

液滴撞击液膜过程的格子 Boltzmann 方法模拟

黄虎 洪宁 梁宏 施保昌 柴振华

Huang Hu Hong Ning Liang Hong Shi Bao-Chang Chai Zhen-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 084702 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.084702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.084702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I8>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

过渡区微尺度流动的有效黏性多松弛系数格子 Boltzmann 模拟

[Simulation of micro flow in the transition regime using effective-viscosity-based multi-relaxation-time lattice Boltzmann model](#)

物理学报.2016, 65(1): 014703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014703>

多孔介质内溶解与沉淀过程的格子 Boltzmann 方法模拟

[Lattice Boltzmann simulation of dissolution and precipitation in porous media](#)

物理学报.2015, 64(15): 154701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154701>

微尺度振荡 Couette 流的格子 Boltzmann 模拟

[Lattice Boltzmann modeling of microscale oscillating Couette flow](#)

物理学报.2014, 63(21): 214703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.214703>

任意复杂流-固边界的格子 Boltzmann 处理方法

[A novel lattice Boltzmann method for dealing with arbitrarily complex fluid-solid boundaries](#)

物理学报.2014, 63(7): 074703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.074703>

疏水表面滑移流动及减阻特性的格子 Boltzmann 方法模拟

[Lattice Boltzmann simulation of slip flow and drag reduction characteristics of hydrophobic surfaces](#)

物理学报.2014, 63(5): 054701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.054701>

## 液滴撞击液膜过程的格子 Boltzmann 方法模拟\*

黄虎<sup>1)</sup> 洪宁<sup>2)</sup> 梁宏<sup>3)</sup> 施保昌<sup>1)4)</sup> 柴振华<sup>1)4)†</sup>

1) (华中科技大学数学与统计学院, 武汉 430074)

2) (武昌理工学院信息工程学院, 武汉 430223)

3) (杭州电子科技大学物理系, 杭州 310018)

4) (华中科技大学, 煤燃烧国家重点实验室, 武汉 430074)

(2015年11月23日收到; 2015年12月28日收到修改稿)

本文采用格子 Boltzmann 方法对液滴撞击液膜过程进行了研究, 主要考察了雷诺数 ( $Re$ )、韦伯数 ( $We$ )、相对液膜厚度 ( $h$ ) 以及表面张力 ( $\sigma$ ) 等物理参数对界面运动过程的影响. 首先, 随着  $Re$  数和  $We$  数的增加, 可以明显观察到液滴撞击液膜过程中形成的皇冠状水花以及卷吸现象; 当  $Re$  数较大时, 液体会发生飞溅, 由液体飞溅形成的小液滴则会继续下落, 并与液膜再次发生碰撞. 其次, 当相对液膜厚度较小时, 液滴撞击液膜并最终导致液膜断裂; 然而随着相对液膜厚度的增大, 尽管撞击过程溅起的液体会越来越多, 但是液膜并不会发生断裂. 再次, 随着表面张力的增大, 界面变形阻力增大, 撞击过程中产生的界面形变也逐渐减弱. 最后还发现皇冠 (由液滴溅起形成) 半径  $r$  随时间满足  $r/(2R) \approx \alpha\sqrt{Ut/(2R)}$ , 这一结果与已有结论是一致的.

关键词: 格子 Boltzmann 方法, 液滴, 液膜

PACS: 47.11.Qr, 47.55.db, 47.55.df

DOI: 10.7498/aps.65.084702

## 1 引言

液滴撞击液膜过程不但广泛存在于自然界中, 而且随着科学技术的不断进步, 这一过程也相继出现在众多的科学领域中 (例如, 水平管降膜蒸发器内液滴对传热管外液膜的冲击过程; 喷墨式打印时墨滴与承印物的接触过程; 发动机中油滴对汽缸壁面油膜的撞击过程等), 并逐渐发展成为一类基本问题. 由于该问题涉及重要的实际应用以及复杂的运动过程, 因而受到国内外众多学者的广泛关注<sup>[1]</sup>, 目前, 研究该问题的方法主要有实验和数值两个方面.

在实验方面, Rioboo 等<sup>[2]</sup>通过研究发现液滴的碰撞一般会产生六种现象: 融合、皇冠、飞溅、断裂、部分反弹和完全反弹, 并分析了液滴半径等参数对这些现象的影响. Thoroddsen<sup>[3]</sup>和 Yarin 等<sup>[4]</sup>

通过研究则表明, 液滴撞击液膜前期会形成皇冠状水花且成放射状扩散上升, 但由于受 Rayleigh-Plateau 不稳定性的影响, 冠状液体的尖端会越来越细, 并最终断裂成液滴下落, 这种情况通常被称为“飞溅”现象. 然而, 由于这一问题涉及较多的物理参数, 系统研究较为复杂, 因此一些学者选择了对部分参数的影响开展详细的研究. 比如, Wang<sup>[5]</sup>和 Mohamed-Kassim<sup>[6]</sup>研究了  $We$  数、 $Re$  数以及相对液膜厚度对液滴撞击液膜过程的影响. 结果表明, 当  $We$  数和  $Re$  数较大时, 撞击过程会产生飞溅现象; 同时, 随着液膜厚度增加, 飞溅过程发生得较晚且皇冠状水花上升的高度也明显较高; 此外, 他们还发现, 液滴产生飞溅的临界条件受液体黏性等物性参数的影响, 但与液膜厚度无关. 郭加宏等<sup>[7]</sup>则考察了液体的黏性和表面张力以及液膜厚度的影响, 并发现黏性和表面张力对飞溅的产

\* 国家自然科学基金 (批准号: 51576079, 11272132) 和湖北省自然科学基金 (批准号: 2015CFB440) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hustczh@hust.edu.cn

生具有抑制作用, 而液膜厚度则会影响水花溅起的高度.

虽然实验研究有助于我们认识和理解液滴撞击液膜过程中产生的复杂现象, 但由于实验条件的限制, 局部的速度与压力难以准确测定, 并且一些复杂的界面运动过程也很难细致刻画. 随着计算机技术和数值方法的不断发展, 数值模拟作为一种基本手段, 也被众多学者用来研究该问题. Weiss等<sup>[8]</sup>采用边界进行积分的方式来刻画界面, 给出了液体发生飞溅现象时部分无量纲参数的临界值, 并进一步讨论了这些参数对飞溅现象的影响. Lee等<sup>[9]</sup>采用VOF方法研究了 $We$ 数以及液膜厚度对液体溅起现象的影响, 其结果表明: 随着 $We$ 数的增加(液膜厚度不变), 形成的皇冠状水花高度增大; 当液膜厚度增大时( $We$ 数不变), 皇冠的高度反而会随之降低, 这主要由于液膜吸收了液滴的大部分动能所导致. 然而, 与Lee等的研究结果不同, Xie等<sup>[10]</sup>基于MPS模型研究了液膜厚度对飞溅现象的影响, 并发现随着液膜厚度的增加, 溅起的皇冠半径减小、高度增加, 且飞溅产生的液体减少. Coppola等<sup>[11]</sup>采用VOF方法进一步讨论了液滴撞击过程中喷射颈部的压力、速度分布. 他们的研究表明, 溅起的水花发生弯曲及向外运动分别是由于气体周围形成漩涡及喷射处压力较大导致的. Josserranda<sup>[12]</sup>和Berberovi等<sup>[13]</sup>也采用VOF的方法研究了液滴撞击现象、喷射颈部速度以及压力的变化, 最终发现压力及液滴溅起的皇冠半径与时间均满足一定关系. 梁刚涛等<sup>[14]</sup>利用耦合的水平集和VOF的方法也同样研究了液滴撞击液膜过程中压力、速度的分布情况. 研究发现, 冠状水花产生的颈部射流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, 并且液膜内流体速度的间断引起冠状水花的扩展. Wang<sup>[15]</sup>和Lee等<sup>[16]</sup>运用格子Boltzmann (LB)方法研究了 $Re$ 数对液滴撞击液膜过程的影响, 并发现当 $Re$ 数较小时, 撞击过程不会产生溅起现象; 然而, 随着 $Re$ 数的增加, 撞击过程会形成皇冠状水花且冠顶宽度也随之增大; 当 $Re$ 数进一步增大时, 撞击过程则会发生飞溅现象. 除此之外, 他们还发现皇冠半径与时间满足一定的关系. Li等<sup>[17]</sup>发展了一种新的LB模型, 并利用其研究了液滴撞击液膜的过程, 其研究表明, 随着 $Re$ 数的增加, 液体溅起的现象越发明显且最终发生飞

