

中空液滴碰撞水平壁面数值分析

郑志伟 李大树 仇性启 崔运静

Numerical analysis of hollow droplet impact on a flat surface

Zheng Zhi-Wei Li Da-Shu Qiu Xing-Qi Cui Yun-Jing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 014704 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.014704

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.014704>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I1>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

液滴碰撞液膜润湿壁面空气夹带数值分析

Numerical analysis on air entrapment during droplet impacting on a wetted surface

物理学报.2015, 64(22): 224704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224704>

气泡在自由液面破碎后的射流断裂现象研究

Jet splitting after bubble breakup at the free surface

物理学报.2013, 62(12): 124704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.124704>

低温光滑壁面上水滴撞击结冰行为

Freezing behavior of droplet impacting on cold surfaces

物理学报.2016, 65(10): 104703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.104703>

爆炸气泡与自由水面相互作用动力学研究

Dynamics of the interaction between explosion bubble and free surface

物理学报.2014, 63(19): 194703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.194703>

中空液滴碰撞水平壁面数值分析*

郑志伟¹⁾ 李大树^{2)†} 仇性启^{1)‡} 崔运静³⁾

1) (中国石油大学 (华东) 化学工程学院, 青岛 266580)

2) (中海油研究总院, 北京 100028)

3) (中国石油大学 (华东) 机电工程学院, 青岛 266580)

(2016年6月4日收到; 2016年9月26日收到修改稿)

采用耦合水平集-体积分数法并综合考虑传热及接触热阻作用建立了中空液滴碰撞水平壁面数值模型, 并验证了模型的可靠性. 通过分析计算结果, 获得了中空液滴与实心液滴撞壁的动力学特征差异, 揭示了中空液滴撞壁流动传热机理和中心射流形成机制, 探索了碰撞速度和壁面浸润性对中空液滴撞壁动力学和传热特性的影响. 研究表明: 中空液滴撞壁后中心射流特征明显, 并伴随有射流收缩和液壳破碎等现象. 中空液滴内部压力梯度是液滴铺展、中心射流产生和发展的主要原因; 撞壁过程中中心射流表面温度分布较为均匀, 破碎液壳表面温度分布波动较大. 碰撞速度与中空液滴撞壁最大铺展系数的相关性较小, 但其对无量纲射流长度和壁面平均热流密度的影响较大; 壁面浸润性与中空液滴撞壁后期铺展系数的相关性较大, 但其对无量纲射流长度和壁面平均热流密度的影响较小.

关键词: 中空液滴, 液滴撞壁, 中心射流**PACS:** 47.55.db, 47.55.nd, 47.55.dr**DOI:** 10.7498/aps.66.014704

1 引言

液滴撞壁是自然界和工业技术领域普遍存在的现象, 如喷雾燃烧、喷雾干燥、喷墨打印和热喷涂等^[1,2]. 考虑到液滴撞壁过程流动机理复杂, 相界面拓扑结构变化较大, 研究液滴撞壁过程不仅能够丰富自由界面气液两相流动理论, 而且对喷雾技术的工程应用有重要指导意义^[3].

近年来, 国内外学者对实心液滴撞壁研究做出了许多贡献. Rioboo等^[4]采用高速摄像机对实心液滴碰撞水平干壁面现象进行了可视化研究, 发现实心液滴撞壁后主要呈现出黏附、铺展、破碎和飞溅等特征. 毕菲菲等^[5]实验观测了不同实心液滴撞击固体表面的动力学形态变化, 并探讨了撞击参数对液滴形态的影响, 研究表明液滴黏度和表面张

力的共同作用决定了液滴的振荡特性, 液滴最大铺展因子随撞击速度的增大而增大, 且液滴达到最大铺展因子所需时间与表面张力密切相关. 李大树等^[6]采用液体体积 (VOF) 法数值分析了柴油液滴碰撞水平干壁面的过程, 揭示了液滴撞壁流动传热及破碎机制, 并建立了柴油液滴碰撞水平干壁面最大铺展系数半经验理论解析模型. Kown^[7]采用 Level set 法对液滴碰撞水平壁面进行了数值模拟, 获得了液滴撞壁特性随韦伯数的变化规律及液滴飞溅的临界条件. Yokoi^[8]采用耦合水平集-体积分数法 (CLSVOF) 研究了水滴碰撞水平干壁面的飞溅现象, 研究发现壁面前进接触角是液滴撞壁飞溅的关键因素, 壁面前进角越大, 液滴越容易飞溅.

现有液滴撞壁研究主要集中在实心液滴, 然而, 在一些液滴撞壁控制技术中, 如热喷涂领域, 中空液滴与实心液滴相比存在较为明显的优势, 主

* 国家科技重大专项 (批准号: GZH201200602-01) 和中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: 15CX06052A) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lstax01@163.com‡ 通信作者. E-mail: apvshi@upc.edu.cn

要体现在^[9,10]: 1) 相同初始直径下, 中空液滴质量较小, 容易获得较大的初始动能; 2) 中空液滴导热率可以通过改变液壳厚度以及液滴内部气体物性加以有效控制. 然而, 目前有关中空液滴撞壁研究十分缺乏, 且集中在国外, 在国内尚未见相关报道. Gulyaev等^[11]采用高速摄像机首次观测到甘油中空液滴碰撞水平壁面的法向中心射流现象. 随后, 进一步对甘油中空液滴撞壁特性进行了分析, 获得了铺展系数和中心射流速度随不同雷诺数的变化^[12]. Solonenko等^[13]和Shinoda等^[14]实验对比分析了氧化铝中空液滴和实心液滴的撞壁沉积现象, 研究表明与实心液滴相比, 中空液滴撞壁后沉积液膜更为平滑. 在数值研究方面, Kumar等^[15]采用VOF法数值分析了金属锡中空液滴撞壁过程, 研究发现中空液滴内部气相分布与其撞壁动力学形态存在较大相关性.

目前, 现有研究对中空液滴撞壁动力学特征的分析还存在较大不足, 液滴撞壁流动、传热机制尚不明确, 撞壁特性规律仍有待进一步探索^[16]. 同时, 现有液滴撞壁研究多忽略传热作用, 但液滴热物性会对其动力学行为存在一定影响. 此外, 在涉及传热的撞壁过程中, 接触热阻是描述液固耦合的重要参数^[17], 而目前采用接触热阻的液滴撞壁模型还极其缺乏. 因此, 本文采用CLSVOF法并综合考虑传热及接触热阻作用建立液滴碰撞水平壁面数值模型, 对比分析中空液滴和实心液滴撞壁动力学特征的差异, 揭示中空液滴撞壁流动的传热机理和中心射流的形成机制, 探索碰撞速度和壁面浸润性对中空液滴撞壁动力学和传热特性的影响.

