

柱形汇聚激波冲击球形重气体界面的实验研究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 采用高速纹影法实验研究了柱形汇聚激波与球形重气体界面相互作用的 Richtmyer-Meshkov 不稳定性问题. 激波管实验段基于激波动力学理论设计, 将马赫数为 1.2 的平面激波转化为柱形汇聚激波, 气体界面由肥皂膜分隔六氟化硫 (内) 和空气 (外) 得到. 采用高速摄影机在单次实验中拍摄激波运动的全过程, 对柱形激波的形成进行了实验验证, 并进一步观测了汇聚激波与球形气体界面相互作用过程中的波系发展和气体界面变形以及反射激波同已变形界面二次作用的流场演化. 结果表明: 当柱形汇聚激波穿过气泡界面以后, 气泡左侧界面极点沿激波传播方向保持匀速运动, 气泡右侧界面发展成为射流结构, 气泡主体发展成为涡环结构; 在反射激波的二次作用下, 流场中无序运动显著增强并很快进入湍流混合阶段.

关键词 柱形汇聚激波, Richtmyer-Meshkov 不稳定性, 球形气体界面, 高速纹影法

中图分类号: O354.5 **文献标识码:** A **文章编号:** 0459-1879(2012)03-0473-08

引 言

当不同密度的两种流体处于加速度场 (如重力场) 中并且界面上密度梯度与加速度方向不一致时, 界面上的微小扰动会随着时间的增长, 产生所谓的 Rayleigh-Taylor 不稳定性^[1]. 在相似问题中, 当两种不同流体的分界面受到激波冲击加速时, 无论界面上的密度梯度与冲击加速的方向相同或相反, 界面上的扰动都可能随时间不断增长. 这种激波冲击作用下的界面不稳定性称为 Richtmyer-Meshkov (RM) 不稳定性^[2-3]. 当扰动幅值远小于扰动波长时, 扰动呈线性增长; 随着扰动幅值的增加, 扰动进入非线性增长阶段, 界面上切向速度分量增加, 出现“尖钉 (spike)”和“气泡 (bubble)”等结构, 流体间混合加剧, 最终整个流场进入湍流发展阶段. RM 不稳定性在惯性约束核聚变 (ICF)、超新星爆发以及超燃冲压发动机中燃料与氧化剂混合等问题中具有重要的应用价值. 特别地, 这些实际问题经常涉及曲面激波与流体界面的多次相互作用, 比如 ICF 问题中, 靶丸表面材料被烧蚀后, 在等离子体反冲作用下会形成爆聚激波, 该激波向球形靶丸内部的氘氚燃料聚焦并发生反射, 产生高温高压环境. 在 RM 不稳定性的作用下, 界面上微小扰动的增长会诱使冷热

流体间混合加剧, 导致靶丸中心温度降低, 使其无法满足聚变反应发生条件. 因此, 研究曲面激波作用下的 RM 不稳定性具有重要意义.

平面激波与球形气体界面的相互作用是 RM 不稳定性研究中最典型的例子之一, 目前已经得到深入开展^[4]. 由于界面变形较大, 流场中具有明显的非线性效应, 根据 Haas 等^[5]的实验结果, 气泡受到平面激波冲击加速以后, 在演化过程中会形成涡环结构. 不过由于实验中采用火花光源照明, 每次只能得到单幅图像, 对实验重复性要求较高. 为了克服这个困难, Layes 等^[6-8]将高速摄影技术应用于传统的光学测量方法中, 开展了一系列平面激波与球形气泡相互作用的实验研究, 在单次实验中即可完成激波发展与界面演化全过程的实验数据获取. 结果表明气泡界面的演化与 Rudinger 和 Somers 推导的理论结果^[9]符合较好. 近年来, 国内在平面激波与气泡相互作用的实验研究方面也取得了一定进展^[10-13].

在很多实际问题中入射激波并非简单的平面形状 (如 ICF 问题), 然而在实验室条件下形成稳定的曲面激波要比平面激波难度大得多. 目前学者们已经提出了一些曲面激波的生成方法^[14-17], 并开展了

2011-10-12 收到第 1 稿, 2012-01-12 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

曲面激波作用下的 RM 不稳定性研究,但是这些工作大多集中在理论和数值模拟方面^[16-20],实验研究仍十分有限^[15].

本文采用激波动力学方法生成柱形汇聚激波,选取一组有利于实验研究的控制参数加工激波管实验段,并对柱形激波进行验证.进一步地,采用高速纹影法开展柱形汇聚激波与球形六氟化硫(SF₆)气泡之间相互作用的实验研究,获得重气体气泡在柱形入射激波及其反射激波作用下的波系演化及界面发展的实验数据,分析了汇聚激波与球形重气泡的作用机制,同时对曲面激波作用下的 RM 不稳定性规律与平面激波情况进行了定性对比.

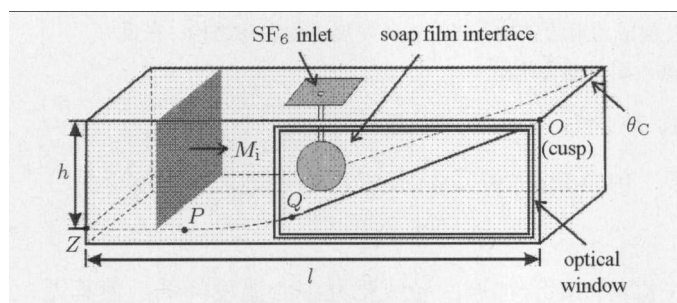


图1 激波管实验段示意图.

