

基于光滑粒子动力学方法的液滴冲击固壁面问题数值模拟*

苏铁熊¹⁾ 马理强^{1)†} 刘谋斌²⁾ 常建忠¹⁾

1) (中北大学机电工程学院, 太原 030051)

2) (中国科学院力学研究所, 北京 100190)

(2012年8月6日收到; 2012年10月18日收到修改稿)

采用改进的光滑粒子动力学 (SPH) 方法对液滴冲击固壁面问题进行了数值模拟. 为了提高传统 SPH 方法的计算精度和数值稳定性, 在传统的 SPH 方法的基础上对粒子方法中的密度和核梯度进行了修正, 采用了考虑黎曼解法的 SPH 流体控制方程, 构造了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. 应用改进的 SPH 方法对液滴冲击固壁面问题进行了数值模拟. 计算结果表明: 新型的 IIF 模型能够较好地模拟表面张力的影响, 改进的 SPH 方法能够精细地描述液滴与固壁面相互作用过程中液滴的内部压力场演变和自由面形态变化, 液滴的铺展因子随初始韦伯数的增大而增大, 数值模拟结果与实验得到的结果基本一致.

关键词: 液滴, 固壁面, 光滑粒子动力学, 表面张力

PACS: 47.11.-j, 47.85.-g

DOI: 10.7498/aps.62.064702

1 引言

液滴冲击固壁面现象广泛存在于工业生产的各个领域, 如喷墨打印、喷涂印刷、轮机叶片腐蚀、燃油喷射雾化等^[1,2]. 液滴冲击固壁面是一种典型的不可压缩自由表面流动问题, 包含复杂的流动现象和流动过程, 如液滴的铺展、破碎、反弹、飞溅现象等, 影响因素涉及液滴的密度、直径、黏性、冲击速度, 以及固壁面的物理特性如温度、表面粗糙度、壁面的浸润性等. 因此, 针对液滴冲击固壁面问题的机理研究对环境工程、微纳米工程以及医药工程等有着十分重要的作用^[3,4].

国内外的许多研究人员通过理论分析、实验观察和数值模拟等方法对液滴冲击固壁面问题进行了研究. Worthington^[5] 首先系统地研究了液滴冲击问题. Roisman 等^[6] 研究了液滴冲击固壁面过程中接触角的影响. Qiang 等^[7] 采用光滑粒子动

力学方法研究了液滴在气固交界面变形移动问题. Bussmann 等^[8] 研究了液滴冲击固壁面产生的飞溅现象. Eggers 等^[9] 研究了较大冲击速度下的液滴冲击固壁面问题. Ellis 等^[10] 研究了表面粗糙度对液滴冲击的影响. Ma 等^[11] 采用改进的光滑粒子动力学方法研究了液滴冲击问题. Yang 等^[12] 研究了速度对液滴撞击超疏水壁面行为特性的影响. Sikalo 等^[13] 采用实验和数值模拟研究了液滴冲击铺展过程中接触角的影响. Liu 和 Chang^[4] 采用粒子方法研究了多相流动过程中接触角和壁面浸润效应的影响.

光滑粒子动力学 (smoothed particle hydrodynamics, SPH) 方法^[14,15] 是一种自适应拉格朗日型无网格粒子方法. 在 SPH 方法中, SPH 使用粒子离散及代表所模拟的介质, 并且基于粒子体系估算和近似介质运动的控制方程^[16,17]. 作为一种拉格朗日方法, 通过跟踪粒子的运动确定物质的运动, 不需要复杂的算法来追踪诸如自由表面、移动边

* 国家自然科学基金 (批准号:50976108, 11172306) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: maliqiang007@163.com

界及运动界面等运动特征,能够自然地描述介质的运动过程,避免计算对流或输运,因此,特别适合模拟涉及自由表面流动、运动界面、变形边界和大变形问题 [18-21].

传统的 SPH 方法精度和稳定性较差,尤其是在边界区域以及粒子分布不均匀的区域.为提高传统 SPH 方法的精度和稳定性,对密度和核梯度近似形式进行了修正,此方法能够保持粒子相互作用过程中总动量始终守恒.采用黎曼解法的 SPH 流体控制方程,液滴与固壁面相互作用过程中,考虑到液滴的尺度和支持域内粒子较少,本文采用了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,避免了界面的尖角以及边界处等粒子缺失和分布不均匀的地方曲率计算误差较大的问题.应用改进的 SPH 方法对液滴冲击固壁面问题进行了数值模拟.

