基于格子 Boltzmann 方法的液滴撞击粗糙壁面上液膜过程的数值

黄虎¹, 洪宁², 崔淑琪², 施保昌^{1,3}, 柴振华^{1,3*}

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. 华中科技大学, 煤燃烧国家重点实验室, 武汉 430074

* 联系人, E-mail: hustczh@hust.edu.cn

2016-06-06 收稿, 2016-06-20 修回, 2016-06-20 接受, 2017-02-09 网络版发表

国家自然科学基金(51576079, 11272132)和湖北省自然科学基金(2015CFB440)资助

摘要 采用格子 Boltzmann 方法对液滴撞击粗糙壁面上液膜的过程进行了研究, 主要考察了相对液膜厚度 h 、相对凹槽宽度 d^* 、相对凹槽深度 L^* 等物理参数对界面运动过程的影响. 首先, 当 h 较小时, 由液滴溅起形成的水花半径 r 随时间满足 $r/2R \approx \alpha \sqrt{Ut/2R}$ 的关系, 且随着相对液膜厚度 h 的增大, 系数 α 变小, 但当 h 较大时, 该关系式不能很好地描述水花半径的增长过程, 且水花的飞溅现象消失. 其次, 相对凹槽宽度 d^* 对水花的形成及飞溅也会产生重要影响, 当 d^* 较小时, 随着 d^* 的增大, 系数 α 先减小再增大, 当 $d^* > 8$ 时凹槽宽度的增加对水花半径的变化影响较小. 最后, 相对凹槽深度 L^* 对水花的形成影响较小, 但对水花的飞溅现象影响较大.

关键词 格子 Boltzmann 方法, 液滴, 液膜, 粗糙壁面, 飞溅

液滴撞击现象不仅广泛地存在于自然界和农业生产中, 而且随着喷雾冷却技术和等离子喷涂技术的广泛运用, 该过程在工业生产中具有越来越重要的作用, 因而也受到了众多学者的关注. 由于该问题涉及复杂的界面变化, 因此对其机理规律的认识仍然不够清晰. 目前, 研究者们对该问题的探讨主要集中在液滴撞击固壁和液滴撞击液膜两个方面.

由于现实生产中的固壁大多属于粗糙壁面的情况, 因此, 为了使研究结果更具有实际意义, 许多学者研究了液滴撞击粗糙壁面的情况. Shakeri 和 Chandra^[1]通过实验研究了融化的金属液滴撞击金属板的现象, 并发现: 当固壁粗糙度较低时, 增加粗糙度可以促进飞溅现象的发生; 但当粗糙度达到一定程度后, 金属液滴的飞溅现象将会消失. Sivakumar

等人^[2]采用实验方法, 通过增加凹槽的方式研究了液滴撞击粗糙壁面时界面的变化过程. 研究表明: 和光滑壁面相比, 粗糙壁面情况下液滴的传播宽度较小, 传播过程差异较大且该差异与凹槽的形状及排列位置有关. Xu 等人^[3]同样采用了实验的方法对液滴撞击粗糙壁面的情况进行了研究, 他们指出壁面粗糙度对液滴撞击时的飞溅现象会产生重要影响. Hu 等人^[4]也基于实验的方法考察了液滴撞击含有规则小凹槽的粗糙壁面情况, 并指出: 和光滑壁面相比液滴的传播速度变小, 形成的水花半径变小, 水花发生飞溅现象后液体回缩的速度变慢; 当水花在凹槽表面传播时, 其水平方向的速度比竖直方向更大; 除此之外他们还指出, 凹槽的物理结构对水花的运动也存在较大影响, 当凹槽为圆形时, 形成的水花较短较宽, 当

引用格式: 黄虎, 洪宁, 崔淑琪, 等. 基于格子 Boltzmann 方法的液滴撞击粗糙壁面上液膜过程的数值. 科学通报, 2017, 62: 2428–2441

Huang H, Hong N, Cui S Q, et al. Numerical study of the droplet impact onto liquid film on the rough solid surface via lattice Boltzmann method (in Chinese). Chin Sci Bull, 2017, 62: 2428–2441, doi: 10.1360/N972016-00677

凹槽为放射状时,形成的水花较长较窄. Vander Wal 等人^[5]也通过实验对液滴撞击粗糙壁面的动力学行为和无量纲参数的临界值进行了研究,并发现:粗糙壁面情况下,液体传播过程中速度的不稳定性更加独立于撞击时液滴的能量和流体的性质,且改变壁面粗糙度对液滴的动力学行为带来的影响和改变液体的黏性影响相同;此外,他们还指出随着壁面粗糙度的增加,液滴撞击壁面过程中无量纲参数的临界值变小.除了上述实验的研究方法之外,也有一些学者采用数值方法对该问题进行了研究. Kothe等人^[6]采用VOF方法研究了液滴撞击含气孔壁面的情况,研究表明:液滴在含气孔表面拉伸到一定程度后发生回缩现象的时间变短. Frank和Perre^[7]采用格子Boltzmann (LB)方法研究了液滴撞击粗糙壁面的情况,他们的研究表明液滴撞击粗糙壁面时,液体的传播速率和接触角满足幂级数的关系且受壁面粗糙度的影响. Ellis等人^[8]则利用VOF方法研究了液滴撞击粗糙壁面问题,其研究表明:当壁面较为粗糙时,液滴与壁面由单一接触点变为多个接触点,液体的传播速率与时间变为分段函数的关系且其传播速率变慢. Ding和Theofanous^[9]采用扩散界面方法研究了液滴撞击含有凹槽固壁情况,指出液滴撞击固壁时液体会进入凹槽且随着We数的增加进入管道的液体运动差异较大.

