激波-波纹壁反射中滑移线失稳现象的数值研究

闫博文¹, 李启兵¹, 李欣竹², 黄世璋², 王维荣², 符松^{1*}

1. 清华大学航天航空学院, 北京 100084;

2. 中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理重点实验室, 绵阳 621900

*联系人, E-mail: fs-dem@mail.tsinghua.edu.cn

收稿日期: 2020-03-07; 接受日期: 2020-06-01; 网络出版日期: 2020-07-27

科学挑战专题(编号: TZ2016001)和国家重点研发计划(编号: 2016YFA0602200)资助项目

摘要 激波诱导的流动失稳与湍流混合, 在天体物理、惯性约束核聚变等领域有重要的研究价值. 本文利用气体动力学方法对平面激波在波纹壁处的反射现象进行了直接数值模拟, 精确捕捉了不同入射波马赫数及不同波纹壁外形时激波波系及多尺度流动结构的时间演化. 由于波纹壁的扰动, 反射波波前自发形成了横向运动的三波点, 其运动轨迹在波后形成了典型的“胞格状”结构. 其中, 三波点脱落出的滑移线, 在横向波系的斜压涡作用下产生多尺度涡结构, 其作用机理既包含Richtmyer-Meshkov失稳, 又有Kelvin-Helmholtz失稳. 对于此类激波诱导的滑移线失稳, 本文结合涡动力学进行了失稳特性的分析, 为后续研究湍流混合的形成与发展提供参考.

关键词 滑移线失稳, 斜压涡, 激波, 三波点

PACS: 47.27.-i, 47.27.Eq, 47.27.Nz, 47.40.Ki, 47.85.Gj

1 引言

在激波诱导的流动现象中, 不同流体界面处的失稳及湍流混合为当今研究的热点^[1-6]. 其中对于Richtmyer-Meshkov (RM)失稳已经有比较系统的研究, RM失稳的主要过程可以表述为^[1]一个初始有扰动的物质界面, 在一道运动激波的扫射下, 物质界面处的扰动不断发展, 逐步进入湍流混合状态; 同时激波在界面处会发生透射与反射现象, 在界面的两侧产生不同的波后流场状态. 对RM失稳的研究多集中于界面处扰动增长规律^[3,4]以及界面处湍流混合区的发展^[5,6]. 然而, 由于透射激波与反射激波均受到了一定程度的扰

动, 导致波后流场出现明显的非均匀性. 对于此类受扰动的激波及其波后流场的研究工作相对较少.

Clavin等人^[7,8]为了研究强激波受扰动之后的动力学行为, 建立了弱非线性激波动力学模型^[8], 解释了前人实验^[9]与数值模拟^[10]中观测到的三波点的自发形成机理. 在该模型的推动下, 后续的研究以激波在正弦型波纹壁反射(图1)为例, 进行了相关实验^[11,12]和直接数值模拟^[13,14]研究, 揭示了在波纹壁反射后, 激波的运动特征, 并与理论模型^[8]做了对比. 其中三波点在反射波波前的横向运动, 使波后流场区呈现出了典型的胞格状结构. 这种胞格状结构同时与不稳定气体爆轰波的基本结构极其相似^[7]. 因此对于该特例的研究, 在工

引用格式: 闫博文, 李启兵, 李欣竹, 等. 激波-波纹壁反射中滑移线失稳现象的数值研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 104709
Yan B W, Li Q B, Li X Z, et al. Numerical study of the slip line instabilities in shock-wavy wall reflection (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50: 104709, doi: 10.1360/SSPMA-2020-0062

程领域依然具有很高的价值. 但是目前对于激波-壁面反射的数值模拟还停留在比较初步的阶段, 研究对象主要为反射后的波系结构, 对于场内脱落的滑移线结构的演化研究较少. 同时, 滑移线强度受激波马赫数影响较大, 需要考虑不同马赫数下的滑移线失稳发展的区别. 已有的实验^[11,12]研究的是入射波马赫数1.5的情况, 实验结果尚未观察到明显的滑移线失稳产生的小尺度涡结构. 数值模拟^[14]研究了入射波马赫数3.0及5.0的流动, 但是由于受限于网格分辨率及所用的数值格式, 在马赫数3.0算例中也并未捕捉到滑移线处的小尺度涡结构.

