内爆加载下界面不稳定性与湍流混合数值模拟研究

王涛^{1,2}, 汪兵¹, 林健宇¹, 钟敏¹, 柏劲松^{1*}, 李平¹, 陶钢²

1. 中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621999;

2. 南京理工大学能源与动力工程学院, 南京 210094

*联系人, E-mail: bjsong@foxmail.com

收稿日期: 2019-12-30; 接受日期: 2020-02-29; 网络出版日期: 2020-05-11

科学挑战专题(编号: TZ2016001)和国家自然科学基金(编号: 11702272, 11532012, 11932018)资助项目

摘要 本文采用可压缩多介质黏性流动和湍流数值模拟代码MVFT, 研究了球形汇聚几何中内爆加载Air/SF₆扰动界面导致的界面不稳定性与湍流混合的演化规律和物理机制. 结果表明, 这种条件下会发生复杂的波系演化, 进而导致界面不稳定性与湍流混合也具有复杂的演化规律. 冲击波首次加载Air/SF₆扰动界面后诱发Richtmyer-Meshkov (RM)不稳定性; 然后扰动界面向心加速运动, 此时会发生Rayleigh-Taylor (RT)不稳定性; 接着扰动界面逐渐转为向心减速运动, 此时发生SF₆加速Air的致稳效应, 它会抑制界面不稳定性与湍流混合的发展, 使湍流混合区(TMZ)宽度增长速度逐渐减小, 当RT致稳机制逐渐增强并占绝对主导时, 湍流混合区宽度出现负增长. 当透射冲击波聚心反弹后, 对湍流混合区形成的是一个准等熵斜波-冲击波-泰勒波的二次加载过程, 沿重/轻介质方向产生的是加载-加载-卸载效应. 准等熵斜波加载也会对RT致稳机制有贡献. 反射冲击波加载又会诱发RM不稳定性, 而泰勒波加载会诱发RT不稳定性, 二次加载产生的反射波聚心又反弹, 进而重复准等熵斜波-冲击波-泰勒波的加载过程. 汇聚几何所特有的Bell-Plesset (BP)效应会促进界面不稳定性与湍流混合发展. 在球形汇聚几何中内爆加载所诱发的界面不稳定性与湍流混合发展过程中, RM不稳定性、RT不稳定性、BP效应和RT致稳机制存在互相竞争机制. 湍动能分布显示湍流混合区发展沿径向是不对称的, 不同方向湍动能分量和能谱结果表明湍流混合区发展还具有强的各向异性.

关键词 内爆, 界面不稳定性, 湍流混合, RT致稳, 各向异性

PACS: 47.20.Ma, 47.40.-x, 47.10.ad, 47.27.ek

1 引言

界面不稳定性诱导的湍流混合是一个多物质扰动界面在外力驱动下发生失稳、转捩和混合的流体动力

学问题. 界面不稳定性可以分为三类, 分别是Richtmyer-Meshkov (RM)不稳定性^[1,2]、Rayleigh-Taylor (RT)不稳定性^[3,4]和Kelvin-Helmholtz (KH)不稳定性^[5,6]. RM不稳定性是指冲击波加载不同物质间界面

引用格式: 王涛, 汪兵, 林健宇, 等. 内爆加载下界面不稳定性与湍流混合数值模拟研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 104704
Wang T, Wang B, Lin J Y, et al. Numerical investigations of interface instability and turbulent mixing driven by implosion (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50: 104704, doi: [10.1360/SSPMA-2019-0420](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2019-0420)

时扰动界面的失稳增长现象, RT不稳定性是指轻介质加速重介质时扰动界面的失稳增长现象, 而KH不稳定性是指不同物质间扰动界面在剪切力作用下发生的失稳增长现象. 三类界面不稳定性都会由斜压涡诱导发生, 但是它们的斜压涡生成方式却不尽相同. RM不稳定性和RT不稳定性都会发展出典型的气泡和尖钉结构, 而且后期气泡和尖钉结构边缘处由于剪切作用诱发的KH不稳定性会使气泡和尖钉结构发生破碎, 出现大量多尺度涡结构, 加速了向湍流混合的转换, 而湍流是一个复杂的非线性时空多尺度问题, 所以使得该问题研究难度更大.

界面不稳定性及其诱发的湍流混合在惯性约束聚变(ICF)^[7,8]、超音速燃烧^[9,10]、天体物理学^[11,12]等领域有着重要的应用背景; 比如ICF中靶丸和氘氚燃料界面由于加工的粗糙度、或者辐射驱动的不对称等因素, 导致烧蚀层和燃料间界面在内爆作用下而发生界面不稳定性与湍流混合, 这会影响燃料压缩和中心热斑形成, 最终导致聚变点火失败; 在超新星爆炸中, 冲击波和抛射物质层相互作用也会诱发RM不稳定性, 这是影响恒星生命演化历程的重要因素. 由此可见, 对界面不稳定性及其诱发的湍流混合的研究, 不仅具有重大的工程意义, 其学术价值也非常重要.

实际上, 界面不稳定性与湍流混合的工程应用经常发生在汇聚几何中. 由于汇聚几何中界面不稳定性问题实验研究的一个难点是初始冲击波的产生技术, 所以直到近几年才有了比较大的研究进展, 但是仍集中在柱形汇聚几何中的界面不稳定性研究. 目前柱形汇聚冲击波的产生技术有气体透镜技术^[13,14]、激波动力学方法^[15-17]和同轴环形腔激波管^[18,19]. 气体透镜技术由于自身的难点, 实现起来很困难, 所以利用该技术研究界面不稳定性的进展非常缓慢^[20,21]. 罗喜胜等基于激波动力学, 将激波管柱形楔形汇聚段和平面段之间过渡段的壁面轮廓设计成弯曲状, 当平面冲击波沿着弯曲壁面向前传播时, 由弯曲壁面产生的扰动会沿着冲击波面连续传播, 并逐渐使冲击波弯曲, 当进入到柱形楔形汇聚段后就变成了柱形汇聚冲击波. 该方法简单且可操作性强, 因此罗喜胜等人^[17,22-24]开展了大量柱形汇聚冲击波加载下的界面不稳定性实验研究. 同轴环形腔激波管技术能够产生完整的柱形汇聚冲击波, 罗喜胜课题组^[25-30]也充分利用该技术开发界面不稳定性实验研究. 气体透镜技术和激波动力学两种方

法的缺点也很明显. 气体透镜技术理论上还可以产生球面汇聚冲击波, 但是实现起来难度更大. 激波动力学方法的缺点是过渡段轮廓线的设计与入射的平面冲击波马赫数和气体性质相关, 所以如果这些参数改变, 那就需要对轮廓线进行重新设计, 进而更换实验装置; 而且其理论基础是二维的, 因此无法产生三维球形汇聚冲击波.