溅, 但液体飞溅向内侧发生, 这与Wang和Lee等的结果不同. 导致这一差异的原因可能是他们采用的流体密度比不同. 此外, 也有学者对该问题的三维情形开展了数值研究<sup>[18,19]</sup>. 他们的研究发现, 随着 $We$ 数的增大, 液滴撞击液膜过程中产生的水花尖端会变细, 并且其变化程度随 $We$ 数的增大而加快.

尽管针对液滴撞击液膜现象已经开展了不少工作, 但一些结论仍存在很大差异, 需要进一步进行系统研究. 另外, 由于LB方法在多相问题研究方面的独特优势, 不少学者相继发展了一些不同类型的多相LB模型<sup>[20-23]</sup>, 本文将基于一种最新发展的LB模型(该模型能够更准确地捕捉界面)<sup>[23]</sup>, 对液滴撞击液膜这一问题开展详细的研究, 重点考察 $Re$ 数、 $We$ 数、相对液膜厚度以及表面张力等因素对撞击过程的影响. 接下来, 本文将主要从数学模型、数值方法、模拟工况及参数、数值模拟与分析以及结论等方面对该问题进行阐述.

## 2 数学模型

作为多相流领域的一个基本问题, 液滴撞击液膜过程可以用基于相场理论的Cahn-Hilliard (C-H)方程和基于流场的不可压Navier-Stokes (N-S)方程来描述, 其具体表达形式如下:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \nabla \cdot (\varphi \mathbf{u}) = \nabla \cdot M_{\varphi}(\nabla \mu), \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} & \rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) \\ &= -\nabla p + \nabla \cdot [\nu \rho (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)] \\ & \quad + \mathbf{F}_S + \mathbf{G}, \end{aligned} \quad (2b)$$

其中,  $M_{\varphi}$ 为迁移率,  $\mathbf{u}$ 为流体速度,  $\rho$ 为流体密度,  $p$ 为压力,  $\nu$ 为流体黏性,  $\mathbf{G}$ 为重力,  $\mathbf{F}_S = \mu \nabla \varphi$ 为界面力. 序函数 $\varphi$ 用来区分界面, 且与流体的密度满足一定的线性关系, 即

$$\rho = \frac{\varphi - \varphi_B}{\varphi_A - \varphi_B} (\rho_A - \rho_B) + \rho_B. \quad (3)$$

## 3 数值方法

近年来, 基于气体动力学理论的LB方法在研究多相问题时表现出了较大优势, 它不但能够从介观层次上描述多相流体之间的相互作用、自动追踪界面, 而且可以方便地处理复杂的物理边界, 因而

该方法也被认为是模拟多相流动的一种有效方法。正是由于LB方法的上述优势,本文拟采用最新发展的一种基于相场和流场的LB模型来研究液体撞击液膜过程中产生的复杂现象。

### 3.1 基于相场理论的格子 Boltzmann 模型

本文主要考虑二维工况,采用D2Q9(2维9速)格子模型来求解基于相场理论的C-H方程。针对C-H方程, LB的模型演化方程如下<sup>[23]</sup>:

$$h_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \delta t, t + \delta t) - h_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau_h} [h_i(\mathbf{x}, t) - h_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)] + \delta t R_i(\mathbf{x}, t), \quad (4)$$

其中,  $h_i(\mathbf{x}, t)$  表示  $\varphi$  的分布函数,  $\tau_h$  为无量纲松弛时间,  $R_i(\mathbf{x}, t)$  表示源项分布函数.  $h_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)$  为平衡态分布函数, 其具体形式如下:

$$h_i^{\text{eq}} = \begin{cases} \varphi + (\omega_i - 1) \eta \mu, & i = 0, \\ \omega_i \eta \mu + \omega_i \frac{\mathbf{c}_i \cdot (\varphi \mathbf{u})}{c_s^2}, & i \neq 0, \end{cases} \quad (5)$$

其中,  $\omega_i$  为权系数,  $\eta$  为可调节参数,  $c_s^2$  为格子声速,  $\mathbf{c}_i$  为离散速度. 在D2Q9模型中, 权系数  $\omega_i$  分别为  $\omega_0 = 4/9$ ,  $\omega_{1-4} = 1/9$  和  $\omega_{5-8} = 1/36$ . 离散速度  $\mathbf{c}_i$  的形式如下:

$$\mathbf{c}_i = \begin{cases} (0, 0), & i = 0, \\ (\cos[(i-1)\pi/2], \sin[(i-1)\pi/2])c, & i = 1-4, \\ (\cos[(2i-9)\pi/4], \sin[(2i-9)\pi/4])\sqrt{2}c, & i = 5-8, \end{cases} \quad (6)$$

其中,  $c$  表示格子速度.

为了能够恢复C-H方程, 源项分布函数  $R_i$  应选取如下格式:

$$R_i = \frac{\omega_i \mathbf{c}_i \cdot \partial_t(\varphi \mathbf{u})}{c_s^2}, \quad (7)$$

其中宏观量  $\varphi$  与分布函数满足以下关系式:

$$\varphi = \sum_{i=0} h_i. \quad (8)$$

此外, 通过Chapman-Enskog分析, 还可以得到迁移率  $M_\varphi$  与松弛时间之间的关系,

$$M_\varphi = \eta c_s^2 (\tau_h - 0.5) \delta t. \quad (9)$$

### 3.2 基于流场的格子 Boltzmann 模型

与基于C-H方程的LB模型类似, 针对流场的N-S方程, 其LB模型的演化方程可表示成如下形式<sup>[23]</sup>:

$$g_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \delta t, t + \delta t) - g_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau_g} [g_i(\mathbf{x}, t) - g_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)] + \delta t F_i(\mathbf{x}, t), \quad (10)$$

式中,  $g_i(\mathbf{x}, t)$  为流场的分布函数,  $\tau_g$  为无量纲松弛时间,  $F_i(\mathbf{x}, t)$  为外力项分布函数.  $g_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)$  为平衡态分布函数, 其具体形式如下:

$$g_i^{\text{eq}} = \begin{cases} \frac{p}{c_s^2} (\omega_i - 1) + p s_i(\mathbf{u}), & i = 0, \\ \frac{p}{c_s^2} \omega_i + \rho s_i(\mathbf{u}), & i \neq 0, \end{cases} \quad (11)$$

其中,  $\omega_i$ ,  $c_s^2$  和  $\mathbf{c}_i$  所表示的意义及取值已在相场的LB模型中阐述,  $p$  为压力.  $s_i(\mathbf{u})$  的具体形式如下:

$$s_i(\mathbf{u}) = \omega_i \left[ \frac{\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2}{c_s^4} - \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2c_s^2} \right]. \quad (12)$$

