

## 激波冲击 R22 重气柱所导致的射流与混合研究\*

沙莎 陈志华<sup>†</sup> 薛大文

(南京理工大学, 瞬态物理国家重点实验室, 南京 210094)

(2013年3月15日收到; 2013年3月29日收到修改稿)

基于大涡模拟, 结合五阶加权基本无振荡格式与沉浸边界法对激波自左向右与 R22 重气柱作用过程进行了数值模拟. 数值结果清晰地显示了激波诱导 Richtmyer-Meshkov 不稳定性所导致的重气柱变形过程, 并与 Haas 和 Sturtevant 的实验结果符合. 另外, 结果还揭示了入射激波在气柱内右侧边界发生聚焦并诱导射流的过程, 以及在 Kelvin-Helmholtz 次不稳定性作用下两个主涡滑移层形成次级涡的过程, 并分析了气柱变形过程中与周围空气的混合机理. 最后, 通过改变反射距离对反射激波与不同变形阶段的气柱的再次作用过程进行了研究. 结果表明: 当激波反射距离较长时, 反射激波与充分变形后的气柱作用, 使其在流向方向上进一步被压缩; 而当激波反射距离较短时, 反射激波会在气柱内发生马赫反射, 两个三波点附近产生两个高压区, 当其传播至气柱左侧边界时对气柱边界造成冲击加速, 诱导两道向左传播的反向射流.

关键词: Richtmyer-Meshkov 不稳定性, R22 重气柱, 反射激波, 射流

PACS: 47.20.Ma, 47.40.Nm, 47.51.+a

DOI: 10.7498/aps.62.144701

## 1 引言

激波与不同密度的流体分界面作用时会发生折射, 使流体分界面获得加速, 从而导致流场中产生一系列复杂的流动现象, 此即所谓的 Richtmyer-Meshkov (RM) 不稳定性现象. RM 不稳定性问题中包含流动稳定性、旋涡、激波与涡作用<sup>[1]</sup>及湍流产生等典型流动现象, 而且在超燃冲压发动机的混合燃烧<sup>[2]</sup>、爆轰<sup>[3]</sup>以及惯性约束聚变 (ICF)<sup>[4]</sup>等问题中都起着重要作用, 因而无论在学术领域还是工程领域都具有重要的研究价值.

RM 不稳定性现象由 Markstein<sup>[5]</sup>首次提出, 1960 年 Richtmyer<sup>[6]</sup>首次对此进行了严密的理论推导和分析预测, 随后 Meshkov<sup>[7]</sup>对其进行了实验验证. 近几十年来, 国内外学者对激波与不同密度的气体界面相互作用问题中的 RM 不稳定性<sup>[8-16]</sup>以及 Richtmyer-Taylor (RT)<sup>[17,18]</sup>不稳定性进行了大量的数值、实验、理论研究. Haas 和 Sturtevant<sup>[8]</sup>对弱激波与 R22 重气柱、气泡以及 He 轻气柱、气泡的作用过程进行了实验研究, 对气柱、气泡变形过

程进行了讨论分析. Tomkins 等<sup>[9]</sup>对激波与 SF<sub>6</sub> 重气柱的作用过程进行了实验研究, 并对两种介质的混合机理进行了研究分析. Shankar 等<sup>[10]</sup>采用相同的初始条件, 用 LAD (localized artificial diffusivity) 方法和紧致差分格式进行了数值模拟, 研究了实验中使用的追踪粒子的比例对结果的影响. 数值模拟结果与实验结果完全相符, 结果表明流场初始压力和密度梯度是影响两个主涡产生的关键因素. 国内 Zou 等<sup>[11]</sup>利用高速摄影技术对平面入射激波与 SF<sub>6</sub> 椭圆气柱作用过程进行了实验研究, 并通过改变椭圆的纵横比, 对气柱的初始形状对作用过程的影响进行了研究. 结果表明椭圆垂直于激波方向的轴线越长, 气柱越快发生变形, 且变形越剧烈. Fan 等<sup>[12]</sup>基于二维欧拉方程, 结合 VAS2D (2-dimensional and axisymmetric vectorized adaptive solver) 法以及 MUSCL-Hancock 格式对激波与矩形、椭圆、菱形以及两种三角形五种不同形状的 SF<sub>6</sub> 气柱进行了数值模拟, 分析对比了这几种形状界面的波系、涡量以及气体界面的演变. 结果表明, 不同形状界面的 RM 不稳定性的发展各不相同, 各

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11272156) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: chenzh@mail.njust.edu.cn

种形状界面演化的差异主要受波系结构以及涡量大小和分布的影响,在作用前期受波系影响较大,而在后期主要与斜压效应产生的涡量有关. Zhai 等<sup>[13]</sup> 利用高速纹影技术对平面入射激波、反射激波与轻气泡 (He)、重气泡 (SF<sub>6</sub>) 作用过程进行了实验研究,结果清晰地显示了激波诱导气泡变形的过程,并对整个过程中气泡尺寸变化以及流场环量变化进行了定量分析. 王圣圣等<sup>[14]</sup> 采用有限体积法结合网格自适应技术的 VAS2D 程序对入射激波以及反射激波与 SF<sub>6</sub> 重气柱作用过程进行了数值模拟. 通过改变激波管尾端与气柱之间的距离来调节反射激波作用已经变形的气柱的时间,对入射激波以及反射激波与气柱作用过程中气柱形态、界面尺寸以及环量演化过程进行了研究. Fu 等<sup>[15]</sup> 采用四阶 GVC (group velocity control) 格式结合 DNS (direct numerical simulation) 方法对平面入射激波与轻气泡作用问题进行三维数值模拟,模拟结果反映了气泡变形过程以及流场涡量变化.