2 数值模型

中空液滴碰撞水平壁面的几何模型如图1所示. 定义液滴的参数如下: D_0 是液滴初始直径, D_s 是液滴铺展直径, U_0 是液滴碰撞速度, δ_p 是液壳厚度, 则液滴的铺展系数 f 和无量纲液壳厚度 δ_p^* 分别可以表示成

$$f = D_s/D_0, \quad \delta_p^* = \delta_p/D_0.$$

数值模型采用甘油中空液滴作为研究对象, 液滴初始直径 $D_0 = 5.25$ mm, 无量纲液壳厚度 $\delta_p^* = 0.082$, 初始温度 $T_d = 325$ K, 以一定的碰撞速度 U_0 垂直冲击恒温不锈钢壁面, 壁面与环境温

度均为 300 K, 环境压力为 1 个大气压. 针对液滴的铺展和收缩过程, 计算模型分别采用前进和后退接触角以求解液滴与壁面间的液-固润湿作用. 此外, 数值模型考虑 Marangoni 效应以精准求解相界面的热应力, 采用热物性参数替代常数参数, 并考虑壁面接触热阻对液滴撞壁过程的影响. 利用计算模型对控制方程进行求解, 并假设撞壁过程中热量传递为空气对流换热以及液滴与基板表面间的导热和对流换热.

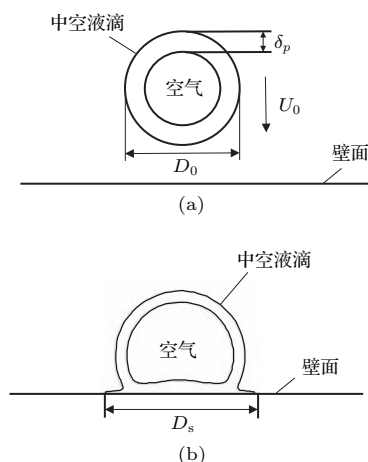


图1 中空液滴碰撞水平壁面几何模型 (a) 撞壁前; (b) 撞壁后

Fig. 1. Geometry model of hollow droplet impact on a flat surface: (a) Characteristics before impact; (b) characteristics after impact.

根据CLSVOF方法, 连续性方程、动量方程和能量方程分别可以表示成

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\rho(\phi)\mathbf{v}] + \nabla \cdot [\rho(\phi)\mathbf{v}\mathbf{v}] \\ &= -\nabla p + \nabla \cdot [\mu(\phi)(\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T)] \\ & \quad + \rho(\phi)\mathbf{g} - \mathbf{F}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\rho(\phi)c_p T] + \nabla \cdot [\rho(\phi)c_p \mathbf{v} T] \\ &= \nabla \cdot (\lambda \cdot \nabla T), \end{aligned} \quad (3)$$

式中, $\mathbf{v}$ 是速度矢量, $\mathbf{F}$ 是表面张力源项, p 是压力, $\mathbf{g}$ 是重力矢量, ϕ 是 Level set 函数, $\rho(\phi)$ 是计算单元内密度, $\mu(\phi)$ 是计算单元内动力黏度, c_p 是计算单元内比热容, T 是计算单元内温度, λ 是计算单元内导热系数. 动量方程中表面张力采用Brackbill等^[18]提出的连续表面力(CSF)模型来求解, 并通过引入Heaviside函数进行连续化处理. 表面张力

源项可以表示成

$$\mathbf{F} = \sigma \kappa(\phi) \nabla H(\phi), \quad (4)$$

$$H(\phi) = \begin{cases} 0 & \phi < -a, \\ \frac{1}{2} + \frac{\phi}{2a} + \frac{1}{2\pi} \sin\left(\frac{\pi\phi}{a}\right) & |\phi| \leq a, \\ 1 & \phi > a, \end{cases} \quad (5)$$

式中, $\kappa(\phi)$ 是曲率; σ 是表面张力系数; $H(\phi)$ 是 Heaviside 函数; a 是相界面处过渡区域厚度, $a = 1.5h$ (h 是最小网格尺寸) [19–21]. 连续化后的密度和黏度分别为

$$\rho(\phi) = \rho_g + (\rho_l - \rho_g)H(\phi), \quad (6)$$

$$\mu(\phi) = \mu_g + (\mu_l - \mu_g)H(\phi), \quad (7)$$

式中, 下标 g 和 l 分别表示气相和液相.

由 Marangoni 效应引起的应力 τ 可以表示为

$$\tau = \frac{d\sigma}{dT} \nabla T, \quad (8)$$

接触角模型以壁面边界条件的形式施加到数值模型中, 可以表示成

$$\theta_{dy}(U_{cl}) = \begin{cases} \theta_r & U_{cl} > 0, \\ \theta_e & U_{cl} = 0, \\ \theta_b & U_{cl} < 0, \end{cases} \quad (9)$$

式中, θ_{dy} 是壁面接触角, U_{cl} 是接触线速度, θ_e 是静态接触角, θ_r 和 θ_b 分别是前进和后退接触角.

计算采用二维轴对称模型, 计算区域取 $15 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$, 为提高相界面的计算精度, 对壁面附近区域网格进行自适应加密, 经网格无关性检验, 选取网格尺寸为 0.03 mm 进行划分, 既可保证计算精度, 又可节省计算时间和成本, 网格数为 349800. 采用有限体积法对控制方程进行离散, 压力速度耦合采用 SIMPLE 方法, 压力求解采用 PRESTO! 方法, 计算单元液相体积分数采用 CICSAM [22] 方法离散求解, 控制方程采用 QUICK 格式进行离散, 以减少假扩散提高精度, 时间步长 $\Delta t = 10^{-6} \text{ s}$. 本文经收敛性检验选取 Δt 内迭代次数为 100, 在该次数内可满足收敛精度要求, 计算结果收敛.

3 计算模型验证

为验证所建立中空液滴撞壁数值模型的准确性, 将甘油中空液滴撞壁数值结果与文献 [11] 中实

验观测结果进行对比, 如图 2 所示, 其中, 液滴初始直径 $D_0 = 5.25 \text{ mm}$, 碰撞速度 $U_0 = 5.94 \text{ m/s}$, 无量纲液壳厚度 $\delta_p^* = 0.082$. 图 2(a) 是不同时刻中空液滴撞壁运动形态实验和数值模拟结果, 图 2(b) 是实验测量和数值模拟中心射流长度随时间的变化.

