激波在air/SF₆气体界面上非定常折射的数值研究

郭文娟, 翟志刚*, 丁举春, 罗喜胜

中国科学技术大学近代力学系先进推进实验室, 合肥 230027

* 联系人, E-mail: sanjing@ustc.edu.cn

收稿日期: 2017-01-18; 接受日期: 2017-02-23; 网络出版日期: 2017-06-30

国家自然科学基金(编号: U1530103)和科学挑战专题(编号: TZ2016001)资助项目

摘要 本文数值研究了平面激波在air/SF₆凹形(凸形)界面上的非定常折射, 着重关注入射角变化带来的波系结构变化. 数值程序利用有限差分法离散可压缩多组分欧拉方程, 采用双通量算法成功克服了物质界面附近由于比热比不同导致的数值振荡问题, 并将该算法与高阶WENO以及三阶Runge-Kutta耦合, 使得程序具有较高的时空分辨率. 结果表明, 相比于准定常折射, 平面激波在凹形(凸形)界面上传播时由于入射角的连续变化会出现波系结构的转变现象. 随着入射角由大变小, 平面激波在凹形界面上依次出现了前曲折射、规则反射折射以及过渡规则折射. 相比准定常折射, 没有出现Mach反射折射, 但出现新的折射波系——过渡规则折射, 由流场的迟滞效应导致. 随着入射角由小变大, 平面激波在凸形界面上依次出现规则反射折射以及Mach反射折射. 相比准定常折射, 没有出现前曲折射, 但Mach折射出现的角度区域推迟且范围变大. 研究表明, 流场的非定常性对激波折射波系具有重要影响.

关键词 非定常激波折射, 凹界面, 凸界面, 数值模拟

PACS: 47.20.-k, 47.20.Ma, 47.40.Nm

1 引言

当激波遇到两种不同组分流体界面时, 由于介质的声阻抗 ρc (ρ 和 c 分别为流体的密度和声速)不同, 会在界面上发生反射折射现象, 产生透射激波和反射波. 由于气体组分、激波与界面夹角(入射角)和激波强度的多样性, 激波在界面上的折射会形成多种波系结构^[1,2]. 一般可分为两类: 规则折射和非规则折射. 当入射激波、反射波和透射激波相交于界面的同一点时为规则折射, 否则就是非规则折

射波系. 关于折射现象, 尤其是各种非规则折射波系形成的物理机制及其对界面演变的影响, 长期以来都受到学者的广泛关注. 规则折射和非规则折射之间以及不同非规则折射波系之间的转变规律和转变准则也一直是科学研究的重点. 激波折射在激波诱导界面失稳^[3,4]及其湍流混合过程中^[5]扮演着重要角色. 此外激波折射在很多工程应用中也具有重要意义. 例如, 惯性约束核聚变中汇聚激波冲击靶丸材料时, 会在不同材料表面上产生折射现象^[6]. 水下爆炸产生的冲击波同样会在水和空气的交界面上

引用格式: 郭文娟, 翟志刚, 丁举春, 等. 激波在air/SF₆气体界面上非定常折射的数值研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2017, 47: 124701
Guo W J, Zhai Z G, Ding J C, et al. Numerical investigation on unsteady refraction of planar shock wave at air/SF₆ gas interface (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2017, 47: 124701, doi: [10.1360/SSPMA2017-00017](https://doi.org/10.1360/SSPMA2017-00017)

产生折射^[7,8]. 流场中波系结构不同, 会导致气流速度、温度和压力等参数变化不同, 从而对流场结构设计具有重要的意义.

激波折射研究具有较长的历史. 早在1943年, von Neumann^[9]就提出了规则折射理论. Taub^[10]和Polachek等人^[11]利用Rankine-Hugoniot关系分别求解了三激波结构(规则折射)的流场. 随后Whitham^[12-14], Henderson^[1], Cathersoo和Sturtevant^[15]以及Schwendeman^[16]通过激波动力学进一步扩展了平面激波折射理论. 实验方面, Jahn^[17]最早于1956年研究了不同强度的平面激波在air/CO₂ (轻/重界面: 入射激波从声速快的气体经过界面运动到声速慢的气体)以及air/CH₄ (重/轻界面: 入射激波从声速慢的气体经过界面运动到声速快的气体)两种气体倾斜界面上的折射现象, 采用Mach-Zehnder干涉仪拍摄了流场. 通过实验图片测量了反射激波强度以及气流偏转角, 并与Polachek等人^[11]的三激波理论进行了对比. 结果表明, 在规则折射条件下, Polachek等人^[11]的三激波理论给出了很好的预测. 除了规则折射以外, Jahn的实验发现了多种三激波理论无法解释的非规则折射波系, 并且发现随着初始条件(如入射角)的改变, 不同非规则折射波系之间会发生转变. 虽然没有给出实验方面的证据, 但Jahn认为, 这些非规则折射波系之间的转变应该是连续变化的, 而不是突变.

