

反射激波冲击重气柱的 RM 不稳定性数值研究¹⁾

王显圣 司 廷²⁾ 罗喜胜 杨基明

(中国科学技术大学近代力学系, 合肥 230027)

摘要 数值研究了二维气柱在入射激波以及反射激波作用下的 Richtmyer-Meshkov(RM) 不稳定性发展规律, 采用有限体积法结合网格自适应技术的 VAS2D 程序, 精确刻画激波和界面的演化. 入射平面激波的马赫数为 1.2, 气柱界面内气体为六氟化硫 (SF_6), 环境气体为空气, 激波管的尾端为固壁. 通过改变气柱与尾端之间的距离调节反射激波再次作用已经变形的气柱的时间, 获得不同时刻下已经变形的气柱形态、界面尺寸以及环量演化受到反射激波的影响. 结果表明, 反射激波再次作用气柱时, 气柱所处发展阶段不同, 界面演化规律以及环量随时间的变化也不相同, 反射激波与气柱相互作用过程中的涡量产生和分布与无反射情况差异较大, 揭示了不同情况下界面演化的物理机理.

关键词 Richtmyer-Meshkov 不稳定性, 气柱, 反射激波, 环量

中图分类号: O354.5 文献标识码: A 文章编号: 0459-1879(2012)04-0664-09

引言

两种流体界面在激波冲击作用下, 由于界面两侧流体的密度、比热比等热力学属性不匹配, 界面上任意的微小扰动都会不断增长, 流场最终发展成为复杂的流动结构, 这种类型的界面不稳定性称为 Richtmyer-Meshkov 不稳定性 (RM 不稳定性)^[1-2]. RM 不稳定性在惯性约束核聚变 (inertial confinement fusion, ICF)、超新星爆发、发动机中燃料的混合与燃烧以及可压缩湍流等方面具有重要的应用价值. 特别是在这些实际应用中, 问题往往涉及了入射激波以及反射激波与界面的多次作用. 比如在 ICF 中^[3], 在多束激光照射下靶丸表面材料被烧蚀后会形成爆聚激波, 该激波向内部氘氚燃料聚焦并发生反射, 此过程中的 RM 不稳定性是核聚变反应能否成功的关键因素之一. 因此, 研究界面在反射激波作用下的 RM 不稳定性演化规律具有重要意义.

平面激波与气体受扰界面之间的相互作用在 RM 不稳定性研究中为大家所熟知. 在平面激波冲击作用下, 界面上的微小扰动首先会随时间线性增长; 当界面变形较大时, 流场中呈现高度非线性, 这种线性关系便不再成立; 最终流场发展成为两种气体的湍流混合. 气柱或气泡与激波的相互作用便是这种情况的一个典型例子, 国内外学者进行了大量

实验、数值和理论研究^[4-12], 特别地, Ranjan 等^[4]对此类问题进行了综述. 研究发现, 在平面激波与气柱或气泡作用过程中, 流场中会出现激波折射、反射与衍射等复杂波系结构, 气柱 (气泡) 将逐渐演化形成涡对 (涡环). 不过, 这些工作均未考虑反射激波的影响. 反射激波的研究近几年才刚刚起步, 主要采用数值方法研究单模界面或多模界面的演化, 关于反射激波与气柱或气泡之间的相互作用研究较少. Hill 等^[13]采用 LES 方法, Latini 等^[14]以及 Schilling 等^[15]采用 9 阶 WENO 格式, 对反射激波与单模、多模界面的相互作用展开了数值研究. 在实验方面, Haehn 等^[16]通过粒子成像测速 (particle image velocimetry, PIV) 技术对反射激波与球形氩气泡之间的相互作用进行了初步研究. 结果显示, 反射激波会对气体产生一个反向加速度, 对流场具有较强的压缩效应, 从而引起流场演化的变化.

涡量是 RM 不稳定性研究中一个非常重要的参数, 它与界面变形、流场演化密切相关. 根据涡量输运方程, 流场中涡量分布主要受到斜压机制的影响^[4]. 当入射激波穿过气体界面时, 涡量集中于流场中压力梯度与密度梯度方向不共线的气体界面附近. 当考虑反射激波再次作用时, 反射激波引起的压力梯度方向与入射激波情况相反, 反射激波将与演化过程中的气体界面相遇, 流场中会产生新的涡量

2011-09-01 收到第 1 稿, 2011-11-17 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金 (10972214) 和中央高校基本科研业务费专项资金 (WK2090050014) 资助项目.

2) E-mail: tsi@ustc.edu.cn

并引起其重新分布. 反射激波的作用效果与气体界面所处发展状态直接相关, 当气柱变形较小时, 反射激波作用下产生的涡量与入射激波产生的涡量方向相反; 当气柱变形较大时, 密度梯度的方向发生较大变化, 反射激波再次作用时, 涡量的产生和分布也将发生较大变化. 可以看出, 影响反射激波作用效果的一个关键因素是反射激波再次作用气柱的时刻, 对应了气柱的不同演化阶段.

本文针对反射激波与气柱之间的相互作用进行了数值模拟, 通过改变激波管尾端的固壁与气柱之间的距离 (简称反射距离) 调节反射激波作用于气柱的时刻, 研究反射激波与处于不同演化时期的气柱作用时, 流场中波系结构、界面及其尺寸的演化规律, 以及环量随时间的变化过程, 从而进一步揭示 RM 不稳定性中反射激波的作用机制.

