非定常汇聚激波反射与折射研究进展

翟志刚*, 王何, 司廷, 罗喜胜, 杨基明, 韩肇元

中国科学技术大学近代力学系, 合肥 230027

*联系人, E-mail: sanjing@ustc.edu.cn

收稿日期: 2018-05-03; 接受日期: 2018-05-22; 网络出版日期: 2018-07-30

国家自然科学基金(批准号: 11772329, U1530103, 11625211)资助项目

摘要 非定常激波反射及折射由于其重要的科学及工程意义, 成为了近年来激波反射及折射研究领域的热点. 平面激波在曲面上的非定常反射现象近些年得到了较多的研究, 在这个过程中激波强度不变, 入射角随着曲面曲率的变化而不断改变, 从而出现波系转变现象. 当一道曲面激波在固壁上反射时, 激波强度以及入射角均不断发生改变, 从而有可能对波系现象有较大的影响. 但实验室条件下生成具有特定变化规律的曲面激波一直是一个难题. 翟志刚等人通过激波动力学理论提出并实现了将平面激波光滑转变为柱形汇聚激波的方法. 在设计的水平汇聚激波管中开展了非定常汇聚激波反射及折射研究. 本文介绍了本实验室近年在非定常汇聚激波反射与折射方面的研究进展, 重点关注了持续变化的入射角以及流场的非定常性对波系转变的影响, 并提出了未来的研究方向.

关键词 柱形汇聚激波, 非定常流场, 激波反射, 激波折射

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

1 引言

激波是指传播速度大于声速的扰动波, 根据其产生方式可分为定激波和运动激波两类. 当超音速气流与倾斜壁面作用时, 为满足倾斜壁面的边界条件, 在壁面前缘处产生一道附体定激波以将来流偏转到平行壁面的方向. 当介质中出现较大的压强、密度和温度突跃时, 阶跃面会以超音速在介质中传播, 表现为运动激波. 当定激波倾斜作用于壁面时, 如果超音速来流及壁面倾角(指壁面与水平面之间的夹角)均不变, 则反射波系不随时间变化, 这种反

射现象被定义为定常激波反射. 当运动平面激波在平直壁面上发生反射时, 由于各部分波系结构的尺度与时间呈线性关系, 具有自相似性, 被称为准定常激波反射. 激波反射在超音速飞行器气动布局及进气道设计、爆炸及爆轰波与固壁作用等工程问题中有着极为广泛的应用. 关于激波反射方面的综述文章可参考相关文献^[1-4].

Mach^[5]在1878年首先观测到了激波反射现象, 并发现了两种典型的波系类型: 规则反射(RR)和马赫反射(MR). 规则反射由入射激波和反射激波两个间断面构成, 马赫反射由入射激波, 反射激波, 马赫

引用格式: 翟志刚, 王何, 司廷, 等. 非定常汇聚激波反射与折射研究进展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 094702
Zhai Z G, Wang H, Si T, et al. Progress in unsteady converging shock reflection and refraction (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2018, 48: 094702, doi: [10.1360/SSPMA2018-00173](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00173)

杆和滑移线四个间断面构成. 在Mach之后, 激波反射的研究几乎停滞了60年, 直到20世纪40年代, von Neumann^[6,7]重启了激波反射的研究, 基于斜激波关系, 对无黏况下的RR和MR分别提出了二激波理论和三激波理论. 由于不同波系下流场参数存在差异, 无论是科学上还是工程上, 预测RR $\leftrightarrow$ 非规则反射(IR)的转变是非常重要的. von Neumann 首先提出了脱体准则, 认为如果反射激波对气流的最大偏转角小于入射激波导致的气流偏转角, 则反射激波无法将气流偏转到平行壁面的方向, 无法满足RR波系下的壁面边界条件, 此时RR在理论上不可能发生. von Neumann 还认为, 当RR到IR转变时, 在反射激波波后会存在压力突变, 而压力突变需要稀疏波系或者压缩波系的支撑, 但实验中并未观测到相关的波系. 基于此, 他们认为转变发生时不存在压力突变(von Neumann 准则). 一般认为, 当入射角(指激波面与壁面之间的夹角)大于脱体准则预测的转变角(简称脱体角)时, 发生IR; 当入射角小于von Neumann 准则预测的转变角(简称von Neumann角)时, 发生RR; 当入射角介于两者之间, RR和IR均有可能发生, 这个区域称为双解区.

在激波反射研究中, 马赫杆高度的变化是一个被广泛关注的问题^[8-10], 根据三激波理论, 马赫杆高度是多解的, 因为三激波理论只关注三波点附近的流场参数, 与物理尺度无关. 针对这个问题, Azevedo和Liu^[11]首先提出了理论模型, 将滑移线和壁面间的流动假设为准一维收缩喷管流动且收缩喷管的喉道位于第一道稀疏波与滑移线的相交处. 对于该模型, Li和Ben-Dor^[12]认为该模型求解过程中存在控制方程重复使用的问题, 并提出了修正模型. Gao和Wu^[13]在前人的基础上提出了更为精细的理论模型. 在预测马赫杆高度时多假设马赫杆为平面且垂直于壁面, 但在实验及数值研究中发现马赫杆往往是弯曲的. Dewey和McMillin^[14,15]针对低马赫数小壁面角情况下准定常反射的特性, 建立了非定常模型用于预测流场参数, 发现马赫杆的形状为小曲率的圆弧. Tan等人^[16]通过在马赫杆后的亚声速区域建立小扰动势流方程, 求解了定常激波反射情况下的马赫杆形状, 同样认为马赫杆的形状是具有小曲率的圆弧. 针对两个相交的双楔模型, 中国科

学院力学所姜宗林团队研究了三维双楔面产生的马赫干扰问题, 并利用激波动力学和空间降维理论分析方法得到了马赫杆高度和位置的变化^[17,18].

在定常激波反射中只观测到了RR和单马赫反射. 在准定常激波反射中则发现了过渡马赫反射及双马赫反射等复杂波系结构. 前人研究^[19-21]发现, 这是由于定常激波反射是单纯的激波反射过程, 而准定常激波反射是由两个子过程构成的: 激波反射过程和气流在楔面前缘的偏转过程, 正是两个子过程的相互作用, 导致了更多类型反射波系的出现. Semenov等人^[22]基于激波反射过程和气流偏转过程的作用关系, 认为入射激波波后气流为亚声速气流时, 前缘扰动为一簇稀疏波; 为超声速气流时, 前缘扰动为一簇压缩波. 发现前缘扰动的类型(压缩波或稀疏波)及前缘扰动与三波点的追赶关系(反射激波波后气流相对反射点为超声速或亚声速)直接决定着反射激波, 马赫杆及滑移线的形态.

对于运动激波反射, 激波马赫数和入射角为反射波系类型的决定性因素. 在准定常激波反射中, 激波强度以及入射角均不发生改变. 而在非定常激波反射中, 激波强度及入射角至少有一个会发生变化, 可能导致波系的转变. Takayama和Sasaki^[23]系统地实验研究了平面激波在凹圆壁面上的非定常反射过程, 发现MR转变到RR的壁面角不仅取决于激波马赫数, 也与凹圆壁面的半径及初始入射角相关. 壁面半径及初始入射角越小, 其转变壁面角越接近von Neumann准则. Courant和Friedrichs^[24]提到, 根据马赫杆高度变化规律, 理论上存在三种类型的马赫反射结构: 高度逐渐增加的直接马赫反射(DiMR), 高度不变的定马赫反射(StMR)和高度逐渐降低的反转马赫反射(InMR). 这三种波系现象在平面激波与凹圆壁面相互作用的实验中均被观测到^[25], 其转变顺序为DiMR $\rightarrow$ StMR $\rightarrow$ InMR $\rightarrow$ 过渡规则反射(TRR). Ben-Dor和Takayama^[26-28]基于扰动传播理论对转变现象进行了理论研究, 假设壁面前缘的扰动为决定性因素, 得到了一个简化模型. Suzuki等人^[29]也认为壁面前缘的扰动为决定性因素, 根据Ames^[30]的无限窄壁面扰动传播轨迹角公式对转变角进行了预测. Gruber和Skews^[31]在对弱激波在凹圆壁上反射的实验研究中发现, 如果前缘倾角

为 0° , 即使壁面前缘倾角不是 0° , 前缘扰动也会在传播过程中与各位置壁面发出的压缩波持续叠加, 其历史信息极为复杂, 单纯认为前缘扰动为波系转变的决定性因素是不合理的.