随后, Abd-El-Fattah等人^[18-20]系统地实验研究了平面激波在气体界面上的折射现象, 涉及多种激波强度以及气体组合. 根据初始激波强度的不同, 实验发现, 随着入射角的变化, 会出现不同的波系结构以及波系转变. 鉴于此, 根据激波Mach数(Ma)的不同, Abd-El-Fattah等人将重/轻界面上的波系结构分为极弱、弱和强3个小类; 将轻/重界面上的波系结构分为极弱($Ma=1.04$)、弱($Ma=1.2$)、强($Ma=1.9$)和极强($Ma=2.5$) 4个小类. 利用激波极线方法, Abd-El-Fattah等人对规则折射以及各种非规则折射进行了分析, 实验测量了各种激波角、气流偏转角以及三波点轨迹等, 并对重/轻界面非规则折射中出现的一些独有激波的特征提出了理论预测. 相比重/轻界面中出现的各种复杂的非规则折

射波系结构, 轻/重界面中出现的波系结构则要简单得多. 在Abd-El-Fattah等人^[19]关于轻/重界面的实验研究中, 仅观测到了4种不同的波系结构: 反射波为激波的规则反射折射(Regular Refraction with Reflected Shock, RRR)、反射波为膨胀波的规则反射折射(Regular Refraction with Reflected Expansion, RRE)、Mach反射折射(Mach Reflection Refraction, MRR)以及前曲折射(Concave Forwards Refraction, CFR). 其中, 在极弱激波情况下, 随着入射角的增大, 相继观测到RRR, RRE和CFR 3种折射类型; 而在弱激波、强激波和极强激波条件下观测到的都是RRR, MRR和CFR 3种类型. 不同的是, 强激波条件下MRR存在的角度范围更大, 更容易被观测到. 类似的激波折射现象和规律在Nourgaliev等人^[21]的数值模拟结果中也得到了充分的研究. 研究表明, 强激波情况下, 在激波与界面夹角约为0°–52°的角度区间内, 波系结构为RRR; 在52°–63°范围内是MRR; 而在63°–90°范围内波系结构为CFR, 且每种波系结构较为稳定.

已有关于激波折射的研究几乎都集中于准定常情况, 即研究平面运动激波在平面倾斜界面上的折射现象, 通过改变激波强度、激波与界面夹角以及界面两侧流体声阻抗来获得各种波系结构. 而实际工程中涉及的多是曲面激波或者曲面界面, 流场多是非定常的. 在非定常的激波折射中, 影响折射类型的两个最主要的因素, 即激波强度和入射角, 通常会不断发生变化, 这导致非定常激波折射现象比准定常折射现象要复杂得多. 因此, 关于非定常激波折射的研究较少. 为了研究非定常效应对激波折射现象的影响, 本文采用数值方法模拟了平面激波在凹形和凸形两种气体界面上的非定常折射. 在这两种情况中, 激波强度在运动过程中保持不变, 而入射角发生连续变化, 因此可以方便地探讨入射角的连续变化对激波折射的影响. 由于激波在重/轻界面上折射现象非常复杂, 而本文主要考虑非定常效应对激波折射现象的影响, 为了减少研究问题的复杂性, 仅针对激波在轻/重(air/SF₆)界面上的折射现象展开研究. 此外, 已有的研究表明, 在轻/重界面条件下, 当激波强度达到强激波条件时, 各个波系类型均较为稳定, 更方便研究非定常流场的影响^[21]. 因

此, 对本文研究的两种情况, 平面激波Mach数均选择为 $Ma=1.8$.