激波与重气柱作用时,激波在气柱内部透射弯曲,发生聚焦进而诱导射流. 同时,在斜压机制作用下气柱发生卷吸变形,形成上下两个主涡,主涡滑移层在 Kelvin-Helmholtz (K-H) 不稳定性作用下逐渐形成多个次级涡. 入射激波以及反射激波诱导气柱产生射流的机理以及气柱与环境流体的混合机理至今仍没有详细的描述. 近年来,随着高精度格式以及相关网格技术的发展,捕捉复杂边界的激波分辨率得以提高. 本文基于五阶精度 WENO (weighted essentially non-oscillatory) 格式,结合沉浸边界法 (immersed boundary method, IBM) 对激波与重气柱作用过程进行了数值模拟,并通过改变激波管尾端的固壁与气柱之间的距离控制反射激波与变形后的重气柱作用的时刻,数值模拟结果与 Haas 和 Sturtevant<sup>[8]</sup> 的实验结果完全相符,清晰地反映了入射激波与重气柱作用诱导其变形的过程,同时揭示了入射激波以及反射激波与重气柱作用诱导射流的过程以及在斜压效应作用下气柱卷吸变形与周围空气混合的过程.

## 2 计算方法与模型

### 2.1 计算方法

二维可压 Navier-Stokes 方程经过 Favre 滤波,略去非线性项后,得到以下形式:

连续性方程

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0, \quad (1)$$

动量方程

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2)$$

能量方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{E} + \bar{p} \tilde{u}_j) \\ = -\frac{\partial \bar{q}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_i \sigma_{ij}), \end{aligned} \quad (3)$$

其中,  $\sigma_{ij} = \mu_{\text{eff}} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left( \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) \right)$  为有效黏性应力张量;  $\mu_{\text{eff}} = \mu_{\text{lam}} + \mu_{\text{sgs}}$ ,  $\mu_{\text{eff}}$  为湍流有效黏性系数,  $\mu_{\text{lam}}$  为流体运动黏性系数,  $\mu_{\text{sgs}}$  为 Smagorinsky 亚网格黏性系数.  $q_j = -\lambda_{\text{eff}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j}$  为有效热通量;  $\lambda_{\text{eff}} = \lambda_{\text{lam}} + \lambda_{\text{sgs}} = \frac{\mu_{\text{lam}} c_p}{Pr_{\text{lam}}} + \frac{\mu_{\text{sgs}} c_p}{Pr_{\text{sgs}}}$ ,  $\lambda_{\text{eff}}$  为有效热传导系数,  $\lambda_{\text{sgs}}$  为亚网格热传导系数. 取  $Pr_{\text{lam}} = 0.72$ ,  $Pr_{\text{sgs}}$  由亚网格模型得出. 设气体为理想气体,其状态方程:

$$\bar{p} = \bar{\rho} R \bar{T}. \quad (4)$$

采用 Smagorinsky 亚网格模型,  $\mu_{\text{sgs}} = 2C_s^2 \Delta^2 |\bar{S}|$ , 其中  $C_s = 0.1$  为模型常数,  $\Delta$  为空间滤波尺度,  $|\bar{S}| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ ,  $S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)$ .

上述数学模型在无量纲化后,采用有限体积法进行离散. 时间推进采用三阶精度的 TVD Runge-Kutta 法,对流项采用五阶 WENO 格式<sup>[19,20]</sup> 进行离散,而黏性项则用中心差分法进行离散. 计算过程中还对高压力梯度区域采取自适应网格加密 (AMR, adaptive mesh refinement) 技术来提高对激波的分辨率,并提高时间与空间的求解效率.

### 2.2 计算模型

本文计算模型如图 1 所示. 为考察本文计算方法的可靠性,数值计算选择文献 [8] 中激波与 R22 气柱相互作用的实验结果进行验证,计算初始条件与该实验的初始条件相同,采用 R22 作为重质气体,外部介质为空气,气泡内外压力均为 1 atm. 入射激波从左向右传播,来流马赫数  $Ma = 1.22$ ,右侧以及上下两侧均设为固体反射边界. R22 气柱的直径为 0.05 m,气柱中心距左侧面的距离为 0.05 m,计算

域高度为 0.089 m. 为了研究反射激波与不同演化时期的重气柱作用诱导射流的过程, 本文通过改变右侧固壁与气柱中心的距离  $D$  来改变反射激波与变形重气柱的作用时刻. 由于文献 [8] 的实验中未考虑激波管尾端产生的反射激波对流场的影响, 为方便与之进行对比验证, 本文在 Case 1 中将右侧壁面设为出口条件, 即  $D = \infty$ . Case 2 以及 Case 3 的右侧壁面均设为固壁反射条件, 反射距离  $D$  分别取 0.1 m 和 0.03 m. 本文所用的气体参数如表 1 所示.

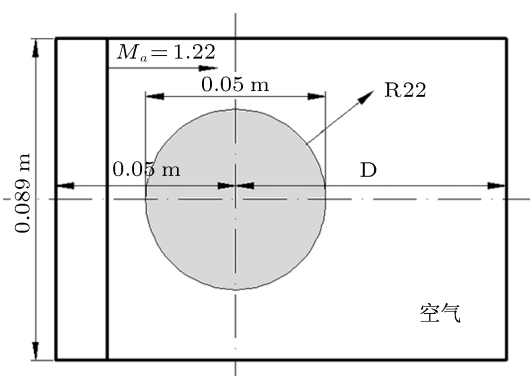


图 1 本文计算模型

表 1 本文所用气体参数

参数	R22	Air
比热比	1.185	1.40527
密度/kg·m <sup>-3</sup>	3.69	1.18
摩尔质量/g·mol <sup>-1</sup>	86.468	29
当地声速/m·s <sup>-1</sup>	183	345

### 3 结果与讨论

#### 3.1 验证算例

图 2 为入射激波与 R22 气柱相互作用过程中的数值阴影模拟结果 (上) 与文献 [8] 的实验阴影 (下) 对比, 其中圆形虚线 A 代表气柱初始界面. 可知整个作用过程中激波的反射、绕射以及气柱变形与发展过程中的数值结果与实验结果在  $t = 450 \mu\text{s}$  前完全相符, 而在后期气柱上下两侧因 R-M 与 K-H 不稳定作用向湍流转捩变形过程虽稍有不同, 但仍具有可比性 (图 2(f)).