其中, M_i 为入射平面激波马赫数, θ_C 为汇聚角度, h 为激波管高度

Fig.1 Schematic of the experimental test section.

M_i , incident planar shock Mach number, θ_C is converging angle, h is shock tube height

1 实验方法与设备

实验在水平放置的方截面激波管中开展,激波管总长为4.2 m,其中高压段长1.7 m,低压段长2.5 m,截面尺寸为70 mm×40 mm.图1为汇聚激波管的实验段示意图,上壁面水平,下壁面可分为3部分,分别为ZP段、PQ段和QO段.实验段采用精密的线切割技术加工,气体界面采用肥皂膜形成,利用高速摄影技术与纹影测量方法对柱形激波与球形气体界面的相互作用进行观测.

柱形激波的形成是实验成功的关键,入射激波在ZP段为平面形状,其运动方向从左向右.在壁面型线PQ作用下,入射激波面形状不断改变并在Q点形成柱形结构,在QO段传播时形状几乎保持不变.由于实验段截面积随着激波传播逐渐减小,柱形激波强度逐渐增加,呈汇聚状.当激波运动到汇聚点O时在固壁作用下发生反射,反射激波仍保持柱形结构,此时实验段截面积随激波传播逐渐增加,柱形激波强度逐渐降低,呈发散状.

1.1 柱形激波形成方法

根据激波动力学理论^[21],激波沿截面积缓慢变化的管道传播时,其激波强度会发生变化,同时激波形状也会在固壁的干扰下不断改变.激波马赫数的变化可以通过CCW关系^[22-24]进行描述

$$\frac{2M dM}{(M^2 - 1)K(M)} + \frac{dS}{S} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{1}{K(M)} = \left(1 + \frac{2}{\gamma + 1} \frac{1 - \mu^2}{\mu}\right) \frac{2\mu + 1 + M^{-2}}{2} \quad (2)$$

$$\mu = \sqrt{\frac{(\gamma - 1)M^2 + 2}{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)}} \quad (3)$$

其中, γ 为气体比热比, M 为激波马赫数, S 表示实验段中柱形激波波面的有效面积.通过合理选择实验段PQ的形状(简称型线)可以使入射激波形状和马赫数不断改变,并在传播到Q点时刚好形成圆弧形柱状结构^[17].

型线PQ具体参数的求解需要首先知道P、Q两点的激波马赫数及其波面形状,P处激波为平面形状,其激波马赫数与入射激波相同,Q处激波为圆弧形结构,激波马赫数 M_Q 与汇聚角度 θ_C 的关系^[24]为

$$\theta_C = \int_{M_i}^{M_Q} \sqrt{2/[(M^2 - 1)K(M)]} dM \quad (4)$$

其中, M_i 为初始入射激波马赫数.进一步利用曲面激波在传播过程中的特征线关系以及参数迭代方法即可求出型线PQ的具体参数^[17].

汇聚角度 θ_C 是汇聚激波管的关键参数,在给定入射激波情况下,汇聚角度对实验加工和观测影响很大.由于Q点位于柱形激波的有效实验区域,下面针对汇聚角度对Q点参数的影响进行定性和定量分析.根据式(4)可知,如果汇聚角度 θ_C 较小,入射激波传播到Q点时激波马赫数较小,激波管汇聚作用不明显,根据式(1),柱形激波波面相对于汇聚点O的弧长 L_Q (对应Q点处的波面面积 S_Q)必然较大,导致汇聚段半径(即QO距离) $R_Q = L_Q/\theta_C$ 较大,汇聚段过于狭长,不利于实验开展以及汇聚段设计加工;如果汇聚角度 θ_C 较大,Q点激波马赫数较大,导致柱形激波波面在Q点的弧长 L_Q 较小,激波管有效实验区域减小,同样不利于实验开展.图2为柱形激波在Q点的激波马赫数 M_Q 以及激波波面弧长 L_Q 随汇聚角度的定量变化关系.可以发现,当汇聚角度较小时,柱形激波弧长 L_Q 随 θ_C 减

小而增加, 此时 R_Q 增加迅速. 当汇聚角度较大时, Q 点柱形激波波面的弧长 L_Q 迅速减小, 有效实验区域因此变得较小. 综合考虑这两种实际因素, 在入射激波马赫数 $M_i = 1.2$ 情况下, 本文选取激波管的汇聚角度为 15° , 既保证激波管的汇聚作用, 也保证实验区域面积较大.

