

金属锡 Richtmyer-Meshkov 不稳定性的 高应变率强度行为

王曦¹⁾ 彭建祥²⁾ 胡晓棉¹⁾ 俞宇颖²⁾ 胡建波²⁾ 殷建伟¹⁾
潘昊^{1)3)†} 吴子辉^{1)‡}

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

2) (中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621900)

3) (北京大学应用物理与技术研究中心, 北京 100871)

(2025 年 5 月 29 日收到; 2025 年 7 月 23 日收到修改稿)

强度应变率效应是动态本构模型研究的关键问题, 金属自由面 Richtmyer-Meshkov 不稳定性实验反映了极端高应变率下材料强度行为. 本文针对冲击压力 5.5 GPa 的锡自由面 Richtmyer-Meshkov 不稳定性实验, 采用 3 种本构模型进行模拟. 基于弹性理想塑性模型获得与实验一致的自由面扰动尖钉速度极大值即可获得锡材料等效强度, 发现强度在 $\sim 10^6 \text{ s}^{-1}$ 应变率时比准静态 $\sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 应变率增大 64 倍, 应变率硬化十分显著. 弹性理想塑性模型和 Steinberg-Cochran-Guinan 模型虽能捕捉尖钉速度极大值, 但却无法复现实验中速度下降的卸载过程; 而引入应变率效应的应力松弛模型获得了与实验一致的整个尖钉速度历程. 揭示了强度应变率效应的影响贯穿扰动发展过程, 将可供动态本构模型研究的实验数据从单一速度极大值拓展为全速度曲线, 大幅提升了实验数据的利用效率, 对极端高应变率下动态本构模型研究具有重要价值.

关键词: Richtmyer-Meshkov 不稳定性, 动态强度, 高应变率, 本构模型

PACS: 52.57.Fg, 62.20.fg

DOI: 10.7498/aps.74.20250699

CSTR: 32037.14.aps.74.20250699

1 引言

Richtmyer-Meshkov (RM) 不稳定性最早发现于流体介质, 当冲击波经过界面后, 界面扰动将持续增长、失稳, 这些现象在自然科学和工程应用中至关重要, 一直被广泛研究和关注^[1-4]. 与流体介质不同的是, 金属强度具有抵抗剪切变形的能力, RM 不稳定性增长会被抑制. 近年来, 随着研究的不断深入, 利用强度对自由面扰动增长的抑制机制, RM 不稳定性成为研究极端高应变率下金属材

料动态强度行为的重要方法^[5-15]. 冲击波传播至自由面发生卸载后, 金属处于近常压状态, 初始正弦扰动出现相位反转、形成尖钉和气泡结构的趋势, 在强度的抑制作用下扰动发展趋于稳定, 此过程中最高应变率可超过 10^7 s^{-1} , 自由面扰动的发展过程反映了极端高应变率下的金属强度行为.

最初, 金属自由面 RM 不稳定性的研究采用理论方法, 基于弹性理想塑性模型, 推导发现扰动尖钉振幅极大值与强度之间存在比例关系, 此关系可作为评估强度的工具^[7,8]. 实验方面, 利用高能炸药爆轰在金属中产生冲击波, 通过测获样品自由面

† 通信作者. E-mail: pan_hao@iapcm.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: wu_zihui@iapcm.ac.cn

扰动尖钉振幅总增长量评估了金属高应变率下的等效强度^[9-11]. 然而, Prime 等^[12]有不同看法, 通过气炮装置驱动飞片冲击样品, 采用光子多普勒测速 (PDV) 技术获得自由面扰动速度发展历程, 提出将尖钉速度极大值作为等效强度的评估标准. 目前已测获了钽、铜、钒等多种金属材料的尖钉速度极大值^[12-14], 结合弹性理想塑性模型的数值模拟, 给出了多种金属的等效强度, 一定程度上反映了强度的应变率效应^[15]. 但是, 扰动发展过程中, 强度具有时空变化的非均匀分布特征, 动态强度对尖钉速度发展历程的影响还未做更多探讨.

金属锡具有丰富相结构以及低熔点特性, 是极端条件下材料动态力学行为研究的热点材料. 针对锡材料强度, Soares 和 Hokka^[16]开展了准静态实验 (应变率约 10^{-4} s^{-1}) 和霍普金森压杆 (SHPB) 实验 (应变率约 10^3 s^{-1}), 发现中低应变率、常压下锡材料应变率硬化行为. Schill 等^[17]采用磁驱动加载实验研究了应变率范围 10^4 — 10^6 s^{-1} 、加载压力 20 GPa 下锡材料动态强度, 其实验结果耦合了应变率、压力、相变等多种效应. RM 不稳定性实验样品处于高应变率、接近常压条件, 并可通过合理设计避免材料相变, 一定程度上独立出了动态强度的应变率效应^[11,12]. 然而, 尚未见金属锡 RM 不稳定性实验的公开报道, 对锡材料极端高应变率下的动态强度行为特征并不清楚.

本文分别利用弹性理想塑性模型、Steinberg-Cochran-Guinan (SCG) 模型^[18]、应力松弛模型表征材料本构关系, 对冲击压力 5.5 GPa 的金属锡 RM 不稳定性实验进行了数值模拟与对比分析. 获取了极端高应变率下金属锡的等效强度与应变率硬化行为特征, 分析了强度应变率效应对尖钉速度发展历程的影响, 以及 RM 不稳定性实验对动态本构模型研究的作用.