外力项分布函数  $F_i$  具有如下形式,

$$F_i = \frac{(\mathbf{c}_i - \mathbf{u})}{c_s^2} \cdot \left\{ [\Gamma_i(\mathbf{u}) - \Gamma_i(0)] \nabla (\rho c_s^2) + (\mathbf{F}_s + \mathbf{F}_a + \mathbf{G}) \Gamma_i(0) \right\}, \quad (13)$$

其中,  $\Gamma_i(\mathbf{u}) = \omega_i + s_i(\mathbf{u})$ ,  $\mathbf{F}_a = \frac{\rho_A - \rho_B}{\varphi_A - \varphi_B} \nabla \cdot (M_\varphi \nabla \mu) \mathbf{u}$ ,  $\mathbf{F}_s = \mu \nabla \phi$ ,  $\mathbf{G}$  为重力. 通过Chapman-Enskog分析, 可以发现该模型能够准确恢复描述流场的N-S方程, 速度  $\mathbf{u}$  和压力  $p$  可以由下面的式子计算得到:

$$\mathbf{u} = \frac{\sum_i \mathbf{c}_i g_i + 0.5 \delta t (\mathbf{F}_s + \mathbf{G})}{\rho - 0.5 \delta t (\rho_A - \rho_B) \nabla \cdot M_\varphi \nabla \mu / (\varphi_A - \varphi_B)}, \quad (14)$$

$$p = \frac{c_s^2}{1 - \omega_0} \left[ \sum_{i \neq 0} g_i + \frac{\delta t}{2} \mathbf{u} \cdot \nabla \rho + \rho s_0(\mathbf{u}) \right], \quad (15)$$

且黏性系数与松弛时间的关系为

$$\nu = c_s^2 (\tau_g - 0.5) \delta t. \quad (16)$$

## 4 模拟工况及参数

### 4.1 模拟工况

本文主要研究二维液滴撞击液膜的界面运动现象. 液滴开始处于液膜上方, 并在重力及竖直向

下速度的作用下与液膜发生碰撞. 该问题的具体工况如图 1 所示,  $R$  表示液滴的半径,  $U$  表示液滴下落的速度,  $H$  表示液膜的厚度,  $\rho$  为密度,  $\mu$  为黏性.

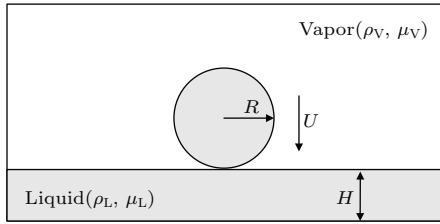


图 1 液滴撞击液膜问题的示意图

Fig. 1. The schematic of the droplet impact onto liquid film.

### 4.2 无量纲参数

如前所述, 影响液滴撞击液膜现象的因素较多, 因而为了更清楚、更系统地研究每种因素的影响, 首先引入以下无量纲参数, 具体包括密度比、黏性比、韦伯数、雷诺数以及相对厚度, 它们的定义如表 1 所示 [8].

表 1 中的无量纲参数均表征了一定的物理意义, 因此对液滴撞击液膜的现象均有不同程度的影响. 接下来将主要从这些无量纲参数的研究入手, 对该问题进行深入细致的探讨.

表 1 文中涉及的无量纲参数

Table 1. The dimensionless parameters appeared in the present work.

|      |                            |
|------|----------------------------|
| 密度比  | $\rho^* = \rho_l / \rho_s$ |
| 黏性比  | $\mu^* = \mu_l / \mu_s$    |
| 韦伯数  | $We = 2\rho RU^2 / \sigma$ |
| 雷诺数  | $Re = 2\rho RU / \mu$      |
| 相对厚度 | $h = H / R$                |

## 5 数值模拟与分析

针对本文所研究问题, 将计算区域取为  $600 \times 150$  的网格 (格子单位), 左右边界采用周期方式, 上边界采用镜面反射, 下边界采用的是基于线性自由能形式的润湿性边界条件 [24], 接触角为  $\theta = 60^\circ$ , 密度比为  $\rho^* = 2 : 1$ , 黏性比为  $\mu^* = 2 : 1$ . 接下来, 将详细分析雷诺数、韦伯数、相对液膜厚度以及表面张力对液滴撞击液膜现象的影响.

### 5.1 雷诺数的影响

根据前人研究可以发现,  $Re$  数对液滴撞击液膜的过程有着重要的影响 [15-17], 因而首先考察了  $Re$  数的影响. 本文在数值实验中考虑了三组不同的  $Re$  数, 即  $Re = 24$ ,  $Re = 240$  和  $Re = 480$ , 并在图 2—图 4 中分别给出了相应的结果. 由图 2 可以看出, 当  $Re$  数较小时 ( $Re = 24$ ), 液滴撞击液膜过程中仅有少量液体突起, 并最终与液膜融合. 这是因为当  $Re$  数较小时, 惯性力作用相对较弱, 故而撞击过程中液体不易发生形变; 当  $Re$  数增加时 (见图 3,  $Re = 240$ ), 流体惯性力作用明显增大, 液滴撞击液膜过程中界面形变增强, 进而导致液体溅起现象的发生. 此外, 随着时间的推移, 溅起的水花向内侧发生卷吸且尖端液体越聚越多; 当水花卷吸达到一定程度后, 在黏性力的作用下, 其会向反方向运动直至趋于水平; 最后, 继续增大  $Re$  数 (见图 4,  $Re = 480$ ), 流体的惯性力作用更强, 液体发生的卷吸现象更为明显, 并且尖端汇聚的液体更多. 受 Rayleigh-Plateau 不稳定性的影响, 液体尖

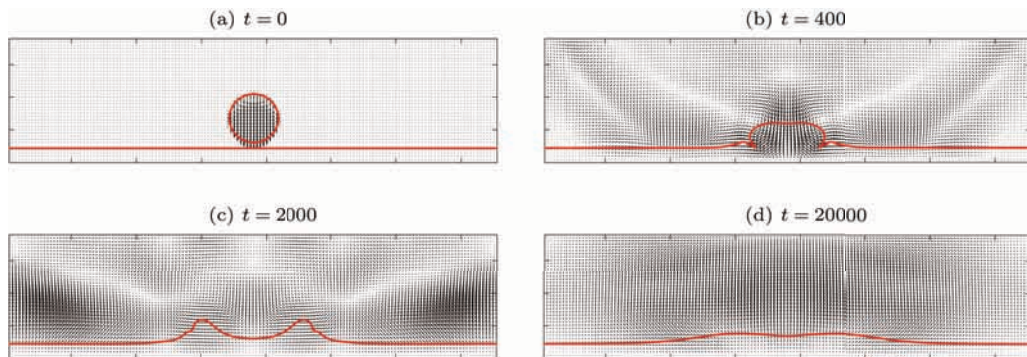


图 2 (网刊彩色)  $Re = 24$  时的液滴撞击液膜过程 ( $We = 500$ ,  $\rho^* = 2$ ,  $\mu^* = 2$ ,  $\sigma = 0.003$ ,  $h = 0.5$ )

Fig. 2. (color online) The process of the droplet impact onto the liquid film at  $Re = 24$  ( $We = 500$ ,  $\rho^* = 2$ ,  $\mu^* = 2$ ,  $\sigma = 0.003$ ,  $h = 0.5$ ).