平面入射激波与 R22 气柱作用的整个过程中, 整个流场基本呈上下轴对称. 入射激波 I 与气柱发生碰撞后, 发生透射与反射, 透射激波 B 继续在气柱内部向下游传播, 而圆弧反射激波 R 则向上游传播 (图 2(a)). 当入射激波到达气柱尾部时, 则会在

气柱右侧 (尾部) 发生绕射, 产生上下两道绕射激波  $D_1, D_2$ . 此过程中, 气柱在  $x$  轴方向上因受入射激波作用而不断被压缩, 并产生向左的运动, 气柱由开始的圆形变为椭圆 (图 2(b), (c)). 另外, 由于气柱内部 R22 气体的声阻抗大于气柱外部空气, 透射激波 B 的传播速度低于入射激波 I. 因此, 入射激波 I 先于透射激波 B 到达气柱右侧, 而随着透射激波 B 在气柱内的传播, 其曲率会不断增加, 导致波阵面面积降低, 强度增加, 最终在气柱内部右极点位置发生聚焦, 产生一道朝向下游传播的圆弧形二次激波 S (图 2(c), (d)). 同时, 气柱外部的上下绕射激波  $D_1, D_2$  也在气柱对称轴上相交并反射, 产生反射激波  $R_1, R_2$  (图 2(d)).

入射激波与气柱作用时, 由于气柱内外气体声阻抗的不同, 气柱内外存在速度差, 从而表现出次级不稳定性, 随后发展成小尺度的次级涡, 这是由于 K-H 不稳定性 [21] 所致. 同时, 由于斜压效应的影响, 气柱上下两侧开始卷起, 最终形成两个主涡. 图 2 的结果反映了平面入射激波与 R22 气柱相互作用后, 激波运动和 R22 气柱变形的整个过程, 本文的模拟结果在各个时刻与文献 [8] 的实验结果均符合良好, 验证了本文采用的计算方法的可靠性.

#### 3.2 入射激波诱导射流与混合

研究表明 [8], 激波与 R22 气柱作用过程中会产生射流, 为了揭示其产生机理, 以下进行详细讨论. 图 3 为入射激波诱导射流产生过程的密度纹影 (下) 与对应的气柱对称轴 (虚线) 上压力  $p$  以及流向速度  $u$  的分布曲线 (上). 可知, 透射激波在气柱内传播时, 波后速度与压力均增加, 这一现象与常规激波传播时参数变化规律相符 (图 3(a)). 当透射激波聚焦时 (气柱对称轴右侧, 图 3(b)), 其聚焦位置产生局部高压区, 其压力高达 500 kPa. 以聚焦位置为中心出现向左 (上游) 传播的稀疏波以及向上下传播的侧向弧形二次激波, 对当地气体造成瞬间的剧烈冲击, 导致聚焦位置的流场速度瞬间急剧提升, 速度高达 310 m/s, 形成一道向右传播的射流, 由于此过程时间极短, 且其聚焦位置在气柱内部的右侧边缘, 因而不能从图 3(b) 中立即显现. 多次模拟表明, 气柱射流的形成与重质气体的阻抗相关, 只有气柱阻抗与空气阻抗比为某值, 使透射激波在气柱右侧边缘聚焦, 才可产生射流, 而透射激波的过早与过晚聚焦, 因其压力衰减非常快而不能对气柱边界造成冲击加速而不能产生单一的射流结构.