Takayama和Sasaki^[23]对平面激波在凸圆壁面上的反射进行了详细的实验研究, 与凹圆壁面的结果类似: 转变壁面角不仅取决于激波马赫数, 也与凸圆壁面的半径及初始入射角相关. Heilig^[32]首先通过激波动力学提出了RR→MR的模型, Itoh等人^[33]对其模型进行了修正, 考虑马赫杆的速度和入射激波速度的几何关系, 认为如果入射激波扭曲为马赫杆后, 马赫杆(垂直于壁面)的速度大于入射激波与壁面交点的速度, 则可以发生RR→MR, 其模型在低马赫数下与实验结果吻合较好. Ginzburg和Markov^[34]开展了平面激波在双楔凹壁面上反射的实验研究, 作为补充, Srivastava和Deschambault^[35]开展了平面激波在双楔凸壁面上反射的实验研究, Ben-Dor等人^[36]对他们的研究进行了拓展, 发现转变入射角相比定常或准定常转变准则存在转变迟滞现象. 进一步地, Geva等人^[37]采用实验和数值方法研究了平面激波在不同形状凸面上的反射现象, 精细地考察了RR→MR转变规律. 针对非定常的波后流场, 他们提出了一个修正的二激波理论来预测波后流场参数变化, 同时认为RR的演化以及RR→MR都是以“无穿透”流场为前提的, 并针对RR→MR的转变提出了一个几何准则. 最近, Soni等人^[38]数值研究了平面激波在双凹柱形界面上的反射现象, 考虑了柱面半径、初始壁面倾角以及激波马赫数的影响, 尤其关注了波后气流速度分别是亚声速、跨声速和超声速的影响.

曲面激波在平直壁面上反射的过程中, 其激波马赫数和入射角同时改变, 形成复杂的非定常流场. 在球形爆炸波在平直壁面上反射的研究中^[39-41], 发现当爆炸波刚接触壁面, 由于入射角较小, 发生RR, 如果初始激波马赫数较高, 随着入射角增大和激波马赫数的减小, 依次转变为双马赫反射、过渡马赫反射和单马赫反射. Takayama和Sekiguchi^[42]设计了特殊的激波管用于生成球形激波, 研究了球形激波与圆锥壁面的反射现象, 并对其三波点轨迹进行了理论预测. 除了发散激波, Vignati等人^[43]

对汇聚激波在凸障碍物上的反射进行了数值研究, 设计了不同的初始入射角及初始激波马赫数, 发现激波与壁面刚接触时发生的波系结构可以通过准定常理论预测, 但是无法预测后续发生的波系转变. Ndebele和Skews^[44]对汇聚激波在凹圆壁面上的反射进行了研究, 发现当激波半径远大于壁面半径时, 其反射现象趋于平面激波情况, 基于Ben-Dor和Takayama^[26-28]的理论模型, 提出了汇聚情况下的理论模型, 可以较好地预测转变入射角, 并在激波半径远大于壁面半径的前提下将Itoh^[33]的平面激波与凹圆曲面作用的模型推广到了曲面激波情况.

当激波倾斜作用于声阻抗不同的介质界面时, 在界面上发生激波折射现象. 激波折射会导致复杂的压力分布及界面不稳定性等物理现象, 在激波边界层干扰, 激波火焰相互作用及惯性约束核聚变等工程领域中有着重要的应用. 前人利用实验、理论及数值手段对激波折射现象进行了研究, 发现影响激波折射现象的因素主要有激波马赫数、入射角及界面两侧气体声阻抗之比. 根据折射波系的不同, 激波折射现象可分为规则折射和非规则折射. 已有的研究主要关注平面激波与平直界面作用的准定常激波折射现象, 各参数不随时间变化, 折射波系类型也不随时间而改变, 可以采用定常流理论进行研究. Taub^[45]首先开展了激波折射的理论研究, 其建立的规则折射模型借鉴了von Neumann^[6,7]的三激波理论. Polachek和Seeger^[46]同样基于三激波理论对规则折射进行了理论建模, 并开展了详细的数值研究, 考虑了界面类型, 入射角及激波马赫数的影响. Jahn^[47]首先开展了准定常激波折射的实验研究, 分别研究了不同强度激波在air/CO₂和air/CH₄界面上的折射现象, 发现平面激波在界面上除了会发生规则折射, 还会发生多种类型的非规则折射. 其规则折射的实验结果与前人的理论吻合较好, 对非规则折射发生的原因进行了探究, 从气流方向匹配的角度, 认为当反射激波波后气流方向无法匹配透射激波波后气流方向时, 规则折射在理论上不可能发生. 从扰动传播的角度, 认为反射激波和透射激波波后气流为亚声速时, 下游流场的扰动会对折射波系产生影响, 导致非规则折射的发生. 基于二维激波动

力学理论. Catherasoo^[48]和Schwendeman^[49]将规则折射理论拓展到了非规则折射,但由于激波动力学本身的限制,该模型并不能很好地对整体波系进行预测. Abd-El-Fattah等人^[50]对准定常激波折射进行了大量的实验研究,考虑了不同范围的激波强度,以及不同类型的界面. 逐渐改变入射角,在不同的激波强度和界面类型下观测到了不同的非规则折射结构,结合激波极线方法对非规则折射波系进行了预测,与实验结果吻合较好. Henderson等人^[51]对激波在倾斜 CO_2/CH_4 气体界面上的折射现象进行了数值研究,进一步丰富了准定常激波折射的研究结果. Henderson和Puckett^[52]采用数值结合实验对激波在界面上的折射现象进行了深入研究,并发展了一套用于预测折射波系转变临界的理论.

关于激波反射与折射的研究,目前仍主要集中在定常或准定常条件下,非定常情况下的激波反射主要涉及的是平面激波与曲面固壁的相互作用. 由于许多工程应用中涉及的多是曲面激波,曲面激波在固壁或者界面上的非定常反射与折射研究由于机理极为复杂且实验难度极大等原因,相关的实验或数值研究很少. 基于激波动力学理论,翟志刚等人^[53]提出了柱形汇聚激波的生成方法,即事先给定汇聚激波的形状,利用特征线关系,通过求解双波区和单波区参数,反推弯曲壁面的形状. 利用肥皂膜技术能够生成各种形状的初始界面,在汇聚激波与固壁和流体界面相互作用研究中取得了系列创新性成果^[54-57]. 本文介绍了本实验室近几年在非定常汇聚激波反射与折射研究中所取得了进展,并对未来非定常激波反射与折射提出了研究方向.

2 汇聚激波在平直固壁上的反射

在已有的非定常激波反射研究中发现脱体准则可以准确预测初始反射波系类型,认为初始时刻的反射为不包含非定常流场历史信息的局部准定常激波反射. 对于初始激波马赫数1.61,脱体准则预测RR向IR转变的临界角为 40.3° ,而数值模拟结果表明当入射角大于 39.9° ,不会再发生RR. 因此可以认为脱体准则能够对初始时刻的临界转变角有一个较准确的预测. 在汇聚激波运动过程中,激波强度逐

渐增大,入射角逐渐减小,临界转变角也是逐渐减小的. 对于汇聚角度为 25° 的实验段,在激波汇聚过程中,如果不考虑柱形激波形状的变化,从壁面前缘到尖点,入射角将减小 25° . 根据激波强度与管道截面积的关系,激波在汇聚过程中任意位置的马赫数均可以得到,因此任意位置所对应的脱体角也可以得到. 结果表明,随着激波强度的增大,脱体角的减小量不超过 2° . 因此,入射角的减小要远大于脱体角的减小. 由于激波汇聚过程中入射角持续减小而激波马赫数上升的影响微乎其微,如果初始反射波系为RR,则RR会在壁面上持续,无转变发生. 而如果初始反射波系为MR,随着入射角的减小,有可能发生 $\text{MR} \rightarrow \text{RR}$ 的转变. 接下来,我们对初始波系类型分别为RR和MR进行了研究. 在所有实验与计算中,以汇聚激波接触楔面作为初始时刻.