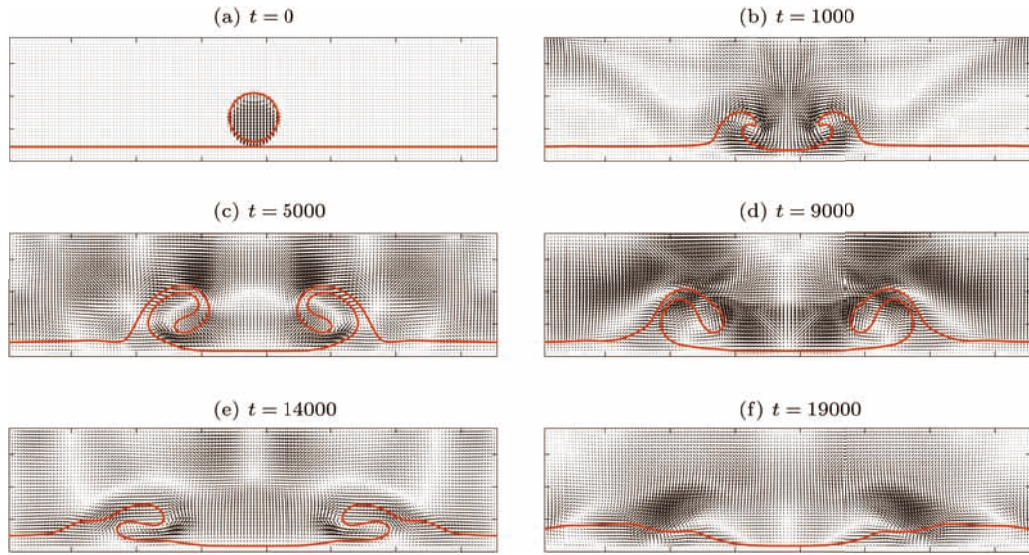


图3 (网刊彩色)  $Re = 240$  时的液滴撞击液膜过程 ( $We = 500, \rho^* = 2, \mu^* = 2, \sigma = 0.003, h = 0.5$ )  
 Fig. 3. (color online) The process of the droplet impact onto the liquid film at  $Re = 240$  ( $We = 500, \rho^* = 2, \mu^* = 2, \sigma = 0.003, h = 0.5$ ).

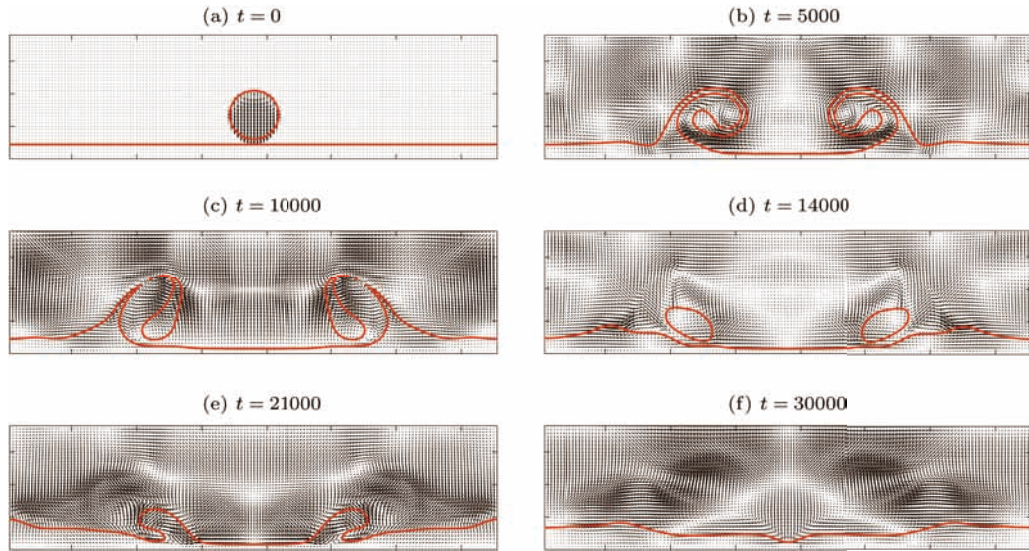


图4 (网刊彩色)  $Re = 480$  时的液滴撞击液膜过程 ( $We = 500, \rho^* = 2, \mu^* = 2, \sigma = 0.003, h = 0.5$ )  
 Fig. 4. (color online) The process of the droplet impact onto the liquid film at  $Re = 480$  ( $We = 500, \rho^* = 2, \mu^* = 2, \sigma = 0.003, h = 0.5$ ).

端进一步会发生飞溅现象, 并且飞溅形成的液滴会继续与液膜发生碰撞, 促使液体再次向两端溅起形成皇冠状水花, 最终水花下落趋于水平. 注意到这些现象与已有的结果是相似的<sup>[15-17]</sup>. 为了更清楚地认识卷吸以及飞溅现象产生的原因, 本文还在图5中给出了不同时间步的压力分布. 当  $t = 5000$  步时, 溅起液体颈部与液膜近乎垂直, 此时 A 点(见图5)的压力最小, 其上方及周围压力较大, 因此溅起的水花会向内侧发生卷吸; 同时, 由于尖端的速度较大, 随着时间的推移, 卷吸

越发明显且尖端处液体越聚越多. 当  $t = 10000$  步时, 由于 A, B 两点的压力差较大, 因此在竖直方向产生较大的剪切力, 引起了 Rayleigh-Plateau 不稳定性, 并进一步产生了液体飞溅现象. 水花飞溅产生液滴后, 新生成的液滴在表面张力作用下发生回缩, 并在  $t = 21000$  步时再次和液膜碰撞. 当液滴与液膜发生二次碰撞时, 由于上部中心区域压力较大, 此时液体向左右两端扩展形成水花. 最后, 在黏性力的作用下, 液体会逐渐趋于水平.

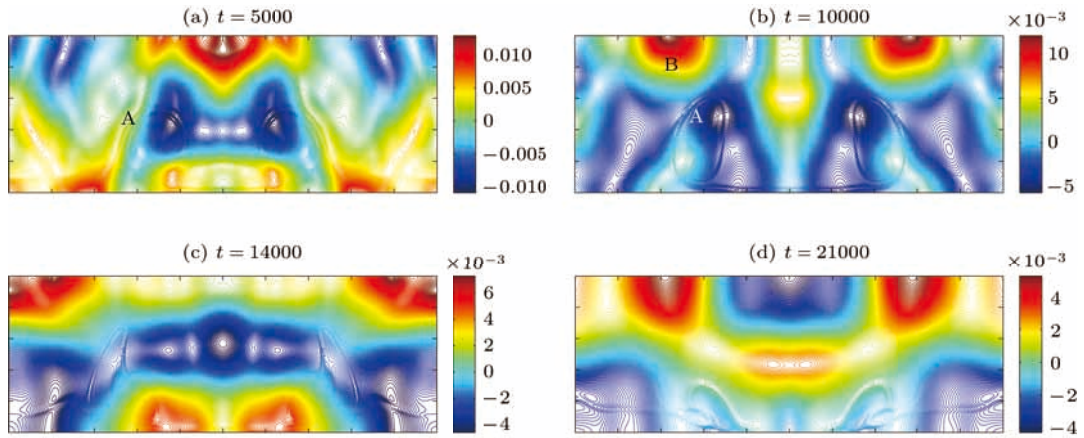


图5 (网刊彩色) 压力分布

Fig. 5. (color online) Distribution of pressure field.

### 5.2 韦伯数的影响

韦伯数反映的是惯性力和表面张力的相互作用强度之比, 因而其对液滴撞击液膜过程中的界面运动有着重要的影响<sup>[1,6]</sup>. 对于该部分研究, 本文采用了类似于上述的研究方法, 固定其他无量纲参数, 考虑不同  $We$  数下液滴撞击液膜的过程.