2 光滑粒子动力学

2.1 SPH 方法核近似与粒子近似

SPH 方法使用一组任意分布的粒子来代表所模拟的介质系统,基于粒子体系离散控制流体运动的偏微分方程,并通过适当的变换对所获得的 SPH 运动方程进行求解,从而仿真流体系统的动力学特征.利用 SPH 方法对偏微分方程的近似包括两步:核近似和粒子近似.对于传统的 SPH 方法,在某点 (或某个粒子) i 上,对任意函数 $f(\mathbf{x})$ 的核近似 ($\langle f(\mathbf{x}) \rangle$) 可由下式定义

$$\langle f(\mathbf{x}) \rangle = \int_{\Omega} f(\mathbf{x}')W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}', \quad (1)$$

其中, f 为三维坐标向量 \mathbf{x} 的函数, Ω 为包含 \mathbf{x} 的积分区域, W 是光滑函数, h 定义了光滑函数 W 的影响区域,称为光滑长度.

$f(\mathbf{x})$ 的离散形式的粒子近似是对相关粒子 i 支持域内所有粒子进行加权求和 (如图 1)

$$\langle f(\mathbf{x}_j) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(\mathbf{x}_j)W_{ij}, \quad (2)$$

式中 N 为粒子 i 的支持域内所有粒子总数, ρ_j 和 m_j 为粒子 j 的密度和质量, W_{ij} 为粒子 j 对粒子 i 产生影响的光滑函数. (2) 式表明粒子 i 处的任一函数值可通过应用光滑函数对其紧支域内所有粒子相对

应的函数值进行加权平均进行近似.

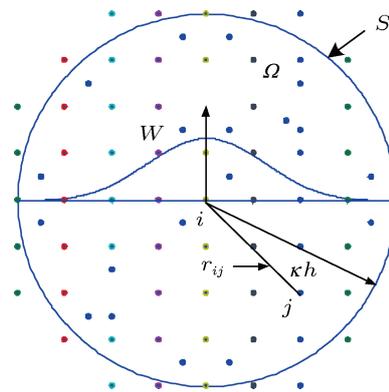


图 1 二维空间 SPH 粒子近似示意图 W 为光滑函数,支持域为 κh , S 为计算区域 Ω 的表面

2.2 考虑黎曼解的 SPH 流体控制方程

液滴冲击固壁面过程中,液滴和固壁面接触区域粒子的材料性质 (如密度、压强、速度等) 梯度变化很大,会导致局部的非连续和间断,利用传统 SPH 的流体控制方程算法精度往往不高,在较大的 We 数冲击作用下可能会导致计算结果的失真和计算中止.基于黎曼解法对于非连续问题和间断问题求解的有效性,本文采用考虑黎曼解法的 SPH 流体控制方程:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_i}{dt} &= - \sum_{j=1}^N m_j (\mathbf{v}_{ij}^* - \mathbf{v}_i) \nabla_i W_{ij}, \\ \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} &= - \sum_{j=1}^N m_j 2p_{ij}^* \left(\frac{1}{\rho_i^2} + \frac{1}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \nabla_i W_{ij} \\ &\quad + \mathbf{g} + \mathbf{f}_i, \\ \frac{d\mathbf{e}_i}{dt} &= - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j 2p_{ij}^* \left(\frac{1}{\rho_i^2} + \frac{1}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \\ &\quad \times (\mathbf{v}_{ij}^* - \mathbf{v}_i) \nabla_i W_{ij}, \\ \frac{d\mathbf{x}_i}{dt} &= \mathbf{v}_i - \varepsilon \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} (\mathbf{v}_{ij}^* - \mathbf{v}_i) W_{ij}, \end{aligned} \quad (3)$$

