

液滴撞击液膜的射流与水花形成机理分析*

梁刚涛 郭亚丽 沈胜强†

(大连理工大学能源与动力学院, 海洋能源利用与节能教育部重点实验室, 大连 116024)

(2012年5月25日收到; 2012年7月1日收到修改稿)

建立了单液滴撞击平面液膜的物理与数学模型, 采用 Coupled Level Set and Volume of Fluid 方法对这种现象进行了数值模拟, 探讨了黏度和表面张力对冠状水花形态的影响. 通过分析撞击后液体内部的压力和速度分布, 揭示了液滴颈部射流的产生机理, 验证了 Yarin 和 Weiss 提出的运动间断理论. 研究显示, 表面张力对冠状水花形态的影响远大于黏度的影响. 颈部射流的产生主要是由于撞击后颈部区域局部较大压差造成的, 随着撞击过程的继续, 压差作用减弱; 液膜内流体的径向运动对射流发展成冠状水花具有推动作用.

关键词: 液滴撞击, 液膜, 射流, 水花

PACS: 47.61.Jd, 47.55.D-, 47.15.Uv

DOI: 10.7498/aps.62.024705

1 引言

在工业生产和生活领域中, 液滴撞击液膜是一种常见的现象, 例如喷雾冷却、水平管降膜蒸发器中液滴连续撞击换热管、雨水冲击积水的地面等, 其复杂的作用机理、奇异的现象及对相关过程的重要性引起了研究人员的关注. 液体黏性和表面张力是影响液滴撞击后水花飞溅过程的重要参数, 许多相关研究聚焦于此. Cossali 等^[1]实验探讨了黏度对飞溅形态和二次液滴动态特性的影响, 黏度较大时, 二次液滴出现在冠状水花完全形成后的可能性较大; 黏度较小时, 二次液滴出现在射流形成阶段. Vander Wal 等^[2]认为, 飞溅临界数的主要影响因素是撞击速度、液体密度和表面张力, 黏性力影响较小. Vander Wal 等^[3]实验研究了表面张力对二次液滴的影响, 发现表面张力越大, 形成的二次液滴数量越小, 尺寸越大. Yarin 和 Weiss^[4]的结果显示, 表面张力是撞击后形成冠状水花的主要阻力. 郭加宏等^[5]的实验结果显示, 液体的黏度和表面张力对水花和飞溅的产生都具有抑制作用. Wang 和 Chen^[6]对液滴撞击厚度较小的液膜进行了实验研究, 结果表明, 当液膜厚度发生变化时, 液滴撞击液膜后产生的飞溅现象是不同的. Fedorchenko 和

Wang^[7]实验发现, 黏度较小时, 冠状水花顶部产生毛细波, 沿水花表面向下传播, 引起水花表面的变形, 这种波动和变形程度随液体黏度的减小而增大.

数值模拟方面, 严永华等^[8]采用 Lattice Boltzmann Method(LBM)研究了单液滴撞击液膜后的喷溅过程, 发现流体的黏性越小, 水花的厚度越大, 水花与液膜的夹角也越大. 周轶等^[9]采用 LBM 方法对垂直相邻两液滴相继撞击液膜的流动过程进行了数值研究, 发现液滴间距不同, 撞击后液膜形状会出现很大差异. 马理强等^[10]采用改进的 Smoothed Particle Hydrodynamics(SPH)方法对液滴静止状态下冲击液面的飞溅过程进行了数值模拟, 得到了液滴破碎、融合, 以及液面的飞溅、波动等物理现象. Xie 等^[11]采用 Moving Particle Semi-implicit(MPS)方法对液滴撞击液膜过程进行了计算, 考虑了重力、黏性力和表面张力对撞击后动力特性的影响. 沈胜强等^[12]应用 Volume of Fluid(VOF)方法数值模拟了液滴撞击等温固体平壁后的变形和反弹过程, 与实验结果符合较好. Lee 等^[13]采用 Level Set 方法对液滴撞击液膜的初期形态进行了二维数值模拟, 发现在冠状水花的形成阶段, 黏性的影响较弱.