在图6—图8中分别给出了  $We$  为10, 100和400时的液滴撞击液膜过程. 当  $We$  数较小时(见图6,  $We = 10$ ), 由于惯性力较弱, 液滴撞击液膜后, 最终与其完全融合; 随着  $We$  增加时(见图7,  $We = 100$ ), 惯性力作用增强, 液滴撞击液膜引起的形变较大, 并发生液体溅起现象, 但此时液体溅起高度较低且不会出现飞溅现象; 然而, 当  $We$  数继续增大时(见图8,  $We = 400$ ), 液滴撞击液膜引起的形变更大, 但并未发生飞溅现象.

接下来, 本文将从速度的角度对上述现象进行更细致的分析. 当  $We = 10$  时, 液滴竖直方向的

速度较小, 液滴在撞击液膜过程中同时带动撞击区域的液膜向下运动, 当这部分流体与周围的壁面碰撞后, 流体的运动方向发生改变, 并在液膜内部形成径向流动, 但由于形成的水平速度较小, 溅起的液体高度较低, 且此时液体并未发生卷吸现象. 然而, 当  $We = 400$  时, 由于竖直方向速度较大, 溅起部分发生卷吸现象. 通过上述对  $Re$  数的分析可知, 此时由于形变力相对较弱, 溅起液体只是发生卷吸并未发生飞溅.

### 5.3 相对液膜厚度的影响

液膜厚度对液滴撞击液膜过程中形成的飞溅现象具有重要影响<sup>[6,7,9,10]</sup>. 随着相对液膜厚度的增加, 液滴撞击液膜后溅起的液体变多, 并且飞溅形成的液滴在下落过程中产生的形变以及再次撞击液膜的现象也不相同. 因此, 在下面的数值研究中, 将  $Re$  数设定为480, 以保证飞溅现象的发生.

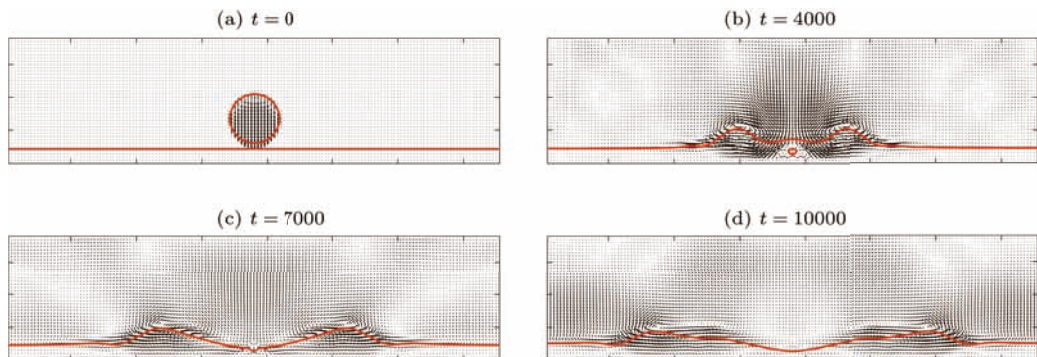


图6 (网刊彩色)  $We = 10$  时的液滴撞击液膜过程 ( $Re = 240, \rho^* = 2, \mu^* = 2, \sigma = 0.003, h = 0.5$ )

Fig. 6. (color online) The process of the droplet impact onto the liquid film at  $We = 10$  ( $Re = 240, \rho^* = 2, \mu^* = 2, \sigma = 0.003, h = 0.5$ ).

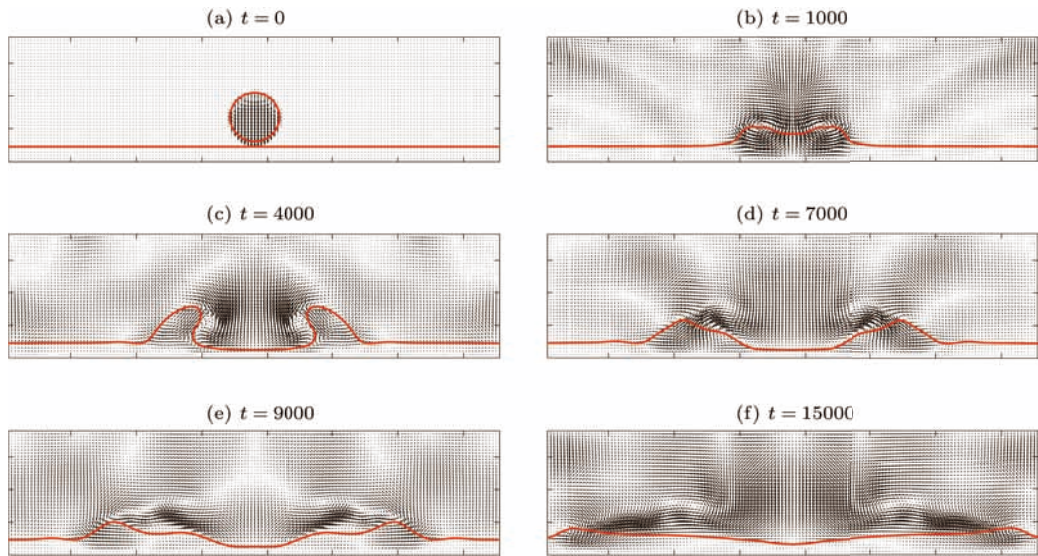


图7 (网刊彩色)  $We = 100$  时的液滴撞击液膜过程 ( $Re = 240, \rho^* = 2, \mu^* = 2, \sigma = 0.003, h = 0.5$ )  
 Fig. 7. (color online) The process of the droplet impact onto the liquid film at  $We = 100$  ( $Re = 240, \rho^* = 2, \mu^* = 2, \sigma = 0.003, h = 0.5$ ).

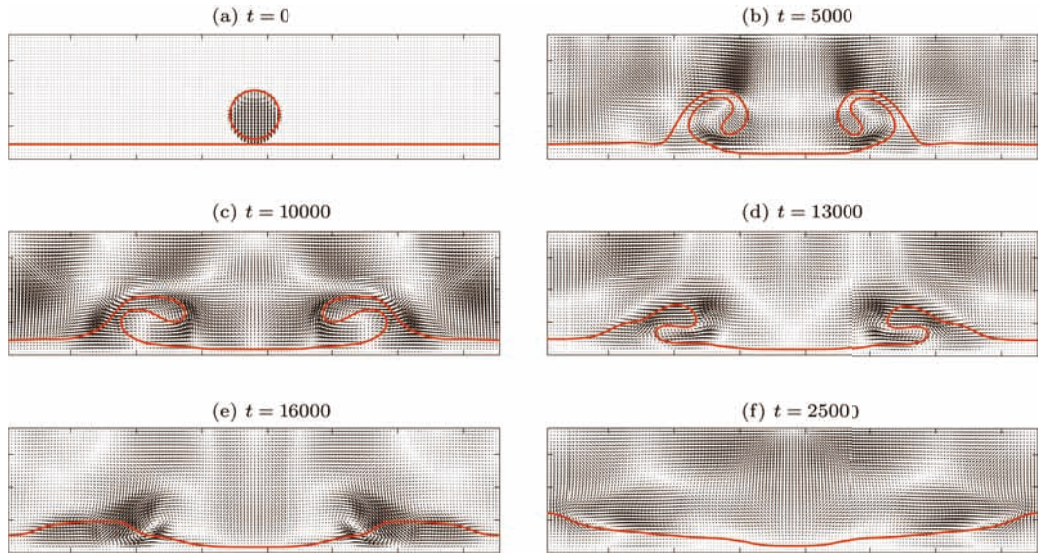


图8 (网刊彩色)  $We = 400$  时的液滴撞击液膜过程 ( $Re = 240, \rho^* = 2, \mu^* = 2, \sigma = 0.003, h = 0.5$ )  
 Fig. 8. (color online) The process of the droplet impact onto the liquid film at  $We = 400$  ( $Re = 240, \rho^* = 2, \mu^* = 2, \sigma = 0.003, h = 0.5$ ).