本文基于气体动力学方法^[15-20], 不仅仅局限于流动稳定性分析^[21-23]与传统的大涡模拟^[24], 而是对激波-波纹壁反射进行了直接数值模拟. 在更加精细的网格分辨率下, 利用气体动力学方法合理的物理机制, 对强激波下的流动进行了精细模拟, 获得了多种工况下扰动激波及波后流场的演化图像. 其中, 在高马赫数工况下三波点脱落出的滑移线(流动界面), 发生了流动失稳并产生出明显的小尺度涡街. 不同于传统的可压缩Kelvin-Helmholtz (KH)失稳^[25,26], 该失稳主要是横波系的斜压效应导致, 因此同时具备KH失稳与RM失稳的特点. 结合涡动力学的分析, 本文具体解释了波后多尺度涡结构的形成机理. 最后, 根据不同马赫数不同反射壁外形的结果, 分析得到了波后流场中滑移线失稳的特性.

2 数值方法

2.1 气体动力学方法(GKS)

气体动力学方法通过介观的Boltzmann-BGK方程描述宏观流动, 该格式的构造过程可以概述如下:

BGK模型方程为

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla f = \frac{g-f}{\tau}, \quad (1)$$

式中右端项为Boltzmann方程线化的碰撞项, 其中 τ 为分子运动平均弛豫时间, f 为气体分布概率密度函数, g 为平衡态分布, f 和 g 均为高维相空间 $(\mathbf{x}, t, \mathbf{u}, \xi)$ 中的函数. 一般情况下可假设 g 为Maxwell分布

$$g = \rho \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^{(K+3)/2} e^{-\lambda(\mathbf{u}-\mathbf{U})^2 + \xi^2}, \quad (2)$$

其中 $\lambda = \rho/(2p)$, $\xi^2 = \xi_1^2 + \xi_2^2 + \dots + \xi_K^2$ 为气体分子的内自由度, K 为自由度的总数, 如在三维格式中, 双原子分子的内自由度数 $K=2$. 由于碰撞过程不改变宏观守恒律, 因此分布函数 f 和 g 满足相容条件, 即相空间中的积分满足

$$\int (g-f) \Psi d\Xi = 0, \quad (3)$$

其中,

$$\Psi = \left(1, \mathbf{u}, \frac{1}{2}(\mathbf{u}^2 + \xi^2) \right)^T,$$

$$d\Xi = d\mathbf{u}_1 d\mathbf{u}_2 d\mathbf{u}_3 d\xi_1 d\xi_2 \dots d\xi_K.$$

BGK方程式(1)具有形式上的通解

$$f(\mathbf{x}, t, \mathbf{u}, \xi) = \frac{1}{\tau} \int_0^t g(\mathbf{x}', t', \mathbf{u}, \xi) e^{-(t-t')/\tau} dt' + e^{-t/\tau} f_0(\mathbf{x} - \mathbf{u}t, \mathbf{u}, \xi), \quad (4)$$

其中, f_0 为每个时间步 $t=0$ 时刻的初始态分布函数, $\mathbf{x}' = \mathbf{x} - \mathbf{u}t$ 为气体分子微观自由运动特征关系, 因此 f_0 的特征尺度为微观动力学尺度. g 中包含了分子碰撞平均过程, 其特征尺度为宏观流体力学尺度. BGK方程的解描述了分布函数在两个极限尺度间的跨尺度演化过程.

为了得到单元中心的更新量, 可以结合有限体积分法

$$Q_{ijk}^{n+1} = Q_{ijk}^n + \frac{1}{V_{ijk}} \oint_{S_{ijk}} \int_{t^n}^{t^{n+\Delta t}} F dt dS, \quad (5)$$

其中 Q 代表单元中心的宏观守恒变量, F 为单元界面处的宏观通量. 他们和微观分布函数之间的关系为

$$Q = (\rho, \rho \mathbf{U}, \rho E)^T = \int f \Psi d\Xi, \quad (6)$$

$$F_i = \int u_i f \Psi d\Xi.$$

这样便可以精确地得到时间更新后的守恒变量, 详细的求解方法可以参考文献[15]. 为了改善二阶GKS的空间分辨率, 可以采用结合GKS与基于高阶重构的最低色散、耗散可控的MDCD-GKS方法^[27].