由于液滴撞击固壁时只需考虑液体和固壁之间的相互作用,而液滴撞击液膜过程中除了液体和固壁的作用外还涉及液体和液体之间的作用,因此液滴撞击液膜涉及的动力学行为比液滴撞击固壁情况更复杂,并广泛存在自然界和现实生产中.而在液滴撞击液膜过程中,液膜的厚度直接影响了液滴撞击过程中界面运动的变化,因此许多学者也围绕液膜厚度开展了相关研究. Wang等人^[10]和Mohamed-Kassim等人^[11]通过实验研究了相对液膜厚度对液滴撞击液膜过程的影响.结果表明:水花高度的变化与液膜厚度成正比,即水花高度随液膜厚度的增大而增大.郭加宏等人^[12]也通过实验研究了液滴撞击液膜过程中液膜厚度的作用并指出液膜厚度会影响水花溅起高度的变化. Xie等人^[13]基于MPS模型研究了液膜厚度的影响并指出,随着液膜厚度的增加,形成的皇冠半径减小且高度增加. Mukherjee等人^[14]采用LB方法对液滴撞击液膜的过程中液膜厚度的作用进行了更细致的研究,其结果发现:当液膜厚度较小

时,皇冠高度及宽度随液膜厚度的增加而增大,当液膜厚度较大时,皇冠宽度和高度反而随液膜厚度的增大而减弱.然而, Passandideh^[15]则通过VOF方法研究液膜厚度的作用,并指出液膜厚度对水花高度的影响较小,这与前述研究结果不同.除此之外, Lee等人^[16]和Shetabivash等人^[17]均采用VOF方法研究了液膜厚度对液体溅起现象的影响,并得出了与Mukherjee相同的结论,他们认为:当液膜厚度增大时,水花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导致.除了上述对液膜厚度的研究外,还有一些研究者探讨了水花半径随时间的变化关系. Wang等人^[18]运用LB方法研究液滴撞击液膜过程中水花半径随时间的变化,并指出在水花形成阶段,其半径随时间满足幂函数的关系.黄虎等人^[19]也采用LB方法研究了液滴撞击液膜的过程并发现水花半径随时间满足 $r/2R \approx \alpha \sqrt{Ut/2R}$ 的规律,且指出系数 α 受韦伯数和雷诺数的影响较小.虽然目前已有许多学者对液滴撞击液膜过程进行了研究,但这些研究主要集中在液滴撞击光滑壁面上的液膜.由于现实生活中存在的壁面基本上均为粗糙壁面,因此对液滴撞击粗糙壁面上液膜的研究更加具有实际意义.除此之外,当连续液滴撞击粗糙壁面时,固壁表面形成一层较薄的液膜,导致液滴撞击粗糙壁面的过程最终也会变为液滴撞击粗糙壁面上液膜的过程,因此从这个角度上讲,研究液滴撞击粗糙壁面上液膜的过程也更具有应用价值.基于上述原因,本文将采用一种最新发展的多松弛LB模型^[20]研究液滴撞击粗糙壁面上液膜的界面运动过程,并从相对液膜厚度,相对凹槽宽度及相对凹槽深度几方面对该问题进行细致的分析.

1 数学模型

本文主要采用基于扩散界面的相场理论来研究液滴撞击粗糙壁面上液膜的过程,该问题的控制方程主要是由基于相场理论的Cahn-Hilliard (C-H)方程和基于流场的不可压Navier-Stokes (N-S)方程组成,其具体表达形式如下:

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

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

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \nabla \cdot \left[\nu \rho (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) \right] + \mathbf{F}_s + \mathbf{G}. \quad (2b)$$

其中 ϕ 表示序参数, M_ϕ 表示迁移率, $\mathbf{u}$ 为流体速度, ρ 为流体密度, p 为压力, ν 表示流体黏性, G 为重力, $F_s = \mu \nabla \phi$ 为界面力, μ 为化学势.

式(1)中序参数 ϕ 主要用来指示界面, 追踪界面的变化, 且 ϕ 的取值与流体的密度满足如下关系:

$$\rho = \frac{\phi - \phi_B}{\phi_A - \phi_B} (\rho_A - \rho_B) + \rho_B, \quad (3)$$

其中 ϕ_A 和 ϕ_B 是固定值, 表示用来指示不同的相. ρ_A 和 ρ_B 也为定值, 表示不同相的密度.

2 数值方法

近年来, 格子Boltzmann方法作为一种发展迅速的介观方法, 由于其可以从介观尺度上充分描述粒子的运动状态, 具有实现过程简单, 易于处理复杂的边界且计算效率高等优点, 因此该方法目前已被广泛用于研究各类复杂流动问题. 本文将采用最新发展的多松弛LB模型对液体撞击粗糙壁面上液膜过程中产生的复杂现象进行研究.