2 计算方法

本文采用的数值程序HOWD (High Order WENO Double-Fluid)是基于多组分可压缩的欧拉方程:

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

其中 $\mathbf{Q}$ 是守恒量, $\mathbf{F}$ 和 $\mathbf{G}$ 分别代表 x 和 y 两个方向的通量. $\mathbf{Q} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho E, \rho_s)^T$; $\mathbf{F}$ 和 $\mathbf{G}$ 分别为

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho Hu \\ \rho_s u \end{pmatrix}; \quad \mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho Hv \\ \rho_s v \end{pmatrix}, \quad (2)$$

ρ 和 ρ_s 分别是混合物和第一种成分的密度, p 表示压力, u 和 v 分别表示水平和竖直方向的速度, E 表示比总能量, ρE 是单位体积总能量, ρH 是单位体积总焓. 混合物的状态方程是 $\rho E = p/(\gamma - 1) + \rho(u^2 + v^2)/2$, 其中 γ 是混合物的比热比.

尽管激波捕捉方法在单组分情况下已经很成熟, 但在直接离散上述多组分双曲守恒方程时, 由于界面两侧不同组分的物理性质不同, 会在界面上引起非物理振荡. 针对这种广泛存在于多组分流体计算中的问题, 人们提出了很多种计算方法. 本文程序采用Abgrall等人^[22]的双通量算法, 并使用了五阶精度的WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) 计算格式^[23]捕捉激波和界面. 首先测试了程序的网格收敛性, 如图1所示, 分别采用多种尺寸的网格(0.2, 0.1, 0.05, 0.03 mm, 这里取0.03 mm为单机计算的极限)计算了初始Mach数为1.8的平面激波在凹形界面上的折射问题, 并提取60 μs 时刻底部水平线(图中水平虚线所示)上的密度分布, 其中采用空气的密度(ρ_a)作为特征密度进行无量纲化. 由图1可见, 密度曲线在网格大小由0.05 mm变为0.03 mm时, 无明显变化. 因此, 为了保证计算的精确性同时减少

计算量, 二维数值计算采用的网格大小是0.05 mm $\times$ 0.05 mm.

为了验证该数值程序的可靠性, 采用该程序对激波Mach数为1.8的平面激波在平直air/SF₆气体界面上的准定常折射现象进行了模拟. 如图2所示, 结

图1 (网络版彩图)不同网格尺寸下, 平面激波作用在air/SF₆凹形界面60 μs 时, 沿 x 轴方向上的密度分布. 激波Mach数为1.8

Figure 1 (Color online) The density profiles with different mesh sizes along the horizontal axis of the air/SF₆ concave interface at 60 μs after a planar shock impact. The shock Mach number is 1.8.

图2 (网络版彩图)平面激波在平直air/SF₆气体界面上准定常折射现象的数值模拟纹影图. (a) Nourgaliev等人^[21]的数值结果; (b) 本文数值结果

Figure 2 (Color online) Comparison of refraction phenomena of a planar shock wave with shock Mach number of 1.8 at an air/SF₆ interface. (a) The numerical schlieren images from Nourgaliev et al.^[21]; (b) the present numerical results.

果与Nourgaliev等人^[21]的数值结果对比取得了良好的一致性, 波系的转变类型及转变发生时刻的入射角都完全相同, 验证了本文的数值方法对模拟激波在界面上折射过程的可靠性.

本文涉及的两种工况初始条件如图 3 所示, 图 3(a)是平面激波在凹形界面上折射的初始条件. 凹形界面采用的是1/4圆, 曲率半径是 60 mm, 初始平面激波位于 $R=75$ mm处($t=0$ μ s), 平面激波Mach 数 $Ma=1.8$, 界面内为重气体 SF_6 , 界面外为空气, 初始压力均为101325 Pa, 初始温度为 288 K. 计算区域尺寸为80 mm $\times$ 80 mm, 下边界满足固壁反射条件, 另外3个边界满足开口条件. β 是入射激波与界面的夹角, 定义为入射激波与界面交点处的切线与入射激波之间的夹角. 在该工况下, 随着入射平面激波的推进, 激波强度不变, 入射角 β 变化范围为 $90^\circ-0^\circ$. 图 3(b)是平面激波在凸形界面上折射的初始条件. 在激波沿界面运动的过程中, 入射角 β 变化范围为 $0^\circ-90^\circ$, 其他初始条件和边界条件与凹形界面相同.