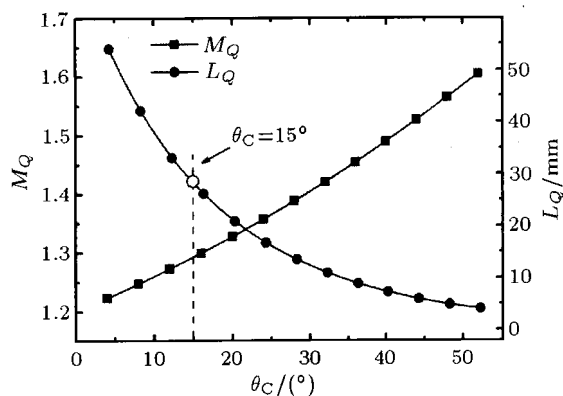


图 2 M_Q , L_Q 随激波管汇聚角度 θ_C 的变化关系
($M_i = 1.2$, $h = 70$ mm)

Fig.2 Variations of M_Q , L_Q versus the converging angle θ_C
for $M_i = 1.2$, $h = 70$ mm

1.2 实验装置和设备

激波管实验段的配置如图 1 所示, 其中汇聚角度 $\theta_C = 15^\circ$, 汇聚段总长 $l = 700$ mm, 激波管高 $h = 70$ mm, 观察窗面积为 70 mm $\times$ 150 mm. 入射激波运动方向为从左向右, 激波马赫数 $M_i = 1.2$. 当激波运动到 Q 处时, 激波波面形状从平面转变成圆弧形柱面, 激波马赫数 M_Q 理论值达到 1.29, 柱形激波相对于汇聚点 O 的半径 R_Q 约为 106 mm.

球形气体界面的生成方法与 Layes 等^[6-8] 和 Zhai 等^[13] 所采用的方法相似, 也就是采用吹制肥皂泡的方法形成两种气体的密度间断面. 实验段顶板处开有小孔使气泡支架得以进入实验段 (如图 1 所示), 先在支架末端涂一薄层肥皂液形成肥皂膜, 然后从顶板的开孔伸入实验段, 六氟化硫 (SF_6) 气体则通过导管缓慢地流入支架, 使支架末端的肥皂膜不断膨胀形成球形 SF_6 气泡, 气泡的球心位于汇聚段中心线 (也就是下文纹影图中汇聚角的对角线) 上. 实验中 SF_6 气体的分子量为 146, 密度为 6.36 kg/m³, 比热比为 1.09, 支架距离弯曲壁面尖点 O 的距离为 85 mm.

采用高速纹影法^[13] 捕捉流场中的波系发展以及界面演化规律. 纹影系统采用传统的“Z”字型光路搭建, 主要组成部分为直流光源、圆形刀口、凸透镜

以及球面反射镜, 其中“Z”字型光路偏角为 5° . 高速摄影机 (FASTCAM SA5, Photron Limited) 显著提高了流场显示的时间分辨率以及测量精度, 其拍摄频率最高可达到 1×10^6 f/s, 空间分辨率可达 1024×1024 . 在实验中, 分别采用 5×10^4 和 10^5 f/s 的拍摄频率, 对应的相邻两幅图的时间间隔分别为 $20 \mu\text{s}$ 和 $10 \mu\text{s}$, 空间分辨率分别为 704×192 和 384×168 .

2 柱形汇聚激波的生成及验证

利用高速纹影法拍摄了无气体界面存在时激波在实验段中运动的情况. 图 3 为柱形激波在汇聚段中向汇聚点 O 运动以及经固壁反射以后远离汇聚点 O 运动的纹影结果, 其中高速摄影机的拍摄频率为 10^5 f/s, 图中给出的相邻激波的时间间隔为 $40 \mu\text{s}$ (也就是每隔 3 幅图取一幅叠加在一起构成图 3). 将激波与以汇聚点 O 为圆心绘制的圆弧进行对比可以发现, 柱形激波为圆弧形结构, 并且柱形激波在传播过程中其波面形状几乎保持不变.

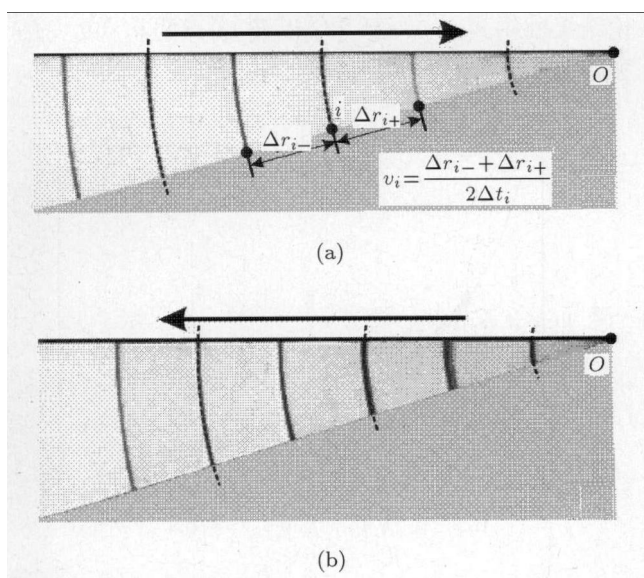


图 3 柱形入射激波 (a) 及其反射激波 (b) 的实验纹影图. 其中相邻激波时间间隔为 $40 \mu\text{s}$, 虚线为以 O 点为圆心的圆弧, 箭头为激波运动方向

Fig.3 Experimental schlieren sequences of the cylindrical incident shock wave (a) and the reshock (b). $\Delta t = 40 \mu\text{s}$, the arrows stand for the directions of the shock movement and dashed lines for schematic circular arcs with their center of point O