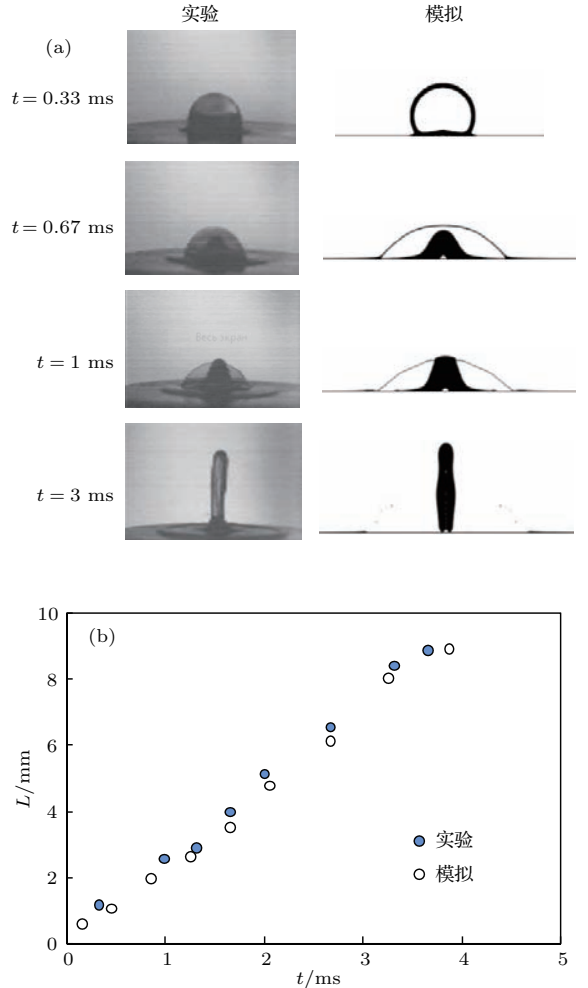


图 2 实验和模拟中空液滴撞壁动力学特征对比 (a) 运动形态对比; (b) 中心射流长度对比

Fig. 2. Comparison of experiment and simulation results for hollow droplet impact: (a) Morphology of droplet; (b) length of jet.

从图 2(a) 可以看出, 在整个撞壁过程中, 数值模拟与实验观测中空液滴运动形态较为一致. 液滴接触壁面后迅速铺展, 液滴高度不断下降, 液滴动能逐渐转化为铺展过程中表面能和黏性耗散能, 当液滴铺展到一定程度时, 碰撞中心处产生垂直于壁面竖直向上的射流 (0.67 ms), 中心射流高度随时间逐渐增大, 当其到达液滴顶部时, 对液壳产生较大的冲击作用, 液壳出现破碎 (1 ms). 随后, 在惯性力和表面张力共同作用下, 中心射流外边缘迅

速收缩,射流与壁面接触面积有所减小,液滴逐渐达到完全射流状态(3 ms).可见,中空液滴撞壁后主要呈现出铺展、中心射流和液壳破碎等现象.从图2(b)可以看出,不同时刻实验和数值模拟中心射流长度 L 较为接近,均随时间近似线性递增.此外,实验与模拟液膜铺展结果有所差异,分析认为,与现有数字图像处理技术和相界面追踪方法的局限性有关.

4 结果分析

4.1 中空液滴与实心液滴撞壁对比

图3是数值模拟中空液滴与实心液滴以4 m/s碰撞速度冲击水平壁面的动力学形态.其中,中空液滴初始直径 $D_0 = 5.25$ mm,无量纲液壳厚度 $\delta_p^* = 0.082$,壁面前进接触角和后退接触角分别为 $\theta_r = 130^\circ$ 和 $\theta_b = 150^\circ$,静态接触角 $\theta_e = 140^\circ$.为获得相同的初始冲击动能,实心液滴采用与中空液滴具有相同质量的液滴,初始直径为3.92 mm.

从图3(a)可以看出,撞壁初始阶段,惯性力驱使液滴高度不断下降,液滴内空气腔被压缩,液壳

厚度有所减小,液滴与壁面接触边缘的流体分别向内外两侧运动.外侧液体克服表面张力及黏性力作用向外铺展,逐渐形成铺展液膜.内侧液体流向碰撞中心逐渐汇聚形成法向中心射流(0.45—1.45 ms),由于惯性力作用,中心射流高度逐渐增加,当其到达液滴顶部时,液壳产生破碎,且外侧液膜与中心射流连接处发生断裂(2.75 ms).随后,射流边缘在惯性力和表面张力的共同作用下迅速向碰撞中心收缩,表面能转化为动能,促使中心射流继续向上扩展,中空液滴逐渐发展成完全射流状态(5.75—8.75 ms).当中心射流惯性力足够克服壁面黏附力和液滴重力作用时,其底部完全剥离壁面(13.75—21.75 ms).需要指出,中心射流反弹与实心液滴撞击非浸润性壁面的反弹机制不同,实心液滴撞击非浸润性壁面反弹现象是由于壁面的非浸润性阻碍了液滴铺展,减小了铺展过程中黏性耗散,从而保证液滴具有足够动能可使其沿壁面回缩并从壁面反弹^[23,24].而中空液滴撞壁后中心射流反弹是由于撞壁点处液体向内外两侧流动,促使液体在碰撞中心汇聚形成竖直向上的中心射流,并逐渐剥离壁面.

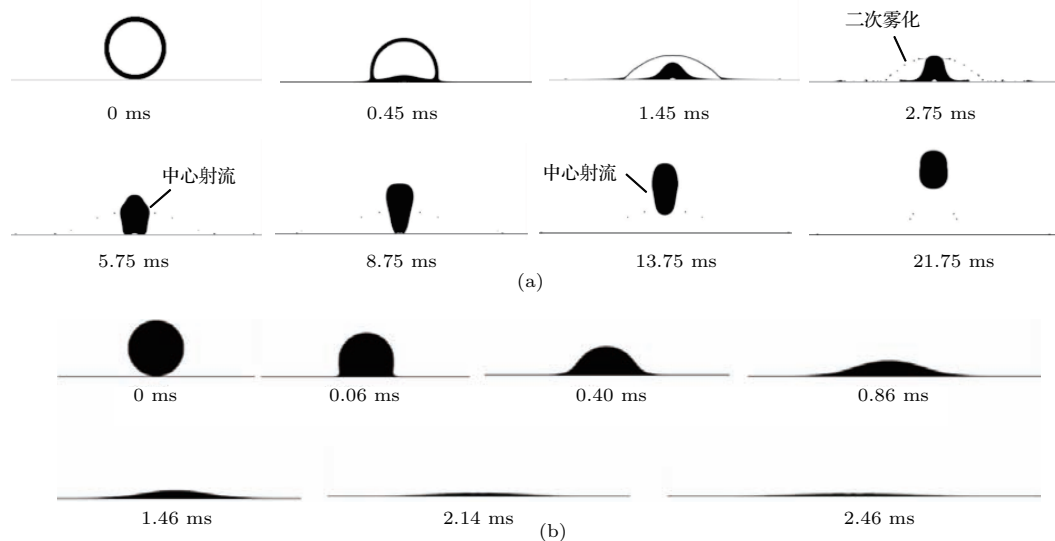


图3 中空液滴与实心液滴动力学形态对比 (a) 中空液滴; (b) 实心液滴

Fig. 3. Comparison of morphology of hollow and dense droplet impact: (a) Morphology of hollow droplet; (b) morphology of dense droplet.