3 数值结果与讨论

3.1 平面激波在凹形界面上的非定常折射

图 4给出了Mach数为1.8的平面激波在凹形界面上折射的3个典型时刻的纹影图和压力等值线图. 在该种情况下, 随着平面激波的推进, 入射角从 90° 逐渐减小. 在不同的入射角范围内, 观测到了3种波系结构. 在入射角由 90° 向约 50° 连续变化的区域内, 此时反射波是一系列很弱的波, 如图 4(a1)纹影图中放大部分所示. 这些反射波起始端分散地分布在入射激波面上, 而不是集中于一点. 从纹影图中较难判断反射波是压缩波还是稀疏波. 图 4(a2)给出了同时刻的压力等值线图, 可以看到, 入射激波与界面相交处产生多道压缩波, 同时入射激波波后靠近界面附近出现一个低压区, 因此分布在入射激波面上的反射波应该是稀疏波. 受反射稀疏波的扰动, 入射激波靠近界面部分会发生变形, 激波强度减弱, 导致受扰动的入射激波向波后方向凹陷.

Nourgaliev等人^[21]针对平面激波在air/ SF_6 气体

图 3 (网络版彩图) (a) 平面激波在凹形air/ SF_6 界面上折射的初始条件设置; (b) 平面激波在凸形air/ SF_6 界面上折射的初始条件设置

Figure 3 (Color online) Initial conditions of a planar shock refraction at a concave air/ SF_6 interface (a) and at a convex air/ SF_6 interface (b).

界面上准定常折射的数值研究中, 同样发现入射激波面在靠近界面附近会向波后方向弯曲, 他们把这种波系叫前曲折射CFR. 但在不同激波强度下, CFR的波系结构并不相同. 在极弱激波作用下, CFR结构中的反射波为一簇稀疏波, 这些稀疏波与入射激波相互作用从而导致入射激波面弯曲变形; 而在弱激波及强激波作用下, 反射波为一簇弱的小波(Weak Wavelets), 他们认为这些小波是反射激波被分解后的部分. 而在Abd-El-Fattah等人^[19]的实验研究中, 发现当入射角增大到一定角度后, 入射激波波后气流为亚声速, MRR不再存在, MRR中的Mach杆与入射激波光滑过渡(此时的反射部分波系类似于平面激波在固壁上形成的von Neumann反射(von Neumann Reflection, vNR)), 且反射波为一簇弱的小波以及一道稀疏波, 他们定义这种波系结构

图 4 (网络版彩图) 平面激波在凹形界面折射的典型时刻数值纹影图(a)和对应的压力对数图(b). (a1)和(b1): $\beta=77.3^\circ$; (a2)和(b2): $\beta=50.8^\circ$; (a3)和(b3): $\beta=37.7^\circ$

Figure 4 (Color online) Typical refraction patterns of a planar shock at a concave interface. (a) Numerical schlieren; (b) $\log P$. (a1) and (b1): $\beta=77.3^\circ$; (a2) and (b2): $\beta=50.8^\circ$; (a3) and (b3): $\beta=37.7^\circ$.

为前曲折射CFR. 此外, 在Abd-El-Fattah等人^[19]的实验中, 在强激波冲击air/SF₆气体界面的条件下, 当入射角增大到59.8°时, 他们认为MRR已不存在, 而是出现了CFR结构. 而在Nourgaliev等人^[21]的数值结果中, 在同样的激波强度以及气体组分条件下, 当入射角增大到63°时, 观测到的仍是MRR结构, 直到入射角增大到70°时才出现CFR结构. Nourgaliev等人^[21]并没有分析比较其数值结果与Abd-El-Fattah等人^[19]实验结果的差异. 我们认为, 实验中界面两侧气体发生扩散, 气体组分不纯可能是导致实验和计算产生误差的原因. 值得注意的是, Nourgaliev等人^[21]定义的CFR中靠近界面的入射激波部分是向波后方向弯曲的, 而Abd-El-Fattah等人^[19]定义的CFR中靠近界面的入射激波部分是向波前方向弯曲的, 这是两种CFR最大的区别, 但这种差别的原因仍不清楚. 在本文非定常的激波折射中, 当激波角较大时, 发现入射激波靠近界面部分的弯曲方向与Nourgaliev等人^[21]的数值结果中一致. 不同的是, 在本文的CFR结构中, 反射波不仅包括一簇稀疏波,

还包括一簇压缩波.

