重/轻单模界面的Richtmyer-Meshkov不稳定性研究

马迪, 丁举春*, 罗喜胜

中国科学技术大学近代力学系, 合肥 230026

*联系人, E-mail: djc@mail.ustc.edu.cn

收稿日期: 2020-02-09; 接受日期: 2020-03-11; 网络出版日期: 2020-05-20

科学挑战专题(编号: TZ2016001)和国家自然科学基金(编号: 11802304, 11625211, 91952205)资助项目

摘要 本文采用实验与数值相结合的方法研究平面激波冲击重/轻单模界面的Richtmyer-Meshkov (RM)不稳定性问题, 着重分析重/轻型界面和轻/重型界面演化的差异. 实验上, 利用先进的肥皂膜界面生成方法, 生成初始形状可控的 SF_6/air 单模界面, 并基于高速纹影技术捕捉界面和波系的详细演化过程. 数值上, 采用可压缩多组分流动高精度数值模拟程序对实验工况进行模拟, 数值模拟结果和实验结果吻合良好, 详细的数值流场信息促进了我们对实验中界面分层现象的分析和理解. 研究发现, 与轻/重界面演化不同的是, 重/轻界面在激波冲击后首先进入反相阶段; 与轻/重界面演化类似的是, 反相后的重/轻界面依次经历线性和非线性发展. 最后, 本文利用实验获得的定量数据检验已有线性和非线性模型对重/轻RM不稳定性的预测能力, 发现Meyer & Blewett模型(Phys. Fluids, 1972, 15: 753–759)能有效预测重/轻界面的线性期扰动增长, 而Dimonte & Ramaprabhu模型(Phys. Fluids, 2010, 22: 014104)能有效预测非线性期的扰动增长.

关键词 Richtmyer-Meshkov不稳定性, 反相, 界面分层

PACS: 47.27.-i, 47.27.Eq, 47.27.Nz, 47.40.Ki, 47.85.Gj

1 引言

当一道激波冲击两种不同密度流体的分界面时, 界面上的初始扰动先后经历线性增长、非线性增长, 产生大量的尖钉、气泡、旋涡等流动结构, 并最终诱导流动进入湍流混合状态, 这种典型的界面失稳现象被称为Richtmyer-Meshkov (RM)不稳定性^[1,2]. RM不稳定性研究不仅在惯性约束核聚变^[3]、超燃冲压发动

机^[4]、超新星爆发^[5]等方面具有很强的应用背景, 而且在激波动力学、旋涡动力学以及可压缩湍流方面具有重要的学术意义^[6–8].

一般来说, 任意一个复杂扰动界面可以看成是多个不同单模扰动界面的叠加, 因此研究单模RM不稳定性具有重要的普适意义. 已有的研究多关注一道平面激波冲击轻/重型单模界面后的不稳定性增长^[9–12], 发展了多个预测扰动振幅增长的线性和非线性模型.

引用格式: 马迪, 丁举春, 罗喜胜. 重/轻单模界面的Richtmyer-Meshkov不稳定性研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 104705
Ma D, Ding J C, Luo X S. Study on Richtmyer-Meshkov instability at heavy/light single-mode interface (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50: 104705, doi: [10.1360/SSPMA-2020-0034](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0034)

Richtmyer^[1]最早对RM不稳定性问题开展理论分析, 将激波的冲击加载近似为一个瞬时加速, 在无黏、无旋、不可压缩流动假设下, 获得了小扰动界面发展的线性模型(后人称为冲击模型). 此后, Meshkov^[2]利用硝化纤维膜隔离两种不同气体形成了单模气体界面, 并首次成功开展了RM不稳定性实验, 实验结果一定程度上证实了Richtmyer的理论预测. 然而, 鉴于硝化纤维膜碎片对界面演化产生的重要影响, 实验测量的扰动增长率小于理论预测值. 随着扰动振幅的不断增大, 非线性效应变得显著, 界面上衍生越来越多的高阶模态扰动, 使得界面演变成非对称的尖钉(重流体侵入轻流体)和气泡(轻流体侵入重流体)结构, 且扰动增长率持续降低, 此时冲击模型失效. 为了准确描述非线性时期的扰动增长, Zhang和Sohn^[13,14]借助扰动展开方法对界面两侧运动学和动力学方程进行展开, 获得了描述扰动增长的高阶非线性模型. Niederhaus和Jacobs^[15]的激波管实验结果证明该模型对于小扰动单模界面的扰动发展有较好的预测能力. 近年来, Zhang和Guo^[16]通过理论分析发现尖钉和气泡的发展遵循相同的无量纲公式, 基于此给出了一种全新的非线性势流模型(ZG模型). 以上理论模型只适用于初始小扰动界面(初始振幅与波长之比小于0.1)的演化发展, 对于初始大扰动界面, 这些模型不再有效. Dimonte和Ramaprabhu^[17]从大量的数值模拟结果中总结规律, 提出了一个经验模型, 通过与一系列的实验结果对比发现, 该模型可以对大振幅界面的演化发展给出较好的预测. Liu等人^[12]利用肥皂膜技术生成较为理想的单模气体界面, 获得了平面激波冲击轻/重单模界面的高可信度实验结果, 并利用实验结果对以上理论模型进行了检验, 发现ZG模型相比其他非线性模型能给出更准确的预测.