2.1 基于相场理论的多松弛格子Boltzmann模型

由于本文主要考虑二维情况, 因此在格子模型上, 我们将采用D2Q9(2维9速)模型. 针对基于相场理论的C-H方程, 我们采用之前发展的更为稳定的多松弛LB模型^[20], 其演化方程如下:

$$\begin{aligned} & h_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \delta t, t + \delta t) - h_i(\mathbf{x}, t) \\ &= -[\mathbf{M}^{-1} \mathbf{S}^h \mathbf{M}]_{ij} [h_j(\mathbf{x}, t) - h_j^{eq}(\mathbf{x}, t)] \\ &+ \delta t \left[\mathbf{M}^{-1} \left(\mathbf{I} - \frac{\mathbf{S}^h}{2} \right) \mathbf{M} \right]_{ij} R_j(\mathbf{x}, t), \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $h_i(\mathbf{x}, t)$ 表示位于 $\mathbf{x}$ 处的粒子在 t 时刻的分布函数, $\mathbf{S}^h$ 和 $\mathbf{M}$ 分别称为松弛矩阵和变换矩阵, $R_j(\mathbf{x}, t)$ 表示源项分布函数. $h_j^{eq}(\mathbf{x}, t)$ 为平衡态分布函数, 其具体形式如下:

$$h_j^{eq}(\mathbf{x}, t) = \begin{cases} \phi + (\omega_j - 1)\eta\mu, & j = 0, \\ \omega_j\eta\mu + \omega_j \frac{\mathbf{c}_j \cdot \phi \mathbf{u}}{c_s^2}, & j \neq 0, \end{cases} \quad (5)$$

其中 η 为可调节参数, c_s^2 为格子声速, ω_j 和 c_j 为别表示权系数和离散速度, 其取值和格子模型有关. 在D2Q9模型中, 权系数 ω_j 分别为 $\omega_0=4/9$, $\omega_{1-4}=1/9$, $\omega_{5-8}=1/36$. 离散速度 c_j 的形式如下:

$$\mathbf{c}_j = \begin{cases} (0, 0)c, & j = 0, \\ \left(\cos \frac{j\pi}{2}, \sin \frac{j\pi}{2} \right) c, & j = 1 \sim 4, \\ \sqrt{2} \left(\cos \frac{(2j-9)\pi}{4}, \sin \frac{(2j-9)\pi}{4} \right) c, & j = 5 \sim 8, \end{cases} \quad (6)$$

其中, c 表示格子速度的大小.

除此之外, 演化方程(4)右端的松弛矩阵 $\mathbf{S}^h$ 和变换矩阵 $\mathbf{M}$ 的选取也与格子模型有关.

在D2Q9模型中, $\mathbf{S}^h$ 可表示成 $\mathbf{S}^h = \text{diag}(s_0^h, s_1^h, s_2^h, s_3^h, s_4^h, s_5^h, s_6^h, s_7^h, s_8^h)$, s_i^h 被称作松弛因子, 其取值范围是 $0 < s_i^h < 2$. 变换矩阵 $\mathbf{M}$ 具体形式如下:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ -4 & -1 & -1 & -1 & -1 & 2 & 2 & 2 & 2 \\ 4 & -2 & -2 & -2 & -2 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & -2 & 0 & 2 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 1 & 1 & -1 & 1 \\ 0 & 0 & -2 & 0 & 2 & 1 & 1 & -1 & -1 \\ 0 & 1 & -1 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 1 & -1 \end{pmatrix}.$$

为了能够恢复C-H方程, 源项 R_j 的分布函数采用如下形式:

$$R_j = \frac{\omega_j c_j \cdot \partial_i (\phi u)}{c_s^2}, \quad (7)$$

其中时间导数采用一阶显式的Euler公式计算. 宏观量 ϕ 的计算格式为

$$\phi = \sum_i h_i, \quad (8)$$

此外, 通过Chapman-Enskog分析, 我们还可以得到迁移率 M_ϕ 与松弛时间之间的关系,

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

其中 τ_h 的取值与松弛参数有关, 即 $\tau_h = 1/s_3^h = 1/s_5^h$.

2.2 不可压流动的多松弛格子Boltzmann模型

与上述针对C-H方程的多松弛LB模型类似, 对于不可压N-S方程, 其多松弛LB模型的演化方程如下^[20]:

$$\begin{aligned} & \bar{g}_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \delta t, t + \delta t) - \bar{g}_i(\mathbf{x}, t) \\ &= -[\mathbf{M}^{-1} \mathbf{S}^g \mathbf{M}]_{ij} [\bar{g}_j(\mathbf{x}, t) - g_j^{eq}(\mathbf{x}, t)] \\ &+ \delta t \left[\mathbf{M}^{-1} \left(\mathbf{I} - \frac{\mathbf{S}^g}{2} \right) \mathbf{M} \right]_{ij} F_j(\mathbf{x}, t), \end{aligned} \quad (10)$$

上式中 $\bar{g}_i = g_i - \frac{\delta t}{2} \left[-\Lambda_{ij}^f (g_j - g_j^{eq}) + F_i \right]$, 其中 $g_i(\mathbf{x}, t)$ 表示流场的分布函数, $\mathbf{S}^g$ 称为松弛矩阵, 其表达形式为 $\mathbf{S}^g = \text{diag}(s_0^g, s_1^g, s_2^g, s_3^g, s_4^g, s_5^g, s_6^g, s_7^g, s_8^g)$, s_i^g 也被称作松弛因子, $F_j(\mathbf{x}, t)$ 为外力项分布函数, $g_j^{eq}(\mathbf{x}, t)$ 为平衡态分布函数, 其具体形式如下:

$$g_j^{eq} = \begin{cases} \frac{p}{c_s^2} (\omega_j - 1) + \rho s_j(\mathbf{u}), & j = 0, \\ \frac{p}{c_s^2} \omega_j + \rho s_j(\mathbf{u}), & j \neq 0, \end{cases} \quad (11)$$

其中 ω_j , c_s^2 和式(10)中 c_j 所表示的意义及其取值方式与相场LB模型相同, 因此这里不再对其进行阐述. p 表示压力, $s_j(\mathbf{u})$ 为一分布函数, 其具体形式如下:

$$s_j(\mathbf{u}) = \omega_j \left[\frac{\mathbf{c}_j \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{c}_j \cdot \mathbf{u})^2}{c_s^4} - \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2c_s^2} \right], \quad (12)$$