为了进一步验证激波动力学方法生成柱形汇聚激波的正确性, 图 4 给出了柱形激波向汇聚点 O 传播过程中激波马赫数实验与理论结果之间的定量比

较. 激波马赫数的实验结果为

$$M_i = v_i / a_0 \quad (5)$$

其中, v_i 表示图 3(a) 所示位于 i 点的激波运动速度, a_0 表示波前气体的当地声速值. 计算 v_i 的具体方法是通过求解激波在连续两幅纹影图像中移动距离与时间间隔之比而得到 (必须指出, 这里 v_i 为平均值, 而且计算结果是基于相邻两幅图的时间间隔 $\Delta t = 10 \mu\text{s}$ 而获得的, 而不是图 3(a) 中所示的 $\Delta t = 40 \mu\text{s}$, Δt 越小计算的 v_i 越接近瞬时值). 假定波前空气未受扰动, a_0 为定值 (即室温条件下的当地声速), 通过式 (5) 可得到不同位置激波马赫数的实验结果. 图 4 中误差棒 (记为 Δ_{err}) 表示纹影图像中激波位置判断过程引起的测量误差

$$\Delta_{\text{err}} = \pm \frac{\varepsilon D / \Delta t}{a_0} \quad (6)$$

其中, ε 为纹影图像的空间分辨率 (mm/pixel), D 为图像判读误差, 文中取 $D = 1 \text{ pixel}$. 激波马赫数理论结果根据式 (1) ~ 式 (3) 以及 Q 点的马赫数 M_Q 和距离 R_Q 计算得到.

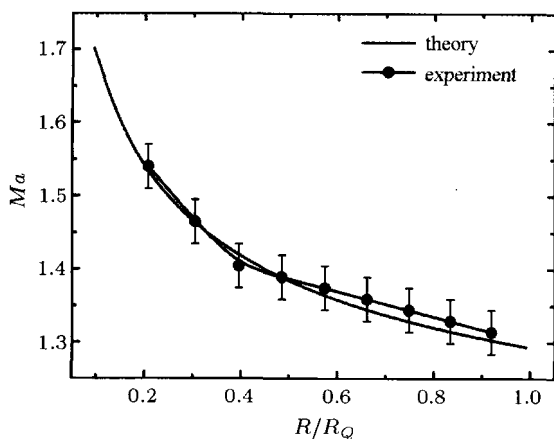


图 4 汇聚激波马赫数随位置变化的理论与实验结果比较. 其中 R/R_Q 表示柱形激波 (在 Q 点) 相对于汇聚点 O 的半径

Fig.4 Comparison between theoretical and experimental results of Mach number of the converging shock wave versus its location. R/R_Q stands for the radius of the cylindrical shock waves (at point Q) with their center of point O

图 4 表明, 入射激波向汇聚点 O 传播过程中激波马赫数的理论与实验结果一致, 说明激波动力学理论对于设计激波管实验段是适用的, 同时也通过实验证实了柱形激波生成方法的可靠性. 从图 4 中还可以发现, 激波马赫数实验测量结果比理论值稍

微偏大, 这是因为实验中测得的激波运动速度为一定时间间隔中的平均值, 其值等于真实速度的时间积分与时间间隔之比, 由于激波马赫数的理论变化曲线为下凹型, 积分运算结果将比该点速度的实际值偏大, 而波前气体的当地声速值 a_0 保持不变, 因此激波马赫数实验结果比理论值偏大是合理的.

3 结果与讨论

采用高速纹影法对柱形激波与球形 SF_6 界面相互作用过程进行全场观测, 图 5 为单次实验中获得激波和界面演化结果, 气泡初始直径 $D_0 = 16 \text{ mm}$. 由于入射激波的上游与下游和反射激波情况相反, 为了不致歧义, 采用左、右界面描述气泡的发展. 激波与气体界面相互作用过程主要分为两个阶段: 第 1 个阶段为入射激波阶段 (如图 5(a) 所示), 入射激波为柱形汇聚激波, 激波强度逐渐增强; 第 2 个阶段为反射激波阶段 (如图 5(b) 所示), 反射激波为柱形发散激波, 激波强度逐渐减弱.

3.1 波系发展

入射激波与气泡左侧界面相遇时 (如图 5 中第 1~2 帧图像, 第 0 帧图像记为初始时刻), 界面上会形成一道折射激波向界面右侧的气泡内部传播, 同时伴随出现一道反射波向界面左侧传播, 其中反射波的类型为激波. 从第 2 帧图像可以发现, 气泡外侧的入射激波速度大于折射激波速度, 这是因为气泡内部 SF_6 密度大于周围空气密度. 由于纹影图像对应流场中密度梯度在光线传播方向的积分效果, 受到压缩的气泡颜色加深. 当入射激波运动到气泡右侧时 (如第 3 帧图像所示), 激波受到偏折效应增强. 在传播过程中, 气泡周围衍射激波的波头与气泡表面近乎垂直, 最终在气泡外侧相交. 气泡内部的折射激波不断弯曲, 出现与平面激波冲击 SF_6 气泡过程中相似的激波聚焦现象^[13], 如图 5(c) 所示. 对于本文的气体配置和激波形状, 激波聚焦发生在气泡内部靠近右侧界面的位置, 产生局部的高压、高密度区域, 从而使右侧界面形成朝向气泡外部的射流. 随着流场进一步演化, 气泡右侧出现了一个明显的二次激波 (如第 4 帧图像所示). 二次激波与上下壁面接触后发生反射, 形成复杂的波系结构. 此外, 二次激波的运动方向与入射激波相同, 不过其运动速度大于入射激波, 因此在形成后约 $120 \mu\text{s}$ 与入射激波相遇 (如 5~7 帧图像). 之后激波近似为柱形结构向汇聚点 O 运动 (如 8~9 帧图像).