由于研究对象和过程的复杂性, 迄今对液滴撞

* 国家自然科学基金(批准号: 51176017, 50976016)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zzbshen@dlut.edu.cn

击液膜现象的研究主要集中于实验观测与分析. 受实验条件限制, 一些细微过程, 如液膜内的压力场和速度场, 难以实验测定. 数值方法作为一种现代的研究手段, 在流体运动过程模拟方面取得了极大成功, 但在液滴撞击液膜过程的准确模拟方面还不成熟. 在众多数值方法中, VOF 方法在高精度的离散格式下能够很好的保证物理量的守恒, 但体积分数是离散量, 准确的求解比较困难; 此外 VOF 方法估算界面的法向量、曲率等内在几何量的误差较大. Level Set 方法可以隐式的捕捉界面, 且无论流场如何改变, 距离函数始终是光滑的, 并且易于处理复杂界面变形和拓扑结构改变; 但该方法不是守恒方法, 在计算过程中会有物理量的损失. CLSVOF 方法是为了克服 VOF 方法和 Level Set 方法的不足并综合其优点提出的一种新算法^[14,15], 利用 VOF 方法良好的守恒性和 Level Set 方法对界面曲率和法向量的精确计算, 捕捉两相界面. 王春海^[16]的研究表明, CLSVOF 方法用于气-液两相流自由表面追踪时, 可保证流体的质量守恒, 且计算精确度高于 VOF 方法, 明显高于 Level Set 方法.

目前已有学者应用 CLSVOF 方法对一些物理现象进行了模拟, 并取得了满意的结果, Tomar 等^[17]采用 CLSVOF 方法对膜态沸腾中气泡的成长过程进行了模拟, Ohta 等^[18]采用此方法模拟了泡状流在矩形方腔内的流动过程, 梁刚涛等^[19]采用 CLSVOF 方法数值模拟了液滴撞击液膜初期的飞溅过程, 通过与其他学者的研究结果比较, 证明 CLSVOF 方法用于液滴撞击过程模拟的优越性. 本文在文献^[19]的基础上, 选用不同物性的流体, 采用 CLSVOF 方法考察表面张力和黏度对撞击初期水花形态的影响, 揭示出颈部射流和冠状水花的形成机理.

2 物理数学模型

VOF 方法通过定义一个体积分数 α 来捕捉界面, 当单元中充满液体时, $\alpha = 1$; 单元中充满气体时, $\alpha = 0$; 两相界面处 $0 < \alpha < 1$. α 的控制方程为

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \alpha = 0, \quad (1)$$

其中 \mathbf{U} 表示速度矢量, t 表示时间项.

Level Set 方法通过定义一个符号距离函数 ϕ 来捕捉界面, 两相界面对应于 $\phi = 0$ 的等值线或面,

ϕ 的控制方程为

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \phi = 0. \quad (2)$$

界面法向量 \mathbf{n} 的计算方法为

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|}. \quad (3)$$

两相界面曲率 κ 可由下式得出:

$$\kappa = \nabla \cdot \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|}. \quad (4)$$

引入 Heaviside 函数来光滑界面处的密度和黏度, Heaviside 函数定义如下式所示:

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

式中, $a = 1.5w$, w 为最小网格尺寸, 光滑后的密度和黏度为

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

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

式中, ρ, μ 分别表示密度和动力黏度, 下标 g, l 分别表示气相和液相.

对表面张力的处理采用 CSF 模型^[20]:

$$\mathbf{F}_s = \sigma \kappa \delta(\phi) \nabla \phi, \quad (8)$$

$$\delta(\phi) = \frac{dH(\phi)}{d\phi}, \quad (9)$$

其中 σ 为表面张力系数.

流动控制方程如 (10), (11) 式所示:

$$\nabla \mathbf{U} = 0, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\rho(\phi) \partial \mathbf{U}}{\partial t} + \rho(\phi) \nabla \cdot (\mathbf{U} \mathbf{U}) \\ &= -\nabla p + \nabla \cdot \mu(\phi) [\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T] \\ & \quad - \sigma \kappa \delta(\phi) \nabla \phi + \rho(\phi) \mathbf{g}, \end{aligned} \quad (11)$$

式中, p, \mathbf{g} 分别表示压力和重力加速度.

在 CLSVOF 方法中, 界面的重构采用 Youngs^[21] 提出的分段线性几何重构思想, 与 VOF 方法的不同之处在于对界面法向量的获取由符号距离函数 ϕ 的计算得出. 两相界面重构步骤如下: 1) 找出 $0 < \alpha < 1$ 的网格, 并通过 (3) 式计算界面法向量 \mathbf{n} ; 2) 确定网格内垂直于法向量 \mathbf{n} 的线段, 保

证网格至少一个角被液相填充; 3) 当线段与网格边界围成的面积与 α 值相匹配时, 这个线段就是当前网格重构以后的界面.