p_{ij}^* , \mathbf{v}_{ij}^* 为黎曼解法对应的压强和速度解,由下式求得:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_{ij}^* &= \frac{p_i \rho_i \mathbf{v}_j^R + \rho_j c_j \mathbf{v}_i^R + p_i - p_j}{\rho_i c_i + \rho_j c_j}, \\ p_{ij}^* &= \frac{p_i \rho_i c_i + p_j \rho_j c_j - p_i c_i p_j c_j (\mathbf{v}_j^R - \mathbf{v}_i^R)}{\rho_i c_i + \rho_j c_j}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中: $\mathbf{v}_j^R = \mathbf{v} \cdot \frac{\mathbf{x}_{ij}}{|\mathbf{x}_{ij}|}$. c_i 和 \mathbf{v}_i 分别表示粒子 i 的声速和速度矢量, \mathbf{e}_i 和 \mathbf{x}_i 是粒子 i 的能量和位移矢量, Π_{ij} 为人工黏性项 [15].

2.3 密度和核梯度修正

在早期的文献中, 就近似格式而言, SPH 通常被认为是二阶精度的方法 [22]. 对 (1) 式右边在 \mathbf{x} 处进行泰勒级数展开

$$\begin{aligned} \langle f(\mathbf{x}) \rangle &= \int_{\Omega} [f(\mathbf{x}) + f'(\mathbf{x})(\mathbf{x}' - \mathbf{x}) + r((\mathbf{x}' - \mathbf{x})^2)] \\ &\quad \times W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}' \\ &= f(\mathbf{x}) \int_{\Omega} W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}' + f'(\mathbf{x}) \int_{\Omega} (\mathbf{x}' - \mathbf{x}) \\ &\quad \times W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}' + r(h^2), \end{aligned} \quad (5)$$

其中 r 为余项. 因为光滑函数满足正则化条件和对称性条件, (5) 式可写为

$$\langle f(\mathbf{x}) \rangle = f(\mathbf{x}) + r(h^2). \quad (6)$$

因此就核近似而言, SPH 方法具有二阶精度.

然而, (6) 式未必对所有的情形都成立. 例如, 当某个粒子临近计算区域边界时, 粒子的支持域与计算区域相交, 支持域被边界截断 (见图 2), 正则化条件和对称性条件都不能满足, 因此函数的 SPH 核近似不具有二阶精度.

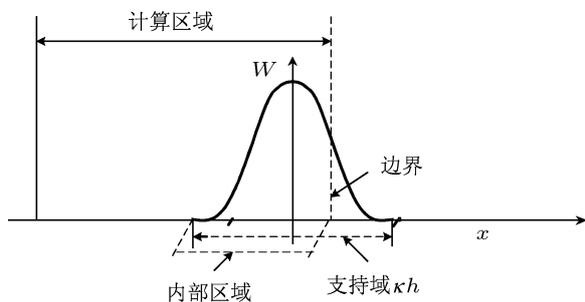


图 2 粒子的支持域与计算区域相交

利用 SPH 方法对偏微分方程进行近似, 其精度最终取决于离散形式的粒子近似. 在传统的 SPH 计算中, 初始的粒子一般规则分布, 质量一致 (粒子大小相等). 随着计算的进行, 粒子分布逐渐变得紊乱不规则, 每个粒子的密度随压力应力变化逐渐演变, 因而每个粒子的大小也逐渐不一. 因此传统的 SPH 粒子近似格式很难保证一阶甚至是 0 阶连续性, 因而不能精度再生线性函数甚至常数. 这也是导致传统 SPH 方法粒子近似格式精度偏低的根本原因.

为提高传统 SPH 方法的计算精度, 参照文献 [23] 对 SPH 方法中的密度和核梯度进行了修正

$$\rho_i^{\text{new}} = \sum_{j=1}^N \rho_j W_{ij}^{\text{new}} \frac{m_j}{\rho_j} = \sum_{j=1}^N m_j W_{ij}^{\text{new}}, \quad (7)$$

$$W_{ij}^{\text{new}} = \frac{W_{ij}}{\sum_{j=1}^N W_{ij} \frac{m_j}{\rho_j}}. \quad (8)$$