从图3(b)可以看出,实心液滴撞壁后没有产生中心射流,可见,中心射流是中空液滴与实心液滴撞壁的主要动力学特征差异.撞壁初期,实心液滴铺展特征较为明显,其冲击动能逐渐转化成铺展动能、表面能和黏性耗散能.2.46 ms时,实心液滴

达到最大铺展直径,此时,液滴铺展边缘三相接触线速度减小到零,在表面张力的作用下,三相接触线向碰撞中心回缩.但由于甘油黏度较大,回缩过程中黏性耗散较大,导致液滴的回缩动能较小.

图4将实心液滴和中空液滴撞壁铺展系数表

示成无量纲时间 t^* ($t^* = tU_0/D_0$) 的函数. 从图 4 可以看出, 撞壁初始阶段, 实心液滴铺展系数随无量纲时间逐渐增加到最大值, 随后有所减小, 说明实心液滴撞壁过程中产生了回缩现象. 中空液滴撞壁铺展系数变化则较为复杂, 液滴接触壁面后, 铺展系数逐渐增加. 当 $t^* = 1.1$ 时, 铺展系数达到最大值, 同时, 液壳产生破碎, 外侧液膜与中心射流连接处发生断裂 (如图 3(a) 中 2.75 ms), 由于惯性和表面张力的作用射流边缘液体向碰撞中心收缩, 铺展系数迅速减小. 当 $t^* = 6.5$ 时, 中空液滴铺展系数减小为 0, 说明中心射流与壁面产生了剥离. 此外, 依据中空液滴的流动特征, 取特征长度 $D^* = D_0 - d_0$ (d_0 是中空气体直径), 得到中空液滴局部雷诺数 ($Re_h = 49.8$) 小于实心液滴局部雷诺数 ($Re_c = 303.98$), 由此可知, 中空液滴撞壁过程中黏性作用相对较大, 阻碍了液膜铺展, 导致铺展阶段中空液滴的铺展系数逐渐小于实心液滴.

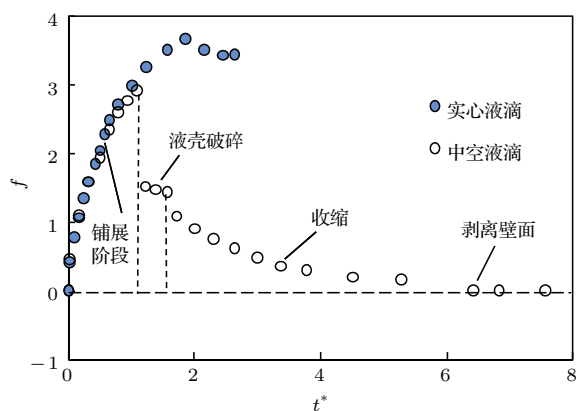


图 4 中空液滴与实心液滴铺展系数对比

Fig. 4. Comparison of spreading factors for dense and hollow droplet impact.

4.2 中空液滴的流动传热

为了探索中空液滴撞壁过程中流动传热机理和中心射流的形成机制, 图 5 对中空液滴碰撞水平壁面不同时刻的压力和速度分布进行分析, 其中, $D_0 = 5.25$ mm, $\delta_p^* = 0.082$, $U_0 = 4$ m/s, 静态接触角 $\theta_e = 140^\circ$, 液滴压力为静压.

由图 5(a) 可以看出, 0.45 ms 时, 由于液滴对壁面的冲击作用, 撞击能量在液滴与壁面接触位置 A 处聚集, 出现压力极值点, 为 9269 Pa. 此时, 铺展边缘 B 处压力值为 1639 Pa, 小于 A 处的压力极值, 液滴内部沿铺展方向具有较大的压力梯度, 因此液体克服表面张力和黏性力影响, 迅速向外侧铺展. 由速度分布可得, 此时铺展边缘 B 处速度最大

(6.7 m/s), 大于液滴的碰撞速度 (4 m/s). 同时, 从图 5(a) 还可以看出, 碰撞中心 C 处压力 (2600 Pa) 也小于 A 处, 因此, 在上述压力梯度的作用下, 液滴内部存在由 A 向 C 的回流, 液滴最大回流速度为 1.09 m/s, 小于液滴最大铺展速度 (6.7 m/s).

由图 5(b) 可以看出, 2.75 ms 时, 法向中心射流特征明显, 碰撞中心 C 处压力最大 (995 Pa), 射流顶部 D 处压力较小 (92 Pa), 射流内部沿垂直壁面法向存在较大压力梯度, 促使中心射流继续向上伸展. 同时, 在惯性力和表面张力的共同作用下, 射流边缘沿壁面向碰撞中心收缩, 射流动量逐渐由径向转化为轴向, 进一步促进了中心射流发展. 由速度分布可以看出, 射流收缩边缘 E 处出现收缩速度最大值 (1.73 m/s), 大于其顶部 D 处的法向射流速度 (1.15 m/s). 此外, 从速度分布还可以看出, 液壳与中心射流间存在较大的气流漩涡, 漩涡气体对破碎液壳边界层产生较大的剪切作用, 因此, 促进了二次雾化液滴的形成.

由图 5(c) 可以看出, 8.25 ms 时, 液滴处于完全射流状态, 碰撞中心 C 处压力仍较大, 因此射流继续维持一定的法向运动能力, 此时, 最大射流速度为 0.93 m/s.

图 6 是中空液滴碰撞水平壁面不同时刻的温度分布, 其中, 液滴温度高于壁面温度, 液滴向壁面传热.

从图 6 可以看出, 0.45 ms 时, 液滴表面及其所覆盖壁面区域内温度分布较为均匀, 碰撞点 C 处的温度梯度 (631 K/mm) 大于液滴表面 T 处 (17.24 K/mm) 和铺展边缘 B 处 (625 K/mm). 这是由于碰撞中心 C 和铺展边缘 B 处以热传导为主, 液滴表面 T 处以空气对流传热为主, 而铺展边缘 B 处液体质量较少, 液膜表面积较大, 相对散热较多, 因此, 碰撞点 C 处温度梯度最大, 液滴表面 T 处温度梯度最小, 而铺展边缘 B 处温度梯度在两者之间. 2.75 ms 时, 射流表面温度分布较为均匀, 但由于射流沿壁面向碰撞中心收缩, 壁面温度分布不再均匀, 同时, 液壳破碎产生二次雾化液滴, 破碎液滴温度较高, 环境空气温度较低, 破碎液滴与环境空气之间进行传热, 因此破碎液壳表面温度分布存在较大波动. 此时, 射流具有较大轴向速度, 因此射流顶部 D 处温度梯度较大 (69 K/mm). 8.25 ms 时, 射流表面温度分布仍较为均匀, 但壁面附近温度存在剧烈波动, 这是由于壁面附近存在大量二次破碎液滴所造成的.