GKS同时考虑了气体的自由运动与相互碰撞, 动力学方程本身包含了构造耗散激波结构的物理机制, 显式的时间推进只需要周围几层网格点信息. 因此, 在模拟具有强间断的非定常可压缩流动时, GKS能够凸显其鲁棒性强、易大规模并行扩展的特点^[19].

本文采用基于众核架构的并行算法, 在神威·太湖

之光上实现了高效并行计算.

2.2 问题描述

激波-波纹壁反射的示意图如图1所示, 作为验证与对比, 我们采用与Lodato等人^[13]文献中相同的计算条件: 流向(x 方向)的长度为10 cm, 法向(y 方向)的长度为2 cm. 文中所示结果采用的网格数为2304×1024, 其中 x 方向在0–4.2 cm的区域集中分布了2048个网格, 用来观察反射壁周围流场的精细结构, 在该区域的空间分辨率达到了20 μm , 与文献^[13]中的200 μm 相比, 空间分辨率更高. 网格敏感性检验时选取了粗网格1152×512和细网格4608×2048作为对比, 2304×1024的网格已经能够清晰捕捉到流场中对失稳有影响的多尺度结构.

初始条件为一道平面激波, 从 $x=8$ cm的位置向左传播. 波前为静止流体(ρ_1, p_1, u_1), 波后的初始状态为(ρ_2, p_2, u_2). 给定入射激波马赫数 $M_1=U_0/c_1$, U_0 为入射激波的速度, c_1 为静止流体的声速, 则相对激波的速度 u_2^s 可由Rankine-Hugoniot (RH)关系式(7)求得, 进一步叠加入射激波的速度 U_0 , 便可得到 u_2 .

$$\begin{cases} \frac{u_1^s}{u_2^s} = \frac{(\gamma+1)M_1^2}{(\gamma-1)M_1^2+2}, \\ \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma+1)M_1^2}{(\gamma-1)M_1^2+2}, \\ \frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1}(M_1^2-1). \end{cases} \quad (7)$$

我们模拟了不同 M_1 (1.5, 3.0, 5.0)工况下的结果, 其中 $M_1=1.5$ 的算例的选取与Denet等人^[12]的实验和Lodato等人^[13]的数值算例保持一致, 具体的参数见表1.

流场右边界为入口条件, 法向边界为周期性边界条件, 左边界为无滑移波形壁, 规则的壁面外形可以表示为函数 $f(y)$, $f(y) = A_w \cos(2\pi y / \lambda_w)$. 平面激波在壁面各处的入射角 θ_w 可以表示为

图1 计算平面示意图

Figure 1 Computation domain schematic.

表1 三种马赫数下的流场初始条件

Table 1 Initial flow conditions

参数	M_1 取值		
	1.5	3.0	5.0
密度 ρ_1 (kg/m ³)	1.208	1.208	1.208
压力 p_1 (Bar)	1.0	1.0	1.0
速度 u_1 (m/s)	0.0	0.0	0.0
密度 ρ_2 (kg/m ³)	2.250	4.660	6.040
压力 p_2 (Bar)	2.458	10.333	29.0
速度 u_2 (m/s)	237.96	761.48	1370.40
黏性 μ_0^a (kg/(m·s))	1.827×10^{-5}	1.827×10^{-5}	1.827×10^{-5}
波形壁幅值 A_w (cm)	0.1	0.1	0.1
波形壁波长 λ_w (cm)	2.0	2.0	2.0
网格数	2304×1024	2304×1024	2304×1024

a) 黏性 μ_0 为291.15 K条件下取值

$$\theta_w = \pi/2 + \tan^{-1}[-\alpha \cdot 2\pi \sin(2\pi y / \lambda_w)], \quad (8)$$

其中 α 为波纹壁的外形系数, $\alpha=A_w/\lambda_w$, 表1中表示的为 $\alpha=0.05$ 的情况. 此外为了研究壁面外形的影响, 本文也模拟了不同 α 取值下($\alpha=0.05, 0.1, 0.17, 0.32$)的流动, 详细内容在3.4节中给出.

