

平面激波冲击并排液滴的三维数值模拟研究

吴润龙, 李祝军, 丁 航

IMPACT OF A PLANAR SHOCK ONTO SIDE-BY-SIDE DROPLETS: A 3D NUMERICAL STUDY

Wu Runlong, Li Zhujun, and Ding Hang

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.6052/0459-1879-22-358>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

欧拉坐标系下具有锐利相界面的可压缩多介质流动数值方法研究

NUMERICAL SCHEME OF MULTI-MATERIAL COMPRESSIBLE FLOW WITH SHARP INTERFACE ON EULERIAN GRIDS

力学学报. 2020, 52(4): 1063–1079

圆柱形汇聚激波诱导 Richtmyer–Meshkov 不稳定的 SPH 模拟

NUMERICAL SIMULATION OF CYLINDRICAL CONVERGING SHOCK INDUCED RICHTMYER–MESHKOV INSTABILITY WITH SPH

力学学报. 2019, 51(4): 998–1011

空化可压缩流动空穴溃灭激波特性研究

NUMERICAL SIMULATION OF SHOCK WAVE DYNAMICS IN TRANSIENT TURBULENT CAVITATING FLOWS

力学学报. 2018, 50(5): 990–1002

可压缩两相流固耦合模型的间断 Galerkin 有限元方法

DISCONTINUOUS GALERKIN FEM METHOD FOR THE COUPLING OF COMPRESSIBLE TWO-PHASE FLOW AND POROMECHANICS

力学学报. 2021, 53(8): 2235–2245

反射激波作用下三维凹气柱界面演化的数值研究

NUMERICAL STUDY ON THE EVOLUTION OF THREE-DIMENSIONAL CONCAVE CYLINDRICAL INTERFACE ACCELERATED BY REFLECTED SHOCK

力学学报. 2021, 53(5): 1246–1256

可压缩空化流动空穴演化及压力脉动特性实验研究

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF CAVITATION CHARACTERISTICS AND DYNAMICS IN COMPRESSIBLE TURBULENT CAVITATING FLOWS

力学学报. 2019, 51(5): 1296–1309



关注微信公众号, 获得更多资讯信息

平面激波冲击并排液滴的三维数值模拟研究¹⁾吴润龙 李祝军 丁航²⁾

(中国科学技术大学近代力学系, 合肥 230026)

摘要 采用三维守恒清晰界面数值方法, 研究平面激波冲击并排液滴的动力学过程. 研究的焦点在于激波接触液滴后的复杂波系结构生成, 以及并排液滴相互耦合作用诱导的单个液滴非对称界面演化. 首先, 分析并排液滴之间界面通道内的波系结构发展, 发现在冲击初期由于反射激波相交而形成新的反射激波以及马赫杆; 这些流动现象与液滴另外一侧 (非通道侧) 由激波反射所形成的弯曲波阵面截然不同, 而且所导致的液滴横向两侧流场差异是中后期冲击过程液滴两侧界面非对称演化的主要原因. 其次, 研究冲击中期时, 特别是入射激波已运动至液滴下游并远离并排液滴, 界面形态的演化过程和规律, 揭示通道下游出口处由于气流膨胀导致的界面闭合、以及随后气流阻塞导致的界面破碎等新的流动现象. 最后, 研究液滴间距对并排液滴相互作用的影响规律, 发现液滴间距大小与通道内压力峰值具有明显的关联关系. 研究表明, 更小的液滴间距不仅带来更大的压力峰值, 而且使得峰值出现的时间更早.

关键词 激波, 液滴, 可压缩两相流, 守恒清晰界面方法, 界面变形

中图分类号: O359+.1 文献标识码: A doi: 10.6052/0459-1879-22-358

IMPACT OF A PLANAR SHOCK ONTO SIDE-BY-SIDE DROPLETS: A 3D
NUMERICAL STUDY¹⁾Wu Runlong Li Zhujun Ding Hang²⁾

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

Abstract In this paper we investigate the evolution dynamics of side-by-side droplets after being impacted by a planar shock by using a three-dimensional conservative sharp interface method. Our research mainly focuses on the development of wave structures after the shock impact and the asymmetric interface evolution of single droplet induced by the coupling between the side-by-side droplets. Firstly, we analyze the development of the wave system including those inside and outside the channel between the side-by-side droplets. We find that at the early stage of impact, the intersection of reflected shock waves accounts for the formation of new reflected shock waves and Mach rods. This is quite different from the curved wave front formed by the reflected shock wave on the other side of the droplet transversely opposite to the channel. The difference of the flow field on the two sides of the droplet is responsible for the asymmetric interface evolution of the droplet in the middle stage of the droplet-shock interaction. Secondly, we investigate the interface morphology and its evolution in the middle stage of shock impact, especially when the incident shock wave moves to the downstream of and is far away from the droplets, and report the occurrence of new flow

2022-08-05 收稿, 2022-09-30 录用, 2022-10-01 网络版发表.

1) 国家自然科学基金资助项目 (11932019).

2) 丁航, 教授, 主要研究方向: 界面流体动力学、多相流数值模拟方法. E-mail: hding@ustc.edu.cn

引用格式: 吴润龙, 李祝军, 丁航. 平面激波冲击并排液滴的三维数值模拟研究. 力学学报, 2022, 54(11): 2958-2969

Wu Runlong, Li Zhujun, Ding Hang. Impact of a planar shock onto side-by-side droplets: A 3D numerical study. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2022, 54(11): 2958-2969

phenomena at the downstream outlet of the channel, such as interface coalescence caused by airflow expansion and subsequent interface fragmentation owing to airflow blockage. Finally, the effect of the gap between the side-by-side droplets on the droplet interaction is studied. We find that the gap size has a significant effect on the occurrence of pressure peaks in the channel. Specifically, a smaller gap not only brings higher pressure peak, but also makes the peak appear at an earlier time.

Key words shock, droplets, compressible multiphase flows, conservative sharp interface method, interface deformation

引言

在高速气流冲击下, 悬浮空气中的液滴会发生持续变形并最终可能破碎. 这一非常复杂的界面演化和流动耦合问题广泛存在于工程应用和武器设计之中, 比如液态化学武器的高速抛洒^[1]、超声速飞行时飞行器表面的雨滴侵蚀防护^[2]、火箭引擎中液态燃料的掺混过程^[3]等. 因此, 激波冲击下液滴破碎的过程对工业生产实践具有非常重要的指导意义. 另一方面, 由于液滴在激波冲击下的气动变形和破碎过程存在大密度比、多介质和复杂波系结构, 甚至出现界面拓扑几何变化和相变等复杂流动问题, 给研究带来了极大的挑战.

关于液滴气动破碎问题的研究已有广泛的实验研究, 在液滴演化形态特征、液滴变形与破碎的物理机制、破碎特征时间^[4]以及破碎后形成的子液滴尺寸分布等方面得到了丰富的研究成果. Hinze^[3]采用韦伯数 ($We = \rho U^2 D / \sigma$) 来分析液滴在不同流动条件下的液滴气动破碎机制, 其中 ρ 和 U 为来流的密度和特征速度, D 和 σ 为液滴的直径和表面张力系数. 韦伯数表征了来流的气动惯性作用与液滴表面张力作用的相对大小. 研究发现, 随着韦伯数的增加, 液滴会出现不同的破碎模式. Pilch 等^[5]以及 Guildenbecher 等^[6]给出了 5 种不同破碎模式的划分, 包括振荡破碎^[7-8](vibrational)、袋状破碎^[9-10](bag)、袋蕊破碎^[11](bag-and-stamen)、剪切破碎^[12-13](shear) 和毁灭性破碎^[14-16](catastrophic). 在较小韦伯数 (< 100) 下, 液滴发生震荡破碎、袋状破碎、或袋蕊破碎. 在较大韦伯数下 (> 100) 液滴则发生剪切破碎, 并生成大量小液滴^[17]. 韦伯数 > 350 以上的毁灭性破碎模式是否存在目前尚有争议^[18].