2.1 规则反射

图1给出了初始入射角 $\alpha_0 = 35^\circ$ 时汇聚激波在直壁上反射的实验与数值结果. 激波遇到楔面时的马赫数为1.61,激波半径为180 mm. 可以发现在激波汇聚过程中均发生RR,未出现波系的转变. 波系结构包括入射激波(IS)及反射激波(RS),并在反射激波之后观测到了声速截止线. IS到达尖点并反射形成反射激波 r_1 ,RS与 r_1 相互作用,在对称面上形成马赫反射结构,生成了马赫杆 m 和滑移线 s . 当IS在尖点处发生反射时,由于激波聚焦在局部区域产生高温高压,此区域气体不再满足理想气体假设,而数值计算中未考虑非理想气体的情况,也未考虑空气黏性,这些因素可能导致了激波在尖点反射之后实验纹影中的波系结构略滞后于数值结果.

2.2 马赫反射

由于入射角在激波汇聚过程中最多减小 25° ,如果 α_0 足够大,在反射过程中入射角一直大于脱体角,则将保持MR,不会发生波系转变. 图2为 $\alpha_0 = 65^\circ$ 和 75° 的实验及数值纹影图,在入射激波汇聚的过程中,表现为持续的MR结构,包括IS,RS,马赫杆 m_1 ,在楔面上产生的滑移线 s_1 和三波点 TP_1 . 马赫杆的高度逐渐增加,而IS由于反射及几何收缩,尺寸逐

渐减小, 最终 TP_1 交于对称面, IS 消失. RS 在对称面上再次反射形成二次反射激波 SRS , 马赫杆 m_1 在尖点反射后形成反射激波 r_2 , SRS 与 r_2 相互作用形成新的MR结构, 包括马赫杆 m_2 , 三波点 TP_2 以及在楔面上产生的滑移线 s_2 . 可以发现在滑移线 s_1 中出现了Kelvin-Helmholtz (KH)不稳定性, 并在对称面附近产生强涡旋结构. 类似的涡结构在平面激波与柱

形凹腔相互作用过程中也发现过[58], 作者认为这种对称面处的强涡结构是由于两道滑移线之间相互作用引起的. 但在本文中, 两道滑移线均是从楔面上产生的, 并未在对称面处相互作用, 因此我们认为该强涡结构可能是由于在多道激波的冲击作用下产生的.

与 $\alpha_0 = 65^\circ$ 类似, 当 $\alpha_0 = 75^\circ$ 时, 前期仍呈现持续

图 1 汇聚激波在 $\alpha_0 = 35^\circ$ 的直壁面上反射的实验与数值纹影图片对比[54]. 图中数字代表激波作用的时间. 激波遇到楔面时的马赫数为1.61

Figure 1 Schlieren images of a cylindrical shock reflection over a wedge with $\alpha_0 = 35^\circ$ from experiment (upper) and numerical simulation (lower) [54]. The Mach number of shock wave when encountering the wedge is 1.61. Numbers in the figure indicate the time of the shock impact (similarly hereinafter). IS , incident shock; RS , the reflected shock of the IS from wedge; r_1 , the reflected shock of the IS from the focal point; m , Mach stem; s , shear layer.

图 2 汇聚激波在 $\alpha_0 = 65^\circ$ 和 $\alpha_0 = 75^\circ$ 的直壁面上反射的实验与数值纹影图片对比[54]. 初始激波强度与 $\alpha_0 = 35^\circ$ 工况相同

Figure 2 Schlieren images of a cylindrical shock reflection over a wedge with $\alpha_0 = 65^\circ$ and $\alpha_0 = 75^\circ$ from experiment and numerical simulation [54]. The shock Mach number is the same as that in the case of $\alpha_0 = 35^\circ$. TP , triple point; r_2 , the reflected shock of m_1 from the focal point; SRS , the second reflected shock of RS from the upper wall; TRS , the third reflected shock from the SRS over the wedge. The dashed arrows indicate the shock moving directions. The other symbols represent the same meaning as those in Figure 1.

的MR结构, 其马赫杆增长速度更快. 不同的是SRS在壁面上再次反射产生三次反射激波TRs. m_1 从中心反射形成 r_2 并与TRs相互作用构成新的MR结构, 包括TRs, r_2 , m_2 和从对称面上产生的滑移线 s_2 . s_1 与 s_2 在对称面处相作用, 产生了较强的涡结构, 这与人人的结果是吻合的. 同时可以看到 s_1 仅在对称面处受到 s_2 的影响, 其余部分并未受 s_2 的影响, 因此, s_1 上KH不稳定性的发生除了激波的作用之外, 还可能与流场的汇聚效应有关. 在 $t = 218\text{--}298\ \mu\text{s}$ 时刻, 此时的波系结似于TRR结构. 但这里的TRR的产生机理与已有工作中不同. 经典的TRR结构是由于InMR中三波点碰到楔面产生.

图3(a)给出了两种工况下在 TP_1 遇到对称面之前马赫杆高度随时间变化结果, 大致分为三个阶段. 第一阶段, 在激波汇聚过程中, 只要入射角大于临界脱体角, 马赫杆高度总是增长的. 但由于入射角减小, 马赫杆高度的增长率是降低的, 该过程发生的是DiMR. 第二阶段, 当入射角低于临界脱体角时, 如果不考虑迟滞效应, 理论上发生RR, 但马赫杆不能立刻消失, 只能逐渐减小, 该过程发生的是InMR. 在准定常激波反射中, 波系转变发生在马赫杆高度增长率为零的时刻, 而在非定常中即使马赫杆高度增长率为零, 其马赫杆依然可以维持一定高度而不会立即消失, 这是非定常激波反射中MR $\rightarrow$ RR存在迟滞的原因. 第三阶段, TP_1 交于对称面, 马赫杆高度迅速减小. 此外汇聚激波及其波后流场的几何收缩同样导致马赫杆高度的下降. 马赫杆高度的变化是由于三波点在垂直于楔面方向上速度的变化引起的. 图3(b)给出了三波点在平行于及垂直于楔面方向上的速度变化. 可以看出, 由于激波汇聚, 三波点平行于楔面方向上的速度逐渐增大, 而垂直方向上的速度分量逐渐减小, 说明马赫杆高度增长率的下降. 一旦垂直速度分量减小到零, 此时马赫杆的高度达到最大值, 然后随着垂直速度分量的继续减小, 马赫杆高度开始出现下降. 应该注意的是这里马赫杆高度的测量均以直马赫杆为前提, 而弯曲的马赫杆会导致测量误差, 尤其是当马赫杆高度较大时, 误差就会变大.

从以上可以看出, 随着激波向中心汇聚, 对于 $\alpha_0 = 35^\circ$ 而言, 发生了RR, 且一直保持RR; 对于

$\alpha_0 = 65^\circ$ 和 75° 而言, 发生了MR, 并且在 TP_1 遇到对称面之前也一直保持MR. 对于 $\alpha_0 = 65^\circ$ 和 75° 的两种工况, 图4给出了在激波汇聚过程中, 入射角的变化以及临界脱体角的变化. 在柱形激波形状不变的前提下, 两种情况下的临界脱体角变化一致. 从图中看出, 入射角与临界脱体角没有交点. 在 TP_1 接触对称面之前, 两种情况下的入射角分别减小到 44.3° 和 59.6° . 由于马赫杆的存在, 两种情况下柱形激波的假设会高估入射角约 4.5° 和 9° . 而临界脱体角受柱形激波假设的影响可以忽略. 因此, 对于 $\alpha_0 = 75^\circ$ 而言, 在激波汇聚过程中, 入射角始终大于临界脱体角, 因此马赫杆的高度应该持续增长, 这与图3给出的结论是不一致的. 我们前面已说明, 弯曲的马赫杆会影响高度的测量, 所以图3(a)中马赫杆高度的下降可能是由于弯曲的马赫杆造成的. 对于 $\alpha_0 = 65^\circ$ 而言, 当入射角减小 25° 以后, 接近了临界

图3 (网络版彩图)两种工况下马赫杆高度的变化(a)及三波点速度分量的变化(b) [54]

Figure 3 (Color online) Variations of the Mach stem length (a) and the velocity components parallel and perpendicular to the wedge of the TP_1 for $\alpha_0 = 65^\circ$ and 75° [54].