图9—图11给出了相对液膜厚度分别取  $h = 1/3, 2/3$  和  $1$  时液滴撞击液膜的过程. 当液膜厚度较小时 (见图9,  $h = 1/3$ ), 液滴撞击液膜后会和固壁产生相互作用, 并最终导致液膜断裂. 但由于壁面润湿特性的影响, 液体最终会形成三部分: 中心区域为一个孤立的液滴, 两端则形成了液膜. 随着液膜厚度的增加 (见图10,  $h = 2/3$ ), 液滴与液膜的相互作用过程较长, 此时飞溅形成的液滴较大, 液滴在下落过程中的形变也不同, 最终

导致液滴再次撞击液膜时会产生不同的现象. 然而, 由于液膜较厚, 飞溅产生的液滴在下落撞击液膜过程中虽然导致液膜断裂, 但由于断裂后的液体有较大的水平速度, 促使液膜向中间运动, 并最终趋于水平. 继续增大相对液膜厚度至  $h = 1$  时 (见图11), 飞溅产生的液体在重力作用下发生形变呈扁平状向中心区域运动且与液膜融合, 由于融合后的液体具有较大的水平速度, 因此最终形成液膜.



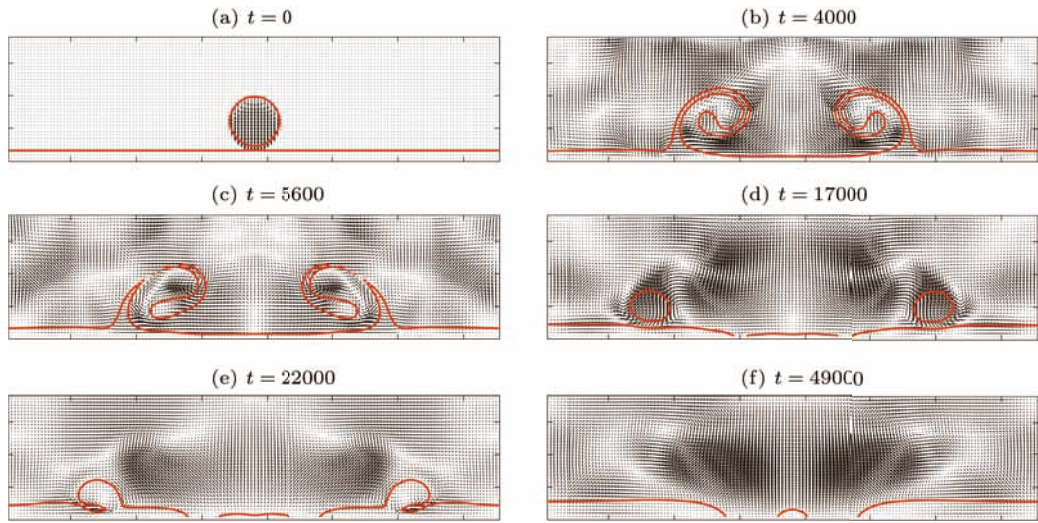


图9 (网刊彩色)  $h = 1/3$  时的液滴撞击液膜过程 ( $Re = 480, We = 500, \rho^* = 2, \mu^* = 2, \sigma = 0.005$ )  
 Fig. 9. (color online) The process of the droplet impact onto the liquid film at  $h = 1/3$  ( $Re = 480, We = 500, \rho^* = 2, \mu^* = 2, \sigma = 0.005$ ).

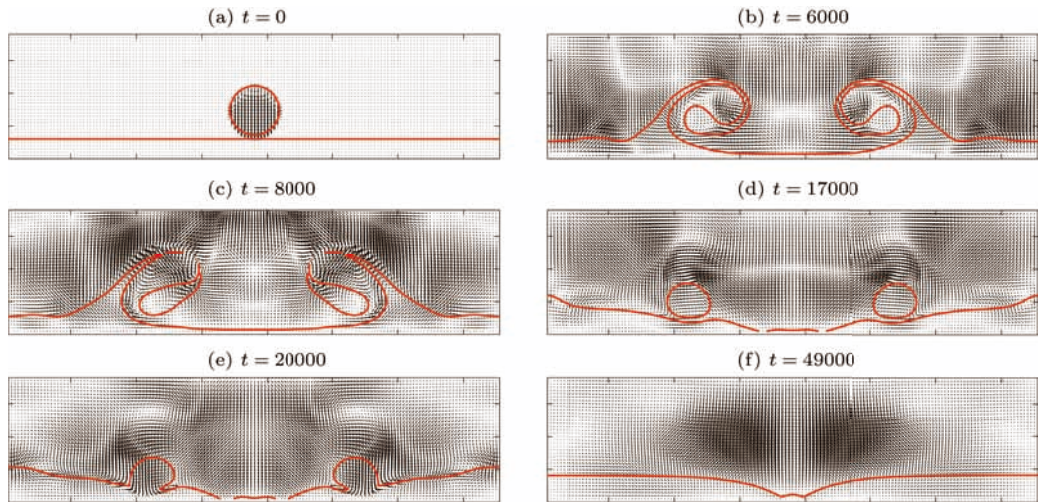


图10 (网刊彩色)  $h = 2/3$  时的液滴撞击液膜过程 ( $Re = 480, We = 500, \rho^* = 2, \mu^* = 2, \sigma = 0.005$ )  
 Fig. 10. (color online) The process of the droplet impact onto the liquid film at  $h = 2/3$  ( $Re = 480, We = 500, \rho^* = 2, \mu^* = 2, \sigma = 0.005$ ).

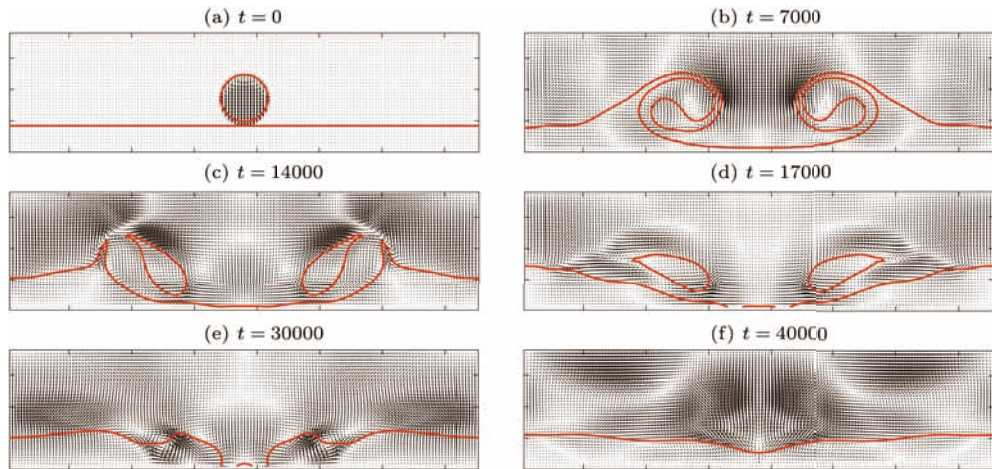


图11 (网刊彩色)  $h = 1$  时的液滴撞击液膜过程 ( $Re = 480, We = 500, \rho^* = 2, \mu^* = 2, \sigma = 0.005$ )  
 Fig. 11. (color online) The process of the droplet impact onto the liquid film at  $h = 1$  ( $Re = 480, We = 500, \rho^* = 2, \mu^* = 2, \sigma = 0.005$ ).