3 结果与讨论

数值模拟的结果包含了不同入射波马赫数 M_1 与不同波形壁外形参数 α 的情况, 以此研究不同流动参数对流场结构及失稳特性的影响. 首先展示了标准算例($M_1=1.5, \alpha=0.05$)的瞬时流场结果, 并与实验^[12]中的相关结果作了定性与定量对比. 在 $M_1=3.0$ 条件下, 显示分析了激波-波纹壁反射流动中的典型结构及演化规律. 从涡动力学的角度, 对高马赫数下反射波后脱落的滑移线进行了失稳分析. 最后, 结合不同工况下的结果, 对流场中典型失稳结构进行了马赫数效应和壁面效应的分析.

3.1 数值结果验证

对于平面激波在小扰动壁 $\alpha=0.05$ 处的反射, 本文将GKS模拟的结果与 $M_1=1.5$ 实验^[12]进行了对比验证. 至于 $M_1=3.0, 5.0$ 的情况, 尚未有相关实验研究发表. 但是由于GKS内涵合理的物理耗散机制, 格式具有较强的鲁棒性. 在模拟不同马赫数工况时, 数值格式中的

参数选取没有任何变化, 因此只需对 $M_1=1.5$ 的工况进行程序验证.

图2中显示的是激波在壁面反射后120和200 μs 两个瞬时结果与实验的定性对比. 由于流场的非定常性, 无法保证实验与数值模拟的时刻是完全重合的, 图中数值结果为精度范围内的最接近实验的时刻.

从图中可以看到, 流场的波系结构和三波点位置都很好地与实验符合. 并且, GKS模拟的结果并没有出现文献[13]中提到的距离壁面4 cm处的虚假接触间断现象. 图3展示了入射激波在壁面处反射前期的流线图. 由于此处的波纹壁为正弦小扰动, 根据式(8)激波在壁面每一处发生的反射类型都是正规反射, 没有马赫反射的出现, 因此在反射刚结束的时候, 激波的形

图2 密度梯度图像. (a) 120 μs ; (b) 200 μs . 数值(上)与实验[12](下)对比

Figure 2 Images of density gradient magnitude. (a) 120 μs ; (b) 200 μs , the numerical (top) vs. experimental [12] (bottom) results.

图3 (网络版彩图)反射后10 μs , 20 μs , 25 μs (从左至右)流线图, 色标为当地马赫数

Figure 3 (Color online) Streamline at 10 μs , 20 μs , 25 μs (from left to right) after reflection, colored by the local Mach number.

状与壁面形状接近. 之后, 波谷处的回流与波峰处的横向流动相汇, 在场内形成了鞍点(Saddle Point, SD).

对于匀速的入射激波, 在壁面处发生正规反射后, 反射波波前水平运动, 波前形成的一对三波点向相反的方向匀速横向运动[12,13]. 我们将其横向速度 u_T , 以及三波点结构中的反射波与流向所成的角度 β_n (图4), 在反射后50 μs 时与实验[12]结果作了定量对比. 其中 β_n 计算时, 选取三波点附近反射激波面的切线方向进行计算. 数值结果($u_T=310$ m/s, $\beta_n=136.4^\circ$), 与实验结果相比($u_T=310$ m/s, $\beta_n=133.7^\circ$), 相对误差在2%以内.

3.2 典型流动结构

激波波纹壁反射后的流场呈现典型的胞格状结构, 这主要是由波前持续运动的三波点, 以及波后的横波系与脱落的滑移线组成, 其随时间的演化过程如图5所示.