1 数值方法

本文模拟的物理问题为平面入射激波及反射激波与重气体气柱的相互作用. 如图 1 所示, 右行入射激波穿过气柱以后引起气柱的变形, 并在尾端的固壁处反射形成反射激波. 反射激波与演化过程中的气柱发生二次相互作用, 引起流场的变化. 反射距离 L_r 定义为气柱下游界面的初始位置与右侧固壁边界的距离, 对应反射激波作用于气柱的时刻. 反射距离不同, 反射激波作用于气柱时气柱所处的演化阶段也不同.

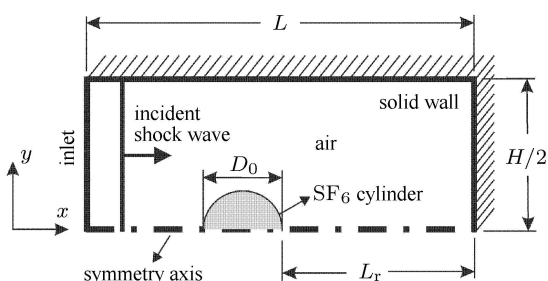


图 1 数值模拟的物理模型

Fig.1 Physical model of numerical simulations

1.1 计算模型

采用二维、可压缩欧拉方程模拟多组分气体流动问题, 假定两种气体组分之间不发生化学反应, 认为各气体组分之间无相对滑动, 各组分之间的速度、温度保持连续, 控制方程为

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{U})}{\partial y} = \mathbf{0} \quad (1)$$

其中

$$\mathbf{U} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho E, \rho_b)^T$$

$$\mathbf{F}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho v u \\ u(p + \rho E) \\ \rho_b u \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ p + \rho v^2 \\ v(p + \rho E) \\ \rho_b v \end{pmatrix} \quad (2)$$

式中, p, ρ, u, v, E 分别表示气体混合物的压力、密度、两个方向的速度分量以及总能. 气泡内、外气体组分在混合物中的分密度记为 ρ_b 与 ρ_s , 于是混合物密度 $\rho = \rho_b + \rho_s$. 混合物压力与密度、温度的关系根据 $p = \rho T(\varphi_b R_b + \varphi_s R_s)$ 的理想气体状态方程得出, 其中 T 表示混合物温度, φ_b 与 φ_s 表示气泡内、外气体组分在混合物中的质量分数, R_b 与 R_s 表示气泡内、外气体组分的气体常数.

为使方程封闭, 混合物总能 E 表示为

$$\rho E = \rho_s e_s + \rho_b e_b + \frac{\rho}{2}(u^2 + v^2) \quad (3)$$

其中, e_b 和 e_s 为气泡内、外气体的比内能.

物理问题的实际区域为 $110 \text{ mm} \times 95 \text{ mm}$, 根据问题对称性, 取上半部分进行数值求解, 如图 1 所示, 计算域总长 $L = 110 \text{ mm}$, 总高 $H/2 = 47.5 \text{ mm}$. 区域右边界和上边界采用固壁条件, 左边界采用开口条件, 下边界取为对称轴.

数值模拟初始条件: 环境温度为 15°C , 压力为 $1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$, 入射激波马赫数 $M_s = 1.2$, 传播方向为从左向右, 气柱直径 $D_0 = 9 \text{ mm}$, 内外气体分别为六氟化硫 (SF_6) 和空气, 具体物理参数如表 1 所示, 其中 ρ^* 表示入射激波经过界面以后, 根据一维气体动力学计算得到的波后气体密度.

表 1 数值模拟中的气体物理属性

Table 1 Gas physical properties in the simulations

Gas	γ	$\rho / (\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$\rho^* / (\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$
air	1.40	1.18	1.75
SF_6	1.09	6.18	10.21

1.2 求解方法

采用 VAS2D (2-dimensional & axisymmetric vectorized adaptive solver)^[17] 对方程进行求解. 该程序基于有限体积法, 利用 MUSCL-Hancock 格式对流场进行求解, 可达到时间和空间的二阶精度. 结合网格自适应技术, 对流场中密度梯度较大的区域

进行局部网格加密,更加精细地描述流场演化并减少计算消耗.课题组已经对该程序进行了反复验证,在平面激波与气泡相互作用的研究中得到了和实验吻合的结果^[6],在平面激波冲击不同形状界面问题的数值模拟中,也得到了与实验一致的结果^[18],更进一步的程序验证可参考文献^[17].为了研究网格精度及自适应策略的影响,对不同网格精度下数值结果随时间的演化进行了详细分析.结果表明,当初始网格精度为 1 mm,自适应网格尺寸的最大值和最小值分别为 125 μm 和 62.5 μm 时,计算结果趋于一致,因此在本文的算例中均采用初始网格尺寸为 1 mm,自适应网格尺寸为 125 μm 和 62.5 μm .本文共开展 6 组算例,即反射距离 L_r 分别为 $0.5D_0$, D_0 , $2D_0$, $5D_0$, $10D_0$ 的 5 组包含反射激波的情况以及 1 组无反射激波 ($L_r \rightarrow \infty$) 的情况.

2 结果与讨论

首先指出,在已有的平面激波冲击无膜气柱的实验和数值研究中^[11-12,19-21],气柱界面往往处理成连续界面;而在本文数值模拟中,初始气柱界面假设为间断面,不考虑边界上两种气体的扩散过程.由于研究重点是考察不同反射距离下平面激波以及反射激波作用下气柱界面的演化规律和机理,因此这种假设是可以接受的.