此外, 综合上述现象还可以发现, 随着液膜厚度的增加, 液体发生飞溅的时刻较晚. 当相对液膜厚度为  $h = 1/3$  时, 液体在  $t = 5600$  步即发生飞溅; 当  $h = 2/3$  时, 液体飞溅现象发生在  $t = 8000$  步时; 继续增大液膜厚度至  $h = 1$  时, 液体则在  $t = 14000$  步时才产生飞溅现象. 同时, 随着相对液膜厚度的增加, 皇冠状水花处于最大高度到发生飞溅现象的间隔变长, 这主要是由于动量守恒导致皇冠状水花速度变小, 所以不稳定性较弱, 最终导致飞溅现象发生较晚. 同时由于速度较小, 由液体飞溅产生的液滴再次撞击液膜时溅起的水花高度较低, 甚至直

接融合.

### 5.4 不同表面张力的影响

表面张力反映界面形变的难易程度, 因此对液滴撞击液膜过程中的界面现象具有重要影响. 本文在图 12 和图 13 中分别给出了表面张力为 0.001 和 0.005 时的界面运动情况. 从图中可以看出, 当表面张力较小时 (见图 12,  $\sigma = 0.001$ ), 液体飞溅形成的水花更容易发生形变, 进而导致水花尖端直接与液膜接触, 并形成气泡. 然而, 随着时间的推移, 溅起水花颈部最终会发生断裂, 并形成新的皇冠状

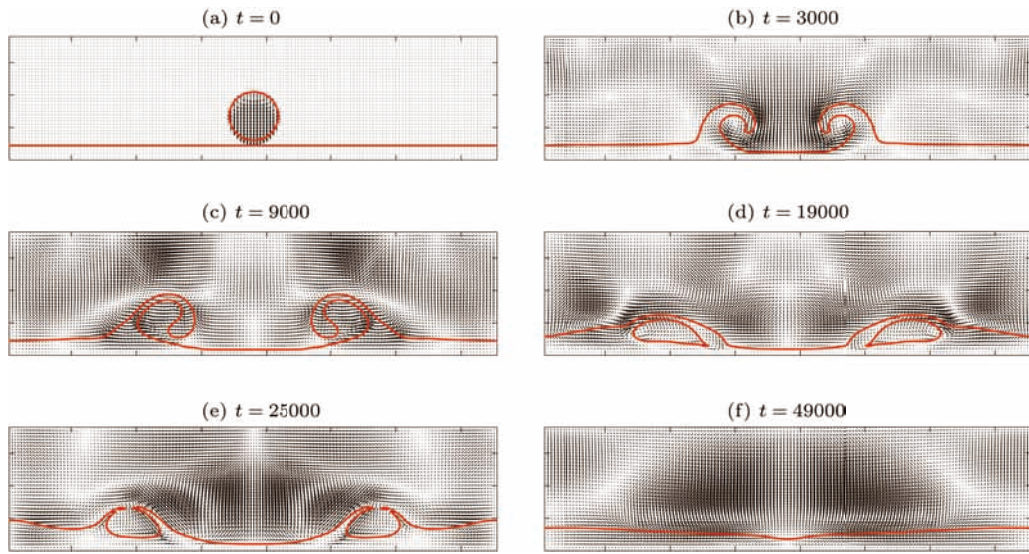


图 12 (网刊彩色)  $\sigma = 0.001$  时的液滴撞击液膜过程 ( $Re = 240, We = 500, \rho^* = 2, \mu^* = 2, h = 0.5$ )  
 Fig. 12. (color online) The process of the droplet impact onto the liquid film at  $\sigma = 0.001$  ( $Re = 240, We = 500, \rho^* = 2, \mu^* = 2, h = 0.5$ ).

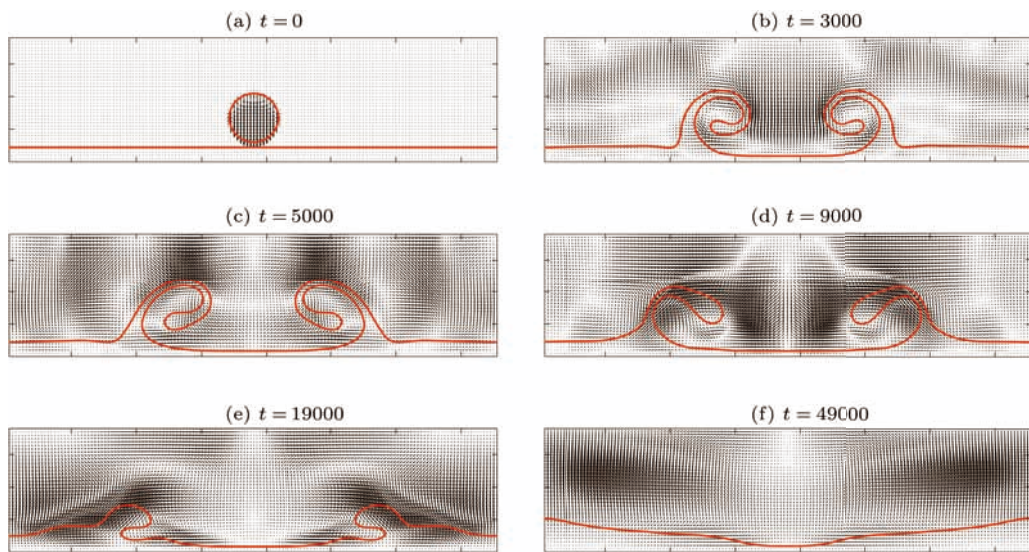


图 13 (网刊彩色)  $\sigma = 0.005$  时的液滴撞击液膜过程 ( $Re = 240, We = 500, \rho^* = 2, \mu^* = 2, h = 0.5$ )  
 Fig. 13. (color online) The process of the droplet impact onto the liquid film at  $\sigma = 0.005$  ( $Re = 240, We = 500, \rho^* = 2, \mu^* = 2, h = 0.5$ ).

水花. 当表面张力较大时 (见图 13,  $\sigma = 0.005$ ), 液体也会溅起并发生卷吸, 但此时形成的水花高度较大. 由于表面张力过大, 溅起水花形变较弱, 不会和液膜直接接触, 最终也不会断裂.

### 5.5 皇冠半径与时间的关系

在上述研究的基础上, 本文还进一步考察了由液体溅起形成的皇冠半径与时间的关系. 数值结果表明, 当  $Re$  数和  $We$  数较大时, 液滴溅起形成的皇冠状水花较明显, 且皇冠半径与时间满足如下表达式,

$$\frac{r}{2R} \approx \alpha \sqrt{\frac{Ut}{2R}}, \quad (17)$$

其中,  $r$  为皇冠半径,  $\alpha$  为拟合参数 [14,15]. 首先以  $We = 500$  为例, 对  $Re = 240$  和 480 两种情形进行了研究, 并在图 14 中给出了皇冠半径随时间的变化. 图中结果表明, 上述模型 [方程 (17)] 不但能够有效刻画皇冠半径与时间的关系, 而且不依赖于  $Re$  数的变化. 另外, 还以  $Re = 240$  为例, 对  $We$  分别取 400 和 500 的情形进行了研究 (见图 15). 结果发现, 该模型也能够预测不同  $We$  数下皇冠半径随时间的变化, 并且模型拟合参数  $\alpha$  也不依赖  $We$  数的变化.

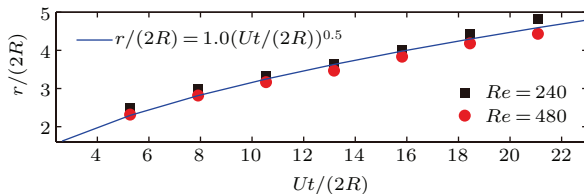


图 14 (网刊彩色) 不同  $Re$  数下皇冠半径随时间的变化  
Fig. 14. (color online) Variation of the crown radius at different time and different Reynolds numbers.