2 计算模型

计算模型示意图如图 1 所示. 飞片和样品材料均为金属锡, 飞片是直径 13 mm、厚 4 mm 的圆片, 样品厚 1.5 mm. 样品自由面预制周期性正弦扰动, 初始振幅 $\eta_0 = 0.15 \text{ mm}$, 波长 $\lambda = 0.8 \text{ mm}$. 计算模型置于 x, z 正交坐标系中. x 方向的计算模型进行了简化, 通过设置周期性边界条件, 使计算模型宽度为一个波长, 这是由于真实样品沿 x 方向

包含多个图 1 所示的正弦扰动, 除最外侧扰动受边缘稀疏影响外, 其他扰动的界面演化过程基本相同, 具有周期性特征, 这种简化是具有合理性的^[11]. z 方向平行于飞片冲击方向 (如图 1 中红色箭头所示), 飞片和样品尺寸与实验保持一致. 飞片撞击速度为 0.51 km/s. 飞片和样品均匀布置了四边形网格, 网格尺度为 $\lambda/80$, 此网格尺度下的计算结果基本收敛, 网格收敛性工作已在此前工作中开展^[19], 这里不再赘述.

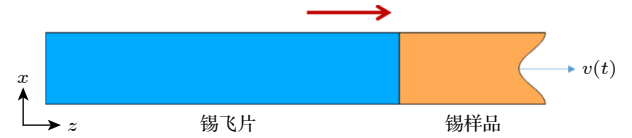


图 1 计算模型示意图

Fig. 1. Schematic diagram of calculation model.

冲击速度 0.51 km/s 的飞片撞击, 将在样品中产生约为 5.5 GPa 的冲击压力. 金属锡初始处于 β 相, 由于 5.5 GPa 压力低于 β 相转变为 γ 相的冲击相变压力, 也低于发生卸载熔化的冲击压力^[20,21], 因此金属锡一直处于 β 相, 未发生相变. 材料固-固相变通常引起微观结构的改变, 进而导致滑移系变化并引起材料强度改变; 卸载熔化后, 材料没有强度. 为了使金属锡 RM 不稳定性实验反映的仅是强度的应变率效应, 结合锡材料具有较低的冲击相变压力与卸载熔化冲击压力的特性, 开展了针对性实验设计, 以避免金属锡在扰动发展过程中发生相变.

金属锡状态方程采用 Mie-Grüneisen 形式:

$$p = \frac{\rho_0 C_0^2 (\eta - 1) \left[\eta - \frac{1}{2} \gamma_0 (\eta - 1) \right]}{[\eta - s (\eta - 1)]^2} + \gamma_0 E, \quad \eta = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (1)$$

其中 p 是压力, η 为比体积, E 为单位体积内能, 初始密度 $\rho_0 = 7.3 \text{ g/cm}^3$, 状态方程参数 $C_0 = 2.548 \text{ km/s}$, $s = 1.605$, $\gamma_0 = 2.36$ ^[22].

金属锡本构关系采用 3 种形式的模型, 符合各向同性假设且满足 von-Mises 屈服准则, 当等效应力 $\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{3}{2} \mathbf{S}_{ij} \mathbf{S}_{ij}} \geq Y$ (其中 \mathbf{S}_{ij} 表示偏应力张量, Y 表示强度) 时, 材料发生弹塑性转变.

第 1 种是弹性理想塑性模型. 即当材料发生塑性变形时, 其强度为恒值 Y_{EP} . 这是最基础的本构模型, 是一种理想化模型. 对于材料的动态本构

关系, 由于缺乏多种影响强度的物理效应描述, 不同动态条件下的材料强度只能通过调整参数 Y_{EP} 实现.

第 2 种是 SCG 模型, 是描述材料动态力学行为的经典模型^[18]. SCG 模型比弹性理想塑性模型增加了多种物理效应, 以描述动态条件下材料强度偏离理想恒值的行为. 此模型考虑了应变硬化、压力硬化、温度软化对强度的影响:

$$Y_{SCG} = Y_0[1 + \beta(\varepsilon + \varepsilon_i)]^n \frac{G}{G_0}, \quad (2a)$$

$$G = G_0 \left[1 + b \frac{(p - p_0)}{(\nu_0 \rho)^{1/3}} + h(T - T_0) \right], \quad (2b)$$

其中, Y_{SCG} 为强度、 Y_0 为初始强度, ε 是等效塑性应变, ε_i 是初始等效塑性应变, β , n 是应变硬化系数, G 为剪切模量、 G_0 为初始剪切模量, p , T , ν 分别为压力、温度、比容, 角标 0 表示基准状态, $\nu_0 = 1/\rho_0$, b 是压力硬化系数, h 是温度软化系数, 参数取值^[22] 分别为 $Y_0 = 0.16$ GPa, $\varepsilon_i = 0$, $\beta = 2000$, $n = 0.06$, $p_0 = 0$ GPa, $T_0 = 300$ K, $G_0 = 17.9$ GPa, $b = 8.66 \times 10^{-2}$ GPa $^{-1}$, $h = 2.12 \times 10^{-3}$ K $^{-1}$.