已有的RM不稳定性研究主要关注轻/重界面的演化发展, 对于重/轻界面的演化研究很少(尤其是实验研究). 不同于轻/重界面的演化, 重/轻界面受激波冲击后, 扰动振幅逐渐减小为零(反相过程)^[7], 随后在相反的方向上继续增长. 受界面生成方法和流场观测技术的限制, 这样的反相过程还没有被实验清晰地捕捉到, 反相过程中扰动衰减的速率尚不清楚. 另外, 关于反相后的扰动增长同样缺乏实验数据和分析. 在早期研究中, Meyer和Blewett^[18]数值研究了重/轻单模界面的演化发展, 提出对Richtmyer的冲击模型进行修正,

发展了一个适用于重/轻界面扰动增长的线性模型. 遗憾的是, 该模型的准确性至今尚未得到实验结果的检验. Jourdan和Houas^[10]在激波管中利用硝化纤维膜技术研究了大振幅重/轻单模界面的不稳定性发展, 重点关注反相后的扰动增长规律. 另外, Mariani等人^[11]借助光固化技术生成重/轻单模界面, 利用纹影法捕捉界面的演化结构, 并通过傅里叶分析获得了各阶模态振幅随时间的变化. 实验发现, 硝化纤维膜碎片对流场产生重要影响, 严重扰乱界面的演化形态. 可见, 在已有实验研究中, 初始界面形状均难以得到精确控制, 获得的实验结果误差较大, 从而无法详细分析扰动的增长规律及有效评估理论模型的预测精度. 因此, 开展初始条件精确可控的平面激波冲击重/轻单模界面的RM不稳定性实验研究尤为重要.

近年来, Liu等人^[12]发展了一种先进的肥皂膜界面生成技术, 生成初始形状精确可控的二维单模气体界面, 相关实验结果表明该界面生成技术可有效消除气体扩散层、三维性、硝化纤维膜碎片等因素. 本文对该肥皂膜技术进行一定程度的改进, 生成具有不同振幅和波长(4种不同工况)的六氟化硫/空气(SF_6/air)单模扰动界面, 并利用高速纹影技术捕捉界面的清晰演化形态, 获得扰动振幅快速衰减到零(界面反相)、随后在相反的方向上继续增长的不稳定性发展全过程. 另外, 本文利用Ding等人^[19]开发的可压缩多组分流程序HOWD (High-Order WENO and Double-Flux Solver)对4组工况进行数值模拟, 借助数值模拟结果深入分析实验中的界面分层现象. 最后, 本文利用实验和数值结果对已有理论模型的预测精度进行检验.

2 实验和数值方法

2.1 实验

实验在中国科学技术大学先进推进实验室的水平激波管上开展. 该水平激波管由高压段、低压段和实验段组成, 其中高压段长1.7 m, 低压段长2.0 m, 实验段长0.6 m, 实验段截面积为200 mm×140 mm, 实验段观察窗面积为200 mm×80 mm. 实验开始前, 高压段与低压段之间被一块膜片隔开, 利用压气机向高压段充入空气, 当高压段压力达到破膜压力时, 膜片破裂, 产生一道向下游传播的平面激波和一道向上游传播的稀疏波. 本文实验中, 平面激波的马赫数为 1.28 ± 0.02 .