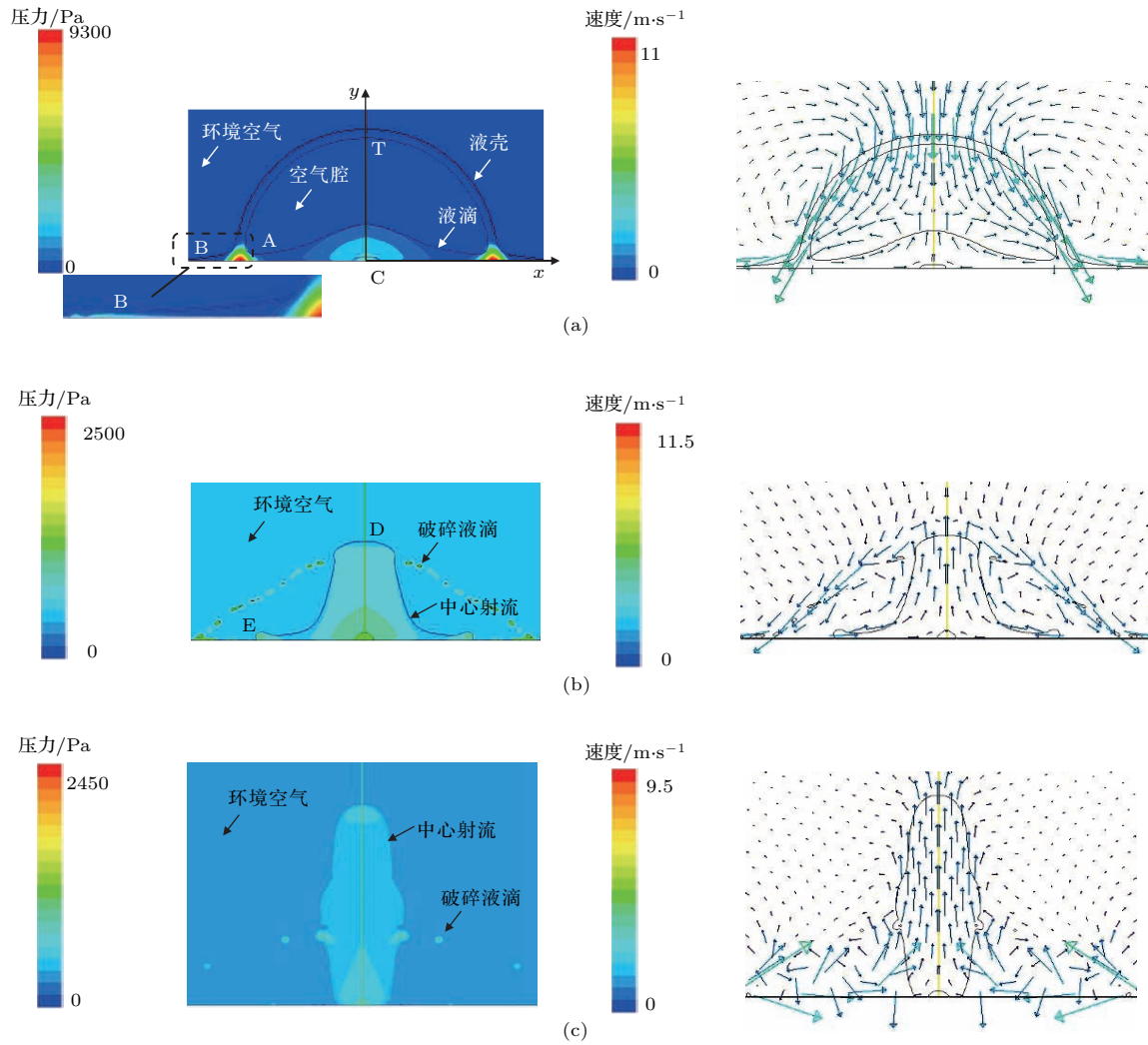


图5 (网刊彩色) 中空液滴撞壁过程不同时刻压力和速度分布 (a) 0.45 ms; (b) 2.75 ms; (c) 8.25 ms

Fig. 5. (color online) Pressure and velocity distribution of hollow droplet at different time during impact: (a) 0.45 ms; (b) 2.75 ms; (c) 8.25 ms.

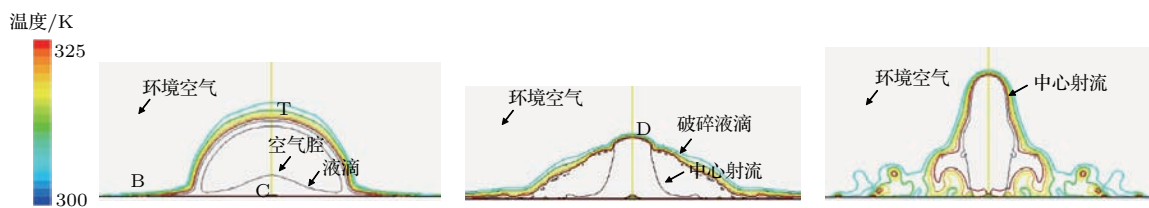


图6 (网刊彩色) 中空液滴撞壁过程不同时刻温度分布 (a) 0.45 ms; (b) 2.75 ms; (c) 8.25 ms

Fig. 6. (color online) Temperature distribution of hollow droplet at different time during impact: (a) 0.45 ms; (b) 2.75 ms; (c) 8.25 ms.

4.3 中空液滴撞壁特性

图7对比分析了不同碰撞速度下中空液滴撞击不同浸润性壁面铺展系数 f 随无量纲时间 t^* 的变化. 其中, 壁面静态接触角分别为 $\theta_e = 30^\circ$ 和 $\theta_e = 140^\circ$.

从图7可以看出, 中空液滴碰撞相同浸润性壁

面时, 不同碰撞速度下最大铺展系数较为接近. 当碰撞速度分别为4, 6和10 m/s时, 最大铺展系数分别是3, 3.15和3.4. 可见, 中空液滴撞壁最大铺展系数随碰撞速度的增加略有增大, 这与实心液滴撞壁最大铺展系数的碰撞速度效应完全不同: 实心液滴撞壁最大铺展系数随碰撞速度的增加显著增大^[25,26]. 这是由于中空液滴撞壁铺展液膜中的液

体质量在液滴总质量中占有比例较小, 因此, 不同碰撞速度下铺展液体初始动能较为接近, 导致中空液滴最大铺展系数与碰撞速度的相关性较小.

