



带相变气液界面Richtmyer-Meshkov不稳定性的数值模拟研究

宋家喜^{1,2,3}, 潘书诚^{1,2,3*}

1. 西北工业大学航空学院, 西安 710072;

2. 西北工业大学极端力学研究院, 西安 710072;

3. 飞行器基础布局全国重点实验室, 西安 710072

*联系人, E-mail: shucheng.pan@nwpu.edu.cn

收稿日期: 2024-02-28; 接受日期: 2024-09-02; 网络出版日期: 2024-09-14

国家自然科学基金(编号: 11902271)资助项目

摘要 本文使用近期提出的一种带相变清晰界面方法, 针对有无相变效应存在时的气液界面Richtmyer-Meshkov不稳定性问题进行了数值模拟研究, 分析了单模正弦扰动界面在激波冲击下的波系结构和界面演化机制. 文中首先模拟了激波冲击air/SF₆界面以及水柱的经典算例来检验数值方法的可行性, 数值模拟和实验结果总体上相吻合, 表明目前的方法能够精确捕捉气液界面Richtmyer-Meshkov不稳定性发展过程中的界面流动演化特征. 接下来, 分别研究了三种不同马赫数激波冲击下无相变、蒸发以及冷凝共十三种工况下气液界面Richtmyer-Meshkov不稳定性的发展异同. 研究表明, 与air/SF₆界面的情况不同, 由于气液界面之间存在巨大的声阻抗差异, 界面不稳定性发展过程中会形成特殊的双尖钉结构. 相变过程对界面变形产生的影响表现为蒸发效应抑制界面不稳定性的发展, 而冷凝效应则促进界面不稳定性的发展. 最后, 通过比较数值模拟结果和已有的线性模型, 冲击模型能够较好地预测气液界面不稳定性发展前期的线性增长, 而有关后期的非线性增长阶段还有待进一步研究.

关键词 Richtmyer-Meshkov不稳定性, 相变, 激波界面相互作用

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

1 引言

Richtmyer-Meshkov(RM)不稳定性通常在激波冲击两种不同密度的流体界面时发生. 界面初始扰动会产生线性和非线性的增长, 并逐步演化出大量尖钉、气泡和旋涡等结构, 最终进入湍流混合状态. 这种界

面失稳现象因最初被Richtmyer^[1]和Meshkov^[2]研究而得名, 在超新星爆发^[3,4]、超燃冲压发动机^[5,6]以及惯性约束核聚变^[7,8]等领域均扮演着非常重要的角色.

根据RM不稳定性的一些相关研究和综述^[9-12], 其界面扰动发展机制主要存在两个观点, 即斜压机制和压力扰动机制^[9]. 一方面, 当激波冲击界面时, 界面上

引用格式: 宋家喜, 潘书诚. 带相变气液界面Richtmyer-Meshkov不稳定性的数值模拟研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2024, 54: 104710
Song J X, Pan S C. Numerical investigation of the Richtmyer-Meshkov instability for the vapor-liquid interface with phase change (in Chinese). Sci Sin Phys Mech Astron, 2024, 54: 104710, doi: 10.1360/SSPMA-2024-0076

压力梯度和密度梯度方向的不重合会导致斜压涡量的沉积. 另一方面, 透射激波和反射激波的汇聚和发散会引起界面的压力扰动, 从而诱导界面的变形. 因此, 在一个单模问题中, 表征激波强度的马赫数、代表界面密度比的阿特伍德数以及界面的初始扰动幅值和波长均对界面RM不稳定性的发展起着非常重要的影响. 在经典RM不稳定性的相关研究中, 大多关注激波与轻/重气气界面相互作用产生的不稳定性增长, 并针对界面扰动幅值的增长率发展了一系列线性和非线性模型, 包括但不限于Richtmyer^[1]最初提出的冲击模型、Zhang和Sohn^[13,14]基于扰动展开方法得到的高阶非线性模型以及近年来Zhang和Guo^[15]针对初始小扰动界面提出的非线性势流模型等. 近期, Liu等人^[16]报告了一种统一的理论模型, 用来预测所有密度条件下界面的增长率和形状曲率. 然而, 这些模型的提出大多建立在经典的轻/重气气界面RM不稳定性之上, 因而均有相应的限制.

近年来, 随着实验技术和计算机科学技术的不断进步, 有关界面RM不稳定性的相关研究不再局限于经典的轻/重气气界面, 出现了类似非均匀扰动激波冲击界面引起的RM不稳定性^[17,18]、重/轻界面RM不稳定性^[19]、不可压液液界面RM不稳定性^[20]以及气液界面RM不稳定性^[21]的相关研究. 在这些研究中, 关于气液界面RM不稳定性的研究尤为稀少. 其中, 根据Brouillette^[9]的综述, 气液界面RM不稳定性研究的一大挑战在于生成定义良好的初始扰动界面. 由于气液界面之间存在天然的大密度比特性, 这对实验技术提出了很高的要求. Shi等人^[21]曾使用矩形激波管对气液界面RM不稳定性引起的湍流混合现象进行了实验研究. 研究得到了气液界面RM不稳定性后期流体混合区域宽度随时间的线性发展关系及激波马赫数对混合宽度的影响. 然而, 由于他们的初始扰动界面是通过人工敲击振动激波管形成的, 因而扰动的幅值和频率缺乏一个规范的定义, 实验得到的混合宽度演化也无法与经典理论模型^[22]进行对比验证.

鉴于实验研究上的困难, 计算机数值模拟已经成为研究气液界面RM不稳定性的一个重要手段. 与气气界面RM不稳定性不同, 气液界面RM不稳定性的数值模拟和实验难度更大, 因而这方面的研究目前还比较空缺. 数值模拟可以轻易实现任意初始扰动界面, 也可以实现高马赫数下激波的冲击(现有实验中激波

马赫数一般不超过1.5). 另外, 在真实的环境中, 气液界面RM不稳定性的发展一般都会伴随着相变. 因此, 本文使用近期发展的一种带相变清晰界面多相流数值模拟方法^[23–26], 首次针对考虑和不考虑相变下的气液界面RM不稳定性的发展进行了数值模拟研究. 根据上述文献调研, 这在目前的公开资料中还未曾见到. 其中, 气液两相界面的捕捉使用level-set方法^[27], 相变过程通过在两相界面处求解一个相变两相黎曼问题^[26]得到. 控制方程使用有限体积法进行离散, 单元面通量采用5阶WENO格式^[28]进行重构, 时间积分使用2阶Runge-Kutta格式^[29]. 文中首先模拟了经典的air/SF₆界面RM不稳定性工况, 并与前人结果进行对比来验证数值方法的准确性. 随后, 借助数值模拟结果分析了不考虑相变和考虑相变(蒸发和冷凝)下气液界面RM不稳定性演化的异同.

2 数值方法

2.1 控制方程

本文模拟气液界面RM不稳定性使用的控制方程为附加表面张力的Navier-Stokes (NS)方程:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F} + \nabla \cdot \mathbf{F}_v = \mathbf{S}, \quad (1)$$

其中,

$$\mathbf{U} = \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho(e + V^2/2) \end{Bmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{F} = \begin{Bmatrix} \rho u & \rho v \\ \rho u^2 + p & \rho uv \\ \rho uv & \rho v^2 + p \\ \rho(e + V^2/2)u + pu & \rho(e + V^2/2)v + pv \end{Bmatrix}, \quad (3)$$

$$\mathbf{F}_v = - \begin{Bmatrix} 0 & 0 \\ \tau_{xx} & \tau_{xy} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} \\ k \frac{\partial T}{\partial x} + u\tau_{xx} + v\tau_{xy} & k \frac{\partial T}{\partial y} + u\tau_{yx} + v\tau_{yy} \end{Bmatrix}, \quad (4)$$

分别代表守恒变量、对流通量和黏性通量, $\mathbf{S}$ 为气液界面的交换通量, 下文会进行详细解释. $\mathbf{V}=(u,v)$ 代表速度矢量, e 为单位质量流体的内能, ρ 和 p 分别代表流体

的密度和压力. τ_{xx} , τ_{xy} , τ_{yx} 和 τ_{yy} 为剪应力张量, $k\frac{\partial T}{\partial x}$ 和 $k\frac{\partial T}{\partial y}$ 分别表示沿 x 和 y 方向的热通量. 该方程假设流体为连续介质, 虽然忽略了其微观层面的动力学, 但是可以描述气液界面的宏观演化过程^[9,10]. 针对气相的 RM 不稳定性数值模拟问题, 许多研究采用微观^[30-32]或介观^[33,34]方法研究了非平衡动力学的影响, 并发现界面增长率的宏观演化过程与采用 NS 方程模拟的结果相吻合^[30,31]. 另外, 考虑到本文研究的 RM 不稳定性中液体的刚性和密度远大于气体, 故在流动模型中忽略气态的非平衡效应对于液体界面演化的影响.

为了封闭 NS 方程, 本文采用刚性气体状态方程^[35,36]来描述流体内能、压力和密度之间的关系, 即

$$\begin{cases} e(p, \rho) = \frac{p + \gamma\pi}{\rho(\gamma - 1)} + q, \\ T(p, \rho) = \frac{p + \pi}{C_v \rho(\gamma - 1)}, \end{cases} \quad (5)$$

其中, p , ρ , e , T , q 和 C_v 分别代表流体的压强、密度、内能、温度、参考内能和定容比热, γ 为绝热系数, π 为流体的预压缩参数. 在本文中, 水蒸气和液态水的物性参数如表 1 所示.