本实验采用Liu等人^[12]发展的肥皂膜技术生成初始间断型单模气体界面. 相关界面生成装置如图1所示, 该装置分为左右两部分, 其中每部分由上下两块厚度3 mm、宽度140 mm、一边具有正弦边界的亚克力板组成, 两块亚克力板之间的高度为7 mm. 采用两条具有相同正弦形状的细丝(通过雕刻亚克力板制作而成)镶嵌于上下亚克力板的内表面, 以约束肥皂膜的运动, 两条细丝的凸出高度约0.3 mm, 因而对流场的影响几乎可以忽略. 实验中, 首先利用少量肥皂液将两条细丝润湿, 然后利用沾有适量肥皂液的矩形小刷子沿着细丝表面缓慢移动, 立刻生成正弦形状的肥皂膜界面, 如图1(b)所示. 实验所用的肥皂液是由质量分数78%的蒸馏水, 2%的油酸钠, 20%的甘油配制而成. 为了形成 SF_6/air 界面, 需要往界面左侧缓慢充入 SF_6 气体, 直到将左侧空间内的 air 从装置侧边的小孔全部排出为止(小孔位置见图1(a)).

本文考虑4组不同振幅和波数的重/轻单模界面在平面激波冲击后的不稳定性发展. 表1给出了各组工况的初始参数, 其中 A^+ 代表波后Atwood数. Atwood数的定义为 $A=(\rho_2-\rho_1)/(\rho_2+\rho_1)$, 其中 ρ_1 和 ρ_2 分别表示界面左侧和右侧的气体密度.

2.2 数值方法

为了获得详细的流场信息, 本文采用可压缩多组分流动高精度数值模拟程序HOWD对实验工况进行模拟. HOWD程序基于有限差分离散方法, 采用WENO五阶重构, 并通过双通量算法消除界面处因物理参数突变(如密度和比热比突变)引起的数值震荡. 程序中, 假设气体界面两侧无化学反应发生. 另外, 由于RM不稳定性演化的时间尺度很短, 可忽略黏性效应的影响, 同时也不考虑重力、气体扩散及热传导等因

图1 (网络版彩图)实验装置示意图(a)和肥皂膜界面生成技术(b)

Figure 1 (Color online) Schematic of the experimental device for interface formation (a) and the soap film technique (b).

素. 因此控制方程为二维欧拉方程组.

数值模拟的初始设置如图2所示, 计算区域为 $x \times y = 300 \text{ mm} \times 140 \text{ mm}$, 图中绿色实线代表初始平面入射激波(强度 $M=1.28$), 位于 $x_s=80 \text{ mm}$ 处, 红色实线代表初始单扰动气体界面(界面以 $y=1.5\cos(20x+95)$ 为例), 黑色虚线为扰动界面的平衡位置 $x_0=95 \text{ mm}$. 计算域的左右两侧边界均采用开口边界条件, 使得向上游传播的反射稀疏波和向下游传播的透射激波离开计算区域时不产生明显的数值杂波, 上下边界则设为固壁.

本文首先开展网格收敛性研究, 采用4种不同尺寸的均匀网格(0.05, 0.1, 0.2, 0.4 mm)对上述激波冲击单模界面问题进行模拟. 图3给出了4种情况下 $t=300 \mu\text{s}$

表1 实验中各组工况的初始参数. a_0 和 λ 分别表示单模界面的初始振幅和波长. A^+ 表示波后Atwood数, v_i , v_t 和 Δv 分别表示入射激波速度、透射激波速度和激波冲击诱导的界面阶跃速度. VFR表示气体体积分数

Table 1 Parameters corresponding to the initial conditions of each case in experiment. a_0 and λ denote the amplitude and wavelength of the initial single-mode interface, respectively. A^+ stands for the postshock Atwood number, v_i , v_t and Δv are the speeds of the incident shock, the transmitted shock and the shocked interface, respectively. VFR denotes the volume fraction

工况	a_0 (mm)	λ (mm)	A^+	VFR (SF_6)	VFR (air)	v_i (m/s)	v_t (m/s)	Δv (m/s)
Case 20-1.5	1.5	20	-0.51	0.82	0.89	190.1	330.1	88.1
Case 40-1.5	1.5	40	-0.50	0.83	0.85	190.7	323.7	89.2
Case 60-1.5	1.5	60	-0.54	0.80	0.89	190.7	346.8	85.2
Case 40-2.5	2.5	40	-0.58	0.82	0.87	189.8	361.5	88.8

图2 (网络版彩图)平面激波冲击单模界面数值模拟的初始设置

Figure 2 (Color online) Numerical setting for a planar shock interacting with a single-mode SF₆/air interface.

图3 (网络版彩图)不同网格尺度下的流场密度分布. 插图表示数据抽取位置

Figure 3 (Color online) Density distributions from numerical simulations with different mesh sizes. The inset indicates where the data is extracted.

