4 GPa 时 6061-T6 Al 样品中心处应力随时间变化的关系。

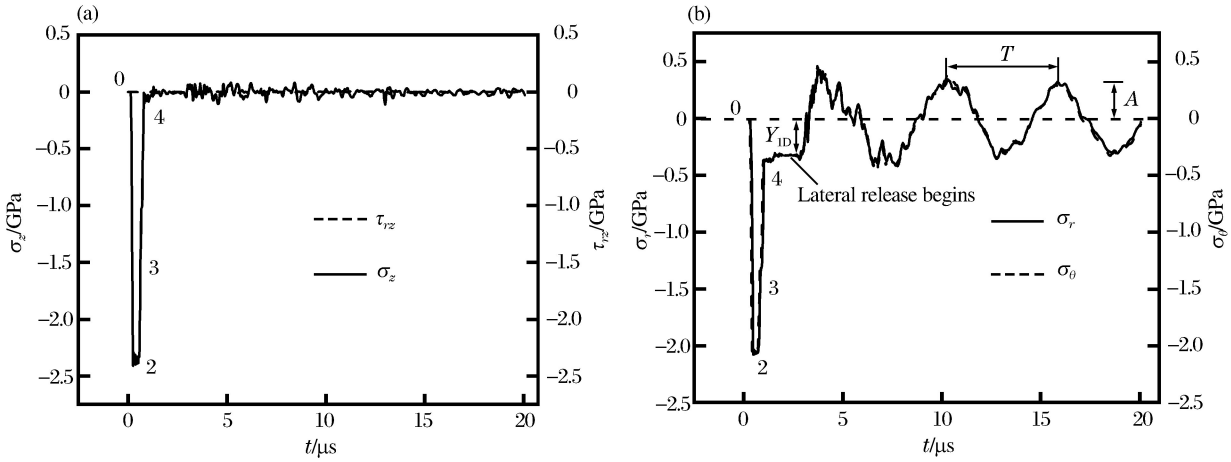


图 7　冲击压力为 2.4 GPa 时样品中心处应力时程曲线

Fig. 7　Histories of stress at the axis of the specimen under an impact pressure of 2.4 GPa

从图 7 中可知，样品从初始状态 0 在一维应变加载脉冲的作用下到达状态 4，该状态下纵向应力 $\sigma_z=0$，剪切应力 $\tau_{rz}=0$，仅径向应力 $\sigma_r$ 和和环向应力 $\sigma_\theta$ 不为零，且 $|\sigma_r|=|\sigma_\theta|=\bar{\sigma}=Y_{1D}$，其中 $\bar{\sigma}$ 为有效应力，$Y_{1D}$ 为一维应变加载硬化后的屈服强度。在保护环和样品分离前，$\sigma_r$ 和 $\sigma_\theta$ 始终保持为常数，如图 7(b)中所示的状态 4 处的平台。保护环的内外径之差越大，该平台的持续时间也越长。保护环和样品分离后，样品边界形成自由面，而内部侧向应力 $\sigma_r$ 不为零，从而将形成径向汇聚波向样品中心传播，侧向稀疏过程开始，如图 7(b)中所示。此后样品将处在拉压交替的状态，拉压循环的周期 $T=\dfrac{2d}{c_e}$，其中 $d$ 为样品直径，$c_e=\sqrt{(E/\rho_0)(1-\nu^2)}$，为平面应力柱面波的弹性波速[15]，$E$ 和 $\nu$ 分别为弹性模量和泊松比。拉压循环的振幅 $A$ 与 $Y_{1D}$ 近似相等。对于理想塑性材料而言，拉压循环的振幅 $A$ 为常数 $Y_0$。

图 8～9 给出了冲击压力为 2.4、13.0 和 60.0 GPa 时 6061-T6 Al 样品中心处有效应力 $\bar{\sigma}$ 和等效塑性应变 $\bar{\varepsilon}^p$ 随时间的变化关系，其中对于 13.0 和 60.0 GPa 的计算采用 Steinberg-Guinan 模型，模型参数取自文献[16-17]。