随着计算的进行, 几个时间步后, 由于数值方法的内在效应, 距离函数 ϕ 的梯度可能变得剧烈或者平缓, 等值线出现聚合或者拉伸的情况, 将不再保持距离函数的性质 [22], 因此必须对 ϕ 重新初始化, 使其保持距离函数的性质, 在本文的 CLSVOF 方法中, 采用几何法对 ϕ 重新初始化. 图 1 为几何法对 ϕ 重新初始化的示意图, 图中线段 AB 表示两相界面, 点 C 表示网格 (i, j) 的中心, ϕ 初始化的实质就是获取网格中心点到界面的最小距离. 当 C 在 AB 上的投影点 D 位于线段 AB 上时, 如图 1(a) 所示, 线段 CD 的长度就是最小距离; 当投影点 D 在线段 AB 的延长线上时, 如图 1(b) 所示, 最小距离取线段 AC 和 BC 中长度较小的线段.

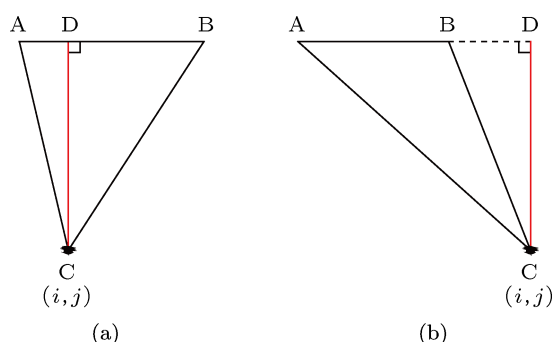


图 1 距离函数 ϕ 的重新初始化 (a) 投影点 D 位于线段 AB 上; (b) 投影点 D 在线段 AB 的延长线上

按照此方法确定网格 (i, j) 到界面的所有距离后, 通过比较可得到网格 (i, j) 到界面的最小距离 d , 采用下式完成对 $\phi_{i,j}$ 的重新初始化:

$$\phi_{i,j} = \begin{cases} d, & \alpha < 0.5, \\ 0, & \alpha = 0.5, \\ -d, & \alpha > 0.5. \end{cases} \quad (12)$$

本文计算对象如图 2 所示, 在二维平面上, 初始时刻圆形截面液体与液膜相切, 直径 $d = 2 \text{ mm}$, 液膜厚度 $h = 0.6 \text{ mm}$, 撞击速度 $v = 2.75 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 液滴和液膜采用相同流体, 液体物性参数如表 1 所示.

本文采用轴对称计算, 计算区域取 $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$, 网格采用四边形均匀网格, 当网格密度为 200×200 时, 计算结果不再与网格数有关. 对压力-速度耦合方程的求解采用 PISO 算法, 对流项

和 Level Set 方程的离散采用 QUICK 格式, 扩散项采用基于单元体的最小二乘法插值, 压力项采用 PRESTO! 格式.

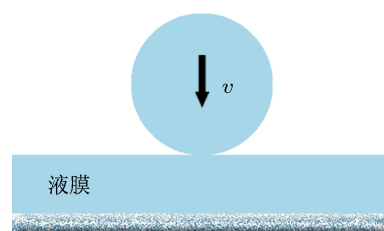


图 2 初始时刻模型

表 1 液体物性参数

	表面张力系数		
	黏度/Pa·s	$\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$	密度/ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
壬烷	0.711×10^{-3}	0.0229	722
十二烷	1.35×10^{-3}	0.0254	750
十六烷	3.34×10^{-3}	0.0271	773
30%甘油溶液	2.64×10^{-3}	0.0717	1080
丁醇	2.95×10^{-3}	0.0201	810

3 计算结果与分析

3.1 黏度和表面张力对冠状水花形态的影响

图 3 给出了壬烷、十二烷、十六烷液滴与液膜撞击后 1.5 ms 时冠状水花的形态, 这三种流体的表面张力系数接近, 但黏度相差较大. 可以看出, 三种液体撞击后都产生冠状水花并伴有二次液滴从水花顶部边缘分离的现象, 即发生飞溅. 根据 Cossali^[1] 的实验结果, 当 $We (= \rho v^2 d / \sigma)$ 数大于 200 时, 液滴撞击液膜后会发生飞溅. 本文计算范围 $227 < We < 609$, 计算结果都出现了飞溅, 与实验结果一致. 由图 3 还可以看出, 表面张力系数相近、黏度不同的液体, 撞击后水花形态基本一致, 可见黏度对撞击前期的水花形态影响不大. 因此, 通过数值计算研究液滴撞击平面液膜前期的水花形态时, 可以忽略黏性带来的影响.