图4 (网络版彩图)射角变化与脱体角变化的对比

Figure 4 (Color online) Variations of incident angle and detachment angle for $\alpha_0 = 65^\circ$, 75° and $\alpha_0 = 48^\circ$.

脱体角, 因此存在发生DiMR→InMR的可能性.

2.3 波系转变

对于反转马赫反射, 若三波点运动到楔面时, 会发生TRR波系结构. 为了在实验中观测到这种波系结构, 需要选取合适的 α_0 . 图5为 $\alpha_0 = 48^\circ$ 的实验及数值纹影图, 由于 α_0 与临界脱体角 40.3° 较为接近, 且反射过程中入射角持续减小, 其马赫杆的增长率非常小, 很难在实验图片中观测到马赫杆的存在. 但在数值结果中, 滑移线的存在表明了MR的发生. 实验中同样观测不到滑移线的存在, 但三波点脱离楔面的事实也可以说明MR的发生. 利用数值结果对马赫杆高度的统计发现马赫杆高度先增长后降低, 然后降低到零. 说明该过程

发生了DiMR→InMR→TRR的转变. 已有的工作认为TRR中的马赫杆是平面且垂直于楔面的, 但本文发现, 马赫杆是弯曲的且与楔面有一定的夹角, 这可能是由于流场的非定常性引起的.

为了研究发生TRR的 α_0 上限, 对 $\alpha_0 = 44^\circ - 54^\circ$ 的反射现象进行了数值研究, 统计了各初始入射角下马赫杆高度随时间的变化规律, 发现 α_0 越大, 马赫杆高度增长率越大, DiMR→InMR发生的时刻就越迟, 但最终均发生DiMR→InMR→TRR的转变现象. 在 α_0 大于 54° 的数值结果中发现三波点会交于对称面而非壁面, 无TRR波系的发生. 因此 54° 是能发生TRR波系结构的 α_0 的上限. 对于这些工况, 马赫杆高度较小, 柱形激波假设是有效的, 在激波汇聚过程中入射角的测量误差不超过 1° .

一般情况下, 双解区的上限和下限分别由脱体角以及von Neumann角决定. 但在一些准定常反射实验中, 发现RR也会超出脱体准则的预测. 前人分析这可能是由气体黏性及非理想气体等效效应导致, Henderson和Lozzi^[59]则认为这可能是由于实验中空间分辨率的限制, 难以观测到极小的马赫杆, 导致伪迟滞现象的发生. 图6给出了 $\alpha_0 = 44^\circ - 54^\circ$ 时, 当TRR发生时的入射角, 临界脱体角以及临界von Neumann角的对比, 发现 α_0 偏离脱体准则越多, 由非定常效应引起的迟滞效应也就越强. 当 α_0 在 $48^\circ - 54^\circ$ 范围时, 发生TRR时的入射角小于临界von Neumann角, 即超出了双解区. 由于数值程序采用欧拉方程, 且当TRR发生时, 激波强度不超过2.0, 因此黏性和真实气体效应并不是导致数值与

图5 (网络版彩图)汇聚激波在 $\alpha_0 = 48^\circ$ 的直壁面上反射的实验与数值纹影图片对比^[54]. 初始激波强度与 $\alpha_0 = 35^\circ$ 工况相同

Figure 5 (Color online) Schlieren images of a cylindrical shock reflection over a wedge with $\alpha_0 = 48^\circ$ from experiment (upper) and numerical simulation (lower) ^[54]. The shock Mach number is the same as that in the case of $\alpha_0 = 35^\circ$.

图6 (网络版彩图)当波系结构从InMR转变为TRR时,入射角,脱体角以及von Neumann角的对比 [54]

Figure 6 (Color online) Comparison among the incident angle and the detachment angle and von Neumann angle when the InMR terminates and the TRR forms [54].

理论结果不符的原因,所以认为可能是由非定常流场的历史信息导致的迟滞效应.

3 汇聚激波在特殊曲面上的反射

从汇聚激波在平直壁面上反射的研究中可以发现,激波汇聚过程中,入射角的变化是导致波系转变的主要因素,同时非均匀变化且周向收缩的汇聚激波及波后流场也会对波系结构有一定的影响.这些效应的强烈耦合使得整个物理过程极为复杂,难以说明各个效应的影响.为了衡量流场的非均匀性对反射现象的影响,保持入射角在激波运动过程中不变是必要的.由于汇聚激波具有曲率,要保证入射角不变,壁面必然为曲面.王何等人 [55] 基于极坐标下的几何关系推导出了入射角不变的曲面固壁的方程.该方法既适用于RR,也适用于MR,同时适用于任意激波强度.在此基础上,本部分采用与第一部分相同的实验与数值方法研究了4个不同的入射角 $\alpha_0 = 55^\circ, 60^\circ, 65^\circ, 70^\circ$ 条件下的马赫反射现象.

3.1 实验与数值结果

图7为 $\alpha_0 = 55^\circ, 60^\circ, 65^\circ, 70^\circ$ 的实验及数值纹影图.激波遇到楔面时的马赫数为1.61,激波半径为180 mm.在汇聚激波入射的过程中,发生单马赫反射且实验与数值结果吻合良好.在数值结果中马

赫杆之后靠近壁面附近出现了稀疏波(RW),尤其是当入射角较小时,稀疏波较为明显.由于马赫杆波后的流场必须平行于弯曲壁面,当气流经过凸曲面之后,气流膨胀必然会产生稀疏波.较小的入射角意味着较大的曲壁曲率,因此产生的稀疏波也更为明显.从尖点反射之后,由于气体黏性及非理想气体效应,实验结果略滞后于数值结果.随着激波汇聚,三波点交于对称面,反射激波RS在对称面上反射产生第二道反射激波(SRS),马赫杆 m_1 从尖点发射并形成反射激波 r_2 向外传播.对于 $\alpha_0 = 55^\circ, 60^\circ$,当SRS撞在弯曲壁面上时产生第三道反射激波(TRS),并与 r_2 构成马赫反射结构,产生滑移线 s_2 .滑移线 s_1 在多次激波冲击作用下出现了KH不稳定性,在对称面附近形成了强涡旋结构,这与张赋 [54] 及Skews和Kleine [58] 的实验结果类似.对于 $\alpha_0 = 65^\circ$,TRS在对称面上反射产生第四道反射激波(FRS)并与 r_2 作用产生马赫反射结构.在 $\alpha_0 = 70^\circ$ 中FRS并未与 r_2 作用,而是在弯曲壁面上反射产生第五道反射激波(FIRS).

3.2 三波点轨迹及扰动波面长度

在准定常激波反射中,由于激波强度及入射角均保持不变,三波点的运动是自相似的,轨迹是一条直线,也就是说三波点沿激波面的传播距离以及垂直于激波面的传播距离之比为常数.但在曲面激波反射中,由于激波强度的变化及非定常的波后流场,三波点轨迹一直是一个难以进行理论预测的问题.在三波点遇到对称面之前,我们给出了这个过程中激波强度的变化,如图8(a)所示.这里我们采取相邻两个时刻的激波位移变化得到激波在这个时间段内的平均速度,作为中间时刻的速度.由于激波具有一定的厚度,因此实验中测量会存在一定的误差.从图中可以看出,在这个过程中,激波马赫数增加了约0.16.我们认为这个变化很小,对三波点轨迹角的变化影响不大.我们假设三波点的轨迹与壁面的夹角为 χ ,在激波汇聚过程中,在任意位置处,在已知激波强度及入射角的前提下, χ 值可以采用三激波理论以及准定常计算得到,结果如图8(b)所示.可以发现采用两种方法得到的 χ 值的确是变化的,但变化幅度很小(约 0.4°),因此可以近似认为 χ 值是不变的.

图 7 汇聚激波在 $\alpha_0 = 55^\circ, 60^\circ, 65^\circ, 70^\circ$ 的弯曲壁上反射的实验与数值纹影图片对比 [55]. 初始激波强度与 $\alpha_0 = 35^\circ$ 工况相同
 Figure 7 The shock Mach number is the same as that in the case of $\alpha_0 = 35^\circ$ [55]. FRS, the fourth reflected shock of TRS from the upper wall; FIRS, the fifth reflected shock of FRS from the curved wedge; RW, rarefaction waves. Other symbols are the same as those in Figures 1 and 2.