对 (1) 式等号右边项基于泰勒级数展开, 可以得到

$$\begin{aligned} &\int_{\Omega} f(\mathbf{r}') \nabla W d\mathbf{r}' \\ &= f(\mathbf{r}) \int_{\Omega} \nabla W d\mathbf{r}' + \frac{\partial f(\mathbf{r})}{\partial x} \int_{\Omega} (x' - x) \nabla W d\mathbf{r}' \\ &\quad + \frac{\partial f(\mathbf{r})}{\partial y} \int_{\Omega} (y' - y) \nabla W d\mathbf{r}' + O(h^2). \end{aligned} \quad (9)$$

由于

$$\langle \nabla f(\mathbf{r}) \rangle = \int_{\Omega} f(\mathbf{r}') \nabla W d\mathbf{r}' - f(\mathbf{r}) \int_{\Omega} \nabla W d\mathbf{r}', \quad (10)$$

可以得到一个新的核梯度表达式

$$\begin{aligned} \langle \nabla f(\mathbf{r}) \rangle &= \frac{\partial f(\mathbf{r})}{\partial x} \int_{\Omega} (x' - x) \nabla W d\mathbf{r}' \\ &\quad + \frac{\partial f(\mathbf{r})}{\partial y} \int_{\Omega} (y' - y) \nabla W d\mathbf{r}' + O(h^2), \end{aligned} \quad (11)$$

粒子近似方程为

$$\begin{aligned} \langle \nabla f(\mathbf{r}_i) \rangle &= \frac{\partial f(\mathbf{r}_i)}{\partial x_i} \sum_j (x_j - x_i) \nabla_i W_{ij} V_j \\ &\quad + \frac{\partial f(\mathbf{r}_i)}{\partial y_i} \sum_j (y_j - y_i) \nabla_i W_{ij} V_j, \end{aligned} \quad (12)$$

最终, 核梯度修正模型为

$$\begin{aligned} \nabla_i^{\text{new}} W_{ij} &= L(\mathbf{r}_i) \nabla_i W_{ij}, \quad (13) \\ L(\mathbf{r}_i) &= \left(\sum_j \left(\begin{array}{cc} x_{ji} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i} & y_{ji} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i} \\ x_{ji} \frac{\partial W_{ij}}{\partial y_i} & y_{ji} \frac{\partial W_{ij}}{\partial y_i} \end{array} \right) V_j \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (14)$$

2.4 粒子间相互作用的表面张力模型

在 SPH 方法中, 考虑到所模拟液滴的尺度和支持域内粒子数较少, 因此, 表面张力的作用尤其重要. 对于表面张力的计算, 研究者提出了多种求解的模型 [24,25], 大致可以分为两类, 即基于连续表面力 (continuum surface force, CSF) 的张力模型和基于原子/分子尺度的粒子间相互作用力 (interparticle interaction force, IIF) 模型. CSF 模型通过求解界面曲率来计算表面张力, 由于每一个时间步都需要求解界面曲率, 因此计算的效率较低; 且对于交界面的尖角以及边界等粒子缺失和分布不均匀的地方曲率计算误差较大, 使得计算精度较差. IIF

模型通过在粒子间施加相互作用力来模拟表面张力的影响,避免了计算界面曲率,对于交界面的尖角以及边界处等粒子缺失和分布不均匀的地方张力计算稳定高效.因此,本文构造了一种新型的粒子间相互作用力模型来模拟表面张力的影响.

表面张力直接添加在动量方程中

$$F_{\text{sur}} = \frac{1}{m_i} \cdot f_i = \frac{1}{m_i} \cdot \sum_{j=1}^N f_{ij}, \quad (15)$$

f_{ij} 的表达式为

$$f_{ij} = s_{ij} \left(1 - \frac{57}{48} R^2 + \frac{45}{96} R^3 \right) \quad R \leq 2, \quad (16)$$

式中 $R = \frac{r}{h} = \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{h}$, s_{ij} 是作用在粒子 i 和 j 间的张量系数.从图 3 中可以看出, IIF 模型采用了包含远程吸引力和近程排斥力的势函数,因此,能够模拟表面张力的影响.