从图中可以看到, 一对三波点在波前反向运动, 波后有横波系随着三波点运动, 且横波系会在壁面处发生反射, 产生二次横波. 三波点每次在波峰和波谷位置相遇, 其产生的滑移线结构会随着三波点的碰撞而脱落到波后的流场中, 呈周期分布. 每对滑移线的交汇处会产生流向的射流, 并形成反向旋转的涡对. 同时, 横波系与滑移线结构相互作用, 横波每次扫过滑移线时, 传播方向都会发生一定程度的偏折; 而滑移线在横波系的扫射下, 会被诱导出KH失稳, 产生更多尺度的涡结构.

3.3 滑移线失稳分析

在本文的数值模拟中, $M_1=3.0$ 与 $M_1=5.0$ 工况下的结果中均出现了明显的滑移线失稳现象, 如图6所示.

图4 三波点运动的几何示意图

Figure 4 Geometrical construction of the motion of triple points.

滑移线交汇处的射流引起的反向旋转的涡对, 产生了大尺度的涡结构并随时间演化增长. 另外在远离交汇处的接触间断上, 出现了剪切层, 并产生小尺度涡街. 在先前Rikanati等人^[28]的研究工作中, 将这种滑移线失稳称作二次小尺度湍流混合, 并用KH失稳模型来预测该混合层的发展. 同时, 我们也观测到了KH失稳中典

图 5 (网络版彩图) 密度梯度绝对值图像随时间演化, $M_1=3.0$. (a) $t=20 \mu\text{s}$; (b) $42 \mu\text{s}$; (c) $66 \mu\text{s}$; (d) $96 \mu\text{s}$
Figure 5 (Color online) Time evolution of density gradient magnitude, $M_1=3.0$. (a) $t=20 \mu\text{s}$; (b) $42 \mu\text{s}$; (c) $66 \mu\text{s}$; (d) $96 \mu\text{s}$.

型的小尺度涡融合现象^[29], 如图7所示.

然而, 相较于传统的剪切层KH失稳, 在该流场中发生的滑移线失稳最大的不同在于有横波系的不断扫射. 脱落的滑移线是由于波前三波点在竖直方向反向运动碰撞形成的, 而三波点会在波峰和波谷两个不同的位置发生碰撞, 因此形成的滑移线也是呈现两种方式间隔排列. 从图5和6中可以观察到滑移线失稳发生比较明显的位置是间隔出现的, 波谷处向壁面偏斜的滑移线更快产生小尺度涡街结构. 因此, 对于横波系在该涡结构的产生中起促进还是抑制作用, 需要从涡动力学的角度进行具体的分析. 涡量的动力学方程式为

$$\frac{D\omega}{Dt} + \omega \nabla \cdot \mathbf{u} - \omega \cdot \nabla \mathbf{u} - \underbrace{\nu \nabla^2 \omega}_{\text{Baroclinic}} = \frac{\nabla \rho \times \nabla P}{\rho^2}, \quad (9)$$

其中 D/Dt 为对流导数, $\mathbf{u}$ 为速度, $\omega = \nabla \times \mathbf{u}$ 为涡量, p 为压力, ρ 为密度. 方程中的源项为斜压涡项, 对于简单的情况, 如激波与平均界面位置方向角为 0° 时, 斜压涡导致的失稳为RM失稳; 当激波与平均界面位置的方向角为 90° 时, 斜压涡导致的失稳为KH失稳; 当激波与界面斜相交时, RM失稳与KH失稳机制同时存在^[30]. 在图8中, 给出了无量纲的斜压涡项 $T_0^2 \cdot \nabla \rho \times \nabla P / \rho^2$ 的分布, 以及与之对应的无量纲涡量 $T_0 \cdot \omega_z$ 的分布, 其中

图 6 (网络版彩图) 密度梯度图像: 滑移线处的流动失稳, $M_1=3.0$
Figure 6 (Color online) Density gradient magnitude: instabilities on the slip lines, $M_1=3.0$.

图 7 小涡的相互融合, $M_1=3.0$
Figure 7 Merger of the small vortex, $M_1=3.0$.

无量纲所用的参考时间为三波点相邻两次碰撞的时间间隔, 即 $T_0 = \lambda/2u_T$. 斜压涡图像中的箭头表示横波的行进方向.

