

液滴振荡模型及与数值模拟的对比*

陈石 王辉 沈胜强[†] 梁刚涛

(大连理工大学能源与动力学院, 大连 116024)

(2013年5月14日收到; 2013年7月9日收到修改稿)

由于碰撞壁面后液滴内部流动的复杂性, 以及气-液-固三相间的相互作用, 对液滴碰撞壁面形态变化的数学理论研究有较大的难度, 因此所见者多为实验和数值模拟. 本文通过对液滴受力状态的分析, 得到了惯性力、黏性力和表面张力带经验系数的表达式, 并进一步建立了液滴碰撞壁面振荡模型, 得到了液滴铺展半径的振荡表达式, 以及表面张力、黏性系数等参数对液滴铺展的影响. 最后通过与液滴衰减振荡数值模拟结果的对比, 确定了液滴振荡模型中的修正系数, 验证了模型的可行性.

关键词: 液滴碰撞, 振荡, 铺展半径/高度, 数值模拟

PACS: 47.61.Jd, 47.55.D-, 47.54.Bd

DOI: 10.7498/aps.62.204702

1 引言

液滴碰撞固体壁面是一种典型的自由表面流动, 是航空航天、内燃机喷雾燃烧、喷淋冷却和喷墨打印等物理及化学过程中普遍存在的一类问题. 研究液滴与固体表面撞击现象不仅能促进对气液两相流理论问题的研究, 而且对生产应用也具有积极的意义^[1,2].

液滴碰撞壁面过程中, 液滴在其所受的内外力的作用下, 呈现出铺展和回缩的振荡状态. 可能出现的形态包括: 液滴铺展沉积、回弹、破碎和振荡等, 其中液滴的振荡特性是本文研究的重点. 对于碰撞壁面的液滴形态研究, 大部分是实验和数值模拟. 实验方面, Šikalo 等^[3,4] 对不同 Weber 数 (We) 的水滴/甘油液滴碰撞玻璃/石蜡表面进行了实验研究, 得到了碰撞过程中的液滴高度和铺展半径的变化. Gunjal 等^[5] 对不同 We 和 Reynolds 数 (Re) 的水滴碰撞玻璃和聚四氟乙烯表面进行了实验和数值模拟研究, 得到了碰撞过程中液滴接触角的变化. 毕菲菲等^[6] 对液滴撞击壁面后的铺展特性进行了实验研究, 分析了液体黏度、表面张力、撞击速度对液滴撞击铺展过程的影响. 梁刚涛等^[7] 对液滴撞击倾

斜表面液膜过程进行了实验观测, 分析了液滴撞击倾斜表面液膜后的铺展、水花形成以及飞溅等现象, 考察了撞击角对液滴震荡变形过程的影响. 数值模拟方面, 沈胜强等^[8] 采用流体体积函数 (VOF) 方法对液滴碰撞球面液膜的过程进行数值模拟研究, 分析了撞击速度和液膜厚度对水花形态、高度和直径的影响. 曾祥辉等^[9] 采用 VOF 方法对碰撞壁面的液滴形态进行了数值模拟, 其结果表明: 液滴碰撞速度越大, 最大铺展半径越大, 但是速度很大则可能导致液滴回缩过程中形成空穴. Lunkad 等^[10] 利用 VOF 方法对液滴碰撞水平和倾斜壁面进行数值模拟研究, 得到了表面倾斜度、润湿性、液滴物性和碰撞速度对液滴铺展的影响. 梁刚涛等^[11] 采用 CLSVOF (coupled level set and VOF) 方法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, 指出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. 马理强等^[12] 采用改进的光滑粒子流体动力学 (SPH) 方法对液滴撞击液膜后产生飞溅的临界 We 进行了讨论, 指出飞溅产生的临界 We 与流体的黏性有关, 黏性越大, 临界 We 数越大, 液膜厚度对其影响不大. Sun 等^[13] 对微液滴碰撞干燥壁面进

* 国家自然科学基金 (批准号: 51176017, 50976016) 和辽宁省自然科学基金 (批准号: 20102031) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: zzbshen@dlut.edu.cn

行数值模拟研究,通过追踪接触线的速度计算动态接触角的变化.苏铁熊等^[14]通过改进的SPH方法,构造一种新型的粒子间相互作用力(IIF)模型来模拟表面张力的影响,得到了液滴的铺展因子随无量纲时间的变化曲线.