到目前, 虽然有关柱形汇聚冲击波加载下的界面不稳定性研究比较多, 但是还集中在柱形汇聚冲击波产生技术和界面不稳定性增长规律和机制的研究方面, 还未涉及到湍流混合; 但是已有的柱形汇聚冲击波加载下的界面不稳定性研究结果表明, 无论是演化规律还是物理机制^[17,22], 其都和平面情况有很大不同. 而对于球形汇聚几何中冲击波加载导致的界面不稳定性与湍流混合, 其演化规律和机制会更复杂. 由于实验中产生理想的球形汇聚冲击波难度更大, 因此目前尚无相关报道; 但是在数值模拟中却比较容易实现. Lombardini等人^[31,32]和Boureima等人^[33]就采用数值模拟初步研究了球形汇聚冲击波加载下的界面不稳定性与湍流混合问题. Wu等人^[34]采用分子动力学方法模拟研究了柱形汇聚冲击波加载下铜-氦气界面导致的微观尺度RM不稳定性增长规律. 本文作者在前期有关平面冲击波加载下的界面不稳定性与湍流混合大涡模拟研究基础上^[35-45], 实现了三维球形汇聚几何中可压缩多物质黏性流动和湍流问题的数值模拟, 并详细研究了球形汇聚几何中内爆加载下界面不稳定性与湍流混合的演化规律和物理机制.

2 计算方法

采用自研的可压缩多介质黏性流动和湍流数值模拟代码MVFT, 在球坐标系下模拟内爆加载下的界面不稳定性与湍流混合. 球坐标系 (r, θ, φ) 下可压缩多介质黏性流动Navier-Stokes控制方程如(1)式所示, 式中 r 表示径向, θ 表示纬度方向, φ 表示经度方向; ρ 是流体密度, u, v, w 分别为 r, θ, φ 方向的速度; p, E 分别为流体压强和流体单位质量总能量; N 是流体种类, $Y^{(s)}$ 是第 s 种流体的体积分数且满足 $\sum_1^N Y^{(s)} = 1$; D_s 表示第 s 种气体和空气之间的扩散系数; σ_{ij} 是牛顿流体黏性应力张量, q_j 是热流量.

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t}(r^2 \sin \theta \rho) + \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \sin \theta \rho u) + \frac{\partial}{\partial \theta}(r \sin \theta \rho v) + \frac{\partial}{\partial \phi}(r p w) = 0, \\
& \frac{\partial}{\partial t}(r^2 \sin \theta \rho u) + \frac{\partial}{\partial r}[r^2 \sin \theta (\rho u^2 + p)] + \frac{\partial}{\partial \theta}(r \sin \theta \rho u v) + \frac{\partial}{\partial \phi}(r p u w) - r \sin \theta [\rho (v^2 + w^2) + 2p] \\
& = \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \sin \theta \sigma_{rr}) + \frac{\partial}{\partial \theta}(r \sin \theta \sigma_{r\theta}) + \frac{\partial}{\partial \phi}(r \sigma_{r\phi}) - r \sin \theta (\sigma_{\theta\theta} + \sigma_{\phi\phi}), \\
& \frac{\partial}{\partial t}(r^2 \sin \theta \rho v) + \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \sin \theta \rho u v) + \frac{\partial}{\partial \theta}[r \sin \theta (\rho v^2 + p)] + \frac{\partial}{\partial \phi}(r p v w) + r [\sin \theta \rho u v - \cos \theta (\rho w^2 + p)] \\
& = \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \sin \theta \sigma_{\theta r}) + \frac{\partial}{\partial \theta}(r \sin \theta \sigma_{\theta\theta}) + \frac{\partial}{\partial \phi}(r \sigma_{\theta\phi}) + r (\sin \theta \sigma_{\theta r} - \cos \theta \sigma_{\phi\phi}), \\
& \frac{\partial}{\partial t}(r^2 \sin \theta \rho w) + \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \sin \theta \rho u w) + \frac{\partial}{\partial \theta}(r \sin \theta \rho v w) + \frac{\partial}{\partial \phi}[r (\rho w^2 + p)] + r p w [\sin \theta u + \cos \theta v] \\
& = \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \sin \theta \sigma_{\phi r}) + \frac{\partial}{\partial \theta}(r \sin \theta \sigma_{\phi\theta}) + \frac{\partial}{\partial \phi}(r \sigma_{\phi\phi}) + r (\sin \theta \sigma_{\phi r} + \cos \theta \sigma_{\phi\theta}), \\
& \frac{\partial}{\partial t}(r^2 \sin \theta \rho E) + \frac{\partial}{\partial r}[r^2 \sin \theta u (\rho E + p)] + \frac{\partial}{\partial \theta}[r \sin \theta v (\rho E + p)] + \frac{\partial}{\partial \phi}[r w (\rho E + p)] \\
& = \frac{\partial}{\partial r}\left[r^2 \sin \theta \left(u \sigma_{rr} + v \sigma_{\theta r} + w \sigma_{\phi r} - q_r\right)\right] + \frac{\partial}{\partial \theta}\left[r \sin \theta \left(u \sigma_{r\theta} + v \sigma_{\theta\theta} + w \sigma_{\phi\theta} - \frac{1}{r} q_\theta\right)\right] + \frac{\partial}{\partial \phi}\left[r \left(u \sigma_{r\phi} + v \sigma_{\theta\phi} + w \sigma_{\phi\phi} - \frac{1}{r \sin \theta} q_\phi\right)\right], \\
& \frac{\partial Y^{(s)}}{\partial t} + u \frac{\partial Y^{(s)}}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial Y^{(s)}}{\partial \theta} + \frac{w}{r \sin \theta} \frac{\partial Y^{(s)}}{\partial \phi} \\
& = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 D_s \frac{\partial Y^{(s)}}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta}\left(\sin \theta D_s \frac{\partial Y^{(s)}}{\partial \theta}\right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \phi}\left(D_s \frac{\partial Y^{(s)}}{\partial \phi}\right), \quad s = 1, 2, \dots, N-1,
\end{aligned} \tag{1}$$