外力项分布函数 $F_j(\mathbf{x}, t)$ 的具体表达形式如下:

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

其中, $\Gamma_j(\mathbf{u}) = \omega_j + s_j(\mathbf{u})$, $\mathbf{F}_a = \frac{\rho_A - \rho_B}{\phi_A - \phi_B} \nabla \cdot (M_\phi \nabla \mu) \mathbf{u}$,

$\mathbf{F}_s = \mu \nabla \phi$, $\mathbf{G}$ 为重力. 最终, 通过Chapman-Enskog分析, 我们可以发现该模型能够准确地恢复描述流场的N-S方程, 速度 $\mathbf{u}$ 和压力 p 可以由下面的式子计算得到

$$\mathbf{u} = \frac{\sum_i \mathbf{c}_i \bar{g}_i + 0.5 \delta t (\mathbf{F}_s + \mathbf{G})}{\rho - 0.5 \delta t (\rho_A - \rho_B) \nabla \cdot M_\phi \nabla \mu / (\phi_A - \phi_B)}, \quad (14)$$

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

且黏性系数与松弛时间的关系为

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

其中 τ_g 的取值与松弛参数有关, $\tau_g = 1/s_7^g = 1/s_8^g$.

对于上述公式中涉及的梯度算子及Laplace算子我们分别采用如下的形式计算:

$$\nabla \chi(\mathbf{x}, t) = \sum_{i \neq 0} \frac{\omega_i \mathbf{c}_i \chi(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \delta t, t)}{c_s^2 \delta t}, \quad (17)$$

$$\nabla^2 \chi(\mathbf{x}, t) = \sum_{i \neq 0} \frac{2\omega_i [\chi(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \delta t, t) - \chi(\mathbf{x}, t)]}{c_s^2 \delta t^2}. \quad (18)$$

3 模拟工况及参数

3.1 模拟工况

为了更清楚地研究该问题, 并结合前人的研究方式^[3,4], 我们把粗糙壁面简化为矩形凹槽, 其具体工况如图1所示: 其中 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, ρ_i ($i=L$ 或 G) 分别表示液体和气体的密度, ν_i ($i=L$ 或 G) 分别表示液体和气体的黏性, d 表示凹槽的宽度, L 表示凹槽深度, 下方为带凹槽的固体部分, 中间为液膜, 上方为气体和液滴. 初始时刻, 液滴依然处于液膜上方, 在重力及竖直向下速度的作用下与液膜发生碰撞.

3.2 无量纲参数

由于液滴撞击粗糙壁面上液膜涉及的因素较多, 基于前人的研究^[19], 我们首先对部分参数进行了无量纲化处理, 其中主要的无量纲参数如下: 密度比 $\rho^* = \rho_l / \rho_g$, 黏性比 $\nu^* = \nu_l / \nu_g$, 韦伯数 $We = 2R\rho U^2 / \sigma$, 雷诺数 $Re = 2R\rho U / \mu$, 相对液膜厚度 $h = H/R$, 相对凹槽宽度 $d^* = d/R$, 相对凹槽深度 $L^* = L/R$.

为了更清楚了解粗糙壁面自身特性及其他部分无量纲参数的影响, 本文接下来主要从研究相对液膜厚度, 相对凹槽宽度和相对凹槽深度入手, 对液滴撞击粗糙壁面上液膜问题进行深入细致的探讨.

4 数值模拟与分析

针对本文研究的问题, 我们对左右两边采用周期边界, 上边界采用镜面反射处理格式^[21], 下边界固壁处采用基于线性自由能形式的润湿性边界条件^[22], 且接触角 $\theta = 60^\circ$. 除此之外, 对于其他参数我们选取如下: 液滴半径 $R = 30$ 格子单位, 密度比为 $\rho^* = 2:1$, 黏性比 $\nu^* = 2:1$, 雷诺数 $Re = 480$, 韦伯数 $We = 500$.

图1 (网络版彩色)粗糙壁面情况下研究工况图

Figure 1 (Color online) The schematic of the droplet impact onto liquid film

4.1 相对液膜厚度的影响

相对液膜厚度对液滴撞击液膜的过程会产生重要的影响,当相对液膜厚度较小时,液滴撞击液膜过程中,下落的液滴不仅会与液膜发生作用而且还会受到固壁的影响,随着相对液膜厚度的增大,液滴与固壁的作用逐渐减弱,其产生的现象差异也较大,因此我们有必要对相对液膜厚度的影响进行系统研究.该部分我们采用的网格数为 $600 \times (l_1 + l_2 + 120)$, l_1 为固壁厚度, l_2 为液膜厚度, 气体区域的网格数为 600×120 , 表面张力 $\sigma=0.005$, 相对凹槽宽度 $d^*=1$, 相对凹槽深度 $L^*=1$, 其他参数及边界选取和上述一样.我们在图2~4中分别给出了相对液膜厚度 $h=1, 2, 3$ 时的液滴撞击粗糙壁面上液膜过程中界面的变化过程.