对液滴碰壁后铺展现象的理论分析主要基于能量守恒原理. Gu 和 Li^[15,16]通过分析得到了液滴铺展半径的预测模型,并通过实验验证了该模型的准确性,发现当撞击速度低于 2.5 m/s 时,模型预测较好,高于这个速度时,模型预测值偏高. Mao 等^[17]认为液滴的铺展在开始阶段始终是由惯性力主导,但是在后期,动能消失后,主要由黏性力和表面张力主导. Bennett 和 Poulikakos^[18]通过理论分析发现,液滴铺展时,在表面张力主导的区域黏性力几乎没有影响,但是在黏性力主导的区域,表面张力的影响依旧很明显. Attane 等^[19]将铺展液膜分别假设为圆柱状和球冠状,分析了两种形状对预测液膜铺展尺度的差别,发现球盖形假设适用于长期、低黏流体的铺展,而圆柱形假设适用于铺展达到最大程度时的形状.

由于液滴碰撞过程流体流动的复杂性和气-液-固三相间的相互影响,对液滴碰撞进行受力分析存在较大的困难,致使对液滴直接进行受力分析的研究较少.本文主要通过分析液滴的受力情况,得到了惯性力、黏性力和表面张力带经验系数的表达式,并进一步建立了液滴碰撞壁面的振荡模型,进而得到液滴铺展半径的振荡关系式.

2 液滴碰撞数学模型

液滴碰撞到壁面后,液滴受到的作用力包括:惯性力、黏性力、表面张力和重力等,其中,模型研究对象是沿壁面方向的铺展半径变化,因此可忽略重力的影响.液滴受到这些力的作用在壁面上振荡,通过对受力方程的解析可以得到液滴铺展半径的振荡表达式. Taylor^[20,21]将液滴振荡过程比拟为弹簧振子的振荡.例如当振子有足够的惯性力克服弹簧的弹力时,弹簧就会折断.与此相似,当液滴惯性力足够克服恢复力时,液滴就会破碎.

2.1 数学模型的建立

如图 1 所示,模型中液滴的质量为 m ,铺展半径 $R(t)$ 相对平衡位置 $R(t \rightarrow \infty)$ 的位移为 r .液滴在

壁面振荡过程中主要受惯性力、黏性力和表面张力的作用.惯性力为 F_i ,方向指向圆心.考虑液滴中加速度随着半径变化,对惯性力引入修正系数 C'_i ;表面张力为 F_σ ,液滴表面张力的合力指向圆心^[22],为了简化计算引入修正系数 C'_k ;黏性力为 F_μ ,其大小正比于液滴振荡的速度,方向与液滴运动方向相反,并引入修正系数 C'_n .上述各个力的表达式分别为

$$F_i = C'_i \times m \times a = C'_i m \frac{d^2 r}{dt^2}, \quad (1)$$

$$F_\sigma = C'_k \times \sigma \times 2\pi r, \quad (2)$$

$$F_\mu = C'_n \times \mu \frac{dr}{dt}, \quad (3)$$

其中, a 为液滴加速度, t 为液滴振荡时间, σ 为表面张力系数, μ 为黏性系数.