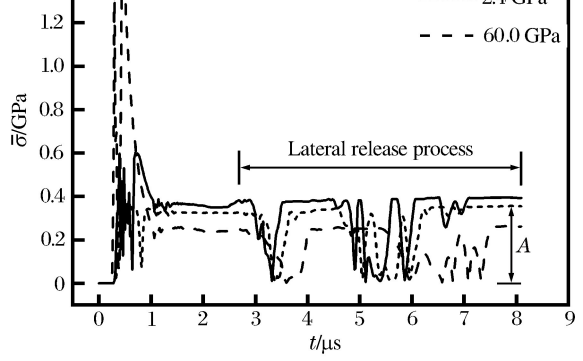


图 8　不同冲击压力下样品中心处有效应力时程曲线

Fig. 8　Histories of effective stress at the axis of the specimen under different impact pressures

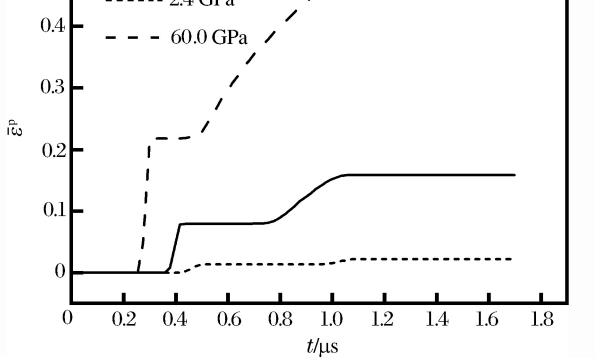


图 9　不同冲击压力下样品中心处等效塑性应变时程曲线

Fig. 9　Histories of effective plastic strain at the axis of the specimen under different impact pressures

从图 8～9 可以看出，3 种冲击压力下有效应力和等效塑性应变在 $t=1.6$ μs 后不再改变，说明此时一维应变加载过程已经结束而侧向稀疏过程还未开始，此时样品处于状态 4，见图 5～7。从图 8 可以看出，$Y_{1D}$在冲击压力为 13.0 GPa 时达到最大，为 0.36 GPa；在冲击压力为 2.4 GPa 时为 0.32 GPa；而在冲击压力为 60.0 GPa 时由于温度软化效应使 $Y_{1D}$达到最小，为 0.24 GPa。A. Molinari 等[18]指出，冲击压力为 9.0 GPa 时 6061-T6 Al 的温升仅70 K，因此，在冲击压力较低时(2.0～13.0 GPa)应变硬化占主导，$Y_{1D}$随冲击压力的升高而升高。从图 9 中看出，冲击压力在 60.0 GPa 时等效塑性应变达到了 0.47，远远高于冲击压力为 2.4 GPa 时的 0.022，但冲击压力为 60.0 GPa 时的 $Y_{1D}$却低于冲击压力为 2.4 GPa 时的 $Y_{1D}$(0.24 GPa＜0.32 GPa)，因此在冲击压力较高时(13.0～60.0 GPa)，温度软化占主导，$Y_{1D}$随冲击压力的升高而降低。在后续的侧向稀疏过程中，由于拉压循环的振幅 $A$ 和 $Y_{1D}$近似相等，因此中等冲击压力将导致大的振幅。值得注意的是，如果振幅超过了材料的层裂强度，在拉压循环过程中将导致样品中心发生拉伸破坏不能完整回收。

## 2.2 一维应变加载和侧向稀疏产生的塑性功

长久以来，学者们试图将冲击加载下的残余效应归结为一维应变加载过程(包括冲击压力、压缩脉冲持续时间等)的影响[19]。塑性变形的本质是原子的重组(包括位错的运动、孪晶的形成等等)，原子脱离平衡位置所需激活能源自塑性功，等效塑性应变的变化可以反映塑性功的变化。图 10～11 给出了冲击压力为 2.4 GPa 时 6061-T6 Al 样品中心处径向应力、等效塑性应变随时间的变化关系。