2.2 守恒离散

对控制方程在笛卡尔网格下进行有限体积离散, 应用一阶向前欧拉法可得

$$\begin{aligned} & \alpha_{i,j}^{n+1} \mathbf{U}_{i,j}^{n+1} - \alpha_{i,j}^n \mathbf{U}_{i,j}^n = \frac{\Delta t}{\Delta x \Delta y} \mathbf{X}(\Delta \Gamma_{i,j}) \\ & + \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[A_{i-1/2,j} (\mathbf{F}_{i-1/2,j} + \mathbf{F}_{v,i-1/2,j}) \right. \\ & \quad \left. - A_{i+1/2,j} (\mathbf{F}_{i+1/2,j} + \mathbf{F}_{v,i+1/2,j}) \right] \\ & + \frac{\Delta t}{\Delta y} \left[A_{i,j-1/2} (\mathbf{F}_{i,j-1/2} + \mathbf{F}_{v,i,j-1/2}) \right. \\ & \quad \left. - A_{i,j+1/2} (\mathbf{F}_{i,j+1/2} + \mathbf{F}_{v,i,j+1/2}) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

其中, $\alpha_{i,j} \mathbf{U}_{i,j}$ 代表切割单元中的守恒量, Δt 为时间步长. $\mathbf{F}$ 和 $\mathbf{F}_v$ 分别代表单元面的对流通量和黏性通量, 使用五阶 WENO 格式进行计算. A 为孔隙率, 代表被界面 $\Delta \Gamma_{i,j}$ 切割后的单元面片段. $\mathbf{X}(\Delta \Gamma_{i,j})$ 为两相界面相互作用过程中产生的动量和能量交换项, 下文会进行详细介绍. 在本文的数值模拟中, 使用二阶龙格库塔格式^[29]来进行时间的推进. 根据文献^[37], 时间步长 Δt 根据 CFL 条件来计算:

表 1 水蒸气和液态水的刚性状态方程参数

Table 1 The stiffened-gas equation of state (EOS) parameters for vapor and liquid water

流体类型	γ	π	q	C_v
水蒸气	1.33	0	1.99×10^6	1.399×10^3
液态水	2.35	10^9	-1.167×10^6	1.816×10^6

$$\Delta t = \text{CFL} \cdot \min \left\{ \frac{\Delta x}{\sum |u_i \pm c|_\infty}, \frac{3}{14} \frac{\rho \Delta x^2}{\mu}, \sqrt{\frac{\rho_l + \rho_g}{8\pi\sigma} \Delta x^3} \right\}, \quad (7)$$

上式括号中的三项分别代表考虑最大波速、黏性耗散以及表面张力引起的毛细波所允许的最大时间步长. 其中 c 为声速, μ 和 σ 分别代表黏性和表面张力系数. ρ_l 和 ρ_g 分别为液相和气相的密度. 在本文的所有算例中, CFL 数统一设置为 0.5.

2.3 界面捕捉方法

气液两相界面的捕捉使用 level-set 函数 $\phi(\mathbf{x}, t)$. 这是一个符号距离函数, 代表两相界面到单元中心的距离. Level-set 函数随时间的演化可以根据对流方程得到

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u_\phi n_\Gamma \cdot \nabla \phi = 0, \quad (8)$$

其中, u_ϕ 代表两相界面的运动速度, 可通过在相界面求解相变两相黎曼问题来得到^[26]. 另外, 单元法线方向 $\mathbf{n}_\Gamma$ 可以通过下式来计算:

$$\mathbf{n}_\Gamma = \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|}. \quad (9)$$

2.4 界面相互作用模型

为了在两相界面处确保严格的守恒性和清晰界面特性, 界面相互作用项 $\mathbf{X}(\Delta \Gamma_{i,j})$ 通过在相界面处求解相变两相黎曼问题得到. 通过在相变黎曼问题中考虑相变潜热, 保证了热力学一致性. 该黎曼问题相当于在单相黎曼问题的基础上增加了额外的相变波, 由此组成的四种波系的黎曼问题使用 Long 等人^[26]提出的四波系近似黎曼求解器求解. 与现有方法相比, 其近似黎曼解由四个波系组成, 在这四个波系上严格施加跳跃

条件以确保质量、动量和能量守恒. 其中, 对于接触波、激波和稀疏波, 直接施加标准的跳跃条件, 即Rankine-Hugoniot条件^[10]. 而对于两相界面, 为了确保热力学一致性, 施加考虑相变潜热的跳跃条件^[26]. 不同于精确黎曼求解器中所需复杂的八维寻根过程, Long等人^[26]的新型近似黎曼求解器可将其简化为仅对质量通量的迭代求解, 因而更为高效和鲁棒.

在切割单元中, 界面相互作用项 $\mathbf{X}(\Delta\Gamma_{ij})$ 可以根据下式进行计算:

$$\mathbf{X}(\Delta\Gamma_{ij}) = \mathbf{X}^v(\Delta\Gamma_{ij}) + \mathbf{X}^c(\Delta\Gamma_{ij}) + \mathbf{X}^s(\Delta\Gamma_{ij}) + \mathbf{X}^p(\Delta\Gamma_{ij}). \quad (10)$$

其中, 两相界面的黏性通量项为

$$\mathbf{X}^v(\Delta\Gamma_{ij}) = (0, \tau\Delta\Gamma_{ij}\mathbf{n}_r, \tau\Delta\Gamma_{ij}\mathbf{n}_r \cdot \mathbf{u})^T, \quad (11)$$

而对流项和表面张力项为

$$\begin{aligned} & \mathbf{X}^c(\Delta\Gamma_{ij}) + \mathbf{X}^s(\Delta\Gamma_{ij}) \\ &= (0, \Delta\Gamma_{ij}p_r\mathbf{n}_r, \Delta\Gamma_{ij}p_r\mathbf{n}_r \cdot \mathbf{u})^T. \end{aligned} \quad (12)$$

根据Long等人^[26]的论文, 相变导致的界面通量可以表示为

$$\mathbf{X}^p(\Delta\Gamma_{ij}) = \pm(j\Delta\Gamma_{ij}, j\Delta\Gamma_{ij}\mathbf{n}_r \cdot \mathbf{u}_r, j\Delta\Gamma_{ij}(e_r + \frac{1}{2}|\mathbf{u}_r|^2)), \quad (13)$$

其中, +和-分别应用于蒸汽相和液相的求解中. j 为相界面的质量通量项, 需要调用额外的相变模型求解. 本文使用Hertz-Knudsen关系式^[38]进行质量通量的计算, 即

$$j = \sqrt{\frac{1}{2\pi R}} (\lambda_e \frac{p_{sat}}{\sqrt{T_l}} - \lambda_c \frac{p_v}{\sqrt{T_v}}), \quad (14)$$

其中, p_v 为蒸汽相的压强. T_l 和 T_v 分别代表液相和蒸汽相的温度, λ_e 和 λ_c 分别为蒸发系数和冷凝系数. 另外, p_{sat} 为饱和压强, 根据Clausius-Clapeyron关系式^[36]进行计算:

$$p_{sat}(T) = p_{ref} \exp\left[\frac{L_v}{R_v} \left(\frac{1}{T_{ref}} - \frac{1}{T}\right)\right]. \quad (15)$$

p_{ref} 和 T_{ref} 为参考状态的饱和压力和温度, 分别被设置为临界点的压力和温度, 即 $p_{crit}=22.064$ MPa和 $T_{crit}=647.096$ K. L_v 和 R_v 分别代表蒸汽相的比热比和气体常数.

2.5 自适应网格加密方法

气液界面RM不稳定性的数值模拟需要使用高分辨率网格精确捕捉两相界面和波系结构的演化. 为了节省计算量, 提高计算效率, 本文采用一种基于块结构的多分辨率网格自适应加密方法^[24]. 如图1所示, 整个计算域被分为一系列的的正方形块, 气液界面以及激波区域会进行自适应加密.

3 结果与讨论

3.1 数值方法和网格收敛性验证

由于气液界面RM不稳定性缺乏相应的实验和数值模拟研究, 本文首先通过模拟air/SF₆界面RM不稳定性来验证数值方法的可行性. 其中, 根据Holmes等人^[39]的研究, 激波马赫数为1.2. 界面的初始扰动幅值和波长分别为2.4和37.5 mm. 其中, 激波的初始位置为 $x = 31$ mm, 环境大气压为0.8 bar(1 bar=10⁵ Pa), 对应空气和SF₆的初始密度分别为0.95和4.85 g/L. 计算域如图1所示, 左右边界分别为入流和出流边界, 上下边界均为周期边界. 首先, 我们对该算例进行了网格收敛性研究, 分别采用四种不同分辨率下的自适应网格对air/SF₆界面不稳定性进行数值模拟. 如图2(a)所示, 四种分辨率下的level 4, level 5, level 6和level 7分别对应最大有效分辨率512×1024, 1024×2048, 2048×4096和4096×8192. 其中, level后的数字表示自适应网格的最大加密层数. 如2(a)所示, 随着分辨率的提高, 界面扰动幅值的增长率曲线是逐渐收敛的.

图2(b)和(c)分别给出了界面扰动幅值增长率和增长曲线的数值模拟结果和实验结果、理论模型及前人

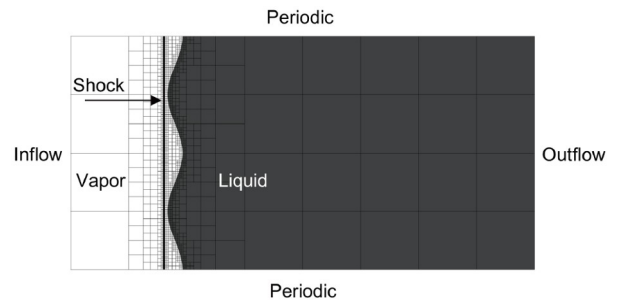


图1 气液界面RM不稳定性初始条件和计算域示意图

Figure 1 Schematic of the initial conditions and computational domain for vapor-liquid interface RM instability.

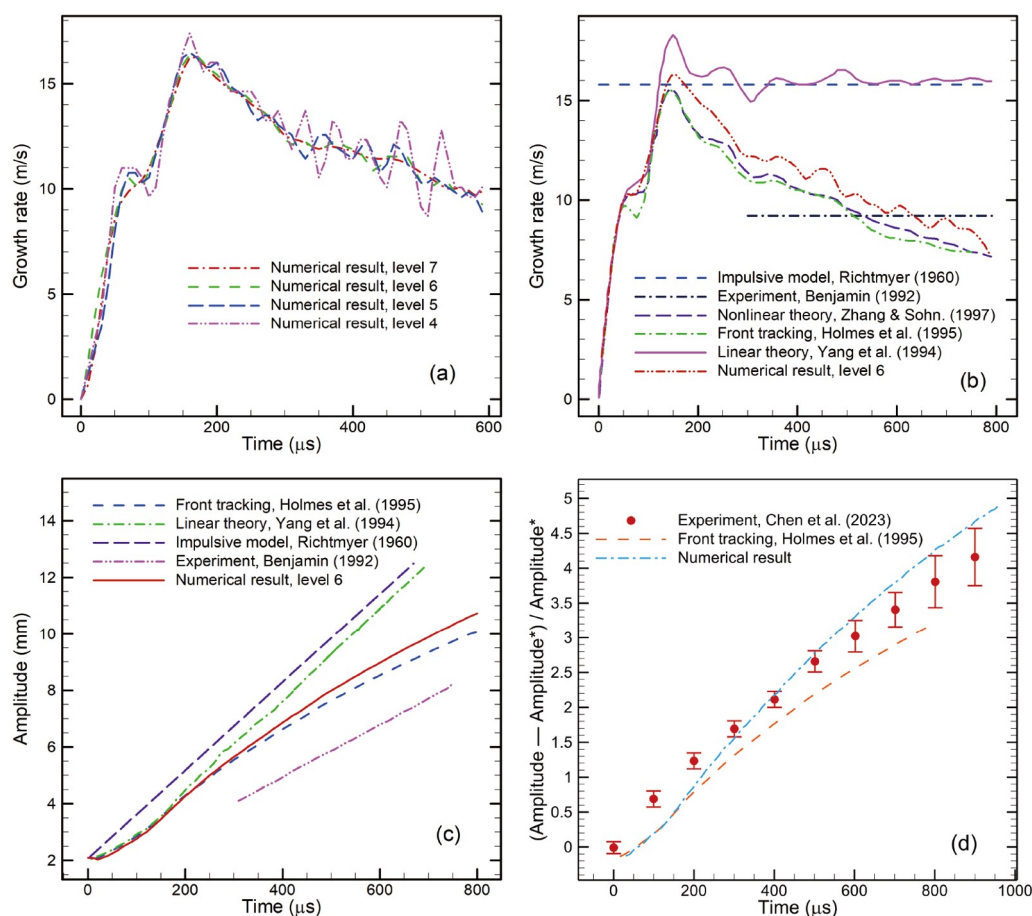


图 2 (网络版彩图) 气体air/SF₆界面RM不稳定性的验证: (a) 网格收敛性验证; (b) 界面扰动幅值增长率的数值模拟结果和实验结果、理论模型及前人数值模拟结果的对比; (c) 界面扰动幅值的数值模拟结果和实验结果、理论模型及前人数值模拟结果的对比; (d) 界面扰动幅值的数值模拟结果和近期实验结果的对比