时沿界面对称线($y=100$ mm)的密度分布. 图中密度无量纲采用 ρ/ρ_0 , 其中 ρ_0 为初始时刻界面右侧的气体密度. 可以看出, 随着网格尺寸的减小, 密度曲线是逐渐收敛的, 且对于0.2, 0.1和0.05 mm三种网格, 数值模拟结果相差不大. 为了在保证计算精度的前提下最大程度减小计算量, 本文的数值模拟均采用0.2 mm网格.

3 结果和讨论

3.1 界面演化

图4给出了平面激波与4组不同重/轻单模界面相互作用后的不稳定性演化过程, 其中奇数行是实验纹影图, 偶数行是数值纹影图. 可以看出, 本文的数值模

图4 界面演化示意图. (a) $a_0=1.5$ mm, $\lambda=20$ mm; (b) $a_0=1.5$ mm, $\lambda=40$ mm; (c) $a_0=1.5$ mm, $\lambda=60$ mm; (d) $a_0=2.5$ mm, $\lambda=40$ mm. IS, 入射激波; II, 初始界面; TS, 透射激波; SI, 激波冲击后的界面; RW, 反射稀疏波; a 为界面的振幅, 时间单位为 μ s

Figure 4 Schematic diagram of the evolution of the interface. (a) $a_0=1.5$ mm, $\lambda=20$ mm; (b) $a_0=1.5$ mm, $\lambda=40$ mm; (c) $a_0=1.5$ mm, $\lambda=60$ mm; (d) $a_0=2.5$ mm, $\lambda=40$ mm. IS, incident shock; II, initial interface; TS, transmitted shock; SI, shocked interface; RW, reflected wave; a , amplitude of the interface perturbation. The time unit is μ s.

拟结果和实验结果总体吻合良好, 但仍存在一些微小的差异. 主要原因有两个: (1) 数值模拟求解的是欧拉方程, 忽略了实验中黏性、边界层及破碎肥皂液滴的影响; (2) 数值模拟的初始条件(包括入射激波强度、气体体积分数等)是通过测量实验中入射激波、透射激波及界面的运动速度, 并结合一维气体动力学理论估算得来, 无法保证和实验初始条件完全相同. 本文定义入射激波与初始界面相接触的时刻为零时刻. 需要说明的是, 受高速相机拍摄频率的限制, 实验难以

准确捕捉每组工况中零时刻的纹影图像。

下面以图4(b)工况($a_0=1.5$ mm, $\lambda=40$ mm)为例, 详细讨论重/轻单模界面的不稳定性演化过程. 当入射激波穿过初始界面后, 在界面右侧产生一道扰动透射激波(其扰动相位与界面扰动相位相反), 在界面左侧生成一道反射稀疏波(其扰动相位与界面扰动相位相同)(38.5 μ s), 这主要归因于界面左侧 SF_6 的声阻抗大于右侧空气的声阻抗. 受到入射激波的压缩, 界面的振幅迅速减小到一个较小值. 随后, 受到斜压涡量的持续诱导(激波和扰动界面相互作用产生斜压涡量), 界面振幅逐渐减小为零. 此后, 扰动振幅在相反的方向上继续增长, 原先的波谷变为波峰, 波峰变为波谷(238.5 μ s), 这是重/轻界面演化过程中特有的反相现象. 在反相后的早期阶段, 界面呈现一个近似完美的正弦形状, 说明界面的演化处于线性期, 这与轻/重单模界面的演化相似. 随着扰动振幅的持续增长, 非线性效应增强, 界面的对称性被破坏, 形成典型的气泡和尖钉结构(798.5 μ s). 对比4组工况的界面演化可以发现, 当初始波长相同时(工况40-1.5和40-2.5), 初始振幅较大的界面更早地进入非线性演化阶段; 当初始振幅相同时(工况20-1.5, 40-1.5和60-1.5), 初始波长较小的界面则更早地进入非线性阶段, 这与轻/重单模界面演化对初始振幅波长比的依赖性类似.