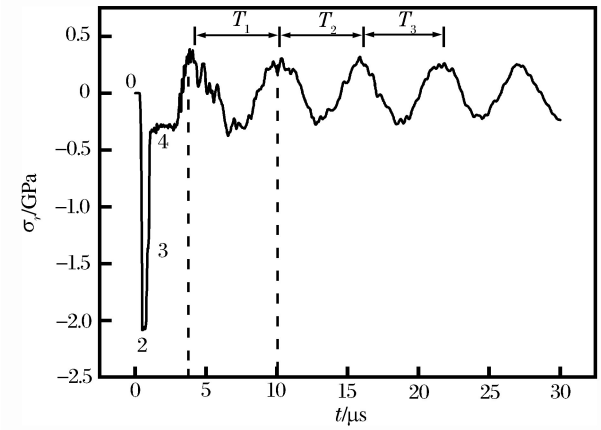


图 10 冲击压力 2.4 GPa 时样品中心径向应力时程曲线

Fig. 10 Histories of radial stress at the axis of the specimen under an impact pressure of 2.4 GPa

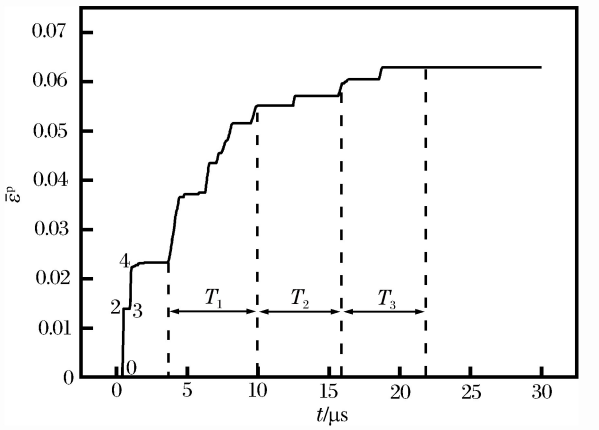


图 11 冲击压力 2.4 GPa 时样品中心等效塑性应变时程曲线

Fig. 11 Histories of effective plastic strain at the axis of the specimen under an impact pressure of 2.4 GPa

从图 11 看出，在侧向稀疏开始前，等效塑性应变历经 2 次跳跃：第 1 次是从初始状态 0 经历弹塑性加载到达状态 2，然后保持不变直到状态 3(状态 2 到状态 3 历经弹性卸载，不会改变等效塑性应变，见图 5～6)；第 2 次跳跃从状态 3 历经反向塑性加载到达状态 4，然后保持不变，直到样品与保护环分离。侧向稀疏过程开始后样品在 30 μs 内共历经 4 次拉压循环($T_n$ 表示第 $n$ 个周期)。等效塑性应变在第 1 个周期 $T_1$ 内从 0.023 上升到 0.055，在第 2 个周期 $T_2$ 内从 0.055 上升到 0.06，在第 3 个周期 $T_3$ 内从 0.06 上升到 0.063，此后便不再增加。等效塑性应变(或塑性功)的变化率 $\frac{\mathrm{d}\bar{\varepsilon}^p}{\mathrm{d}t}$ 随周期数 $n$ 的增加而减小。当周期数 $n>n_{\max}$(此处 $n_{\max}=3$)时，等效塑性应变保持为常数，不再增加，直至样品进入回收桶。假设一维应变加载过程(图 10～11 中 0～3 μs) 产生的塑性功为 $W_{1D}^p$，侧向稀疏过程(图 10～11 中 3～30 μs)产生的塑性功为 $W_r^p$[20]，则

$$W_{1D}^p=\int(\sigma_z-\sigma_r)\,\mathrm{d}\varepsilon_z^p \tag{4}$$

$$W_r^p=\int\sigma_{ij}\,\mathrm{d}\varepsilon_{ij}^p=\int\sigma_r\,\mathrm{d}\varepsilon_r^p+\int\sigma_\theta\,\mathrm{d}\varepsilon_\theta^p \tag{5}$$