前人针对液滴破碎过程提出了不同的理论模型来进行解释. Nicholls 等^[12]提出了“剪切剥离”(shear-stripping) 模型, 认为在高速气流冲击下, 气-液两相间会形成边界层, 边界层的剪切作用使液滴在迎风

面赤道附近不断剥离出子液滴并最终导致液滴整体破碎. Liu 等^[19]提出了“薄层细化”(sheet-thinning) 模型, 他们认为是高速气流使液滴迎风面赤道处液体向流向弯曲形成薄片, 液体薄片因毛细不稳定性而形成拉丝, 并最终断裂生成大量子液滴. Theofanous 等^[18, 20]在实验中采用激光诱导荧光技术研究了高韦伯数下液滴的气动破碎过程, 提出液滴破碎主要由两种机制所主导, 分别为“瑞利-泰勒穿透”(Rayleigh-Taylor (RT) piercing) 和“剪切诱导夹带”(shear-induced entrainment). 前者是由 RT 不稳定性 (RT instability) 与表面张力起主导作用导致液滴破碎, 相应韦伯数范围是 $10 < We < 100$. 后者是由 KH 不稳定性 (Kelvin-Helmholtz instability) 与剪切作用起主导作用导致液滴破碎, 相应韦伯数范围是 $We > 1000$. 而当韦伯数处 $100 \sim 1000$ 之间时, 则是两种机制相互竞争.

由于受到实验条件的限制, 实验研究对于液滴形态时空演化的流动细节难以清楚刻画, 特别是对高马赫数、高韦伯数下液滴发生剪切破碎的研究. 此时界面波的尺度较小且实验观测受到液雾遮挡的影响, 因此对界面演化和液滴内部流场的测量极其困难. 近年来, 人们开始使用直接数值模拟的方法来研究液滴破碎问题, 以解决以上问题. Sembian 等^[21]通过实验并结合数值模拟研究了水柱在激波冲击下内部波系的演化过程. 他们在实验中观察到水柱内生成了空化气泡, 结合数值结果分析后指出: 膨胀波在液滴内汇聚产生低压区, 导致液相空化并形成气泡. Meng 等^[22]使用扩散界面方法数值研究了三维液滴的剪切破碎模式, 描述了剪切破碎机制下液滴的变形和破碎特征, 发现界面的 RT 不稳定性会使回流区紊乱. Liu 等^[23]使用五方程模型模拟了二维和三维情况下液滴的剪切破碎过程, 并根据数值结果将液滴变形破碎分成 3 个不同的阶段, 分别是不稳定性生成阶段、液滴扁平化阶段以及子液滴剥离阶段. Dorschner 等^[24]使用扩散界面方法数值模拟了

在超声速流场中带黏性和表面张力的水滴的变形破碎过程,着重分析了迎风面赤道液丝的演化过程,并进一步研究了影响液丝循环断裂过程的因素.

实际问题中流场往往存在众多液滴,并且液滴间可能会发生相互作用. Yoshida 等^[25]通过实验研究了在入射激波马赫数为 1.4 在流向上相距为 8.8 mm 的两个直径都为 1.4 mm 的球形液滴的演化过程,他们发现前面的液滴位移要显著大于后面的液滴. Igra 等^[26]使用全息干涉仪可视化了在激波冲击下两个串联柱状水滴在破碎过程各个阶段的相互作用. 他们发现前面液滴的变形、位移以及加速度与单个液滴相似,但前面水柱的存在使得后面液滴的变形、位移以及阻力系数都要小于前面液滴,并且后面液滴达到最大变形的时间要晚于前面液滴. Chen 等^[27]使用基于五方程模型的多相流求解器分别模拟了激波冲击两个水平排列水柱以及两个垂直排列水柱的演化过程,发现液滴间相互作用与激波在液滴间的演化密切相关. 总体来说,相对于单液滴气动破碎研究,目前多液滴气动耦合变形和破碎研究还相对较少,特别是三维多液滴之间的相互作用机制及其对气动变形带来的影响有待进一步研究. 这些研究将有助于高速气流冲击下液滴云两相流模型中相间作用建模.

本文采用基于三维切割网格算法的二阶守恒型清晰界面方法,研究两个并排球形甘油液滴在激波冲击下的动力学演化过程. 由于考虑高速气流冲击作用,流动建模中忽略了液滴的表面张力和黏性作用,因此流动控制方程为三维无黏可压缩欧拉方程. 研究中着重探究激波冲击后的复杂波系结构生成以及并排液滴耦合作用所带来的界面非对称演化. 此外,还研究了两液滴的间距参数对通道侧界面形态以及液滴形态演化的影响.

1 物理问题描述及数值方法介绍

1.1 问题介绍

如图 1 所示,考虑的物理问题是两个大小相同、并排分布的甘油液滴受到空气中平面激波冲击后的动力学演化过程. 初始液滴的半径固定为 $R = 0.895 \text{ mm}$,液滴间距离为 L . 入射激波马赫数为 $Ms = 2.67$,初始环境压力为一个标准大气压 (101 325 Pa). 甘油密度为 1263 kg/m^3 ,波前空气密度为 1.25 kg/m^3 .

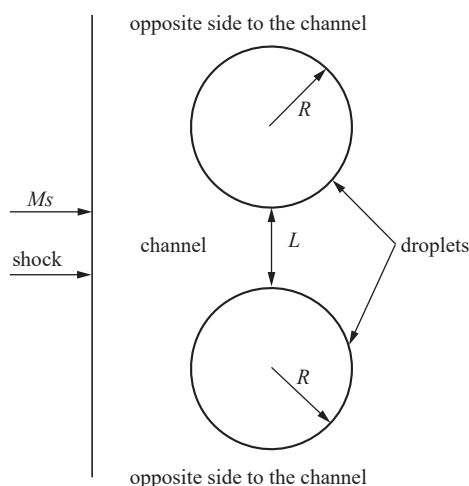


图 1 激波冲击并排液滴的二维示意图

Fig. 1 Two-dimensional sketch of shock waves impacting onto side-by-side droplets

计算中采用了拉伸结构网格 ($416 \times 316 \times 316$), 其中在液滴附近区域采用均匀密网格, 其网格解析度为每个初始半径内分布 50 个网格, 在远离界面的计算区域则使用较粗的网格解析度.

1.2 控制方程

流体运动的控制方程为三维欧拉方程

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F} = \mathbf{0} \quad (1)$$

其中守恒量 $\mathbf{Q}$ 和通量 $\mathbf{F}$ 分别为

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{u} \\ \rho E \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho \mathbf{u} \\ \rho \mathbf{u} \mathbf{u} + p \mathbf{I} \\ (\rho E + p) \mathbf{u} \end{pmatrix} \quad (2)$$

其中, ρ 是密度, $\mathbf{u} = (u, v, w)^T$ 是流体速度, p 是压强, $E = e + |\mathbf{u}|^2/2$ 是比总能, e 为比内能, $\mathbf{I}$ 为单位矩阵.

本文使用刚性气体状态方程^[28]来近似液体的本构关系, 以便封闭控制方程. 具体表达式如下

$$p = (\gamma - 1)\rho e - \gamma P_\infty \quad (3)$$

其中, γ 是比热比, P_∞ 是和流体热力学性质相关的一个常数. 对于本文所涉及的流体, 空气取 $\gamma = 1.4$, $P_\infty = 0$, 甘油取 $\gamma = 1.5048$, $P_\infty = 299 \text{ MPa}$ ^[29].

1.3 数值方法介绍

本文使用实验室已有的三维可压缩守恒清晰界面数值方法^[30]对激波冲击并排液滴问题进行数值模拟, 以下对该数值方法进行简单介绍.

该方法使用水平集 (level set) 方法^[31]来捕捉两相界面的位置及其演化, 其中界面演化的水平集方

程为

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \mathbf{v}_\varphi \cdot \nabla \varphi = 0 \quad (4)$$

式中, $\varphi(\mathbf{x}, t)$ 为符号距离函数, 其取值为零的等值面表示界面位置, $\mathbf{v}_\varphi$ 为界面速度. 基于水平集函数所表征的界面位置, 采用切割网格方法对背景结构网格进行切割和组装, 在界面附近生成非结构网格, 并保证重构界面与非结构网格单元面时时重合; 在远离界面处仍然采用背景网格. 关于切割网格方法的具体细节可以参考文献[30, 32-33].