无反射 ($L_r \rightarrow \infty$) 情况的流场演化如图 2 所示.入射激波与气柱相遇以后,激波从轻气体进入重气体,在界面上产生一道向上游运动的反射激波以及向气柱内部运动的透射激波,根据一维气体动力学分析结果可知,透射激波强度高于入射激波.由于 SF_6 气体中声速较低,透射激波速度低于入射激波,而位于气柱外部的入射激波在传播过程中会发生绕射,激波弯向气柱一侧,如图 2 中第 03 幅(简记为 03)所示.随着流场进一步演化,气柱下游逐渐形成卷曲结构并最终发展为涡对(07~60).可以看出,尽管采用的初始气体界面条件与已有的研究^[19-22]不同,界面的演化趋势仍是定性一致的.

为了下文中描述问题方便,将入射激波与气柱相互作用的流场演化分为 3 个阶段:(1)演化前期(00~09),主要特征是流场中出现复杂的波系结构,但下游界面未出现明显卷曲;(2)演化中期(11~15),主要特征是气柱下游界面形成卷曲结构,但上游界面变形较小;(3)演化后期(20~60),主要特征是气柱

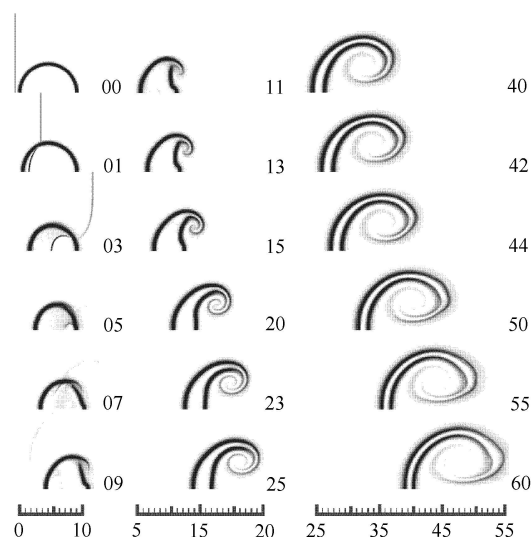


图 2 无反射情况入射激波与 SF_6 气柱相互作用的数值纹影图

(相邻编号的时间间隔: 10 μs , 标尺单位: mm)

Fig.2 Numerical schlieren images of the shock-cylinder interactions without reshock (time interval of two consecutive numbers: 10 μs , scale unit: mm)

界面形成明显涡对.此外,由于反射激波与入射激波方向相反,“上游”、“下游”等容易混淆,在下文中采用“左”、“右”进行描述.例如:入射激波从左向右(反射激波从右向左)运动,其作用后的上游界面称之为左(右)界面,下游界面称为右(左)界面.

2.1 流场演化

入射激波在固壁作用下发生反射,不同反射距离下界面变形与波系演化的数值纹影结果如图 3 所示.当气柱处于演化前期(图 3(a)和图 3(b)),反射激波与右界面相遇后气柱轴向压缩效应明显.与无反射情况相比,在演化后期涡对发展速度较慢,说明此阶段出现的反射激波抑制了涡对的形成与发展.随着反射距离的增加,气柱在入射激波作用下具有更长时间的发展,当反射激波与气柱相遇时气柱的右界面形成卷曲,但未出现明显涡对(图 3(c)),反射激波作用以后,界面轴向压缩,气柱的右界面继续发展形成涡对.当反射激波作用于气柱演化后期(图 3(d)和图 3(e)),流场中已经形成明显的涡对结构,在反射激波冲击作用下,界面发展加速,涡对右界面产生二次反向的涡结构,引起轴向长度的增加.对比图 2 和图 3 可以发现,反射激波对涡对形成的影响比较明显,反射距离较小时反射激波抑制涡对的形成,随着反射距离增加反射激波又会促进涡对的发展.