球坐标系下牛顿流体黏性应力张量分量为

$$\sigma_{rr} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2}{3}\mu \operatorname{div} \cdot \mathbf{v}, \tag{2}$$

$$\sigma_{\theta\theta} = 2\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{u}{r} \right) - \frac{2}{3}\mu \operatorname{div} \cdot \mathbf{v}, \tag{3}$$

$$\sigma_{\phi\phi} = 2\mu \left(\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial w}{\partial \phi} + \frac{u}{r} + \frac{v}{r} \operatorname{ctg} \theta \right) - \frac{2}{3}\mu \operatorname{div} \cdot \mathbf{v}, \tag{4}$$

$$\sigma_{r\theta} = \sigma_{\theta r} = \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right), \tag{5}$$

$$\sigma_{r\phi} = \sigma_{\phi r} = \mu \left(\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u}{\partial \phi} + \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r} \right), \tag{6}$$

$$\sigma_{\phi\theta} = \sigma_{\theta\phi} = \mu \left(\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial v}{\partial \phi} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{w}{r} \operatorname{ctg} \theta \right), \tag{7}$$

上式中 μ 是流体动力黏性系数, $\mathbf{v}$ 表示速度矢量, $\operatorname{div} \cdot \mathbf{v}$ 是速度矢量的散度. 热流量 q_j 和热传导系数 κ 为

$$\begin{aligned}
q_r &= -\kappa \frac{\partial T}{\partial r}, \\
q_\theta &= -\kappa \frac{\partial T}{\partial \theta}, \\
q_\phi &= -\kappa \frac{\partial T}{\partial \phi},
\end{aligned} \tag{8}$$

$$\kappa = \frac{\mu c_p}{Pr}, \tag{9}$$

式中 T 是流体温度, c_p 是比定压热容, Pr 是 Prandtl 数. 状态方程采用理想气体状态方程.

对于混合物, 其热物性参数也采用理想气体形式的状态方程进行封闭, 且满足等温等压条件, 混合网格内的热物性参数通过各气体体积分数的加权平均计算:

$$\rho = \sum_{s=1}^N Y^{(s)} \rho^{(s)}, \tag{10}$$

$$\rho u_i = \sum_{s=1}^N Y^{(s)} (\rho u_i)^{(s)}, \tag{11}$$

$$\rho E = \sum_{s=1}^N Y^{(s)} \left[(\rho e)^{(s)} + \frac{1}{2} (\rho u_i^2)^{(s)} \right], \tag{12}$$

$$\frac{1}{\gamma-1} = \sum_{s=1}^N \frac{Y^{(s)}}{\gamma^{(s)}-1}, \tag{13}$$

$$\mu = \sum_{s=1}^N \mu^{(s)} Y^{(s)}, \tag{14}$$

流体动力黏性和扩散采用基于分子碰撞理论的 Chapman-Enskog 流体黏性和扩散模型^[46,47]计算.

$$\mu_i = 2.6693 \times 10^{-6} \frac{\sqrt{M_i T}}{\Omega_{\mu,i} \tau_i^2}, \quad (15)$$

式中 i 代表 Air 或 SF_6 气体, M_i 是相应气体的摩尔质量, T 是温度, τ_i 是碰撞直径, $\Omega_{\mu,i}$ 是碰撞积分:

$$\Omega_{\mu,i} = A(T_i^*)^B + C \exp\{DT_i^*\} + E \exp\{FT_i^*\}, \quad (16)$$

其中 $A=1.16145$, $B=-0.14874$, $C=0.52487$, $D=-0.7732$, $E=2.16178$, $F=-2.43787$, $(\varepsilon/k)_i$ 是 Lennard-Jones 能量参数, $T_i^* = T/(\varepsilon/k)_i$ 是利用 Lennard-Jones 能量参数归一化的温度, ε 是 Lennard-Jones 势最小值, k 是 Boltzmann 常数.

质量扩散系数为

$$D_s = \frac{0.0266}{\Omega_{D,ij}} \frac{T^{3/2}}{p \sqrt{M_{ij} \tau_{ij}^2}}, \quad (17)$$

式中 i 代表 Air, j 代表 Air 或 SF_6 气体, $\Omega_{D,ij}$ 是扩散的碰撞积分:

$$\Omega_{D,ij} = H(T_{ij}^*)^G + P \exp(QT_{ij}^*) + R \exp(ST_{ij}^*) + U \exp(VT_{ij}^*), \quad (18)$$

其中 $T_{ij}^* = T/T_{\varepsilon ij}$, $H=1.06036$, $G=-0.1561$, $P=0.193$, $Q=-0.47635$, $R=1.03587$, $S=-1.52996$, $U=1.76474$, $V=-3.89411$ 以及

$$M_{ij} = \frac{2}{\frac{1}{M_i} + \frac{1}{M_j}},$$

$$\tau_{ij} = \frac{\tau_i + \tau_j}{2}, \quad (19)$$

$$T_{\varepsilon ij} = \sqrt{\left(\frac{\varepsilon}{k}\right)_i \left(\frac{\varepsilon}{k}\right)_j}.$$

方程组(1)的具体求解过程是, 首先采用算子分裂技术将方程组(1)描述的物理过程分解为三个子过程进行计算, 即整个通量计算分解为无黏通量、黏性通量和热通量计算三部分. 无黏通量的计算采用多介质的高精度 PPM 方法, 两步 Lagrange-Remapping 型的 PPM 方法分四个步骤进行: ①物理量分段抛物插值; ②近似 Riemann 问题求解; ③Lagrange 方程组推进求解; ④将物理量映射到静止的欧拉网格上. 然后在无黏通量的基础上, 采用二阶空间中心差分方法和两步 Runge-Kutta 时间推进方法求解黏性通量、热通量及标量输运通量. 详细的计算方法请参考文献[35,48].