在本文CFR结构中出现的一簇压缩波和一簇稀疏波是由流场的非定常性引起的. 当入射激波接触界面时, 会在界面上反射一道压缩波, 这与准定常激波折射类似(强激波条件下反射压缩波). 由于凹形界面的曲率不断发生变化, 这是一个非定常的过程, 在界面上的每一点均产生一道反射压缩波. 类似于平面激波在曲率缓慢变化的凹形固壁上传播不断产生反射压缩波一样, 反射压缩波会相互追赶, 并在入射激波与界面相交处相遇^[24]. 因此, 在CFR结构中可以发现在入射激波与界面相交处存在一簇反射压缩波. 此外, 当入射激波接触界面时, 入射角较大, 透射激波强度较弱(透射激波强度与入射激波强度、界面两侧气体声阻抗以及入射角(ω_i)有关. 保持入射激波强度及气体组分不变, 透射激波的强度会随着激波角 ω_i 的增大而减小), 透射激波沿界面的运动速度慢于入射激波(入射激波和透射激波沿界面的运动速度分别为 $V_i \sin \beta_i$ 和 $V_t \sin \omega_t$, 这里 V_i 和 V_t 分别为入射激波和透射激波的速度, ω_t 为透射激波与

界面的夹角. 入射激波强度保持不变, 则入射激波沿界面的运动速度随着入射角的增大而增大. 而透射激波沿界面的运动速度随着入射角的增大而减小(Abd-El-Fattah 等人^[19]的实验结果表明, 在较大的入射角范围内, 透射激波角 ω_t 的变化范围很小, 几乎可以认为不变), 会对入射激波产生拖曳作用, 这种作用以扰动稀疏波的形式沿着入射激波传播, 经稀疏波扰动后的入射激波强度减弱. 随着入射角的增大, 透射激波强度逐渐增大, 削弱了对入射激波的拖曳作用, 同时使产生的稀疏波强度也逐渐减弱. 因此, 入射激波波后出现低压区以及诱导入射激波面发生弯曲.

随着入射角 β 减小至 50° 时, 靠近界面的一系列反射压缩波 r 叠加在一起, 形成一道清晰的反射激波 R , 如图 4(a2)与(b2)所示. 这是因为随着入射角的减小, 透射激波强度增大, 为了匹配波后压力的平衡, 在界面附近需要有更强的压缩, 即产生激波, 但远离界面的反射压缩波并没有汇聚成激波. 压力等值线图表明, 附在入射激波根部的稀疏波区仍然存在, 只是这些稀疏波的扰动并没有使入射激波发生明显的弯曲. 这是因为入射角减小, 透射激波强度增强, 沿界面的运动速度增大, 对入射激波的拖曳作用减弱, 产生的稀疏波强度也较弱. 这种情况下反射波包含激波、压缩波以及稀疏波, 并不是严格意义上的规则反射折射RRR. 但在折射点的局部区域内, 此时的波系结构可以认为是RRR. 但RRR出现的角度范围极小, 几乎是一个瞬态的过程, 波系结构很快再次发生转变, 这与平面激波在凹形壁面上非定常反射的现象类似^[24]. 随着入射角 β 由 50° 继续变小, 出现一道新的反射激波 R' , 反射激波 R' 上出现一道与界面连接的Mach杆 M , 原来的反射激波此时成为反射累积波 AR , 它与反射激波 R' 以及Mach杆 M 之间由三波点 K 连接, 并在三波点 K 处产生一道滑移线 S , 如图 4(a3)和(b3)所示. 随着激波的继续推进, Mach杆离入射波与界面的接触点越来越远, 且Mach杆的长度不断增加, 这种折射类型的反射部分与平面激波在凹形固壁上反射中出现的过渡规则反射(Transitioned Regular Reflection, TRR)结构很相似^[24], 所以称为过渡规则折射(Transitioned Regular Refraction with Reflected shock, TRRR), 这是准

定常折射中并未观测到的一种新的折射类型. 此外, 还可以看到此时的低压区已经转移到反射激波附近, 不再对入射激波产生干扰. 此时稀疏波的强度已非常弱, 而反射激波的强度很强. 稀疏波位置的转移被认为是由于反射激波的挤压造成的. 随着入射角 β 的继续减小, 折射类型保持为TRRR结构.