使用任意拉格朗日-欧拉框架 (arbitrary Lagrangian-Eulerian) 对欧拉方程进行有限体积离散. 在网格单元面上的通量计算中, 单相的黎曼问题求解使用 AUSM⁺-up 方法[34], 两相的黎曼问题求解则使用精确黎曼求解器[29]. 对于水平集方程中的时间项, 使用 2 阶龙格库塔法进行离散, 距离符号函数的空间梯度项使用 5 阶 WENO 格式[35] 进行离散. 考虑到在两相界面发生拓扑几何变化或出现长时间计算的情况下, φ 场会偏离符号距离函数. 为了保持符号距离函数性质, 在本文中求解了符号距离函数的重新再初始化方程[36]

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} + s(\varphi_0)(|\nabla \varphi| - 1) = 0 \quad (5)$$

式中, τ 为虚拟时间, φ_0 是重新初始化前 ($\tau = 0$) 的 φ 场, $s(\varphi_0)$ 是符号距离函数. 对于空间项 $\nabla \varphi$, 这里使用二阶 ENO 格式[37-38] 来离散, 而时间项离散则使用显式的二阶龙格-库塔法.

关于数值程序的验证, Shen 等[30] 已将马赫数为 2.67 的激波冲击单个甘油液滴后界面初期演化的数值结果与 Theofanous 等[39] 的实验结果进行了对比, 证实了两者在液滴的整体形态与局部界面特征上基本吻合. 由于本工作采用了基本一致的物理参数, 并使用同一套三维数值程序对激波冲击并排甘油液滴进行数值模拟研究, 因此可以认为数值结果可靠.

2 结果分析

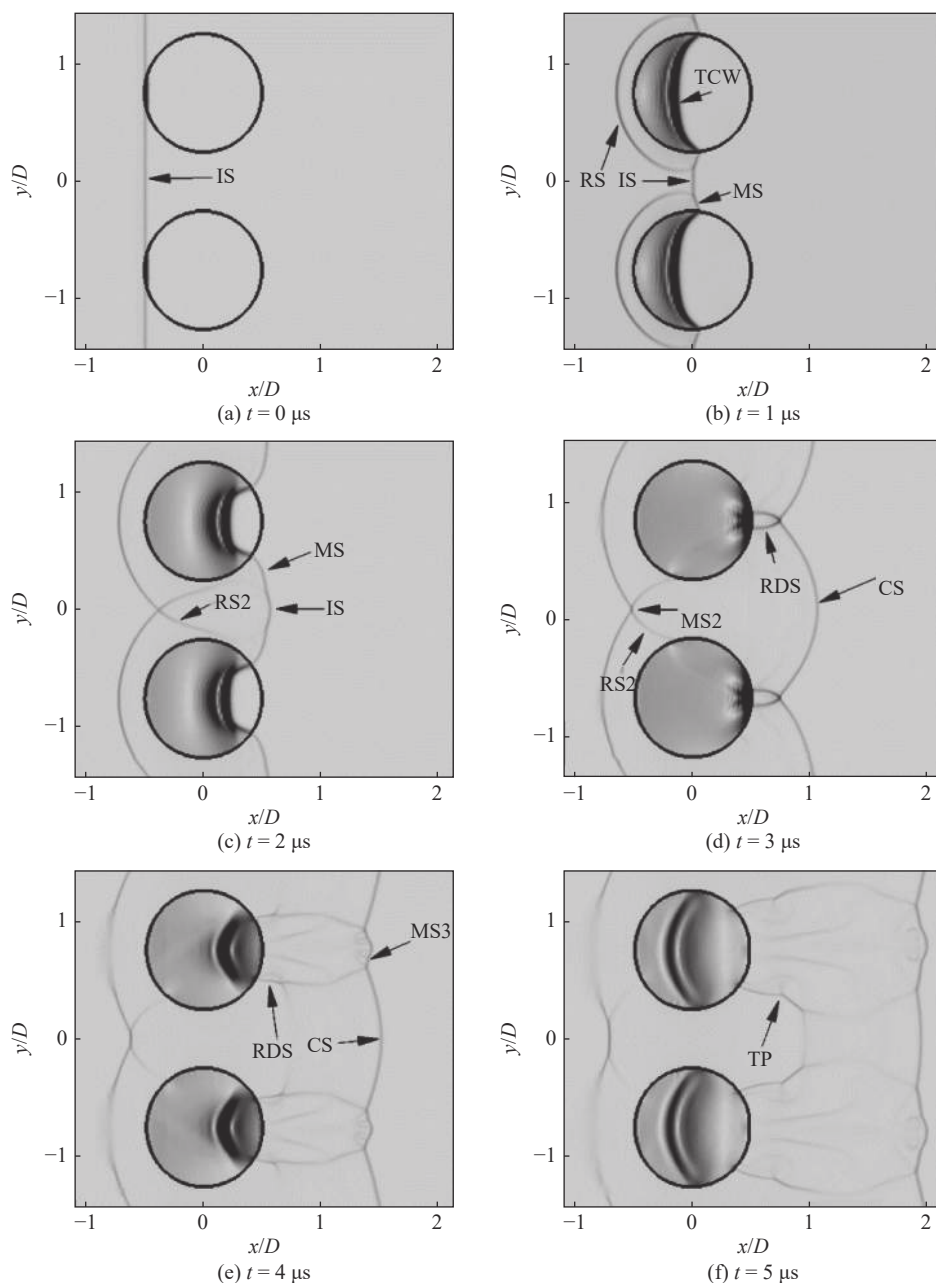
2.1 冲击初期波系演化

对于激波冲击并排液滴动力学问题, 液滴外流场分为两个区域, 一个是由两液滴相邻区域构成的通道区 (如图 1 所示), 另一个则是不相邻区域构成的非通道区. 当入射激波 IS 接触液滴后, 激波后续

演化在通道侧和非通道侧是非对称的. 图 2 给出了从入射激波接触液滴后前 5 μs 时间内波系演化情况. 在 1 μs 时, 入射激波 IS 在界面上发生了反射和透射, 反射和透射的波系类型由两相流体的声阻抗 $Z = \rho c$ 决定, 其中 c 为声速. 具体地, 透射到甘油液滴中的声波强度可以由空气和甘油之间的透射系数决定

$$\frac{I_d}{I_a} = \frac{4Z_a Z_d}{(Z_a + Z_d)^2} \quad (6)$$

其中, 下标 a 表示空气, d 表示甘油液滴. 根据上游驻点处空气和甘油液滴的状态, 可以估算出 $I_d/I_a = 0.003$, 这说明来流空气中的能量只有极少量的部分透射进液滴, 而绝大部分能量则反射到气相中, 在液滴上游形成了弓形反射激波 RS. 而透射进液滴的波系为透射压缩波 TCW. 由于压缩波的传播速度为当地声速, 且甘油液滴内的波前声速为 $c_d = 597 \text{ m/s}$, 小于空气中入射激波 IS 的运动速度 $v_{IS} = Msc_g = 899 \text{ m/s}$, 因此在图 2(b) 中 TCW 的形状是向左凸的. 在赤道界面 ($X = 0$) 附近, 入射激波的反射模式由于入射激波与界面夹角的变化, 变成了马赫反射, 并形成了马赫杆 MS. 和非通道侧不同的是, 在通道侧, 入射激波 IS 连接了两个液滴的马赫杆 MS. 在 2 μs 时, 通道侧出现了新的波系结构. 由于两个液滴各自的弓形反射激波 RS 向上游传播, 在通道侧两道 RS 发生了相交, 进而产生了两道新的反射激波 RS2. 由激波动力学可以知道, 在两道 RS 和两道 RS2 形成的交叉点处必然会形成马赫杆, 从而让四道波阵面前的压力、速度、密度这些流场变量得到匹配. 因此, 在 3 μs 时可以看到, 在通道上游出现了马赫杆 MS2, 并且 MS2 连接了 RS 和 RS2, 形成了两个对称分布的三波点. 而在通道侧下游, 当 MS 跨过赤道 ($X = 0$) 向下游传播时, 受弯曲界面上产生的稀疏波的作用发生弯曲. 与非通道侧不同的是, 连接马赫杆 MS 的入射激波 IS 在通道侧也发生了弯曲, 并向下游略微凸起. 这是因为通道的存在导致入射激波 IS 在通道侧相比非通道侧距离界面更近, 从而也更容易受到赤道后曲界面处的稀疏波作用, 进而波阵面发生弯曲. 此外, 随着液滴两侧弯曲马赫杆 MS 向下游的不断运动, 最终它们在液滴后驻点处相遇, 形成反射绕射激波 RDS. 从 2~3 μs 时间内波系演化过程中还可以发现, 随着 MS 不断向下游传播, 入射激波最终与两道马赫杆 MS 发生了合并形成了融合激波 CS. 在 4 μs 时, 如图 2(e) 中所示, 反射绕射激波

图 2 冲击初期波系演化过程 ($L/R = 1$)Fig. 2 The evolution of wave structures at the early stage of impact ($L/R = 1$)

RDS 与融合激波 CS 的相交点会进一步形成马赫杆 MS3.