通过观察可以发现,当相对液膜厚度较小($h=1$)时,由于液滴运动到固壁时依然有较大的能量,因此,液滴与固壁的作用较大,导致液滴明显发生溅起现象且溅起形成的水花向内侧发生卷吸,在 $t=14000$ 时水花发生飞溅现象并产生两个小液滴(以左半部分为例),随着时间的演化,飞溅产生的液滴与液膜接触并发生融合,融合后的液体向中间运动最终促使整个液膜趋于水平;增加相对液膜厚度($h=2$),液滴运动到固壁处时能量减弱,因此液滴撞击过程形成的水花运动较弱,仅会向内侧发生卷吸而不会发生

飞溅现象.当 $t=14000$ 时,水花的顶端先与液膜接触发生融合并形成气泡,随后,形成的气泡不断上升,在 $t=26000$ 时气泡上升至液膜顶端并发生破裂,形成了中间较高两边较低的“山”字状态,最终中间较高的液体下落,液膜趋于水平.继续增大相对液膜厚度($h=3$),液滴撞击过程中形成的水花会在 $t=50000$ 时发生明显的卷吸现象.然而随着时间的推移,发生卷吸的水花向反方向运动促使水花的底部与液膜融合导致水花高度逐渐变小,中心区域宽度变大(图4),由于此时液体内部中心区域具有较大的向上速度,故液体会在中心区域向上发生凸起现象,凸起的液体达到最大高度后再次下降,最终液膜趋于水平.通过对界面的变化进行分析可以发现,当 $We=500$, $Re=480$ 时,液滴撞击液膜的过程中始终会发生明显的卷吸现象,但随着相对液膜厚度的增加,水花发生卷吸现象后的运动状态差异较大:当相对液膜厚度 $h<2$ 时,形成的水花发生卷吸现象后会产生飞溅现象,但当 $h \geq 2$ 时,形成的水花不会发生飞溅现象.

通过上述分析可知,相对液膜厚度对液滴撞击液膜过程形成的水花运动状态影响较大,为了更清楚地表明相对液膜厚度 h 对水花形成过程的影响,我们进一步研究了粗糙壁面情况下水花半径随时间的变化关系,通过考虑 $r/2R \approx \alpha \sqrt{Ut/2R}$ 式中系数 α

图2 (网络版彩色)液滴撞击粗糙壁面上的液膜过程($h=1$; $L^*=1$; $d^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

Figure 2 (Color online) The process of the droplet impact onto the liquid film on the rough surface ($h=1$; $L^*=1$; $d^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

图3 (网络版彩色)液滴撞击粗糙平壁面上的液膜过程($h=2$; $L^*=1$; $d^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

Figure 3 (Color online) The process of the droplet impact onto the liquid film on the rough surface ($h=2$; $L^*=1$; $d^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

图4 (网络版彩色)液滴撞击粗糙平壁面上的液膜过程($h=3$; $L^*=1$; $d^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

Figure 4 (Color online) The process of the droplet impact onto the liquid film on the rough surface ($h=3$; $L^*=1$; $d^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

的变化来讨论相对液膜厚度对水花形成阶段的影响, 具体结果如图5所示。

通过观察图5可以看出, 相对液膜厚度对液滴撞

击液膜过程中水花的形成具有重要影响, 随着相对液膜厚度的增大, 形成的水花最大半径变小, 即当 $h=1, 2, 3$ 时, 系数 α 的取值逐渐减小分别为 0.95, 0.86

图5 (网络版彩色) 不同 h 下水花半径随时间的变化

Figure 5 (Color online) Variation of the spray radius at different time and different h

和0.58. 这是因为相对液膜厚度的增大导致液滴撞击液膜时被液膜吸收的能量较大, 液滴与固壁的作用变弱, 液滴溅起的水花半径变小.

同时从图5还可以看出, 对于粗糙壁面, 当 $h=3$ 时, 经典关系 $r/2R \approx \alpha \sqrt{Ut/2R}$ 不能准确刻画水花半径随时间的变化关系, 这主要是由于粗糙壁面情况下, 凹槽中也存在液体, 导致液体的含量比光滑壁面多, 所以当 $h=3$ 时, 该工况研究的液滴撞击液膜问题实质上已变成了液滴撞击液池的问题, 因此已经不能用 $r/2R \approx \alpha \sqrt{Ut/2R}$ 来刻画这种情况下水花半径随时间的变化关系.

4.2 相对凹槽宽度的影响

凹槽宽度作为凹槽自身的特性体现了壁面的粗

糙情况, 因此也会对液滴撞击液膜的过程产生较大的影响, 为了更好地探讨这一因素的影响, 本部分我们采用的网格总数为 $600 \times (l+150)$ (l 为固壁厚度), 气体区域网格数为 600×150 , 相对凹槽深度 $L^*=1$, 表面张力 $\sigma=0.003$, 研究了当相对凹槽宽度分别为1, 2, 4时液滴撞击粗糙壁面液膜过程中界面的变化情况, 其具体结果如图6~8所示. 同时为了更好地说明问题, 我们还给出了不同相对凹槽宽度情况下水花飞溅前的压力分布图(图9).

通过比较不同相对凹槽宽度情况下液滴撞击液膜过程中产生的现象可以发现, 当相对凹槽宽度 $d^*=1$ 时, 由于韦伯数和雷诺数较大($We=500$, $Re=480$), 液滴依然会发生卷吸及飞溅现象, 我们以水花的左半部分为例对水花的运动状态进行研究可以看出, 此时的飞溅现象会产生两个小液滴. 通过观察该现象发生前的压力分布情况(图9, $d^*=1$)可以发现, 由于此时 A , B , C 三点的压力差异较大, 所以 A , B 和 A , C 之间均形成了较大的剪切力, 最终促使水花断裂形成了两个小液滴. 随着时间的推移, 断裂产生的两小液滴在下落过程中发生融合形成一个大液滴, 最终大液滴与液膜接触并融合. 增大相对凹槽宽度至 $d^*=2$ 时, 液滴撞击液膜过程依然会产生卷吸和飞溅现象, 但是卷吸后的水花会向其底部运动至 $t=21000$ 时才发生断裂现象, 并且此时的断裂点发生在水花与液膜的接触点. 观察压力分布图可以看出, 此时水花发生