3 结果与分析

3.1 计算模型和参数

图1给出了球形汇聚几何中内爆加载下界面不稳定性及湍流混合问题计算模型的 r - θ 截面图、初始时刻沿径向的密度分布剖面 and SF_6 体积分分布剖面, 计算域大小为

$$[0.5 \text{ mm}, 40 \text{ mm}] \times \left[\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{8}, \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{8}\right] \times \left[\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{8}, \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{8}\right] \in (r, \theta, \phi).$$

为了避免计算时在球心位置发生奇异, 在球心挖去了一个半径为 0.5 mm 的球. 初始 Air/ SF_6 扰动界面位于 $r_0=35 \text{ mm}$ 处, 采用 Thornber 等人^[49]提出的基于功率谱型的有预混合的多模态初始扰动, 相应的初始扰动模型参数为 $k_{\min}=40$, $k_{\max}=60$, $C=0.02\lambda_{\min}$, $\delta_p=0.0001$, $m=-2$. 初始流场的体积分分布按文献[50]中的双曲正切函数计算. 初始马赫数为 1.25 的空气冲击波向心运动加载初始扰动界面. 初始时刻冲击波阵面位于半径为 37.5 mm 处, 波前流场状态取常温常压状态, 波后流场通过冲击波关系式计算, 且按均匀流场处理, 气体初始参数如表1所示. θ - ϕ 方向的边界条件均为周期性边界, 径向内边界为固壁反射边界, 径向外边界为流动边界. 总的网格数为 $1024 \times 512 \times 512$.

3.2 球面汇聚几何中内爆加载下的波谱规律

本文计算发现, 在球形汇聚几何中, 冲击波内爆加载 Air/ SF_6 扰动界面时所产生的波系及相互作用比平面情况^[40]复杂得多. 图2给出的是球形汇聚几何中内爆加载 Air/ SF_6 界面时密度显示的一维时空波谱, 可以看出, 球形汇聚冲击波首次加载扰动界面后在 SF_6 气体中产生了一个透射冲击波(TSW); 该透射冲击波向着球心运动, 使中心位置的 SF_6 气体受到强烈压缩, 当聚心运动的冲击波到达中心时(约 0.145 ms), SF_6 气体受到了最大程度的压缩, 其密度达到了 1500 kg/m^3 , 比初始值增大了约 250 倍. 接着该透射冲击波聚心后开始反弹, 形成反射冲击波; 由于此时反射冲击波是向外发散运动, 所以在反射冲击波之前又先形成了一个准等熵加载的斜波(quasi-isentropic ramp wave-QIRW: 加载的应力波单调连续变化, 且在加载过程中引起的熵增很小), 这可以从图3所示的径向 5.0 mm 位置密度的时间变化曲线明显看出; 同时在反射冲击波波后又产生了

图 1 (网络版彩图)球形汇聚几何中内爆加载下界面不稳定性计算模型. (a) r - θ 截面图; (b) 密度径向分布剖面; (c) SF_6 体积分分数径向分布剖面

Figure 1 (Color online) Computational model of interface instability under implosion in spherical convergent geometry. (a) r - θ cross section; (b) radial profile of density distribution; (c) radial profile of SF_6 volume fraction distribution.

表 1 气体初始参数

Table 1 Initial properties of gases

Gas	ρ (kg/m^3)	P (Pa)	U (m/s)	γ	Pr	$(\varepsilon/k)_i$ (K)	τ_i (10^{-10} m)
SF_6	5.97	1.0×10^5	0.0	1.09	0.90	222.1	5.128
Unshocked air	1.18	1.0×10^5	0.0	1.40	0.71	78.6	3.711
Shocked air	1.686	165624.0	-130.0	1.40	0.71	78.6	3.711

图 2 (网络版彩图)球形汇聚几何中内爆加载Air/ SF_6 界面时的一维时空波谱

Figure 2 (Color online) One dimensional r - t wave diagram of Air/ SF_6 interface under implosion in spherical convergent geometry.

一个起卸载作用的泰勒波(Taylor wave-TW: 卸载后的应力波单调连续衰减), 所以在冲击波反弹过程中流场密度先是光滑连续增大, 再陡然上升后又光滑连续减小(图3). 反射冲击波第一次对湍流混合区进行二次加载(reshock-RS1), 向 SF_6 气体中反射一个稀疏波(RRW),

而第一次反射冲击波后的泰勒波和湍流混合区相互作用的机制和稀疏波相似, 因此它们相互作用后向 SF_6 气体中反射一个压缩波(RCW); 同样, 该反射压缩波聚心反弹后, 在其前面又会产生一个准等熵斜波沿径向向外运动, 同时其后也跟随一个泰勒波; 后续波系发展重复上述过程.