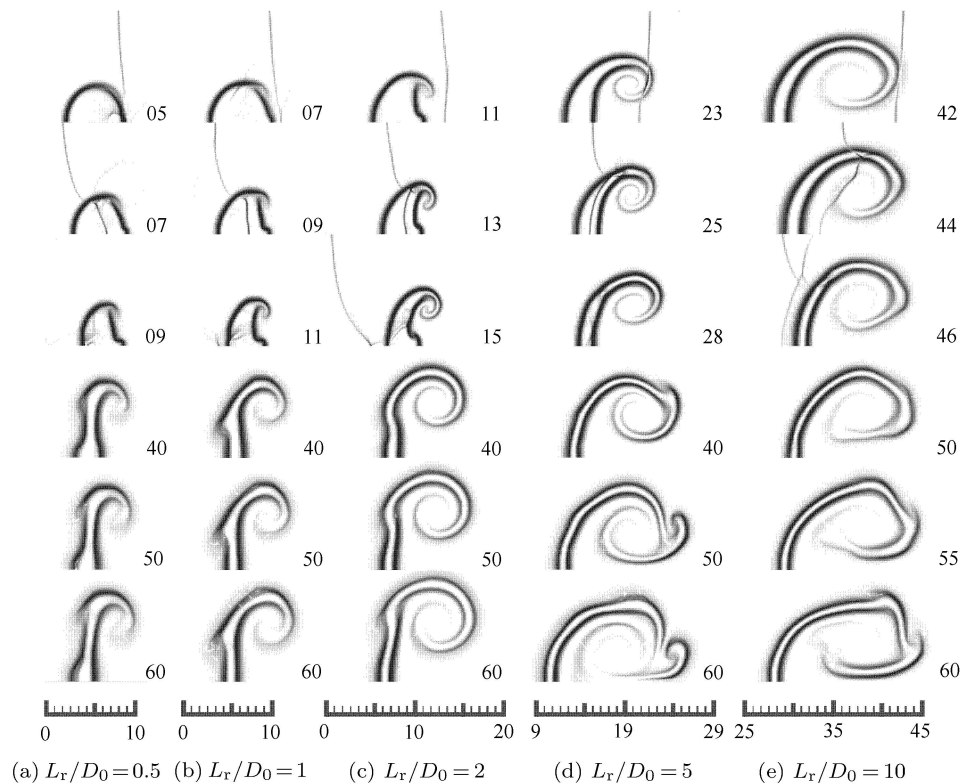


图 3 反射激波与 SF_6 气柱之间相互作用的数值纹影图 (相邻编号时间间隔: $10 \mu\text{s}$, 标尺单位: mm)

Fig.3 Numerical schlieren images of interactions of the cylinder with reshock (time interval of two consecutive numbers: $10 \mu\text{s}$, scale unit: mm)

2.2 界面位置变化

为了定量研究气柱界面的演化规律, 图 4 给出了激波-气柱相互作用过程中激波和界面的演化示意图, 其中, INS 为入射激波, RFS 为反射激波, ITS 为透射激波, DFS 为绕射激波, ORI 为原始界面, DFI 为变形界面, USG 为未压缩气柱. 定义 UE 为气柱左边界中心的位置, DE 为气柱右边界中心的位置, VE 为气柱演化后期涡对右界面边界的位置. 根据数值纹影图像直接提取 UE, DE, VE 的具体数值, 误差来源于边界上扩散引起的气体混合. 由于两种气体的边界混合层厚度较小, 提取点处 SF_6 份额很高, 因此误差很小. 气体界面位置随时间变化的无量纲结

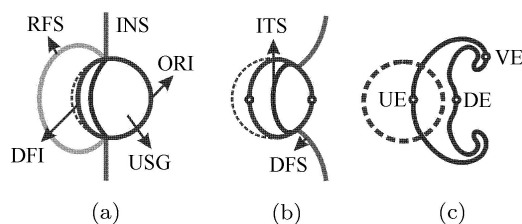
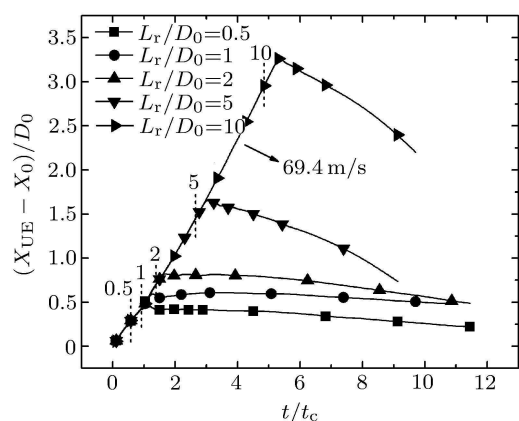


图 4 激波-气柱相互作用示意图

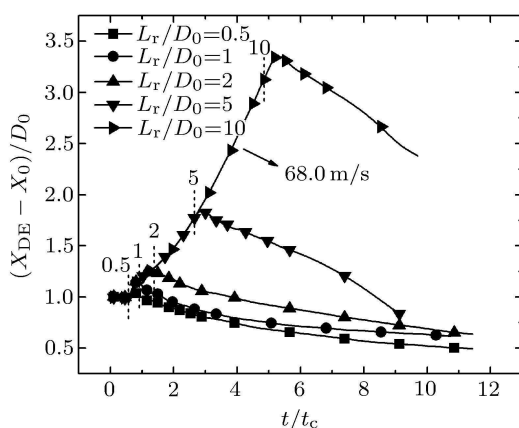
Fig.4 Schematics of the shock-cylinder interaction

果如图 5 所示, 其中, 短竖虚线表示反射激波与气柱右界面相遇时刻, X_0 为 UE 的初始位置. 特征长度为气柱的初始直径 $D_0 = 9 \text{ mm}$, 特征速度为入射激波波后的气流速度 $U_c = 106 \text{ m/s}$, 特征时间 $t_c = D_0/U_c = 85 \mu\text{s}$.

