

一种新型光滑粒子动力学固壁边界施加模型

刘虎 强洪夫 陈福振 韩亚伟 范树佳

A new boundary treatment method in smoothed particle hydrodynamics

Liu Hu Qiang Hong-Fu Chen Fu-Zhen Han Ya-Wei Fan Shu-Jia

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 094701 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.094701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I9>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

一类新型激波捕捉格式的耗散性与稳定性分析

[On the accuracy and robustness of a new flux splitting method](#)

物理学报.2015, 64(2): 024702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024702>

基于弱可压与不可压光滑粒子动力学方法的封闭方腔自然对流数值模拟及算法对比

[Comparisons among weakly-compressible and incompressible smoothed particle hydrodynamic algorithms for natural convection](#)

物理学报.2014, 63(22): 224701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.224701>

基于浸入式边界方法的串联双矩形柱绕流数值模拟

[Numerical simulation of flow around two elongated rectangles in tandem arrangement using an immersed boundary method](#)

物理学报.2014, 63(21): 214702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.214702>

脉动流血液通栓的晶格玻尔兹曼模型

[Effect of pulsation on thrombus studied by the lattice Boltzmann method](#)

物理学报.2014, 63(19): 194701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.194701>

探空湿度测量太阳辐射误差修正流体动力学研究

[Fluid dynamic analysis on solar heating error of radiosonde humidity measurement](#)

物理学报.2014, 63(14): 144701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.144701>

一种新型光滑粒子动力学固壁边界施加模型*

刘虎^{1)†} 强洪夫¹⁾ 陈福振¹⁾ 韩亚伟²⁾ 范树佳¹⁾

1)(第二炮兵工程大学动力工程系, 西安 710025)

2)(第二炮兵 96151 部队, 洛阳 471000)

(2014 年 10 月 9 日收到; 2014 年 11 月 7 日收到修改稿)

由于 Lagrange 粒子法的本质, 固壁边界条件的施加一直是光滑粒子动力学方法的难点之一. 本文从固壁边界的物理原理出发, 应用多层虚粒子表征固壁边界, 提出了一种新型固壁边界施加模型. 将虚粒子看作流体的扩展, 计算中虚粒子密度保持不变, 压力、速度等参数通过对流体粒子的插值获得, 虚粒子有条件的参与控制方程的计算, 对流体的密度/压力产生影响, 通过压力梯度隐式地表征壁面与流体之间的作用强度并对流体粒子施加沿壁面法线方向的斥力作用, 防止流体粒子对壁面的穿透. 数值算例测试结果表明, 与现有固壁边界施加方法相比, 本文方法更加符合流体与固壁边界作用的物理原理, 可以简单、有效地施加固壁边界条件, 方便地应用于具有复杂几何边界的问题, 获得稳定的流场形态、规则的粒子秩序及良好的速度、压力等参量的分布.

关键词: 光滑粒子动力学, 固壁边界, 虚粒子法

PACS: 47.11.-j, 47.35.Lf, 68.08.-p

DOI: 10.7498/aps.64.094701

1 引言

光滑粒子动力学 (smoothed particle hydrodynamics, SPH) 方法是一种纯 Lagrange 无网格方法, 它于 1977 年被提出用于解决三维天体物理学问题^[1,2], 现在已广泛的应用于流体力学的各个领域^[3-5]. 与传统 Euler 及 Lagrange 网格法不同, SPH 方法应用有限数目的粒子对流体域进行表征, 利用核函数插值和粒子离散求解流体力学控制方程. SPH 粒子承载着流场质量、密度、速度等物理量, 既是插值点, 也是物质点; 粒子之间没有固定的空间位置关系, 在一定范围内通过核函数相互作用. 在处理大变形、运动界面、自由表面流动等问题时, SPH 方法不存在 Euler 网格法中的界面追踪及 Lagrange 网格法中的网格扭曲问题, 较传统网格方法存在巨大优势^[6].

由于 Lagrange 粒子法的本质, SPH 方法中的固壁边界条件很难像网格方法一样严格实施, 长期

以来已经成为阻碍 SPH 方法发展的难点之一. 当流体发生靠近固壁边界的运动时, 边界对流体产生法线方向的斥力作用, 阻止其穿透边界, 在宏观上, 固壁边界对流场运动的阻碍作用表现为使流场压力升高. 因此, 不考虑黏性作用时, 边界对流体的作用仅当流体靠近边界时施加, 为沿边界法线方向的斥力作用, 流场压力是这一作用的宏观体现. 对于 SPH 方法, 固壁边界的施加应该在尽可能小的对流场产生扰动的前提下, 保证流场在规定的几何边界内运动. 目前, SPH 方法中的固壁边界处理方法可以分为边界力法 (boundary force method)、虚粒子法 (dummy or ghost particle method) 两大类. 其中, 边界力法应用一层边界粒子表征固壁边界, 边界粒子显式地对流体粒子施加作用力, 防止流体粒子穿透边界. 边界力法的核心是壁面作用力施加函数. Monaghan^[7] 最早提出应用边界力的方式施加固壁边界条件, 并提出了一种类似分子动力学 Lennard-Jones(L-J) 势函数的方法施加作用力, 该

* 国家自然科学基金 (批准号: 51276192) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: richardliu1987@163.com

方法获得了广泛的应用,但是,该方法中存在多个未知参量,需要根据具体问题进行调整,若调整不当,则可能导致流体粒子穿透壁面或粒子秩序混乱等问题;在L-J势函数的基础上,Monaghan^[8]提出了一种改进边界力施加函数,该方法可以保证流体粒子受到沿边界法线方向的作用力,当流体平行于边界运动时,受到恒定的边界力作用;Liu等^[9]提出了一种新型边界力施加函数,并将边界粒子与虚粒子结合施加边界条件,但是,如果单独使用边界粒子表征固壁边界,则可能导致流体粒子穿透边界^[10];强洪夫等^[11]基于Galerkin形式的SPH方程推导出了—种罚函数方法,边界粒子通过罚力对流体粒子施加作用,但是,罚参数的选取较为困难;为此,强洪夫等^[10]提出了一种改进罚方法,在边界力作用准则、作用函数等方面进行了修正,改进方法更为健壮有效,但是,对某些流体与固壁作用力较强的问题,也可能出现粒子穿透边界的现象.总体上看,边界力法可以方便的对复杂的几何模型进行表征,实施方法比较简单,易于编程实现,其主要不足在于边界力的作用范围和强度难以控制,如果边界力过强,可能造成边界附近场变量的数值振荡,而边界力过弱则会导致流体穿透边界;此外,边界力法中的边界粒子—般均小于流体粒子,使得边界与流体之间的黏性等其他作用形式难以施加.

虚粒子法使用多层虚粒子隐式表征固壁边界,通过插值或镜像等方式将内部流场的信息反馈到虚粒子上,虚粒子与流体粒子直接通过流体力学控制方程相互作用.虚粒子法的核心是虚粒子物理量的获取方式及虚粒子与流体粒子的作用模式.Morris等^[12]利用固定虚粒子表征边界,除不发生位移外,虚粒子与流体粒子完全等同,这种方法可以有效的模拟低雷诺数的黏性流动,但对于高雷诺数流动,可能导致流体粒子穿透边界的现象;Liu等^[13]应用两种类型的虚粒子相结合的方式成功的模拟了水下爆炸等问题,其中,型号为I的虚粒子布置在边界上,直接对流体施加边界力(实质上为边界力粒子),型号为II的虚粒子通过对流体粒子沿边界镜像产生,通过控制方程与流体粒子发生作用,该方法需要时时镜像内部流场,产生型号为II的虚粒子,实施过程比较复杂,难以应用于具有复杂几何边界的问题;Colagrossi等^[14,15]和Marrone等^[16]提出并发展了一种利用内部插值点与固定虚粒子相结合的方法,内部插值点与固定虚粒子在建模时沿边界对称分布,二者存在固定的对应关系,

空间坐标在计算过程中不发生改变,在每个时间步,内部插值点插值获得的流场信息并镜像到对应虚粒子上,虚粒子参与控制方程的计算,该方法无需动态产生虚粒子,但是,对于存在尖角及其他复杂几何外形的问题,内部插值点的构建非常复杂,程序实现困难;Adami等^[17]提出了一种在流体外布置多层虚粒子实施固壁边界的方法,该方法直接将内部流场压力插值到虚粒子上,利用状态方程反推出虚粒子密度,虚粒子通过压力梯度对流体施加边界力作用,相对于Marrone方法,该方法更易于处理具有复杂几何边界的问题,但是,当流体中出现压力振荡时,插值得到的边界虚粒子压力值时可能为负,虚粒子会对流体产生非正常的引力作用,可能导致流体粒子穿透边界,该方法不能严格保证流体粒子受到的边界作用力沿边界法线方向,同时,该方法利用压力场反推密度场是多余的,对计算没有实质性影响.

总体上看,SPH方法中的固壁边界施加方法还处于发展阶段,各类施加方法各有优劣.本文从SPH方法固壁边界的基本原理出发,应用虚粒子表征固壁边界,提出了一种新型固壁边界施加模型.该模型将虚粒子看作流体的扩展,虚粒子密度始终保持不变,压力、速度等参数通过对邻近流体粒子的插值获得;在计算过程中,虚粒子有条件的参与连续性方程和动量方程的计算,对流体的密度/压力场产生影响,通过压力梯度隐式地表征壁面与流体之间的作用强度并对流体粒子施加沿壁面法线方向的斥力作用,防止流体粒子对壁面的穿透.通过应用不同边界施加方法对流体从夹板间流出、腔内剪切驱动流、弓形腔水模拟充型及溃坝等算例的计算并与实验进行对比,证明了本文方法可以简单、有效施加滑移/非滑移固壁边界条件,可以方便地应用于具有复杂几何边界的问题,获得稳定的流场形态、规则的粒子秩序及良好的速度、压力等参量的分布.