第 3 种是应力松弛模型, 通过引入应力松弛过程以描述应变率对强度的影响. 材料弹塑性转变需要一定的松弛特征时间 τ , 此时偏应力增量为

$$\dot{S}_{ij} = 2GD_{ij} - \frac{S_{ij} - S_{ij}^0}{\tau}, \quad (3)$$

其中, S_{ij}^0 表示发生弹塑性转换时的偏应力状态, D_{ij} 是应变率张量, 材料的应变率效应通过不同的松弛特征时间 τ 来体现. 对于各向同性且满足 von-Mises 屈服准则的材料, 以上方程可以表示为

$$\dot{Y}_d = 3G\dot{\varepsilon}_i - \frac{Y_d - Y_s}{\tau}, \quad (4)$$

其中, Y_d 是含松弛效应的强度, $\dot{\varepsilon}_i$ 为等效应变率, Y_s 是应变率无关时的强度, 其形式采用了 SCG 模型, 即

$$Y_s = Y_0[1 + \beta(\varepsilon + \varepsilon_i)]^n \frac{G}{G_0}, \quad (5a)$$

$$G = G_0 \left[1 + b \frac{(p - p_0)}{(\nu_0 \rho)^{1/3}} + h(T - T_0) \right]. \quad (5b)$$

应力松弛模型中的参数, 除了 τ 外, 其他参数仍采用 (2b) 式的数值, τ 的取值将由下文对 RM 不稳定性实验的分析给出.

本文的数值模拟程序采用自主研发的二维弹塑性流体力学显式有限元模拟程序 (AFE2D), 该程序的可靠性已得到多次理论与实验的检验^[19,23,24].

3 计算结果与讨论

金属锡 RM 不稳定性实验在气炮装置上开展, 利用激光干涉测速技术测获了样品自由面扰动尖钉速度随时间发展的历程, 实验加载与诊断技术的更多细节见文献^[25], 测速精度见文献^[26]. 图 2 黑线给出了实验测量结果. 尖钉速度发展历程分为 3 个阶段: 第 1 阶段是冲击阶段, 在冲击波作用下, 速度跃升至 0.51 km/s, 与冲击波作用于无扰动的自由面速度一致; 第 2 阶段是扰动发展阶段, 尖钉速度增大, 但是在强度的抑制作用下, 尖钉速度的增大未能持续, 达到了极大值 $v_{\max} = 0.74$ km/s; 第 3 阶段是减速阶段, 在拉应力作用下, 尖钉速度下降, 最终回落至 0.51 km/s. 下文分别给出了采用以上 3 种本构模型模拟金属锡 RM 不稳定性实验的计算结果及讨论.

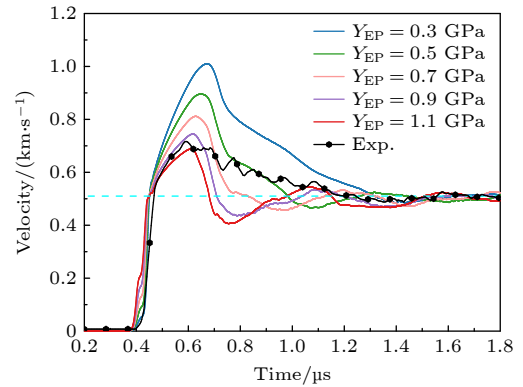


图 2 不同 Y_{EP} 的弹性理想塑性模型计算的尖钉速度历程与实验结果的比较

Fig. 2. Comparison of spike velocity history calculated by elastic-perfectly plastic model with different Y_{EP} and experimental results.

3.1 弹性理想塑性模型的计算结果

针对锡材料 RM 不稳定性实验, 采用弹性理想塑性模型计算了不同强度 Y_{EP} 的尖钉速度发展过程. $Y_{EP} = 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 1.1$ GPa 时, 计算获得的尖钉速度发展历程曲线如图 2 所示, 不同 Y_{EP} 的速度曲线均具有上述 3 个阶段的主要特征. 但是, 这些曲线的极大值存在明显差异, 随着 Y_{EP} 增大, 尖钉速度极大值 (v_{\max}) 降低, $Y_{EP} =$

0.3 GPa 时, v_{\max} 最大, $Y_{\text{EP}} = 1.1$ GPa 时, v_{\max} 最小. Y_{EP} 的变化也会对减速阶段速度发展产生影响, Y_{EP} 越大, 减速阶段的速度曲线越陡, 速度降低得越快.

当 $Y_{\text{EP}} = 0.9$ GPa 时, 弹性理想塑性模型计算的 v_{\max} 与实验基本一致, 依据 Prime 的尖钉速度极大值等效强度评估标准, 在此 RM 不稳定性实验应变率下, 金属锡强度约为 0.9 GPa. 虽然依据等效强度评估标准获取了与尖钉速度极大值一致的计算结果, 但是减速阶段的计算结果与实验存在显著差异. 与实验相比, 计算获得的减速阶段卸载过程明显过快.