Figure 2 (Color online) Validation of RM instability at the air/SF₆ interface: (a) Verification of grid convergence; (b) comparison of the numerical simulation results for the growth rate of perturbation amplitude with experimental results, theoretical models, and previous numerical simulations; (c) comparison of the numerical simulation results for the growth of perturbation amplitude with experimental results, theoretical models, and previous numerical simulations; (d) comparison of the numerical simulation results for the growth of perturbation amplitude with recent experimental results.

数值模拟结果的对比^[9]。其中, Front tracking表示Holmes等人^[39]使用界面追踪方法得到的模拟结果, 而Numerical result则指代本文的数值模拟结果。可以看出, 本文的模拟结果和Holmes等人^[39]的结果总体上一致, 但和实验结果有一些较小的偏差。由于该实验拍摄和测量条件的限制, 其数据可能存在较大误差。因此, 我们又参考了Chen等人^[40]的研究, 该工况下的激波马赫数为1.24, 初始扰动波长为40 mm, 扰动幅值和波数的乘积为0.285, 环境压力和温度分别为101.3 kPa和295 K。如图2(d)所示, 实验和数值模拟在总体上相吻合。其中, Amplitude和Amplitude*分别代表随时间变化的扰动幅值和其初始扰动幅值。考虑到数值模拟的

初始条件是通过测量实验中入射激波、透射激波以及界面速度, 并结合Rankine-Hugoniot条件^[10]估算而来, 因而很难保证和实验条件完全相同^[41]。最后, 该工况下实验和数值模拟过程中的界面和波系演化在图3中进行了对比, 可以发现数值模拟能够捕捉到界面RM不稳定性发展过程中的主要特征, 包括尖钉、气泡以及后期涡旋结构的形成。

接下来, 通过模拟激波和液柱的相互作用问题验证本文数值方法和程序对于模拟气液界面的准确性。参考Sembian等人^[42]的实验设置, 水柱直径设置为22 mm, 激波马赫数为2.4。如图4所示, 数值纹影图和实验可视化结果的一致性表明, 目前的程序能够精确

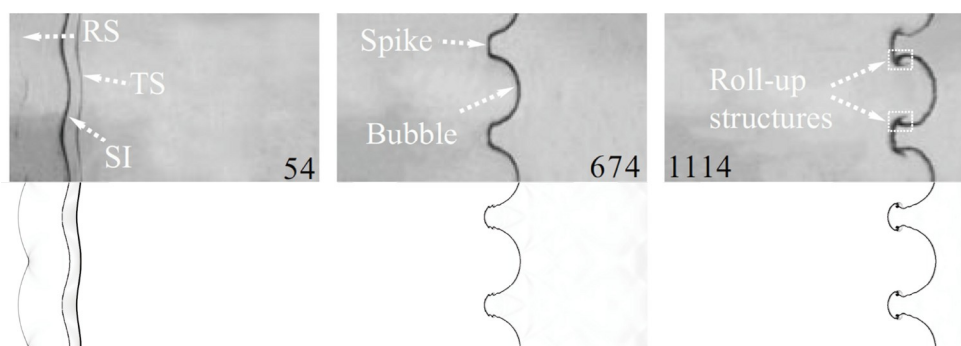


图 3 Air-SF₆界面RM不稳定性数值纹影图(下)和实验可视化结果(上)对比, 经剑桥大学出版社授权转载自文献[40]中的图3(e)

Figure 3 Comparison of numerical schlieren images (lower) and experimental visualization results (upper) of RM instability at the air-SF₆ interface. Reprinted from Ref. [40] (Figure 3(e)) with permission from Cambridge University Press.

捕捉激波和水柱相互作用中的波系结构. 另外, 为验证本文方法对于水柱在激波冲击后的界面位移演化的预测准确性, 参考Igra等人^[43]的实验配置进行了数值模拟, 其中水柱直径为4.8 mm, 激波马赫数为1.47. 如图5所示(Δx^* 和 t^* 分别代表归一化位移和无量纲时间^[44]), 本文结果和Igra等人^[43]的实验、Meng和Colonius^[44]以及Kaiser等人^[37]的数值模拟结果均相吻合, 这表明本文使用的数值方法和程序具有定量预测气液界面演化的能力.

3.2 相变对气液界面RM不稳定性的影响

由于气液界面RM不稳定的发展相对比较缓慢, 为了观察到更加清晰和剧烈的界面演化过程, 本文采用3种不同强度的激波($Ma = 2$, $Ma = 3$, $Ma = 5$)来研究气液界面RM不稳定性的发展. 其中, 计算域和激波的初始位置与上文算例相同, 气相和液相分别为水蒸气和液态水, 其初始条件及波前波后参数如表2所示. 首先, 以 $Ma = 3$ 为例, 本章节针对不考虑相变时的气液界面RM不稳定性算例进行了网格收敛性验证. 如图6所示, 随着网格分辨率的提高, 气液界面的演化是逐渐收敛的. 由于5层自适应网格足以捕捉到相对精细的界面演化细节, 为了节省计算量, 下文均采用level 5的网格进行模拟.

由于气液界面密度比巨大, 其界面RM不稳定性发展过程中形成的尖钉和气泡结构形态与air/SF₆界面有很大的区别. 从图6中我们发现, 气液界面的波峰位置会产生凹陷, 从而分裂为两个尖钉结构. 其中, 以 $Ma =$

3的情况为例, 本文特别给出了较大初始扰动下(初始扰动幅值为0.48 cm)界面初期的数值纹影图. 在较大的初始扰动下, 能够更加清晰地观察到双尖钉结构的形成. 如图7(a)所示, 入射激波(Incident shock)在向下游运动的过程中首先和界面的波峰位置发生相互作用. 由于气体的声阻抗小于液体, 气液界面的波峰位置会产生向上游传播的反射激波(Reflected shock)和向下游传播的透射激波(Transmitted shock). 其中, 反射激波沿着界面的法线方向运动. 值得注意的是, 图7(a)-(c)的透射激波在一般情况下并不是平激波, 虽然液体中的声速大于气体中的值, 但由于这里的入射激波马赫数较高($Ma = 3$), 而透射激波马赫数远小于入射激波, 导致气体中激波的运动速度恰好和液体中激波的值近似相等, 因此透射激波表现为平激波.

随着反射激波不断向上游运动, 两个波峰的反射激波在波谷位置发生聚焦(Shock focusing), 形成二次激波结构, 如图7(c)-(e)所示. 随着二次激波系统不断向上游发展, 最后在界面的波峰位置发生二次聚焦(Second focusing), 形成了一对方向相反的射流(Jet). 其中, 向下游传播的射流和界面的波峰位置发生相互作用(见图7(i)), 最终导致界面的波峰位置分裂为两个对称的尖钉结构, 如图8(b)所示.

接下来, 主要以 $Ma = 3$ 的情况为例, 分析相变对气液界面RM不稳定性产生的影响. 在真实的物理条件下, 气液界面RM不稳定性的发生往往同时伴随着蒸发和冷凝. 因此, 我们首先孤立研究了蒸发和冷凝对气液界面RM不稳定性产生的影响. 在这一部分, 假设