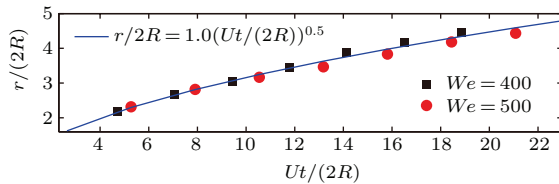


图 15 (网刊彩图) 不同  $We$  数下皇冠半径随时间的变化  
Fig. 15. (color online) Variation of the crown radius at different time and different Weber numbers.

## 6 结 论

本文主要采用了一种基于相场理论的双分布 LB 模型, 对液滴撞击液膜的过程进行了详细研究,

并得到如下结果.

1) 当  $Re$  数和  $We$  数较小时, 液滴撞击液膜过程中仅有少量液体凸起, 并无卷吸现象产生; 然而, 随着  $Re$  数和  $We$  数的增加, 液体会明显溅起并发生卷吸现象; 当二者增加到一定程度时, 撞击过程形成的皇冠状水花会发生飞溅, 并且飞溅产生的新液滴会再次与液膜发生碰撞.

2) 当相对液膜厚度较小时, 液滴撞击液膜后会最终导致液膜断裂; 随着液膜厚度的增加, 尽管撞击过程还会导致液膜的断裂, 但断裂的液膜最后还会融合在一起.

3) 当表面张力较小时, 液滴撞击液膜过程中更易引起界面形变, 溅起的水花尖端则会直接与液膜接触并融合在一起; 然而, 当表面较大时, 撞击过程溅起的水花高度较大, 形变较小, 水花尖端则不会直接与液膜接触.

4) 液滴撞击液膜过程中形成的皇冠半径与时间满足  $r/(2R) \approx \alpha \sqrt{Ut/(2R)}$ , 并且拟合参数  $\alpha \approx 1.0$  不依赖于  $Re$  数和  $We$  数的变化.

感谢华中科技大学复杂系统与仿真中心的博士生汪垒、武琛、王会利以及硕士生崔淑琪、郭秀雅在论文完成过程中的讨论和帮助.

## 参考文献

- [1] Yarin A L 2006 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **38** 159
- [2] Rioboo R, Tropea C, Marengo M 2001 *Atom. Sprays* **11** 155
- [3] Thoroddsen S T 2002 *J. Fluid Mech.* **451** 373
- [4] Yarin A L, Weiss D A 1995 *J. Fluid Mech.* **382** 141
- [5] Wang A B, Chen C C 2000 *Phys. Fluids* **12** 2155
- [6] Mohamed-Kassim Z, Longmire E K 2003 *Phys. Fluids* **15** 3263
- [7] 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]
- [8] Weiss D A, Yarin A L 1999 *J. Fluid Mech.* **385** 229
- [9] Lee S H, Hur N, Kang S 2011 *J. Mech. Sci. Tech.* **25** 2567
- [10] Xie H, Koshizuka S, Oka Y 2004 *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **45** 1009
- [11] Coppola G, Rocco G, Luca L D 2011 *Phys. Fluids* **23** 0022105
- [12] Josseranda C, Zaleskib S 2003 *Phys. Fluids* **15** 1650
- [13] Berberovi E, Hinsberg N P V, Jakirli S, Roisman I R, Tropea C 2009 *Phys. Rev. E* **79** 036306
- [14] 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]

- [15] Wang Y, Shu C, Huang H B, Teo C J 2015 *J. Comput. Phys.* **280** 404
- [16] Lee T, Lin C L 2005 *J. Comput. Phys.* **206** 16
- [17] Li Q, Luo K H, Gao Y J, He Y L 2012 *Phys. Rev. E* **85** 026704
- [18] Lee T, Liu L 2010 *J. Comput. Phys.* **229** 8045
- [19] Rieber M, Frohn A 1999 *Int. J. Heat Fluid Flow* **20** 445
- [20] Hai Q X, Zhong Z, Liang Q Z 2016 *Chin. Phys. B* **25** 014702
- [21] Song B W, Ren F, Hu H B, Huang Q G 2015 *Chin. Phys. B* **24** 014703
- [22] Chai Z H, Zhao T S 2012 *Acta Mech. Sin.* **28** 983
- [23] Liang H, Shi B C, Guo Z L, Chai Z H 2014 *Phys. Rev. E* **89** 053320
- [24] Huang J J, Huang H, Wang X 2015 *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **77** 123

# Lattice Boltzmann simulation of the droplet impact onto liquid film\*

Huang Hu<sup>1)</sup> Hong Ning<sup>2)</sup> Liang Hong<sup>3)</sup> Shi Bao-Chang<sup>1)4)</sup> Chai Zhen-Hua<sup>1)4)†</sup>

1) (School of Mathematics and Statistics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

2) (School of Information and Engineering, Wuchang University of Technology, Wuhan 430223, China)

3) (Department of Physics, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, China)

4) (State Key Laboratory of Coal Combustion, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

( Received 23 November 2015; revised manuscript received 28 December 2015 )

## Abstract

The process of the droplet impact onto the liquid film, as one of the basic multiphase problems, is very important in many fields of science and engineering. On the other hand, the problem is also very complicated since there are many parameters that may influence the process of the droplet impact on the liquid film. To clearly understand the physical phenomena appearing in the process droplet impact on the liquid film, a parametric study on this problem is conducted based on a recently developed lattice Boltzmann method in which a lattice Boltzmann model is used to solve the Navier-Stokes equations, and the other is adopted to solve the Cahn-Hilliard equation that is used to depict the interface between different phases. In this paper, we mainly focus on the effects of the Reynolds number ( $Re$ ), the Weber number ( $We$ ), the relative thickness of film ( $h$ ) and the surface tension ( $\sigma$ ) on the dynamic behavior of interface between different phases, and the velocity and pressure fields are also presented. It is found that with the increase of  $Re$  and  $We$ , the phenomena of crown and entrainment can be observed obviously during the process of droplet impact onto the liquid film, and the radius of the crown seems not dependent on the  $We$  and  $Re$  where the relative thickness of film and surface tension are fixed to be 0.5 and 0.003. However, when  $Re$  becomes much larger, the splashing phenomenon is produced, and the small droplets caused by the splashing can fall and then impact onto the liquid film again. We also find that if the relative thickness of film is small, the surface tension,  $Re$  and  $We$  are set to be 0.003, 480 and 500, the film can break up during the process of the droplet impact onto the liquid film, while with the increase of relative thickness, although more liquid are induced in the splashing process, the film can't break up. In addition, with the increase of surface tension, the resistance which prevents the change of interface becomes large, and thus the change of interface is not large when the droplet impacts onto liquid film, as expected. And finally, a quantitative study on the relation between the radius of crown (formed by droplet impact onto liquid film) and the time is also performed, and the expression  $r/(2R) \approx \alpha\sqrt{Ut/(2R)}$  where the parameter  $\alpha$  is about 1.0 and is also independent of  $We$  and  $Re$ , can be used to describe the relation.

**Keywords:** lattice Boltzmann method, droplet, liquid film

**PACS:** 47.11.Qr, 47.55.db, 47.55.df

**DOI:** 10.7498/aps.65.084702

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51576079, 11272132) and the National Natural Science Foundation of Hubei Province, China (Grant No. 2015CFB440).

† Corresponding author. E-mail: [hustczh@hust.edu.cn](mailto:hustczh@hust.edu.cn)