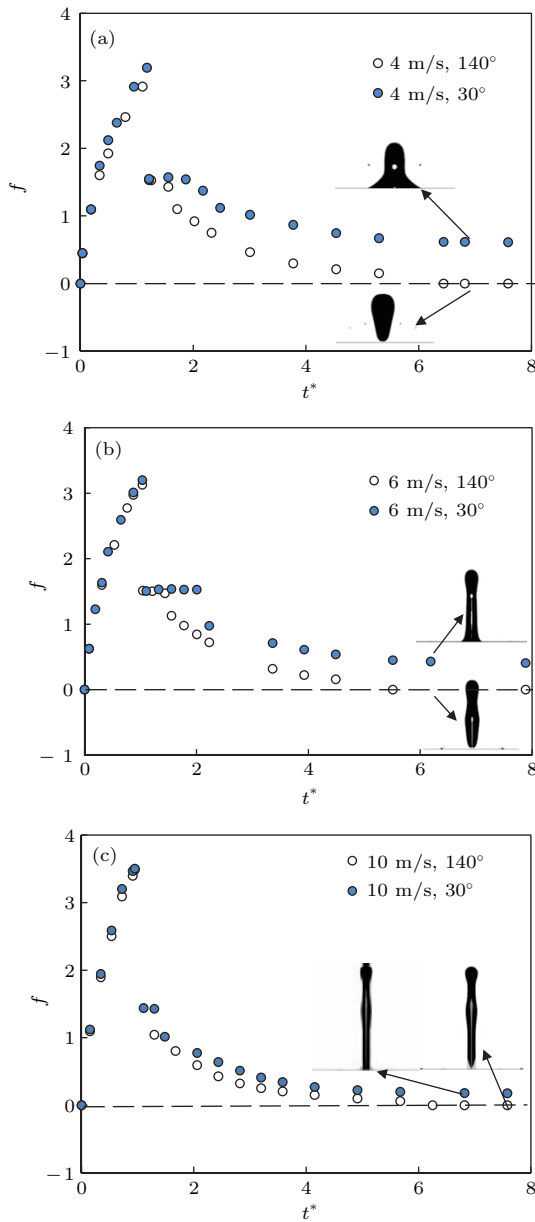


图7 中空液滴碰撞不同浸润性壁面铺展系数的变化

Fig. 7. Spreading factor of hollow droplet impact on surface with different wettabilities.

从图7还可以看出, 碰撞速度相同时, 中空液滴撞壁初始阶段不同浸润性壁面的铺展系数较为接近, 均在 t^* 大约为1.1时达到最大值, 同时产生液壳破碎现象, 可见, 壁面浸润性对中空液滴撞壁初始阶段的铺展过程和液壳破碎所需无量纲时间的影响较小. 液壳破碎后, 中心射流沿不同浸润性壁面均产生了收缩, 因此铺展系数随无量纲时间均逐渐减小. 但中空液滴碰撞浸润壁面($\theta_e = 30^\circ$)的铺

展系数大于憎浸壁面($\theta_e = 140^\circ$), 说明中心射流沿憎浸壁面的收缩速度较快. 当 t^* 大约为6.5时, 不同碰撞速度下憎浸壁面的铺展系数均减小到0, 而浸润壁面的铺展系数逐渐稳定, 说明, 不同碰撞速度下憎浸壁面中心射流均与壁面产生了剥离现象, 而浸润壁面中心射流仍具有一定的铺展特征. 考虑到中心射流沿壁面收缩是惯性力、黏性力和表面张力共同作用的结果, 射流沿壁面收缩过程表面能变化量 ΔE 可以表示成

$$\Delta E = \int_{S_1}^{S_2} \sigma \cos \theta_e dS, \quad (10)$$

其中, S_1 和 S_2 是收缩过程中的润湿面积. 可以看出, 中心射流沿壁面收缩表面能变化与接触角有关, 当射流润湿面积为一定值时, 接触角越大, 射流收缩需要克服的表面能越小, 因此, 中心射流沿憎浸壁面更容易产生收缩现象. 此外, 从图7还可以看出, 在中空液滴撞壁后期, 当碰撞速度较大时($U_0 = 10$ m/s), 浸润性壁面铺展系数逐渐接近憎浸壁面, 说明随着碰撞速度增大, 壁面浸润性对中空液滴撞壁铺展系数的影响逐渐减小.

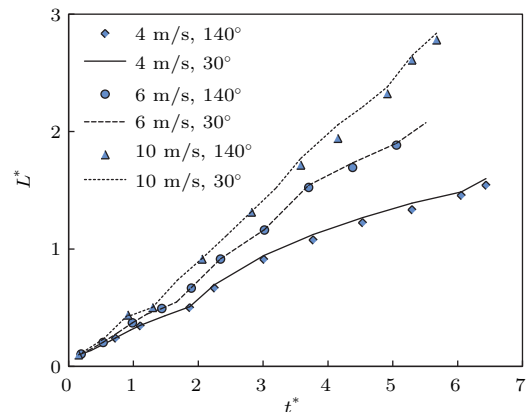


图8 不同碰撞速度下中空液滴无量纲射流长度的变化

Fig. 8. Dimensionless jet length for hollow droplet impact at different impacting velocity.

图8将不同碰撞速度下中空液滴撞击不同浸润性壁面无量纲射流长度 L^* 表示成无量纲时间 t^* 的函数, 其中, $L^* = L/D_0$, L 为中心射流长度. 可以看出, 不同工况下, 无量纲射流长度 L^* 均随 t^* 近似线性递增. 碰撞速度相同时, 不同浸润性壁面的 L^* 较为接近, 说明壁面浸润性对无量纲射流长度的影响较小. 当中空液滴碰撞相同浸润性壁面时, 碰撞速度越大, 无量纲射流长度 L^* 越大. 由此可见, 无量纲射流长度的碰撞速度效应明显. 但随着碰撞速度增大, 无量纲射流长度增幅逐渐减小, 说

明中空液滴无量纲射流长度与碰撞速度的相关性逐渐减小.

进一步地研究中空液滴撞壁传热特性, 图9将不同碰撞速度下中空液滴撞击不同浸润性壁面平均热流密度 q_w 表示成无量纲时间 t^* 的函数. 可以看出, 不同碰撞速度下 q_w 均随 t^* 先增加后减小. 碰撞速度越大, q_w 越大, 这是由于具有较大碰撞速度的液滴对壁面的冲击扰动较大, 液滴与壁面间的传热能力也相应地增大. 但不同碰撞速度下壁面达到最大 q_w 所需的无量纲时间较为接近, t^* 大约为 0.16. 可见, 中空液滴碰撞水平壁面 q_w 与碰撞速度的相关性较大, 但其达到最大 q_w 所需无量纲时间与碰撞速度的相关性较小. 结合图7可知, 中空液滴撞壁达到最大铺展系数所需无量纲时间约为 1.1, 大于壁面达到最大 q_w 所需无量纲时间, 可见, 中空液滴撞壁铺展特征明显滞后于传热特征. 此外, 从图9还可以看出, 碰撞速度相同时, 不同浸润性壁面的 q_w 较为接近, 说明壁面浸润性对中空液滴撞壁壁面平均热流密度的影响较小.