从涡量与斜压涡的分布能够得知, 对于在波谷处相遇的滑移线, 若其产生射流与主流方向相同, 横波系扫过后产生的斜压涡与其本身的涡量方向相同, 对滑移线失稳产生促进作用; 反之, 处于相反相位的滑移线, 横波系的斜压涡效应对其涡量有抑制作用.

3.4 马赫数与壁面效应

本文对比了不同马赫数下, 当反射激波运动到相同的位置时, 流场的无量纲温度 $T^* = (T - T_{\min}) / (T_{\max} - T_{\min})$ 图像, 其中 $M_1 = 3.0$ 与 $M_1 = 5.0$ 工况下的结果中均出现了明显的滑移线失稳现象, 在图9中展示.

随着马赫数的增加, 波后的流动结构更加复杂, 脱落的滑移线密度梯度更大, 而且产生的涡量也更强, 失稳发展更快.

为了研究不同扰动壁外形的影响, 在 $M_1 = 3.0$ 条件下, 模拟了四种壁面下的反射流动. 根据激波在不同壁面处的最小入射角 $\theta_{\min}$, 在一定的马赫数下会发生四种不同的反射类型^[31]: 正规反射(RR)、双马赫反射

(DMR), 混合马赫反射(TMR)和单马赫反射(SMR). 根据公式(8)以及文献[31]中马赫数3.0的相关数据, 我们能够得到 $\theta_{\min}$ 随壁面外形参数 $\alpha = A_w/\lambda_w$ 的变化规律, 以及 $\theta_{\min}$ 对应的反射类型, 如图10(a)所示. 选取了4种外形参数 ($\alpha = 0.05, 0.1, 0.17, 0.32$), 并对其进行了数值模拟, 反射后 $20 \mu s$ 的结果如图10(b).

对于深凹腔反射壁, 均发生了激波汇聚现象, 底部的回流加强了滑移线相遇产生的射流结构. 结合图3所示反射初期流场特征, 沿壁面切向的流动在底部汇聚产生底部效应. 当 α 过小时, 切向运动较弱, 底部效应不明显. 当 α 过大时, 由于激波在壁面混合反射形成的三波点与壁面发生二次碰撞, 切向速度减弱, 导致底部效应减弱. 其中位于双马赫反射区间 $\alpha = 0.13 - 0.21$ 的壁面, 激波行进中未有二次碰撞, 一直保持较大的切向速度, 因此产生的射流最强(射流尺度最长). 这种由于激波汇聚引起的射流, 在一定的马赫数和来流雷诺数条件下以及三维条件下, 会对波前产生扰动, 并使凹腔区域快速失稳向湍流发展^[32]. 此射流结构属于滑移线形成的大尺度涡结构, 也是一种流动失稳, 在后续会发生涡结构的相互作用(图9), 并与滑移线上的小尺度涡街共同构成了滑移线失稳的多尺度涡结构.

图 8 (网络版彩图)无量纲参数分布, $M_1=3.0$. (a) 斜压涡项; (b) 涡量

Figure 8 (Color online) Distribution of dimensionless parameter, $M_1=3.0$. (a) Baroclinic term; (b) vorticity.

图 9 (网络版彩图)无量纲温度分布. (a) $M_1=3.0$; (b) $M_1=5.0$

Figure 9 (Color online) Dimensionless temperature. (a) $M_1=3.0$; (b) $M_1=5.0$.

图 10 (网络版彩图)不同扰动壁外形的影响, $M_1=3.0$. (a) 反射类型随外形参数 α 的分布; (b) 4种外形壁反射后的密度梯度绝对值

Figure 10 (Color online) Effects of the shape of wavy wall, $M_1=3.0$. (a) Reflection types vary with shape parameter; (b) density gradient magnitude of four different shapes.

4 结论

本文基于气体动力学方法, 对激波-波纹壁反射进行了直接数值模拟. 结果显示GKS能够很好地解析此类激波诱导的流动现象.