在 $5 \mu\text{s}$ 时, 从图 2(f) 中可以看到, 通道侧上游的马赫杆 MS2 波阵面较为平整, 而两道反射激波 RS2 的强度明显减弱. 相比通过非通道侧 RS 的弯曲波阵面, 上游来流通过 MS2 的波阵面后的流动改变是截然不同的. 通过 RS 会导致气流向偏离液滴的方向偏转, 而通过 MS2 的平直波阵面的气流方向则不发生改变, 这也必然会诱导通道侧与非通道侧的界面形态发生持续的非对称演化. 在液滴下游 RDS 反

向绕射时, 通道侧的部分与背风面的分离激波融合形成了一道强度更强的分离激波, 并在两道激波连接处形成一个折点 TP, 而非通道侧的部分则未发生融合. 此外, 需要指出的是: 在平面激波冲击早期 ($0 \sim 5 \mu\text{s}$), 由于液滴的变形可以忽略不计, 而且入射激波透射进入液滴内的能量极其微弱, 因此平面激波冲击并排液滴后液滴外部波系的演化过程与激波冲击并排刚性小球的波系演化过程基本上是完全一致的.

通道的存在使得液滴两侧的流动波系出现了非

对称结构, 进而也导致了压力场的非对称变化. 图 3 显示了与波系演化相对应的前 $5 \mu\text{s}$ 的压力场变化过程. 这里采用压力系数

$$C_p = \frac{p - p_0}{p_d} \quad (7)$$

来表征压力场的变化, 其中 p 为当地压力, p_0 为初始环境压力, p_d 为初始入射激波的波后气流压力. 图 3 显示, 在 $2 \mu\text{s}$ 时两个并排液滴的弓形反射激波在通道下游侧相交, 形成了由两道反射激波 RS2 围成的

高压区. 但由于受到下游气流膨胀的影响, 该区域压强相对于初始液滴赤道附近的压强要低, 且随着时间发展持续降低. 可以看到由于弓形反射激波相交形成的高压在 $3 \mu\text{s}$ 时已经逐渐减弱, 在 $4 \mu\text{s}$ 时基本和非通道侧压力区别不大. 相对而言, 在通道侧液滴上游的高压区则仍然得到了保持. 从图 3(e) 和图 3(f) 中 (即 $4 \sim 5 \mu\text{s}$) 压力云图演化可以看到, 在液滴间通道的下游形成了一个非常明显的低压区. 该低压区是由两个液滴间喉道后气流的快速膨胀所导致的. 而且, 由于该低压区同时受到两个液滴背面风面稀疏

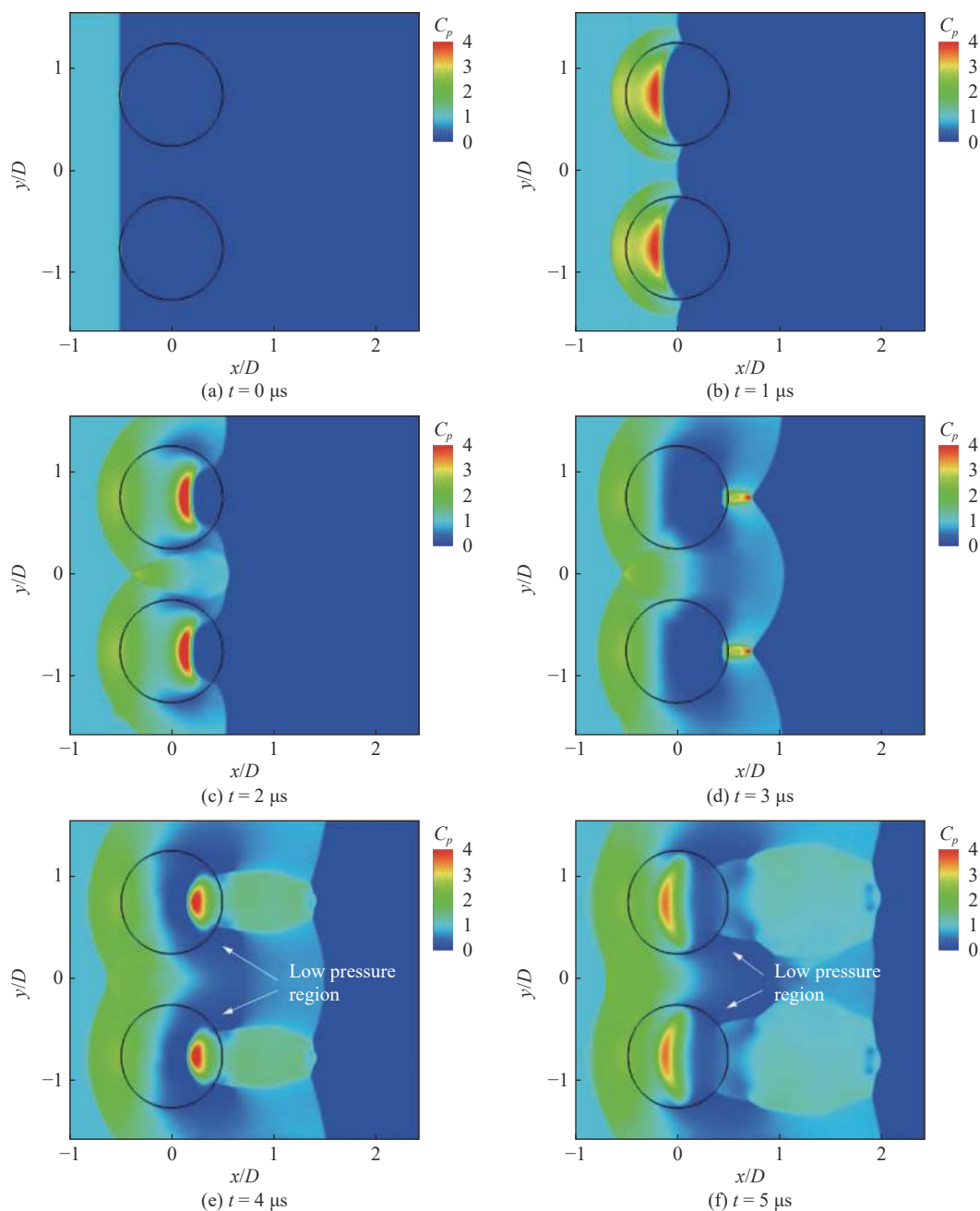


图 3 并排液滴与激波相互作用早期的压力云图 ($L/R = 1$)

Fig. 3 The evolution of wave structures at the early stage of impact ($L/R = 1$)

波的共同作用, 其压力要比液滴非通道侧对应位置的压力更低.

总体来说, 在高速气流冲击作用下, 由于液滴和周围空气的密度差异大, 早期液滴界面没有呈现明显的变形, 但是并排液滴的几何效应对波系结构的发展和压力场的建立起到了显著作用.