2 流体力学的SPH求解方法

2.1 流体力学控制方程

本文计算中不考虑热传导、考虑流体黏性,采用Lagrange形式的流体力学控制方程为

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho\nabla \cdot \mathbf{v}, \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \frac{1}{\rho}\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{g}, \quad (2)$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}, \quad (3)$$

其中, $\frac{d}{dt}$ 表示物质导数, ρ , \mathbf{v} , P , \mathbf{r} , \mathbf{g} 分别为流体的密度、速度、压强、位置矢量和重力, $\boldsymbol{\tau}$ 为剪切应力, $\frac{1}{\rho}\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}$ 表示流体的黏性项。

本文应用弱可压缩 SPH 方法, 压力与密度之间的关系通过状态方程显式求解:

$$P = P_0 \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right], \quad (4)$$

其中, ρ_0 为流体的初始密度, P_0 为参考压强, γ 是常数, 一般取 $\gamma = 7$, 参考压强 $P_0 = \frac{c_s^2 \rho}{\gamma}$, c_s 为流场中的声速, 在 SPH 方法中, 声速 c_s 的选择是人工的, 一般为流场的最大速度的 10 倍左右, 用以控制流体的密度振荡幅度在 1% 以内。

2.2 控制方程的 SPH 离散

SPH 方法是以粒子插值为基础的, 粒子承载着流场的所有物理信息. 每个粒子都拥有以 κh 为半径的圆形(二维)支持域, 流场内任意点 \mathbf{r}_i 处的场函数值 $f(\mathbf{r}_i)$ 及其导数值 $\nabla \cdot f(\mathbf{r}_i)$ 都可以利用其支持域内的粒子信息插值获得^[18]

$$\langle f(\mathbf{r}_i) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(\mathbf{r}_j) W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \langle \nabla \cdot f(\mathbf{r}_i) \rangle \\ &= - \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(\mathbf{r}_j) \cdot \nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h), \end{aligned} \quad (6)$$

其中, i, j 表示粒子编码, N 为粒子 i 支持域内的粒子数, $\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j$ 分别粒子 i, j 的位置矢量, $m_j, \rho_j, f(\mathbf{r}_j)$ 分别为粒子 j 的质量、密度和场变量函数值, $\langle f(\mathbf{r}_i) \rangle, \langle \nabla \cdot f(\mathbf{r}_i) \rangle$ 为 \mathbf{r}_i 处函数及其导数的 SPH 粒子估计量, $W_{ij} = W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h)$, $\nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h)$ 分别为核函数及其一阶导数, 本文采用三次样条核函数^[19]

$$W(r, h) = \frac{\sigma}{h^\nu} \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}q^2 + \frac{3}{4}q^3, & 0 \leq q \leq 1, \\ \frac{1}{4}(2 - q)^3, & 1 \leq q \leq 2, \\ 0, & q > 2, \end{cases} \quad (7)$$

其中, $q = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/h$, 空间维度 $\nu = 1, 2, 3$ 分别对应 $\sigma = 2/3, 10/7\pi, 1/\pi$.

利用(5), (6)式得到控制方程(1)—(3)的 SPH 离散形式为

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \sum_{j=1}^N m_j \mathbf{v}_{ij} \cdot \nabla_i W_{ij}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} &= - \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{P_i + P_j}{\rho_i \rho_j} + \Pi_{ij} \right) \nabla_i W_{ij} \\ &+ \sum_{j=1}^N m_j \frac{\mu_i + \mu_j}{\rho_i \rho_j} \mathbf{v}_{ij} \frac{\mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla_i W_{ij}}{r_{ij}^2} \\ &+ \mathbf{g}_i, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \mathbf{v}_i, \quad (10)$$

其中, $\mathbf{v}_{ij} = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j$, $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$, μ_i, μ_j 分别为粒子 i, j 的动力黏度, Π_{ij} 为人工黏性^[6],

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} -\frac{\alpha \bar{h}_{ij} c_s}{\bar{\rho}_{ij}} \frac{\mathbf{v}_{ij} \cdot \mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}^2 + \varepsilon \bar{h}_{ij}^2}, & \mathbf{v}_{ij} \cdot \mathbf{r}_{ij} < 0, \\ 0, & \mathbf{v}_{ij} \cdot \mathbf{r}_{ij} \geq 0, \end{cases} \quad (11)$$

其中, $\bar{h}_{ij} = \frac{h_i + h_j}{2}$, $\bar{\rho}_{ij} = \frac{\rho_i + \rho_j}{2}$, $\varepsilon = 0.01$ 用于防止粒子相互靠近时产生的数值发散, 本文通过计算发现, α 最小为 0.02 可以保证计算稳定。

2.3 δ -SPH 方法

当弱可压缩 SPH 方法应用于流体晃荡等存在较强流体-固壁作用问题时, 压力场经常出现严重的数值振荡, 本文采用 δ -SPH 方法^[16] 对压力场振荡进行控制, 该方法中将人工耗散项加入连续性方程:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_i}{dt} &= \sum_{j=1}^N m_j \mathbf{v}_{ij} \cdot \nabla_i W_{ij} \\ &+ \delta \bar{h}_{ij} c_s \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} \boldsymbol{\psi}_{ij} \cdot \nabla_i W_{ij}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\boldsymbol{\psi}_{ij} = 2(\rho_i - \rho_j) \frac{\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}^2} - \left[\langle \nabla \rho \rangle_i^L + \langle \nabla \rho \rangle_j^L \right], \quad (13)$$

其中, $\langle \nabla \rho \rangle$ 为正则化密度

$$\langle \nabla \rho \rangle_i^L = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} (\rho_j - \rho_i) \nabla_i^C W_{ij}, \quad (14)$$

$\nabla_i^C W_{ij}$ 为修正核函数梯度^[20]

$$\begin{aligned} & \nabla_i^C W_{ij} \\ &= \left[\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} \nabla_i W_{ij} \otimes (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \right]^{-1} \nabla_i W_{ij}. \end{aligned} \quad (15)$$

本文计算中, 人工耗散参数 $\delta = 0.1$.

2.4 时间积分

本文采用蛙跳(leap-frog)方法对SPH离散方程进行求解:

$$\phi_i\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right) = \phi_i\left(t - \frac{\Delta t}{2}\right) + \phi_i(t)\Delta t, \quad (16)$$

$$\mathbf{r}_i\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right) = \mathbf{r}_i(t) + \mathbf{v}_i\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right)\Delta t, \quad (17)$$

其中, ϕ_i 表示粒子 i 的密度 ρ 或速度 \mathbf{v} . 为了使计算过程稳定, 本文采用考虑具有黏性耗散和外力作用的时间步长表达式:

$$\Delta t_{cv} = \min_i \left(\frac{h_i}{c_s + 0.6\alpha c_s} \right), \quad (18)$$

$$\Delta t_f = \min_i \left(\frac{h_i}{|\mathbf{g}_i|} \right), \quad (19)$$

$$\Delta t = \min(0.4\Delta t_{cv}, 0.25\Delta t_f). \quad (20)$$

3 固壁边界施加模型

3.1 流体-固壁作用方程

由引言分析可知, 固壁边界对流体的作用力应该满足: 1) 作用力的方向必须沿界面的法线方向; 2) 边界与流体之间只存在斥力作用; 3) 对于滑移边界条件, 当流体沿壁面切线方向运动时, 边界与流体之间没有相互作用.

为满足以上条件, 本文采用虚粒子隐式表征固壁边界, 使用的虚粒子基本配置及与流体粒子作用的基本原理为: 虚粒子的配置如图 1 所示, 根据流

体粒子光滑长度, 在流体外部沿边界曲线布置 3—4 层虚粒子, 虚粒子具有与流体粒子相同的几何尺寸, 固壁边界位于最内侧虚粒子与流体粒子中间; 虚粒子可以看作流体粒子的扩展, 有条件的参与连续性方程的计算, 当流体粒子与边界虚粒子沿边界法线方向发生靠近或远离时, 流体粒子的密度相应升高或降低, 密度变化通过弱可压缩状态方程 (4) 作用于流体的压力场, 而后, 通过对流体压力场进行插值得到虚粒子的压力, 当流体与固壁边界有相对靠近的趋势时, 虚粒子通过压力梯度对流体粒子施加斥力, 防止流体粒子对固壁边界的穿透.

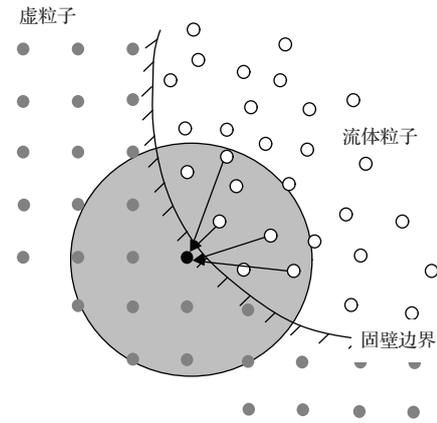


图 1 固壁边界虚粒子配置示意图

Fig. 1. Schematic of configuration of dummy particles representing the solid boundary.