3.3 湍流混合区演化规律

图4给出的是 $t=0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ ms时刻以 SF_6 体积分分数等值面显示的湍流混合区三维演化图像, 由蓝色至红色依次表示 SF_6 体积分分数为0.05, 0.15, 0.25, 0.35, 0.45, 0.55, 0.65, 0.75, 0.85, 0.95, 可以看出湍流混合区在发展过程中不同尺度结构的生长、扭曲变形、并合、破碎、又并合等的复杂过程. 图5给出的是 $t=0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ ms时刻沿 θ - ϕ 方向平均后 SF_6 体积分分数沿径向的分布剖面, 可以看出, 平均后的 SF_6 体积分分数在不同时刻的分布剖面不一致, 一方面说明湍流混合演化在 θ - ϕ 方向是不均匀的, 另一方面说明湍流混合演化在当前时间内还是非自相似的.

本文中将 SF_6 气体体积分分数在 θ - ϕ 球面内的平均值

图 3 (网络版彩图) 径向 5.0 mm 处密度时间变化曲线

Figure 3 (Color online) Density vs. time at $r=5.0$ mm.

介于 0.01 和 0.99 之间的径向范围定义为湍流混合区宽度。图 6 给出了湍流混合区内外边界演化历史, 显示了湍流混合区内外边界的演化过程, 图中双点虚线对应的是第一次反射冲击波(RS1)分别到达湍流混合区内边界(t_1)和外边界(t_2)的时刻, 分别为 $t_1 \approx 0.219$ ms 和 $t_2 \approx 0.227$ ms, 内外边界之间的距离就是湍流混合区宽度。图 7 是湍流混合区宽度的增长历史, 图 8 是近似得到的扰动界面运动速度的时间历史。入射冲击波首次加载后, 混合区受到短时间的压缩, 因而其宽度有一个短时间的减小, 之后 RM 不稳定性开始快速增长, 对应图 7 中浅绿色的 I 区; 入射冲击波加载后界面向心加速运动, 此时界面受到负的加速度作用, 也就是存在轻介质(Air)加速重介质(SF_6)的情况, 说明在界面向心加速运动过程中发生了 RT 不稳定性, 但是从界面运动速度变化曲线看出, 此阶段的 RT 不稳定性发展呈逐渐减弱的趋势(负加速度的绝对值逐渐减小), 在向心加速运动阶段, 湍流混合区在 RM 不稳定性、RT 不稳定性、几何汇聚的 BP 效应共同作用下快速发展, 而且近似以线性规律增长, 增长速度约为 19.1 m/s, 对应图 7 中粉色的 II 区。接着界面运动逐渐转为向心减速运动, 界面加速度也变为正值, 即是 SF_6 在加速 Air, 此时发生 RT 致稳效应^[29], 对湍流混合区发展起抑制作用; 但是由于界面依然在向中心运动, 而且 RT 致稳效应比较弱, 并不能克服 RM 不稳定性、BP 效应共同主导的湍流混合区增长, 所以湍流混合区依然快速增长, 对应图 7 中蓝色 III 区前半部。之后, 界面依然在继续向心运动, 但是运动速度逐渐减小, 而且界面运动受到的正加速度越来

图 4 (网络版彩图) SF_6 体积分数的不同时刻湍流混合区三维演化图像. (a) 0.1 ms; (b) 0.2 ms; (c) 0.3 ms; (d) 0.4 ms; (e) 0.5 ms

Figure 4 (Color online) Three-dimensional evolution of turbulent mixing zone displayed by volume fraction of SF_6 . (a) 0.1 ms; (b) 0.2 ms; (c) 0.3 ms; (d) 0.4 ms; (e) 0.5 ms.

越大, 所以该阶段界面处于加速减速运动状态, 因此 RT 致稳效应逐渐增强, 造成 RT 致稳效应增强的另一个原因是反射的准等熵斜波的加载作用; 逐渐增强的 RT 致稳效应逐渐占据绝对主导, 完全抵消了由 RM 不稳定性、BP 效应主导的湍流混合区增长, 达到完全抑制并使湍流混合区宽度逐渐减小, 直至反射冲击波二次加载时刻截止, 对应图 7 中蓝色 III 区后半部。反射冲击波二次加载(第一次 reshock-RS1)导致湍流混合区宽度短时间内快速减小, 一个原因是反射冲击波二次加载对湍流混合区的压缩作用, 对应图 7 中紫色的 IV 区; 另一个原因是反射冲击波二次加载是从重气体向轻气体方

图 5 (网络版彩图) θ - ϕ 方向平均后的 SF_6 体积分量沿径向分布

Figure 5 (Color online) Radial distribution of SF_6 volume fraction averaged along θ - ϕ direction.

图 6 (网络版彩图) 湍流混合区内外边界演化历史

Figure 6 (Color online) Evolution histories of inner and outer edges of turbulent mixing zone.

图 7 (网络版彩图) 湍流混合区宽度增长历史

Figure 7 (Color online) Growth history of turbulent mixing zone width.

图 8 (网络版彩图) 扰动界面运动速度的时间历史

Figure 8 (Color online) Time history of velocity of perturbed interface.

向加载扰动界面, 此时发生的峰谷转换也会使湍流混合区宽度减小. 反射冲击波二次加载还使界面向心运动停止而开始向外运动, 并再次诱发 RM 不稳定性增长. 由于反射冲击波后紧跟着一个泰勒波, 而泰勒波起卸载作用, 所以湍流混合区向外运动的速度是逐渐减小的, 导致此时界面又受到负加速度作用, 进而诱发 RT 不稳定性; 当湍流混合区向外运动的速度卸载到零后又开始向心运动, 而且还是向心加速运动, 所以 RT 不稳定性持续发生, BP 效应也在促进湍流混合区增长. 在湍流混合区向心加速运动过程中由于 BP 效应逐渐增强, 导致向心的加速度会逐渐减小, 也就是 RT 不稳定性逐渐减弱, 直至向心加速度减小为零, RT 不稳定性也随之消失. 在 RT 致稳效应再次出现前的这段时间, 湍流混合区宽度也近似以线性规律增长, 增长速度约为 43.2 m/s. 之后湍流混合区仍然继续向心运动, 但是又是减速运动了, 而且是加速减速, 同时准等熵斜波的再次作用也对减速运动有贡献; 在湍流混合区加速减速运动中由 SF_6 指向 Air 的加速度逐减增大, RT 致稳效应逐渐增强, 又一次完全抑制住湍流混合区增长, 并进一步导致湍流混合区发生负增长, 直至反射冲击波第三次加载(第二次 reshock-RS2), 后续作用过程和机制与第一次 reshock 相同, 湍流混合区宽度的增长过程也和之前相同.