图 8 (网络版彩图) (a) 汇聚激波沿弯曲壁面传播过程中马赫数的变化. (b) 激波汇聚过程中三波点轨迹角的变化规律 [55]
 Figure 8 (Color online) (a) Variation of shock Mach number during the shock propagating along the wedge for four cases. (b) History of trajectory angle during the shock convergence from three-shock theory predictions and pseudo-steady computations [55]. The solid and hollow symbols represent the results from pseudo-steady computations and three-shock theory predictions, respectively.

由于入射角不变, 除了壁面前缘, 其余位置的壁面不再对扰动强度有贡献, 即扰动随激波运动在激波面上的传播速率恒定. 基于扰动传播理论, 认为扰动的传播方式在无穷小的时间段内与准定常激波反射一致. 基于此, 王何等人^[55]推导出了三波点轨迹的理论表达式, 并分别利用三激波理论和准定常计算得到的初始三波点轨迹角代入该公式得到三波点轨迹, 如图9(a)所示, 同时将实验与数值结果也给出便于比较, 可以发现理论与实验和数值结果吻合较好. 当 $\alpha_0 = 55^\circ, 60^\circ$ 时, 三激波理论预测的三波点轨迹与实验和数值吻合较好, 而利用准定常计算得到的三波点轨迹与实验和数值有所偏差. 当 $\alpha_0 =$

$65^\circ, 70^\circ$, 两种方法得到的结果均偏离实验与数值结果, 如图9(b)所示.

注意到, 三激波理论仅当MR结构中所有间断均是平面才能较好地适用, 而本文中马赫杆和滑移线均存在曲率, 因此, 在三波点附近利用三激波理论会引入一定的误差. 在本文中, 相比已有的准定常或非定常激波反射, 可以发现马赫杆几乎是平面的, 尤其是入射角较小时. 当一道弱激波在平面固壁上反射时, 大量的研究表明, 马赫杆是凹形的; 但对于强激波而言, 马赫杆是凸形的. 当平面激波在凹形或凸形壁面上反射时, 产生的马赫杆同样是凹形或凸形的. 进一步地, 当汇聚激波或发散激波在平直固壁上反射时, 产生的马赫杆分别是凹形或凸形的. 从这些结论中我们可以总结出汇聚激波与凸形固壁对马赫杆的曲率施加相反的作用, 从而形成了一个近似平面的马赫杆, 因此三激波理论可以近似预测三波点轨迹角. 当入射角较大时, 凸壁面的曲率减小, 可能无法弥补汇聚激波引起的效应, 从而导致马赫杆具有一定的弯曲形状, 进而导致三激波理论的不适用.

然而, 从图8(b)中可以发现, 三激波理论预测的三波点轨迹角的变化趋势与准定常计算得到的规律恰好相反. 前面已经介绍过, 在准定常计算中, 马赫杆多是弯曲的, 因此三激波理论并不能提供一个精确的预测. Ben-Dor^[2]在其工作中也指出弯曲的马赫杆会改变三波点的轨迹角. Li和Ben-dor^[60]曾提出了两种模型分别计算强激波条件下当马赫杆是平面和曲面时的三波点轨迹角, 发现当马赫杆是平面时, 三波点轨迹角是减小的, 而当马赫杆是曲面时, 三波点轨迹角是增大的. 由于汇聚激波与凸曲面对马赫杆的形状作用是相反的, 本文中的马赫杆曲率应该是小于准定常计算中的结果, 也就是实际的三波点轨迹角应介于三激波理论预测结果与准定常计算结果之间. 对于大入射角, 我们利用二者的平均值作为实际的三波点轨迹角代入三波点轨迹公式中, 得到了与实验或数值结果吻合较好的理论预测.

在准定常激波反射中, 三波点的运动是自相似的, 马赫杆长度与扰动波面长度的比值是不变的, 因此马赫杆的长度变化可以用来衡量扰动的发展. 但若激波或者马赫杆是弯曲的, 扰动的运动就无法利

图9 (网络版彩图)实验与数值计算中得到的三波点轨迹变化规律与准定常计算和三激波理论预测结果的对比^[55]. $\alpha_0 = 55^\circ$ and 60° (a); $\alpha_0 = 65^\circ$ and 70° (b)

Figure 9 (Color online) Comparison of trajectory of triple point from the present numerical and experimental results, and predictions by three-shock theory and pseudo-steady computation for $\alpha_0 = 55^\circ$ and 60° (a) and for $\alpha_0 = 65^\circ$ and 70° (b) [55]. Exp, the present experimental results; Num, the present numerical results; PSS, the results from pseudo-steady computation; TSS, the results from three-shock theory.

用马赫杆的长度来精确衡量. 相比之下扰动波面长度比马赫杆高度更适用于衡量曲面激波反射中的扰动传播. 根据几何关系可以理论求解扰动波面的长度, 并与实验及数值结果进行对比, 如图 10 所示, 其大小及变化规律吻合的较好. 可以发现扰动波面长度呈持续增长的状态, 但其增长率持续下降. 这是由于扰动波面对应的极角持续增加, 而扰动波面对应的激波半径持续减小, 这两个因素的相互作用导致了扰动波面长度增长但增长率下降.

为了定量说明入射角的变化对马赫杆高度及波系转变的影响, 图 11 给出了 $\alpha_0 = 65^\circ$ 时汇聚激波在平直固壁上和曲壁上反射时马赫杆高度变化的对比, 同时给出了准定常反射中马赫杆高度的线性变化作为对比. 两种情况下唯一的区别就是入射角的变化与否. 通过对比可以发现, 激波汇聚过程中, 入射角的减小极大地抑制了马赫杆高度的增长, 从而会进一步影响波系转变的发生. 由于激波在汇聚过程中强度增加有限, 准定常激波反射与汇聚激波在曲面上的非定常反射最大的不同在于流场的收缩特性, 也就是流场的非均匀特性, 可以发现, 流场的收缩特性同样会抑制马赫杆高度的增长.

4 汇聚激波在流体界面上的非定常折射

在水平汇聚激波管中, 我们同样研究了汇聚激

图 10 (网络版彩图) 扰动波面长度的变化 [55]

Figure 10 (Color online) Variation of length of disturbed shock front for four cases [55]. The lines denote the theoretical results, the solid and hollow symbols denote the experimental and numerical results, respectively.

图 11 (网络版彩图) 扰马赫杆高度的对比 [55]

Figure 11 (Color online) Comparison of variation of the Mach stem length [55]. SW and CW mean straight wedge and curved wedge, respectively. The dashed straight line shows the variation of the Mach stem length in the pseudo-steady shock reflection.

波在气体界面上的非定常折射现象. 采用与激波反射部分相同的实验方法, 这里不再赘述, 不同的是流体界面代替了固壁. 实验中采用肥皂膜技术生成了初始入射角分别为 45° 和 60° 两种倾斜的流体界面. 此外, 本文同时采用迎风格式的 CE/SE 数值求解程序 [61,62] 对汇聚激波在平直重轻界面上的折射问题进行了数值模拟. 由于氦气密度相对于空气很小, 掺混少量空气便会对其气体参数造成较大影响, 并导致实验现象的变化. 为了保证数值模拟的真实性, 需要知道实验中氦气的浓度, 采用的方法是从实验结果中提取激波的运动速度, 再通过一维气体动力学求解得到实验气体浓度的范围, 在浓度范围内进行多次数值模拟并与实验结果进行比对, 若两者波系结构几乎一致, 则认为此时的气体浓度为真实浓度.

图 12 为汇聚激波在 $\alpha_0 = 45^\circ$ 流体界面上折射的实验(下)和数值(上)纹影图. 激波遇到界面时的马赫数为 1.60, 激波半径为 195 mm. 这里需要说明的是由于折射波系结构与反射波系结构有较大的区别, 这里的波系符号定义与反射部分不同. 可以发现实验与数值结果吻合良好, 但实验结果的界面显得更厚. 当肥皂膜破碎后, 由于其密度较大, 破碎液滴的运动会有滞后, 导致界面显得更厚. 在前期 ($t = 13.98\text{--}49.59\ \mu\text{s}$), 透射激波 t_s 在界面上的运动速度快于入射激波 i . 为了对其波系进行仔细的分析, 将对

图 12 入射角为 45° 时, 汇聚激波在气体界面上折射的实验与数值纹影结果 [56]. 激波接触界面时的马赫数为1.6

Figure 12 Sequences of experimental and numerical schlieren frames showing the evolution of a converging shock wave refracting at a tilted interface with $\alpha_0 = 45^\circ$ [56]. The shock Mach number when encountering the interface is about 1.6. *i*, incident shock; *ts*, transmitted shock; *m*, undisturbed material interface.