本文提出的流体-固壁作用方程为

$$\left(\frac{d\rho_i}{dt}\right)_b = \begin{cases} m_b \mathbf{v}_{ib} \cdot \nabla_i W_{ib}, & \mathbf{v}_{ib} \cdot \mathbf{n}_b \neq 0, \\ 0, & \text{其他,} \end{cases} \quad (21)$$

$$\left(\frac{d\mathbf{v}_i}{dt}\right)_b = \begin{cases} \left[-m_b \left(\frac{P_i + P_b}{\rho_i \rho_b} \right) \mathbf{n}_b \cdot \nabla_i W_{ib} \right] \mathbf{n}_b, & (P_i + P_b) > 0, \\ 0, & \text{其他,} \end{cases} \quad (22)$$

其中, (21), (22) 式分别是对连续性方程、动量方程的改进, $\left(\frac{d\rho_i}{dt}\right)_b$, $\left(\frac{d\mathbf{v}_i}{dt}\right)_b$ 分别表示流体粒子 i 受到的边界虚粒子 b 的作用而产生的密度、速度增量, \mathbf{n}_b 表示虚粒子 b 的单位法向, $\mathbf{v}_{ib} = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_b$.

由 (21) 式可得, 当流体粒子 i 沿边界虚粒子 b 的切线方向运动时, 虚粒子 b 对流体粒子 i 的密度变化不产生影响; 由 (22) 式可得, 当流体粒子 i 与边界虚粒子 b 的压力和为正时, 虚粒子通过压力梯度对流体粒子施加 \mathbf{n}_b 方向的斥力作用, 防止流体粒子 i 穿透壁面; 反之, 当二者压力和为负时, 虚粒

子对流体不施加作用力. (21), (22) 式的物理意义是明确的, 当流体沿边界切线方向运动时, 边界对流体密度及压力场不产生影响, 流体的运动状态不会因边界作用而发生改变; 而当流体出现靠近边界的运动时, 流体的密度会增大, 压力升高, 边界附近出现局部的正压力区, 边界粒子会通过 (22) 式对流体施加法向斥力作用, 防止流体穿透边界.

3.2 虚粒子物理量求解

考虑相互作用的边界虚粒子 b 及流体粒子 j ,

将 b 点的压力在 j 点处 Taylor 展开可得

$$\langle P_b \rangle_j = P_j + \frac{\partial P_j}{\partial n_i} \mathbf{n}_b \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_b) + \frac{\partial P_j}{\partial \tau_b} \boldsymbol{\tau}_b \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_b) + o(\|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_b\|^2), \quad (23)$$

其中, $\langle P_b \rangle_j$ 表示在流体粒子 j 处 Taylor 展开得到的虚粒子 b 的估计压力值, $\mathbf{n}_b, \boldsymbol{\tau}_b$ 为虚粒子 b 的法线和切线方向单位矢量. 流体粒子 j 在虚粒子 b 的法线及切线方向的压力梯度的求解公式为^[21]

$$\frac{\partial P_j}{\partial \tau_b} = \rho \mathbf{g} \cdot \boldsymbol{\tau}_b, \quad (24)$$

$$\frac{\partial P_j}{\partial n_b} = \rho \left(\mathbf{g} \cdot \mathbf{n}_b + \frac{c_s(\mathbf{v}_j \cdot \mathbf{n}_b)}{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_b) \cdot \mathbf{n}_b} \right). \quad (25)$$

将 (24), (25) 式代入 (23) 式得到

$$\langle P_b \rangle_j = P_j + \rho c_s \mathbf{v}_j \cdot \mathbf{n}_b + \rho \mathbf{g} \cdot (\mathbf{r}_b - \mathbf{r}_j). \quad (26)$$

边界虚粒子的压力最终通过对各点估计的 CSPM^[22] 插值获得

$$P_b = \frac{\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} \langle P_b \rangle_j W_{bj}}{\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} W_{bj}}. \quad (27)$$

在弱可压缩 SPH 方法中, 密度的主要作用是求解压力场, 对于边界虚粒子, 压力通过流体粒子插值后, 密度变化对计算影响不大, 因此, 本文将边界虚粒子的密度设为定值, 一般与流体密度相同.

对于非光滑边界, 需要考虑边界虚粒子的速度场, 首先, 将流体粒子的速度插值到边界虚粒子上:

$$\langle \mathbf{v}_b \rangle = \frac{\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} \mathbf{v}_j W_{bj}}{\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} W_{bj}}. \quad (28)$$

而后, 得到边界虚粒子的速度

$$\mathbf{v}_b = 2\mathbf{v}_{\text{wall}} - \langle \mathbf{v}_b \rangle, \quad (29)$$

其中, \mathbf{v}_{wall} 为指定的边界运动速度.

4 算例验证

4.1 流体从夹板间流出

流体从夹板间流出问题是对管道流动、水龙头流水、喷注器喷注等实际问题的简化, 该算例模型如图 2 所示. 一段流体在两垂直夹板间匀速向下流

出夹板, 不考虑流体与两夹板间的黏性作用, 不考虑表面张力及重力作用. 理想情况下, 流体将一直做匀速运动流出夹板. 该算例用以测试本文边界施加方法对于平行于壁面流动的处理能力.

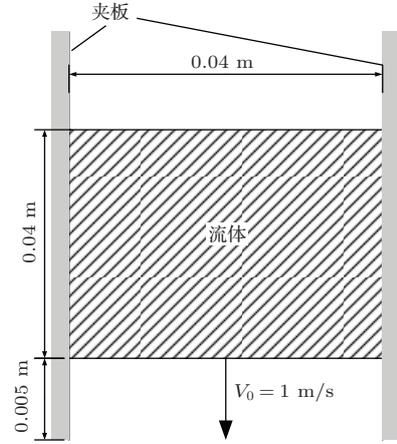


图 2 流体从夹板间流出示意图

Fig. 2. Schematic of fluid flowing from a pair of solid walls.

分别用 Monaghan 边界力方法^[8], Adami 虚粒子方法^[17] 及本文方法对该问题进行了计算. 计算中, 流体物质为水, 密度 $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$, 动力黏度系数 $\mu = 1.0 \times 10^{-3} \text{ Ns/m}^2$, 流体尺寸 $0.04 \text{ m} \times 0.04 \text{ m}$, 夹板长度为 0.05 m , 流体距夹板下缘(出口) 0.005 m , 流体流动速度 $v_0 = 1 \text{ m/s}$, 流体粒子间距 $\Delta l = 1.0 \times 10^{-3} \text{ m}$, 光滑长度 $h = 1.5\Delta l$. 对于 Monaghan 方法, 左右两侧夹板各使用一层边界粒子进行表征, 为保证流体粒子受到垂直于边界的边界作用力, 使用的边界粒子尺寸为流体粒子的 $1/3$; 对于 Adami 和本文方法, 使用的虚粒子与流体粒子尺寸相同, 左右两侧夹板各使用 4 层虚粒子进行表征. 在计算中发现, 对于 Monaghan 方法, 壁面对流体的作用力与 c_s^2 成正比, 若声速按正常取值 $c_s = 10v_0 = 10 \text{ m/s}$, 流体将会受到两侧夹板的强烈壁面作用力而发生严重变形, 因此, 计算中取 $c_s = v_0 = 1 \text{ m/s}$; 对于 Adami 和本文方法, 声速按正常取值 $c_s = 10 \text{ m/s}$. 除声速外, 计算中涉及的其他参数对于三种边界施加方法是相同的.

图 3 为三种方法计算得到的流体未流出夹板 ($t = 4.0 \times 10^{-3} \text{ s}$)、流体部分流出夹板 ($t = 2.0 \times 10^{-2} \text{ s}$) 及流体完全流出夹板 ($t = 4.8 \times 10^{-2} \text{ s}$) 时的流场形态及压力分布. 由图 3 可以看出, Monaghan 方法的边界力大小与流体与边界的距离相关, 流体在夹板间运动时, 边界附近的流体持续受到边界的作用力, 使流体内部产生压力振

荡(图3(a));随着流动的进行,压力振荡范围由(-2—18)Pa增大到(-40—90)Pa,同时,在流体的尖角部位,由于存在粒子的缺失,内部压力不能平衡边界作用力,在持续的边界力的作用下,流体的四个角出现向内收缩(图3(b));当流体从夹板间完全流出时,流体内部仍存在较强的压力振荡,流体的变形比较明显(图3(c)).对于Adami虚粒子法,流体在夹板间流动时,流体没有发生明显变形,但是,流体在运动过程中通过连续性方程与边界虚粒子发生作用,造成流体的密度发生变化,进而使流体内部产生压力振荡,这种振荡在粒子缺失严重的夹板出口处表现最为强烈(图3(d));当流体流出夹板时,边界虚粒子的缺失导致流体密度的下降,造成出口处流体产生强烈的负压,出口处流体与边界产生较强的引力作用,造成了流体的变形(图3(e));流体完全流出夹板时,边界与流体之间持续的引力作用使得流体发生严重变形,而且发生

了流体粒子穿透边界的现象(图3(f)).对于本文方法,由虚粒子与流体粒子作用(21),(22)式及虚粒子压力插值(26)式可得,流体在运动过程中不受边界的影响,由于计算过程中数值误差的存在,流体左/右上角的局部区域存在(-0.25—0.25)Pa的小幅压力振荡(图3(i)),总体上看,流体内部压力变化非常小,流体不会发生变形、匀速从出口流出.

综上所述,相对于Monaghan,Adami边界施加方法,本文方法可以更为有效的处理平行于壁面的流动问题,为SPH方法应用于喷注器喷注等实际工程问题提供了有益的探索.