2.2 冲击中期界面形态演化

图 4 和图 5 给出了并排双液滴在平面激波冲击下的三维形态学演化过程及 X - Y 平面 ($Z = 0$) 上的压力及马赫数分布. 其中图 4 显示了 $3 \mu\text{s}$, $7 \mu\text{s}$ 和 $10 \mu\text{s}$ 的液滴侧面和正面视图. 虽然激波及波后来流在 $3 \mu\text{s}$ 时都已经绕过了液滴到达了液滴下游 (见图 2(d)),

但是液滴整体界面形态并未发生明显变化, 如图 4(a1) 和图 4(a2) 所示. 虽然在 $7 \mu\text{s}$ 时入射激波已远离液滴, 但在周围气流的持续作用下, 液滴界面形态开始出现轻微的变化. 此外, 在平面激波冲击下由于并排液滴的反射与绕射波系的相互作用, 压力和马赫数分布对于通道侧和非通道侧是不对称的. 如图 4(b1) 和图 4(c1) 所示, 在两液滴的通道侧下游, 马赫数明显大于非通道侧的马赫数. 图 4(b1) 和图 4(b2) 中, 在液滴迎风面出现了一圈圈涟漪状的表面波; 同时, 在液滴背面以后驻点为中心出现了一圈凹陷状态的界面变形, 但这一变形对于通道侧和非通道侧明显是不对称的. 具体来说, 非通道侧凹陷的区域更大, 而通道侧凹陷的区域更小; 这表明通道侧与非通道

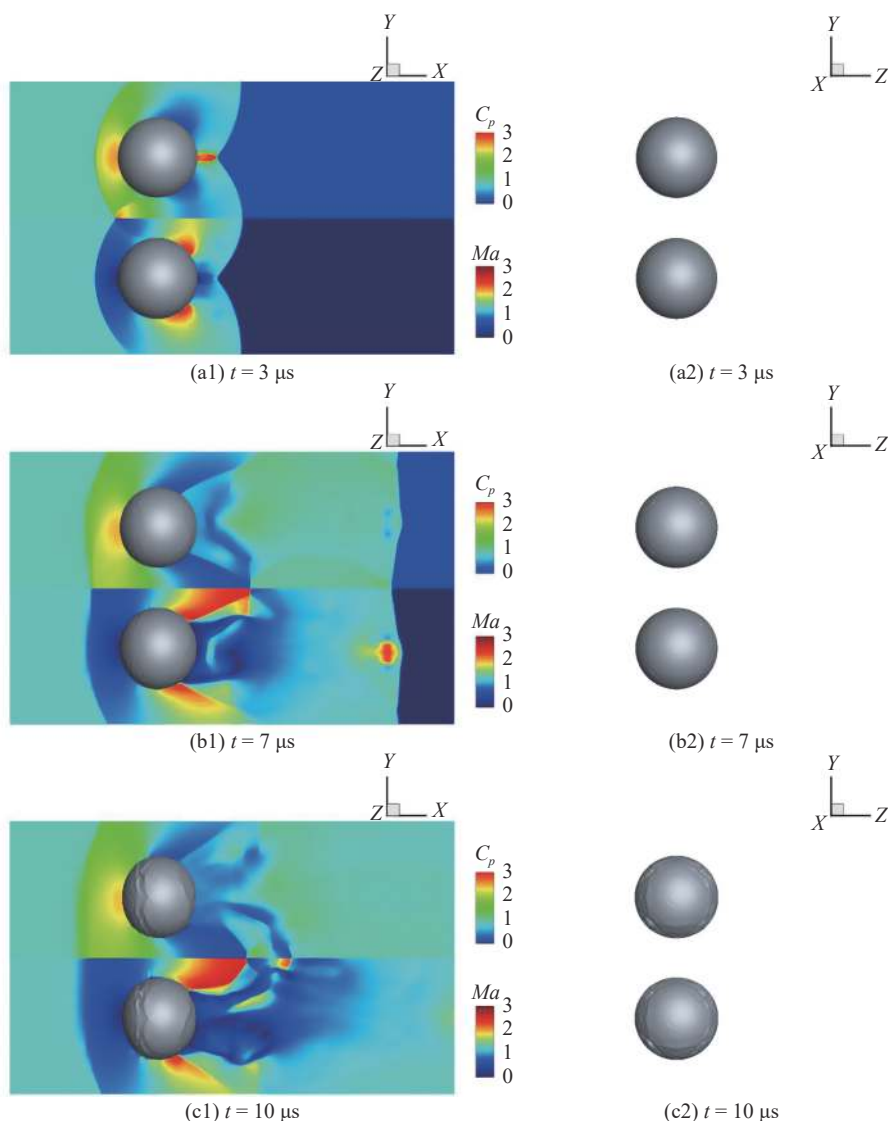


图 4 并排液滴的三维形态演化及 X - Y 平面 ($Z = 0$) 上的压力与马赫数分布, 标号为 1 的列为液滴侧面, 标号为 2 的列为液滴正面 ($L/R = 1$)

Fig. 4 Three-dimensional morphological evolution of side-by-side droplets, pressure and Mach number contours in the X - Y plane ($Z = 0$). The column with label 1 corresponds to the side of the droplet, and the column with the label 2 corresponds to the front of the droplet ($L/R = 1$)

侧的不对称流动对界面形态演化产生了影响. 图 4(c1) 和图 4(c2) 显示在 $10\ \mu\text{s}$ 时, 液滴的迎风面的表面波进一步增长, 在迎风面中间出现了一道凹槽结构; 该现象与单液滴实验中观察到的情形^[39] 是类似的. 此外, 液滴背风面的界面褶皱线出现了一定的不对称性. 靠近通道侧的液滴侧面褶皱线是与来流方向基本上是垂直的, 而在非通道侧的褶皱线与来流方向存在一个较为明显的夹角.

图 5 显示了 $13\ \mu\text{s}$, $16\ \mu\text{s}$ 和 $19\ \mu\text{s}$ 的液滴侧面和正面视图. 如图 5(a1) 和图 5(a2) 所示, 两个并排液滴由于流向上的压差作用, 整体逐渐被压扁, 特别是液滴后驻点附近的界面变得更为扁平. 随着时间的发展, 如

图 5(b1) 和图 5(c1) 所示, 通道侧与非通道侧在液滴界面演化的差别越来越显著. 从侧面视图可以看出, 由于界面 KH 不稳定性 and 空气动力学的共同作用, 在初始液滴赤道附近出现山脊状隆起, 其中非通道侧的隆起部分相较于通道侧更为明显.

为了定量衡量液滴间相互作用对液滴形态演化的影响, 图 6 给出了并排双液滴 ($L/R = 1$) 以及单个液滴的几何参数随时间变化的对比图. 并排双液滴的几何参数采用在垂直来流方向上的通道侧半径和非通道侧半径 (如图 5(c1) 所示), 这里半径指的是流动方向界面最大截面中液滴一侧界面到中轴线的最大距离. 从图 6 中并排液滴非通道侧半径与单液滴

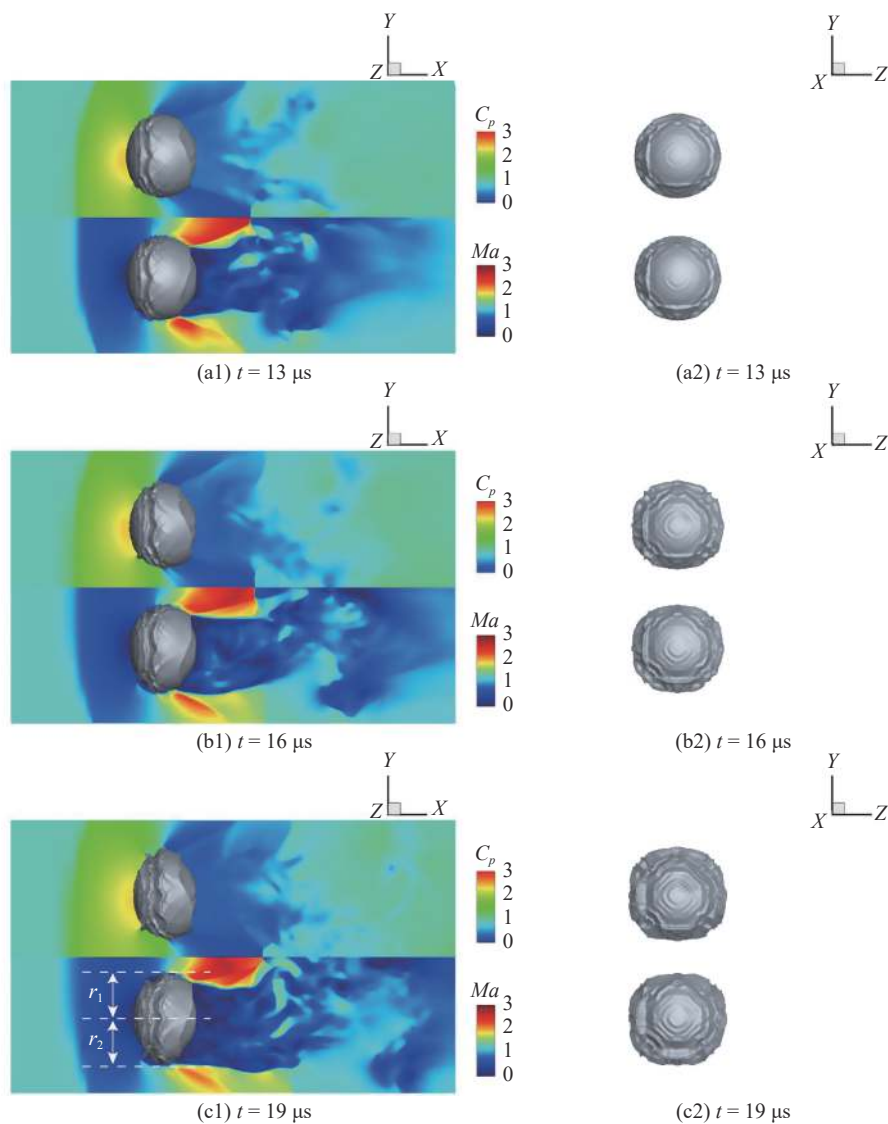


图 5 激波冲击并排液滴 ($L/R = 1$) 后界面三维形态演化及 X - Y 平面 ($Z = 0$) 上的压力与马赫数分布. 其中液滴侧面视图标号为 1, 液滴正面标号为 2