图 4 为液体分别是丁醇和甘油溶液时液滴撞击液膜后形成的水花形态. 这两种流体黏度相差不大, 但表面张力系数差别较大. 图 4 说明表面张力对水花形态的影响较大. 液体表面张力增大时, 二

次液滴数量减小,但是尺寸增大, Vander Wal 等^[3]的实验也发现了此规律,验证了本文计算结果的正确性.分析认为,冠状水花的边缘形成以及边缘破裂形成二次液滴主要由 Rayleigh-Plateau 不稳定性

引起,表面张力增加时,不稳定波长随之增大,因此二次液滴尺寸增大,数量减小.由此可见,表面张力在水花形态的研究中起着重要作用,所以在数值计算中表面张力不可被忽略.

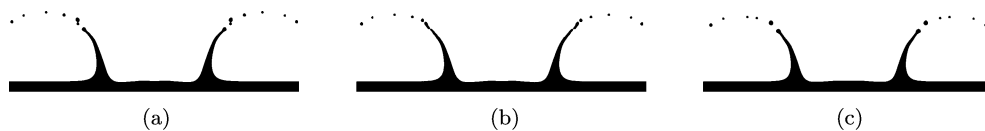


图3 水花形态 (a) 壬烷; (b) 十二烷; (c) 十六烷

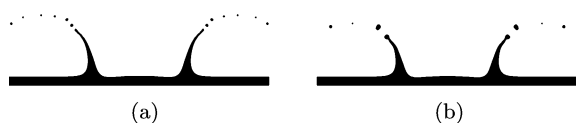


图4 水花形态 (a) 丁醇; (b) 30%甘油溶液

在 CLSVOF 方法中,表面张力计算模型必须引入界面曲率,而使用距离函数 ϕ 计算界面曲率、法向量等界面几何参数时,由于 ϕ 始终是连续的,计算精确度较高,因此 CLSVOF 方法相对于其他方法对表面张力计算准确,采用 CLSVOF 方法研究水花形态具有一定的优势.

3.2 颈部射流和冠状水花的形成机理

计算发现,液滴在撞击液膜后出现了颈部射流,即在液滴与液膜接触线附近产生射流的现象,如图 5(a) 所示. Thoroddsen^[23] 在液体中加入荧光粉后,使用高速摄像机于 2002 年拍摄到了这种不常见的

颈部射流现象,如图 5(b) 所示,但是文献 [23] 并未给出产生颈部射流原因的解释.



图5 颈部射流 (a) 计算结果; (b) Thoroddsen^[23] 实验结果

为了探讨颈部射流的产生机理,以壬烷为例,图 6 为撞击初期颈部射流的发展过程及各个时刻对应的压力分布,图中最外侧线表示气-液两相自由界面,带有数字的线表示等压线,等压线上的数字代表压力.可以看出,0.05 ms 时,由于液滴对液膜的冲击作用,撞击能量在液滴与液膜接触的颈部位置聚集,产生很大的压力,且越靠近撞击点,压力越大,而两相界面处的压力近似等于大气压,致使颈部区域与界面之间产生很大的压差,约为 8500 Pa.

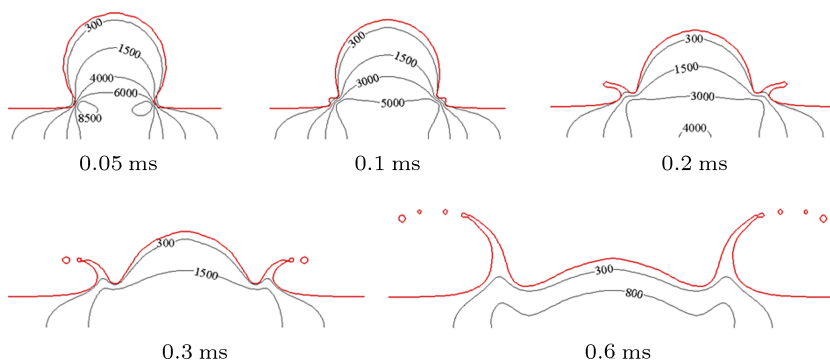


图6 颈部射流的发展过程及等压线图

在压差的驱动下, 颈部区域流体克服表面张力影响, 开始出现向外延伸的高速突起, 速度达到 $7.84 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 是液滴撞击速度的 2.85 倍, 同时颈部位置压差减小至 5000 Pa , 如图 6 中 0.1 ms 所示. 0.2 ms 时, 突起部分继续向外扩展, 形成近似“水平”射流, 分析认为, 射流之所以沿水平方向运动, 是由于