4.2 腔内剪切流动

腔内剪切流动是测试非滑移边界的经典算例之一.该模型由正方形容器和内部流体构成,容器顶边做匀速运动,内部流体在顶边的驱动下运动,达到稳定状态时内部形成回流.

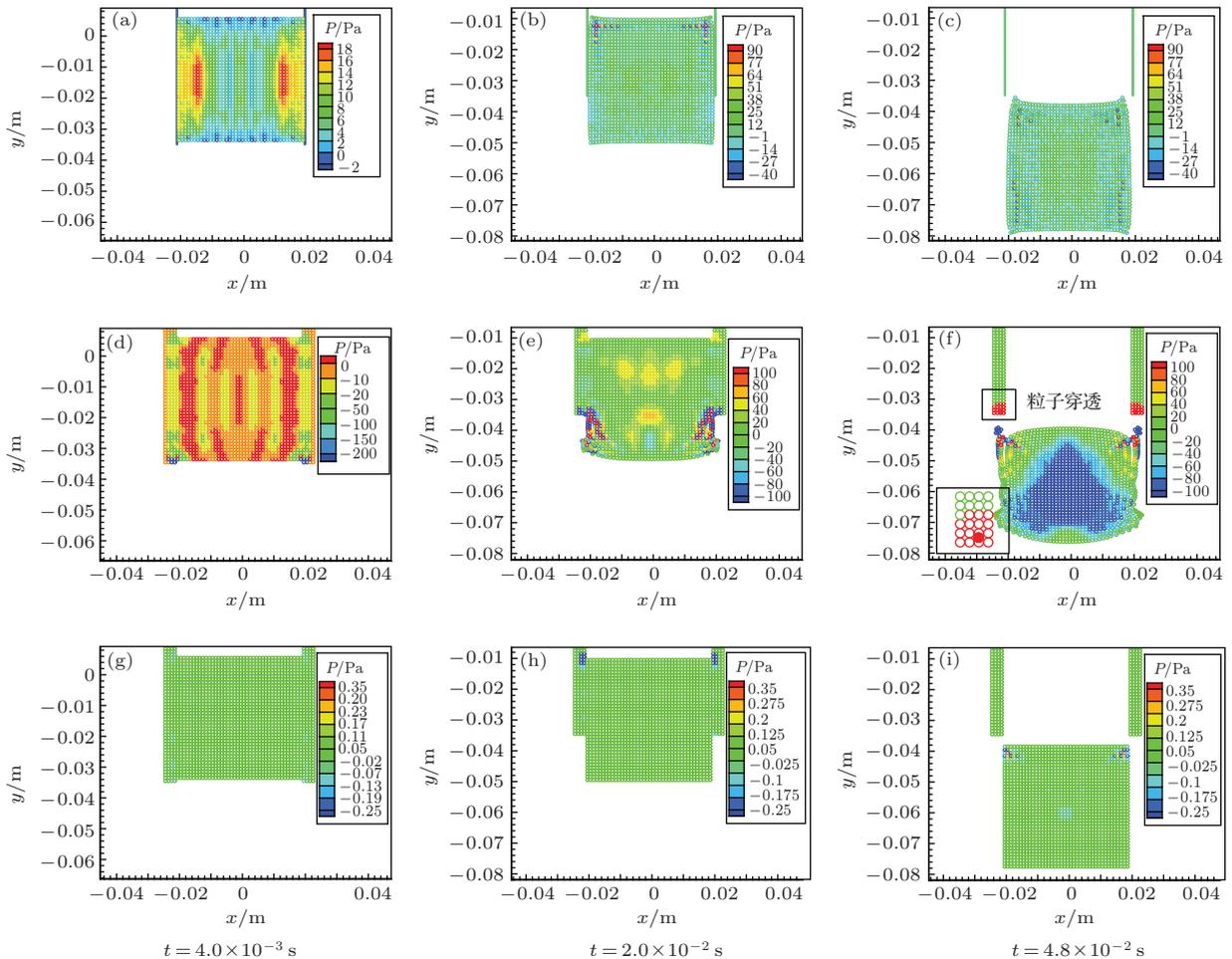


图3 (网刊彩色)不同时刻板间流动形态及压力分布的计算结果 (a)—(c) Monaghan 边界力方法; (d)—(f) Adami 虚粒子方法; (g)—(i) 本文方法

Fig. 3. (color online) Simulation results of flow field and pressure distribution at different times. (a)—(f) Monaghan's method; (d)—(f) Adami's method; (g)—(i) New proposed method.

本节计算中, 顶边运动速度 $v_{\text{top}} = 1.0 \times 10^{-3}$ m/s, 正方形容器边长 $L = 1.0 \times 10^{-3}$ m, 容器内部为水, 参数与4.1节相同, 雷诺数 $Re = 1$. 粒子间距 $\Delta l = 2.0 \times 10^{-5}$ m, 流体粒子数目为2500, 每边布4层虚粒子, 虚粒子数目为864. 光滑长度 $h = 1.2\Delta l$, 声速 $c_s = 10v_{\text{top}} = 1.0 \times 10^{-2}$ m/s, 时间步长 $\Delta t = 5.0 \times 10^{-5}$ m/s, $t = 0.15$ s时计算达到稳定状态.

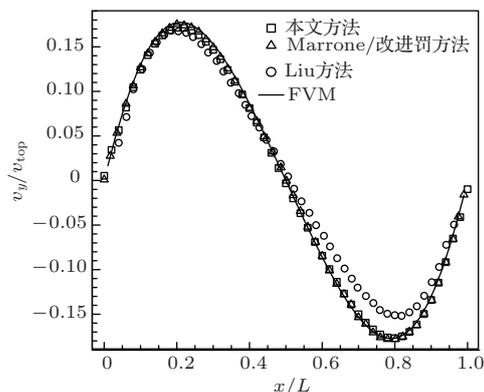


图4 不同方法得到的 $y = L/2$ 上垂直速度对比
Fig. 4. Comparison of vertical velocities on $y = L/2$ calculated by different boundary treatment method.

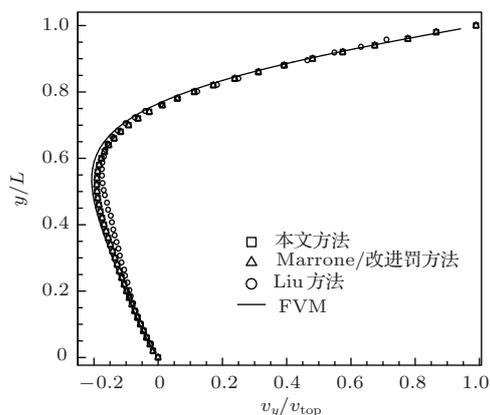


图5 不同方法得到的 $x = L/2$ 上水平速度对比
Fig. 5. Comparison of horizontal velocities on $x = L/2$ calculated by different boundary treatment method.

分别利用本文方法、Marrone方法^[16]、改进罚方法^[10]对腔内剪切流动问题进行了计算, 并与Liu等^[19]的计算结果及应用 50×50 网格的有限体积法 (finite volume method, FVM) 的计算结果进行了对比. Marrone方法与改进罚方法均使用了内部插值点与外部虚粒子相结合的方式处理非光滑边界条件, 得到的计算结果基本一致. 图4、图5分别为不同方法得到的 $y = L/2$ 及 $x = L/2$ 上的速度分量对比. 由图4、图5可以看出, 不同方法得到的速度分量的变化趋势基本一致, 其中, Liu方法仅用了

一层速度为0的虚粒子表征边界, 计算结果与FVM计算结果偏差最大; Marrone/改进罚方法与FVM方法的计算结果最为接近; 本文方法也能得到可靠的高精度计算结果.

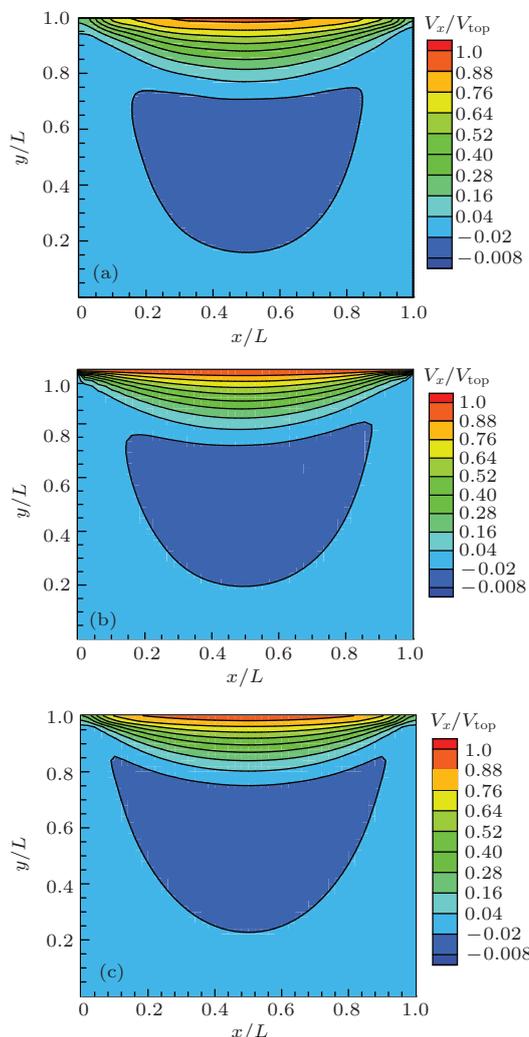


图6 (网刊彩色) 腔内剪切流动稳定状态 x 方向速度等值线图 (a) 本文方法; (b) Marrone/改进罚方法; (c) FVM

Fig. 6. (color online) Isolines of velocity in x direction when lid-driven flow reached its steady state. (a) New proposed method; (b) Marrone's method/Corrected penalty method; (c) FVM.