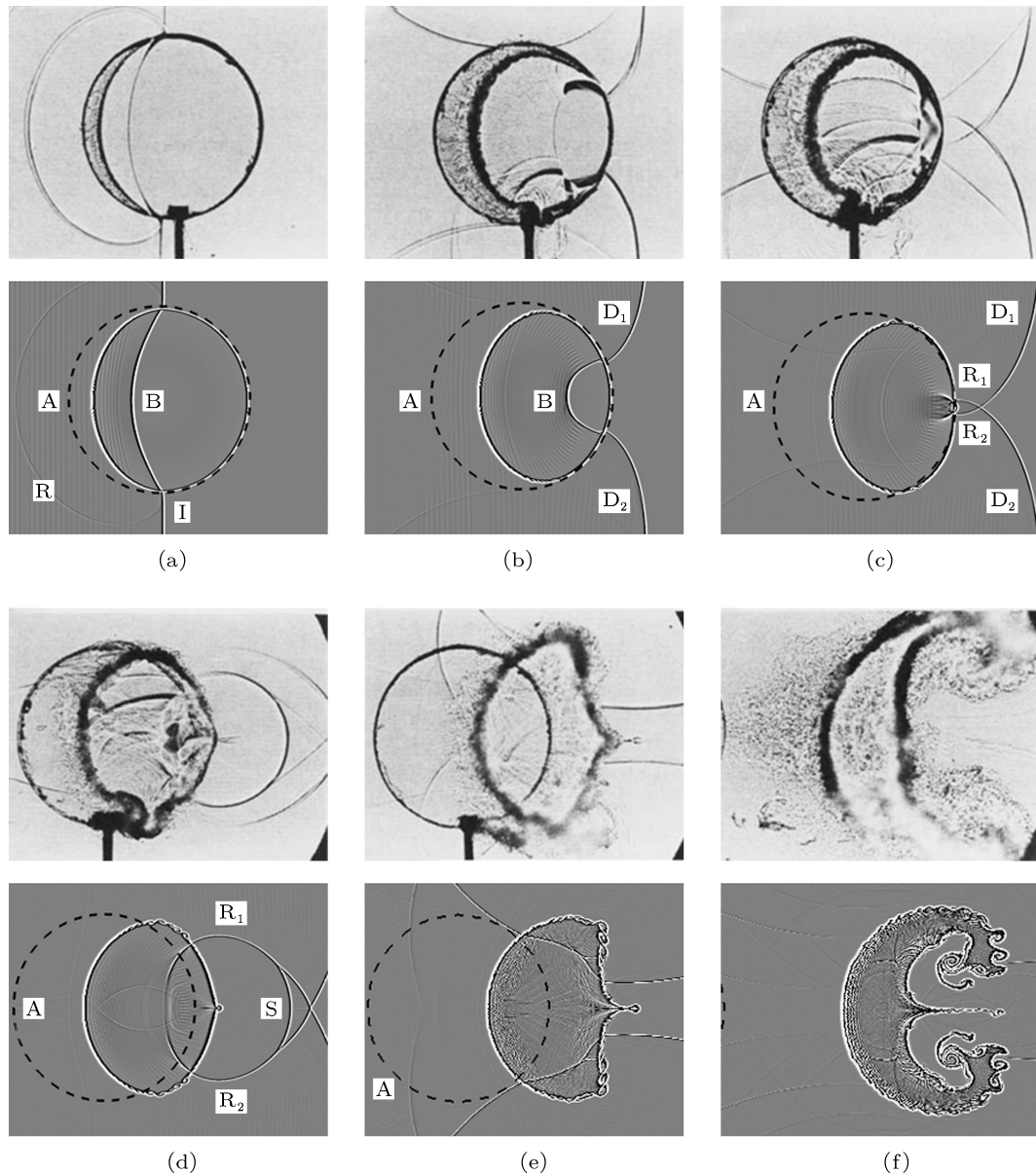


图2 入射激波与R22气柱作用过程 本文模拟结果(上)与文献[8]的实验结果(下)对比 (a)  $t = 85 \mu\text{s}$ ; (b)  $t = 165 \mu\text{s}$ ; (c)  $t = 200 \mu\text{s}$ ; (d)  $t = 250 \mu\text{s}$ ; (e)  $t = 450 \mu\text{s}$ ; (f)  $t = 945 \mu\text{s}$

气柱边界的对应点(气柱右侧对称轴上的点)受聚焦位置高压的冲击而产生加速度,并向右运动,从而造成气柱局部变形加速,形成一股明显可见的射流.而随着圆弧形二次激波的向外传播(图3(c)—(e)),高压区位置随之向下游移动,聚焦位置压力降低,射流速度峰值在环境流体的阻力作用下逐渐降低,因而该射流头部速度不断衰减.

先前研究同样表明,激波与R22气柱作用过程中,气柱表面同样会受K-H不稳定性影响而产生涡串的卷起.图4为激波与气柱作用的两个典型时期气柱附近密度纹影(上)、流向速度 $u$ (图4(a))和法向速度 $v$ (图4(b))等势分布云图以及对应的速度矢

量分布(下).在激波与气柱作用初期,流向速度 $u$ 起主导作用.图4(a)中可见,在气柱顶部和底部,气柱外部流场速度远高于气柱内部流场速度.在K-H不稳定性的作用下,该位置气柱界面开始发生失稳并逐渐卷起小涡串.气柱上侧涡串为顺时针旋转,而下侧为逆时针旋转.在激波与气柱作用后期,由于斜压效应的影响,气柱上下两侧逐渐向右侧中心卷起,在气柱右侧,法向速度 $v$ 起主导作用.图4(b)中可见,在气柱右侧,气柱内外存在很高的速度差,上下两侧速度方向相反,均指向对称轴方向.在K-H不稳定性的作用下,气柱右侧同样有涡串卷起,上侧为顺时针方向,而下侧则为逆时针方向.

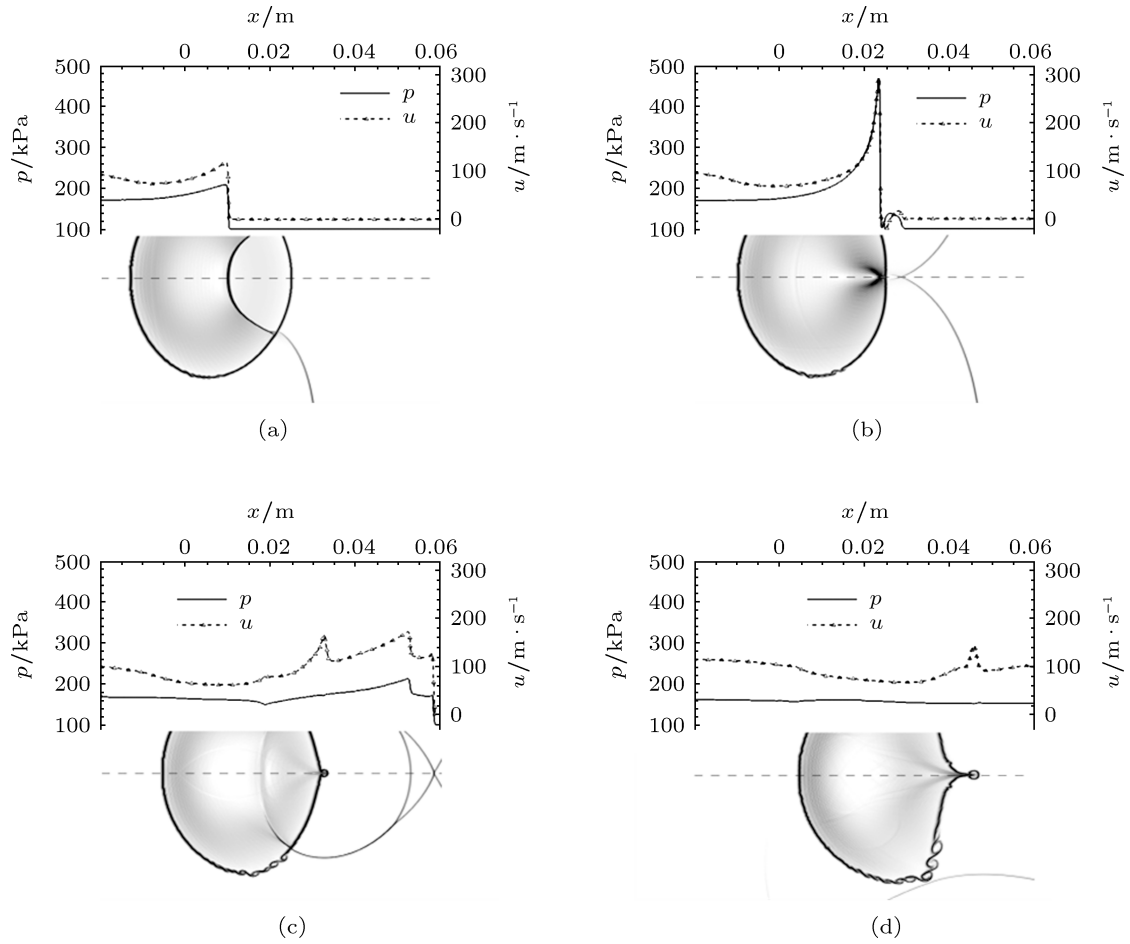


图3 入射激波诱导射流产生过程 (a)  $t = 155 \mu\text{s}$ ; (b)  $t = 195 \mu\text{s}$ ; (c)  $t = 250 \mu\text{s}$ ; (d)  $t = 370 \mu\text{s}$