波也是一种能量载体, 当波和湍流混合区作用时会将能量传递给湍流混合区, 促进湍流混合区发展. 湍动能 K 定义为湍流场速度脉动的二阶矩:

$$K = \frac{\langle \rho u''_i u''_i \rangle}{2\langle \rho \rangle}, \quad (20)$$

式中 u''_i 表示湍流场速度脉动, $\langle \rangle$ 表示球面内的平均. 图 9 给出的是 $t=0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ ms时刻 r, θ, φ 三个不同方向湍动能分量沿径向的分布, 径向坐标 ξ 采用湍流混合区宽度 δ 进行了归一化, $\xi=0$ 表示湍流混合区中心. 从图中看出湍动能主要集中在湍流混合区, 而且湍流混合区中间区域湍动能较大; 另外湍动能的最大值, 也即湍流脉动最强的位置并不在湍流混合区的中心,

而是偏向尖钉区域一侧, 说明湍流混合区发展是不对称的; Livescu等人^[51,52]在平面几何RT不稳定性研究中指出, 这种湍流混合发展的不对称性与轻重流体不同的混合速率有关, 而且这种不对称性随着Atwood数的增大而增强, 本文研究表明在RM湍流混合发展中也存在不对称性. 冲击波是沿径向进行加载, 因此湍流混合区发展在 θ 和 φ 方向是各向同性, 但是和径向之间是各

图 9 (网络版彩图)不同时刻不同方向湍动能分布. (a) 0.1 ms; (b) 0.2 ms; (c) 0.3 ms; (d) 0.4 ms; (e) 0.5 ms

Figure 9 (Color online) Distributions of turbulent kinetic energy in different directions at different times. (a) 0.1 ms; (b) 0.2 ms; (c) 0.3 ms; (d) 0.4 ms; (e) 0.5 ms.

向异性的, 而且波的每一次作用都会增强这种各向异性, 同时也会增强湍流脉动强度.

湍动能表示能量在物理空间中的分布. 通过对速度脉动进行傅里叶变换可以获得速度脉动的能谱, 能谱表示波数空间内不同尺度上的能量分布. 湍流混合区在 (k_θ, k_ϕ) 方向的二维能谱通过下面的公式计算:

$$E_i(k_\theta, k_\phi, t) = \frac{1}{\delta(t)} \int_{a_s(t)}^{a_b(t)} |\hat{u}_i(r, k_\theta, k_\phi, t)|^2 dr, \quad (21)$$

$\hat{u}_i$ 表示速度脉动 u_i 的傅里叶变换, 积分表示湍流混合区能谱沿径向的平均. 对二维能谱 $E_i(k_\theta, k_\phi)$ 在波数半径 $k(=\sqrt{k_\theta^2 + k_\phi^2})$ 等于常数的球面上积分就可以获得球波数下的能谱.

图10给出了 $t=0.1$ 和 0.5 ms两个时刻 r, θ, ϕ 三个不同方向速度脉动的能谱, 从中也可以看出湍流混合区发展存在较强的各向异性, 能量输运主要发生在径向; 另外, 能谱分布逐渐从高波数区向低波数区移动, 也说明湍流混合区空间结构逐渐增大; 而且随着湍流混合区的发展, 径向速度脉动能谱出现明显的 $k^{-4/3}$ 标度律子区, 而经-纬方向速度脉动能谱出现明显的 k^{-1} 标度律子区, 表明在径向湍流混合有向均匀各向同性湍流发展的趋势, 而经-纬方向的发展偏离均匀各向同性湍流的程度较大.

4 结论

本文采用可压缩多介质黏性流动和湍流数值模拟代码MVFT, 通过三维数值模拟研究了球形汇聚几何中内爆加载多模态Air/SF₆扰动界面诱发的界面不稳定性与湍流混合的演化规律和物理机制. 结果表明, 相对于平面几何中冲击波/压缩波-稀疏波交替再加载的过程, 球形汇聚几何中内爆加载扰动界面时会发生更复杂的波系演化, 聚心反弹后的每一次再加载并不是一个简单波, 而是准等熵斜波-冲击波-泰勒波三个简单波的组合加载, 这就导致球形汇聚几何中内爆加载时界面不稳定性与湍流混合演化规律和机制也更复杂, 后续重复这样的再加载过程. 首先, 冲击波首次加载Air/SF₆扰动界面诱发RM不稳定性; 其次, 在扰动界面向心加速运动时发生RT不稳定性; 接着, 扰动界面

图10 (网络版彩图)不同时刻不同方向的能谱. (a) 0.1 ms; (b) 0.5 ms

Figure 10 (Color online) Energy spectra in different directions at different times. (a) 0.1 ms; (b) 0.5 ms.

逐渐转为向心减速运动, 此时发生抑制界面不稳定性与湍流混合发展的RT致稳效应, 当RT致稳机制占绝对主导时, 湍流混合区宽度出现负增长. 再加载时的准等熵斜波加载也会对RT致稳机制有贡献. 反射冲击波再加载也会诱发RM不稳定性, 而其后的泰勒波加载会诱发RT不稳定性, 湍流混合区向外运动逐渐转变为向心运动, 此时RT致稳机制起作用, 二次加载产生的反射波聚心又反弹又再次加载, 湍流混合区也重复上述的增长过程, 整体上湍流混合区宽度呈逐渐增大趋势. 汇聚几何所特有的BP效应会促进界面不稳定性与湍流混合发展. 在球形汇聚几何中内爆加载所导致的界面不稳定性与湍流混合发展过程中, RM不稳定性、RT不稳定性、BP效应和RT致稳机制存在互相竞争机制. 另外, 湍流混合区沿径的发展具有非对称性, 不同方向湍动能分量和能谱结果表明湍流混合区发展还具有强的各向异性.