Fig. 5 Snapshots of side-by-side droplets ($L/R = 1$) after being impacted by a planar shock, pressure and Mach number contours in the X - Y plane ($Z = 0$). The column with label 1 shows the side view of the droplet, and the column with the label 2 shows the front view

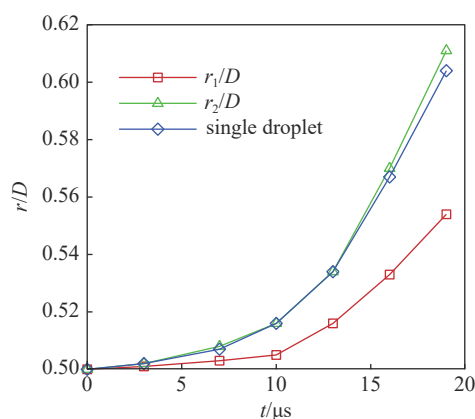


图 6 并排液滴两侧半径 ($L/R = 1$) 及单液滴半径随时间的变化

Fig. 6 The radius evolution of side-by-side droplets ($L/R = 1$) and single droplet

半径的对比, 可以发现两者半径随时间变化的规律基本是一样的. 这是由于液滴间相互作用所导致的流动变化主要发生在液滴通道一侧, 对流动中期液滴非通道侧的流场几乎没有改变. 因此, 到此时为止液滴非通道侧的半径改变与单个液滴相比几乎是一样的. 另一方面, 通道侧半径的增加比非通道侧更慢. 这是因为在通道侧由于两个液滴的弓形反射激波的相交, 导致通道侧相比非通道侧出现了更高的压强场 (这一点在上一节波系演化分析中已提及), 从而抑制了通道侧半径的增长. 对于不同液滴间距下液滴通道侧的半径演化情况, 下面将进一步进行探究.

在本文中, 由于计算资源的限制, 本文仅考虑直至冲击中期液滴界面的演化过程, 没有进一步研究冲击后期的液滴破碎过程. 另一方面, 由于液滴中期的界面形态及流场状态对液滴后续气动破碎的过程至关重要, 因此可以预见, 通道侧与非通道侧的流场与界面差异必然导致液滴两侧破碎的时间与剥离出子液滴的快慢出现不同.

2.3 通道间距对液滴相互作用的影响

图 7 给出了液滴距离与初始半径比 (L/R) 分别为 1, 0.5 以及 0.2 在不同时刻 X - Y 平面 ($Z = 0$) 上的液滴轮廓图. 这里液滴与激波相互作用问题的流动参数与之前数值模拟是一致的, 仅仅改变了并排液滴之间的距离. 通过观察图 7 可以发现, 在不同通道间距下, 液滴通道侧与非通道侧的界面变形都是不对称的. 此外, 通道间距的改变对非通道侧的界面形态的演化影响很小, 例如非通道侧的界面特征结构的相对位置基本不变, 而且界面变形的大小也基本相同. 但对于通道侧来说, 液滴间初始距离的改变对

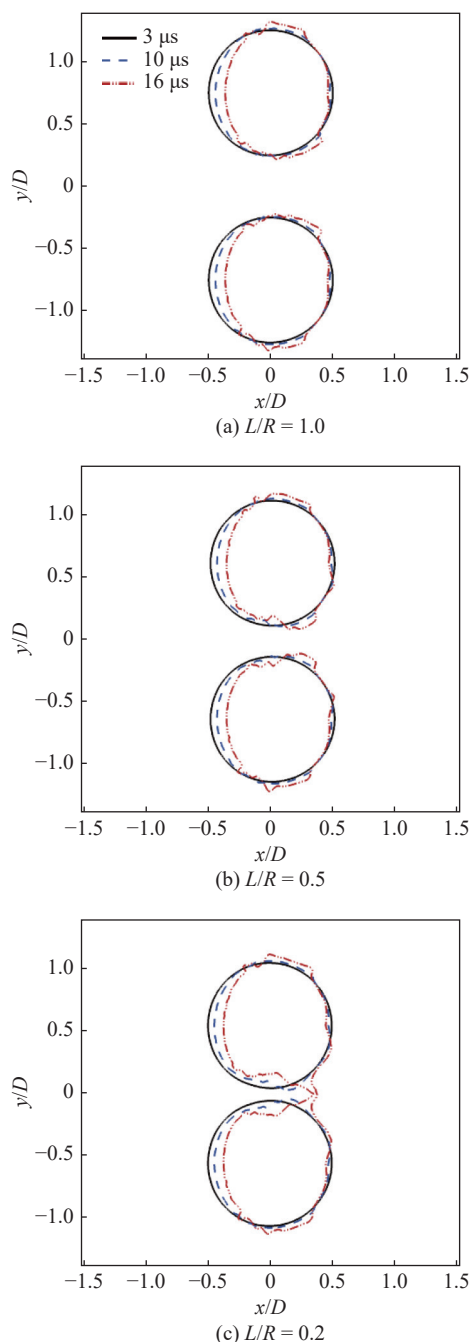


图 7 不同液滴间距下 X - Y 平面 ($Z = 0$) 液滴的截面图

Fig. 7 The cross-sectional profile of droplets in the X - Y plane ($Z = 0$) with different droplet gaps

液滴界面形态的影响是非常明显的, 特别是赤道附近以及背风面界面形态的演化. 首先, 当非通道侧赤道处界面出现波动时, 通道侧的波动则更为明显. 其次, 当并排液滴距离减小时, 同一时刻通道侧的界面波动幅值随之发生显著增加. 以 $L/R = 0.2$ 的问题为例 (如图 7(c) 所示), 可以观察到液滴赤道 ($X = 0$) 界面出现了非常明显的凹陷. 这是由于随着通道初始距离变小, 上游来流在经过通道时被阻塞的程度增

大, 进而导致通道内气流压力升高, 从而挤压通道侧赤道附近界面向两侧运动。

另一方面, 液滴间通道下游出口处的气流膨胀, 会诱导该处并排液滴之间的界面相互靠近。图 8 给出了在 $L/R = 0.5$ 和 0.2 通道间距下并排液滴在 $Z = 0$ 的 X - Y 截面内的压力云图和界面形状。可以看到在两个通道间距下均发生通道下游出口处界面靠近乃至闭合的情形, 其中 $L/R = 0.2$ 构型大约在 $16 \mu\text{s}$ 发

生局部界面闭合。界面闭合所导致的气流阻塞显著升高了通道内的压力。此外在图 8(b1)~图 8(c2) 可以看到在液滴内部出现了高压区。其形成机制类似于激波冲击下单液滴内部的高压形成^[33], 都是由于液滴内部的压缩波与弯曲界面作用而汇聚形成的。不同之处在于, 并排液滴的界面不对称性导致了高压区在液滴内部的位置和形状都发生了一定的变化。图 9 给出了两液滴之间通道中心点 (即图 7 中的坐标原