由于侧向稀疏过程开始后，样品中心处的纵向应力 $\sigma_z$ 和剪切应力 $\tau_{rz}$ 趋近于零，仅 $\sigma_r$ 和 $\sigma_\theta$ 不为零，见图 7，因此式(5)中的 $ij$ 指标求和只有 $\sigma_r$ 和 $\sigma_\theta$ 两项。从文献[21]可知，等效塑性应变率可表示为：

$$\frac{\mathrm{d}\bar{\varepsilon}^{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}t}=\sqrt{\frac{2}{3}(\dot{\varepsilon}_z^{\mathrm{p}\,2}+\dot{\varepsilon}_r^{\mathrm{p}\,2}+\dot{\varepsilon}_\theta^{\mathrm{p}\,2})}$$

利用 $\varepsilon_{kk}^{\mathrm{p}}=0$(无塑性体应变)和 $\varepsilon_r^{\mathrm{p}}=\varepsilon_\theta^{\mathrm{p}}$，则

$$\mathrm{d}\bar{\varepsilon}^{\mathrm{p}}=|\mathrm{d}\varepsilon_z^{\mathrm{p}}| \tag{6}$$

采用 LS-DYNA 结合式(4)～(6)，计算不同冲击速度(0.2～1.2 km/s)下 ，1100-O Al、6061-T6 Al、LY12、7039 Al、无氧高导电性铜(oxygen-free high-conductivity copper，OFHC)和黄铜样品内部一维应变加载过程产生的塑性功和侧向稀疏过程产生的塑性功，相应的冲击压力范围为 1～10 GPa，如图 12 所示，材料参数取自文献[11,22]。