图 3(a) 给出了 $Y_{\text{EP}} = 0.9$ GPa 时飞片碰靶后的 0.6, 0.8, 1.2 μs 时刻的锡样品压力分布. 飞片撞击锡样品后, 在样品内部产生冲击波并传播至自由面扰动, 冲击波最先到达波谷, 并在波谷反射稀疏波, 随着冲击波传播至波峰后, 整个扰动附近压力均较低, 1.2 μs 时低压区逐渐扩展至整个样品. 在强度的抑制下, 扰动未出现明显的相位反转图像, 仅出现了相位反转的趋势, 表现为波谷向波峰靠近而使振幅减小. 图 3(b) 是 $Y_{\text{EP}} = 0.9$ GPa 时飞片碰靶后的 0.6, 0.8, 1.2 μs 时刻的锡样品等效塑性应变率分布. 0.6 μs 时, 高应变率区主要集中在波谷下方, 应变率接近 10^7 s^{-1} . 0.8 μs 时, 样品内的最高应变率区向材料内部移动, 同时最高应变率降低. 1.2 μs 时, 已经没有明显的极端高应变率区, 此

时扰动发展趋于稳定. 在整个过程中, 扰动附近压力一直处于较低水平, 应变率分布范围为 10^5 — 10^7 s^{-1} , 应变率处于极高状态, 由 RM 不稳定性实验反映的材料动态力学行为是接近常压、高应变率下的本构强度. 尖钉速度极大值出现的时刻, 是材料处于高应变率状态的时刻, 等效强度代表此 RM 不稳定性实验出现最高应变率时的锡材料平均强度.

通常在动态加载下, 应变率增大将引起金属材料强度提高, 金属出现应变率硬化现象. 由准静态实验、SHPB 实验数据^[16]显示, 锡材料的应变率硬化效应显著, 在 10^3 s^{-1} 应变率时的强度比准静态条件下增大超过 12 倍. 图 4 同时给出了准静态实验、SHPB 实验的强度数据以及上文的 10^6 s^{-1} 应变率下强度数据, 获得了锡材料强度随应变率的变化关系. 与准静态 10^{-4} s^{-1} 应变率时的强度相比, 10^6 s^{-1} 应变率时的强度增大约 64 倍; 与 10^3 s^{-1} 应变率时的强度相比, 10^6 s^{-1} 应变率时的强度增大约 5 倍. 图 4 中锡材料强度符合 $Y = a(\dot{\epsilon}_i)^n$ 的幂律关系, 其中系数 $a = 31.01 \text{ MPa}\cdot\text{s}$, $n = 0.24$. 此幂律关系依据现有实验数据给出, 其准确性与有效性有待更多实验的检验. 随着应变率增大, 锡材料动态强度显著增高, 应变率效应十分显著.

其他金属也存在强度随着应变率增大而增大的硬化现象, 但是强度随应变率的增大规律与锡材料不同. 以铝材料为例^[27], 强度随应变率的增大可

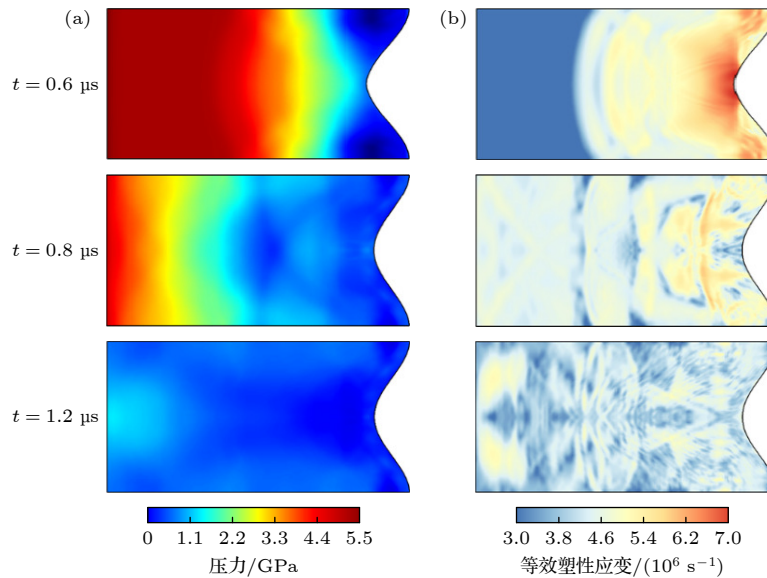


图 3 (a) $Y_{\text{EP}} = 0.9$ GPa 时扰动发展过程的压力分布; (b) $Y_{\text{EP}} = 0.9$ GPa 时扰动发展过程的等效塑性应变率分布

Fig. 3. (a) Pressure distributions of perturbation evolution as $Y_{\text{EP}} = 0.9$ GPa; (b) effective strain rate distributions of perturbation evolution $Y_{\text{EP}} = 0.9$ GPa.

以分为两部分: 第 1 部分是从准静态至 10^3 s^{-1} 应变率, 这部分应变率增大导致强度增大幅度很小, 强度几乎没有变化; 第 2 部分是超过 10^3 s^{-1} 应变率, 强度出现快速增大, 10^6 s^{-1} 应变率的强度是 10^3 s^{-1} 应变率的约 4.24 倍. 铜材料也有类似规律, 明显的应变率硬化主要发生在超过 10^3 s^{-1} 时, 10^6 s^{-1} 应变率时铜材料强度增大了约 3.92 倍^[9]. 与这些材料不同的是, 锡材料的应变率硬化行为在第 1 部分十分明显, 而铝、铜材料的第 1 部分硬化则较弱; 第 2 部分锡材料强度增大约 5 倍, 与铝、铜等材料的强度增大倍数相当.