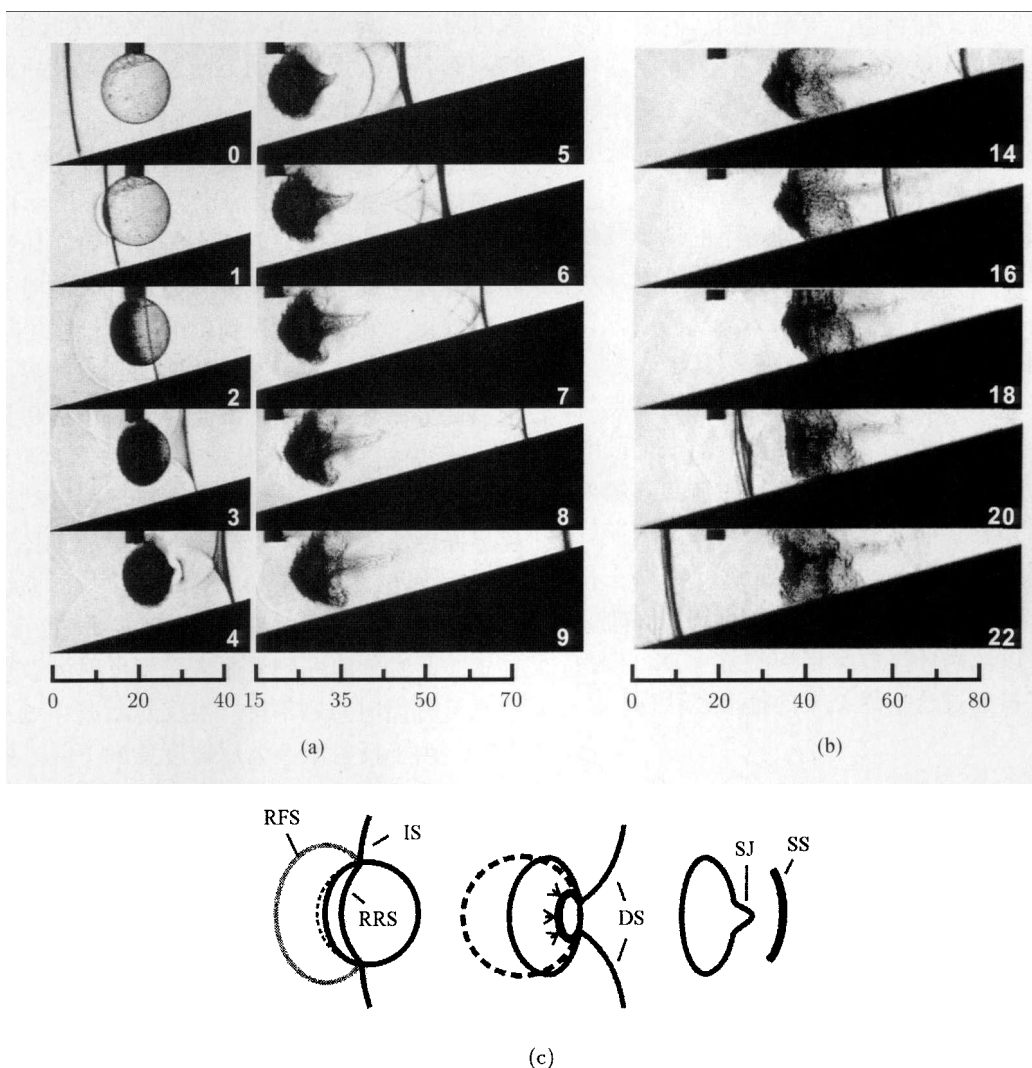


图 5 球形重气泡在柱形入射激波 (a) 及其反射激波 (b) 作用下演化结果的实验纹影图以及激波聚焦现象示意图 (c), 其中, IS 为入射激波; RFS 为反射激波; RRS 为折射激波; DS 为衍射激波; SS 为二次激波; SJ 为 SF_6 射流头部. $\Delta t = 20 \mu s$, 标尺单位为 mm

Fig.5 Experimental schlieren sequences of the heavy-gas bubble impacted by the cylindrical incident shock wave (a) and the reshock (b) and schematic of the shock-focusing phenomenon (c). IS is incident shock, RFS is reflected shock, RRS is refracted shock, DS is diffracted shock, SS is secondary shock, SJ is SF_6 jet head. $\Delta t = 20 \mu s$ and the dimension unit is mm

入射激波到达汇聚段末端时, 在固壁作用下发生反射, 反射激波与已变形的气泡发生二次相互作用 (如图 5(b) 所示). 在气体界面作用下, 入射激波的几何形状受到干扰, 二次激波的产生再次影响激波形状, 导致反射激波不再是圆弧形. 不过, 从图 5(b) 中可以发现, 反射激波在冲击已变形的气泡之前基本保持为柱形结构. 与入射激波不同的是, 反射激波强度逐渐减弱, 在视场中持续时间约为 $160 \mu s$. 在这个过程中, 在气泡折射作用和上下壁面的反射作用影响下, 流场中的激波相互作用和干扰, 激波的传播变得十分复杂 (如 14~22 帧图像), 在气体界面的左右两侧能够观察到呈交叉形状的多束激波的运动.