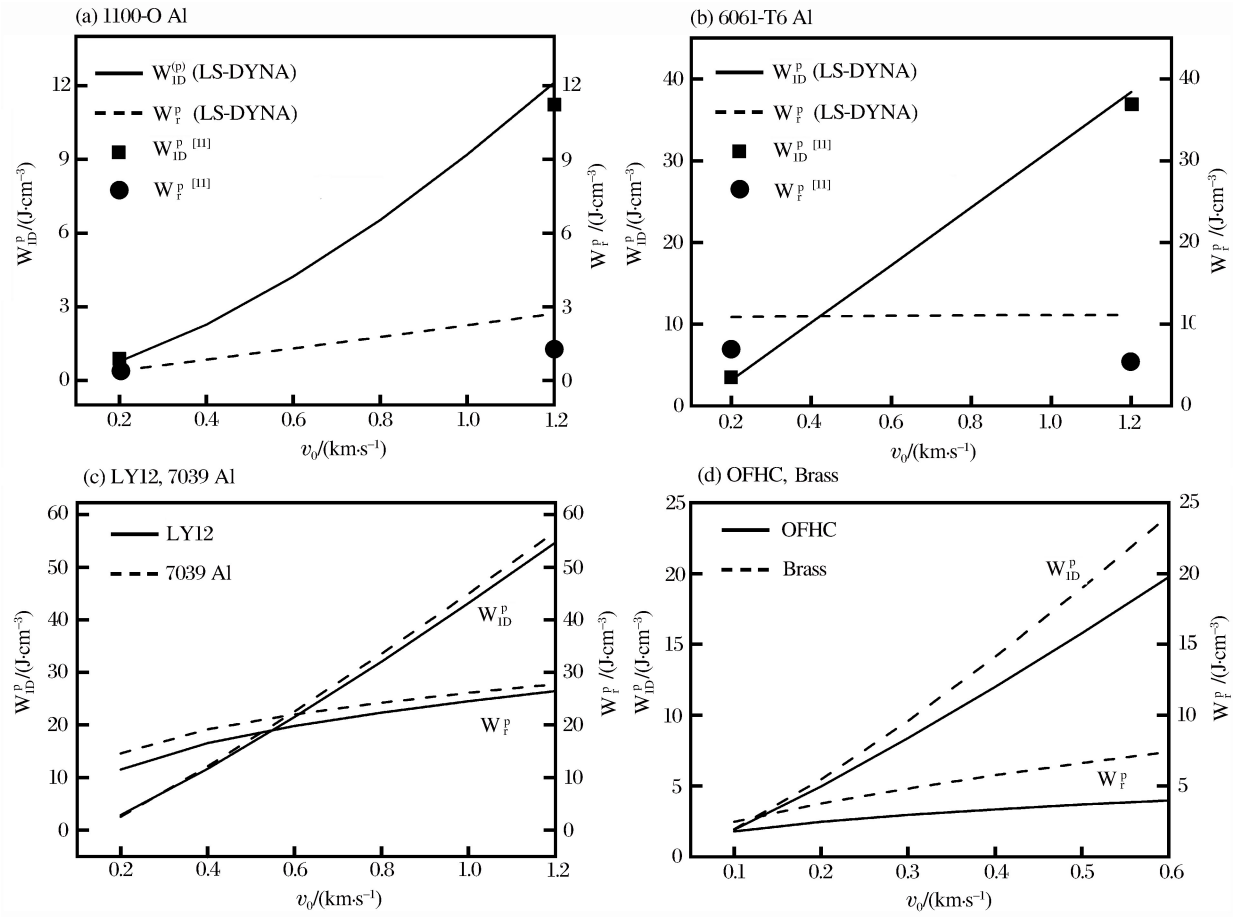


图 12　不同冲击速度下样品中心处一维应变加载和侧向稀疏产生的塑性功

Fig. 12　Plastic works generated at the axis of the specimens during uniaxial-strain loading and lateral release at different impact velocities

从图 12 可以看出，6 种材料的侧向稀疏与一维应变加载产生的塑性功之比 $W_{\mathrm{r}}^{\mathrm{p}}/W_{\mathrm{1D}}^{\mathrm{p}}$ 随冲击速度的增加而减小。对于 6061-T6 Al、LY12 和 7039 Al 而言(见图 12(b)～(c))，在冲击速度为某临界值时(对于 6061-T6 Al 和 7039 Al，该临界冲击速度分别为 425 和 580 m/s)，侧向稀疏产生的塑性功与一维应变加载产生的塑性功相等，低于该速度侧向稀疏效应的影响占主导，这种情况下将残余效应归结为一维应变加载的影响是不正确的；在一定的冲击速度下，1100-O Al 和 OFHC 的 $W_{\mathrm{r}}^{\mathrm{p}}/W_{\mathrm{1D}}^{\mathrm{p}}$ 比值低于其余 4 种材料，如冲击速度为 1.2 和 0.6 km/s 时，1100-O Al、OFHC 的 $W_{\mathrm{r}}^{\mathrm{p}}/W_{\mathrm{1D}}^{\mathrm{p}}$ 比值分别为 0.22、0.20，而 6061-T6 Al、LY12 的 $W_{\mathrm{r}}^{\mathrm{p}}/W_{\mathrm{1D}}^{\mathrm{p}}$ 比值分别为 0.29 和 0.48。由于 1100-O Al 和 OFHC 的初始屈服应力明显小于其余 4 种材料，从而采用低初始屈服应力的材料可减轻侧向稀疏效应。

## 3 塑性功的理论分析

对于屈服强度为 $Y_0$ 的理想塑性材料，利用式(6)和样品中心处 $|\sigma_r|=|\sigma_\theta|=\bar{\sigma}=Y_{1D}$ 关系，则式(4)～(5)分别化简为：

$$W_{1D}^{p}=Y_0\bar{\varepsilon}_{1D}^{p}$$

$$W_{r}^{p}=Y_0\bar{\varepsilon}_{l}^{p}$$

式中：$\bar{\varepsilon}_{1D}^{p}$ 为一维应变加载过程累积的等效塑性应变，$\bar{\varepsilon}_{l}^{p}$ 为侧向稀疏过程累积的等效塑性应变。