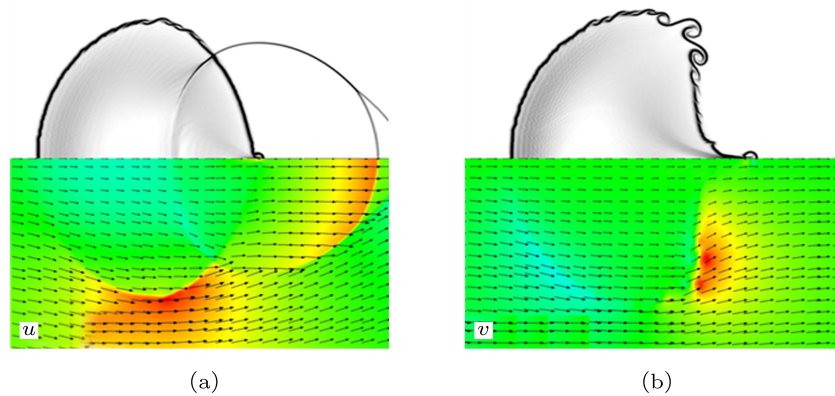


图4 气柱边界上球状弱涡串形成机理 (a)  $t = 250 \mu\text{s}$ ; (b)  $t = 405 \mu\text{s}$

激波与气柱以及液滴的相互作用还可加速其与外部气体的混合,从而可提高特定条件下的燃烧性能,相关研究对提高超燃发动机的性能具有极其重要的作用,因而对激波作用下加速气柱与外部气体混合机理的研究同样具有重要意义.图5为不同

时刻 R22 混合分数云图(上)以及对应  $y = 0.015 \text{ m}$  位置(虚线)的 R22 混合分数的曲线分布(下).可知,在主涡卷起之前, R22 与空气之间的混合主要为分子扩散(图5(a)).而气柱的变形与其表面涡串的产生则可明显提高其混合.图5(b)中虚线刚好穿

过分界面上弱涡串, 因而对应区域流场混合较好. 随着气柱的变形, 左侧 R22 混合分数变化不大, 仍为初始高斯分布, 而右侧两个主涡不断卷吸, 卷入大量环境流体在涡核中进行掺混, 混合区宽度不断增加, 其中存在气泡. 可见, 若要增加气柱与空气的混合, 则需尽量使气柱失稳产生涡串或加大整体变形, 使其与空气的接触表面面积增加.

### 3.3 反射激波与 R22 气柱作用特性

图 6 为反射距离为 0.1 m (Case 2) 的反射激波与 R22 气柱作用过程的密度纹影. 可知, 由于反射距离较长, 初始绕射激波在激波管右壁面以及在对称轴线上反射产生的反射激波最终汇聚成一道近似平面激波的反射激波 R 与变形后的气柱发生作用. 此时 R22 气柱仍在向右运动并仍在变形过程

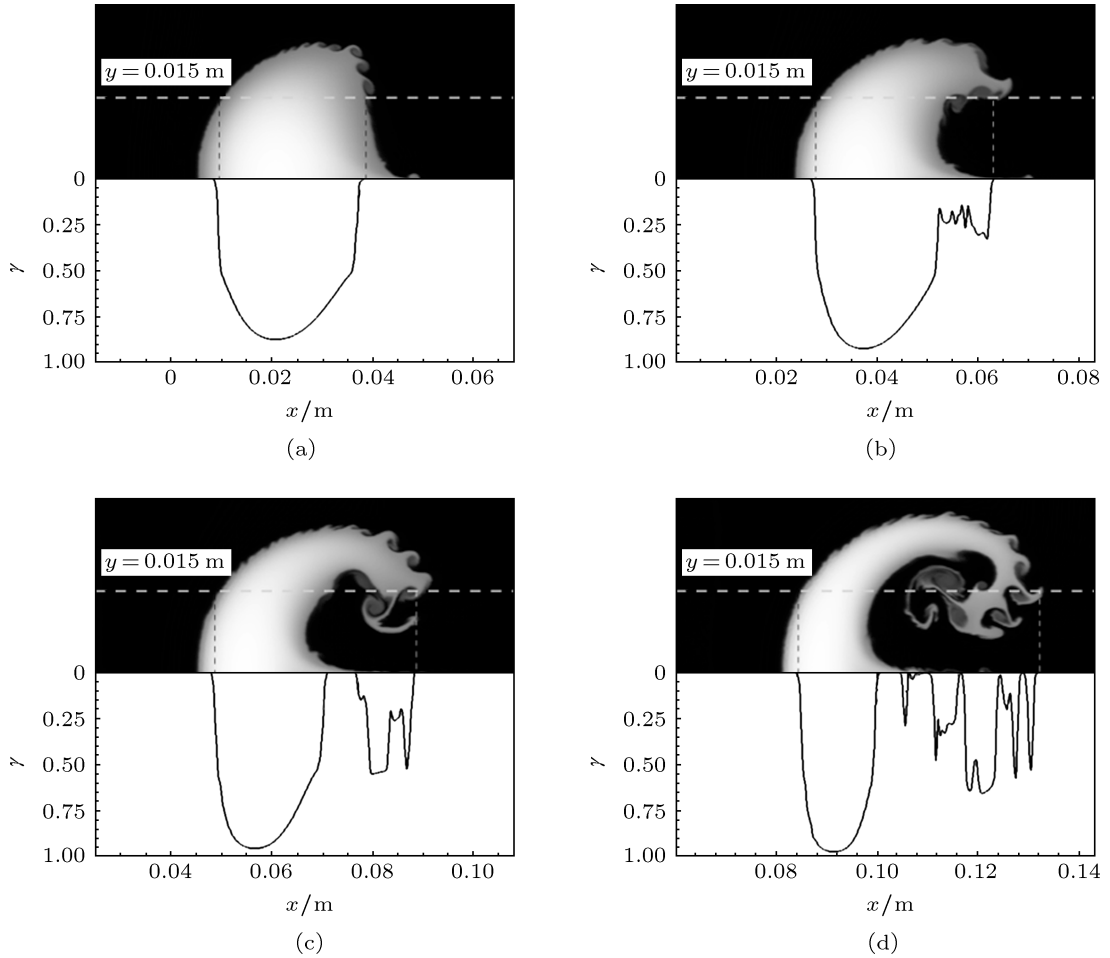


图 5 不同时刻 R22 混合分布 (a)  $t = 370 \mu\text{s}$ ; (b)  $t = 570 \mu\text{s}$ ; (c)  $t = 795 \mu\text{s}$ ; (d)  $t = 1105 \mu\text{s}$