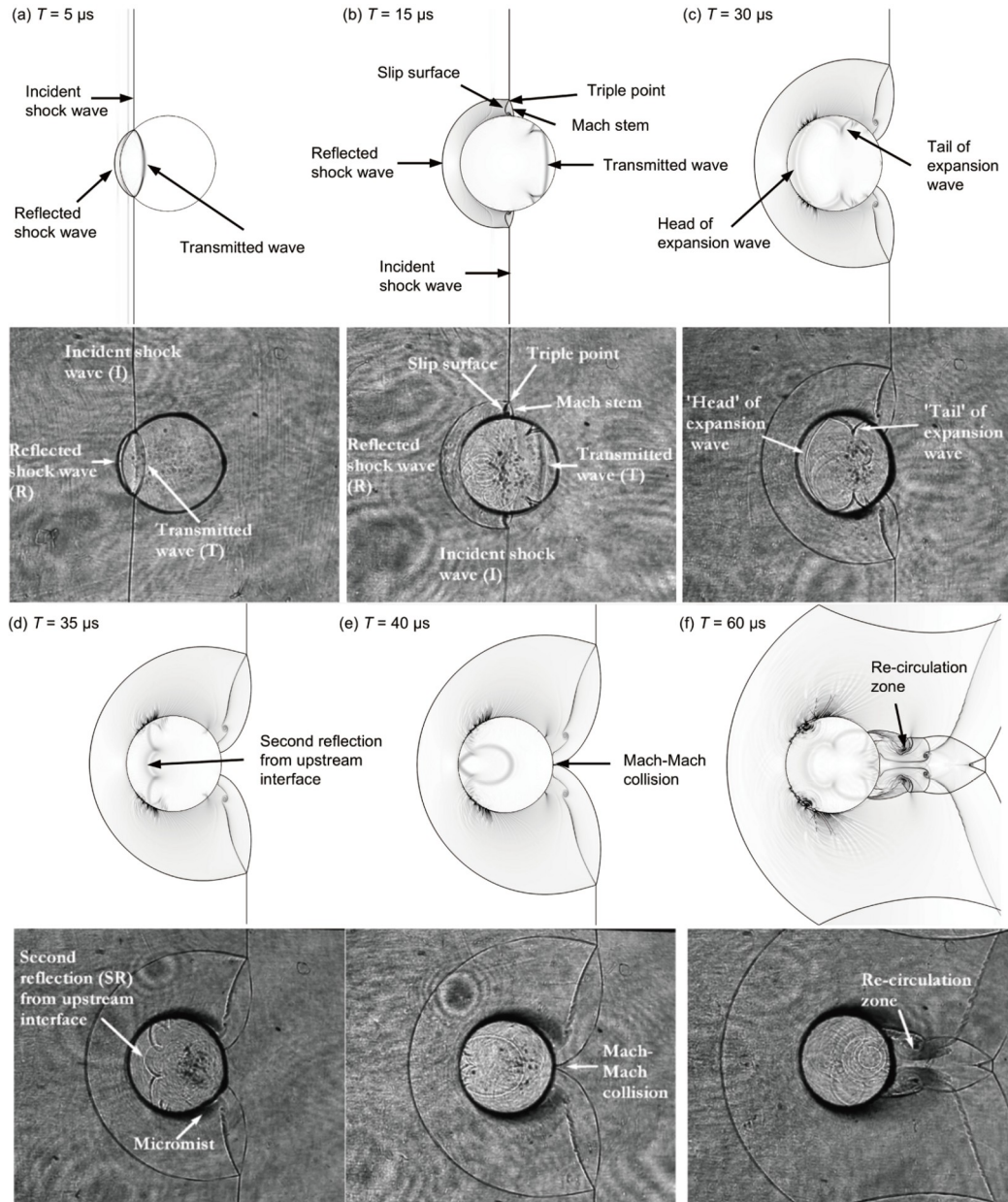


图 4 平面激波与水柱相互作用数值纹影图(上图)与实验可视化结果(下图)的对比, 经美国物理联合会出版社授权转载自文献[42]中的图6和7. (a) 5 μ s, (b) 15 μ s, (c) 30 μ s, (d) 35 μ s, (e) 40 μ s, (f) 60 μ s

Figure 4 Comparison between numerical schlieren images (top) and experimental visualizations (bottom) of the interaction of a planar shock wave with a water column. Reprinted from Ref. [42] (Figures 6 and 7) with permission from AIP Publishing. (a) 5 μ s, (b) 15 μ s, (c) 30 μ s, (d) 35 μ s, (e) 40 μ s, (f) 60 μ s.

气液界面由于相变产生的质量通量为一个常数. 当质量通量为正时, 气液界面处于蒸发状态, 反之则处于冷凝状态. 因此, 我们假设无相变、蒸发和冷凝工况下界面的质量通量 j 分别为0, +50和-50. 除此之外, 三

种工况下的其余初始条件均一致. 在此假设的前提下, 分别模拟了不考虑相变、界面蒸发以及冷凝三种状态下气液界面RM不稳定性的发展, 在此基础上分析蒸发和冷凝对界面不稳定性产生的影响.

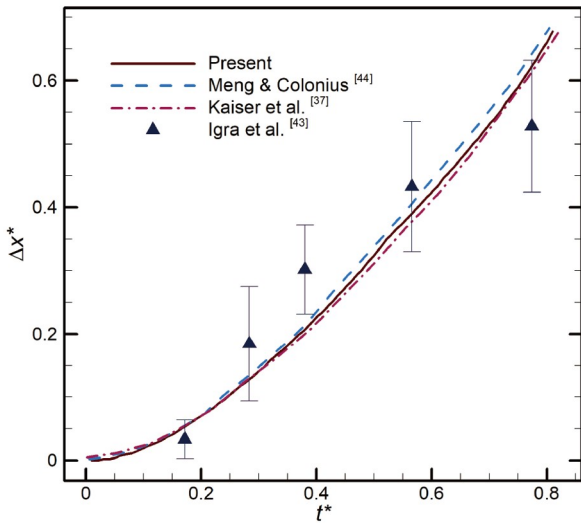


图 5 (网络版彩图)归一化的液柱上游界面驻点位移模拟结果与Igra等人^[43]的实验数据、Meng和Colonius^[44]以及Kaiser等人^[37]的数值模拟数据之间的对比

Figure 5 (Color online) Comparison of the normalized upstream interface stagnation point drift between the present results and previous findings (experimental data by Igra et al. [43] and numerical data by Meng and Colonius [44], and Kaiser et al. [37]).

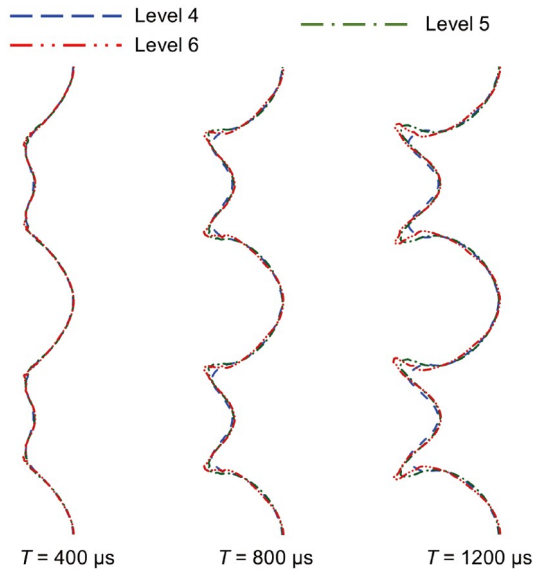


图 6 (网络版彩图)气液界面RM不稳定性网格收敛性验证 (Ma = 3)

Figure 6 (Color online) Verification of grid convergence for vapor-liquid interface RM instability (Ma = 3).

三种工况下流场的数值纹影图如图8所示,从数值纹影图中我们可以观察到流场的密度梯度分布. 其中,

表 2 液态水和水蒸气的激波前后初始条件

Table 2 The initial conditions for water liquid, as well as pre-shock and post-shock water vapor

流体类型	ρ (kg/m ³)	p (Pa)	u (m/s)	T (K)
液态水	1093.67	1.0×10^5	0	373
波前水蒸气	0.57	1.0×10^5	0	380
Ma=2波后水蒸气	1.6	4.4249×10^5	621.94	598.98
Ma=3波后水蒸气	2.4	10.133×10^5	1105.7	912.62
Ma=5波后水蒸气	3.24	28.399×10^5	1989.89	1898.96

气液界面的位置使用红色虚线标注以和周围蒸发、冷凝产生的密度梯度界面相区分. 如图8(a)所示,蒸发作用在气液界面的左侧形成了一个密度梯度较大的区域,这在一定程度上阻挡了来自上游射流对气液界面的冲击. 处于蒸发状态的相变波从界面处向蒸汽相方向传播,这与入射激波的方向相反,从而削弱了入射激波的作用. 因此,处于蒸发状态下的界面不稳定性得到抑制,在后期表现为双尖钉结构的生长变慢. 当气液界面发生冷凝时,如图8(c)所示,冷凝状态下存在从气液界面处向液相传播的相变波,在气液界面的右侧形成了一个密度梯度较大的区域. 因为相变波和激波的运动方向相同,冷凝状态下界面的不稳定性得到增强,表现为界面处的锯齿状结构增多,双尖钉结构的生长变快以及在后期快速发生破碎.

接下来本文从涡量输运的角度去分析界面的蒸发和冷凝效应对不稳定性产生的影响. 可压缩流动的涡量输运方程如下:

$$\frac{D\omega}{Dt} = (\omega \cdot \nabla)U - \omega(\nabla \cdot U) + \frac{1}{\rho^2}(\nabla p \times \nabla \rho) + \nu \nabla^2 \omega, \quad (16)$$

其中, $(\omega \cdot \nabla)U$ 为涡量拉伸项,只在三维湍流混合问题中需要进行讨论. 第二项 $\omega(\nabla \cdot U)$ 代表涡量膨胀项,在高度可压缩性流体的情况下很重要. 由于所考虑的流体物理黏度较低,最后一项也可以忽略不计. 因此,在界面不稳定发展的初始时刻,由于 $\omega=0$,密度梯度和压力梯度方向不一致产生涡量斜压项是导致界面不稳定性产生的主要原因.

图9给出了三种工况下界面不稳定性发展前期的涡量云图. 在 $t=0$ 时刻,涡量斜压项可通过界面压力梯度和密度梯度的叉乘得到. 涡量斜压项在界面上半部分的方向向内,即为负方向,而在下半部分沿纸面向

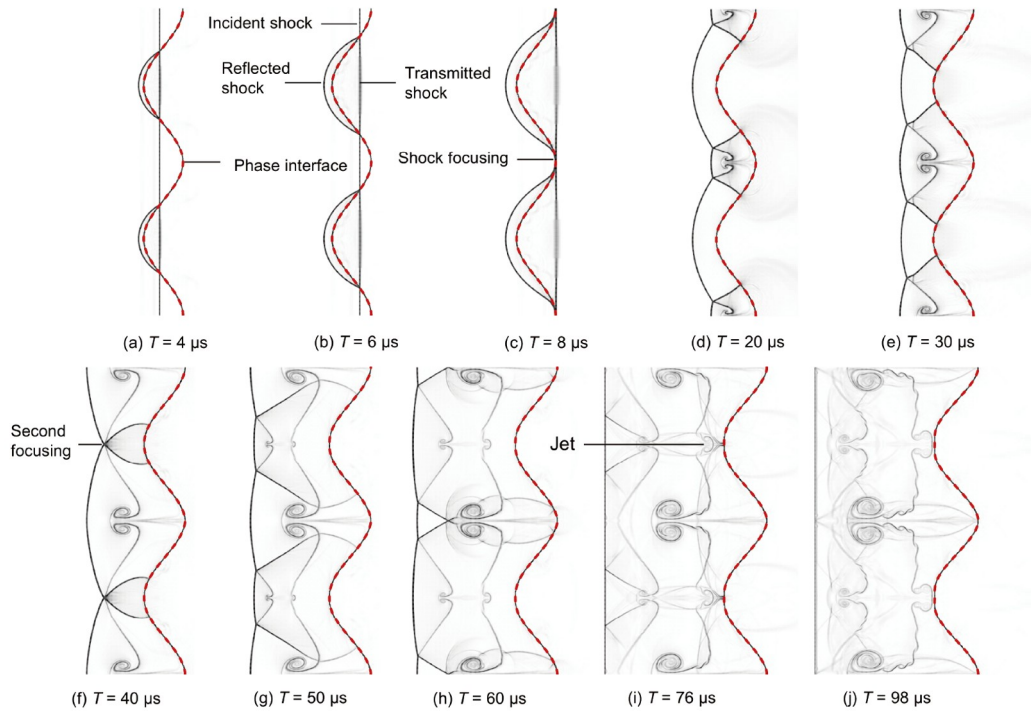


图 7 (网络版彩图)不考虑相变时气液界面RM不稳定性的早期数值纹影图($Ma = 3$). (a) $4 \mu s$, (b) $6 \mu s$, (c) $8 \mu s$, (d) $20 \mu s$, (e) $30 \mu s$, (f) $40 \mu s$, (g) $50 \mu s$, (h) $60 \mu s$, (i) $76 \mu s$, (j) $98 \mu s$

Figure 7 (Color online) Numerical schlieren images of RM instability at the vapor-liquid interface without phase change in early stage ($Ma = 3$). (a) $4 \mu s$, (b) $6 \mu s$, (c) $8 \mu s$, (d) $20 \mu s$, (e) $30 \mu s$, (f) $40 \mu s$, (g) $50 \mu s$, (h) $60 \mu s$, (i) $76 \mu s$, (j) $98 \mu s$.