从图4中可以观察到, 实验中的物质界面存在明显的分层现象, 这主要是受肥皂膜破碎液滴的影响所致. 本文数值程序的可靠性在前期研究中^[19,20]已经得到充分的验证, 因此, 我们可以借助数值和实验纹影图像的对比来甄别实验中真实气体界面的位置, 并基于此对实验中的界面分层现象进行分析和解释. 图5给出了实验中的界面分层示意图. 当平面激波接触重/轻界面时, 最先穿过界面的波谷位置, 产生透射激波, 如图5(a)所示. 受入射激波的压缩, 界面振幅迅速减小到一个较小值, 与此同时, 肥皂液在激波冲击下破碎成尺度不同的大小液滴(图5(b)). 需要强调的是, 在激波冲击重/轻界面过程中, 肥皂膜破碎后形成的液滴云会形成一个分布区域, 即一些小尺寸液滴瞬时获得很大的运动速度, 运动到界面的右端(图5(b)中的虚线), 而大液滴则滞留在界面处和界面重合, 大小液滴之间连续分布着不同尺寸的肥皂液滴(图5(b)的灰色区域), 这是实验纹影结果呈现界面分层的一个主要原因. 值得指出的是, 在重/轻界面中由于反相存在, 界面运动演化

图5 (网络版彩图)实验中界面分层产生的示意图. (a)–(d)代表4种不同演化时刻的界面结构. 红色粗实线代表界面, 黑色细实线代表激波, 短划线表示液滴前边界, 虚线表示液滴后边界, 阴影表示液滴分布区域

Figure 5 (Color online) Schematic of the interface stratification in experiments. (a)–(d) denote the results at four typical time instants. Thick solid line (red) refers to the interface, thin solid line (black) to the shock wave, dash line to the cloud tail and dot line to the cloud front. Shaded area denotes the droplet cloud.

不能完全覆盖液滴的分布区域才会观察到分层现象; 而在轻/重界面情形下, 界面运动演化不经历反相, 而是直接增长, 界面运动会完全覆盖液滴的分布, 因此分层现象很微弱甚至观察不到, 如Liu等人^[12]的实验结果. 随后, 在斜压涡量的诱导下, 界面扰动振幅逐渐减小到零, 如图5(c)所示. 随着演化的发展, 原先的波谷反相后成为波峰, 形成尖钉结构, 尖钉快速发展追赶上下游的小液滴, 而波谷(气泡)依然和大液滴保持重合, 如图5(d)所示. 由以上分析可知, 图4(b)显示的798.5 μ s时刻的实验纹影图像中, 粗黑线其实代表大尺寸的肥皂液滴, 白色虚线才是真实的界面位置.

3.2 界面振幅

由于重/轻界面的反相过程十分短暂, 本文将重点研究反相后的扰动增长规律, 发现重/轻界面反相后的早期阶段, 扰动振幅几乎呈线性增长, 通过对实验数据的线性拟合, 可得到线性期的扰动增长率, 如表2所示.

RM不稳定性的线性增长是一个基础且关键的问题, 只有准确把握线性期的扰动增长规律, 才能更好地研究非线性期的扰动增长. 在过去几十年中, 学者们开展了大量的理论研究, 以期对线性期的增长率进行准确预测. 在无黏、无旋、不可压缩流动的假设下,

Richtmyer^[1]将激波的冲击近似为一个脉冲函数, 推导得到了第一个适用于RM不稳定性扰动增长的理论模型, 即Richtmyer冲击模型:

$$v_0^{\text{Rich}} = \Delta v k A^+ a_0^+, \quad (1)$$

其中, v_0^{Rich} 表示线性增长率, Δv 为激波冲击产生的界面阶跃速度, k 为初始界面的扰动波数, A^+ 为波后Atwood数, a_0 和 a_0^+ 分别为初始扰动振幅和波后扰动振幅. 后来, Meyer和Blewett^[18]对重/轻单模RM不稳定性进行数值模拟研究, 发现冲击模型对该问题的预测误差较大, 于是提出了一个适用于重/轻界面发展的线性模型(简称MB模型):

$$v_0^{\text{MB}} = \Delta v k A^+ \frac{a_0 + a_0^+}{2}. \quad (2)$$

目前MB模型的可靠性还没有得到实验结果的有效验证. 一个主要原因是实验中的界面演化易受到三维性、硝化纤维膜碎片、界面处的气体扩散等不利因素的影响, 导致测得的扰动增长率误差过大.

本文采用的肥皂膜界面技术可以生成良好的二维重/轻单模气体界面, 有效消除三维性、扩散层、物理支撑等因素的影响, 因此得到的实验结果相对前人的结果更为可靠. 表2给出了实验测量的线性增长率. 通过对比理论模型预测发现, 对于重/轻型界面的线性期演化, MB模型相比冲击模型确实可以给予更好的预测, 从实验角度验证了Meyer和Blewett^[18]的发现.