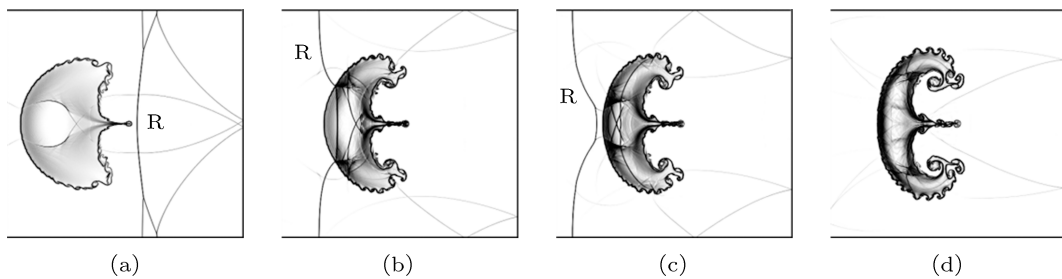


图 6 反射激波与 R22 气柱作用过程 (Case 2,  $D = 0.1 \text{ m}$ ) (a)  $t = 460 \mu\text{s}$ ; (b)  $t = 585 \mu\text{s}$ ; (c)  $t = 610 \mu\text{s}$ ; (d)  $t = 730 \mu\text{s}$

中, 气柱右侧中心产生一道向右的射流, 而上下两侧向右侧中心卷起, 形成涡对 (图 6). 当反射激波与气柱相互作用时, 气柱右侧会被进一步压缩, 从而使气柱在  $x$  轴方向进一步被压缩. 另外, 由图 6(b), (c) 可知, 因气柱压缩使反射激波与其作用时间相

较于入射激波与初始气柱作用时间缩短, 气柱的外表变形导致反射激波与其作用时的反射与透射变得复杂. 透射激波在变形气柱内的局部聚焦产生的压力不足以对气柱左侧边界造成冲击加速, 因而未能诱导射流产生.

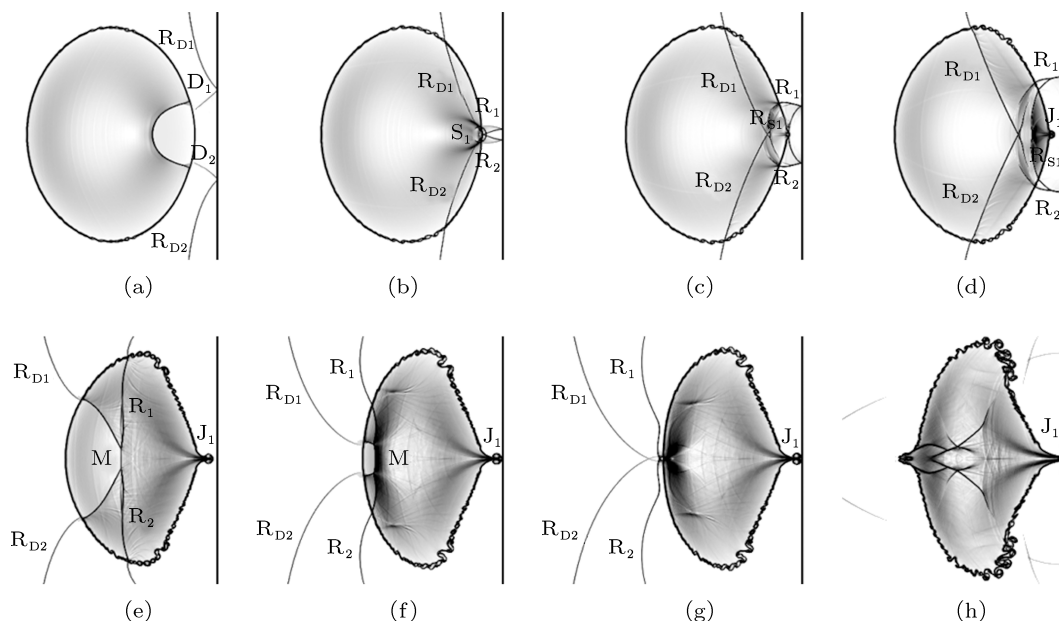


图 7 反射激波与 R22 气柱作用过程 (Case 3,  $D = 0.03$  m) (a)  $t = 175 \mu\text{s}$ ; (b)  $t = 200 \mu\text{s}$ ; (c)  $t = 215 \mu\text{s}$ ; (d)  $t = 230 \mu\text{s}$ ; (e)  $t = 285 \mu\text{s}$ ; (f)  $t = 315 \mu\text{s}$ ; (g)  $t = 325 \mu\text{s}$ ; (h)  $t = 475 \mu\text{s}$

图 7 为反射距离  $0.03$  m (Case 3) 的反射激波与 R22 气柱作用过程的密度纹影. 此时, 由于反射距离非常短, 绕射激波  $D_1, D_2$  尚未在气柱对称轴上发生碰撞, 就在激波管右侧壁面上发生反射, 产生反射激波  $R_{D1}, R_{D2}$  向左侧来流方向传播 (图 7(a)). 随后, 反射激波  $R_{D1}, R_{D2}$  在对称轴线上发生碰撞, 产生反射激波  $R_1, R_2$  向流场上下两侧传播. 同时气柱内部的绕射激波在气柱右侧分界面附近发生聚焦反射并诱导射流  $J_1$ , 同时产生圆弧形二次激波  $S_1$  (图 7(b)).  $S_1$  向右传播在激波管右侧壁面发生反射形成反射激波  $R_{S1}$  (图 7(c), (d)),  $R_{S1}$  向左传播进入气柱内部, 并逐渐赶上反射激波  $R_1, R_2$  并与之融合 (图 7(e)). 初始反射激波  $R_{D1}, R_{D2}$  与  $R_1, R_2$  逐渐由规则反射转化为两个马赫反射, 马赫杆  $M$  随时间不断拉长 (图 7(c)—(e)), 两个三波点附近的压力为最高. 反射激波  $R_{D1}, R_{D2}$  向左传播过程中与 R22 气柱表面作用, 由于在气柱内外传播速度不同, 这两道反射激波由初始的几乎平行逐渐转化成 V 形, 并最终在气柱左侧界面附近发生聚焦反射, 诱导反向射流 (相对于入射激波方向).