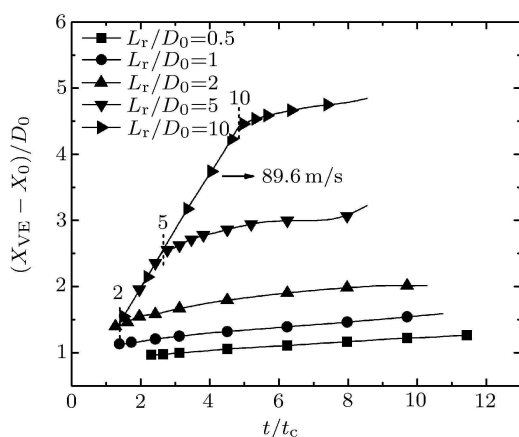
图 5(a) 为气柱左界面中心 UE 的运动位移随时间变化的曲线. 当入射激波与气柱左界面接触时, UE 在入射激波冲击作用下开始运动, 并且运动曲线几乎是线性的, 说明激波-气柱相互作用的初期界面匀速向右运动. 对 UE 运动曲线进行线性拟合得到 UE 的速度大小为 69.4 m/s , 这与一维激波动力学理论结果 69.1 m/s 非常接近, 两者相对误差只有 0.4% , 说明采用一维气体动力学方法预测入射激波作用后 UE 的运动是合理的. 当反射激波再次作用已经变形的的气柱界面, UE 先是继续向前运动, 然后运动方向突然改变 (这是因为反射激波与气柱作用后会再次产生一道透射激波向左运动, 只有当激波作用到左界面时 UE 的运动才发生变化). 当反射激波在气柱演化前期、中期作用时 (如图 5(a) 中 L_r/D_0 分别为 $0.5, 1$ 和 2), 由于左界面变形较小, 反射激波再次作用后二次透射激波在左界面附近会聚, UE 几乎停



(a) UE



(b) DE



(c) VE

图5 UE, DE 与 VE 随时间变化关系

Fig.5 Variations of the nondimensional displacements of UE, DE and VE versus time

止运动,之后慢慢向左发展,此时界面高度不断增长.而当反射激波在气柱演化后期作用时(如图5(a)中 L_r/D_0 分别为5和10),由于反射激波与气柱相遇时

右界面已经发展成涡对,左界面拉伸变窄,透射激波很快从界面穿过并折射出去,使得 UE 以一定速度反向运动,而且在涡的自诱导下反向速度不断增大.

图5(b)为气柱右边界中心 DE 的运动曲线.当入射激波与气柱作用时,DE 先保持不变然后在透射激波作用下形成小射流并向右运动.当反射激波作用于气柱演化前期、中期时(如图5(b)中 L_r/D_0 分别为0.5,1和2),DE 首先受到冲击,迅速产生反向运动,之后速度逐渐减小.当反射激波在气柱演化后期作用时(如图5(b)中 L_r/D_0 分别为5和10),反射激波作用前 DE 与 UE 间距较小(小于2mm)、速度相近(UE 和 DE 的速度分别为69.4m/s和68.0m/s),因此反射激波作用后 DE 和 UE 的运动规律基本相同.

图5(c)为涡对右边界 VE 的运动曲线.反射激波作用于气柱演化前期、中期时(如图5(c)中 L_r/D_0 分别为0.5,1和2),涡对在反射激波作用之后形成,而且 VE 的运动较慢.反射激波作用于气柱演化后期时(如图5(c)中 L_r/D_0 分别为5和10),涡对在反射激波作用之前形成,VE 先是保持匀速运动(线性拟合的速度大小为89.6m/s),当反射激波作用后 VE 运动方向不变,只是速度减小了.随着二次反向涡结构的产生,VE 的速度又会稍微增大.对于激波与气柱的相互作用,Rundinger 等^[10]假设流场演化后期气柱充分发展成为涡对,其运动速度具有如下形式

$$\frac{u_B}{u_G} = 1 - \frac{2}{\pi^2} At \quad (4)$$

其中, u_B 为涡对运动速度, u_G 为入射激波波后气流速度, Atwood 数 At 定义为

$$At = \frac{\rho_B - \rho_G}{\rho_B + \rho_G} \quad (5)$$

其中, ρ_B 为气柱内气体密度, ρ_G 为环境气体密度.本文中气流速度 $u_G = 106$ m/s,波前和波后 Atwood 数(如表1所示)分别为0.68和0.71,代入式(4)可得 u_B 分别为91.4m/s和90.7m/s,可见,数值模拟获得的 VE 的运动速度89.6m/s与 Rundinger 和 Somers 理论推导的涡对运动速度非常接近.

2.3 界面尺寸变化

为了进一步分析气柱界面的演化规律,测量了界面尺寸随时间变化的曲线,如图6所示.气柱轴向长度 L_{axis} 定义为气柱在水平轴上投影的总宽度,其具体表达式为

$$L_{axis} = \max\{X_{DE} - X_{UE}, X_{VE} - X_{UE}\}$$

其中, X_i 表示特征结构 i 在水平轴上投影的位置, $i \in \{ \text{UE}, \text{DE}, \text{VE} \}$. 气柱竖直高度 H_v 定义为计算域内气柱的总高度, 也就是气柱界面总高度的一半.

气柱轴向长度随时间的变化关系如图 6(a) 所示, 当无反射时, 界面受到压缩使 L_{axis} 减小. 反射激波再次作用后, 气柱受到再次压缩 L_{axis} 急剧下降, 如图 6(a) 中气柱轴向长度曲线的转折, 在 L_r/D_0 分别为 5 和 10 的两个算例中表现得尤其明显. 之后由于涡对的发展 L_{axis} 不断增大. 在 L_r/D_0 为 0.5 和 1 的两种情况下 (演化前期), 反射激波作用后气柱轴向长度几乎以相同的速度 (约为 6 m/s) 线性增长. 而在 L_r/D_0 为 5 和 10 两种情况下 (演化后期), 反射激波作用时气柱已经形成涡对结构, 气柱轴向长度也几乎以相同的速度 (约为 54.7 m/s) 线性增长. 在 $L_r/D_0 = 2$ 算例中 (演化中期), 气柱轴向长度的增长速度介于上述两者之间. 这个结果说明反射激波作用前气柱演化的越充分, 反射激波再次作用引起的气柱轴向变形越大. 气柱竖直高度 H_v 随时间的变化关系如图 6(b) 所示, 无反射时气柱高度先减

小后增大. 当反射激波在气柱演化前期作用时 ($L_r/D_0 = 0.5, 1$), 反射激波过后 H_v 随时间继续增大, 到发展后期才趋于稳定. 当反射激波在气柱演化中期作用时 ($L_r/D_0 = 2$), 反射激波过后 H_v 随时间迅速增大, 其增长率逐渐减小并趋于 0, 最后 H_v 也几乎不变. 当反射激波在气柱演化后期作用时 ($L_r/D_0 = 5, 10$), 反射激波过后, H_v 先是慢慢增大, 然后开始减小.