根据式(6)，则 $\bar{\varepsilon}_{1D}^{p}=|\varepsilon_z^{p(2)}-\varepsilon_z^{p(1)}|+|\varepsilon_z^{p(4)}-\varepsilon_z^{p(3)}|$，其中 $\varepsilon_z^{p(i)}$ 为状态 $i$($i$=1,2,3,4,见图 5～7)的纵向塑性应变。由于状态 1 的纵向塑性应变为 0，且状态 2 和状态 3 的纵向塑性应变相等，则 $\bar{\varepsilon}_{1D}^{p}=|\varepsilon_z^{p(2)}|+|\varepsilon_z^{p(4)}-\varepsilon_z^{p(2)}|$。

由于状态 1、2 的应力已知，根据 Hooke 定律可得状态 2 的弹性应变 $\varepsilon_z^{e(2)}$，结合式(2)给出的总应变 $\varepsilon_z^{(2)}$，利用 $\varepsilon_z^{p(2)}=\varepsilon_z^{(2)}-\varepsilon_z^{e(2)}$ 可得 $\varepsilon_z^{p(2)}=-\frac{1}{3}\left[\frac{v_0}{c_b}-a_0\left(\frac{Y_0}{G}\right)\right]$，各物理量定义参见前文。状态 4 的总应变为 $\varepsilon_z^{(4)}=\frac{-2Y_0}{3K}$ [1]，由于状态 1、4 的应力已知，根据 Hooke 定律可得状态 4 的弹性应变为 $\varepsilon_z^{e(4)}=\frac{(3K-2G)Y_0}{9KG}$，两者相减则状态 4 的塑性应变为 $\varepsilon_z^{p(4)}=-\frac{(3K+4G)Y_0}{9KG}$，把 $\varepsilon_z^{p(2)}$、$\varepsilon_z^{p(4)}$ 代入 $\bar{\varepsilon}_{1D}^{p}=|\varepsilon_z^{p(2)}|+|\varepsilon_z^{p(4)}-\varepsilon_z^{p(2)}|$ 得：

$$\bar{\varepsilon}_{1D}^{p}=\frac{2v_0}{3c_b}-a_1\frac{Y_0}{G} \tag{7}$$

式中：$a_1=\frac{1}{3}(2a_0+1)+\frac{4}{9}\varphi_0$。

由于侧向稀疏过程中拉压循环的振幅 $A$ 和 $Y_0$ 相等，从而侧向稀疏过程累积的等效塑性应变 $\bar{\varepsilon}_{l}^{p}$ 正比于 $\frac{Y_0}{\rho_0 c_e^2}$，则

$$\frac{W_r^p}{W_{1D}^p}\propto\frac{a_2}{2\left(\frac{Gv_0}{c_bY_0}\right)-3a_1} \tag{8}$$

式中：$a_2=\frac{3(3+4\varphi_0)}{4(3+\varphi_0)}$。

从式(8)看出，$\frac{W_r^p}{W_{1D}^p}$ 随冲击速度 $v_0$ 的增加而减小。在一定的冲击速度 $v_0$ 下，屈服强度 $Y_0$ 越小 $\frac{W_r^p}{W_{1D}^p}$ 越小，因此，从定性规律上看，式(8)的理论预测与前面的数值模拟结果一致。

## 4 结 论

冲击加载下样品经历了一维应变加载过程和侧向稀疏过程，2 种过程对回收试样的残余结构都有影响，而侧向稀疏的影响常常被低估或忽略。本文通过数值模拟，计算了这 2 种过程产生的塑性功，给出了样品内部从冲击加载开始到进入回收桶前全过程的应力随时间变化的历程。对理想塑性材料，还给出了侧向稀疏与一维应变加载产生的塑性功之比的理论解。得到结论如下：