3.2 界面演化

从图 5(a) 可以发现, 入射激波阶段, 气泡左侧界面在柱形汇聚激波冲击加速下开始运动, 其方向沿汇聚段的中心线, 气泡受到压缩作用明显 (如第 1~3 帧图像). 激波作用后, 气泡右侧界面出现了较大变形, 在气泡内部激波聚焦产生的高压区作用下, 气泡右侧界面出现射流, 射流头部的运动速度比气泡左、右界面的运动速度都要快 (如第 4~6 帧图像). 之后左界面产生了卷曲, 逐渐形成涡环结构 (如第 7~9 帧图像). 此时, 气泡与环境气体之间的混合逐渐增强. 图 5(b) 显示了反射激波同已变形界面的相互作用结果, 在反射激波阶段, 柱形反射激波首先与气

泡右侧界面的射流头部相遇, 气泡受到反射激波的二次压缩, 其轴向长度急剧减小. 反射激波穿过气泡区域以后, 流场中界面形状变得不规则, 流体间的混合大大增强, 界面整体运动速度降低, 流场中无序运动进一步增强, 很快进入湍流混合阶段.

图 6 和图 7 分别为柱形激波冲击下的球形气泡界面位置以及界面尺度随时间变化的定量结果, 其中初始时刻与图 5 中第 0 帧图像一致, 左界面位置采用左侧界面极点与汇聚点 O 的距离 R_{up} 表示, 界面总长 L_t (或涡环尺度 L_v) 表示左侧界面极点与射流头部 (或涡环右边界) 之间的距离 (沿汇聚段中心线方向). 虚线 I 表示气泡内部折射激波与右侧界面相遇的时刻, 虚线 II 表示反射激波与气泡变形后射流头部相遇的时刻, 二者分别对应图 5 中第 4 和 16 帧图像 (约 $80 \mu s$ 与 $320 \mu s$). 每个时刻的左界面位置、界面总长以及涡环尺度数据均测量 5 次, 图 6 与图 7 的误差棒通过这 5 组结果的标准差获得.

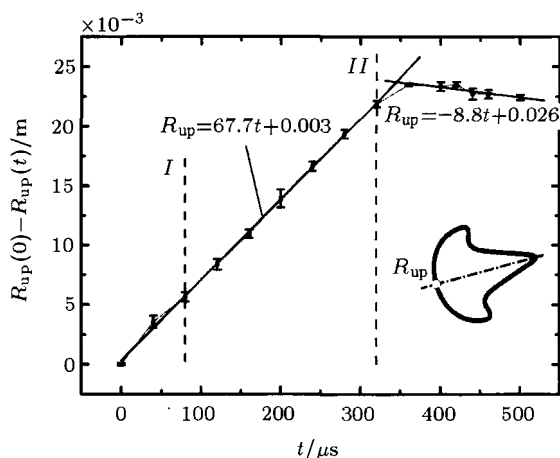


图 6 气泡左界面极点位置 R_{up} 随时间变化关系

Fig.6 Variation with time of the left interface pole R_{up} of the bubble

从图 6 中可以发现, 激波与气泡相互作用开始以后, 气泡左界面极点位置随时间的变化关系呈线性, 说明其在柱形入射激波波后保持匀速运动, 利用最小二乘法对曲线中的直线部分进行线性拟合可得, 该阶段左界面极点运动速度为 $(67.7 \pm 3.2) \text{ m/s}$. 反射激波在 $320 \mu s$ 附近与气泡右侧的射流头部相遇, 在反射激波的冲击作用下, 射流头部的运动速度急剧下降, 接着, 涡环右边界和气泡左侧边界先后与反射激波相遇. 反射激波作用以后, 流场中无序运动显著增强, 但界面位置随时间的变化关系仍符合线性关系, 利用最小二乘法对数据进行线性拟合的结果显示, 反射激波作用以后, 气泡左界面极点的运动

速度为 $(-8.8 \pm 3.2) \text{ m/s}$, 说明在反射激波作用下, 气泡左侧界面极点的运动方向发生了改变, 而且速度幅值也大大降低.

图 7 为气体界面总长 L_t 与涡环尺度 L_v 随时间的演化结果 (L_t 与 L_v 的定义如图 7 所示). 界面长度的演化大致可以分为 3 个阶段. 第 1 阶段, 气泡左侧界面受到激波加速并开始运动, 此时右侧界面保持静止, 气泡整体受到压缩, 其长度呈现减小趋势. 当气泡内部的折射激波运动到右侧界面时, 气泡右侧界面开始运动, 激波对界面压缩趋势也停止 (如图 7 中初始时刻到虚线 I 时刻). 第 2 阶段, 气泡右侧界面出现射流, 由于射流头部的运动速度比左侧界面更快, 气泡长度呈现上升趋势 (如图 7 中虚线 I 和 II 时刻之间). 第 3 阶段, 由于反射激波首先遇到气泡右侧界面的射流头部 (虚线 II 位置) 并使之减速, 此时气泡左侧界面未受到反射激波影响, 界面长度开始时急剧下降, 当反射激波穿过左侧界面以后, 由于反射激波波后速度急剧下降, 界面增长速度趋于平缓 (如图 7 中虚线 II 时刻以后).