致谢 感谢中国工程物理研究院计算机应用研究所超算中心提供的计算资源.

参考文献

- 1 Richtmyer R D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. *Comm Pure Appl Math*, 1960, 13: 297–319
- 2 Meshkov E E. Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave. *Fluid Dyn*, 1972, 4: 101–104
- 3 Rayleigh L. Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density. *Proc London Math Soc*, 1883, 14: 170–177
- 4 Taylor G. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. I. *Proc R Soc Lond A*, 1950, 201: 192–196
- 5 Thomson W. XLVI. Hydrokinetic solutions and observations. *London Edinburgh Dublin Philos Mag J Sci*, 1871, 42: 362–377
- 6 Helmholtz H. Über discontinuierliche flüssigkeits-bewegungen (on the discontinuous movements of fluids). *Mon Rep R Prussian Acad Philos Berlin*, 1868, 23: 215
- 7 McCrory R L, Montierth L, Morse R L, et al. Nonlinear evolution of ablation-driven Rayleigh-Taylor instability. *Phys Rev Lett*, 1981, 46: 336–339
- 8 Amendt P, Colvin J D, Tipton R E, et al. Indirect-drive noncryogenic double-shell ignition targets for the National Ignition Facility: Design and analysis. *Phys Plasmas*, 2002, 9: 2221–2233
- 9 Waitz I A, Marble F E, Zukoski E E. Investigation of a contoured wall injector for hypervelocity mixing augmentation. *AIAA J*, 1993, 31: 1014–1021
- 10 Yang J, Kubota T, Zukoski E E. Applications of shock-induced mixing to supersonic combustion. *AIAA J*, 1993, 31: 854–862
- 11 Arnett D. The role of mixing in astrophysics. *Astrophys J Suppl S*, 2000, 127: 213–217, arXiv: astro-ph/9909031
- 12 Kifonidis K, Plewa T, Scheck L, et al. Non-spherical core collapse supernovae. *Astron Astrophys*, 2006, 453: 661–678
- 13 Dimotakis P E, Samtaney R. Planar shock cylindrical focusing by a perfect-gas lens. *Phys Fluids*, 2006, 18: 031705
- 14 Vandenboomgaerde M, Aymard C. Analytical theory for planar shock focusing through perfect gas lens and shock tube experiment designs. *Phys Fluids*, 2011, 23: 016101
- 15 Zhai Z, Liu C, Qin F, et al. Generation of cylindrical converging shock waves based on shock dynamics theory. *Phys Fluids*, 2010, 22: 041701
- 16 Zhai Z, Si T, Luo X, et al. Parametric study of cylindrical converging shock waves generated based on shock dynamics theory. *Phys Fluids*, 2012, 24: 026101
- 17 Luo X, Si T, Yang J, et al. A cylindrical converging shock tube for shock-interface studies. *Rev Sci Instruments*, 2014, 85: 015107
- 18 Hosseini S H R, Takayama K. Experimental study of Richtmyer-Meshkov instability induced by cylindrical shock waves. *Phys Fluids*, 2005, 17: 084101
- 19 Hosseini S H R, Takayama K. Experimental study of toroidal shock wave focusing in a compact vertical annular diaphragmless shock tube. *Shock Waves*, 2010, 20: 1–7
- 20 Biamino L, Mariani C, Jourdan G, et al. Planar shock focusing through perfect gas lens: first experimental demonstration. *J Fluids Eng*, 2014, 136: 091204
- 21 Biamino L, Jourdan G, Mariani C, et al. On the possibility of studying the converging Richtmyer–Meshkov instability in a conventional shock tube. *Exp Fluids*, 2015, 56: 26–30
- 22 Si T, Zhai Z, Luo X, et al. Experimental study on a heavy-gas cylinder accelerated by cylindrical converging shock waves. *Shock Waves*, 2014, 24: 3–9
- 23 Si T, Zhai Z, Luo X. Experimental study of Richtmyer-Meshkov instability in a cylindrical converging shock tube. *Laser Part Beams*, 2014, 32: 343–351
- 24 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
- 25 Si T, Long T, Zhai Z, et al. Experimental investigation of cylindrical converging shock waves interacting with a polygonal heavy gas cylinder. *J Fluid Mech*, 2015, 784: 225–251
- 26 Luo X, Ding J, Wang M, et al. A semi-annular shock tube for studying cylindrically converging Richtmyer-Meshkov instability. *Phys Fluids*, 2015, 27: 091702
- 27 Long T, Zhai Z G, Si T, et al. Design and validation of a vertical annular shock tube for RM instability study (in Chinese). *J Exp Fluid Mech*, 2014, 28(6): 86–91 [龙桐, 翟志刚, 司廷, 等. 一种用于RM不稳定性研究的竖直环形激波管的设计与验证. *实验流体力学*, 2014, 28(6): 86–

91]