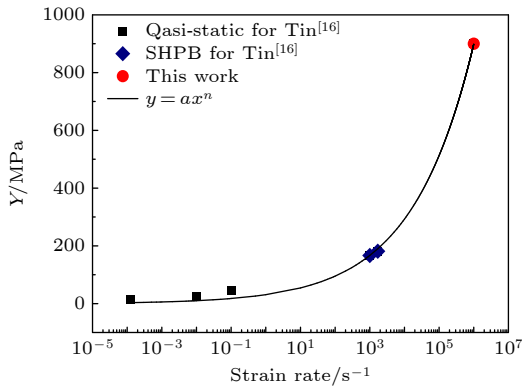


图 4 锡材料强度随应变率的变化关系

Fig. 4. Variation relation between strain rate and strength of tin material.

3.2 SCG 模型的计算结果

SCG 模型包含了应变硬化、压力硬化、温度软化效应, 相应的参数已由本构关系实验给出 (第 2 节), 但是 SCG 模型无应变率效应, 应变率增大导致材料硬化仅能通过调整 Y_0 实现.

采用 SCG 模型以及第 2 节参数, 对锡材料 RM 不稳定性实验开展模拟, 计算的尖钉速度曲线在图 5 中给出 (草绿色曲线). SCG 模型的计算结果与实验数据差异明显, v_{max} 比实验高出了 46%, SCG 模型及其参数对锡材料高应变率下动态强度的预测显著偏低. 为了增大 SCG 模型计算的锡材料强度, 分别将 (2a) 式中的 Y_0 提高了 3 倍和 5 倍, 然后再次对实验进行模拟, 计算结果也在图 5 中给出 (分别对应浅青色曲线和深青色曲线). Y_0 的提高, 使得 v_{max} 降低, $3Y_0$ 计算的 v_{max} 高于 $5Y_0$ 计算的 v_{max} . $5Y_0$ 时, v_{max} 与实验基本相符. SCG 模型的 Y_0 是常压、常温、 10^3 s^{-1} 应变率下的强度, 从本文由实验结果给出的等效强度看 (图 4),

10^6 s^{-1} 应变率时的强度比 10^3 s^{-1} 增大约 5 倍, $5Y_0$ 与实验结果自洽. 但是, 仍然出现卸载过快的问题, 与实验差异明显, 其模拟效果与弹性理想塑性模型类似. 可见, 仅通过调整 SCG 模型参数以增大强度的方式, 难以获得理想的模拟结果. 这可能是由于 SCG 模型并不显含应变率效应, 难以把握 RM 不稳定性实验的高应变率动态强度, 以致不能准确描述扰动尖钉速度的变化过程.

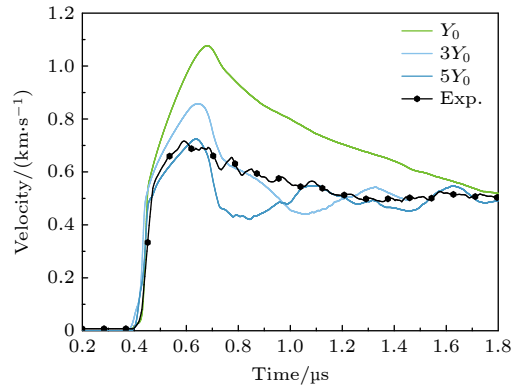


图 5 不同 Y_0 的 SCG 模型计算的尖钉速度历程与实验结果的比较

Fig. 5. Comparison of spike velocity history calculated by SCG model with different Y_0 and experimental results.

3.3 应力松弛模型的计算结果

应力松弛模型通过松弛时间 τ 来表示不同程度的强度增大行为. 松弛时间 τ 越大, 应变率硬化程度越明显, 材料强度越高. 可以预见的是, 随着松弛时间 τ 的增大, 强度抑制作用增强, RM 不稳定性实验的 v_{max} 将变小. 图 6 分别给出了 $\tau = 4, 10, 16 \text{ ns}$ 的应力松弛模型模拟结果, 随着 τ 增大,

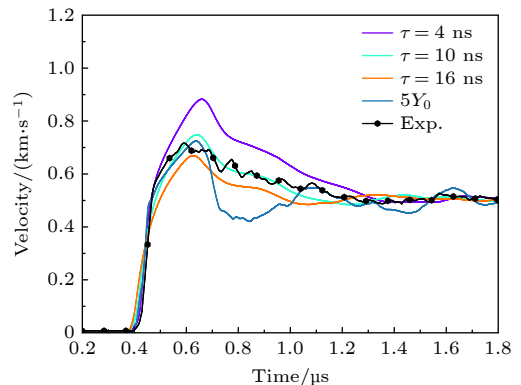


图 6 不同 τ 的应力松弛模型计算的尖钉速度历程与实验结果的比较

Fig. 6. Comparison of spike velocity history calculated by stress relaxation model with different τ and experimental results.