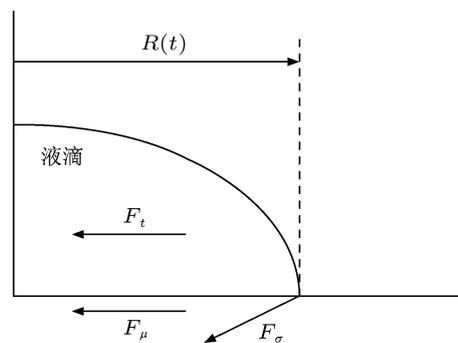


图 1 液滴振荡分析微元体

在以上各个力作用下,液滴振荡方程为

$$C'_i m \frac{d^2 r}{dt^2} + C'_n \mu \frac{dr}{dt} + C'_k 2\pi \sigma r = 0. \quad (4)$$

化简上式得到

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + 2\beta \frac{dr}{dt} + \omega_0^2 r = 0, \quad (5)$$

其中,衰减系数为 $\beta = \frac{C'_n \mu}{2m}$,振荡频率为 $\omega_0 = \sqrt{\frac{C'_k \sigma}{m}}$,黏性力计算修正系数为 $C'_n = C'_n / C'_i$,表面张力计算修正系数为 $C'_k = 2\pi C'_k / C'_i$.

2.2 方程的求解与结果分析

本文研究的是碰撞壁面后液滴的衰减振荡,因此对方程(5)的求解要在液滴阻尼满足 $\beta^2 < \omega_0^2$ 的条件下进行.方程的解为

$$\begin{aligned} R(t) &= r(t) + R(t \rightarrow \infty) \\ &= A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega t + \varphi) + R(t \rightarrow \infty), \end{aligned} \quad (6)$$

式中, $R(t)$ 为铺展半径, $R(t \rightarrow \infty)$ 为液滴振荡足够时间后的铺展半径.

液滴碰撞到壁面后, 液滴振荡的初始条件为

$$\begin{aligned} r(t=0) &= A_0 \times \sin \varphi = r_0 \\ &= R_0 - R(t \rightarrow \infty), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{dr}{dt} \right|_{t=0} &= -A_0 \beta e^{-\beta t} \sin(\omega t + \beta) \\ &\quad + A_0 e^{-\beta t} \omega \cos(\omega t + \beta) \Big|_{t=0} \\ &= V_0, \end{aligned} \quad (8)$$

其中, R_0 为液滴碰撞初始半径, V_0 为液滴铺展初始速度.

结合以上初始条件, 得到方程的解中各参数分别为:

振荡圆频率

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{C_k \sigma}{m} - \frac{C_n^2 \mu^2}{4m^2}}, \quad (9)$$

最大振幅

$$\begin{aligned} A_0 &= \sqrt{r_0^2 + \frac{(V_0 + \beta r_0)^2}{\omega^2}} \\ &= \sqrt{r_0^2 + \frac{(2mV_0 + C_n \mu r_0)^2}{4mC_k \sigma - C_n^2 \mu^2}}, \end{aligned} \quad (10)$$

振荡相位角

$$\tan \varphi = \frac{r_0 \omega}{V_0 + \beta r_0} = \frac{r_0 \sqrt{4mC_k \sigma - C_n^2 \mu^2}}{2mV_0 + C_n \mu r_0}. \quad (11)$$

由衰减振荡表达式得到, 液滴铺展半径振幅衰减系数只与黏性系数有关. 当黏性系数增大时, 振幅衰减系数增大, 即液滴能量耗散增大, 液滴能在更短的时间内趋于稳定. 由 (9) 式得到, 液滴铺展半径振荡频率随着表面张力的增大而增大, 随着黏性力的增大而减小. 因为液滴所受表面张力方向指向圆心, 促使液滴回缩, 而黏性力的方向一直与液滴运动速度相反, 造成液滴能量耗散, 所以使振荡频率增大. 由 (10) 式得到, 液滴振荡最大铺展半径随着液滴大小和初始铺展速度的增大而增大, 而随着表面张力的增大而减小, 这也是由表面张力的方向决定的.