与前人的研究相比, 本文在更加精细的空间分辨率下, 获得了不同马赫数、不同壁面外形下扰动激波及波后流场的演化图像, 并对几种典型流动失稳的特征进行了分析. 其中, 在高马赫数工况下($M_1=3.0$, $M_1=5.0$), 三波点脱落出的滑移线在斜激波的作用下发生流动失稳, 其作用机理既包含RM失稳, 又有KH失稳. 结合涡动力学的分析表明, 当一对滑移线相遇, 并在波谷相位处产生的射流结构与主流方向相同时, 斜压涡项会对其失稳起促进作用. 另外, 对不同范围扰动形式的研究表明, 深凹腔壁处的反射都会有激波汇聚现象, 并引起凹腔底部强射流的产生. 壁面外形参数在 $\alpha=0.13-0.21$ 区间时, 入射激波在壁面处会发生双马赫反射, 其引起的射流强度更强, 更容易引起流场的失稳.

在此基础上, 更加细致的扰动和流动参数的选取, 以及三维效应值得进一步研究.

致谢 感谢国家超级计算无锡中心对本文工作提供了计算资源和技术支持.

参考文献

- 1 Brouillette M. The Richtmyer-Meshkov instability. *Annu Rev Fluid Mech*, 2002, 34: 445–468
- 2 Zhou Y. Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instability induced flow, turbulence, and mixing. II. *Phys Rep*, 2017, 723-725: 1–160
- 3 Holmes R L, Dimonte G, Fryxell B, et al. Richtmyer-Meshkov instability growth: Experiment, simulation and theory. *J Fluid Mech*, 1999, 389: 55–79
- 4 Ding J, Si T, Yang J, et al. Measurement of a Richtmyer-Meshkov instability at an air- SF_6 interface in a semiannular shock tube. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 014501
- 5 Zhou Y, Clark T T, Clark D S, et al. Turbulent mixing and transition criteria of flows induced by hydrodynamic instabilities. *Phys Plasmas*, 2019, 26: 080901
- 6 Zeng W G, Pan J H, Sun Y T, et al. Turbulent mixing and energy transfer of reshocked heavy gas curtain. *Phys Fluids*, 2018, 30: 064106
- 7 Clavin P, Denet B. Diamond patterns in the cellular front of an overdriven detonation. *Phys Rev Lett*, 2002, 88: 044502
- 8 Clavin P. Nonlinear analysis of shock-vortex interaction: Mach stem formation. *J Fluid Mech*, 2013, 721: 324–339
- 9 Agui J H, Briassulis G, Andreopoulos Y. Studies of interactions of a propagating shock wave with decaying grid turbulence: velocity and vorticity fields. *J Fluid Mech*, 2005, 524: 143–195
- 10 Lele S K, Larsson J. Shock-turbulence interaction: What we know and what we can learn from peta-scale simulations. *J Phys-Conf Ser*, 2009, 180: 012032