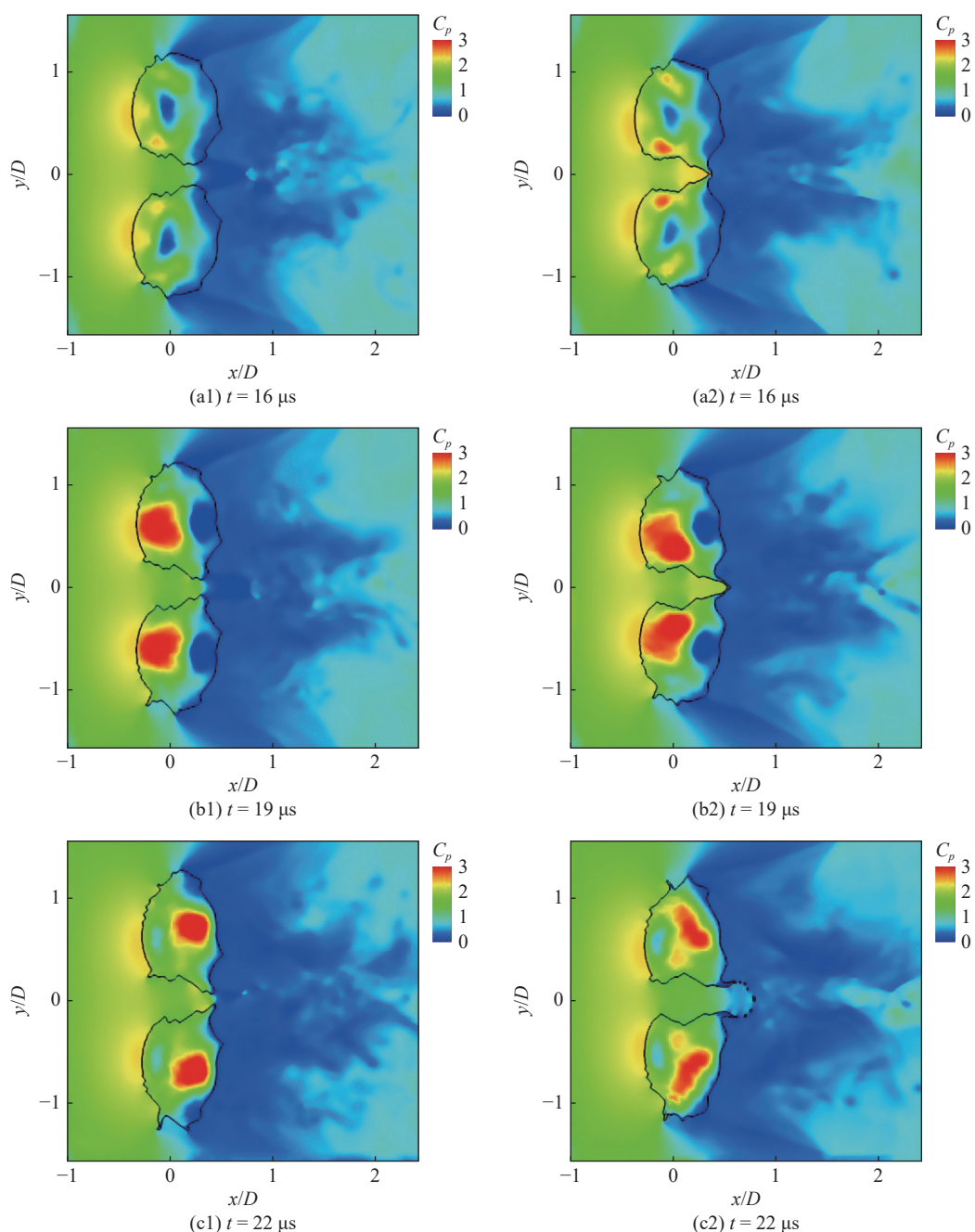


图 8 不同通道间距下, 并排液滴的压力云图。标号为 2 的列为 $L/R = 0.2$

Fig. 8 Pressure contours of side-by-side droplets under different channel spacing. The column labeled 1 corresponds to $L/R = 0.5$ and the column labeled 2 corresponds to $L/R = 0.2$

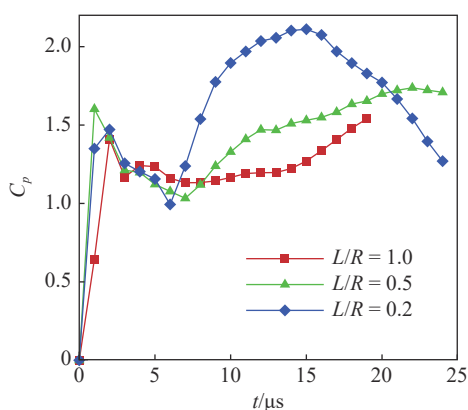


图 9 不同 L/R 下通道中心 ($X=Y=Z=0$) 处压力值随时间变化

Fig. 9 Time variation of pressure at the channel center ($X=Y=Z=0$) with different L/R

点) 的压力随时间的变化. 早期 ($0 \sim 5 \mu\text{s}$) 通道中心点的压力主要受到初始激波 IS 冲击的作用先增大, 并在弓形反射激波 RS 的作用下减弱. 随后, 通道出口的逐渐减小, 逐步阻塞通道内气体流动, 使得通道内的压力会逐渐上升. 当局部界面闭合发生时, 通道内的压力达到其峰值. 可以发现通道内压力峰值的出现与通道间距大小相关联, 其中最小间距 ($L/R = 0.2$) 的峰值最大, 且峰值出现的时间也最早. 由于界面闭合处承受着巨大的流向压差, 导致其后续发生断裂破碎, 大大减弱了对气流的阻塞作用, 从而使得通道内的压力逐渐降低.

图 10 和图 11 分别给出了在 $L/R = 0.2$ 构型下在 $19 \mu\text{s}$ 和 $22 \mu\text{s}$ 两个时刻的液滴界面三维形态. 可以看到在 $19 \mu\text{s}$ 时, 两个液滴在赤道后方已经通过凸起的界面连接在一起, 形成了一个类似楔形面的结

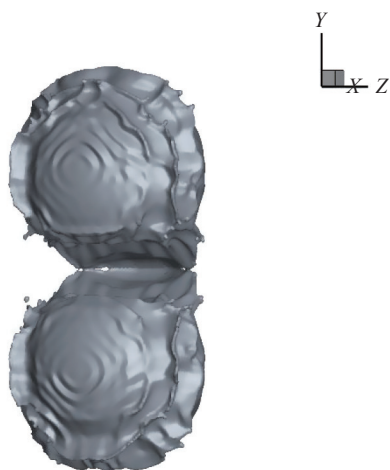


图 10 $t = 19 \mu\text{s}$ 时刻的液滴的三维界面形态 ($L/R = 0.2$)

Fig. 10 Snapshot of the two droplets with $L/R = 0.2$ at $t = 19 \mu\text{s}$

构. 在 $22 \mu\text{s}$ 时, 这个结构就已经发生了断裂破碎, 生成了许多脱离的条状液丝和液滴, 并且脱离的液丝与两个液滴原来连接位置的连线方向大致平行. 这些现象初步展现了并排液滴间的相互作用, 特别是通道侧与非通道侧在气动破碎过程上的差异性. 通过以上流动分析, 通道内气流和两侧界面演化的耦合是这些复杂液滴相互作用出现的直接原因.

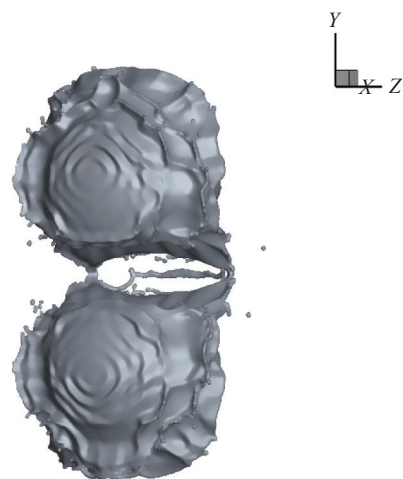


图 11 $t = 22 \mu\text{s}$ 时刻的液滴的三维界面形态 ($L/R = 0.2$)

Fig. 11 Snapshot of the two droplets with $L/R = 0.2$ at $t = 22 \mu\text{s}$

3 结论

本文采用三维守恒清晰界面数值方法数值研究了平面激波冲击下并排液滴的动力学过程并分析了演化初期液滴外波系结构演化过程. 发现冲击初期 ($0 \sim 5 \mu\text{s}$) 并排液滴之间通道侧与非通道侧的波系结构发展截然不同. 在液滴通道侧由于两个液滴的弓形反射激波相交形成了新的反射激波以及马赫杆, 而且入射激波在通道侧连接了并排液滴马赫杆, 因此与非通道侧反射激波形成的弯曲波阵面区别明显. 冲击初期虽然入射激波已扫过并排液滴, 但由于惯性效应, 液滴形状仍然基本保持不变. 给出了冲击中期 ($7 \sim 16 \mu\text{s}$) 并排液滴三维界面形态的演化图像, 研究了入射激波远离并排液滴时的界面形态演化规律, 揭示了通道下游出口处新的流动现象, 包括气流膨胀导致的界面逐渐接近至闭合及后续气流阻塞导致的界面破碎等. 最后, 研究了并排液滴间距对液滴相互作用的影响, 发现液滴间距大小对通道内压力峰值的出现影响显著, 如压力峰值的出现与通道下游出口闭合是同步发生的. 另外, 更小液滴间距不仅

带来更大压力峰值,也使得峰值出现的时间更早.这些液滴间耦合作用机制的发现对准确建立高速气流中稠密两相流计算的相间作用模型有一定的借鉴意义.