在理想情况中, 液固接触面之间没有黏性力, 即 $\mu = 0$, 代入 (6) 式得到

$$R = A_0 \sin(\omega t + \varphi) + R(t \rightarrow \infty), \quad (12)$$

其中,

$$A_0 = \sqrt{r_0^2 + \frac{mV_0^2}{\sigma C_k}}, \quad (13)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{\sigma C_k}{m}}, \quad (14)$$

$$\tan \varphi = \frac{r_0}{V_0} \sqrt{\frac{\sigma C_k}{m}}. \quad (15)$$

由 (12) 式得到, 理想情况下液滴与壁面之间没有黏附力, 所以液滴铺展半径为没有衰减的等幅振荡. 由 (13) 式得到, 铺展半径振荡的振幅 A 为常数, 并且振幅随着初始铺展速度、初始半径的增大而增大, 随着表面张力的增大而减小, 符合实际情况. 由 (14) 式得到, 振荡频率 ω 随着液滴的质量的增大而减小, 随着表面张力的增大而增大.

综合以上分析可以看到, 当方程中的表面张力和黏性力修正系数确定以后, 方程的解就能够用于定量分析液滴振荡过程铺展半径 $r(t)$ 的变化规律, 所以下一步的研究是确定方程中的修正系数.

3 液滴碰撞过程的数值模拟

为了得到模型方程中的修正系数, 并验证模型的正确性, 对有黏性阻尼的液滴碰撞壁面过程进行了数值模拟. 液滴在壁面上振荡涉及液滴和空气两种流体, 二者之间没有传质. 假设气体和流体是非压缩流体, 并且流体均为层流. 本文用 **Fluent** 软件中的 **VOF** 方法, 定义空气是主相, 液滴是第二相. 每一相的质量和动量方程为

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V}\mathbf{V}) \\ = -\frac{1}{\rho} [\nabla P - \mu \nabla^2 \mathbf{V}] + \mathbf{g} + \frac{1}{\rho} \mathbf{F}_s, \end{aligned} \quad (17)$$

其中, \mathbf{V} 为速度矢量, P 为压力, ρ 为密度, \mathbf{F}_s 为连续表面张力矢量.

3.1 数值模拟参数

液滴碰撞壁面的计算模拟区域为 $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ 的二维区域, 网格为四边形网格. 网格尺寸为 0.04 mm , 满足计算精度要求^[6]. 网格边界条件如图 2 所示, 壁面边界采用无滑移边界条件.

液滴振荡过程数值模拟计算中的连续方程和动量方程采用二阶隐式格式求解, 对时间一阶离散, 压力速度的耦合采用 **PISO** 方法, 计算的时间步长为 $4 \times 10^{-6} \text{ s}$. 数值模拟的研究对象为水滴, 其物性参数以及模拟条件如表 1 所示. 本文为了研究液滴

振荡过程中的铺展半径与受力之间的关系, 假设接触角为常数^[5].

前述对液滴有阻尼振荡简化模型的研究中, 得到液滴铺展半径的振荡表达式与铺展初始速度有

关. 所以数值模拟中定义液滴的初始状态是铺展前的半圆形, 如图 2 所示, 初始速度是 X 方向的铺展速度.

表 1 水滴物性参数以及初始条件

流体	密度/kg·m ⁻³	黏度/Pa·s	液滴直径/mm	表面张力/N·m ⁻¹	静态接触角/(°)	铺展速度/m·s ⁻¹	Re	We
水	1000	0.001	1	0.073	55	0.5	500	0.00342