图6、图7分别流动达到稳定状态时 x, y 方向速度等值线图. 不同方法得到的速度等值线仅在细节方面有所差别, 主要包括: 对于 x 方向速度, 本文及Marrone/改进罚方法(图6(a), (b))得到的速度等值线相对FVM方法(图6(c))略有下移; 对 y 方向速度, 本文及Marrone/改进罚方法(图7(a), (b))得到的 $v_y/v_{\text{top}} = 0$ 等值线存在弯曲, 其他等值线的具体位置与FVM结果也略有不同, 本文方法的计算结果(图7(a))在左下角及右下角的速度分

布不完全对称, 在上顶边附近存在小的非0速度区.

由以上对比分析可得, 与采用内部插值点与外部虚粒子相结合的Marrone方法及改进罚方法相比, 本文方法在处理非光滑边界问题时计算精度略低, 但仍能获得可靠的高精度计算结果; 本文方法使用相对简单, 适用范围更广.

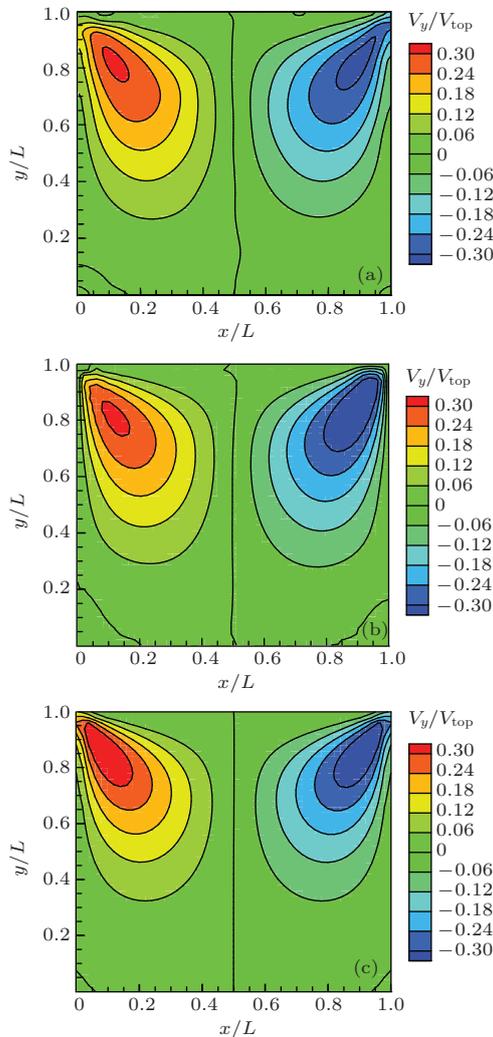


图7 (网刊彩色) 腔内剪切流动稳定状态 y 方向速度等值线图 (a) 本文方法; (b) Marrone/改进罚方法; (c) FVM
 Fig. 7. (color online) Isolines of velocity in y direction when lid-driven flow reached its steady state. (a) New proposed method; (b) Marrone's method/Corrected penalty method; (c) FVM.

4.3 弓形型腔水模拟充型

本节采用的弓形型腔的基本结构及尺寸如图8所示. 型腔由一系列的圆角及直角转弯构成, 形状比较复杂, 根据Schmid等的实验^[23], 整个型腔水平放置, 重力影响可以忽略, 水流由型腔下部入口以 $v_{in} = 8.7$ m/s 的速度被压入腔中, 在腔壁的作用下不断发生转向, 根据文献仿真结果^[11], 水流

速度在充型过程中不断增大, 流体与腔壁之间存在着强烈的作用力. 因此, 本节选取该算例测试本文边界施加方法对于复杂几何边界及强流体-固壁作用问题的计算效果.

本节计算中, 采用滑移边界条件, 不考虑虚粒子与流体粒子之间的黏性作用. 粒子间距 $\Delta l = 1.0 \times 10^{-3}$ m, 每边布3层虚粒子, 虚粒子总数为4383. 光滑长度 $h = 1.2\Delta l$, 声速 $c_s = 20v_{in} = 174$ m/s, 时间步长 $\Delta t = 1.0 \times 10^{-6}$ s. 为获得稳定的入流速度, 在入口处施加周期性入流边界条件^[24], 流体粒子随着计算的进行而在入口附近不断生成, 在计算后期, 共有约24300个流体粒子参与计算.

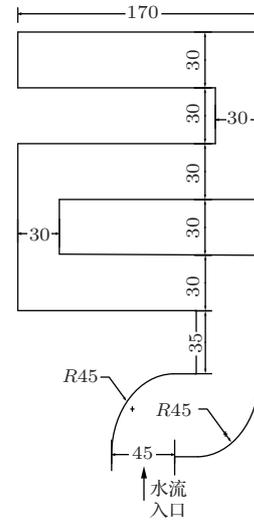


图8 弓形型腔示意图(单位: mm)

Fig. 8. Schematic of S-shaped cavity (Unit: mm).

图9为实验与仿真得到的不同时刻型腔内的流场形态. 由对比可以看出, 本文方法很好的施加了固壁边界作用, 使腔内流体沿腔壁运动, 没有出现流体穿透腔壁的现象; 仿真结果精确的预测了不同时刻的流动状态及各个转角处空腔的形成、消失过程; 由于没有考虑空腔内气体压力的影响, 流场形态在细节方面与实验存在着一定差异, 这种差异在应用罚方法及L-J势函数法施加边界力的弓形腔水模拟充型仿真结果中同样存在^[11,25].

为进一步研究本文固壁边界施加方法对于流场的影响, 下面对型腔内的速度场进行分析. 充型后期 $t = 61$ ms 时刻型腔内流场的速度分布如图10所示. 可以看出, 在型腔的各转弯处存在明显的滞流区, 无量纲速度在0.2以下; 腔体内主要区域流动速度均高于入口速度, 且随着充型过程而不断增大, 表现为型腔上部流场速度明显高于下部;

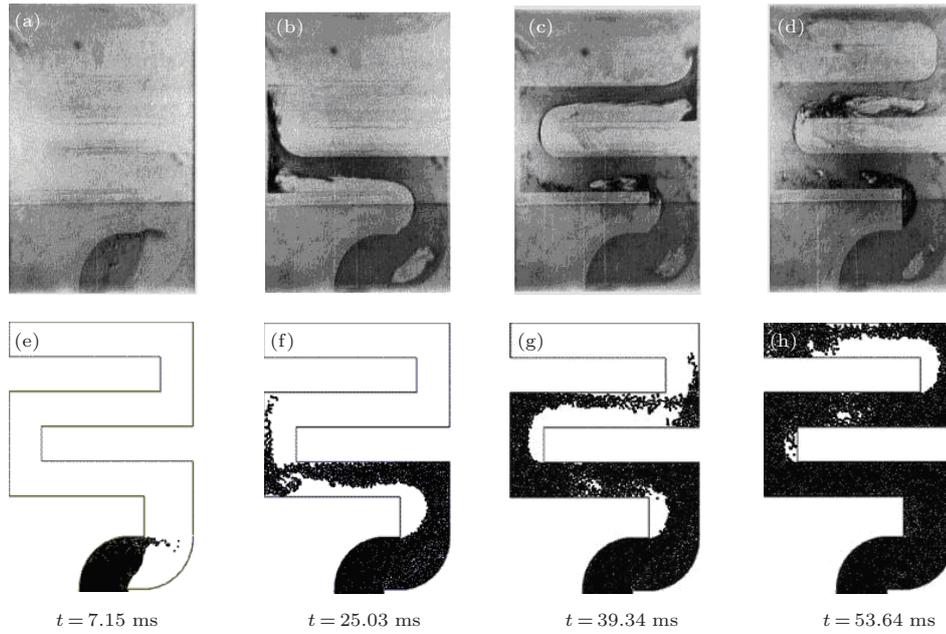


图9 弓形腔水模拟充型实验与仿真结果对比 (a)–(d) 实验结果; (e)–(h) 仿真结果

Fig. 9. Comparison of experiment and simulation results of S-shaped cavity's filling process. (a)–(d) Experiment results; (e)–(h) Simulation results.

在 $t = 61$ ms 时刻, 流场的最大速度出现在图中所示 C 区域, 无量纲速度高于 4.2. 图 11 为 A, B, C 三个区域的速度矢量图. 在固壁边界的作用下, 在壁面附近的流场沿壁面方向运动, 几乎不存在沿壁面法线方向的运动速度; A, B, C 三个区域内的速度矢量分布规则、有序, 没有出现明显速度扰动, 表明本文边界施加方法可以在不给流场引入明显扰动的前提下有效约束流场的运动.

4.4 溃坝

本节应用溃坝算例进一步测试本文边界施加方法对于流场形态及压力分布等的影响. 溃坝模型如图 12 所示. 初始时刻, 水槽中的水在挡板的作用下处于静止状态, 而后, 挡板以速度 v 迅速向上抽

出, 水柱发生溃塌.