2.4 环量变化

在 RM 不稳定性研究中, 界面的演化受控于涡量的产生和分布^[4]. 在二维理想可压缩流中, 当黏性效应和可压缩性都很小时, 涡量 ω 的产生可以通过涡量输运方程表述^[4]

$$\rho \frac{D}{Dt} \left(\frac{\omega}{\rho} \right) = \frac{\nabla \rho \times \nabla p}{\rho^2} \quad (6)$$

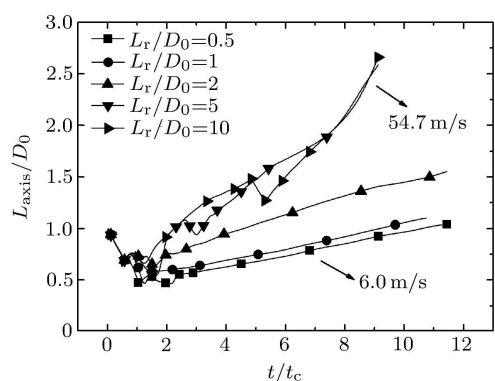
该式说明流体微团在运动过程中的涡量变化主要源于流场中密度梯度与压力梯度方向的不匹配. 涡量的分布决定了整个计算域中环量的分布, 环量 Γ 可以通过计算域中对涡量积分得到

$$\Gamma = \int_A \omega \cdot dA \quad (7)$$

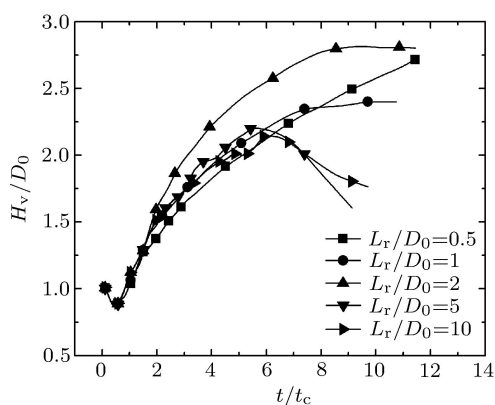
其中, A 为整个计算域的面积. 取垂直纸面向外为涡量 ω 的正方向, 那么可以计算出流场中的正环量、负环量和总环量随时间的变化关系. 图 7 便是本文研究的激波-气柱相互作用的计算结果. 总环量反映了激波-气柱相互作用过程中整个流场产生涡量的多少, 总环量曲线上升表示流场中产生的正涡量大于负涡量, 反之则对应相反情况.

根据式 (6) 可知, 入射激波穿过气柱时主要在界面附近产生负涡量, 因此负环量增长较快, 如图 7 所示, 而流场中正环量曲线变化较慢, 总环量与负环量变化趋势相似, 二者都从 0 开始急剧下降并在 $t = 50 \mu\text{s}$ 附近达到极值 (此时入射激波已经绕过气柱). 此后反射激波与气柱再次作用, 如图 7(a) 中箭头所示. 由于反射激波引起的压力梯度与入射激波情况相反, 反射激波穿过气柱过程中流场中很快产生正涡量, 因此正环量曲线急剧上升直至出现极值 (如图 7(b) 所示), 该极值点对应反射激波完全穿过气柱的时刻, 而同时负环量的幅值减小, 流场中总环量的幅值也减小. 随着流场进一步演化, 环量曲线最终趋向稳定.

反射激波在不同演化阶段与气柱作用时, 环量曲线也表现出一定的规律性. 当反射激波在气柱演



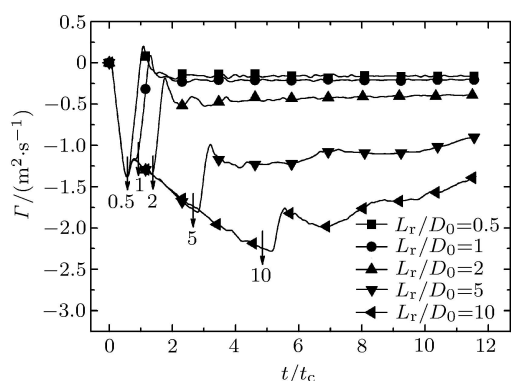
(a)



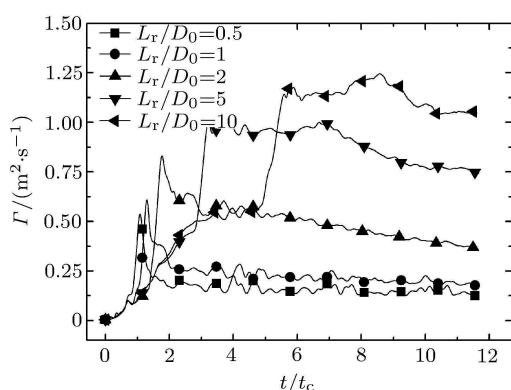
(b)