外, 为正方向, 如图9(b)所示. 接下来以下半部分的界面为例进行详细分析. 在界面不稳定性发展的过程中, 除了初始时刻形成的涡量斜压项之外, 由于反射激波聚焦形成的射流冲击会对界面不稳定的发展起着重要作用, 而蒸发和冷凝作用在界面处诱导的涡量也会进一步影响界面的不稳定性. 从图9(b)中我们发现, 射流产生的涡量 ω_j^- 为负, 这与蒸发效应导致的涡量 ω_e^+ 方向正好相反. 因此, 蒸发作用在一定程度上中和了来自上游射流的冲击, 从而抑制了界面的不稳定性发展. 与之相反, 冷凝效应诱导的涡量 ω_c^- 为负, 这与射流产生的涡量方向相同, 因此使得界面的不稳定性得到增强. 为了说明蒸发和冷凝效应对界面不稳定性产生影响的普适性, 图10展示了三种不同马赫数下无相变、蒸发和冷凝三种工况下两相界面演化的对比图. 从中我们发现, 无论是否考虑相变, 扰动界面的演化具有相似的形态. 在反射激波聚焦形成的射流冲击下, 界面不稳定性的发展初期均会形成一个对称的双尖钉结构, 随后界面进入线性发展阶段. 随着扰动振幅的增大, 界

面进入非线性发展阶段, 双尖钉结构的对称性也受到破坏. 其中, 蒸发效应抑制了双尖钉结构的进一步发展, 冷凝效应促进了双尖钉结构的发展、变形和破碎. 而这一结论在三种不同强度的激波下具有普适性.

最后, 本文分析了三种马赫数下有无相变时界面扰动的增长规律. 如图11所示, 无论是否考虑相变, 扰动界面在前期的增长是近似线性的. 我们将数值模拟得到的界面扰动幅值增长曲线和Richtmyer提出的冲击模型(Impulsive model)^[1]进行了对比. Richtmyer的冲击模型将激波的冲击近似为一个脉冲函数, 其表达式如下:

$$\dot{\eta}_{imp} = k[u]A\eta_0, \quad (17)$$

其中, $\dot{\eta}_{imp}$ 代表界面扰动的线性增长率, k 为初始界面的扰动波数, 即 $k=2\pi/\lambda$. λ 为波长, 在本文中为 37.5 mm . $[u]$ 为激波冲击产生的界面阶跃速度, 这里取入射激波完全穿过界面波谷位置在波谷处的速度. 我们发现, 三种马赫数下无相变和蒸发工况下的界面阶跃速度基本相等, 而冷凝工况下界面的阶跃速度要明显大一些. 因

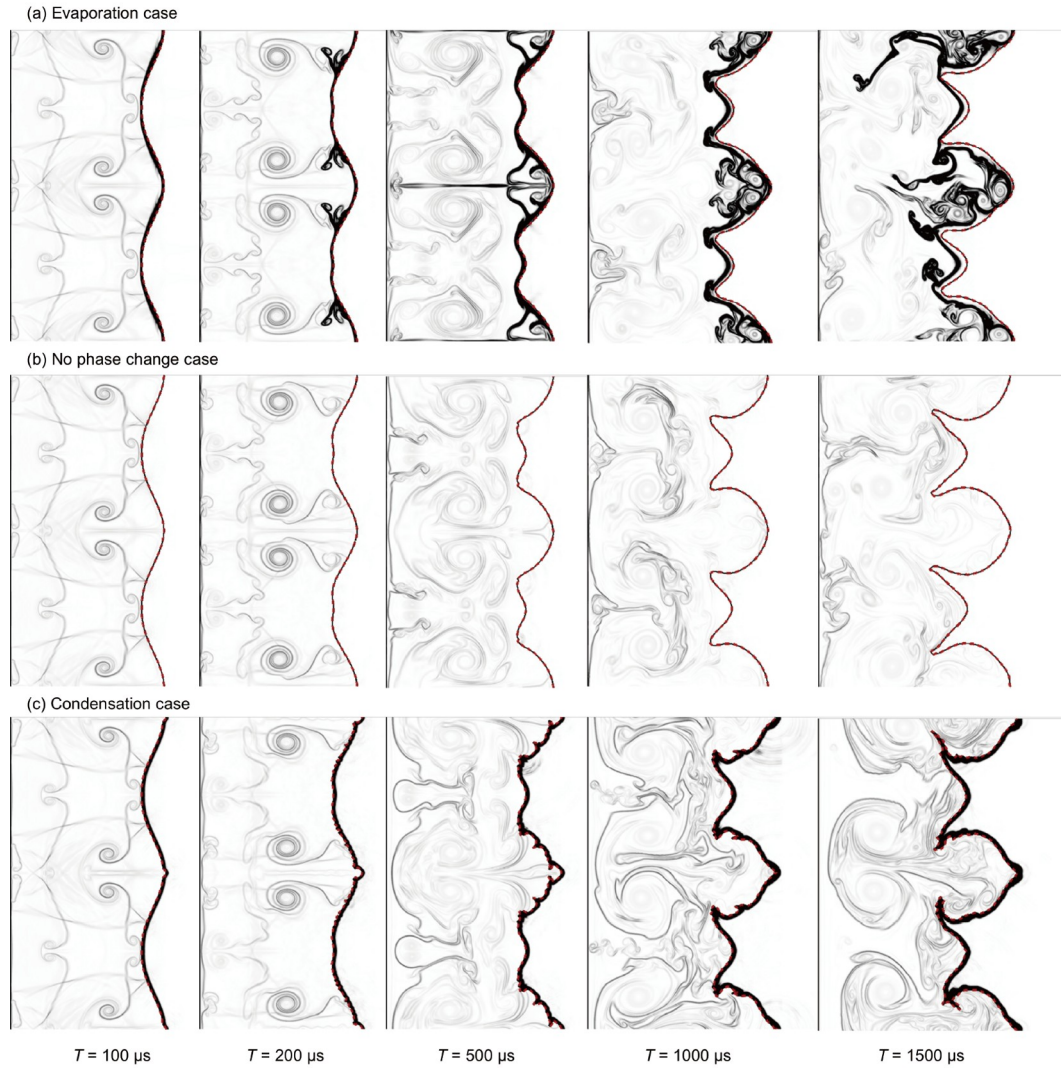


图 8 (网络版彩图)有无相变(蒸发, 冷凝)时气液界面RM不稳定性的数值纹影图($Ma = 3$). (a) 蒸发工况; (b) 无相变工况; (c) 冷凝工况

Figure 8 (Color online) Numerical schlieren images of RM instability at the vapor-liquid interface without and with phase change (evaporation, condensation, $Ma = 3$). (a) Evaporation case; (b) no phase change case; (c) condensation case.

此, 冷凝工况与无相变和蒸发工况对应的冲击模型曲线斜率也有所不同. 其中, $Ma = 2$, $Ma = 3$ 和 $Ma = 5$ 冷凝工况下界面幅值的初始增长速度相比无相变工况分别提升了166.7%, 85.7%和33.2%. 这表明, 冷凝效应在低马赫数工况下对界面不稳定性产生影响的权重会更大一些. 另外, A 为阿特伍德数, 可根据气液两相的密度计算得到, 即 $A = (\rho_l - \rho_v) / (\rho_l + \rho_v)$. η_0 为初始扰动幅值, 在该算例下为2.4 mm. 如图11所示, 无相变和蒸发工况下, 冲击模型能够较好地预测扰动界面前期(比如

$Ma = 2$ 时 $t < 1500 \mu s$)的幅值增长. 由于冲击模型仅仅是根据激波冲击扰动界面初期的阶跃速度进行预测的, 因此界面中后期的幅值增长和冲击模型有较大的误差. 与无相变和蒸发工况相比, 冷凝工况下界面扰动的增长率在初期有大幅度增加, 这在低马赫数的工况下表现得尤为明显, 这也导致了冲击模型对该工况的预测能力较差. 结合图10可以看出, 冷凝工况下界面扰动增长率的大幅度增加主要来源于波谷位置界面不稳定性的发展. 而和无相变的工况相比, 蒸发工况下

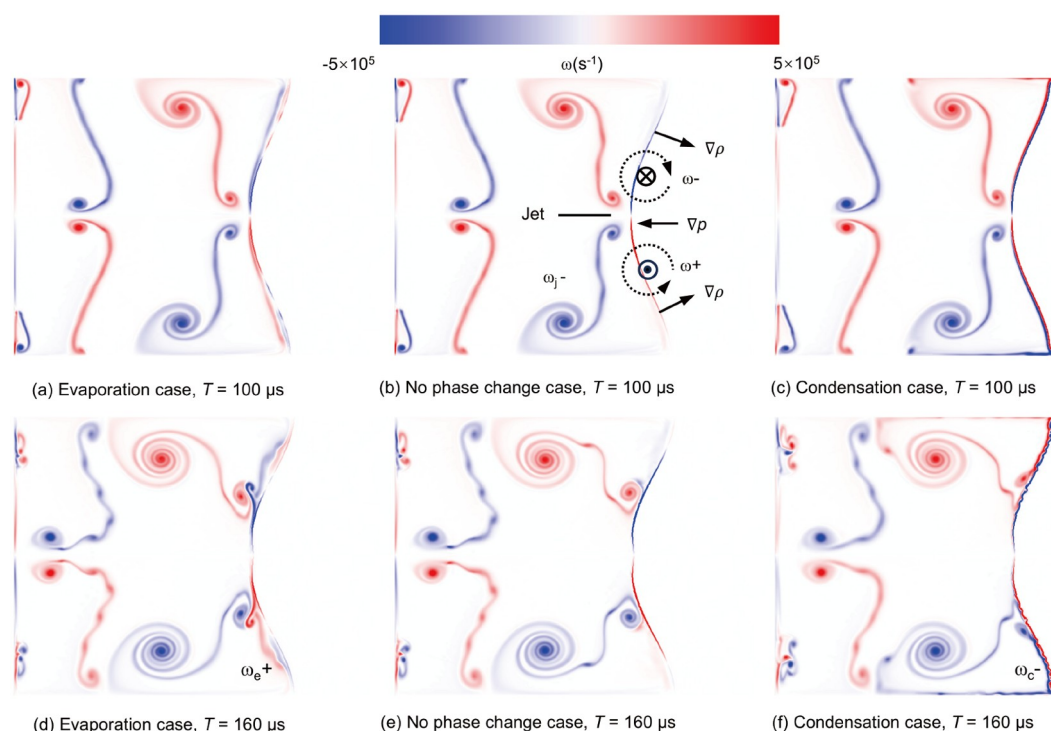


图 9 (网络版彩图)有无相变(蒸发, 冷凝)时气液界面RM不稳定性的涡量云图($Ma = 3$). (a) 蒸发工况($100 \mu s$); (b) 无相变工况($100 \mu s$); (c) 冷凝工况($100 \mu s$); (d) 蒸发工况($160 \mu s$); (e) 无相变工况($160 \mu s$); (f) 冷凝工况($160 \mu s$)

Figure 9 (Color online) Vorticity contour of RM instability at the vapor-liquid interface without and with phase change (evaporation, condensation, $Ma = 3$). (a) Evaporation case at $100 \mu s$; (b) no phase change case at $100 \mu s$; (c) condensation case at $100 \mu s$; (d) evaporation case at $160 \mu s$; (e) no phase change case at $160 \mu s$; (f) condensation case at $160 \mu s$.