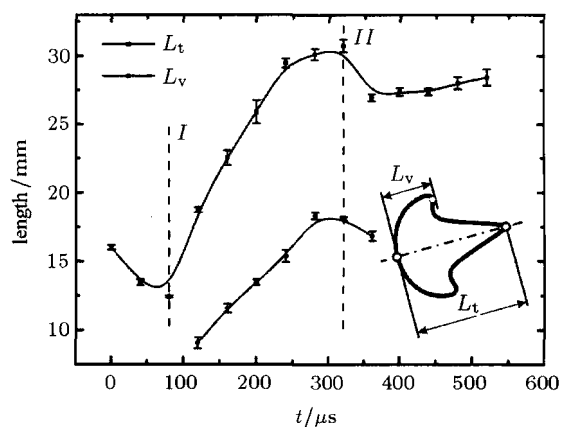


图 7 界面总长 L_t 与涡环尺度 L_v 随时间变化关系

Fig.7 Variations of the total interface length L_t and the vortex ring length L_v with time

图 7 也给出了涡环尺度 L_v 随时间的演化结果. 涡环在 $120 \mu s$ 附近形成, 反射激波作用以前 (如图中虚线 II 所示), 涡环尺度逐渐增加, 不过其增长率比界面总长的增长率小, 说明涡环右侧边界的运动比射流头部慢. 反射激波作用过程中, 由于受到压缩作用, 涡环尺度在反射激波作用过程中逐渐减小. 反射激波作用以后, 随着流场中无序运动的增强, 涡环边界变得不明显.

3.3 分析与讨论

界面变形和运动趋势与流场中涡量的产生和分布密切相关^[4], 而涡量的产生主要源于流场中压力梯度和密度梯度方向之间的不匹配, 其大小随着二者夹角从 0° 增大到 90° 而逐渐增大. 流场中压力梯度主要由激波引起, 在激波附近取得最大值, 密度梯度主要由界面两侧流体不同引起, 在界面附近取得最大值. 二者方向不同, 导致入射激波与界面的相互作用开始后必然产生涡量. 由于涡量是反映流场中流体微团旋转强度和方向的物理量, 取中心线以上部分的流场进行分析可以发现 (取涡量方向沿纸面向外为正), 气泡左侧界面位置产生的涡量为正值, 界面具有逆时针旋转的趋势, 气泡右侧界面位置产生的涡量为负值, 界面具有顺时针旋转的趋势, 这种流场结构导致气泡右侧面不断向气泡内部凹陷, 形成如图 5 中所示的卷曲结构, 该结构不断增大, 并在中心线两侧以不同方向旋转. 当反射激波再次作用已变形界面时, 压力梯度和密度梯度都发生变化, 新涡量的产生将改变流场中原来涡量的分布, 使界面形状进一步发生改变. 从实验结果可以看出, 反射激波的再次作用使流场很快进入无序状态.

平面激波与球形重气体的相互作用已得到广泛研究^[6-8,13], 而本文首次给出了汇聚激波与球形重气体相互作用的实验结果. 激波穿过轻/重 (空气/ SF_6) 流体界面时, 由于界面上需要满足压力和速度平衡关系, 在界面上会形成一道右行折射激波与左行反射激波, 其中反射激波的强度较弱, 向环境气体运动, 折射激波的强度较强, 向气泡右侧运动, 并伴随激波折射与聚焦现象, 激波聚焦在气泡内部产生一个局部高压区, 该高压区会诱导一个射流和一个二次激波的出现. 这些现象与平面激波与 SF_6 气泡相互作用的结果^[13] 相似. 不同在于, 本文中激波向汇聚点 O 传播过程中其强度逐渐增强, 汇聚激波引起的聚焦现象比平面激波更强, 射流在激波管汇聚段中运动更快. 此外, 汇聚段中激波的相互作用和干扰使流场中波系结构 (如图 5 所示) 比平面激波情况更加复杂, 特别是反射激波的再次作用, 使界面变形很快发展到无序状态.

4 结 论

利用高速纹影法在自行设计加工的激波管实验段中验证了柱形汇聚激波的形成, 并进一步研究了汇聚激波与球形 SF_6 气泡相互作用的 RM 不稳定性特征, 在单次实验中获得了气泡界面变形以及流

场内部激波结构演化的全部过程. 入射激波作用阶段, 气泡左侧界面发展与平面激波情况相似, 其运动速度基本保持不变. 在涡量沉积效应影响下, 气泡右侧界面在附近流体微团作用下不断向气泡内部凹陷, 形成涡环结构. 在激波聚焦作用下, 气泡右侧界面形成二次激波, 并伴随出现射流现象. 反射激波作用阶段, 流场结构变得更加复杂, 不规则无序运动增强. 反射激波的作用引起了界面运动速度幅值大大降低, 气泡左侧界面运动曲线转折同时运动方向发生反转, 流场很快进入湍流混合阶段.