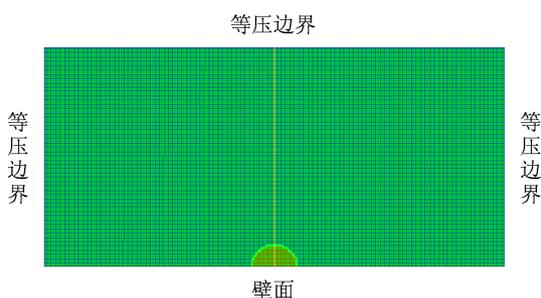


图 2 液滴振荡数值模拟计算区域

3.2 数值模拟结果讨论

3.2.1 铺展半径振荡的验证

由模拟和计算结果得到, 有黏性力的液滴碰撞壁面后, 液滴铺展半径呈衰减振荡形式变化, 如图 3 所示. 通过对振荡曲线分析得到液滴振荡圆频率、衰减系数、最大振幅和相位角分别为

$$\omega = \frac{2\pi}{T_m} = \frac{2\pi}{0.00561} = 1121 \text{ rad/s}, \quad (18)$$

$$\beta = 123.53, \quad (19)$$

$$A'_0 = 0.00119 - 0.00074 = 0.00045 \text{ m}, \quad (20)$$

$$\varphi' = 4.64, \quad (21)$$

其中, T_m 为液滴振荡平均周期, β 为液滴振荡振幅衰减系数, 通过对液滴振荡包络线指数拟合得到.

联立 (18) 和 (19) 式与模型中频率 ω 及衰减系数 β 的表达式, 得到黏性力和表面张力的修正系数分别为

$$C_n = 30.88, \quad C_k = 2177.9. \quad (22)$$

联立以上计算结果得到模型中铺展半径的最大振幅和相位角分别为

$$A_0 = \left[(0.0005 - 0.00074)^2 \right.$$

$$\left. + \frac{(0.5 + 123.53 \times (0.0005 - 0.00074))^2}{1121^2} \right]^{1/2} \\ = 0.00053 \text{ m}, \quad (23)$$

$$\varphi = \arctan \left(\frac{(0.0005 - 0.00074) \times 1121}{0.5 + 123.53 \times (0.0005 - 0.00074)} \right) \\ = 5.76. \quad (24)$$

对比 (20) 和 (21) 式数值模拟结果, 最大振幅和相位角的误差分别为

$$\delta_A = \frac{|A'_0 - A_0|}{A_0} \\ = \frac{|0.00045 - 0.00053|}{0.00053} \times 100\% \\ = 15.1\%, \quad (25)$$

$$\delta_\varphi = \frac{|\varphi' - \varphi|}{\varphi} \\ = \frac{|4.64 - 5.76|}{5.76} \times 100\% \\ = 19.5\%. \quad (26)$$

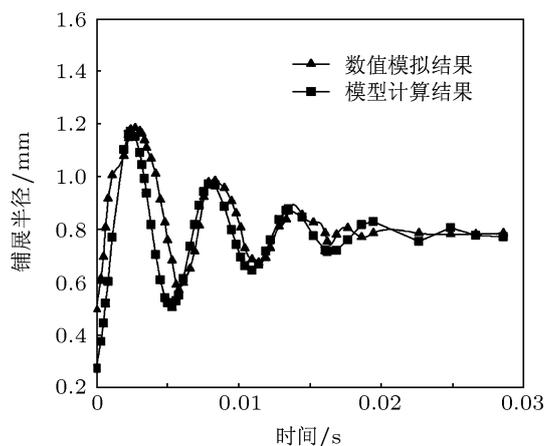


图 3 液滴铺展半径振荡的数值模拟与模型计算结果

3.2.2 液滴高度振荡的验证

数值模拟结果得到液滴高度振荡曲线如图 4 所示, 分析曲线得到液滴高度振荡的圆频率、衰减

系数、最大振幅和相位角分别为

$$\omega' = \frac{2\pi}{T'_m} = \frac{2\pi}{0.00581} = 1082.19 \text{ rad/s}, \quad (27)$$