应时刻的数值结果进行局部放大, 如图 13(a) 所示, 透射激波 ts 以自由前导激波的形式传播, 并在空气中透射形成激波 j , 激波 j 与入射激波 i 相互作用, 被扰动后的入射激波轻微弯曲变为激波 k , 被扰动的激波 j 轻微弯曲变为激波 r_2 , 同时激波 k 在界面上发生规则反射形成反射波 r_1 , 在反射点后附加了稀疏波系 e , 反射波 r_1 与激波 r_2 相互作用形成类似于弱激波反射的结构. 这种波系结构被free precursor refraction (FPR), 最早由Jahn [47] 在 air/CH_4 界面的实验中发现. 随着激波汇聚, 激波强度增大, 入射角逐渐减小, 入射汇聚激波在界面上的运动速度上升, 追赶上了透射激波($t = 71.14 \mu\text{s}$), 导致折射波系转变. 如图 13(b) 所示, 此时透射激波 ts 仍向前弯曲, 入射激波 i 、反射激波 r 、透射激波 ts 交于一点, 这种折射波系被称为bound precursor refraction (BPR), 在该波系结构中, 入射激波在界面上的运动速度与透射激波在界面上的运动速度相等.

对实验及数值结果中入射和透射激波上的一些特征点(A点: 透射激波与激波管壁面的交点, B点: 透射激波中点, C点: 透射激波与气体界面的交点,

图 13 入射角为 45° 时的典型波系示意图 [56]

Figure 13 Schematics of the wave patterns of a cylindrical converging shock wave refracting at a tilted interface with $\alpha_0 = 45^\circ$ [56]. *m'*, disturbed material interface; *r*, reflected shock; *r*₁, first reflected shock; *r*₂, second reflected shock; α_i , incident angle; α_t , angle of transmitted shock with gaseous interface; v_i , velocity of incident shock; v_t , velocity of transmitted shock; *e*, expansion waves. Other symbols are the same as those indicated in Figure 12.

D点: 入射激波与界面的交点)的位置进行了提取, 如图 14(a) 所示, 在前期, A点、B点、C点的运动速度几乎相同且不变, 说明透射激波的运动是自相似的, 与准定常激波折射类似. 随着入射激波强度增

大, 入射角减小, 入射激波沿界面运动速度, 即 D 点的速度上升, 当 D 点速度与 C 点速度达到平衡时, 波系结构将从FPR向BPR转变. Zeng和Takayama在其工作中也得到过类似的结论^[63]. 如图14(b)所示, 透射激波面上的三个特征点初始速度是一致的, 但在后期出现了偏离. 尤其是 C 点的运动速度最大, 这与准定常激波折射中靠近界面部分的透射激波是衰减波的结论不符, 这主要是由于当入射激波追赶上透射激波, 透射激波受到入射激波的影响, 不再保持自相似运动, 而是以与入射激波相同的速度在界面上运动.

为了更好地说明透射激波的非自相似性, 我们将图14(a)中透射激波面上三个特征点的位移均减去自相似解. 这个自相似解是指平面激波(强度等于初始汇聚激波强度)在界面上准定常折射时透射

图14 (网络版彩图)入射角为 45° 时波面上特征点的速度变化^[56]

Figure 14 (Color online) Comparison of the displacements of some typical points on the transmitted and incident shocks for $\alpha_0 = 45^\circ$.

激波的运动位移. 由图15可以发现, 由于激波的汇聚效应, 越靠近界面, 激波的运动速度越快, 表现出明显的非均匀性. 由于透射激波的速度非均匀性, 透射激波的曲率逐渐下降, 如果气体界面足够长, 透射激波会逐渐由前曲变成后曲, 与界面夹角小于 90° , 从而发生BPR到regular refraction with reflected shock (RRR, 如图13(c)所示)的转变, 但由于激波管实验段尺寸的限制, 并未在实验中观测到相关的波系.

图16为汇聚激波在初始入射角为 60° 的界面上折射的实验及数值纹影图. 为了更好地显示波系结构, 同样将数值结果进行局部放大. 在前期, 入射激波接触气体界面透射一道自由前导激波 ts , 透射激波 ts 再发生反向折射, 形成激波 j , 但与FPR不同的是, 激波 j 并未直接与入射激波 i 作用, 而是与激波 n 相互作用, 将激波 n 扭曲为激波 n' , 激波 n' 在界面上反射产生一簇稀疏波, 在波系中存在两个三波点: tp_1 和 tp_2 , 其对应的三波结构类似于弱激波反射中的冯诺依曼反射, 这种波系被Abd-El-Fattah和Henderson^[64]命名为twin von Neumann refraction (TNR). 随着激波汇聚, 两个三波点逐渐靠近并最终交于一点, 如图17(b)所示, 形成四波点 qp , 四波点处的波系类似于两个在对称面上反射的规则反射结构, 此时激波 n 消失, 只存在激波 n' , 这种波系结构被称为twin regular refraction (TRR)^[51]. 随着激波的继续运动, 激波 j 逐渐从四波点处脱离, 并直接与入射激波 i 相互

图15 (网络版彩图)入射角为 45° 时波面上特征点的速度与准定常折射情况下速度差值的变化

Figure 15 (Color online) Comparison of relative displacements $(d-d_0)/d_0$ of typical points on ts for $\alpha_0 = 45^\circ$ [56]. d_0 is the displacement under quasi-steady condition of a planar shock refracting at a planar interface.

图 16 入射角为 60° 时, 汇聚激波在气体界面上折射的实验与数值纹影结果 [56]

Figure 16 Sequences of experimental and numerical schlieren frames showing the evolution of a converging shock wave refracting at a tilted interface with $\alpha_0 = 60^\circ$ [56]. The symbols have the same meaning as those indicated in Figure 12.

作用, 如图 17(c) 所示, 入射激波受激波 j 干扰后变为激波 k , 同时激波 j 受入射激波 i 干扰后变为激波 r_2 , 激波 k 在界面上反射形成了类似于冯诺依曼反射的三波结构, 包括反射激波 r_1 和马赫杆 n' , 马赫杆 n' 与界面交叉处产生一簇稀疏波, 反射激波 r_1 与激波 r_2 相交构成反射激波 r , 这种波系被命名为 free precursor von Neumann refraction (FNR) [64]. 随着入射角的继续减小, 激波 n' 逐渐减小直至消失, 此时激波 k 直接与界面作用, 并在界面上反射产生规则反射结构, 如图 17(d) 所示, 折射波系为典型的 FPR 结构.

在前人的平面激波折射实验 [52] 中, 在极弱激波的情况下, 随着入射角的增加会出现 BPR 到 FNR 的转变, 在弱激波情况下则会发生 BPR 到 FPR 的转变, 而 FNR 与 FPR 转变现象在之前的实验中未曾被观测到过, 本文工作第一次为这两种波系的转变提供了实验证据. 从图 17 中可以总结出, 如果激波 k 增长, 而激波 n' 缩减, 当激波 k 直接与界面相接触

时, 此时发生 FNR 到 FPR 的转变. 相反, 如果激波 k 缩减, 激波 n' 增长到直接与入射激波 i 相交, 同时反射激波 r_1 和 r_2 合并成一道反射激波, 此时波系结构从 FNR 向 TRR 转变. 激波 k 增长还是缩减取决于透射激波和入射激波沿界面的传播速度. 如果透射激波运动速度快, 则激波 k 增长, 而如果透射激波运动速度慢, 则激波 k 缩减. 这也说明了各种非规则折射波系之间的转变是连续的, 并非是突兀的转变, 验证了 Jahn 曾提出的结论. 此外当 $\alpha_0 = 60^\circ$ 时, 波系结构发生 TNR $\rightarrow$ TRR $\rightarrow$ FNR $\rightarrow$ FPR 的转变, 这个波系转变组合在已有的实验或数值研究中从未被发现过, 说明已有的关于准定常激波折射给出的波系转变组合并不详尽.