图6(a)给出了实验中的扰动振幅增长与MB模型预测的对比. 其中, 时间和振幅的无量纲如下:

表2 实验和理论预测的线性期增长率. v_0 代表实验测量的线性期扰动增长率, v_0^{Rich} 和 v_0^{MB} 分别代表Richtmyer冲击模型和MB模型的理论预测

Table 2 Experimental and theoretical growth rates of perturbation amplitude at linear regime. v_0 represents the experimental linear growth rate. v_0^{Rich} and v_0^{MB} are the linear growth rates predicted by the impulsive model and MB model, respectively

工况	v_0 (m/s)	v_0^{Rich} (m/s)	v_0^{MB} (m/s)
Case 20-1.5	16.23	13.12	17.14
Case 40-1.5	10.23	8.90	9.71
Case 60-1.5	7.27	6.94	7.08
Case 40-2.5	18.74	15.62	17.92

$$\tau = k v_0^{\text{MB}} (t - t^*), \quad (3)$$

$$\alpha = k(a - a^*), \quad (4)$$

这里, a^* 为实验中捕捉到的界面反相后的最小扰动振幅, t^* 是最小扰动振幅对应的时刻. 从图中可以看出, MB模型能准确预测重/轻界面线性期的扰动增长, 且有效预测时间约为 $\tau=0.7$, 这与轻/重界面的线性期时间是基本一致的. 需要说明的是, 本文数值模拟得到的扰动振幅随时间变化曲线和实验结果几乎一致, 为了更清晰地展示不同工况的扰动增长规律, 图6中只给出实验数据.

随着扰动的持续增长, 非线性效应逐渐显著, 界面处出现高阶谐波扰动, 使得界面的对称性被破坏, 扰动增长率逐渐下降, 此时MB模型不再适用. 为了预测非线性期的扰动增长, 学者们基于扰动展开方法和势流

图6 (网络版彩图) (a) 实验界面扰动振幅增长与MB模型预测的对比; (b) 实验扰动振幅发展与不同非线性理论模型预测的对比

Figure 6 (Color online) (a) Comparison between the experimental results and the prediction of MB model for the growth of perturbation amplitude; (b) comparison between the experimental results and the theoretical predictions from four nonlinear models for the perturbation amplitude growth.

理论发展了多个非线性模型. 本文主要检验4个常见的理论模型.

Dimonte和Ramaprabhu^[17]总结大量的数值模拟结果, 提出一个非线性经验模型(简称DR模型), 其表达式如下:

$$\begin{aligned} v_{b/s} &= \Delta v \frac{1 + (1 \pm |A^+|)k\Delta v t}{1 + C_{b/s}k\Delta v t + (1 \pm |A^+|)F_{b/s}(k\Delta v)^2 t^2}, \\ C_{b/s} &= \frac{4.5 \pm |A^+| + (2 \pm |A^+|)ka_0^+}{4}, \\ F_{b/s} &= 1 \pm |A^+|, \end{aligned} \quad (5)$$

式中, 下标b和s分别代表气泡和尖钉. 2016年Zhang和Guo^[16]基于势流理论推导发现尖钉和气泡的无量纲增长遵循相同的规律, 并提出了一个新的非线性模型, 即ZG模型:

$$\begin{aligned} v_{b/s} &= \frac{\Delta v}{1 + \gamma_{b/s}k\Delta v t}, \\ \gamma_{b/s} &= \frac{3}{4} \times \frac{(1 \pm |A^+|)(3 \pm |A^+|)}{3 \pm |A^+| + \sqrt{2}(1 \pm |A^+|)^{1/2}} \\ &\quad \times \frac{4(3 \pm |A^+|) + \sqrt{2}(9 \pm |A^+|)(1 \pm |A^+|)^{1/2}}{(3 \pm |A^+|)^2 + 2\sqrt{2}(3 \pm |A^+|)(1 \pm |A^+|)^{1/2}}. \end{aligned} \quad (6)$$

近期, Zhang等人^[21]基于扰动展开方法推导得到一个适用于任意激波强度和任意密度比的可压缩非线性模型(ZDG模型). 该模型表达式较为冗长, 在此不赘述. Mikaelian^[22]综合考虑线性期的扰动增长率和非线性后期的渐进增长率(基于势流模型得到), 提出了一个匹配模型(MIK模型):

$$\begin{aligned} v_{b/s} &= \frac{\Delta v}{1 + F_{b/s}^M \Delta v k t}, \\ F_{b/s}^M &= 3 \frac{1 \pm |A^+|}{3 \pm |A^+|}. \end{aligned} \quad (7)$$

该匹配模型的预测值在前期等于线性增长率, 在后期等于渐近增长率.