3.2 平面激波在凸形界面上的非定常折射

随着入射角 β 从 0° – 90° 的连续增大, 平面激波在凸形界面上的折射类型如图 5所示. 在入射角 β 由 0° 向约 66° 连续变化的区域内, 此时反射波是一道激波, 入射激波、反射激波和透射激波3道波交于界面上同一点, 反射激波波后是明显的高压区. 此时的波系是非常典型的规则反射折射RRR, 如图 5(a1)所示. 随着入射角 β 由 66° 继续增大, 反射激波越来越靠近入射激波, 反射激波逐渐与入射激波交于入射波底部(三波点)而不是界面上, 三波点与界面连接段称为Mach杆, 这是典型的Mach反射折射MRR, 如图 5(a2)所示. 随着入射激波的推进, 入射角增大, Mach杆不断增长变大, 当入射角接近 70° 时, Mach杆底部出现类似于前曲折射CFR底部的向波后的弯曲, 如图 5(a3)所示. 从压力对数图可以看出, Mach杆后的压力曲线逐渐变形, 在紧贴Mach杆后部出现了低压区. 随着入射角 β 由 70° 继续增大过程中, 低压区逐渐变大, 中心压力更低. 虽然这个过程中靠近界面的入射激波(即Mach杆)出现了CFR中的弯曲现象, 但流场中始终存在明显的反射激波以及滑移线, 与准定常激波折射中定义的CFR结构并不相同, 因此仍认为这种波系结构为Mach反射折射MRR.

3.3 与准定常折射的对比

在强激波准定常情况下, 当入射角从 0° 增大到 90° 的过程中, 主要出现了3种折射类型: 在 0° – 52° 过程中出现规则反射折射RRR; 在 52° – 63° 过程中出现Mach反射折射MRR; 在 63° – 90° 过程中出现前曲折射CFR. 图 6给出了本文研究的两种非定常激波折射与准定常激波折射出现的波系结构所对应的入射角, 其中准定常情况下的数据是本文计算得

图 5 (网络版彩图) 平面激波在凸形界面折射的典型时刻数值纹影图(a)和对应的压力对数图(b). (a1)和(b1): $\beta=65.93^\circ$; (a2)和(b2): $\beta=68.49^\circ$; (a3)和(b3): $\beta=75.46^\circ$

Figure 5 (Color online) Typical refraction patterns of a planar shock at a convex interface. (a) Numerical schlieren; (b) $\log P$. (a1), (b1): $\beta=65.93^\circ$; (a2), (b2): $\beta=68.49^\circ$; (a3), (b3): $\beta=75.46^\circ$.

图 6 (网络版彩图) 平面激波在凹面和凸面上折射的波系类型随角度的变化, 并与准定常工况进行对比

Figure 6 (Color online) Comparison of refraction pattern with incident angle changing under pseudo-steady and unsteady cases.

到, 与Abd-El-Fattah等人^[20]的实验结果及Nourgaliev等人^[21]的数值结果均吻合较好. 与准定常情况相比, 平面激波在凸形界面上非定常折射时产生的波系有两点不同: (1) Mach杆出现的角度区

域推迟了, 但范围变大了, 可能是由迟滞效应引起的; (2) 没有观测到CFR折射类型, 但是Mach反射折射MRR发展后期, Mach杆出现类似于CFR的底部变形. 而平面激波在凹形界面上非定常折射时出现了一些新的现象. (1) 在入射角从 90° 减小到 0° 的整个变化过程中, 均没有发现明显MRR的出现. (2) 出现一种新的折射类型TRRR, 认为这是由迟滞效应引起的. 类似地, 在凹形固壁非定常反射情况下出现的TRR同样认为是由于迟滞效应引起的^[24]. 在定常、准定常以及非定常激波反射中, 迟滞效应都广泛存在且得到了大量研究^[24-26], 但关于激波折射现象中的迟滞效应则鲜有研究. 本文数值结果表明, 迟滞现象同样会出现在激波折射过程中, 产生新的折射波系结构.