参 考 文 献

- 1 Sharp DH. An overview of Rayleigh-Taylor instability. *Physica D*, 1984, 12: 3-18
- 2 Richtmyer RD. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. *Commun Pure Appl Math*, 1960, 13: 297-319
- 3 Meshkov EE. Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave. *Fluid Dyn*, 1969, 4(5): 151-157
- 4 Ranjan D, Oakley J, Bonazza R. Shock-bubble interactions. *Annu Rev Fluid Mech*, 2011, 43: 117-140
- 5 Haas JF, Sturtevant B. Interaction of weak shock waves with cylindrical and spherical gas inhomogeneities. *J Fluid Mech*, 1987, 181: 41-76
- 6 Layes G, Jourdan G, Houas L. Distortion of a spherical gaseous interface accelerated by a plane shock wave. *Phys Rev Lett*, 2003, 91(17): 174502
- 7 Layes G, Metayer OL. Quantitative numerical and experimental studies of the shock accelerated heterogeneous bubbles motion. *Phys Fluids*, 2007, 19: 042105
- 8 Layes G, Jourdan G, Houas L. Experimental study on a planar shock wave accelerating a gas bubble. *Phys Fluids*, 2009, 21: 074102
- 9 Rudinger G, Somers LM. Behavior of small regions of different gases carried in accelerated gas flows. *J Fluid Mech*, 1960, 7: 161-176
- 10 郭文灿, 刘仓理, 谭多望等. 平面弱激波加载下球形气泡演化的实验研究. 高压物理学报, 2009, 23(6): 460-466 (Guo Wencan, Liu Cangli, Tan Duowang, et al. Experimental study on the evolution of a gas bubble impacted by a weakly shock wave. *Chinese Journal of High Pressure Physics*, 2009, 23(6): 460-466 (in Chinese))
- 11 黄甲, 贾洪印, 罗喜胜等. 激波与氦气泡相互作用的实验与数值研究. 实验流体力学, 2010, 24(2): 10-14 (Huang Jia, Jia Hongyin, Luo Xisheng, et al. Experimental and numerical study on a Helium bubble impacted by a planar shock wave. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2010, 24(2): 10-14 (in Chinese))
- 12 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

- 13 Zhai ZG, Si T, Luo XS, et al. On the evolution of spherical gas interfaces accelerated by a planar shock wave. *Phys Fluids*, 2011, 23: 084104
- 14 Takayama K, Kleine H, Gronig H. An experimental investigation of the stability of converging cylindrical shock waves in air. *Exp Fluids*, 1987, 5: 315-322
- 15 Hosseini SHR, Takayama K. Experimental study of Richtmyer-Meshkov instability induced by cylindrical shock waves. *Phys Fluids*, 2005, 17: 084101
- 16 Dimotakis PE, Samtaney R. Planar shock cylindrical focusing by a perfect-gas lens. *Phys Fluids*, 2006, 18: 031705
- 17 Zhai ZG, Liu CL, Qin FH, et al. Generation of cylindrical converging shock waves based on shock dynamics theory. *Phys Fluids*, 2010, 22: 041701
- 18 Vandenboomgaerde M, Aymard C. Analytical theory for planar shock focusing through perfect gas lens and shock tube experiment designs. *Phys Fluids*, 2011, 23: 016101
- 19 Zhang Q, Graham MJ. Scaling laws for unstable interfaces driven by strong shocks in cylindrical geometry. *Phys Rev Lett*, 1997, 79(14): 2674-2677
- 20 Lombardini M, Deiterding R. Large-eddy simulations of Richtmyer-Meshkov instability in a converging geometry. *Phys Fluids*, 2010, 22: 091112
- 21 Han ZY, Yin XZ. Shock Dynamics. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers and Science Press, 1993. 22-67
- 22 Chester W. The quasi-cylindrical shock tube. *Philos Mag*, 1954, 45: 1293-1301
- 23 Chisnell RF. The motion of a shock wave in a channel, with applications to cylindrical and spherical shock waves. *J Fluid Mech*, 1957, 2: 286-298
- 24 Whitham GB. On the propagation of shock waves through regions of non-uniform area or flow. *J Fluid Mech*, 1958, 4: 337-360

CNKI 优先出版编码: lxxb2011-289-20120118

(责任编辑: 周冬冬)

EXPERIMENTAL INVESTIGATION ON A SPHERICAL HEAVY-GAS INTERFACE ACCELERATED BY A CYLINDRICAL CONVERGING SHOCK WAVE¹⁾

Wang Xiansheng Si Ting²⁾ Luo Xisheng Yang Jiming

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

Abstract The Richtmyer-Meshkov instability of the interaction between a cylindrical converging shock wave and a spherical heavy-gas interface is studied experimentally using the high-speed schlieren photography. The shock tube test section is well-designed based on the shock dynamics theory, which can convert a planar incident shock wave with Mach number of 1.2 into a cylindrical converging shock wave. The spherical gas interface is formed by filling a soap bubble with sulfur hexafluoride (SF_6) surrounded by air. The high-speed video camera is used to record the complete process of the shock movement, which validates the method for generating cylindrical shock waves. The evolution of the wave propagation and the interface deformation after the passage of the cylindrical converging shock and the reshock is obtained during a single run. The results indicate that after the cylindrical shock passes across the bubble, the left interface of the bubble moves at a nearly constant velocity; the right interface of the bubble forms a jet and the main body of the bubble develops into a vortex ring. Subsequently, with the reshock impacting with the evolving interface, the disordered motion of the interface is intensified and the flow field quickly turns into a turbulent mixing.

Key words cylindrical converging shock wave, Richtmyer-Meshkov instability, spherical gas interface, high-speed schlieren photography

Received 12 October 2011, revised 12 January 2012.

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