尖钉速度曲线整体向下移动. 当 $\tau = 10 \text{ ns}$ 时, v_{\max} 与实验基本一致, 同时卸载过程的计算结果也与实验基本相符. 图 6 同时给出了采用 $5Y_0$ 参数的 SCG 模型计算结果. 对比可见, 应力松弛模型的模拟效果明显更优, 既能捕捉尖钉速度极大值 v_{\max} , 又能描述 v_{\max} 之后的速度缓慢下降的减速阶段, 解决了弹性理想塑性模型和 SCG 模型模拟尖钉速度卸载过快的问题.

图 7 给出了自由面扰动附近某处的强度、应变率随时间的变化历程. 其中黑色、红色曲线分别对应 $5Y_0$ 参数的 SCG 模型、应力松弛模型计算的强度结果, 黄色曲线是应变率随时间的变化历程.

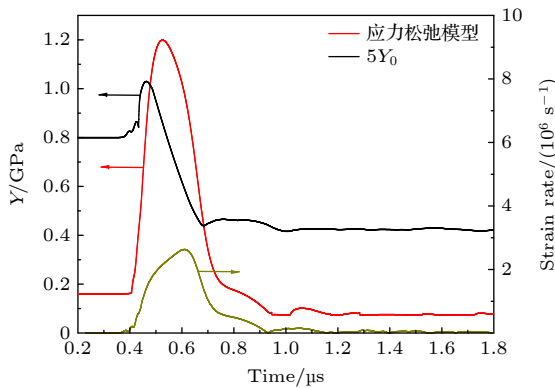


图 7 自由面扰动附近强度、应变率随时间的变化关系
Fig. 7. Distributions of strength and strain rate varying with time near the perturbation of free-surface.

SCG 模型和应力松弛模型计算的强度随时间的变化历程, 在尖钉速度发展的 3 个阶段均具有明显差异. 第 1 阶段, 由于 SCG 模型初始强度增大了 5 倍, 因此 SCG 模型计算的强度整体高于应力松弛模型. 第 2 阶段, 两个模型计算的强度均不断增大, 随着时间发展, 应力松弛模型计算的强度由最初低于 SCG 模型, 增大到更高的强度峰值, 由初始的 0.16 GPa 增至 1.2 GPa . 第 3 阶段, 强度从峰值逐渐降低之后稳定在一定水平, SCG 模型模拟的强度下降至约 0.42 GPa , 应力松弛模型计算的强度降得更快、更低, 下降至约 0.076 GPa , 可见, SCG 模型计算的卸载过程材料强度高, 是导致其模拟卸载过程偏离实验数据的重要原因.

应变率随时间的变化, 也呈现出先增大后降低的特点. 在冲击波达到扰动前, 应变率处于很低的水平; 随着扰动发展, 应变率增大并达到峰值, 此峰值超过 10^6 s^{-1} ; 此后随着扰动增长被抑制, 应变率又逐渐下降, 自由面扰动不再增长, 处于稳定状

态. 应变率变化的特点与时序基本与强度变化一致, 体现了强度的动态变化特性.

3.4 讨论

锡材料 RM 不稳定性实验的尖钉速度演化受动态强度影响, 强度增大使尖钉速度极大值降低. 调整弹性理想塑性模型 Y_{EP} 使模拟与实验的尖钉速度极大值一致, 即可获得接近常压、 $\sim 10^6 \text{ s}^{-1}$ 应变率条件下材料等效强度. 锡材料等效强度比准静态时增大约 64 倍, 应变率硬化效应显著. 值得说明的是, 等效强度体现的是材料高应变率下的平均强度 (图 4), 低于样品某位置处的同等应变率下的最高强度 (图 7), $\sim 10^6 \text{ s}^{-1}$ 应变率的锡材料强度可能比等效强度高出约 30%. 由于实验量有限, 锡材料应变率行为的规律还未能更加完整呈现, 有待开展 RM 不稳定性实验设计, 获取不同应变率的材料强度.

此外, 从 3 种本构模型的模拟效果看, 弹性理想塑性模型、SCG 模型在捕捉到尖钉速度极大值后, 难以描述尖钉速度卸载过程, 模拟的卸载过程发展更快, 明显偏离实验结果; 应力松弛模型包含了应变率效应, 能够获得与实验基本一致的模拟结果, 解决了尖钉速度卸载过快的问题. 这是由于弹性理想塑性本构模型、SCG 模型过高估计了卸载过程的材料强度, 松弛模型则合理预测了卸载过程的强度, 松弛对卸载速度影响的原因和规律可以通过 RM 不稳定性理论推导定量给出, 这部分工作将在另一篇文章中阐述. 可见, 强度应变率效应不仅影响尖钉速度极大值, 同时也影响卸载过程, 强度的作用贯穿了整个扰动发展历程. 因此, 可供动态本构模型研究的 RM 不稳定性实验数据, 从一个点 (尖钉速度极大值) 变为一条线, 大幅提升了实验数据的使用效率. 极端高应变率下, 难以直接表征材料强度一直是制约动态本构模型研究的关键之一, 本文研究能够为材料动态本构模型研究提供更多有价值的动态强度数据.