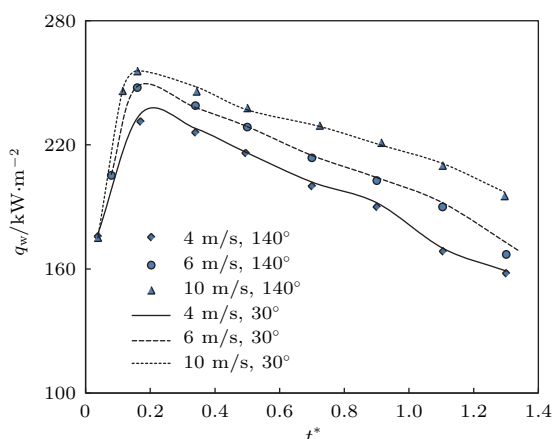


图9 不同碰撞速度下壁面平均热流密度的变化
Fig. 9. Average wall heat flux for hollow droplet impact at different impacting velocity.

4.4 最大铺展系数理论分析

从能量守恒的角度对中空液滴撞壁过程进行分析: 液滴撞壁前后能量主要包括撞壁前液滴的动能 E_1 、表面能 E_{s1} 以及撞壁后液膜的动能 E_2 、表面能 E_{s2} 和黏性耗散能 W , 则中空液滴撞壁能量守恒方程可以表示成

$$E_1 + E_{s1} = E_2 + E_{s2} + W, \quad (11)$$

式中:

$$E_1 = \frac{U_0^2 \rho V}{2},$$

$$V = \frac{\pi[D_0^3 - (D_0 - 2\delta_p)^3]}{6},$$

$$E_{s1} = \frac{\pi\sigma[D_0^2 + (D_0 - 2\delta_p)^2]}{2},$$

E_2 , E_{s2} 和 W 采用 Gulyaev^[12] 所建立的关联式, 分别可以表示成

$$E_2 = \pi\rho\left(\frac{dR}{dt}\right)^2\left[\frac{2}{5}h^3\left(1 - \frac{D_0^2}{4R^2}\right) + \frac{1}{3}h\left(R^2 - \frac{D_0^4}{16R^2}\right)\right], \quad (12)$$

$$E_{s2} = \sigma\pi\left[\left(R^2 - \frac{D_0^2}{4}\right) + 2Rh\right], \quad (13)$$

$$W = \int_0^t \frac{\mu\pi}{h}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2\left(R^2 - \frac{D_0^4}{16R^2}\right)dt, \quad (14)$$

式中, $R(t)$ 为铺展半径, $h(t)$ 为液膜厚度. 结合(11)–(14)式并加入边界条件^[12]可得中空液滴撞壁最大铺展系数表达式

$$f_{\max} = 0.7\left(1 + \frac{4}{5}\beta\right) + \left(0.72 - \frac{2}{3}\beta\right)Re^{0.23(1+\frac{\beta}{5})}, \quad (15)$$

其中, $\beta = (1 - 2\delta_p)^3$, 理论解析模型的适用范围为 $12 < Re < 1400$, $230 < We < 15000$.

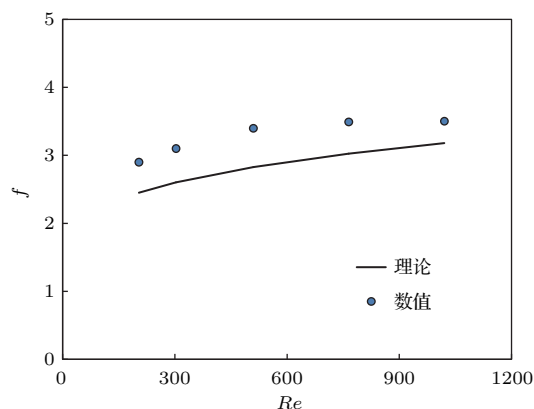


图10 中空液滴 $f_{\max}$ 理论解析值与数值结果对比
Fig. 10. Comparison of $f_{\max}$ for hollow droplet impact between theoretical and numerical model.

图10将理论模型解析值与数值结果进行对比, 可以看出, 不同 Re 下, 数值计算 $f_{\max}$ 与理论解析值较为接近, 均随雷诺数的增加逐渐增大, 但当 Re 大约为 500 时, $f_{\max}$ 的增幅不再明显, 随雷诺数的增加逐渐趋于稳定. 从图10还可以看出, 与数值计

算值相比, 理论解析 $f_{\max}$ 偏低. 分析认为, 产生上述偏差主要有以下原因: 1) 理论模型在求解铺展液膜厚度时, 对液滴形态进行了假设; 2) 理论模型在求解黏性耗散时, 没有考虑热量传递对液体黏度和流动边界层厚度的影响; 3) 现有相界面追踪方法对接触线移动的精确描述具有局限性.

5 结 论

采用 CLSVOF 法对中空液滴碰撞水平壁面进行了数值分析, 研究了中空液滴撞壁动力学形态演变规律, 揭示了中空液滴撞壁流动传热机理和中心射流形成机制, 并获得了碰撞速度和壁面浸润性对中空液滴撞壁动力学和传热特性的影响规律. 得到主要结论如下:

1) 中空液滴撞壁后表现出明显的铺展和中心射流特征, 并伴随有中心射流收缩和液壳破碎等现象, 实心液滴撞壁后主要呈现出铺展和回缩特征;

2) 中空液滴内部压力梯度是液滴铺展、中心射流产生和发展的主要原因, 撞壁过程中中心射流表面温度分布较为均匀, 破碎液壳表面温度分布存在较大波动;

3) 碰撞速度与中空液滴最大铺展系数的相关性较小, 但其对无量纲射流长度和壁面平均热流密度的影响较大; 壁面浸润性与中空液滴撞壁后期铺展系数的相关性较大, 但其对无量纲射流长度和壁面平均热流密度的影响较小; 中空液滴撞壁达到最大铺展系数和最大热流密度所需无量纲时间与碰撞速度和壁面浸润性均几乎不相关, 且中空液滴撞壁铺展特征明显滞后于传热特征;

4) 中空液滴最大铺展系数数值结果与理论解析值较为接近, 均随雷诺数的增加逐渐增大, 但当 Re 大约为 500 时, $f_{\max}$ 的增幅不再明显, 随雷诺数的增加逐渐趋于稳定.