- 11 Jourdan G, Houas L, Schwaederl L, et al. A new variable inclination shock tube for multiple investigations. [Shock Waves](#), 2004, 13: 501–504
- 12 Denet B, Biamino L, Lodato G, et al. Model equation for the dynamics of wrinkled shockwaves: Comparison with DNS and experiments. [Combust Sci Tech](#), 2015, 187: 296–323
- 13 Lodato G, Vervisch L, Clavin P. Direct numerical simulation of shock wavy-wall interaction: Analysis of cellular shock structures and flow patterns. [J Fluid Mech](#), 2016, 789: 221–258
- 14 Lodato G, Vervisch L, Clavin P. Numerical study of smoothly perturbed shocks in the Newtonian limit. [Flow Turbul Combust](#), 2017, 99: 887–908
- 15 Xu K. A gas-kinetic bgk scheme for the Navier-Stokes equations and its connection with artificial dissipation and Godunov method. [J Comput Phys](#), 2001, 171: 289–335
- 16 Li Q, Fu S, Xu K. A compressible Navier-Stokes flow solver with scalar transport. [J Comput Phys](#), 2005, 204: 692–714
- 17 Li Q, Xu K, Fu S. A high-order gas-kinetic Navier-Stokes flow solver. [J Comput Phys](#), 2010, 229: 6715–6731
- 18 Tan S, Li Q, Fu S. Engineering Simulation of Turbulence with Gas-Kinetic BGK Scheme. AIP Conf Proc, 2011, 1376: 78
- 19 Li Q B, Xu K. Progress in gas-kinetic scheme (in Chinese). Adv Mech, 2012, 42: 522–537 [李启兵, 徐昆. 气体动理学格式研究进展. 力学进展, 2012, 42: 522–537]
- 20 Li Q B, Fu S. High-order accurate gas-kinetic scheme and turbulence simulation (in Chinese). [Sci Sin-Phys Mech Astron](#), 2014, 44: 278–284 [李启兵, 符松. 高精度气体动理学格式与湍流模拟. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2014, 44: 278–284]
- 21 Zhai Z G, Zhang F, Zhou Z B, et al. Numerical study on Rayleigh-Taylor effect on cylindrically converging Richtmyer-Meshkov instability. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2019, 62: 124712
- 22 Wu Z, Huang S, Ding J, et al. Molecular dynamics simulation of cylindrical Richtmyer-Meshkov instability. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2018, 61: 114712
- 23 Liang Y, Zhai Z G, Luo X S. Interaction of strong converging shock wave with SF₆ gas bubble. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2018, 61: 064711
- 24 Jiao Z, Fu S. Investigations of an enclosed annular rotor-stator system with LES method. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2018, 61: 114711
- 25 Fu S, Li Q. Numerical simulation of compressible mixing layers. [Int J Heat Fluid Flow](#), 2006, 27: 895–901
- 26 Funada T, Joseph D D. Viscous potential flow analysis of Kelvin-Helmholtz instability in a channel. [J Fluid Mech](#), 2001, 445: 263–283
- 27 Tan S. Turbulence Simulation Based on Gas-Kinetic Method (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Beijing: Tsinghua University, 2017 [谭爽. 基于气体动理学方法的湍流模拟. 博士学位论文. 北京: 清华大学, 2017]
- 28 Rikanati A, Sadot O, Ben-Dor G, et al. Shock-wave mach-reflection slip-stream instability: A secondary small-scale turbulent mixing phenomenon. [Phys Rev Lett](#), 2006, 96: 174503
- 29 Wan W C, Malamud G, Shimony A, et al. Observation of dual-mode, Kelvin-Helmholtz instability vortex merger in a compressible flow. [Phys Plasmas](#), 2017, 24: 055705
- 30 Rasmus A M, Di Stefano C A, Flippo K A, et al. Shock-driven discrete vortex evolution on a high-Atwood number oblique interface. [Phys Plasmas](#), 2018, 25: 032119
- 31 Ben-Dor G. Shock Wave Reflection Phenomena. Heidelberg: Springer Verlag, 2007
- 32 Shadloo M S, Hadjadj A, Chaudhuri A. On the onset of postshock flow instabilities over concave surfaces. [Phys Fluids](#), 2014, 26: 076101

Numerical study of the slip line instabilities in shock-wavy wall reflection

YAN BoWen¹, LI QiBing¹, LI XinZhu², HUANG ShiZhang², WANG WeiRong²
& FU Song^{1*}

¹ School of Aerospace Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China;

² Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China

The study of shock-induced flow instabilities and turbulent mixing is of great significance in the field of astrophysics and inertial confinement fusion. The reflection of a planar shock on a wavy wall is simulated with the Gas Kinetic Scheme (GKS). The time evolution of shock waves and multi-scale flow structures is accurately captured at different incident Mach number for the wavy walls with different wave-height and wavenumbers. Due to the disturbance from the wavy wall, the triple points spontaneously formed and traverse on the front of the wave. The trajectory of the triple points forms a typical cellular pattern. After each collision of the triple points, the slip lines will shed, and the vortex structure will appear from the baroclinic deposition of vorticity. This baroclinic deposition of vorticity is a different mechanism that includes both Richtmyer-Meshkov process and Kelvin-Helmholtz instability. The analysis of the vorticity transport equations is presented to understand this shock driven slip line instability. Finally, this study provides some references for the future investigation of turbulent mixing.

slip line instability, baroclinic vortex, shock waves, triple points

PACS: 47.27.-i, 47.27.Eq, 47.27.Nz, 47.40.Ki, 47.85.Gj

doi: [10.1360/SSPMA-2020-0062](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0062)