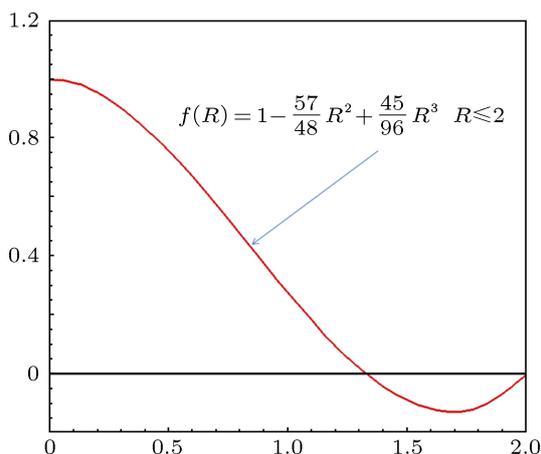


图 3 势函数曲线图

3 算例及分析

3.1 初始参数及计算模型

液滴冲击固体表面的计算模型如图 4 所示.与液滴冲击固体表面问题相关的物理量主要包括:液滴直径 D ,液滴冲击速度 U ,液体的密度 ρ ,黏性系数 μ ,以及表面张力系数 σ ,韦伯数 $We = \rho U^2 D / \sigma$,奥内佐格数 $Oh = \mu / (\sigma \rho D)^{1/2}$.为便于分析,对以下参数进行无量纲化处理:铺展因子 $D_c^* = D_c / D$,无量纲时间 $T^* = UT / D$.

为了准确得到冲击过程中液滴内部及界面压力的波动情况,在数值模拟中,设置了三个监测点,监测点 1 设置在液滴的圆心,监测点 2 设置在液滴

与固体表面的接触点,监测点 3 设置在监测点 2 正下方的固壁边界处.

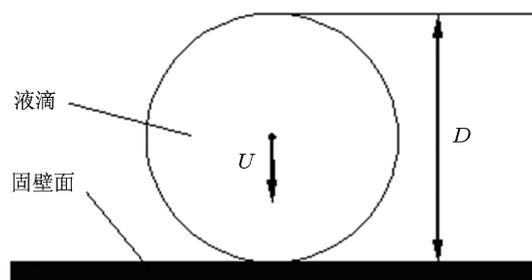


图 4 液滴冲击固壁面模型图

3.2 数值算例及结果分析

数值模拟中液滴的直径 D 为 4.2 mm,密度 ρ 为 1000 kg/m^3 ,黏性系数 μ 为 $0.001 \text{ N}\cdot\text{s/m}^2$.表面张力系数 σ 为 0.0728 N/m ,奥内佐格数 Oh 为 0.0018,韦伯数 We 为 483.

图 5 给出了液滴冲击固壁面的液滴形态变化与压力场演变过程.从图 5 中我们可以清楚地观察到液滴冲击固壁面过程中液滴内部压力的整个波动情况.随着液滴开始冲击固壁面,接触区域的压力瞬间增大,这一点可以从监测点的压力曲线图 6 中看出,并且初始韦伯数越大,压力的峰值就越大.冲击波一部分沿着固壁面向两侧传递,一部分在液滴内部沿着冲击方向反方向传播,产生反方向的冲击波.在接触区域由于冲击波作用,液滴沿固壁面向两侧逐步铺展.同时,由于相互作用粒子内部能量逐渐耗散,液滴在惯性力,表面张力和重力的相互作用下运动,直至达到平衡状态.

图 6 给出了不同 We 数下的监测点的压力分布图.从图 6 可以看出,监测点 2 即液滴与固壁面的接触点的压力在冲击的瞬间增大,经历一次较大的压力振荡之后,压力值急剧减小,随后整个压力场出现较小的波动.冲击波传播的整个过程中,在液滴内部出现了压力振荡,这点从液滴圆心的检测点曲线 $p(1)$ 可以看出,出现 1 次峰值,相比较曲线 $p(2)$ 和 $p(3)$,由于冲击波反弹,压力振荡的幅度不大,约在 0.4 ms 的时候,冲击波导致的压力振荡完全消失,之后液滴在惯性力的作用下运动,直至趋于静止.比较两种不同韦伯数冲击作用下的监测点压力分布可以得出:韦伯数越大,监测点的压力值就越大,能量转化的幅度就越大.当冲击的速度较大或者韦伯数较高时(超过临界韦

伯数), 粒子径向运动的速度变大, 在液滴与固壁面接触区域两侧会产生斜向上的片状射流, 这部分流体所具有的能量足以克服表面张力的作用时,

在液滴与固壁面接触区域两侧边缘处会发生液滴的飞溅现象.