4 结论

本文数值研究了平面激波在凹形界面和凸形界面上的非定常折射现象, 探讨了在强激波条件下入

射角由大变小和由小变大连续变化对非定常激波折射的影响. 相比于准定常折射, 平面激波在凹形和凸形界面上运动时产生了新的波系现象. 当平面激波在凹形界面上传播时, 入射角从 90° 缓慢减小为 0° , 在这个过程中依次发现了前曲折射CFR、规则反射折射RRR以及过渡规则折射TRRR. 由于界面连续弯曲, CFR波系结构中产生了一簇压缩波和一簇稀疏波, 这与准定常激波折射中的CFR结构不同. 其次, 在这个过程中始终未观测到明显的Mach反射折射MRR结构, 可能是因为在准定常情况下Mach杆长到可见长度需要足够的时间和距离, 在变化较快的非定常激波折射中很难观测到. 再次, 当入射角较小时出现了准定常折射中未曾观测到的波系结构(TRRR), 其反射部分与平面激波在凹形固壁

上非定常反射时产生的过渡规则反射TRR是类似的, 是由于流场的迟滞效应引起的. 因此, 结果表明, 迟滞效应同样存在于激波折射过程中, 产生新的折射波系结构. 当平面激波在凸形界面上传播时, 入射角从 0° 缓慢增大为 90° , 在这个过程中依次发现了规则反射折射RRR和Mach反射折射MRR. 相比准定常激波折射, 非定常条件下RRR向MRR转变的临界角增大, 且MRR存在的范围变大. 没有观测到CFR折射类型, 但是Mach反射折射MRR发展后期, Mach杆出现类似于CFR结构中入射激波的底部变形. 由于流场中始终存在明显的Mach杆和滑移线, 因此仍将此类波系定义为Mach反射折射. 由此可见, 流场的非定常性对激波折射类型具有重要的影响.

参考文献

- Henderson L F. The refraction of a plane shock wave at a gas interface. *J Fluid Mech*, 1966, 26: 607–637
- Henderson L F. On the refraction of shock waves. *J Fluid Mech*, 1989, 198: 365–386
- Zhang J P, Zhai Z G. Numerical investigation on air/SF₆ square block accelerated by planar shock with different strengths. *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2016, 46: 064701 [张君鹏, 翟志刚. 不同强度平面激波冲击下正方形air/SF₆界面演化的数值研究. 中国科学: 物理学, 力学, 天文学, 2016, 46: 064701]
- Liu J H, Zou L Y, Liao S F, et al. The Richtmyer-Meshkov instability by diffracted incident shock waves and reshock. *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2014, 44: 1203–1212 [刘金宏, 邹立勇, 廖深飞, 等. 绕射激波和反射激波冲击下的Richtmyer-Meshkov不稳定性. 中国科学: 物理学, 力学, 天文学, 2014, 44: 1203–1212]
- Li P, Bai J S, Wang T, et al. Large eddy simulation of a shocked gas cylinder instability induced turbulence. *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2009, 39: 1241–1247 [李平, 柏劲松, 王涛, 等. 激波作用下气柱不稳定性发展诱发湍流大涡数值模拟. 中国科学: 物理学, 力学, 天文学, 2009, 39: 1241–1247]
- Lindl J, Landen O, Edwards J, et al. Review of the national ignition campaign 2009–2012. *Phys Plasmas*, 2014, 21: 020501
- Klaseboer E, Hung K C, Wang C, et al. Experimental and numerical investigation of the dynamics of an underwater explosion bubble near a resilient/rigid structure. *J Fluid Mech*, 2005, 537: 387–413
- Yeom G S. Numerical study of underwater explosion near a free surface and a structural object on unstructured grid. *J Mech Sci Tech*, 2015, 29: 4213–4222
- von Neumann J. Refraction, interaction and reflection of shock waves, NAVORD Rep 203-45. In: Navy Dept Bureau Ordinance. Washington, 1943
- Taub A H. Refraction of plane shock waves. *Phys Rev*, 1947, 72: 51–60
- Polachek H, Seeger R J. On shock-wave phenomena; refraction of shock waves at a gaseous interface. *Phys Rev*, 1951, 84: 922–929
- Whitham G B. On the propagation of shock waves through regions of non-uniform area or flow. *J Fluid Mech*, 1958, 4: 337–360
- Whitham G B. A new approach to problems of shock dynamics. Part 1. Two-dimensional problems. *J Fluid Mech*, 1957, 2: 145–171
- Whitham G B. A new approach to problems of shock dynamics. Part 2. Three-dimensional problems. *J Fluid Mech*, 1959, 5: 369–386
- Catherasoo C J, Sturtevant B. Shock dynamics in non-uniform media. *J Fluid Mech*, 1983, 127: 539–561
- Schwendeman D W. Numerical shock propagation in non-uniform media. *J Fluid Mech*, 1988, 188: 383–410
- Jahn R G. The refraction of shock waves at a gaseous interface. *J Fluid Mech*, 1956, 1: 457–489
- Abd-El-Fattah A M, Henderson L F, Lozzi A. Precursor shock waves at a slow-fast gas interface. *J Fluid Mech*, 1976, 76: 157–176
- Abd-El-Fattah A M, Henderson L F. Shock waves at a fast-slow gas interface. *J Fluid Mech*, 1978, 86: 15–32