界面扰动幅值的增长率在中后期则有所降低, 这主要源于波峰尖钉的增长受到抑制. 由于本文的研究工作主要针对气液界面RM不稳定性的前期线性阶段, Richtmyer的冲击模型能够较好地描述扰动界面的增长, 而后期的非线性阶段还需要更加深入地研究.

在以上研究的基础上, 我们进一步分析了真实物理条件下相变效应对气液界面RM不稳定性的影响. 在真实物理条件下, 两相界面发生相变时的质量通量根据Hertz-Knudsen关系式^[38](公式(14))计算得到. 由于激波的冲击会影响界面两侧的压力和温度分布, 真实物理条件下的相界面质量通量并非是一个常数, 而且蒸发和冷凝一般是同时发生的. 因此, 为了分析蒸发和冷凝的影响, 我们分别选择了两个蒸发主导的工况和两个冷凝主导的工况, 与不考虑相变下的工况进行对比分析, 所有工况下的初始条件如表3所示.

在以上四种工况中, 强冷凝和弱冷凝工况下的主要不同点在于液相的初始温度. 根据公式(14), 在其他条件相同的情况下, 液相的温度越低, 质量通量则越

小. 在质量通量为负的情况下, 相界面的冷凝效应也越强. 弱蒸发和强蒸发工况的不同之处则主要在于气相的初始温度. 当激波强度一定时, 主要取决于波前气相温度. 由于气相存在激波, 波前和波后的参数需要满足Rankine-Hugoniot条件^[10]. 因此, 气相初始温度的变化也会引起其他参数的变化. 另外, 无相变工况下对应的初始条件与弱冷凝工况保持一致, 仅在模拟中没有启用相变模型, 即两相界面由于相变产生的质量通量为零. 在以下的分析中, 为了方便起见, 我们使用 323, 373, 430和480 K分别代表真实物理条件下的强冷凝工况、弱冷凝工况、弱蒸发工况和强蒸发工况. 值得注意的是, 这里所说的冷凝和蒸发仅仅指两相界面的大部分位置以及大部分时间内处于冷凝或蒸发状态. 正如前文所说的, 由于激波会改变相界面两侧的局部压力和温度分布, 真实物理条件下的冷凝和蒸发一般会同时存在, 且随着时间的演化其比重也会不断发生变化.

以上五种工况下两相界面的RM不稳定性演化过

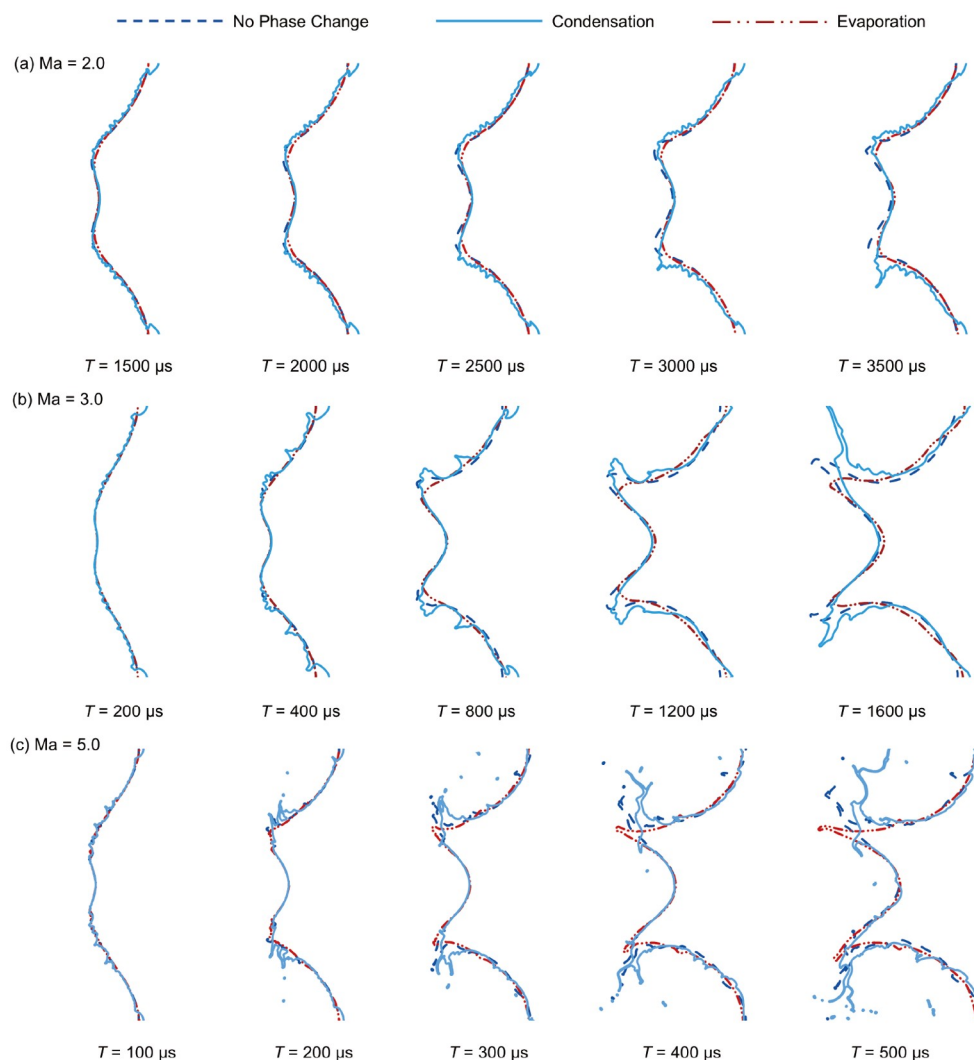


图 10 (网络版彩图)三种马赫数下有无相变(蒸发, 冷凝)时气液界面RM不稳定性的界面演化. (a) $Ma = 2.0$; (b) $Ma = 3.0$; (c) $Ma = 5.0$

Figure 10 (Color online) Interface evolution of RM instability at the vapor-liquid interface under three Mach numbers with and without phase change (evaporation and condensation). (a) $Ma = 2.0$; (b) $Ma = 3.0$; (c) $Ma = 5.0$.

程如图12所示. 其中, 所有工况下气液界面RM不稳定性的演化过程中均会形成类似的双尖钉结构, 这也是区分于气气界面RM不稳定性最重要的一点. 相变对界面RM不稳定性产生的影响主要体现在双尖钉结构的局部变形差异上. 和上文中假设的具有恒定质量通量的蒸发和冷凝工况得到的结论相似, 在真实物理条件下, 蒸发主导的气液界面RM不稳定性的发展受到一定程度的抑制. 随着水蒸气温度的升高, 蒸发作用的增强进一步抑制了界面RM不稳定性的增长, 具体表现为双尖钉结构的幅值增长变缓, 且其向两侧生长

的速度减小. 而冷凝主导的气液界面RM不稳定性从一开始就出现了显著增强, 出现了局部的不稳定波. 随着液相温度的降低, 冷凝效应的增强使得局部不稳定波的生长速度加快, 见图12(a). 五种工况下界面扰动幅值的增长曲线如图11(d)所示, 其表现出的规律和前文得出的结论相似, 即在蒸发效应的主导下界面幅值增长速度减小, 而在冷凝效应的主导下界面幅值增长速度变大. 值得注意的是, 在液相323 K的强冷凝算例中, 界面扰动幅值在后期出现了大幅度增加, 这主要是液膜从双尖钉结构脱落导致的.

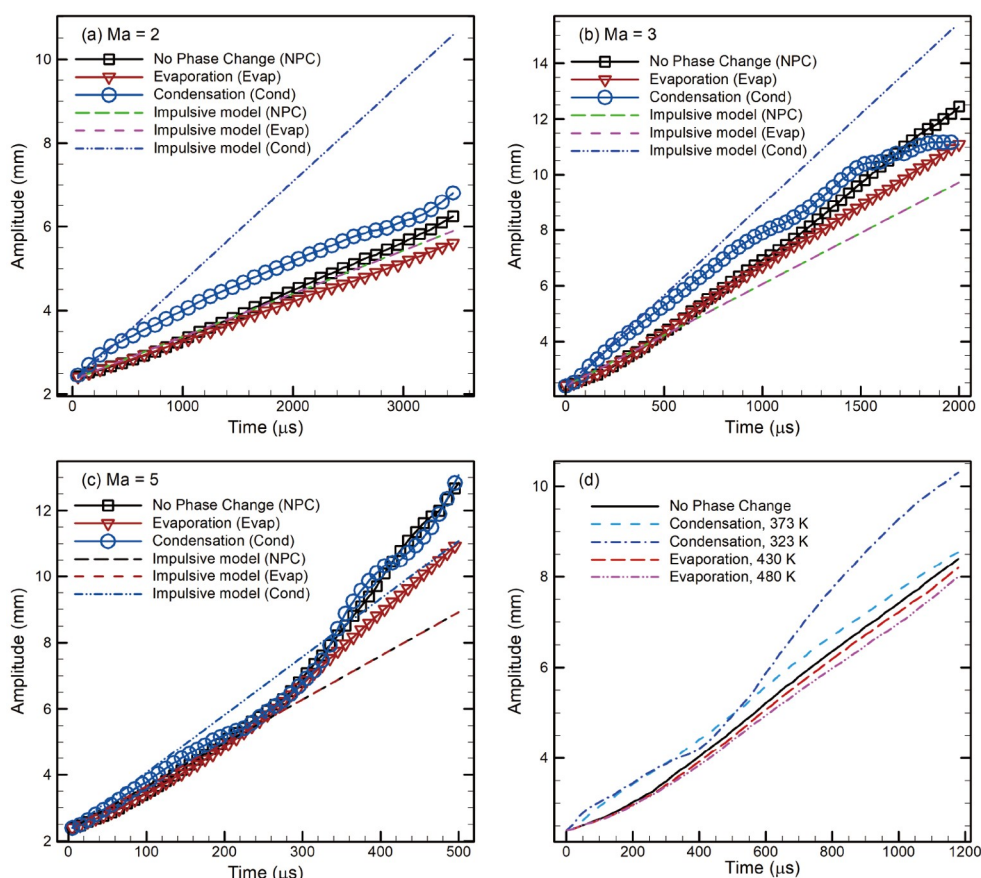


图 11 (网络版彩图) (a), (b), (c) 三种马赫数下有无相变(蒸发, 冷凝)时界面扰动幅值对比; (d) 真实物理条件下蒸发、冷凝和无相变工况下扰动幅值随时间的演化

Figure 11 (Color online) (a), (b), (c) Comparison of the growth of perturbation amplitude for three different Mach numbers with and without phase change (evaporation, condensation); (d) temporal variations of perturbation amplitude under real physical conditions with evaporation, condensation, and no phase change.