4 总结

本文采用弹性理想塑性模型、SCG 模型、应力松弛模型对锡材料 RM 不稳定性实验进行了模拟, 通过与实验测得的尖钉速度曲线对比分析, 获得了以下结论.

1) 借助 RM 不稳定性实验, 获取了锡材料超过 10^6 s^{-1} 的极端高应变率下的强度, 锡材料强度比准静态下提高了 64 倍, 具有显著的应变率硬化行为.

2) 不含应变率效应的弹性理想塑性模型、SCG 模型未能捕捉尖钉速度的卸载过程, 通过增加松弛特征时间的应变率效应表征, 应力松弛模型能够较好模拟整个尖钉速度演化历程.

3) 动态强度特性影响 RM 不稳定性实验整个尖钉速度演化历程, 同时体现在尖钉速度极大值的大小和卸载过程的快慢, 本文工作为动态本构模型研究提供了更丰富的数据信息, 对动态本构模型研究具有重要价值.

参考文献

- [1] Richtmyer R D 1960 *Commun. Pure Appl. Math.* **13** 297
- [2] Meshkov E E 1969 *Sov. Fluid Dyn.* **4** 101
- [3] Zhou Y 2017 *Phys. Rep.* **720** 1
- [4] Zhou Y, Williams R J R, Ramaprabhu P, Groom M, Thornber B, Hillier A, Mostert W, Rollin B, Balachandar S, Powell P D, Mahalov A, Attal N 2021 *Physica D* **423** 132838
- [5] Plohr J N, Plohr B J 2005 *J. Fluid Mech.* **537** 55
- [6] Mikaelian K O 2013 *Phys. Rev. E* **87** 031003
- [7] Piriz A R, López Cela J J, Tahir N A, Hoffmann D H H 2008 *Phys. Rev. E* **78** 056401
- [8] Piriz A R, López Cela J J, Tahir N A 2009 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **606** 139
- [9] Dimonte G, Terrones G, Cherne F J, Germann T C, Dupont V, Kadau K, Buttler W T, Oró D M, Morris C, Preston D L 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 264502
- [10] Buttler W T, Oró D M, Preston D L, Mikaelian K O, Cherne F J, Hixson R S, Mariam F G, Morris C, Stone J B, Terrones G, Tupa D 2012 *J. Fluid Mech.* **703** 60
- [11] Prime M B, Buttler W T, Buechler M A, Denissen N A, Kenamond M A, Mariam F G, Martinez J I, Oró D M, Schmidt D W, Stone J B, Tupa D, Vogon-McNeil W 2017 *J. Dyn. Behav. Mater.* **3** 189
- [12] Prime M B, Buttler W T, Fensin S J, Jones D R, Brown J L, King R S, Manzanares R, Martinez D T, Martinez J I, Payton J R, Schmidt Q W 2019 *Phys. Rev. E* **100** 053002
- [13] Lear C R, Chancey M R, Flanagan R, Gigax J G, Hoang M T, Jones D R, Kim H, Martinez D T, Morrow B W, Mathew N, Wang Y, Li N, Payton J R, Prime M B, Fensin S J 2023 *Acta Mater.* **254** 118987
- [14] Whiteman G, Adams B, Thorington-Jones B, Turner J G 2023 *AIP Conf. Proc.* **2844** 370007
- [15] Prime M B, Fensin S J, Jones D R, Dyer J W, Martinez D T 2024 *Phys. Rev. E* **109** 015002
- [16] Soares G C, Hokka M 2021 *Int. J. Impact Eng.* **156** 103940
- [17] Schill W, Austin R, Brown J, Barton N 2021 *J. Dyn. Behav. Mater.* **7** 207
- [18] Steinberg D J, Cochran S G, Guinan M W 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 1498
- [19] Yin J W 2018 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Beijing Institute of Technology) (in Chinese) [殷建伟 2018 博士学位论文 (北京: 北京理工大学)]
- [20] Cox G A 2006 *AIP Conference Proceedings American Institute of Physics* **845** 208
- [21] Briggs R, Daisenberger D, Lord O T, Salamat A, Bailey E, Walter M J, McMillan P F 2017 *Phys. Rev. B* **95** 054102
- [22] Steinberg D J 1996 Lawrence Livermore National Laboratory UCRL-MA-106439
- [23] Wang X, Hu X M, Wang S T, Pan H, Yin J W 2021 *Sci. Rep.* **11** 18049
- [24] Wang X, Hu X M, Wang S T, Pan H, Yin J W 2023 *Sci. Rep.* **13** 2686
- [25] Tan H 2018 *Experimental Shock Wave Physics* (Beijing: National Defense Industry Press) p9 (in Chinese) [谭华 2018 实验冲击波物理 (北京: 国防工业出版社) 第 9 页]
- [26] Weng J D, Tan H, Wang X, Ma Y, Hu S L, Wang X S 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 11
- [27] Vogler T J 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 5

High strain rate strength behavior of Richtmyer-Meshkov instability in Tin metal

WANG Xi¹⁾ PENG Jianxiang²⁾ HU Xiaomian¹⁾ YU Yuying²⁾ HU Jianbo²⁾
YIN Jianwei¹⁾ PAN Hao^{1)3)†} WU Zihui^{1)‡}

¹⁾ (Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China)

²⁾ (Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

³⁾ (Center for Applied Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 29 May 2025; revised manuscript received 23 July 2025)