液膜内部流体有径向运动引起的. 为了验证这种猜想, 图 7(a) 给出了 0.2 ms 所对应的局部速度场, 可以看出, 液滴撞击液膜后, 在液膜内部形成了沿水平方向的流体运动, 这部分流体进入射流后, 仍具有一定的水平速度, 与压差的共同作用使突起发展成“水平”射流.

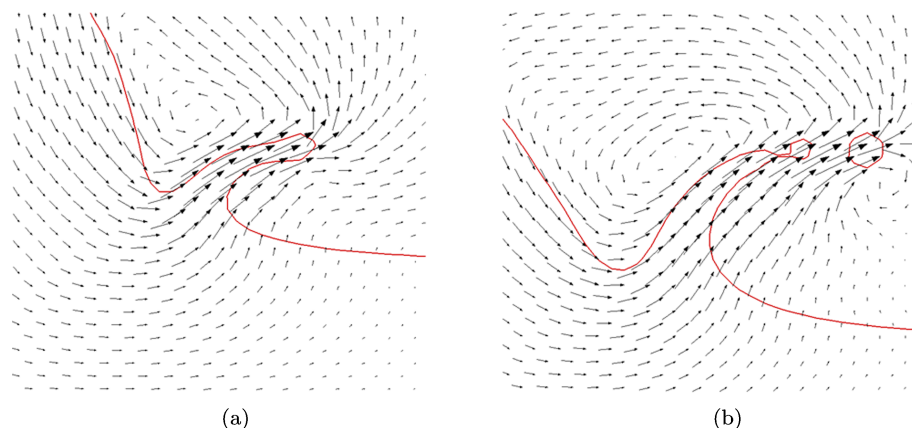


图 7 局部速度场 (a) 0.2 ms ; (b) 0.3 ms

图 6 中 0.3 ms 时, 射流末端出现小液滴分离的现象, 压差进一步减小至 1500 Pa . 0.3 ms 对应的局部速度场如图 7(b) 所示, 可以看出, 撞击产生颈部射流后, 在液滴与射流之间的气相区域产生气流漩涡, 漩涡在两相界面附近的切向速度与界面的切向速度相同, 因此气流漩涡的形成有助于小液滴从射流末端分离. 由图 7 还可以看出, 撞击后液膜内部一直存在流体的径向流动, 使颈部射流不断向外扩展.

图 6 中 0.6 ms 时, 压差减小至 800 Pa , 不足以对射流的继续发展产生大的影响, 此时观察气-液界面发现, 射流末端由水平方向过渡到近似竖直方向, 射流呈“皇冠”状, 可见颈部射流已逐渐转化为冠状水花. 由此可以得出结论: 颈部射流的产生主要是由于颈部区域局部较大压差造成的, 且随着射流的发展, 压差作用不断减弱; 液膜内液体的径向运动对射流发展成冠状水花具有推动作用.

由以上分析可知, 0.6 ms 时, 冠状水花已逐步形成, 压差对水花继续扩展的影响很小, 但是根据文献 [19] 的结论, 冠状水花的扩展半径随时间仍旧在增大. Yarin 和 Weiss^[4] 早在 1995 年通过理论分析提出冠状水花的扩展是由于液膜内流体的运动间断 (kinematic discontinuity) 造成的, 此后 Roisman

和 Tropea^[24] 推广了这种运动间断理论, 给出了在运动间断作用下形成的水花速度模型、水花厚度模型和水花与液膜间夹角模型. Yarin 和 Weiss^[4] 以这个理论为基础推导出了水花扩展半径的通用关联式: $r_c/d = C(\tau - \tau_0)^{0.5}$, 式中 r_c 为冠状水花半径, $\tau (= vt/d, t$ 表示时间) 为无量纲时间, C 为常数, 与 τ_0 的值可由曲线拟合得出. Xie 等^[11], Trujillo 和 Lee^[25], Rieber 和 Frohn^[26] 的研究结果验证了扩展半径关联式的正确性. 但是对运动间断理论自身进行验证的实验或计算并不多. 本文拟通过分析撞击后的速度场, 检验运动间断理论的正确性.