图6 (网络版彩色) 液滴撞击粗糙壁面上的液膜过程($d^*=1$; $h=1$; $L^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

Figure 6 (Color online) The process of the droplet impact onto the liquid film on the rough surface ($d^*=1$; $h=1$; $L^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

图7 (网络版彩色)液滴撞击粗糙壁面上的液膜过程($d^*=2$; $h=1$; $L^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

Figure 7 (Color online) The process of the droplet impact onto the liquid film on the rough surface ($d^*=2$; $h=1$; $L^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

图8 (网络版彩色)液滴撞击粗糙壁面上的液膜过程($d^*=4$; $h=1$; $L^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

Figure 8 (Color online) The process of the droplet impact onto the liquid film on the rough surface ($d^*=4$; $h=1$; $L^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

的断裂现象依然是由压差的产生引起的。继续增大相对凹槽宽度，当 $d^*=4$ 时，整个撞击过程依然会发生卷吸现象，但是水花的运动差异较大，在 $t=14000$ 时，溅起的水花尖端和液膜接触，接着水花和液膜发生融合，当 $t=26000$ 时，溅起的水花发生断裂，但是根据压力分布可以发现，断裂现象发生前，A、B两点之

间没有压力差，因此A、B两点之间没有形成剪切力，此时发生的断裂更多是由于液体自身表面张力的回缩作用导致。

此外根据前人的研究我们可以发现，液滴撞击光滑壁面上液膜时，液滴溅起的水花半径随时间满足 $r/2R \approx \alpha \sqrt{Ut/2R}$ 的关系。类似地，我们该关

图9 (网络版彩色)不同宽度下飞溅发生前的压力分布. (a) $d^*=1$; (b) $d^*=2$; (c) $d^*=4$

Figure 9 (Color online) Distribution of pressure field before splashing with different width. (a) $d^*=1$; (b) $d^*=2$; (c) $d^*=4$

系式为标准,研究了液滴撞击粗糙壁面上液膜情况下水花半径随时间的关系.具体情况见图10.

综合比较图10中不同相对凹槽宽度情况下拟合系数 α 的变化可以发现:当 $d^* \leq 2$ 时,随着相对凹槽宽度的增加,系数 α 逐渐变小,但是当 $d^* > 2$ 时,随着相对凹槽宽度的增加,凹槽对水花的阻碍作用越来越弱,因此系数 α 逐渐变大;除此之外,我们还可以

看出,当 $d^* \geq 8$ 时水花半径随时间又能够较好地满足上述关系,且系数受 d^* 的影响较小.

综合分析上述原因可以发现:液滴撞击粗糙壁面上液膜过程中溅起的水花半径随时间发生上述变化主要是由于凹槽周围固壁的影响.从压力分布图(图9)可以看出;当 $d^* \leq 2$ 时,随着相对凹槽宽度的增加,液滴与凹槽的作用越来越强,凹槽底部的压力发生

图10 (网络版彩色)不同 d^* 下水花半径随时间的变化

Figure 10 (Color online) Variation of the spray radius at different time and different d^*

明显变化,此时凹槽固壁对水花的阻碍作用较大,因此水花扩展的较慢,系数变小;继续增大凹槽宽度($d^*>2$),凹槽对水花的影响越来越弱,所以 α 变大;当 $d^*>8$ 时,液滴下落过程中已经可以完全接触凹槽底部,此时凹槽宽度对水花扩展的阻碍作用较小,水花的半径变化随时间满足幂函数关系,且该关系式不再随着凹槽宽度的变化而变化,此时系数 α 取值与不含凹槽情况下相同,即 $\alpha \approx 0.98$.

4.3 相对凹槽深度的影响

相对凹槽深度作为凹槽自身的特性同样也体现了壁面的粗糙程度,因此也会对液滴撞击液膜的过程产生较大影响,本部分我们采用和前一部分相同的网格及参数,研究了相对凹槽深度 $L^*=1, 2, 3$ 时,液滴撞击粗糙壁面液膜过程中界面的变化情况,其具体结果如图11~13所示.

通过观察不同相对凹槽深度情况下液滴撞击粗糙壁面上液膜过程中界面的变化,可以发现,液滴撞击液膜过程中水花的形成及飞溅阶段并未产生较大差异,但是液体飞溅后产生的小液滴运动差异较大.当 $L^*=1$ 时,由于受剪切力的影响,形成的水花在 $t=10000$ 时发生飞溅,并产生两个小液滴(左半部分),随着时间的推移,两小液滴均往下运动且较小的液滴处于右上方.同时由压力分布可以看出(图14),此

时在 B 点处的小液滴压力大于在 A 点处的大液滴压力,因此,在压力的作用下,小液滴以较快的速度向大液滴处运动,进而导致两液滴在下落过程中融合,并在 $t=22000$ 时与液膜接触形成气泡,最终气泡破裂,液膜趋于水平.增大相对凹槽深度($L^*=2$),可以发现液滴撞击过程中依然会发生卷吸和飞溅现象,并且飞溅产生的时刻及形成小液滴的个数没有太大的变化,但是当 $t=14000$ 时,飞溅形成的小液滴位于大液滴左上方(以左半部分水花为例),此时我们考察压力的分布可以发现(图14),在 B 点处的大液滴压力大于在 A 点处的小液滴压力,因此在压力的作用下大液滴先与液膜接触形成了 $t=22000$ 时的状态(见图12),最后小液滴再与液膜接触,整个液膜趋于水平.继续增大相对凹槽深度(当 $L^*=3$ 时),由图13可以看出液滴撞击液膜的整个过程中界面的变化和 $L^*=2$ 时没有明显差异,即继续增大相对凹槽的深度对液滴撞击过程影响较小.