$$\beta' = 92.684, \quad (28)$$

$$A'_h = 0.000319 - 0.000136 = 0.000183 \text{ m}, \quad (29)$$

$$\varphi'_h = 1.37. \quad (30)$$

为了验证模型对于液滴高度振荡曲线的适用性, 由 (27) 和 (28) 式得到液滴高度振荡的修正系数分别为

$$C_n = 23.171, \quad C_k = 2020.1. \quad (31)$$

将 (27), (28) 和 (31) 式代入 (10) 和 (11) 式得到液滴高度振荡的最大振幅和相位角分别为

$$A_h = \left((0.0005 - 0.000319)^2 + \frac{(123.53 \times (0.0005 - 0.000319))^2}{1082.19^2} \right)^{1/2} = 0.000182 \text{ m}, \quad (32)$$

$$\varphi_h = \arctan \left(\frac{(0.0005 - 0.000319) \times 1082}{123.53 \times (0.0005 - 0.000319)} \right) = 1.485. \quad (33)$$

对比 (20) 和 (21) 式数值模拟结果, 最大振幅和相位角的误差分别为

$$\delta'_A = \frac{|A'_h - A_h|}{A_h} = \frac{|0.000183 - 0.000182|}{0.000182} \times 100\% = 0.55\%, \quad (34)$$

$$\delta'_\varphi = \frac{|\varphi'_h - \varphi_h|}{\varphi_h} = \frac{|1.37 - 1.485|}{1.485} \times 100\% = 7.74\%. \quad (35)$$

根据以上计算得到由模型计算铺展半径和高度振荡曲线, 分别如图 3 和图 4 所示. 结果表明, 模型计算与数值模拟得到的液滴振荡曲线基本符合, 模型能够定量地计算液滴振荡过程铺展半径的变化, 并且能够应用于液滴高度振荡曲线的研究.

本文模型所得到的液滴振荡最大振幅与数值模拟结果的差异, 主要来源于简化模型计算液滴表面张力和黏性力不够准确, 模型中也没有考虑液滴所受压力的影响. 但本文建立的液滴振荡简化模型已经能够表示出液滴碰撞壁面后的形态变化, 对液滴撞击的物理特征给出了很好的描述.

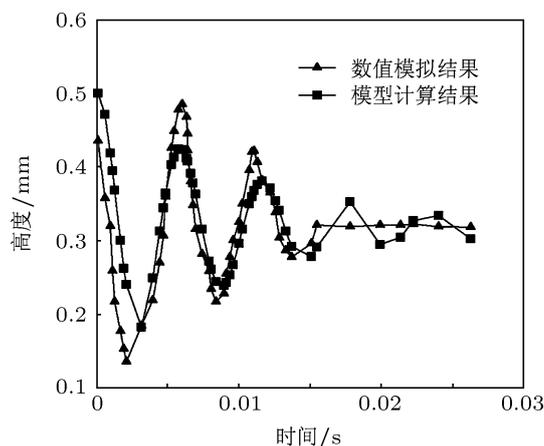


图 4 液滴高度振荡的数值模拟与模型计算结果

4 结论

本文通过分析液滴振荡过程的受力情况, 建立液滴振荡的简化模型, 得到了液滴振荡过程的铺展半径的表达式. 利用液滴在壁面有阻尼衰减振荡的数值模拟结果, 确定了模型中的修正系数, 验证了模型的可行性. 计算表明, 模型能够模拟液滴高度振荡变化的现象和规律.

利用本文建立的液滴振荡模型分析液滴振荡结果表明, 液滴的铺展半径在黏性力的作用下衰减振荡, 并且黏性力越大, 能量耗散越多, 铺展半径衰减越快. 液滴振荡最大铺展半径、高度随着液滴大小和初始铺展速度的增大而增大, 而随着表面张力的增大而减小. 黏性阻尼作用的理想模型得到液滴的振荡是等幅振荡, 并且振幅随着表面张力的增大而减小, 频率随着表面张力的增大而增大.