由于液滴撞击的缘故, 液滴带动撞击区域的液膜同时向下运动, 当这部分流体与固体壁面碰撞后, 流动方向发生改变并逐渐向水平方向偏转, 在液膜内形成径向流动, 沿径向流动的流体遇到周围静止的液膜后, 推动液膜向外扩展. 图 8 为 $t = 1.0 \text{ ms}$ 时的速度场及局部放大图, 观察气-液界面发现, 此时已形成冠状水花. 由图 8 可以看出, 由于径向流动流体对静止液膜的冲击作用, 在水花内部形成向上的流体流动, 使冠状水花不断扩展.

液滴中的流体持续进入液膜, 不断产生径向流动, 图 8 中速度场局部放大显示, 液膜内部位置距离撞击点越远, 流体速度越小, 即水花向外扩展的

速度始终小于液滴撞击区域流体径向流动的速度,因而在水花位置产生了速度的间断,正是在这种速度间断的作用下,液体不断进入到冠状水花中,使

其高度和直径不断增大.由此可见,本文的计算结果很好的验证了 Yarin 和 Weiss^[4] 提出的运动间断理论的正确性.

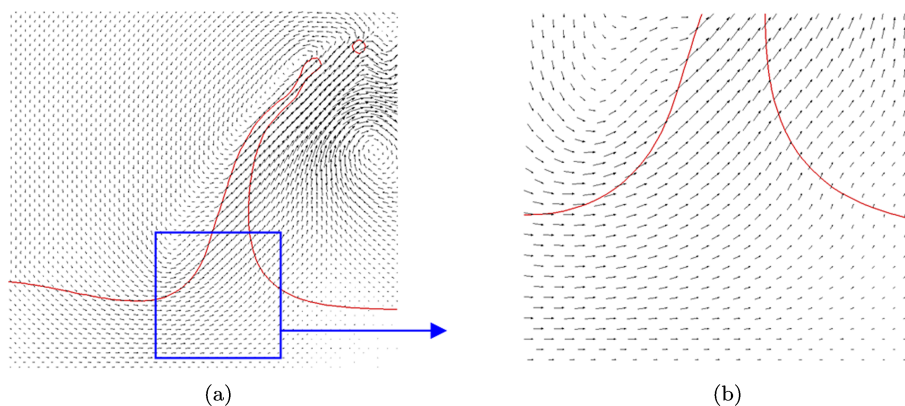


图8 $t = 1.0$ ms 时的速度场

4 结论

本文采用 CLSVOF 方法对单液滴撞击平面液膜的初期形态进行了数值模拟.研究了表面张力和黏度对冠状水花形态的影响,通过分析撞击后的压力和速度分布,揭示了颈部射流的形成机理,验证了运动间断理论的正确性,得到以下结论:

1. 通过将本文计算结果与实验结果相比较,进一步验证了 CLSVOF 方法在液滴撞击液膜数值模

拟中的有效性.

2. 表面张力对撞击前期冠状水花形态影响较大,而黏度的影响可以忽略.

3. 颈部射流的产生主要是由于撞击后颈部区域局部较大压差造成的,液膜内流体的径向运动有助于射流发展成冠状水花.

4. 液膜内流体速度的间断引起冠状水花的扩展.