观察图14可以发现,随着凹槽深度的增加,凹槽底部的压力越来越弱,此时主要是由于当凹槽较深时,水花还未运动到凹槽底部其具有的能量已被吸收了,因此当相对凹槽深度达到一定程度时($L^*>2$),相对凹槽深度对液滴撞击液膜过程中界面运动产生的影响较小.上述的研究主要集中在凹槽深度对水花飞溅产生小液滴的运动状态影响,接下来

图 11 (网络版彩色)液滴撞击粗糙壁面上的液膜过程($L^*=1$; $h=1$; $d^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

Figure 11 (Color online) The process of the droplet impact onto the liquid film on the rough surface ($L^*=1$; $h=1$; $d^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

图 12 (网络版彩色)液滴撞击粗糙壁面上的液膜过程($L^*=2$; $h=1$; $d^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

Figure 12 (Color online) The process of the droplet impact onto the liquid film on the rough surface($L^*=2$; $h=1$; $d^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

图 13 (网络版彩色)液滴撞击粗糙壁面上的液膜过程($L^*=2$; $h=1$; $d^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

Figure 13 (Color online) The process of the droplet impact onto the liquid film on the rough surface($L^*=2$; $h=1$; $d^*=1$; $We=500$; $Re=480$)

我们也对水花的形成阶段进行了研究,其具体结果如图15。

从图15可以看出,由于水花扩展时,左右两边的

固壁会对其产生比较重要的作用,而无论其深度如何,在相同的时间内,液滴运动到的位置均相同,因此相对凹槽深度对水花的形成阶段影响较小,即随

图 14 (网络版彩色)不同凹槽深度下飞溅发生后的压力分布. (a) $L^*=1$; (b) $L^*=2$

Figure 14 (Color online) Distribution of pressure field after splashing in different depth. (a) $L^*=1$; (b) $L^*=2$

图 15 (网络版彩色)不同 L^* 下水花半径随时间的变化

Figure 15 (Color online) Variation of the spray radius at different time and different L^*

着相对凹槽深度的增加, α 几乎为一定值.

5 结论

本文主要采用数值稳定性更好的多松弛LB模型, 对液滴撞击粗糙壁面上液膜的过程进行了详细研究, 并得到如下结果.

(1) 液滴撞击粗糙壁面上液膜的过程中, 相对液膜厚度对界面变化的影响也较大: 当相对液膜厚度

较小时($h \leq 2$), 液滴撞击过程中形成的水花半径随时间的关系可以近似用 $r/2R \approx \alpha \sqrt{Ut/2R}$ 来描述, 且随着相对液膜厚度的增加, 水花的扩展速度变慢, 系数 α 变小, 但当相对液膜厚度较大($h \geq 3$)时, 液滴撞击过程中形成的水花半径已经不能用上述表达式进行刻画.

(2) 相对凹槽宽度对液滴撞击过程中界面的变化产生重要影响: 在水花的形成阶段, 当 $d^* \leq 2$ 时, 系数 α 随着相对凹槽宽度的增加减小; 当 $d^* > 3$ 时, 系数 α 随着相对凹槽宽度的增加增大; 当 $d^* > 8$ 时, 系数 α 不再随相对凹槽宽度的变化而变化; 在水花的后续运动阶段, 当相对凹槽宽度 $d^* \leq 3$ 时, 由液体溅起形成的水花会在剪切力的作用下发生“飞溅”现象, 当 $d^* > 3$ 时, 形成的水花在表面张力的作用下发生“断裂”现象.

(3) 相对凹槽深度对液滴撞击过程也存在重要的影响, 但是该影响主要体现在由飞溅现象产生的小液滴运动状态的变化. 即当 $L^* \leq 2$ 时, 相对凹槽深度的变化对水花发生飞溅现象后产生的小液滴运动状态影响较大, 而当 $L^* > 2$ 时, 相对凹槽深度的变化对飞溅后形成的小液滴运动状态几乎没有影响.

致谢 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、郭秀雅以及硕士生崔淑琪、陈会军在论文完成过程中的讨论和帮助.

参考文献

- Shakeri S, Chandra S. Splashing of molten tin droplets on a rough steel surface. *Int J Heat Mass Transfer*, 2002, 45: 4561–4575
- Sivakumar D, Katagiri K, Sato T, et al. Spreading behavior of an impacting drop on a structured rough surface. *Phys Fluids*, 2005, 17: 100608
- Xu L, Barcos L, Nagel S R. Splashing of liquids: Interplay of surface roughness with surrounding gas. *Phys Rev E*, 2007, 76: 066311