Abstract

The strain rate effect on strength is a key issue in the study of dynamic constitutive models, and the Richtmyer-Meshkov instability experiment on the free surface of metal reflects the strength behavior under extremely high strain rates. After the shock wave propagates to the free surface and undergoes unloading, the

metal enters a near-ambient pressure state and its strain rate exceeds 10^6 s^{-1} . The initial sinusoidal perturbation exhibits the phase inversion trend of forming spike and bubble structure, while the development of the perturbation gradually stabilizes under the suppression effect of material strength. In the initial research, equivalent strength of metal under high strain rate is usually estimated by total spike growth for perturbation evolutions. Subsequent studies show that the maximum value of the spike velocity which can be directly measured can be the metric to determine equivalent strength. However, the influence of the non-uniformity of strength on the development of spike velocity has not been investigated. Tin is a critical material in the study of dynamic mechanical behavior under extreme conditions. Currently, the experiments of dynamic strength on tin usually combine various effects such as strain rate, pressure, and phase transitions. So far, no research has been found on the Richtmyer-Meshkov (RM) instability experiment, which is a method to separate high strain rate effect on tin free surface. The characteristics of tin dynamic strength behavior under extremely high strain rates are still unclear. This study conducts numerical simulations on the Richtmyer-Meshkov instability experiment of a tin sample with a pre-imposed sinusoidal perturbation with an amplitude 0.15 mm and a wavelength 0.8 mm under a shock pressure of 5.5 GPa. Using our developed two-dimensional explicit finite element program for elastoplastic hydrodynamics, the simulation results of three constitutive models, including elastic-perfectly plastic model, Steinberg-Cochran-Guinan model, and stress relaxation model, on the spike velocity curves are compared with the measurements. The equivalent strength of tin can be evaluated by obtaining a consistent maximum spike velocity of free surface perturbation between the calculation with elastic-perfectly plastic model and measurements. It is found that the strength increases by about 64 times at a strain rate of $\sim 10^6 \text{ s}^{-1}$ compared with that at a quasi-static strain rate of $\sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, indicating that the strain rate hardening is extraordinarily significant. By adjusting model parameters, both the elastic-perfectly plastic model and Steinberg-Cochran-Guinan model can capture the maximum spike velocity but fail to reproduce the unloading process observed in experiment. Compared with the experimental results, the calculated spike velocity decreases too rapidly. In contrast, stress relaxation model due to considering strain rate effects achieves excellent agreement with the entire experimental spike velocity evolution, not only capturing the peak velocity but also solving the problem of overly rapid velocity decay. This demonstrates that the strain rate effect on material strength not only suppresses the maximum spike velocity but also affects the deceleration stage, revealing that the influence of strain rate effect persists throughout different stages of perturbation development. This study indicates that the experiment data available for dynamic constitutive model research extend from a single peak velocity value to the complete velocity evolution. The utilization efficiency of experimental data is greatly improved, providing important values for studying the dynamic constitutive models under extremely high strain rates.

Keywords: Richtmyer-Meshkov instability, dynamic strength, high strain rate, constitutive model

PACS: 52.57.Fg, 62.20.fg

DOI: 10.7498/aps.74.20250699

CSTR: 32037.14.aps.74.20250699

† Corresponding author. E-mail: pan_hao@iapcm.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: wu_zihui@iapcm.ac.cn



金属锡Richtmyer–Meshkov不稳定性的高应变率强度行为

王曦 彭建祥 胡晓棉 俞宇颖 胡建波 殷建伟 潘昊 吴子辉

High strain rate strength behavior of Richtmyer–Meshkov instability in Tin metal

WANG Xi PENG Jianxiang HU Xiaomian YU Yuying HU Jianbo YIN Jianwei PAN Hao WU Zihui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 195202 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250699

CSTR: 32037.14.aps.74.20250699

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250699>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

不同界面组分分布对Richtmyer–Meshkov不稳定性的影响

Influence of different interface component distributions on Richtmyer–Meshkov instability

物理学报. 2023, 72(10): 105202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222090>

冲击波波后辐射效应对Richtmyer–Meshkov不稳定性增长影响的实验研究

Understanding effects of radiation from radiative shock on Richtmyer–Meshkov instability

物理学报. 2021, 70(20): 205203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210653>

密度扰动的类Richtmyer–Meshkov不稳定性增长及其与无扰动界面耦合的数值模拟

Numerical simulation study on growth of Richtmyer–Meshkov–like instability of density perturbation and its coupling with unperturbed interfaces

物理学报. 2023, 72(19): 194701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230928>

表面张力对高雷诺数Rayleigh–Taylor不稳定性后期增长的影响

Effect of surface tension on late–time growth of high–Reynolds–number Rayleigh–Taylor instability

物理学报. 2021, 70(11): 114701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201960>

托卡马克理想导体壁与磁流体不稳定性

Ideal conductive wall and magnetohydrodynamic instability in Tokamak

物理学报. 2023, 72(3): 035203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222043>

磁场对激光驱动Rayleigh–Taylor不稳定性影响的数值研究

Numerical study of effect of magnetic field on laser–driven Rayleigh–Taylor instability

物理学报. 2022, 71(15): 154701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220362>