类似地, 我们对实验及数值结果中入射和透射激波面上的特征点位置进行了测量和统计以分析波系的运动 (E 点, 透射激波沿着激波管壁的速度; F 点, 透射激波中心速度; G 点, 透射激波沿着界面的

图 17 入射角为 60° 时典型波系示意图 [56]

Figure 17 Schematics of the wave patterns of a cylindrical converging shock wave refracting at a tilted interface with 60° [56]. tp_1 , the first triple point; tp_2 , the second triple point; qp , the quadruple point. Other symbols are the same as those indicated in Figure 13.

速度; H 点, 入射激波沿着界面的速度), 如图 18 所示. 激波汇聚过程中, 透射激波各部分的速度保持不变, 透射激波维持自相似运动, 虽然入射激波沿界面的运动速度(H 点的速度)随入射角的减小而持续增加, 但在整个过程中依然小于 G 点的速度, 故而入射激波无法对透射激波产生干扰, 这也是透射激波保持自相似运动的原因. 可以发现 G 点的速度略微小于透射激波上其他的特征点, 这是由于透射激波在与界面的交点处产生了稀疏波, 从而导致其速度略微衰减. 从波系转变的规律来看, 由入射角变化引起的非定常效应决定了入射激波与透射激波在界面上产生的波系的相对运动关系变化, 从而导致了波系转变的发生.

5 结论与展望

本文介绍了课题组在汇聚激波非定常反射与折

图 18 (网络版彩图)入射角为 60° 时激波面上特征点速度变化 [56]

Figure 18 (Color online) Comparison of displacements of some typical points on the incident and transmitted shocks for $\alpha_0 = 60^\circ$ [56].

射方面的研究进展, 首先讨论了汇聚激波在平直固壁上的反射现象. 由于汇聚激波沿着楔面传播过程中, 激波强度增长幅度有限但入射角减小幅度较大, 若初始时刻发生规则反射, 则整个过程中将保持规则反射; 若初始时刻发生马赫反射, 对于不同的初始入射角, 将发生不同的非规则反射波系转变现象. 由于入射角逐渐减小, 在大于临界转变角的前提下, 马赫杆高度虽然不断增大, 但增长率逐渐减小. 在非定常情况下, 由于迟滞效应, 入射角等于临界转变角并不是非规则反射向规则反射转变的时刻, 而是马赫杆高度最大的时刻, 即是直接马赫反射向反转马赫反射转变的时刻. 由于激波的汇聚效应, 流场中出现了明显的涡结构, 且流场的非均匀效应导致马赫反射向规则反射转变的临界角超出了双解区. 为了研究入射角的变化对马赫杆高度及波系转变的影响, 设计了一个具有特殊形状的弯曲壁面, 在汇聚激波沿着弯曲壁面传播的过程中能够保证入射角不变. 结果表明, 汇聚激波在弯曲壁面上反射时并没有发生波系的转变. 通过对比发现入射角的减小极大地抑制了马赫杆高度的增长, 从而导致波系转变的发生. 理论给出了三波点轨迹和扰动波面长度的变化规律, 发现汇聚激波与凸壁面对马赫杆的曲率施加相反的作用, 从而导致在这种情况下马赫杆的曲率较小, 更加接近三激波理论的适用范围. 在非定常激波反射下, 马赫杆长度虽然并不能完全代表扰动

波面长度, 但二者的变化规律是近似的. 除了非定常激波反射外, 还研究了汇聚激波在流体界面上非定常折射现象. 发现在非定常条件下发生了不同于准定常条件下的波系转变组合, 表明准定常条件下给出的波系转变组合是不详尽的. 进一步的分析表明, 不同折射波系之间的转变主要是由于入射激波和透射激波沿着界面的运动速度是不同的.

可以发现, 在非定常激波反射中, 激波强度的变化影响很小, 入射角的变化起主要作用. 在非定常激波折射中, 激波强度的增大对波系的转变具有较

大的影响, 而入射角的变化对波系转变的影响并未得到有效的说明, 仍需进一步的研究. 需要指出的是, 非定常激波反射与折射方面的研究仍处在初步阶段, 尤其是涉及到弯曲激波的非定常反射与折射. 受到实验分辨率的限制, 极小的马赫杆在实验中往往难以捕捉, 这也是导致实验与计算或理论在波系转变预测时存在差异的一个主要原因. 波后非定常的历史信息对波系的发生及转变具有重要的影响, 仍需要开展大量的研究, 同时对理论预测波系及其转变条件也提出了更大的挑战.

参考文献

- 1 Yang Y, Jiang Z L, Hu Z M. Advances in shock wave reflection phenomena (in Chinese). *Adv Mech*, 2012, 42: 141–161 [杨旸, 姜宗林, 胡宗民. 激波反射现象的研究进展. *力学进展*, 2012, 42: 141–161]
- 2 Ben-Dor G. *Shock Wave Reflection Phenomena*. Berlin: Springer-Verlag Press, 2007
- 3 Yang J M, Li Z F, Zhu Y J, et al. Shock wave propagation and interactions (in Chinese). *Adv Mech*, 2016, 46: 541–587 [杨基明, 李祝飞, 朱雨建, 等. 激波的传播与干扰. *力学进展*, 2016, 46: 541–587]
- 4 Jiang Z L, Teng H H, Liu Y F. Some research progress on gaseous detonation physics (in Chinese). *Adv Mech*, 2012, 42: 129–140 [姜宗林, 滕宏辉, 刘云峰. 气相爆轰物理的若干研究进展. *力学进展*, 2012, 42: 129–140]
- 5 Mach E. Über den Verlauf von Funkenwellen in der Ebene und im Raume. *Sitzungsber Akad Wiss Wien*, 1878, 78: 819–838
- 6 von Neumann J. Oblique Reflection of Shocks. *Explosion Research Report No. 12*, Navy Department, Bureau of Ordinance, Washington, DC, USA, 1943
- 7 von Neumann J. Refraction, Intersection and Reflection of shock Waves. *NAVORD Report No. 203-45*, Navy Department, Bureau of Ordinance, Washington, DC, USA, 1943
- 8 Courant R, Friedrichs K O. *Hypersonic Flow and Shock Waves*. New York: Wiley Interscience, 1959
- 9 Emanuel G. *Gasdynamics: Theory and Applications*. AIAA Education Series. New York: AIAA Inc., 1986
- 10 Ben-Dor G, Takayama K. The phenomena of shock wave reflection - A review of unsolved problems and future research needs. *Shock Waves*, 1992, 2: 211–223
- 11 Azevedo D J, Liu C S. Engineering approach to the prediction of shock patterns in bounded high-speed flows. *AIAA J*, 1993, 31: 83–90
- 12 Li H, Ben-Dor G. A parametric study of Mach reflection in steady flows. *J Fluid Mech*, 1997, 341: 101–125
- 13 Gao B, Wu Z N. A study of the flow structure for Mach reflection in steady supersonic flow. *J Fluid Mech*, 2010, 656: 29–50
- 14 Dewey J M, McMillin D J. Observation and analysis of the Mach reflection of weak uniform plane shock waves. I - Observations. II - Analysis. *J Fluid Mech*, 1985, 152: 49–66
- 15 Dewey J M, Mcmillin D J. Observation and analysis of the Mach reflection of weak uniform plane shock waves. Part 2. Analysis. *J Fluid Mech*, 1985, 152: 67–81
- 16 Tan L H, Ren Y X, Wu Z N. Analytical and numerical study of the near flow field and shape of the Mach stem in steady flows. *J Fluid Mech*, 2006, 546: 341
- 17 Xiang G, Wang C, Teng H, et al. Study on Mach stems induced by interaction of planar shock waves on two intersecting wedges. *Acta Mech Sin*, 2016, 32: 362–368
- 18 Xiang G X, Wang C, Teng H H, et al. Investigations of Three-Dimensional Shock/Shock Interactions over Symmetrical Intersecting Wedges. *AIAA J*, 2016, 54: 1472–1481
- 19 Law C K, Glass I I. Diffraction of strong shock waves by a sharp compressive corner. *CASI Trans*, 1971, 4: 2–12
- 20 Ben-Dor G. Relation between first and second triple-point trajectory angles in double Mach reflection. *AIAA J*, 1981, 19: 531–533
- 21 Li H, Ben-Dor G. Reconsideration of pseudo-steady shock wave reflections and the transition criteria between them. *Shock Waves*, 1995, 5: 59–73