- 4 Hu H B, Huang S H, Chen L B, et al. Droplet impact on regular micro-grooved surfaces. *Chin Phys B*, 2013, 22: 084702
- 5 Vander Wal R L, Berger G M, Mozes S D. The combined influence of a rough surface and thin fluid film upon the splashing threshold and splash dynamics of a droplet impacting onto them. *Exp Fluids*, 2006, 40: 23–32
- 6 Kothe D B, Mjolsness R C. RIPPLE-A new model for incompressible flows with free surfaces. *AIAA J*, 1992, 30: 2694–2700
- 7 Frank X, Perre P. Droplet spreading on a porous surface: A lattice Boltzmann study. *Phys Fluids*, 2012, 24: 042101
- 8 Ellis A S, Smith F T, White A H. Droplet impact on to a rough surface. *Quart J Mech Appl Math*, 2011, 64: 107–139
- 9 Ding H, Theofanous T G. The inertial regime of drop impact on an anisotropic porous substrate. *J Fluid Mech*, 2012, 691: 546–567
- 10 Wang A B, Chen C C. Splashing impact of a single drop onto very thin liquid films. *Phys Fluids*, 2000, 12: 2155–2158
- 11 Mohamed-Kassim Z, Longmire E K. Drop impact on a liquid-liquid interface. *Phys Fluids*, 2003, 15: 3263–3273
- 12 Guo J H, Dai S Q, Dai Q. Experimental research on the droplet impacting on the liquid film (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2010, 59: 2602 [郭加宏, 戴世强, 代钦. 液滴冲击液膜过程实验研究. *物理学报*, 2010, 59: 2602]
- 13 Xie H, Koshizuka S, Oka Y. Numerical simulation of liquid drop deposition in annular-mist flow regime of boiling water reactor. *J Nucl Sci Tech*, 2004, 41: 569–578
- 14 Mukherjee S, Abraham J. Investigations of drop impact on dry walls with a lattice-Boltzmann model. *J Colloid Interface Sci*, 2007, 312: 341–354
- 15 Passandideh F M. A computational study of droplet impingement onto a thin liquid film. *Arab J Sci Eng*, 2009, 34: 505–517
- 16 Lee S H, Hur N, Kang S. A numerical analysis of drop impact on liquid film by using a level set method. *J Mech Sci Tech*, 2011, 25: 2567–2572
- 17 Shetabivash H, Ommi F, Heidarinejad G. Numerical analysis of droplet impact onto liquid film. *Phys Fluids*, 2014, 26: 012102
- 18 Wang Y, Shu C, Huang H B, et al. Multiphase lattice Boltzmann flux solver for incompressible multiphase flows with large density ratio. *J Comput Phys*, 2015, 280: 404–423
- 19 Huang H, Hong N, Liang H, et al. Lattice Boltzmann simulation of the droplet impact onto liquid film (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2016, 65: 084702 [黄虎, 洪宁, 梁宏, 等. 液滴撞击液膜过程的格子 Boltzmann 方法模拟. *物理学报*, 2016, 65: 084702]
- 20 Liang H, Shi B C, Guo Z L, et al. Phase-field-based multiple-relaxation-time lattice Boltzmann model for incompressible multiphase flows. *Phys Rev E*, 2014, 89: 053320
- 21 Guo Z L, Zheng C G. Theory and Applications of Lattice Boltzmann Method (in Chinese). Beijing: Science Press, 2009. 63 [郭照立, 郑楚光. 格子 Boltzmann 方法的原理及应用. 北京: 科学出版社, 2009. 63]
- 22 Huang J J, Huang H, Wang X. Wetting boundary conditions in numerical simulation of binary fluids by using phase-field method: Some comparative studies and new development. *Int J Numer Methods Fluids*, 2015, 77: 123–158

Summary for “基于格子 Boltzmann 方法的液滴撞击粗糙壁面上液膜过程的数值”

Numerical study of the droplet impact onto liquid film on the rough solid surface via lattice Boltzmann method

HUANG Hu¹, HONG Ning², CUI ShuQi², SHI BaoChang^{1,3} & CHAI ZhenHua^{1,3*}

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

* Corresponding author, E-mail: hustczh@hust.edu.cn

The process of the droplet impact onto the liquid film on the rough solid surface, 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 rough solid surface with a liquid film. Up to now, there are still little research on this problem, and to gain a better understanding on the physical mechanics of the droplet impact onto the film on the rough solid surface, it is desirable to conduct a detailed study. To clearly understand the physical phenomena appearing in the process of droplet impact on the liquid film, a parametric study on this problem is also carried out based on a recently developed lattice Boltzmann method in which a MRT 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, the effects of the relative thickness of film (h), the relative width of cavity (d^*) and the relative depth of cavity (L^*) on the dynamic behavior of interface are investigated in detail, and the velocity and pressure fields are also presented. In order to reduce the influence of lattice, we fix the lattice to be 600×120 for gas, which is fine enough to give accurate results. In addition, in our simulations, $We=500$, $Re=480$, viscosity ratio and density ratio are set to be 2:1. The numerical results first show that, the phenomena of crown and entrainment can be observed obviously during the process of droplet impact onto the liquid film on the rough interface when We and Re are large. The radius of spray (r), which is formed by the droplet impact onto liquid film, is related to time through the relation $r/2R \approx \alpha \sqrt{Ut/2R}$ when h is small, which is coincident with the result of droplet impact onto the liquid film on smooth surface, and additionally the coefficient α would decrease with the increase of h . However, this relation seems not accurate for the case with a large h , and simultaneously, the splashing phenomenon has not been observed. Secondly, the relative width of cavity d^* plays an important role on the phenomena of splashing. When $d^*=1$, there will be two small droplets through the splashing phenomenon (left half part), then with this parameter increase, the number of small droplet and the point where the splashing occur will also change, and there also are much difference in relation of spray radius and time. Actually, if d^* is small, the coefficient α would first decrease and then increase with the increase of d^* , while if $d^*>8$, the cavity width would only have a little influence on the behavior of spray. Finally, it is also found that the pressure change near the cavity bottom is small at different L^* , that is to say, the relative depth of cavity L^* seems to have no apparent effect on the formation of spray, but it brings a great influence on the splashing of spray and the movement of the droplet which is produced in the process of splashing.

lattice Boltzmann method, droplet, liquid film, rough surface, splashing

doi: 10.1360/N972016-00677