- 28 Liang Y, Ding J, Zhai Z, et al. Interaction of cylindrically converging diffracted shock with uniform interface. *Phys Fluids*, 2017, 29: 086101
- 29 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
- 30 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
- 31 Lombardini M, Pullin D I, Meiron D I. Turbulent mixing driven by spherical implosions. Part 1. Flow description and mixing-layer growth. *J Fluid Mech*, 2014, 748: 85–112
- 32 Lombardini M, Pullin D I, Meiron D I. Turbulent mixing driven by spherical implosions. Part 2. Turbulence statistics. *J Fluid Mech*, 2014, 748: 113–142
- 33 Boureima I, Ramaprabhu P, Attal N. Properties of the turbulent mixing layer in a spherical implosion. *J Fluids Eng*, 2018, 140: 050905
- 34 Wu Z, Huang S, Ding J, et al. Molecular dynamics simulation of cylindrical Richtmyer-Meshkov instability. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2018, 61: 114712
- 35 Wang T, Bai J S, Li P, et al. The numerical study of shock-induced hydrodynamic instability and mixing. *Chin Phys B*, 2009, 18: 1127–1135
- 36 Wang T, Bai J S, Li P, et al. Large-eddy simulations of the Richtmyer-Meshkov instability of rectangular interfaces accelerated by shock waves. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2010, 53: 905–914
- 37 Wang T, Liu J H, Bai J S, et al. Experimental and numerical investigation of inclined air/ SF_6 interface instability under shock wave. *Appl Math Mech-Engl Ed*, 2012, 33(1): 37–50
- 38 Wang T, Tao G, Bai J S, et al. Numerical comparative analysis of Richtmyer-Meshkov instability simulated by different SGS models. *Can J Phys*, 2015, 93: 519–525
- 39 Wang T, Li P, Bai J S, et al. Large-eddy simulation of the Richtmyer-Meshkov instability. *Can J Phys*, 2015, 93: 1124–1130
- 40 Wang T, Bai J S, Li P, et al. Large-eddy simulations of the multi-mode Richtmyer-Meshkov instability and turbulent mixing under reshock. *High Energy Density Phys*, 2016, 19: 65–75
- 41 Wang T, Tao G, Bai J, et al. Dynamical behavior of the Richtmyer-Meshkov instability-induced turbulent mixing under multiple shock interactions. *Can J Phys*, 2017, 95: 671–681
- 42 Bai J S, Liu J H, Wang T, et al. Investigation of the Richtmyer-Meshkov instability with double perturbation interface in nonuniform flows. *Phys Rev E*, 2010, 81: 056302
- 43 Bai J S, Zou L Y, Wang T, et al. Experimental and numerical study of shock-accelerated elliptic heavy gas cylinders. *Phys Rev E*, 2010, 82: 056318
- 44 Bai J S, Wang B, Wang T, et al. Numerical simulation of the Richtmyer-Meshkov instability in initially nonuniform flows and mixing with reshock. *Phys Rev E*, 2012, 86: 066319
- 45 Xiao J X, Bai J S, Wang T. Numerical study of initial perturbation effects on Richtmyer-Meshkov instability in nonuniform flows. *Phys Rev E*, 2016, 94: 013112
- 46 Tritschler V K, Olson B J, Lele S K, et al. On the Richtmyer-Meshkov instability evolving from a deterministic multimode planar interface. *J Fluid Mech*, 2014, 755: 429–462, arXiv: 1402.1433
- 47 Tritschler V K, Avdonin A, Hickel S, et al. Quantification of initial-data uncertainty on a shock-accelerated gas cylinder. *Phys Fluids*, 2014, 26: 026101
- 48 Bai J S, Wang T, Li P, et al. Numerical simulation of the hydrodynamic instability experiments and flow mixing. *Sci China Ser G-Phys Mech Astron*, 2009, 52: 2027–2040
- 49 Thornber B, Drikakis D, Youngs D L, et al. The influence of initial conditions on turbulent mixing due to Richtmyer–Meshkov instability. *J Fluid Mech*, 2010, 654: 99–139
- 50 Olson B J, Greenough J. Large eddy simulation requirements for the Richtmyer-Meshkov instability. *Phys Fluids*, 2014, 26: 044103, arXiv: 1402.2665
- 51 Livescu D, Ristorcelli J R. Variable-density mixing in buoyancy-driven turbulence. *J Fluid Mech*, 2008, 605: 145–180
- 52 Livescu D. Numerical simulations of two-fluid turbulent mixing at large density ratios and applications to the Rayleigh-Taylor instability. *Proc R Soc A*, 2013, 371: 20120185

Numerical investigations of interface instability and turbulent mixing driven by implosion

WANG Tao^{1,2}, WANG Bing¹, LIN JianYu¹, ZHONG Min¹, BAI JingSong^{1*},
LI Ping¹ & TAO Gang²

¹ *Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621999, China;*

² *School of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China*

The interface instability and turbulent mixing of perturbed Air/SF₆ interface driven by implosion in spherical convergent geometry are numerically investigated by the use of in-house compressible hydrodynamic code (multi-viscous flow and turbulence). The results revealed the complex evolving laws and physical mechanisms of interface instability and turbulent mixing due to the evolution of complex waves in this case. The RM instability is induced when the perturbed Air/SF₆ interface is driven by the incident shock wave. And the perturbed interface accelerates toward the center, thereafter RT instability occurs. Then the perturbed interface slows down and decelerates towards the center, and the RT stabilization appears and suppresses the development of the interface instability and turbulent mixing. When the RT stabilization acts an absolutely dominant role, the growth of the turbulent mixing zone (TMZ) width is restrained completely, and its width in turn reduces. After the rebound of transmitted shock waves, the secondary loading from heavy fluid to light fluid is a combination of quasi-isentropic ramp wave, shock wave and Taylor wave in time series. The loading of quasi-isentropic ramp wave also contributes to the RT stabilization mechanism, the drive of rebound shock wave was seen to have induced the RM instability too, and the impact of Taylor wave resulted in RT instability once again. In the following, the reflected wave moves toward the center and bounces, the third loading process is the same as the secondary one; the TMZ width repeats the same growth laws. The Bell-Plesset (BP) effect which belongs to the convergent geometry can promote the development of TMZ. In the spherical convergent geometry, the competition mechanism among the RM instability, RT instability, BP effect and RT stabilization controls the evolution of interface instability and turbulent mixing. The distributions of turbulent kinetic energy indicate that TMZ evolves asymmetrically along the radial direction. The distributions of three direction components of turbulent kinetic energy and energy spectra also exhibit the evolution of TMZ as strong anisotropy.

implosion, interface instability, turbulent mixing, RT stabilization, anisotropy

PACS: 47.20.Ma, 47.40.-x, 47.10.ad, 47.27.ek

doi: [10.1360/SSPMA-2019-0420](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2019-0420)