- 20 Abd-El-Fattah A M, Henderson L F. Shock waves at a slow-fast gas interface. *J Fluid Mech*, 1978, 89: 79–95
- 21 Nourgaliev R R, Sushchikh S Y, Dinh T N, et al. Shock wave refraction patterns at interfaces. *Int J Multiphase Flow*, 2005, 31: 969–995
- 22 Abgrall R, Karni S. Computations of compressible multicomponents. *J Comp Phys*, 2001, 169: 594–623
- 23 Jiang G S, Shu C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes. In: *The Proceedings of Institute for Computer Applications in Science and Engineering Hampton Va. Hampton*, 1995
- 24 Suzuki T, Adachi T, Kobayashi S. Nonstationary shock reflection over nonstraight surfaces: An approach with a method of multiple steps. *Shock Waves*, 1997, 7: 55–62
- 25 Chpoun A, Passerel D, Li H, et al. Reconsideration of oblique shock wave reflections in steady flows. Part 1. Experimental investigation. *J Fluid Mech*, 1995, 301: 19–35
- 26 Ivanov M S, Ben-Dor G, Elperin T, et al. Flow-Mach-number-variation-induced hysteresis in steady shock wave reflections. *AIAA J*, 2001, 39: 972–974

Numerical investigation on unsteady refraction of planar shock wave at air/SF₆ gas interface

GUO WenJuan, ZHAI ZhiGang*, DING JuChun & LUO XiSheng

Advanced Propulsion Laboratory, Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China

The unsteady refractions of a planar shock wave at a concave (convex) air/SF₆ interface are numerically studied. The finite difference method is utilized to solve the compressible multi-component Euler equations. Pressure oscillation near the interface due to the difference of the specific heat ratio is successfully overcome using Double-Flux algorithm. High temporal and spatial resolutions are achieved through combining the Double-Fluid algorithm with 5th WENO and 3rd Runge-Kutta. Different from pseudo-steady refraction, the continuous change of incident angle when a planar shock wave moves at a concave or convex interface will result in the transitions between different refraction wave patterns. It turns out that when the incident angle changes from 90° to 0° during the shock propagating along the concave interface, the refraction patterns of concave-forwards refraction (CFR), regular refraction with reflected shock (RRR) and transitioned regular refraction with reflected shock (TRRR) are observed in sequence. Compared with pseudo-steady refraction, the Mach type irregular refraction (MRR) is not observed while a new refraction pattern of TRRR occurs, which is possibly caused by hypothesis effect of the flow. With the incident angle increasing from 0° to 90° when the shock moves along the convex interface, only two refraction types of RRR and MRR are captured, and CFR, which occurs under pseudo-steady condition, does not occur. However, at the late stage, the Mach stem becomes curved and resembles the incident shock wave near the interface in CFR. Besides, the critical angle when RRR transits into MRR is delayed while the range of MRR is extended. From this work, it is shown that the flow unsteadiness has a significant influence on the refraction wave pattern.

unsteady shock refraction, concave interface, convex interface, numerical simulation

PACS: 47.20.-k, 47.20.Ma, 47.40.Nm

doi: [10.1360/SSPMA2017-00017](https://doi.org/10.1360/SSPMA2017-00017)