图 8 为反射激波诱导反向射流过程中 R22 气

柱的左侧聚焦点附近局部流场的密度纹影 (上) 以及对应的压力等值线图 (下). 可知, 两个三波点位置产生两个局部高压区, 随着反射激波在气柱内部向来流方向 (左) 的传播, 气柱内部的透射激波  $R_{D1}, R_{D2}$  以及马赫杆  $M$  所围成的区域不断缩小, 两个局部高压区压力不断升高 (图 8(a), (b)).  $t = 322 \mu\text{s}$  时刻 (图 8(c)) 透射激波及两个三波点到达气柱边界, 因而此时在气柱边界存在两个高压区, 在两个高压区的冲击加速作用下, 气柱边界分别产生两个射流  $J_{21}, J_{22}$  向左射出 (图 8(d)—(f)). 由图 8(d) 可知, 此时两个射流位置比较接近. 随后两道反射激波  $R_1, R_2$  在气柱外发生碰撞反射, 产生反射激波  $R_{11}$  以及  $R_{22}$ , 并使此区域压力急剧升高, 但由图 8(d) 中可知, 此高压区在射流  $J_{21}, J_{22}$  的左边, 也即位于气柱左侧界面外. 由此可见, 反射激波冲击 R22 气柱产生的射流  $J_{21}, J_{22}$  产生不是由反射激波碰撞聚焦产生的高压区诱导, 而是由入射激波形成的透射激波与管右侧的反射激波在气柱内部马赫反射而产生两个三波点的高压导致. 射流  $J_{21}, J_{22}$  在环境流体的阻力作用下不断衰减地向上游传播, 其过程与入射激波诱导的射流  $J_1$  类似.

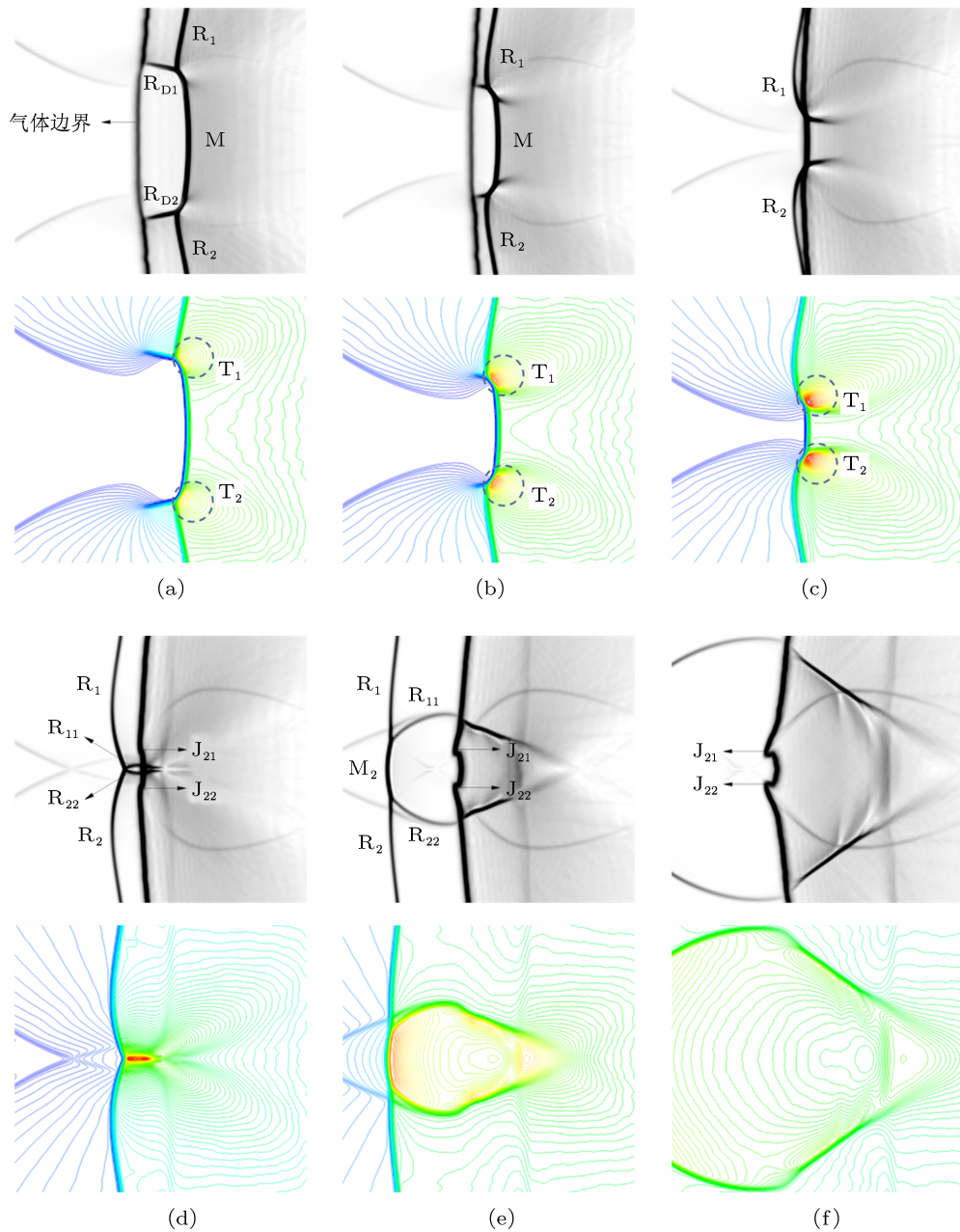


图8 反射激波诱导射流产生过程 (Case 3,  $D = 0.03$  m) (a)  $t = 317 \mu\text{s}$ ; (b)  $t = 320 \mu\text{s}$ ; (c)  $t = 322 \mu\text{s}$ ; (d)  $t = 324 \mu\text{s}$ ; (e)  $t = 329 \mu\text{s}$ ; (f)  $t = 336 \mu\text{s}$

## 4 结论

结合高精度 WENO 格式以及沉浸边界法, 本文对激波与 R22 气柱作用过程进行了数值模拟, 并通过改变激波管尾端固壁与气柱之间的反射距离进而控制反射激波与气柱作用时刻. 计算结果与先前相关实验结果完全相符, 准确描述了激波与 R22 气柱相互作用过程, 并得到以下主要结论.