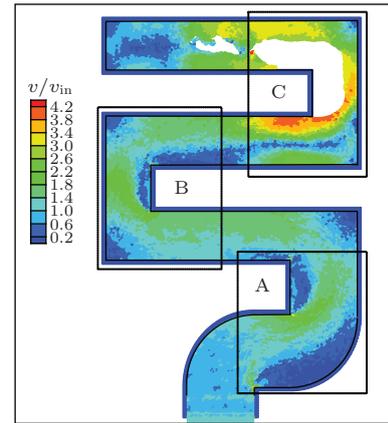


图 10 (网刊彩色) $t = 61$ ms 时刻弓形型腔内速度分布
Fig. 10. (color online) Velocity distribution in S-shaped cavity at $t = 61$ ms.

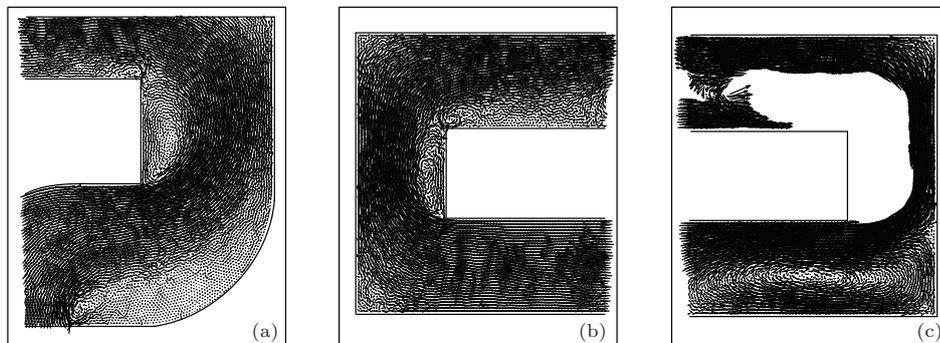


图 11 $t = 61$ ms 时刻不同区域的速度矢量图 (a) A 区域速度矢量; (b) B 区域速度矢量; (c) C 区域速度矢量

Fig. 11. Velocity vectors in different areas at $t = 61$ ms. (a) A area; (b) B area; (c) C area.

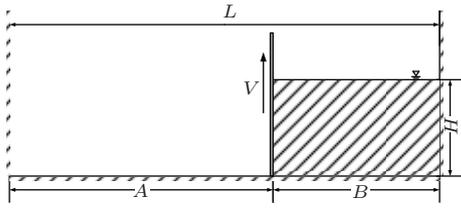


图 12 溃坝模型示意图

Fig. 12. Schematic of dam-break.

选取 Koshizuka 等^[26] 的实验模型, 水槽长度 $L = 0.584$ m, 水柱高度 $H = 0.292$ m, 宽度 $B = 0.146$ m, 忽略挡板抽出时间. 水的物质参数与 4.1 节相同. 分别应用 Liu 边界力方法^[9], Adami 虚粒子方法^[17] 和本文方法对该问题进行了模拟.

流体粒子间距 $\Delta l = 2.92 \times 10^{-3}$ m, 流体粒子总数为 5000. 对 Liu 边界力方法, 边界用一层边界粒子表征, 边界粒子间距 $\Delta l_b = 1.5 \times 10^{-3}$ m, 边界粒子总数为 792; Adami 虚粒子方法和本文方法采用 3 层边界虚粒子, 虚粒子尺寸与流体粒子相同, 虚粒子总数为 2432. 时间步长 $\Delta t = 5.0 \times 10^{-5}$ s, 声速 $c_s = 10\sqrt{2gH} \approx 23.94$ m/s, 重力竖直向下 $|g| = 9.81$ m/s². 不同时刻的溃坝流场形态、压力分布及典型区域受到的边界作用力如图 13 所示.

由图 13 可以看出, 三种方法计算得到的流场形态在总体上与实验结果均十分符合, 在流场形态的细节及压力分布上存在的差异及其原因为:

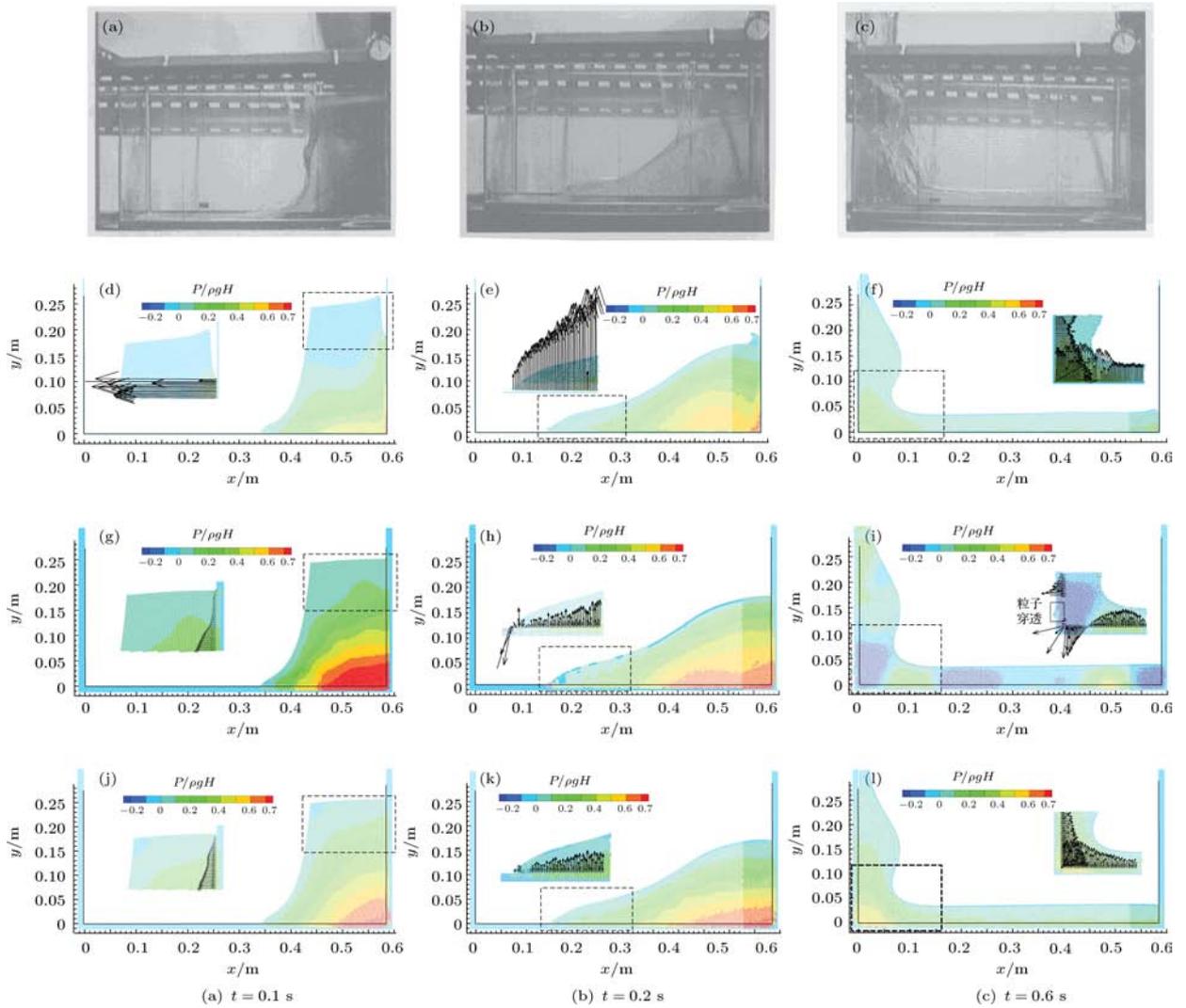


图 13 (网刊彩色) 不同时刻的溃坝流场形态、压力分布及典型区域受到的边界作用力 (a)–(c) 实验结果; (d)–(f) Liu 方法仿真结果; (g)–(i) Adami 方法仿真结果; (j)–(l) 本文方法仿真结果

Fig. 13. (color online) Snapshots of flow field, pressure distribution and boundary forces in typical areas of dam-beak at different times (a)–(c) experiment results; (d)–(f) simulation results of Liu’s method; (g)–(i) simulation results of Adami’s method; (j)–(l) simulation results of the new proposed method.

1) $t = 0.1$ s, Liu方法得到的流场在右侧竖直壁面附近出现流体与壁面分离的现象(图13(d)). 由右侧竖直壁面附近流体受到的边界作用力可以看出, Adami方法与本文方法流体受到的壁面作用力与流体自身的压力有关, 压力越大, 受到壁面的作用力越大, 在流场的各个深度, 流体压力可以与边界作用力平衡; 而Liu方法的壁面对流体的作用力与流体粒子到壁面的距离有关, 对距离壁面等距离的所有流体施加相同的壁面作用力, 对于右上部深度较浅且紧贴壁面的流体, 自身的压力较小, 不足以平衡受到的边界作用力, 因此, 逐渐远离边界, 出现与边界分离的现象, 与壁面分离的流体在流动

过程中变形, 形成了 $t = 0.2$ s时流场右上部出现的尖角(图13(e)). 作者在使用与Liu方法原理类似的Monaghan边界力方法、罚方法等计算该问题时, 也会出现类似的流体与壁面分离的现象.

2) $t = 0.6$ s, Adami方法得到的流场出现了流体粒子穿透边界现象(图13(i)). 这种穿透并不是流体粒子直接从边界中穿过所产生的, 而是由于水流前部撞击壁面后飞溅出压力为负的水滴, 始终受到壁面的引力作用而不断的沿壁面爬高, 最终翻越壁面所形成的; 穿透到壁面另一侧的流体会直接影响其附近的壁面粒子的压力值, 对后续的流场计算产生一定的干扰.