[1] 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]
 [2] Shen S Q, Cui Y Y, Guo Y L 2009 *J. Therm. Sci. Technol.* **8** 194 (in

Chinese) [沈胜强, 崔艳艳, 郭亚丽 2009 热科学与技术 **8** 194]
 [3] Šikalo Š, Tropea C, Ganić E N 2005 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **29** 795
 [4] Šikalo Š, Ganić E N 2006 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **31** 97
 [5] Gunjal P R, Ranade V V, Chaudhari R V 2005 *Aiche J.* **51** 59

- [6] 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]
- [7] Liang G T, Shen S Q, Guo Y L, Chen J X, Yu H, Li Y Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084707 (in Chinese) [梁刚涛, 沈胜强, 郭亚丽, 陈觉先, 于欢, 李熠桥 2013 物理学报 **62** 084707]
- [8] Shen S Q, Yu H, Guo Y L, Liang G T 2009 *J. Therm. Sci. Technol.* **12** 20 (in Chinese) [沈胜强, 于欢, 郭亚丽, 梁刚涛 2009 热科学与技术 **12** 20]
- [9] Zeng X H, Yang F, Qi L H, Luo J 2007 *J. Northwestern Polytech. Univ.* **25** 528 (in Chinese) [曾祥辉, 杨方, 齐乐华, 罗俊 2007 西北工业大学学报 **25** 528]
- [10] Lunkad S F, Buwa V V, Nigam K D P 2007 *Chem. Eng. Sci.* **62** 7214
- [11] 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]
- [12] Ma L Q, Liu M B, Chang J Z, Su T X, Liu H T 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 244701 (in Chinese) [马理强, 刘谋斌, 常建忠, 苏铁熊, 刘汉涛 2012 物理学报 **61** 244701]
- [13] Sun Z H, Han R J 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3185
- [14] Su T X, Ma L Q, Liu M B, Chang J Z 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 064702 (in Chinese) [苏铁熊, 马理强, 刘谋斌, 常建忠 2013 物理学报 **62** 064702]
- [15] Gu Y, Li D 1998 *Colloid Surf. A* **142** 243
- [16] Gu Y, Li D 2000 *Colloid Surf. A* **163** 239
- [17] Mao T, Kuhn D C S, Tran H 1997 *AIChE J.* **43** 2169
- [18] Bennett T, Poulidakos D 1993 *J. Mater. Sci.* **28** 963
- [19] Attane P, Girard F, Morin V 2007 *Phys. Fluids* **19** 012101
- [20] Taylor G I 1993 *The Scientific Papers of G.I. Taylor 3* (Cambridge: University Press)
- [21] Taylor G I 1932 *Proc. R. Soc. A* **138** 41
- [22] Gao S Q 2010 *Capillary Mechanics* (Beijing: Higher Education Press) pp30–87 (in Chinese) [高士桥 2010 毛细力学 (北京: 科学出版社) 第 30—87 页]

The drop oscillation model and the comparison with the numerical simulations*

Chen Shi Wang Hui Shen Sheng-Qiang[†] Liang Gang-Tao

(School of Energy and Power Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

(Received 14 May 2013; revised manuscript received 9 July 2013)

Abstract

Due to the complexity inside the drop after impact on solid surfaces and the interaction among gas, liquid and solid phases, it is difficult to investigate the shape variation of the drop through the theoretical analysis, and most studies have focused on experiments and numerical simulations. In this paper, expressions for empirical coefficients of inertia, viscosity and surface tension are acquired by analyzing the force state. The drop oscillation model after impact is built further. The expression of the drop spreading radius, and the effects of surface tension and viscosity on the spreading process are obtained. Finally, the correction factor in the drop oscillation model is determined and the feasibility of the model is verified by comparing the computational results with the numerical results.

Keywords: droplet impact, oscillation, spreading radius/height, numerical simulation

PACS: 47.61.Jd, 47.55.D–, 47.54.Bd

DOI: 10.7498/aps.62.204702

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51176017, 50976016) and the Natural Science Foundation of Liaoning Province, China (Grant No. 20102031).

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