最后, 由于真实物理条件下发生相变时界面的质量通量分布在时间和空间上是不均匀的. 因此, 我们分析了相变导致的界面质量通量的分布和演化. 图13给出了真实物理条件下蒸发和冷凝四种工况下的界面质量通量分布图. 其中, 激波冲击界面前期的蒸发和冷凝效应均较强, 主要原因是激波的冲击导致两相界面处的压力和温度发生突变, 从而导致较强的相变效应. 在蒸发工况的前期, 如图13(a)和(b)所示, 首先受到激波冲击的波峰位置的蒸发效应比波谷处更强. 另外, 从不同温度下界面质量通量的分布图中也可以发现, 提高气相温度以及降低液相温度分别对相界面的蒸发和冷凝效应具有促进作用. 当然, 由于本文所使用的相变模型的模型系数目前还缺乏相应的实验校正, 文中主要对相变影响进行了一些定性分析. 关于真实物理条

件下相变对气液界面RM不稳定性的定量影响还需要一些实验数据, 需要对模型系数进行校正之后再深入研究.

4 结论

本文采用数值模拟的方法研究了有无相变情况下激波冲击气液界面的RM不稳定性发展过程, 精确捕捉到了激波冲击下产生的波系结构演化和界面变形过程. 文中重点分析了气液界面RM不稳定性发展过程中双尖钉结构的形成, 以及无相变、蒸发和冷凝三种情况下界面不稳定性的发展异同, 最后将数值模拟得到的界面扰动幅值增长率和已有的模型进行了比较, 得出以下结论:

表 3 真实物理工况下液态水以及水蒸气的激波前后初始条件

Table 3 The initial conditions for liquid water, as well as pre-shock and post-shock water vapor, under real physical conditions

流体类型	ρ (kg/m ³)	p (Pa)	u (m/s)	T (K)
弱冷凝液态水	1093.67	1.0×10^5	0	373
弱冷凝波前水蒸气	0.57	1.0×10^5	0	380
弱冷凝波后水蒸气	2.4	10.133×10^5	1105.7	912.62
强冷凝液态水	1260	1.0×10^5	0	323
强冷凝波前水蒸气	0.57	1.0×10^5	0	380
强冷凝波后水蒸气	2.4	10.133×10^5	1105.7	912.62
弱蒸发液态水	1093.67	1.0×10^5	0	373
弱蒸发波前水蒸气	0.506	1.0×10^5	0	430
弱蒸发波后水蒸气	2.138	10.133×10^5	1172.63	1032.68
强蒸发液态水	1093.67	1.0×10^5	0	373
强蒸发波前水蒸气	0.454	1.0×10^5	0	480
强蒸发波后水蒸气	1.9155	10.133×10^5	1238.93	1152.76

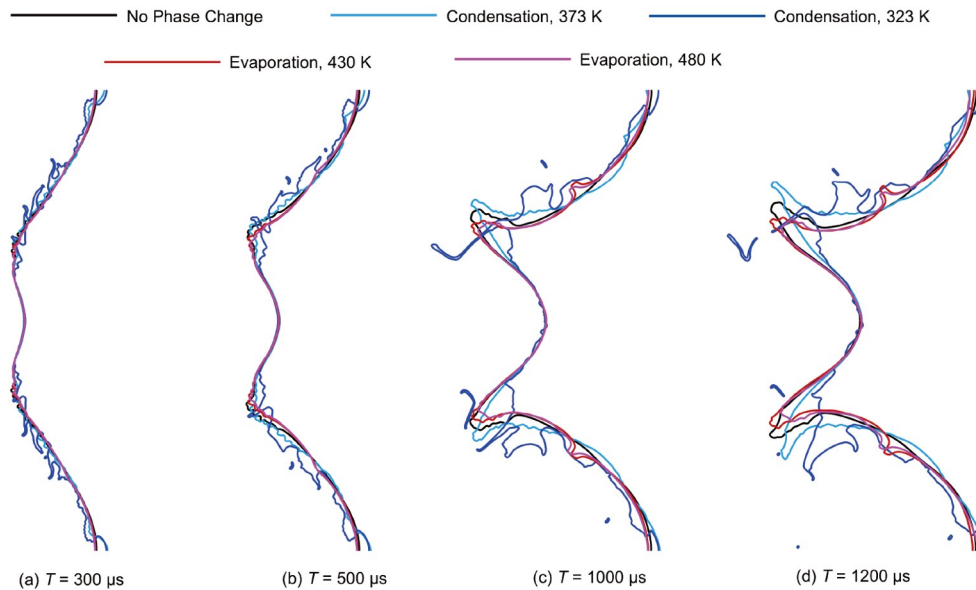


图 12 (网络版彩图)真实物理条件下蒸发、冷凝以及无相变工况下界面扰动幅值对比. (a) 300 μ s, (b) 500 μ s, (c) 1000 μ s, (d) 1200 μ s

Figure 12 (Color online) Comparison of the interface perturbation amplitude under real physical conditions of evaporation, condensation, and no phase change. (a) 300 μ s, (b) 500 μ s, (c) 1000 μ s, (d) 1200 μ s.

(1) 由于气液密度比较大, 反射激波聚焦形成了二次激波结构, 从而导致气液界面不稳定性发展过程中双尖钉结构的形成.

(2) 蒸发效应对气液界面不稳定性的发展起抑制作用, 而冷凝效应则会加速界面不稳定性的发展.

(3) 马赫数越低, 冷凝效应对界面扰动产生的影响

越大, 具体表现为界面幅值初始增长速度的显著增加. 其中, $Ma = 2$, $Ma = 3$ 和 $Ma = 5$ 冷凝工况下界面幅值的初始增长速度相比无相变工况分别增加了166.7%, 85.7%和33.2%.

(4) 液相温度越低, 气液界面的冷凝效应越强, 对界面RM不稳定性的促进作用越强; 反之, 气相温度越

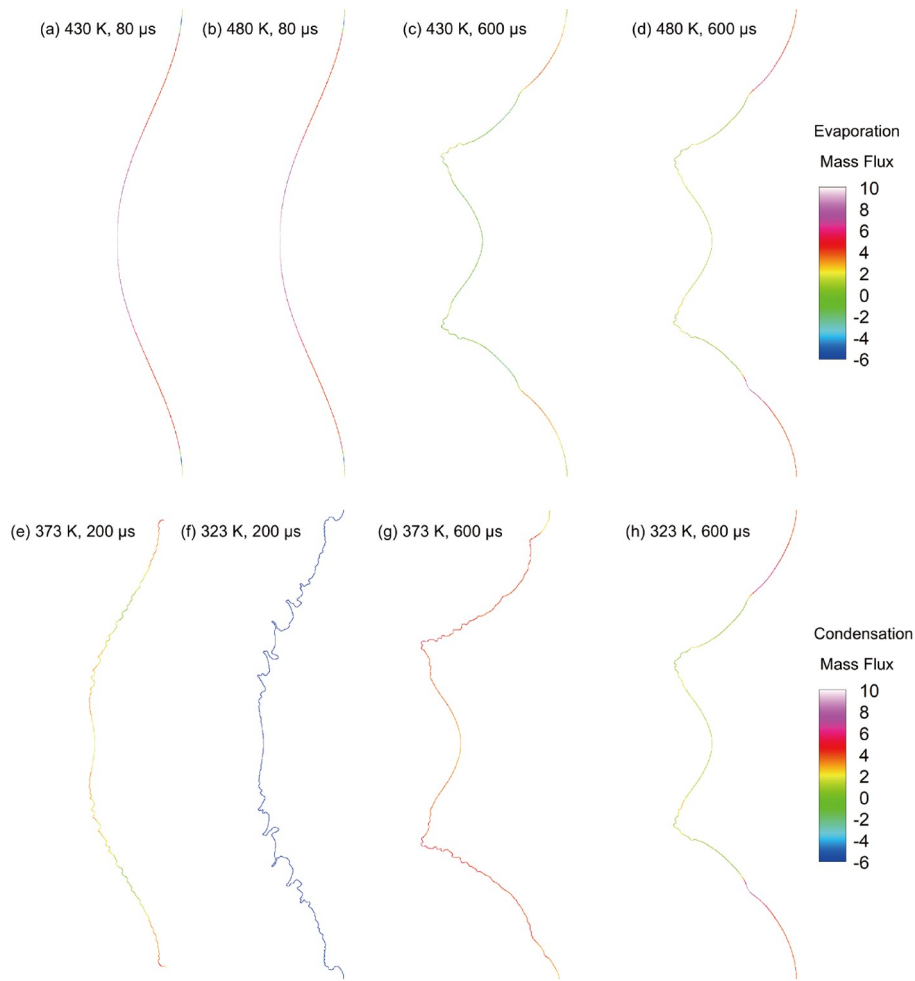


图 13 (网络版彩图)真实物理条件下蒸发和冷凝工况相界面质量通量分布云图. (a) 弱蒸发工况, 水蒸气温度为430 K, 时间80 μs ; (b) 强蒸发工况, 水蒸气温度为480 K, 时间80 μs ; (c) 弱蒸发工况, 水蒸气温度为430 K, 时间600 μs ; (d) 强蒸发工况, 水蒸气温度为480 K, 时间600 μs ; (e) 弱冷凝工况, 液相温度为373 K, 时间200 μs ; (f) 强冷凝工况, 液相温度为323 K, 时间200 μs ; (g) 弱冷凝工况, 液相温度为373 K, 时间600 μs ; (h) 强冷凝工况, 液相温度为323 K, 时间600 μs

Figure 13 (Color online) Contours of phase interface mass flux under real physical conditions of evaporation, condensation, and no phase change. (a) Weak evaporation case, vapor temperature of 430 K, at 80 μs ; (b) strong evaporation case, vapor temperature of 480 K, at 80 μs ; (c) weak evaporation case, vapor temperature of 430 K, at 600 μs ; (d) strong evaporation case, vapor temperature of 480 K, at 600 μs ; (e) weak condensation case, liquid temperature of 373 K, at 200 μs ; (f) strong condensation case, liquid temperature of 323 K, at 200 μs ; (g) weak condensation case, liquid temperature of 373 K, at 600 μs ; (h) Strong condensation case, liquid temperature of 323 K, at 600 μs .