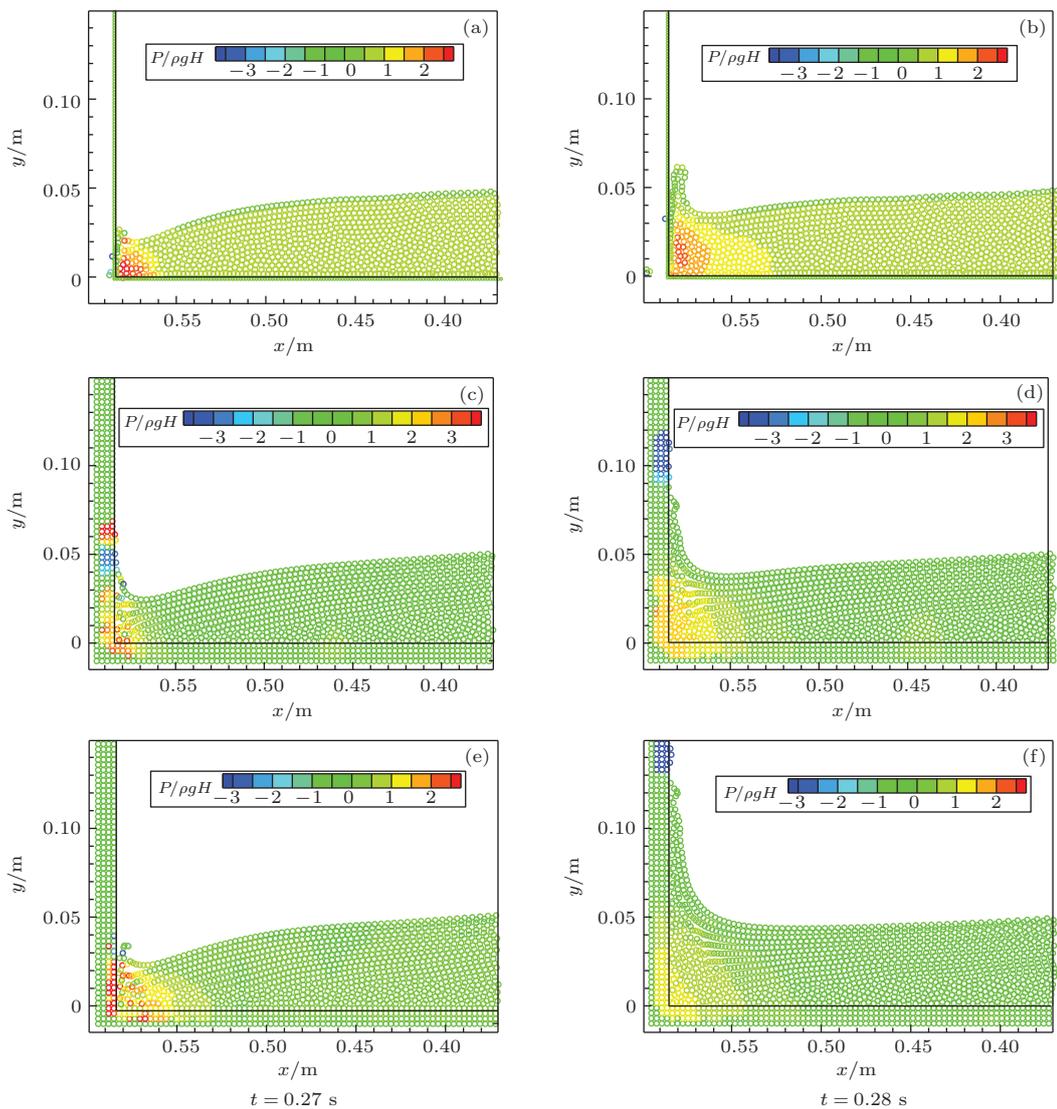


图14 (网刊彩色) 水流前端撞击左侧壁面过程的流场形态及压力分布 (a), (b) Liu方法仿真结果; (c), (d) Adami方法仿真结果; (e), (f) 本文方法仿真结果

Fig. 14. (color online) Snapshots of flow field and pressure distribution during the wave front impacting the left wall. (a), (b) Simulation results of LIU's method; (c), (d) simulation results of Adami's method; (e), (f) simulation results of the new proposed method.

3) 各个时刻, Adami 方法得到的某些区域内流体受到的边界作用力与边界法向不一致, Liu 方法和本文方法未观察到边界作用力明显偏离边界法线的现象. Adami 方法和 Liu 方法中, 每个虚粒子/边界粒子对其邻近流体粒子施加沿两粒子连线方向的作用力, Adami 方法中, 这种作用力的强度与虚粒子压力有关, 虚粒子压力场的不均匀导致了流体粒子受的边界作用力偏离边界法向; Liu 方法中, 边界对流体作用力只与流体粒子与边界的距离相关, 同时, 边界粒子尺寸较小, 使得每个流体粒子的邻近边界粒子基本成对称分布, 因此, Liu 方法基本可以保证流体粒子受到的所有边界粒子作用力的合力沿边界法向; 本文方法通过 (22) 式直接对虚粒子与流体粒子的作用力方向进行了规定, 可以严格保证流体受到沿边界法向的作用力.

4) $t = 0.6$ s, Adami 方法得到的压力场与其他两种方法明显不同, 存在较强的负压力区, 负压力区内的流体受到较强的壁面引力作用 (图 13 (i)). 由于 Koshizuka 实验中没有测量压力数据, 因此, 暂时无法对 $t = 0.6$ s 时三种方法得到的压力场的正确性作出判断.

对于溃坝问题, 水流前部撞击左侧壁面时, 流体与壁面的作用力最强, 图 14 为仿真获得的这一过程的流场形态及压力分布. 可以看出, 三种方法均能比较有效的阻止水流的向前运动, 使水流沿壁面垂直爬升. Liu 方法在水流撞击瞬间, 出现了个别粒子直接穿透壁面的现象, 但是, 这些穿透的粒子对后续计算并不会产生太大影响, 在后续计算中也没有再出现类似的穿透现象 (图 14 (a), (b)); Adami 方法在 $t = 0.28$ s 时刻可以明显观察到撞击飞溅出的压力为负的液滴由于壁面引力的作用而沿壁面爬高 (图 14 (c), (d)), 正是这种爬高造成了图 13 (i) 中粒子的穿透.

为进一步判断仿真得到压力场的正确性 (图 13 (f), (i), (l)), 本文改变溃坝模型参数, 选取 ETSIN 实验数据 [27] 进行了计算, 并将实验与仿真获得的溃坝流场形态及压力场进行了定量对比. 实验模型参数为 (图 12): $H = 0.3$ m, $B = 0.6$ m, $L = 1.61$ m, 挡板抽出速度 $v = 3.46$ m/s, 声速 $c_s = 10\sqrt{2gH} \approx 24.26$ m/s, 粒子间距 $\Delta l = 6.0 \times 10^{-3}$ m, 流体粒子总数为 5000, 边界设置 3 层 3144 个虚粒子, 时间步长 $\Delta t = 5.0 \times 10^{-5}$ s. 图 15 为水流前端撞击壁面之前, 应用 Adami 方法和本文方法仿真获得的水流前端位置与实验值

的对比. 在 $t < 1$ 时, 由于没有考虑挡板抽出过程中的速度变化, 仿真结果比实验值略小; $t > 2$ 时, Adami 方法的仿真结果比实验值偏高; 整体上看, 仿真与实验结果十分一致, 本文边界施加方法的计算结果比 Adami 方法的计算结果更接近实验值.

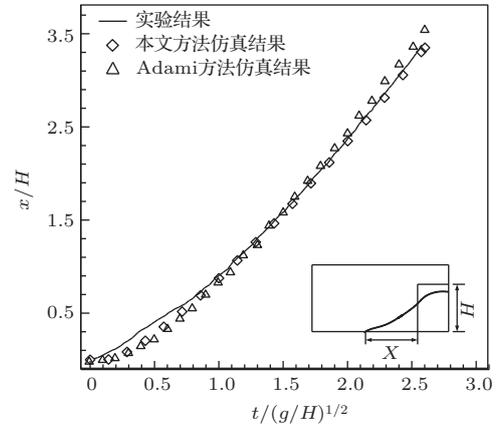


图 15 仿真与实验获得的溃坝水流前端位置对比
Fig. 15. Comparison of wave front's location of experiment and simulations.

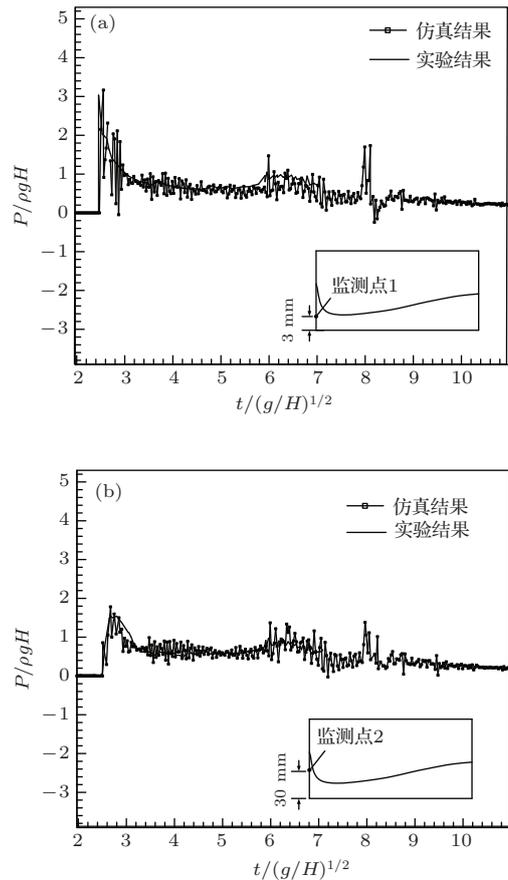


图 16 压力监测点处实验值与计算值对比 (a) 监测点 1; (b) 监测点 2
Fig. 16. Comparison of pressures of two monitoring points of experiment and simulation. (a) Monitoring point 1; (b) monitoring point 2.