图6(b)给出了各组实验工况中界面振幅随时间的变化, 及其与非线性模型预测的对比. 可以看出, 相比

其他非线性模型, DR模型对重/轻界面非线性期演化的预测更为准确. 这个结论与轻/重界面的验证不同: Liu等人^[12]发现ZG模型相对其他3种模型可以对轻/重单模界面的发展给出更准确的预测. 这说明不同非线性模型的适用情况是不同的, 其背后的机理还需要做更加深入研究.

4 结论

本文采用实验和数值相结合的方法研究了平面激波冲击重/轻单模界面的不稳定性发展, 捕捉到界面和波系的详细演化过程, 重点分析了实验中界面分层现象的原因, 进一步获得了扰动振幅随时间的增长规律, 并利用实验结果检验已有线性和非线性模型的预测精度, 得到以下主要结论.

(1) 在小扰动条件下, 重/轻型界面的演化依旧遵循初始振幅波长比越大, 界面演化越快的规律.

(2) 不同于轻/重界面的演化, 激波冲击后, 重/轻界面会多经历一个反相过程, 即会依次经历压缩、反相、线性和非线性增长.

(3) 重/轻单模界面的演化存在一个明显的线性增长期, 线性期的无量纲时间长度约为0.7(与轻/重界面情形类似), 线性增长率可以被MB模型较好的预测.

(4) 在已有的非线性模型中, DR模型可以对重/轻界面的非线性发展给出最有效的预测, 而不是轻/重界面情形下符合最好的ZG模型.

总之, 我们利用精细实验和数值模拟手段获得较为可靠的平面激波冲击重/轻单模界面的演化过程, 分析了界面扰动增长的规律, 并利用实验结果评估已有非线性模型对重/轻界面演化的预测精度, 为深入研究重/轻界面RM不稳定性后期的湍流场特性奠定了基础. 在后续研究中, 我们将采用粒子成像测速法、平面激光诱导荧光等先进的流场诊断技术, 研究在平面激波或柱形汇聚激波冲击下^[23,24]重/轻界面的RM不稳定性发展及其诱导的湍流混合.

参考文献

- 1 Richtmyer R D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. *Comm Pure Appl Math*, 1960, 13: 297–319
- 2 Meshkov E E. Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave. *Fluid Dyn*, 1972, 4: 101–104
- 3 Lindl J, Landen O, Edwards J, et al. Review of the national ignition campaign 2009–2012. *Phys Plasmas*, 2014, 21: 020501
- 4 Yang J, Kubota T, Zukoski E E. A model for characterization of a vortex pair formed by shock passage over a light-gas inhomogeneity. *J Fluid*