高, 气液界面的蒸发效应越强, 对界面RM不稳定性的抑制作用也越强.

(5) 在气液界面不稳定性发展前期, 分别对应 $\text{Ma} =$

2, $\text{Ma} = 3$ 和 $\text{Ma} = 5$ 工况下的 $t < 1000 \mu\text{s}$, $t < 700 \mu\text{s}$ 和 $t < 200 \mu\text{s}$ 时刻, 其界面扰动增长是近似线性的, 可以被冲击模型较好地预测.

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 Arnett W D, Bahcall J N, Kirshner R P, et al. Supernova 1987A. *Annu Rev Astron Astrophys*, 1989, 27: 629–700

- 4 Kuranz C C, Park H S, Huntington C M, et al. How high energy fluxes may affect Rayleigh-Taylor instability growth in young supernova remnants. *Nat Commun*, 2018, 9: 1564
- 5 Yang J, Kubota T, Zukoski E E. Applications of shock-induced mixing to supersonic combustion. *AIAA J*, 1993, 31: 854–862
- 6 Billig F S. Research on supersonic combustion. *J Propulsion Power*, 1993, 9: 499–514
- 7 Betti R, Hurricane O A. Inertial-confinement fusion with lasers. *Nat Phys*, 2016, 12: 435–448
- 8 Nuckolls J, Wood L, Thiessen A, et al. Laser compression of matter to super-high densities: Thermonuclear (CTR) applications. *Nature*, 1972, 239: 139–142
- 9 Brouillette M. The Richtmyer-Meshkov instability. *Annu Rev Fluid Mech*, 2002, 34: 445–468
- 10 Ranjan D, Oakley J, Bonazza R. Shock-bubble interactions. *Annu Rev Fluid Mech*, 2011, 43: 117–140
- 11 Zhou Y, Williams R J R, Ramaprabhu P, et al. Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities: A journey through scales. *Physica D*, 2021, 423: 132838
- 12 Zhou Y. Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instability induced flow, turbulence, and mixing. II. *Phys Rep*, 2017, 723-725: 1–160
- 13 Zhang Q, Sohn S I. An analytical nonlinear theory of Richtmyer-Meshkov instability. *Phys Lett A*, 1996, 212: 149–155
- 14 Zhang Q, Sohn S I. Nonlinear theory of unstable fluid mixing driven by shock wave. *Phys Fluids*, 1997, 9: 1106–1124
- 15 Zhang Q, Guo W. Universality of finger growth in two-dimensional Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities with all density ratios. *J Fluid Mech*, 2016, 786: 47–61
- 16 Liu C, Zhang Y, Xiao Z. A unified theoretical model for spatiotemporal development of Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov fingers. *J Fluid Mech*, 2023, 954: A13
- 17 Zhang W, Wu Q, Zou L, et al. Mach number effect on the instability of a planar interface subjected to a rippled shock. *Phys Rev E*, 2018, 98: 043105
- 18 Zou L Y, Wu Q, Li X Z. Research progress of general Richtmyer-Meshkov instability (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2020, 50: 104702 [邹立勇, 吴强, 李欣竹. 广义Richtmyer-Meshkov不稳定性研究进展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 104702]
- 19 Wang H, Wang H, Zhai Z, et al. High-amplitude effect on Richtmyer-Meshkov instability at a single-mode heavy-light interface. *Phys Fluids*, 2023, 35: 126107
- 20 Jacobs J W, Sheeley J M. Experimental study of incompressible Richtmyer-Meshkov instability. *Phys Fluids*, 1996, 8: 405–415
- 21 Shi H, Zhang G, Du K, et al. Experimental study on the mechanism of the Richtmyer-Meshkov instability at a gas-liquid interface. *J Hydrodyn*, 2009, 21: 423–428
- 22 Guo W, Zhang Q. Quantitative theory for spikes and bubbles in the Richtmyer-Meshkov instability at arbitrary density ratios in three dimensions. *Phys Fluids*, 2022, 34: 072115
- 23 Hu X Y, Khoo B C, Adams N A, et al. A conservative interface method for compressible flows. *J Comput Phys*, 2006, 219: 553–578
- 24 Han L H, Hu X Y, Adams N A. Adaptive multi-resolution method for compressible multi-phase flows with sharp interface model and pyramid data structure. *J Comput Phys*, 2014, 262: 131–152
- 25 Pan S, Han L, Hu X, et al. A conservative interface-interaction method for compressible multi-material flows. *J Comput Phys*, 2018, 371: 870–895
- 26 Long T, Cai J, Pan S. A fully conservative sharp-interface method for compressible multiphase flows with phase change. *J Comput Phys*, 2023, 493: 112501
- 27 Osher S, Fedkiw R P. Level set methods: An overview and some recent results. *J Comput Phys*, 2001, 169: 463–502
- 28 Jiang G S, Shu C W. Efficient implementation of weighted ENO Schemes. *J Comput Phys*, 1996, 126: 202–228
- 29 Shu C W, Osher S. Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes. *J Comput Phys*, 1989, 77: 439–471
- 30 Chou C H, Pan K L. Computational investigation of chemical and non-equilibrium effects on the Richtmyer-Meshkov instability. *Proc Combust Institute*, 2024, 40: 105335
- 31 Sun P, Ding J, Huang S, et al. Microscopic Richtmyer-Meshkov instability under strong shock. *Phys Fluids*, 2020, 32: 024109
- 32 Gallis M A, Koehler T P, Torczynski J R, et al. Direct simulation Monte Carlo investigation of the Richtmyer-Meshkov instability. *Phys Fluids*, 2015, 27: 084105
- 33 Shan Y, Xu A, Wang L, et al. Nonequilibrium kinetics effects in Richtmyer-Meshkov instability and reshock processes. *Commun Theor Phys*, 2023, 75: 115601

- 34 Xu A G, Chen J, Song J H, et al. Progress of discrete Boltzmann study on multiphase complex flows (in chinese). *Acta Aerodyn Sin*, 2021, 39: 138–169 [许爱国, 陈杰, 宋家辉, 等. 多相流系统的离散玻尔兹曼研究进展. *空气动力学学报*, 2021, 39: 138–169]
- 35 Zein A, Hantke M, Warnecke G. Modeling phase transition for compressible two-phase flows applied to metastable liquids. *J Comput Phys*, 2010, 229: 2964–2998
- 36 Paula T, Adami S, Adams N A. Analysis of the early stages of liquid-water-drop explosion by numerical simulation. *Phys Rev Fluids*, 2019, 4: 044003
- 37 Kaiser J W J, Winter J M, Adami S, et al. Investigation of interface deformation dynamics during high-Weber number cylindrical droplet breakup. *Int J Multiphase Flow*, 2020, 132: 103409
- 38 Persad A H, Ward C A. Expressions for the evaporation and condensation coefficients in the Hertz-Knudsen relation. *Chem Rev*, 2016, 116: 7727–7767
- 39 Holmes R L, Grove J W, Sharp D H. Numerical investigation of Richtmyer-Meshkov instability using front tracking. *J Fluid Mech*, 1995, 301: 51–64
- 40 Chen C, Xing Y, Wang H, et al. Experimental study on Richtmyer-Meshkov instability at a light-heavy interface over a wide range of Atwood numbers. *J Fluid Mech*, 2023, 975: A29
- 41 Ma D, Ding J C, Luo X S. Study on Richtmyer-Meshkov instability at heavy/light single-mode interface (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2020, 50: 104705 [马迪, 丁举春, 罗喜胜. 重/轻单模界面的Richtmyer-Meshkov不稳定性研究. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2020, 50: 104705]
- 42 Sembian S, Liverts M, Tillmark N, et al. Plane shock wave interaction with a cylindrical water column. *Phys Fluids*, 2016, 28: 056102
- 43 Igra D, Ogawa T, Takayama K. A parametric study of water column deformation resulting from shock wave loading. *Atomiz Spr*, 2002, 12: 577–592
- 44 Meng J C, Colonius T. Numerical simulations of the early stages of high-speed droplet breakup. *Shock Waves*, 2015, 25: 399–414

Numerical investigation of the Richtmyer-Meshkov instability for the vapor-liquid interface with phase change

SONG Jiayi^{1,2,3} & PAN Shucheng^{1,2,3*}

¹ School of Aeronautics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China;

² Institute of Extreme Mechanics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China;

³ National Key Laboratory of Aircraft Configuration Design, Xi'an 710072, China

*Corresponding author (email: shucheng.pan@nwpu.edu.cn)

In this paper, using a recently proposed sharp-interface method for compressible multiphase flows with phase change, we numerically study the Richtmyer-Meshkov instability problem of the vapor-liquid interface, both with and without phase change. The wave structures and the interfacial evolution mechanism of a single-mode sinusoidally perturbed interface under the impact of a shock wave are analyzed. First, the classical air-SF6 interface Richtmyer-Meshkov instability and shock water column interaction are simulated in the paper to validate the feasibility of the numerical method. The numerical simulations and experimental results are generally in good agreement, indicating that the present method can accurately capture the interface flow evolution characteristics during the development of Richtmyer-Meshkov instability. Next, we investigate the similarities and differences in Richtmyer-Meshkov instability at the vapor-liquid interface under thirteen conditions: no phase change, evaporation, and condensation with three different Mach numbers. It is shown that, unlike the air-SF6, a double spike structure is formed during the development of interfacial instability due to the large acoustic impedance difference at the vapor-liquid interface. And the phase change process affects the local deformation of the interface, as the evaporation effect inhibits the development of the interfacial instability, while the condensation effect promotes the development of the interfacial instability. Finally, we compare the numerical simulation data with the existing linear model and find that the impulsive model can predict the linear growth of the early stage, while the nonlinear growth of the later stage will be investigated further.

Richtmyer-Meshkov instability, phase change, shock-interface interaction

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

doi: [10.1360/SSPMA-2024-0076](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2024-0076)