为检验仿真压力场的正确性,在左侧竖直壁面上距底边 3 mm, 30 mm 取两个监测点,对比实验与仿真获得的压力值,结果如图 16 所示. 整体上看, $2 < t < 7$ 时,仿真压力值在实验值上下振荡分布,在变化趋势上与实验值非常一致;仿真结果成功的预测了 $t \approx 2.5$ 时两监测点出现的 3, 1.8 左右的压力峰值及 $2.5 < t < 5.8$ 时压力的再次小幅上升. 由此可以判定,本文方法仿真得到的压力值是可靠的,同时说明了应用 Adami 方法计算 Koshizuka 模型时获得的 $t = 0.6$ s 时的压力分布存在问题(图 13 (i)). 仿真结果同时预测,在 $t = 7.8, 8$ 左右时,两检测点将会出现 2.0, 1.6 左右的压力峰值,而后,两监测点压力均在 0.2 以下小幅振荡.

5 结 论

作为一种纯 Lagrange 无网格粒子方法,SPH 方法在流体力学的许多领域获得了广泛的应用,但是,固壁边界的施加一直是阻碍 SPH 方法发展的难点之一. 本文从壁面与流体作用的基本物理原理出发,基于虚粒子方法,提出了一种新型 SPH 固壁边界施加模型. 该模型应用虚粒子表征固壁边界,在计算中保持虚粒子密度不变,应用插值算法获得虚粒子的压力、速度等相关物理量,虚粒子有条件的参与连续性方程和动量方程的计算,对流体的密度/压力场产生影响,通过压力梯度隐式地表征壁面与流体之间的作用强度并对流体粒子施加沿壁面法线方向的斥力作用,防止流体粒子对壁面的穿透.

数值算例结果表明,与边界力方法相比,本文方法可以有效的防止流体粒子对边界的穿透,无需人工控制固壁边界对流体的作用强度和范围;与使用内部插值点与外部虚粒子相结合的虚粒子方法相比,本文方法实施简单,计算量较低,易于对具有复杂几何边界的问题进行建模,在处理非光滑边界问题时,能保持相对较高的计算精度;与 Adami 方法相比,本文方法更符合固壁边界的物理原理,可以获得更加可靠的压力与速度场,有效防止由于压力振荡而产生的边界对流体的非物理吸引.

本文提出的新型固壁边界施加模型对于二维、单相问题是十分有效的,但是,正如 Monaghan 所指出的^[28]: 目前 SPH 中边界施加方法主要集中于二维单相流领域,将相关的研究拓展至三维多相流领域是十分必要的. 从理论上讲,将本文方法拓展

至三维多相流问题是直接的,但是,仍需要开展相关的算法研究和算例测试方面的工作;同时,进一步扩展本文方法,将其应用于流体与刚体相互作用等问题,也是我们下一步将要开展的一项重要工作.

参考文献

- [1] Lucy L B 1977 *Astron. J.* **82** 1013
- [2] Gingold R A, Monaghan J J 1977 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **181** 375
- [3] Zhang A M 2008 *Chin. Phys. B* **22** 927
- [4] Sun Z H, Han R J 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3185
- [5] Qiang H F, Shi C, Chen F Z, Han Y W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 214701 (in Chinese) [强洪夫, 石超, 陈福振, 韩亚伟 2013 物理学报 **62** 214701]
- [6] Monaghan J J 2005 *Rep. Prog. Phys.* **68** 1703
- [7] Monaghan J J 1994 *J. Comput. Phys.* **110** 399
- [8] Monaghan J J, Kajtar J B 2009 *Comput. Phys. Commun.* **180** 1811
- [9] Liu M B, Shao J R, Chang J Z 2012 *Sci. China Technol. Sc.* **55** 244
- [10] Han Y W, Qiang H F, Zhao J L, Gao W R 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 044702 (in Chinese) [韩亚伟, 强洪夫, 赵玖玲, 高巍然 2013 物理学报 **62** 044702]
- [11] Han Y W, Qiang H F, Wang K P, Gao W R 2011 *Eng. Mech.* **28** 245 (in Chinese) [强洪夫, 韩亚伟, 王坤鹏, 高巍然 2011 工程力学 **28** 245]
- [12] Morris J P, Fox P J, Zhu Y 1997 *J. Comput. Phys.* **136** 214
- [13] Liu M B, Liu G R, Lam K Y 2002 *Shock Waves* **12** 181
- [14] Colagrossi A, Landrini M 2003 *J. Comput. Phys.* **191** 448
- [15] Colagrossi A, Lugni C, Brocchini M 2010 *J. Hydraul. Res.* **48** 94
- [16] Marrone S, Antuono M, Colagrossi A, Colicchio G, Touzé D L, Graziani G 2011 *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* **200** 1526
- [17] Adami S, Hu X Y, Adams N A 2012 *J. Comput. Phys.* **231** 7057
- [18] Liu M B, Chang J Z 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3654 (in Chinese) [刘谋斌, 常建忠 2010 物理学报 **59** 3654]
- [19] Liu G R, Liu M B (translate by Han X, Yang G, Qiang H F) 2005 *Smoothed Particle Hydrodynamics: A Meshfree Particle Method* (Changsha: Hunan University Press) pp58–67 (in Chinese) [Liu G R, Liu M B (韩旭, 杨刚, 强洪夫 译) 2005 光滑粒子流体动力学 - 一种无网格粒子法 (长沙: 湖南大学出版社) 第 58—67 页]
- [20] Bonet J, Lok T S L 1999 *Comput. Method. Appl. M.* **180** 97
- [21] Marrone S, Bouscasse B, Colagrossi A, Antuono M 2012 *Comput. Fluids* **69** 54
- [22] Chen J K, Beraun J E, Carney T C 1999 *Int. J. Numer. Meth. Eng.* **46** 231

- [23] Schmid M, Klein F 1995 *NADCA 18. International Die Casting Congress and Exposition*, Indianapolis, 1995, p93
- [24] He Y 2012 *M.S. Thesis* (Guangzhou: South China University of Technology) (in Chinese) [何毅 2012 硕士学位论文 (广州: 华南理工大学)]
- [25] Cleary P W, Ha J 2000 *Int. J. Cast Metal. Res.* **12** 409
- [26] Koshizuka S, Oka Y 1996 *Nucl. Sci. Eng.* **123** 421
- [27] Lobovský L, Botia-Vera E, Castellana F, Mas-Soler J, Souto-Iglesias A 2014 *J. Fluid. Struct.* **48** 407
- [28] Monaghan J J 2012 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **44** 323

A new boundary treatment method in smoothed particle hydrodynamics*

Liu Hu^{1)†} Qiang Hong-Fu¹⁾ Chen Fu-Zhen¹⁾ Han Ya-Wei²⁾ Fan Shu-Jia¹⁾

1) (Department of Power Engineering, The Second Artillery Engineering University, Xi'an 710025, China)

2) (96151 Unit of The Second Artillery, Luoyang 471000, China)

(Received 9 October 2014; revised manuscript received 7 November 2014)

Abstract

As the smoothed particle hydrodynamics (SPH) is a truly Lagrangian meshfree method, the implementation of solid boundary condition has been one of the key problems that hinder SPH from applying to lots of engineering problems. In order to treat the boundary conditions efficiently, based on the boundary-fluid interaction principles, a new boundary treatment method is proposed. In this method, the solid boundary is represented implicitly by several layers of dummy particles along the boundary line. During the simulation, the dummy particles are treated as an extension of the fluid phase. The densities of dummy particles are kept constant, and the pressures and velocities are interpolated from the nearby fluid particles at each time step. Dummy particles can be involved in the calculation of the continuity equation conditionally and exert influences on the density/pressure field of the fluid phase. Then, for the fluid particles that approach the solid boundary, local pressure gradients are used to represent the dummy-fluid particle pair's interaction strength and act as the boundary force term implicitly, which is tuned to be repulsive only and normal to the boundary. Thus, large pressure gradients mean strong boundary-fluid interaction strength, and the boundary force from the dummy particles should also be large enough to prevent the fluid particles from penetrating the solid boundary; and on the contrary, small pressure gradients mean weak boundary-fluid interaction strength and the boundary force becomes soft and little disturbs the flow field. Results of numerical tests demonstrate that, compared with the existing boundary treatment methods, the new method is in better accordance with the physical principles of the fluid-boundary interaction, and is able to treat arbitrary solid boundaries with limited modeling and computational costs. With the help of this new boundary treatment method, the stable flow field, well-ordered particle distribution, smooth velocity and pressure fields could be obtained. Theoretically, this new boundary treatment method could be directly used in three-dimensional multi-phase problems. Further tests are planned to be carried out; meanwhile, expanding the new boundary treatment method to rigid-fluid interaction problems is also a work in the future.

Keywords: smoothed particle hydrodynamics, solid boundary, dummy particle method

PACS: 47.11.-j, 47.35.Lf, 68.08.-p

DOI: 10.7498/aps.64.094701

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51276192).

† Corresponding author. E-mail: richardliu1987@163.com