- [1] Cossali G E, Coghe A, Marengo M 1997 *Exp. Fluids* **22** 463
- [2] Vander Wal R, Berger G, Mozes S 2006 *Exp. Fluids* **40** 53
- [3] Vander Wal R, Berger G, Mozes S 2006 *Exp. Fluids* **40** 33
- [4] Yarin A L, Weiss D A 1995 *J. Fluid Mech.* **283** 141
- [5] Guo J H, Dai S Q, Dai Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2601 (in Chinese) [郭加宏, 戴世强, 代钦 2010 物理学报 **59** 2601]
- [6] Wang A B, Chen C C 2000 *Phys. Fluids* **12** 2155
- [7] Fedorchenko A I, Wang A B 2004 *Phys. Fluids* **16** 1349
- [8] Yan Y H, Shi Z Y, Yang F, Chen H X 2008 *J. Shanghai University (Nat. Sci.)* **14** 399 (in Chinese) [严永华, 石自媛, 杨帆, 陈红勋 2008 上海大学学报(自然科学版) **14** 399]
- [9] Zhou Y, Guo J H, Chen H X 2010 *Chi. J. Comput. Phys.* **27** 31 (in Chinese) [周轶, 郭加宏, 陈红勋 2010 计算物理 **27** 31]
- [10] Ma L Q, Chang J Z, Liu H T, Liu M B 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 054701 (in Chinese) [马理强, 常建忠, 刘汉涛, 刘谋斌 2012 物理学报 **61** 054701]
- [11] Xie H, Koshizuka S, Oka Y 2004 *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **45** 1009
- [12] Shen S Q, Li Y, Guo Y L 2009 *J. Eng. Thermophys.* **30** 2116 (in Chinese) [沈胜强, 李燕, 郭亚丽 2009 工程热物理学报 **30** 2116]
- [13] Lee S, Hur N, Kang S 2011 *J. Mech. Sci. Technol.* **25** 2567
- [14] Song Y C, Wang C H, Ning Z 2011 *Trans. Chi. Soc. Agric. Mach.* **42** 26 (in Chinese) [宋云超, 王春海, 宁智 2011 农业机械学报 **42** 26]
- [15] Sussman M, Puckett E G 2000 *J. Comput. Phys.* **162** 301
- [16] Wang C H 2011 *M. S. Dissertation* (Beijing Jiaotong University) [王春海 2011 硕士学位论文(北京: 北京交通大学)]
- [17] Tomar G, Biswas G, Sharma A, Agrawal A 2005 *Phys. Fluids* **17** 112103
- [18] Ohta M, Hashimoto K, Naito K, Matsuo Y, Sussman M 2012 *J. Chem. Eng. Jpn.* **45** 102
- [19] Liang G T, Shen S Q, Yang Y 2012 *J. Therm. Sci. Technol.* **11** 8 (in Chinese) [梁刚涛, 沈胜强, 杨勇 2012 热科学与技术 **11** 8]
- [20] Brackbill J U, Kothe D B, Zemach C 1992 *J. Comput. Phys.* **100** 335
- [21] Youngs D L 1982 *Numerical Methods for Fluid Dynamics* (1st Ed.) (New York: Academic Press) p273-285
- [22] Liu W 2011 *M. S. Dissertation* (Nanjing University of Aeronautics and Astronautics) (in Chinese) [刘威 2011 硕士学位论文(南京: 南京航空航天大学)]
- [23] Thoroddsen S T 2002 *J. Fluid Mech.* **451** 373
- [24] Roisman I V, Tropea C 2002 *J. Fluid Mech.* **472** 373
- [25] Trujillo M F, Lee C F 2001 *Phys. Fluids* **13** 2503
- [26] Rieber M, Frohn A 1999 *Int. J. Heat Fluid Flow* **20** 455

Analysis of liquid sheet and jet flow mechanism after droplet impinging onto liquid film^{*}

Liang Gang-Tao Guo Ya-Li Shen Sheng-Qiang[†]

(School of Energy and Power Engineering, Dalian University of Technology, Key Lab. for Ocean Energy Utilization and Energy Conservation of Education of Ministry, Dalian 116024, China)

(Received 25 May 2012; revised manuscript received 1 July 2012)

Abstract

Physical and mathematical models are established to simulate the phenomenon of single droplet impinging onto flat liquid film by using the coupled level set and volume of fluid method, and influences of viscosity and surface tension on the morphology of the crown liquid sheet are discussed. Besides, the mechanism of jet flow in the neck region is revealed and the theory of kinematic discontinuity proposed by Yarin and Weiss is verified by analyzing the distributions of pressure and velocity after impingement. The research result shows that the effect of surface tension on the crown morphology is far stronger than that of viscosity. Generation of jet flow is due to the higher pressure difference, the effect of which becomes weak with impact evolution and the jet flow is developed into the crown gradually with the help of radial flow in the liquid film.

Keywords: drop impingement, liquid film, jet flow, liquid sheet

PACS: 47.61.Jd, 47.55.D—, 47.15.Uv

DOI: 10.7498/aps.62.024705

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51176017, 50976016)

[†] Corresponding author. E-mail: zzbshen@dlut.edu.cn