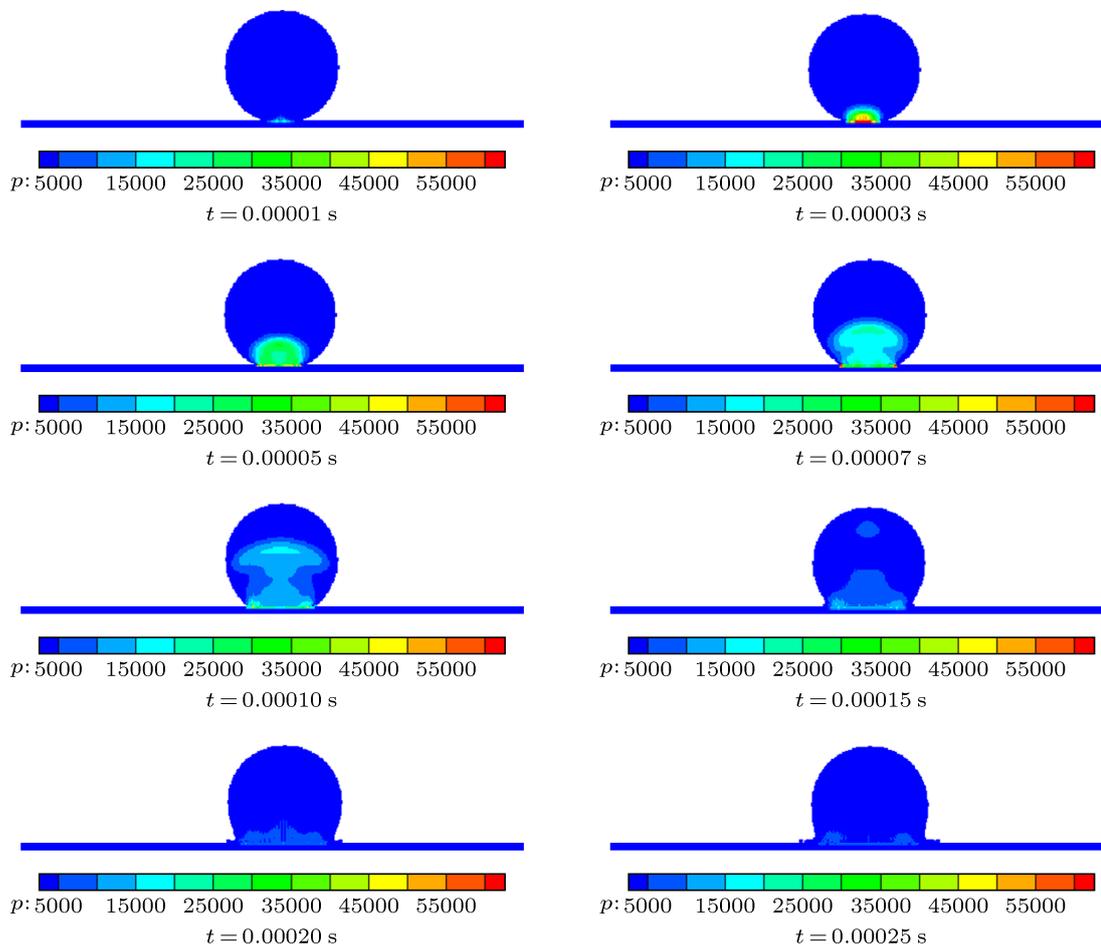


图5 液滴形态变化与压力场的演变过程 ($We = 483$)