- [Mech](#), 1994, 258: 217–244
- 5 Arnett W D, Bahcall J N, Kirshner R P, et al. Supernova 1987A. [Annu Rev Astron Astrophys](#), 1989, 27: 629–700
- 6 Zabusky N J. Vortex paradigm for accelerated inhomogeneous flows: Visiometrics for the Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov environments. [Annu Rev Fluid Mech](#), 1999, 31: 495–536
- 7 Brouillette M. The Richtmyer-Meshkov instability. [Annu Rev Fluid Mech](#), 2002, 34: 445–468
- 8 Ranjan D, Oakley J, Bonazza R. Shock-bubble interactions. [Annu Rev Fluid Mech](#), 2011, 43: 117–140
- 9 Holder D A, Smith A V, Barton C J, et al. Shock-tube experiments on Richtmyer-Meshkov instability growth using an enlarged double-bump perturbation. [Laser Part Beams](#), 2003, 21: 411–418
- 10 Jourdan G, Houas L. High-amplitude single-mode perturbation evolution at the Richtmyer-Meshkov instability. [Phys Rev Lett](#), 2005, 95: 204502
- 11 Mariani C, Vandenboomgaerde M, Jourdan G, et al. Investigation of the Richtmyer-Meshkov instability with stereolithographed interfaces. [Phys Rev Lett](#), 2008, 100: 254503
- 12 Liu L, Liang Y, Ding J, et al. An elaborate experiment on the single-mode Richtmyer-Meshkov instability. [J Fluid Mech](#), 2018, 853: R2
- 13 Zhang Q, Sohn S I. An analytical nonlinear theory of Richtmyer-Meshkov instability. [Phys Lett A](#), 1996, 212: 149–155
- 14 Zhang Q, Sohn S I. Nonlinear theory of unstable fluid mixing driven by shock wave. [Phys Fluids](#), 1997, 9: 1106–1124
- 15 Niederhaus C E, Jacobs J W. Experimental study of the Richtmyer-Meshkov instability of incompressible fluids. [J Fluid Mech](#), 2003, 485: 243–277
- 16 Zhang Q, Guo W. Universality of finger growth in two-dimensional Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities with all density ratios. [J Fluid Mech](#), 2016, 786: 47–61
- 17 Dimonte G, Ramaprabhu P. Simulations and model of the nonlinear Richtmyer-Meshkov instability. [Phys Fluids](#), 2010, 22: 014104
- 18 Meyer K A, Blewett P J. Numerical investigation of the stability of a shock-accelerated interface between two fluids. [Phys Fluids](#), 1972, 15: 753–759
- 19 Ding J, Si T, Chen M, et al. On the interaction of a planar shock with a three-dimensional light gas cylinder. [J Fluid Mech](#), 2017, 828: 289–317
- 20 Ding J, Liang Y, Chen M, et al. Interaction of planar shock wave with three-dimensional heavy cylindrical bubble. [Phys Fluids](#), 2018, 30: 106109
- 21 Zhang Q, Deng S, Guo W. Quantitative theory for the growth rate and amplitude of the compressible Richtmyer-Meshkov instability at all density ratios. [Phys Rev Lett](#), 2018, 121: 174502
- 22 Mikaelian K O. Explicit expressions for the evolution of single-mode Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities at arbitrary Atwood numbers. [Phys Rev E](#), 2003, 67: 026319
- 23 Zhai Z G, Zhang F, Zhou Z B, et al. Numerical study on Rayleigh-Taylor effect on cylindrically converging Richtmyer-Meshkov instability. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2019, 62: 124712
- 24 Wu Z, Huang S, Ding J, et al. Molecular dynamics simulation of cylindrical Richtmyer-Meshkov instability. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2018, 61: 114712

Study on Richtmyer-Meshkov instability at heavy/light single-mode interface

MA Di, DING JuChun^{*} & LUO XiSheng

Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China

The Richtmyer-Meshkov (RM) instability at a heavy/light single-mode interface is studied both experimentally and numerically in this work, focusing on the interface structure evolution and the perturbation amplitude growth. The difference between the RM instability of the heavy/light interface and the light/heavy case (J. Fluid Mech., 2018, 853: R2) is discussed. Experimentally, an advanced soap film technique is adopted to generate an SF₆/air gaseous interface with a controllable shape such that the instability development can be accurately examined. Detailed evolutions of the interface morphology and the wave pattern are captured by a high-speed video camera combined with schlieren photography. It is observed that the interfacial morphology presents an evident stratification after the phase inversion of the interface (the bubble (spike) reverses to be a spike (bubble)), which is mainly ascribed to the droplet cloud produced by the rupture of the soap film impacted by an incident shock wave. Numerically, a high-order accurate solver for compressible multi-phase flow, which has been thoroughly validated in previous shock-interface interaction studies, is employed to simulate the present heavy/light RM instability. The numerical results show good agreements with the experimental ones, which enables us to perform a detailed flow analysis. Different from the light/heavy case, after the shock impact, the heavy/light interface immediately enters the phase reversal process. After the phase reversal, the interface experiences successively the linear and nonlinear growths, which is similar to the light/heavy case. The reliable experimental and numerical results here allow us to examine the validity of the previous linear and nonlinear models for the heavy/light RM instability growth. It is found that the linear model of Meyer & Blewett (Phys. Fluids, 1972, 15: 753–759) gives a good prediction of the perturbation growth at linear stage up to a dimensionless time of 0.7, and the empirical model of Dimonte & Ramaprabhu (Phys. Fluids, 2010, 22: 014104) reasonably predicts the perturbation growth at the nonlinear stage, which is different from the light/heavy case where the model of Zhang & Guo (J Fluid Mech., 2016, 786: 47–61) gives the best prediction as suggested by an elaborate experimental study. Our study may facilitate the thorough understanding of the heavy/light RM instability and also can serve as a benchmark for new models.

Richtmyer-Meshkov (RM) instability, phase reversal, interface stratification

PACS: 47.27.-i, 47.27.Eq, 47.27.Nz, 47.40.Ki, 47.85.Gj

doi: [10.1360/SSPMA-2020-0034](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0034)