(1)一维应变加载结束后，样品中心的应力状态为 $\sigma_z=0$，$\tau_{rz}=0$，$\sigma_r=\sigma_\theta=-Y_{1D}$，保护环的内外径之差越大该状态持续的时间越长。侧向稀疏过程开始后，样品在径向汇聚波的作用下受循环拉压载荷作用。拉压循环的周期 $T\approx\frac{2d}{c_e}$。拉压循环的振幅 $A$ 与 $Y_{1D}$ 在数值上近似相等。$Y_{1D}$ 在中等冲击压力下(对 6061-T6 Al 而言，这个压力为 13.0 GPa)达到最大值。当冲击压力小于该最大值时应变硬化占主导，$Y_{1D}$ 随冲击压力的升高而升高；反之，温度软化占主导，$Y_{1D}$ 随冲击压力的升高而降低。

(2)侧向稀疏过程开始后，等效塑性应变(或塑性功)的变化率随拉压循环周期数 $n$ 的增加而减小。当周期数 $n$ 大于某个 $n_{\max}$ 时，等效塑性应变保持为常数，不再增加。

(3)侧向稀疏与一维应变加载产生的塑性功之比随冲击速度的增加而减小。在冲击速度为某临界值时，侧向稀疏产生的塑性功与一维应变加载产生的塑性功相等，低于该冲击速度侧向稀疏的影响将占主导。在一定的冲击速度下，采用低初始屈服应力的材料可减轻侧向稀疏效应。

(4)对理想塑性材料，给出了侧向稀疏与一维应变加载产生的塑性功之比的理论解。结果表明，侧向稀疏与一维应变加载产生的塑性功之比随 $\frac{G v_0}{c_b Y_0}$ 的增大而减小，其趋势与数值模拟结果一致。

## 参考文献：


[1] Hartman W F. Determination of unloading behavior of uniaxially strained 6061 T6 Aluminum from residual strain measurements[J]. Journal of Applied Physics, 1964,35(7):2090-2096.

[2] Koller D D, Hixson R S, Gray Ⅲ G T, et al. Influence of shock-wave profile shape on dynamically induced damage in high-purity copper[J]. Journal of Applied Physics, 2005,98(10):103518.

[3] Escobedo J P, Dennis-Koller D, Cerreta E K, et al. Effects of grain size and boundary structure on the dynamic tensile response of copper[J]. Journal of Applied Physics, 2011,110(3):033513.

[4] Gray Ⅲ G T, Follansbee P S, Frantz C E. Effect of residual strain on the substructure development and mechanical response of shock-loaded copper[J]. Materials Science and Engineering A, 1989,111(89):9-16.

[5] Follansbee P S, Gray Ⅲ G T. Dynamic deformation of shock prestrained copper[J]. Materials Science and Engineering A, 1991,138(1):23-31.

[6] Blumenthal W R, Gray Ⅲ G T, Claytor T N. Response of aluminium-infiltrated boron carbide cermets to shock wave loading[J]. Journal of Materials Science, 1994,29(17):4567-4576.

[7] Bourne N K, Gray Ⅲ G T, Millett J C F. On the shock response of cubic metals[J]. Journal of Applied Physics, 2009,106(9):091301.

[8] Bourne N K, Millett J C F, Gray Ⅲ G T. On the shock compression of polycrystalline metals[J]. Journal of Materials Science, 2009,44(13):3319-3343.

[9] Bourne N K, Gray III G T. Soft-recovery of shocked polymers and composites[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2005,38(19):3690-3694.

[10] Mogilevsky M A, Newman P E. Mechanisms of deformation under shock loading[J]. Physics Reports, 1983,97(6):357-393.

[11] Stevens A L, Jones O E. Radial stress release phenomena in plate impact experiments: Compression-release[J]. Journal of Applied Mechanics, 1972,39(2):359-366.