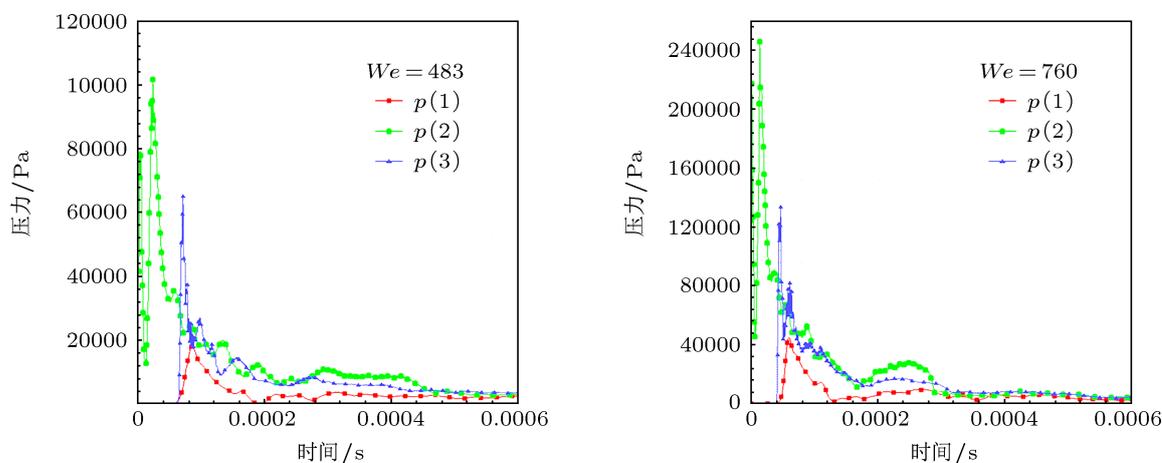


图6 不同 We 数下的监测点的压力分布图 ($We = 483, 760$)

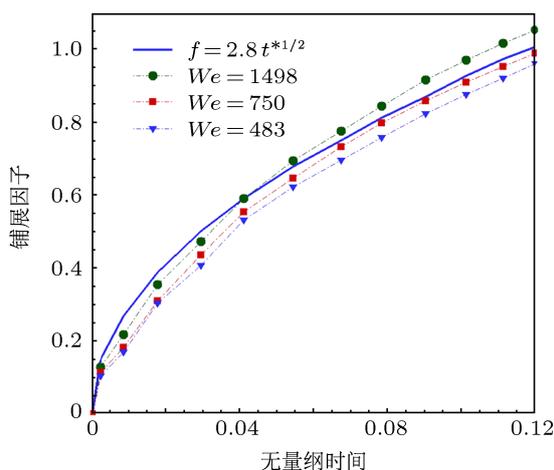


图7 铺展因子随时间的变化曲线

图7给出了液滴冲击固壁面的铺展因子 D_c^* 随无量纲时间 $t^* = t(U/D)$ 的变化曲线. 实验观察结果 $f = 2.8t^{*1/2}$ 由文献 [26] 给出. 从图中可以得出: 两种不同韦伯数下的液滴冲击固壁面铺展阶段, 铺展因子随时间的变化曲线总体上比较接近实验观察得出的结果; 相同时刻, 初始冲击的韦伯数越大, 铺展因子就越大. 采用改进的 SPH

方法得到的结果与实验观察得到的结果 [26] 基本一致.

4 结论

本文在传统 SPH 方法的基础上进行了改进. 为提高传统 SPH 方法的精度和稳定性, 对密度和核梯度形式进行了修正, 保证粒子相互作用过程中总动量始终守恒. 采用了考虑黎曼解法的 SPH 流体控制方程, 解决了接触区域粒子材料性质梯度变化所导致的间断和不稳定性. 构造了一种新型的 IIF 模型来模拟表面张力的影响, 提高了交界面的尖角以及边界处等粒子缺失和分布不均匀的地方曲率的计算精度. 应用改进的 SPH 方法对液滴冲击固壁面问题进行了数值模拟. 计算结果表明: 新型的 IIF 模型能够较好地模拟表面张力的影响; 改进的 SPH 方法能够精细地描述液滴与固壁面相互作用过程中液滴的内部压力场演变和自由面形态变化; 得到了液滴的铺展因子随无量纲时间的变化曲线; 相同时刻, 韦伯数越大, 铺展因子就越大; 数值模拟结果与实验观察得到的结果基本一致.