参 考 文 献

- 1 Taylor GI. The shape and acceleration of a drop in a high-speed air stream. *The Scientific Papers of GI Taylor*, 1963, 3: 457-464
- 2 Harper EY, Grube GW, Chang ID. On the breakup of accelerating liquid drops. *Journal of Fluid Mechanics*, 1972, 52(3): 565-591
- 3 Hinze JO. Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes. *AIChE Journal*, 1955, 1(3): 289-295
- 4 陆守香, 秦友花. 激波诱导的液滴变形和破碎. 高压物理学报, 2000, 14(2): 151-154 (Lu Shouxiang, Qin Youhua. Deformation and breakup of droplets behind shock wave. *Chinese Journal of High Pressure Physics*, 2000, 14(2): 151-154 (in Chinese))
- 5 Pilch M, Erdman CA. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. *International Journal of Multiphase Flow*, 1987, 13: 741-757
- 6 Guildenbecher D, Lopez-Rivera C, Sojka P. Secondary atomization. *Experiments in Fluids*, 2009, 46(3): 371-402
- 7 Gelfand BE. Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag. *Progress in Energy and Combustion Science*, 1996, 22(3): 201-265
- 8 Wierzbna A. Deformation and breakup of liquid drops in a gas stream at nearly critical weber numbers. *Experiments in Fluids*, 1990, 9(1): 59-64
- 9 Dai Z, Faeth GM. Temporal properties of secondary drop breakup in the multimode breakup regime. *International Journal of Multiphase Flow*, 2001, 27(2): 217-236
- 10 杨威, 贾明, 孙凯等. 液滴变形-袋式-多模式破碎转换研究. 工程热物理学报, 2017, 38(2): 416-420 (Yang Wei, Jia Meng, Sun Kai, et al. Investigation on transitions of deformation-bag-multimode breakup for liquid droplets. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2017, 38(2): 416-420 (in Chinese))
- 11 Hanson AR, Domich EG, Adams HS. Shock tube investigation of the breakup of drops by air blasts. *Physics of Fluids*, 1963, 6: 1070-1080
- 12 Nicholls JA, Ranger AA. Aerodynamic shattering of liquid drops. *AIAA Journal*, 1969, 7(2): 285-290
- 13 楼建锋, 洪滔, 朱建士. 液滴在气体介质中剪切破碎的数值模拟研究. 计算力学学报, 2011, 28(2): 210-213 (Lou Jianfeng, Hong Tao, Zhu Jianshi. Numerical study on shearing breakup of liquid droplets in gas medium. *Chinese Journal of Computational Mechanics*, 2011, 28(2): 210-213 (in Chinese))
- 14 Waldman GD, Reinecke WG, Glenn DC. Raindrop breakup in the shock layer of a high-speed vehicle. *AIAA Journal*, 1972, 10(9): 1200-1204
- 15 Simpkins PG, Bales EL. Water-drop response to sudden accelerations. *Journal of Fluid Mechanics*, 1972, 55(4): 629-639
- 16 Joseph DD, Belanger J, Beavers GS. Breakup of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream. *International Journal of Multiphase Flow*, 1999, 25(6): 1263-1303
- 17 耿继辉, 叶经方, 王健等. 激波诱导液滴变形和破碎现象实验研究. 工程热物理学报, 2003, 24(5): 797-800 (Geng Jihui, Ye Jingfang, Wang Jian, et al. Experimental investigation on phenomena of shock wave-induced droplet deformation and breakup. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2003, 24(5): 797-800 (in Chinese))
- 18 Theofanous TG, Li GJ, Dinh TN. Aerobreakup in rarefied supersonic gas flows. *Journal of Fluids Engineering*, 2004, 126(4): 516-527
- 19 Liu Z, Reitz RD. An analysis of the distortion and breakup mechanisms of high speed liquid drops. *International Journal of Multiphase Flow*, 1997, 23(4): 631-650
- 20 Theofanous TG, Li GJ. On the physics of aerobreakup. *Physics of Fluids*, 2008, 20(5): 52-103
- 21 Sembian S, Liverts M, Tillmark N, et al. Plane shock wave interaction with a cylindrical water column. *Physics of Fluids*, 2016, 28(5): 56-102
- 22 Meng JC, Colonius T. Numerical simulation of the aerobreakup of a water droplet. *Journal of Fluid Mechanics*, 2018, 835: 1108-1135
- 23 Liu N, Wang ZG, Sun MB, et al. Numerical simulation of liquid droplet breakup in supersonic flows. *Acta Astronautica*, 2018, 145: 116-130
- 24 Dorschner B, Biasiori-Poulanges L, Schmidmayer K, et al. On the formation and recurrent shedding of ligaments in droplet aerobreakup. *Journal of Fluid Mechanics*, 2020, 904(A20): 2020699
- 25 Yoshida T, Wierzbna A, Takayama K. Breakup and interaction of two droplets columns in a shock wave induced high-speed air flow. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, 1989, 55(514): 1607-1612
- 26 Igra D, Takayama K. Experimental investigation of two cylindrical water columns subjected to planar shock wave loading. *Journal of Fluids Engineering*, 2003, 125(2): 325-331
- 27 Chen H, Liang SM. Flow visualization of shock/water column interactions. *Shock Waves*, 2008, 17(5): 309-321
- 28 Nourgaliev RR, Din TN, Theofanous TG. Adaptive characteristics-based matching for compressible multifluid dynamics. *Journal of Computational Physics*, 2006, 213: 500-529
- 29 Chang CH, Deng X, Theofanous TG. Direct numerical simulation of interfacial instabilities: A consistent, conservative, all-speed, sharp-interface method. *Journal of Computational Physics*, 2013, 242: 946-990
- 30 Shen Y, Ren Y, Ding H. A 3D conservative sharp interface method for simulation of compressible two-phase flows. *Journal of Computational Physics*, 2020, 403: 109107
- 31 Osher S, Sethian JA. Fronts propagating with curvature dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations. *Journal of Computational Physics*, 1988, 79: 12-49
- 32 林健宇. 切割网格方法及激波与气泡相互作用研究. [博士论文]. 合肥: 中国科学技术大学, 2016 (Lin Jianyu. Development of cut-cell method and dynamics of shock-bubble interactions. [PhD Thesis]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2016 (in Chinese))
- 33 沈毅. 守恒型尖锐界面方法及激波诱导的含泡液滴演化动力学. [博士论文]. 合肥: 中国科学技术大学, 2020 (Shen Yi. Conservative sharp interface method and shock-induced dynamics of droplet containing a bubble. [PhD Thesis]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2020 (in Chinese))
- 34 Liou MS. A sequel to AUSM, part ii: AUSM⁺-up for all speeds. *Journal of Computational Physics*, 2006, 214(1): 137-170
- 35 Osher S, Fedkiw R. Level Set Methods and Dynamic Implicit Surfaces. New York: Springer, 2003: 17-90
- 36 Sussman M, Smereka P, Osher S. A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow. *Journal of Computational Physics*, 1994, 114(1): 146-159
- 37 Russo G, Smereka P. A remark on computing distance functions. *Journal of Computational Physics*, 2000, 163(1): 51-67
- 38 Min C. On reinitializing level set functions. *Journal of Computational Physics*, 2010, 229(8): 2764-2772
- 39 Theofanous TG, Mitkin VV, Ng CL, et al. The physics of aerobreakup ii. viscous liquids. *Physics of Fluids*, 2012, 24(2): 22-104