图 6 无量纲气柱轴向长度 (a) 与竖直高度 (b) 随时间变化关系

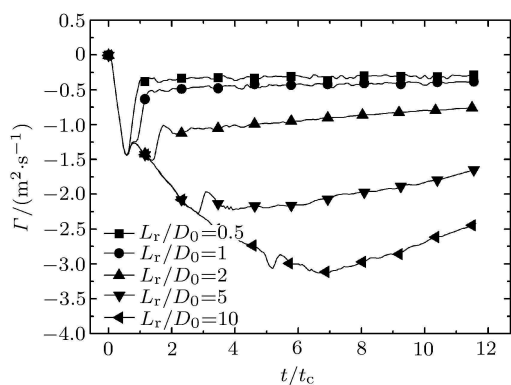
Fig.6 Variations of the non-dimensional axial length (a) and total vertical height (b) of the cylinder versus time



(a)



(b)



(c)

图 7 流场中总环量 (a), 正环量 (b) 和负环量 (c) 随时间变化关系

Fig.7 Variations of the total (a), positive (b) and negative (c) circulation versus time

化前期作用时, 气体界面变形较小, 流场中产生的正涡量与入射激波作用下产生的负涡量相抵消, 因此使得总环量趋于 0. 随着反射距离增加, 反射激波与已变形的界面特别是产生的涡对发生作用, 界面逐渐变大了, 使得正环量的增量也随着增大, 而负环量

曲线受到的影响逐渐减弱, 说明随着反射距离的增加反射激波作用时流场中产生了大量的正涡量, 而负涡量几乎不变. 这使得当界面发展到后期, 反射距离越大流场中的总环量的幅值也越大. 由于反射激波作用下流场中的密度梯度和压力梯度都发生较大的变化, 根据式 (6) 可知, 流场中涡量的产生和分布也会不同, 因此环量的大小也不同, 这就使得界面产生不同的变形.

2.5 结果分析

本文主要研究了气柱在反射激波作用下的演化规律, 结果显示反射距离对流场演化具有不可忽略的影响. 当反射距离较小, 反射激波作用于气柱演化前期时, 流场中产生涡量方向与入射激波情况相反. 由于气柱变形较小, 流场中密度梯度较大, 根据式 (6) 可知, 反射激波作用阶段流场中产生的涡量较多, 总环量幅值严重下降, 如图 7 所示, 表明反射激波作用于气柱以后, 流场中流体微团的旋转强度降低, 导致后期形成的涡对较弱, 在涡对诱导作用下, 气柱轴向长度、总高增长率以及左、右界面和涡边界的运动速率都较小. 当反射距离较大, 反射激波作用于气柱演化后期时, 流场中已经形成明显的涡对结构, 整体密度梯度比入射激波作用时降低. 反射激波作用阶段流场中产生的涡量较少, 环量幅值增加. 与上述情况相比, 流场演化后期的涡对较强, 气柱轴向长度、总高增长率以及气柱左、右界面和涡边界的运动速率都较大. 当反射距离适中, 反射激波作用于气柱演化中期时, 环量幅值、气柱尺度变化及界面位置演化介于上述两种情况之间.

反射激波作用于气柱时, 气柱所处发展阶段不同, 流场中的涡量产生及环量幅值受到较大影响, 导致流场演化后期的涡对强度不同, 在涡对诱导作用下, 气柱界面发展及尺度演化表现出明显差别.

3 结 论

采用 VAS2D 程序数值研究了重气体 (SF_6) 气柱在平面入射激波与反射激波作用下的 RM 不稳定性演化特性, 重点讨论了不同反射距离下反射激波对气柱界面演化、界面位置和尺寸变化以及环量发展的影响.

与无反射情况相比, 当反射距离较小时 (如 $L_r/D_0 = 0.5$ 和 1), 反射激波抑制了流场中涡对的形成并降低了涡对演化速度, 使界面轴向长度变小而竖直高度几乎不变; 随着反射距离的增加 (如

$L_r/D_0 = 2$), 反射激波首先与气柱右界面形成的卷曲结构相遇并使其运动速度急剧下降, 卷曲结构的出现对反射激波波后流场演化具有重要影响, 此时界面轴向长度变小而竖直高度变大; 当反射距离很大时 (如 $L_r/D_0 = 5$ 和 10), 反射激波到达界面时首先与涡对作用并形成二次反向的涡结构, 而且界面轴向长度先减小后增大, 竖直高度几乎不变。

由于流场中压力梯度与密度梯度方向不一致, 入射激波与气柱作用过程中产生负涡量, 而反射激波的再次作用能够增大正涡量, 减小负涡量。对环量曲线的分析可以发现: 入射激波与气柱作用过程中, 总环量主要受到流场中负涡量产生的影响; 反射激波与气柱再次作用过程中, 总环量同时受到流场中正涡量和负涡量产生的影响。总之, 反射激波与已变形的界面再次作用时环量会发生突跃, 之后环量曲线逐渐趋于稳定; 随着反射距离的增加, 正环量的增量逐渐增大, 负环量的增量逐渐减小, 而总环量的增量逐渐减小, 于是到了界面发展后期, 总环量的幅值呈递增的趋势。