参考文献

- [1] Moreira A L N, Moita A S, Pano M R 2010 *Prog. Energy. Combust.* **36** 554
- [2] Li D S, Qiu X Q, Yu L, Xu J, Duan X L, Zheng Z W 2014 *Ind. Heating* **43** 1 (in Chinese) [李大树, 仇性启, 于磊, 许京, 段小龙, 郑志伟 2014 工业加热 **43** 1]

- [3] Liang G T, Guo Y L, Shen S Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 024705 (in Chinese) [梁刚涛, 郭亚丽, 沈胜强 2013 物理学报 **62** 024705]
- [4] Rioboo R, Tropea C, Marengo M 2001 *Atomization Spray* **11** 155
- [5] Bi F F, Guo Y L, Shen S Q, Chen J X, Li Y Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 184702 (in Chinese) [毕菲菲, 郭亚丽, 沈胜强, 陈觉先, 李熠桥 2012 物理学报 **61** 184702]
- [6] Li D S, Qiu X Q, Cui Y J, Zheng Z W, Ma P Y, Qi F L 2014 *T. Chin. Soc. Agric. Mach.* **45** 25 (in Chinese) [李大树, 仇性启, 崔运静, 郑志伟, 马培勇, 祁风雷 2014 农业机械学报 **45** 25]
- [7] Kwon T J 2003 *Ph. D. Dissertation* (West Lafayette: Purdue University)
- [8] Yokoi K 2011 *Soft Matter* **7** 5120
- [9] Solonenko O P, Gulyaev I P, Smirnov A V 2008 *Tech. Phys. Lett.* **34** 1050
- [10] Shukla R K, Kumar A 2015 *J. Therm. Spray Techn.* **24** 1368
- [11] Gulyaev I P, Solonenko O P, Gulyaev P Y, Smirnov A V 2009 *Tech. Phys. Lett.* **35** 885
- [12] Gulyaev I P, Solonenko O P 2013 *Exp. Fluids* **54** 1
- [13] Solonenko O P, Smirnov A V, Gulyaev I P 2008 *The 5th International Workshop on Complex Systems* Sendai, Japan, September 26--28, 2008 **982** 561
- [14] Shinoda K, Murakami H 2010 *J. Therm. Spray Techn.* **19** 602
- [15] Kumar A, Gu S 2012 *Int. J. Heat Fluid Fl.* **37** 189
- [16] Kumar A, Gu S, Tabbara H, Kamnis S 2013 *Surf. Coat. Techn.* **220** 164
- [17] Tabbara H, Gu S 2012 *Int. J. Heat Mass Trans.* **55** 2081
- [18] Brackbill J U, Kothe D B, Zemach C 1992 *J. Comput. Phys.* **100** 335
- [19] Yokoi K 2013 *J. Comput. Phys.* **232** 252
- [20] Guo Y, Wei L, Liang G, Shen S 2014 *Int. Commun. Heat Mass* **53** 26
- [21] Yang B H 2013 *Ph. D. Dissertation* (Chongqing: Chongqing University) (in Chinese) [杨宝海 2013 博士学位论文 (重庆: 重庆大学)]
- [22] Ubbink O, Issa R I 1999 *J. Comput. Phys.* **153** 26
- [23] Liang C, Wang H, Zhu X, Chen R, Ding Y D, Liao Q 2013 *CIESC J.* **64** 2745 (in Chinese) [梁超, 王宏, 朱恂, 陈蓉, 丁玉栋, 廖强 2013 化工学报 **64** 2745]
- [24] Liu D W, Ning Z, Lü M, Yan K, Sun C H 2016 *Chin. J. Comput. Mech.* **33** 3027 (in Chinese) [刘冬薇, 宁智, 吕明, 阎凯, 孙春华 2016 计算力学学报 **33** 3027]
- [25] Song Y C, Ning Z, Sun C H, Lü M, Yan K, Fu J 2013 *J. Combust. Sci. Technol.* **19** 549 (in Chinese) [宋云超, 宁智, 孙春华, 吕明, 阎凯, 付娟 2013 燃烧科学与技术 **19** 549]
- [26] Šikalo Š, Marengo M, Tropea C, Ganic E N 2002 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **25** 503

Numerical analysis of hollow droplet impact on a flat surface*

Zheng Zhi-Wei¹⁾ Li Da-Shu^{2)†} Qiu Xing-Qi^{1)‡} Cui Yun-Jing³⁾

1) (College of Chemical Engineering, China University of Petroleum, Qingdao 266580, China)

2) (CNOOC Research Institute, Beijing 100028, China)

3) (College of Machinery and Electrical Engineering, China University of Petroleum, Qingdao 266580, China)

(Received 4 June 2016; revised manuscript received 26 September 2016)

Abstract

Many researches of a dense droplet impacting on a flat surface have been reported in the literature. However, the mechanism of a hollow droplet impacting on a flat surface has not yet been well addressed. A mathematical model is developed in the present research to resolve this impacting process. The model couples level set and volume of fluid method, and considers heat transfer and contact resistance between the droplet and surface. The validation of the model is carried out by comparing simulation results with experiment data. Different impact behaviors are observed in the impacting processes of both the dense droplet and the hollow droplet on a flat surface, obtained from the simulation result. The hydrodynamics and heat transfer behaviors of the hollow droplet impacting on a flat surface and the formation of central jetting are also explored. The effects of impact velocity and surface wettability on the impacting behavior of the hollow droplet are also analyzed. The results show that in the impacting process, the hollow droplet presents a spread and central jetting pattern, accompanying liquid shell contraction and breakup, while only spread and liquid shell contraction are observed in the dense droplet impacting process. It is also observed that the central jetting of the hollow droplet peels off the surface in the final impacting stage. The dimensionless spread factor for the hollow droplet is less than that of the dense droplet with the same initial kinetic energy in spread stage. The pressure gradient inside the hollow droplet is the main factor resulting in the spread and central jetting. The temperature distribution in the liquid shell and the surface is more uniform than in the central jetting, which is caused by the secondary breakup of the liquid shell. The spread factor of the hollow droplet remains unchanged as the impact velocity increases but is closely related to the surface wettability. The spread factor of the hydrophilic surface is larger than that of the hydrophobic surface. The effects of the surface wettability on the spread factor gradually reduce with the increase of the impact velocity. The effects of the impact velocity on the dimensionless jet length and the average wall heat flux are significant, while the surface wettability plays a negligible role in them. Improving the impact velocity increases the dimensionless length of the central jetting and the average wall heat flux, but this influence diminishes under a high impact velocity condition. Neither the dimensionless time spans of reaching the maximum spread factor nor the maximum average wall heat flux for the hollow droplet is influenced by the impact velocity and surface wettability and the development of the spread falls behind the heat transfer. Furthermore, the maximum spread factor increases with Reynolds number, and when Reynolds number is higher than 500, the increase in the maximum spread factor is no longer significant.

Keywords: hollow droplet, droplet impact, central jetting

PACS: 47.55.db, 47.55.nd, 47.55.dr

DOI: 10.7498/aps.66.014704

* Project supported by the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. GZH201200602-01) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Ministry of Education of China (Grant No. 15CX06052A).

† Corresponding author. E-mail: lstax01@163.com

‡ Corresponding author. E-mail: apvshi@upc.edu.cn