- [1] Tuan T 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 036101
- [2] Thoroddsen S T, Takehara K 2012 *J. Fluid. Mech.* **706** 560
- [3] Zhang M K, Chen S, Shang Z 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 034701 (in Chinese) [张明焜, 陈硕, 尚智 2012 物理学报 **61** 034701]
- [4] Liu M B, Chang J Z 2011 *Int. J. Comput. Meth.* **8** 637
- [5] Worthington A M 1876 *Proc. R. Soc. Lond.* **25** 261
- [6] Roisman I V, Opfer L, Tropea C, Raessi M, Mostaghimi J, Chandra S 2008 *Colloids Surfaces A* **322** 183
- [7] Qiang H F, Liu K, Chen F Z 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 204701 (in Chinese) [强洪夫, 刘开, 陈福振 2012 物理学报 **61** 204701]
- [8] Bussmann M, Chandra S, Mostaghimi J 2000 *Phys. Fluids* **12** 3121
- [9] Eggers J, Fontelos M A, Josserand C, Zaleski S 2010 *Phys. Fluids* **22** 301
- [10] Ellis A S, Smith F T, White A H 2011 *Q. J. Mech. Appl. Math.* **64** 107
- [11] 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]
- [12] Yang B H, Wang H, Zhu X, Ding Y D, Zhou J 2012 *CIESC J.* **10** 3027 (in Chinese) [杨宝海, 王宏, 朱恂, 丁玉栋, 周劲 2012 化工学报 **10** 3027]
- [13] Sikalo S, Wilhelm H D, Roisman I V, Jakirlic S, Tropea C 2005 *Phys. Fluids* **17** 062103
- [14] Liu M B, Liu G R, Zong Z, Lam K Y 2003 *Comput. Fluids* **32** 305
- [15] Liu M B, Liu G R, Zong Z 2008 *Int. J. Comput. Meth.* **5** 135
- [16] Liu M B, Liu G R 2010 *Arxiv. Comput. Methods Engrg.* **17** 25
- [17] Liu M B, Chang J Z 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 26
- [18] Liu M B, Liu G R, Lam K Y 2003 *Electron. Model.* **25** 113
- [19] Liu M B, Liu G R, Lam K Y 2003 *J. Comput. Appl. Math.* **155** 263
- [20] Liu M B, Liu G R, Lam K Y, Zong Z 2003 *Comput. Mech.* **30** 106
- [21] Liu M B, Shao J R 2012 *Sci. China E* **42** 1
- [22] Monaghan J J 1992 *Annu. Rev. Astron. Astr.* **30** 543
- [23] Jiang T, Ouyang J, Zhao X K, Ren J L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 054701 (in Chinese) [蒋涛, 欧阳洁, 赵晓凯, 任金莲 2011 物理学报 **60** 054701]
- [24] Zhang S, Morita K, Fukuda K, Shirakawa N 2007 *Int. J. Numer. Meth. Fl.* **55** 225
- [25] Liu M B, Liu G R 2005 *Comput. Mech.* **35** 332
- [26] Rioboo R, Marengo M, Tropea C 2002 *Exp. Fluids* **33** 112

A numerical analysis of drop impact on solid surfaces by using smoothed particle hydrodynamics method*

Su Tie-Xiong¹⁾ Ma Li-Qiang^{1)†} Liu Mou-Bin²⁾ Chang Jian-Zhong¹⁾

1) (*School of Mechatronic Engineering, North University of China, Taiyuan 030051, China*)

2) (*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(Received 6 August 2012; revised manuscript received 18 October 2012)

Abstract

In this paper, we present a numerical simulation of a single liquid drop impacting onto solid surface with smoothed particle hydrodynamics (SPH). SPH is a Lagrangian, meshfree particle method, and it is attractive in dealing with free surfaces, moving interfaces and deformable boundaries. The SPH model includes an improved approximation scheme with corrections to kernel gradient and density to improve computational accuracy. Riemann solver is adopted to solve equations of fluid motion. An new inter-particle interaction force is used for modeling the surface tension effects, and the modified SPH method is used to investigate liquid drop impacting onto solid surfaces. It is demonstrated that the inter-particle interaction force can effectively simulate the effect of surface tension. It can well describe the dynamic process of morphology evolution and the pressure field evolution with accurate and stable results. The spread factor increases with the increase of the initial Weber number. The numerical results are in good agreement with the theoretical and experimental results in the literature.

Keywords: liquid drop, solid surfaces, smoothed particle hydrodynamics, surface tension

PACS: 47.11.-j, 47.85.-g

DOI: 10.7498/aps.62.064702

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50976108, 11172306).

† Corresponding author. E-mail: maliqiang007@163.com