参 考 文 献

- 1 Richtmyer RD. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. *Commun Pure Appl Math*, 1960, 13: 297-319
- 2 Meshkov EE. Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave. *Fluid Dyn*, 1969, 4: 151-157
- 3 Lindl JD, McCrory RL, Campbell EM. Progress toward ignition and burn propagation in inertial confinement fusion. *Phys Today*, 1992, 45(9): 32-50
- 4 Ranjan D, Oakley J, Bonazza R. Shock-bubble interactions. *Annu Rev Fluid Mech*, 2011, 43: 117-140
- 5 Bai JS, Zou LY, Wang T, et al. Experimental and numerical study of shock-accelerated elliptic heavy gas cylinders. *Phys Rev E*, 2010, 82: 056318
- 6 Zhai ZG, Si T, Luo XS, et al. On the evolution of spherical gas interface accelerated by a planar shock wave. *Phys Fluids*, 2011, 23: 084104
- 7 Quirk JJ, Karni S. On the dynamics of a shock-bubble interaction. *J Fluid Mech*, 1996, 318: 129-163
- 8 Niederhaus JHJ, Greenough JA, Oakley JG, et al. A computational parameter study for the three-dimensional shock-bubble interaction. *J Fluid Mech*, 2008, 594: 85-124
- 9 Haas JF, Sturtevant B. Interaction of weak shock waves with cylindrical and spherical gas inhomogeneities. *J Fluid Mech*, 1987, 181: 41-76
- 10 Rudinger G, Somers LM. Behaviour of small regions of different gases carried in accelerated gas flows. *J Fluid Mech*, 1960, 7: 161-176
- 11 Tomkins CD, Kumar S, Orlicz GC, et al. An experimental investigation of mixing mechanisms in shock-accelerated flow. *J Fluid Mech*, 2008, 611: 131-150
- 12 Shankar SK, Kawai S, Lele SK. Two-dimensional viscous flow simulation of a shock accelerated heavy gas cylinder. *Phys Fluids*, 2011, 23: 024102
- 13 Hill DJ, Pantano C, Pullin DI. Large-eddy simulation and multiscale modeling of a Richtmyer-Meshkov instability with reshock. *J Fluid Mech*, 2006, 557: 29-61
- 14 Latini M, Schilling O, Don WS. Effects of WENO flux reconstruction order and spatial resolution on reshocked two-dimensional Richtmyer-Meshkov instability. *J Comput Phys*, 2007, 221: 805-836
- 15 Schilling O and Latini M. High-order WENO simulations of three-dimensional reshocked Richtmyer-Meshkov instability to late times: dynamics, dependence on initial conditions, and comparisons to experimental data. *Acta Math Sci*, 2010, 30: 595-620
- 16 Haehn N, Weber C, Oakley J, et al. Experimental investigation of a twice-shocked spherical gas inhomogeneity with particle image velocimetry. *Shock Waves*, 2011, 21: 225-231
- 17 Sun M. Numerical and experimental studies of shock wave interaction with bodies. [PhD Thesis]. Sendai, Japan: Tohoku University, 1998
- 18 范美如, 翟志刚, 司廷等. 激波与不同形状界面作用的数值模拟. 中国科学: 物理学力学天文学, 2011, 41: 862-869 (Fan Meiru, Zhai Zhigang, Si Ting, et al. Numerical simulations of interface with difference shape accelerated by a planar shock. *Sci Sin Phys Mech Astron*, 2011, 41: 862-869 (in Chinese))
- 19 Zoldi CA. A numerical and experimental study of a shock-accelerated heavy gas cylinder. [PhD Thesis]. Stony Brook: State University of New York at Stony Brook, 2002
- 20 Jacobs JW. The dynamics of shock accelerated light and heavy gas cylinders. *Phys Fluids*, 1993, 5(9): 2239-2247
- 21 Bagabir A, Drikakis D. Mach number effects on shock-bubble interaction. *Shock Waves*, 2001, 11: 209-218

DOI: 10.6052/0459-1879-11-245

(责任编辑: 周冬冬)

NUMERICAL STUDY ON THE RM INSTABILITY OF A HEAVY-GAS CYLINDER INTERACTED WITH RESHOCK¹⁾

Wang Xiansheng Si Ting²⁾ Luo Xisheng Yang Jiming

(*Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China*)

Abstract The evolution of the Richtmyer-Meshkov (RM) instability of a two-dimensional gas cylinder interacted with incident planar shock and reshock is investigated numerically. The procedure VAS2D based on the finite volume method combined with an adaptive mesh refinement is used to effectively capture the wave propagation and interface deformation. The incident planar shock Mach number is 1.2, and the gas cylinder is filled with sulfur hexafluoride (SF_6) surrounded by air, and the shock tube end wall is regarded as a solid wall. In the simulations, the distances from the gas cylinder to the end wall are changed to obtain the influence of the reshock on the gas cylinder shape, the interface scale and circulation variation trend of the evolving interface. It is found that the evolution of the reshock inhomogeneity and the variation of the circulation with time are dependent on the development of the distorted gas cylinder when the reshock arrives. The generation and distribution of the vorticity during the interaction of the reshock with the evolving gas cylinder are different from the case without reshock, which indicates the physical mechanism of the interface evolution under different conditions.

Key words Richtmyer-Meshkov instability, gas cylinder, reshock, circulation

Received 1 September 2011, revised 17 November 2011.

1) The project was supported by the National Natural Science Foundation of China (10972214) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities (WK2090050014).

2) E-mail: tsi@ustc.edu.cn