- 22 Semenov A N, Berezkina M K, Krasovskaya I V. Classification of shock wave reflections from a wedge. Part 1: Boundaries and domains of existence for different types of reflections. [Tech Phys](#), 2009, 54: 491–496
- 23 Takayama K, Sasaki M. Effects of radius of curvature and initial angle on the shock transition over concave and convex walls. *Rep Inst High Speed Mech*, 1983, 46: 1–30
- 24 Courant R, Friedrichs K O. *Hypersonic Flow and Shock Waves*. New York: Wiley Interscience, 1948
- 25 Ben-Dor G, Takayama K. The dynamics of the transition from Mach to regular reflection over concave cylinders. *Israel J Tech*, 1986, 23: 71–74
- 26 Ben-Dor G, Takayama K. Analytical prediction of the transition from Mach to regular reflection over cylindrical concave wedges. [J Fluid Mech](#), 1985, 158: 365–380
- 27 Ben-Dor G, Takayama K, Dewey J M. Further analytical considerations of weak planar shock wave reflections over a concave wedge. [Fluid Dyn Res](#), 1987, 2: 77–85
- 28 Takayama K, Ben-Dor G. A reconsideration of the transition criterion from mach to regular reflection over cylindrical concave surfaces. *KSME J*, 1989, 3: 6–9
- 29 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
- 30 Ames N. *Equations, Tables and Charts for Compressible Flow*. Ames Aeronautical Laboratory, Report, 1953. 1135
- 31 Gruber S, Skews B. Weak shock wave reflection from concave surfaces. [Exp Fluids](#), 2013, 54: 1571
- 32 Heilig W H. Diffraction of a shock wave by a cylinder. [Phys Fluids](#), 1969, 12: I-154
- 33 Itoh S, Okazaki N, Itaya M. On the transition between regular and Mach reflection in truly non-stationary flows. [J Fluid Mech](#), 1981, 108: 383–400
- 34 Ginzburg I P, Markov Y S. Experimental investigation of the reflection of a shock wave from a two-facet wedge. *Fluid Mech-Soviet Res*, 1975, 4: 167–172
- 35 Srivastava R S, Deschambault R L. Pressure distribution behind a nonstationary reflected-diffracted oblique shock wave. *AIAA J*, 1984, 22: 305–306
- 36 Ben-Dor G, Dewey J M, Takayama K. The reflection of a plane shock wave over a double wedge. [J Fluid Mech](#), 1987, 176: 483–520
- 37 Geva M, Ram O, Sadot O. The regular reflection→Mach reflection transition in unsteady flow over convex surfaces. [J Fluid Mech](#), 2018, 837: 48–79
- 38 Soni V, Hadjadj A, Chaudhuri A, et al. Shock-wave reflections over double-concave cylindrical reflectors. [J Fluid Mech](#), 2017, 813: 70–84
- 39 Dewey J M, Mcmillin D J, Classen D F. Photogrammetry of spherical shocks reflected from real and ideal surfaces. [J Fluid Mech](#), 1977, 81: 701–717
- 40 Dewey J M, McMillin D J. An analysis of the particle trajectories in spherical blast waves reflected from real and ideal surfaces. [Can J Phys](#), 1981, 59: 1380–1390
- 41 Jameson A, Mavriplis D. Blast wave reflection trajectories from a height of burst. *AIAA J*, 1986, 24: 607–610
- 42 Takayama K, Sekiguchi H. Triple-point trajectory of a strong spherical shock wave. *AIAA J*, 1981, 19: 815–817
- 43 Vignati F, Guardone A. Leading edge reflection patterns for cylindrical converging shock waves over convex obstacles. [Phys Fluids](#), 2016, 28: 096103
- 44 Ndebele B B, Skews B W. The reflection of cylindrical shock wave segments on cylindrical concave wall segments. [Shock Waves](#), 2018, <https://doi.org/10.1007/s00193-018-0812-6>
- 45 Taub A H. Refraction of Plane Shock Waves. [Phys Rev](#), 1947, 72: 51–60
- 46 Polachek H, Seeger R J. On shock-wave phenomena; refraction of shock waves at a gaseous interface. [Phys Rev](#), 1951, 84: 922–929
- 47 Jahn R G. The refraction of shock waves at a gaseous interface. [J Fluid Mech](#), 1956, 1: 457–489
- 48 Catherasoo C J, Sturtevant B. Shock dynamics in non-uniform media. [J Fluid Mech](#), 1983, 127: 539–561
- 49 Schwendeman D W. Numerical shock propagation in non-uniform media. [J Fluid Mech](#), 1988, 188: 383–410
- 50 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
- 51 Henderson L F, Colella P, Puckett E G. On the refraction of shock waves at a slow-fast gas interface. [J Fluid Mech](#), 1991, 224: 1–27
- 52 Henderson L F, Puckett E G. The refraction of shock pairs. [Shock Waves](#), 2014, 24: 553–572
- 53 Zhai Z, Liu C, Qin F, et al. Generation of cylindrical converging shock waves based on shock dynamics theory. [Phys Fluids](#), 2010, 22: 041701
- 54 Zhang F, Si T, Zhai Z, et al. Reflection of cylindrical converging shock wave over a plane wedge. [Phys Fluids](#), 2016, 28: 086101
- 55 Wang H, Zhai Z, Luo X, et al. A specially curved wedge for eliminating wedge angle effect in unsteady shock reflection. [Phys Fluids](#), 2017, 29: 086103
- 56 Zhai Z, Li W, Si T, et al. Refraction of cylindrical converging shock wave at an air/helium gaseous interface. [Phys Fluids](#), 2017, 29: 016102

- 57 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 [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]
- 58 Skews B W, Kleins H. Flow features resulting from shock wave impact on a cylindrical cavity. *J Fluid Mech*, 2007, 580: 481–493
- 59 Henderson L F, Lozzi A. Further experiments on transition to Mach reflexion. *J Fluid Mech*, 1979, 94: 541–559
- 60 Li H, Ben-Dor G. Analysis of double-Mach-reflection wave configurations with convexly curved Mach stems. *Shock Waves*, 1999, 9: 319–326
- 61 Shen H, Wen C Y, Zhang D L. A characteristic space-time conservation element and solution element method for conservation laws. *J Comput Phys*, 2015, 288: 101–118
- 62 Shen H, Wen C Y. A characteristic space-time conservation element and solution element method for conservation laws II. Multidimensional extension. *J Comput Phys*, 2016, 305: 775–792
- 63 Zeng S, Takayama K. On the refraction of shock wave over a slow-fast gas interface. *Acta Astronaut*, 1996, 38: 829–838
- 64 Abd-El-Fattah A M, Henderson L F. Shock waves at a slow-fast gas interface. *J Fluid Mech*, 1978, 89: 79–95

Progress in unsteady converging shock reflection and refraction

ZHAI ZhiGang^{*}, WANG He, SI Ting, LUO XiSheng, YANG JiMing & HAN ZhaoYuan

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

Unsteady shock reflection and refraction have become increasingly attractive in recent years due to their significance in scientific and engineering areas. The unsteady phenomena of a planar shock wave reflecting over a curved wedge have been investigated. During this process, the shock intensity is unvaried while the incident angle keeps changing, which results in the transition between different wave patterns. When a curved shock wave moves along a solid wall or an interface separating two different fluids, both the shock intensity and incident angle are changing, which probably have significant influences on wave patterns and their transitions. Nevertheless, it is a difficult problem to create a curved shock wave with regularities in laboratory. Based on shock dynamics theory, Zhai proposed a method to transform a planar shock wave into a cylindrically converging one, and the investigations on reflection of a converging shock wave at a solid wall and on the refraction of a converging shock wave at a fluid interface were carried out. In this work, the progress in unsteady cylindrically converging shock wave reflection and refraction phenomena in our laboratory has been discussed, focusing on the effects of incident angle and flow unsteadiness on wave patterns transitions. Finally, we propose the following issues for future study.

cylindrically converging shock wave, unsteady flow, shock reflection, shock refraction

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

doi: [10.1360/SSPMA2018-00173](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00173)