1) 入射激波与 R22 重气柱作用, 在其分界面发生透射弯曲, 在其内部发生聚焦反射, 产生局部高压区, 若此高压区在气柱内右侧界面附近, 则会对

当地界面造成瞬间冲击进而产生射流. 射流形成后会因聚焦位置的压力迅速衰减而使射流速度逐渐降低, 因而该射流不断衰减地向下游传播.

2) R22 气柱与入射激波作用后, 气柱上下两侧不断卷起最终形成两个主涡. 在其变形的初期, 气柱内外流场速度差最大的区域主要集中在气柱顶部和底部, 且沿轴向速度  $u$  方向, 因而此位置的气柱界面会在 K-H 不稳定性作用下失稳并卷起小涡串. 而在变形后期, 气柱内外流场在轴向速度  $v$  方向上也存在很强的速度差, 因此气柱右侧同样会产



生次级涡串.

3) 在气柱变形演化过程中, 气柱左侧 R22 质量分数分布变化不大, 呈现初始高斯分布, 而右侧的两个主涡不断卷吸, 卷入大量环境流体在涡核中进行混合, 混合区宽度不断增加. 在 K-H 不稳定性的作用下, 随着次级涡串的形成, 混合效果不断加强.

4) 当激波反射距离较长时, 多道反射激波最终

汇聚成一道近似平面激波的反射激波与充分变形的重气柱相互作用, 使其在  $x$  轴方向进一步压缩. 而当反射距离很短时, 气柱内波系较复杂, 最终会在气柱内部发生马赫反射, 两个三波点位置发生局部聚焦产生两个局部高压区, 当它们穿越气柱左侧边界时, 两个局部高压区对气柱左侧边界造成瞬间冲击产生两道射流.

- 
- [1] Sha S, Chen Z H, Zhang H H, Jiang X H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 064702 (in Chinese) [沙莎, 陈志华, 张焕好, 姜孝海 2012 物理学报 **61** 064702]
- [2] Marble F E, Hendrics G J, Zukoski E E 1987 *American Insititute of Aeronautics and Astronautics US, AIAA* **87** 1880
- [3] Oran E S, Gamezo V N 2007 *Combust Flame* **148** 4
- [4] Lindl J D, McCrory R L, Campbell E M 1992 *Phys. Today* **45** 32
- [5] Markstein G H 1957 *J. Aerosol. Sci.* **24** 238
- [6] Richtmyer R D 1960 *Commun. Pure Appl. Math.* **13** 297
- [7] Meshkov E E 1969 *Fluid Dyn.* **4** 101
- [8] Haas J F, Sturtevant B 1987 *J. Fluid Mech.* **181** 41
- [9] Tomkins C, Kumar S, Orlicz G, Prestridge K 2008 *J. Fluid Mech.* **611** 131
- [10] Shankar S K, Kawai S, Lele S K 2011 *Phys. Fluids* **23** 024102
- [11] Zou L Y, Liu C L, Tan D W, Huang W B, Luo X S 2010 *J. Vis.* **13** 347
- [12] Fan M R, Zhai Z G, Si T, Luo X S, Zou L Y, Tan D W 2012 *Phys. Mech. Astron.* **55** 284
- [13] Zhai Z G, Si T, Luo X S, Yang J M 2011 *Phys. Fluids* **23** 084104
- [14] Wang X S, Si T, Luo X S, Yang J M 2012 *Chin. J. Theor. Appl. Mech.* **44** 664 (in Chinese) [王显圣, 司廷, 罗喜胜, 杨基明 2012 力学学报 **44** 664]
- [15] Fu D X, Ma Y W, Li X L 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 188
- [16] Ma Y W, Tian B L, Fu D X 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1770
- [17] Tan D W, Zhang X 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 084703
- [18] Tao Y S, Wang L F, Ye W H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 075207 (in Chinese) [陶烨晟, 王立锋, 叶文华 2012 物理学报 **61** 075207]
- [19] Liu X D, Osher S, Chan T 1994 *J. Computat. Phys.* **115** 200
- [20] Jiang G, Shu C W 1996 *J. Computat. Phys.* **126** 202
- [21] Charendon S 1961 *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability* (Oxford: Clarendon press) p481

# The generation of jet and mixing induced by the interaction of shock wave with R22 cylinder\*

Sha Sha Chen Zhi-Hua<sup>†</sup> Xue Da-Wen

(Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

(Received 15 March 2013; revised manuscript received 29 March 2013)

## Abstract

Based on the large eddy simulation, combined with the 5th order weighted essentially non-oscillatory scheme and the immersed boundary method, the shock wave interacting with an R22 cylinder is numerically simulated. Our numerical results present clearly the deformation of cylinder induced by the Richtmyer-Meshkov instability due to the interaction of shock wave with R22 cylinder, which accords well with previous experimental results of Haas and Sturtevant [Haas J F and Sturtevant B 1987 *J. Fluid Mech.* **181** 41]. In addition, the numerical results reveal the generation process of a jet induced by the refracted shock focusing near the right interface of the inner cylinder, as well as the roll-up of the secondary vortexes along the slip layer of two main vortexes. The mixing mechanism of R22 gas and air is also expatiated. Furthermore, the evolution of R22 cylinder under reshock condition is numerically simulated with two different end wall distances. For the long distance case, the reflected wave interacts with severely distorted R22 volume, making it further compressed on the  $x$ -axis. While for the small case, two Mach reflections occur between the reflected shocks during their propagating upstream within the cylinder. The two high pressure areas behind two triple points can accelerate the boundary of the R22 cylinder while they are passing through it and induce two jets.

**Keywords:** Richtmyer-Meshkov instability, R22 cylinder, reshock, jet

**PACS:** 47.20.Ma, 47.40.Nm, 47.51.+a

**DOI:** 10.7498/aps.62.144701

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11272156).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: chenzh@mail.njust.edu.cn