[12] Bertholf L D, Karnes C H. Axisymmetric elastic-plastic wave propagation in 6061-T6 Aluminum bars of finite length[J]. Journal of Applied Mechanics, 1969,36(3):533-541.

[13] 王继海. 二维非定常流和激波[M]. 北京：科学出版社，1994.

[14] 王礼立. 应力波基础[M]. 2 版. 北京：国防工业出版社，2005.

[15] Srinivasan M G, Ting T C T. Cylindrical elastic-plastic waves due to discontinuous loading at a circular cavity[J]. International Journal of Solids and Structures, 1975,11(9):1057-1077.

[16] Steinberg D J, Cochran S G, Guinan M W. A constitutive model for metals applicable at highstrain rate[J]. Journal of Applied Physics, 1980,51(3):1498-1504.

[17] 彭建祥. Johnson-Cook 本构模型和 Steinberg 本构模型的比较研究[D]. 绵阳：中国工程物理研究院，2006.

[18] Molinari A, Ravichandran G. Fundamental structure of steady plastic shock waves in metals[J]. Journal of Applied Physics, 2004,95(4):1718-1732.

[19] Murr L E, Kuhlmann-wilsdorf D. Experimental and theoretical observations on the relationship between dislocation cell size, dislocation density, residual hardness, peak pressure and pulse duration in shock-loaded nickel[J]. Acta Metallurgica, 1978,26(5):847-857.

[20] 王肖钧,胡秀章,李永池. 硬化材料中弹塑性柱面波的数值方法[J]. 爆炸与冲击,1991,11(2):97-105.
Wang Xiaojun, Hu Xiuzhang, Li Yongchi. A computational method of cylindrical elastic-plastic waves in strain hardening materials[J]. Explosion and Shock Waves, 1991,11(2) :97-105.

[21] 李永池,谭福利,姚磊,等. 含损伤材料的热粘塑性本构关系及其应用[J]. 爆炸与冲击,2004,24(4):289-298.
Li Yongchi, Tan Fuli, Yao Lei, et al. Thermo-viscoplastic constitutive relation of damaged materials with application[J]. Explosion and Shock Waves, 2004,24(4):289-298.

[22] Johnson G R, Cook W H. 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. Hague, Netherlands, 1983.

# Lateral release effect in shock-loaded specimens during soft recovery process

Hu Qiushi, Zhao Feng, Li Kewu, Fu Hua, Song Zhenfei

(*National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics*, *Institute of Fluid Physics*, *China Academy of Engineering Physics*, *Mianyang* 621999, *Sichuan*, *China*)

**Abstract**: Under shock loading a specimen undergoes a uniaxial-strain loading process and a lateral release process, both of which have an influence on the residual structure, while the influence of the latter is often underestimated or even totally neglected. The plastic work generated in these two processes is calculated in this paper, and the stress history from the beginning of the shock loading to the specimen entering the recovery bin is given. It is found that after the lateral release process begins, the specimen experiences cyclic tension and compression load and the amplitude of the cyclic load reaches its maximum under moderate impact pressure. If the amplitude of the cyclic load is larger than the spall strength, the center of the specimen will be destroyed and the specimen cannot be recovered successfully. The ratio of the plastic work produced during the lateral release to that produced during the uniaxial-strain loading decreases as the impact velocity increases. When the impact velocity reaches a certain critical value, the plastic work produced during the lateral release is equal to that produced during the uniaxial-strain loading. At a certain impact velocity, decreasing the initial yield stress of the materials reduces the lateral release effects. Theoretical analysis of the ideally plastic material shows that the ratio of the plastic work produced during the lateral release to that produced during the uniaxial-strain loading decreases as the ratio of the impact velocity to the yield strength increases, which is consistent with the numerical results.

**Key words**: solid mechanics; lateral release; residual strain; plastic work; shock loading; soft recovery

(责任编辑 王易难)