

一种改进的光滑粒子流体动力学前处理方法

雷娟棉 黄灿[†]

(北京理工大学宇航学院, 北京 100081)

(2014年1月16日收到; 2014年3月1日收到修改稿)

为了便于对任意边界形状的计算域快速地布置均匀粒子, 提出了一种改进的光滑粒子流体动力学前处理方法. 该方法是在2012年Colagrossi等提出的算法基础上进行改进后得到的. Colagrossi等提出的算法能够计算一些简单外形分布比较均匀的粒子. 然而当光滑长度与初始粒子间距的比值较大时该方法在计算过程中会出现较强的数值震荡问题, 收敛速度慢; 而且在计算过程中可能会遭遇流体粒子穿透固体壁面的问题. 本文通过引入未知因素修正的平滑粒子动力学模型来提高计算稳定性, 并通过对边界附近的流体粒子施加边界力来避免流体粒子穿透固体壁面. 算例验证结果表明, 利用改进后的光滑粒子流体动力学前处理方法能够快速地对各种边界形状的计算域分布均匀粒子, 并且避免了流体粒子穿透固体壁面的问题.

关键词: 光滑粒子流体动力学, 前处理, 未知因素修正的平滑粒子动力学模型, 边界力

PACS: 47.85.Dh, 47.11.-j, 45.10.-b

DOI: 10.7498/aps.63.144702

1 引言

尽管传统的有网格方法在计算力学上已经取得了巨大成功, 然而仍然存在着很多限制^[1], 比如在计算大变形或边界运动问题时^[2,3], 网格很有可能发生畸变, 严重影响计算的稳定性和精度. 为了克服有网格方法的缺陷, 人们提出了各种无网格方法^[4-6]. 光滑粒子流体动力学(smoothed particle hydrodynamics, SPH)是一种纯无网格方法, 1977年Gingold和Monaghan^[7], 及Lucy^[8]首次利用SPH解决天体物理问题. 在众多的无网格方法中, SPH具有很多独特的优势^[9,10], 这些优势使得SPH被广泛地应用于固体和流体领域. 对于流体问题, 为了提高SPH方法的计算精度和稳定性, 目前已经发展了多种修正格式^[11,12], 除了对SPH精度和稳定性的研究, 还有很多关于SPH在流体领域的应用研究, 例如圆柱绕流^[13]、翼型绕流^[14]、液滴碰撞^[15-17]、多项流^[18]等. 然而基于SPH方法的流动模拟目前主要是二维问题, 而且通常是较为简单的边界, 造成这一问题的原因之一就是SPH在

处理复杂边界形状问题时难以得到一个初始分布均匀的粒子场. SPH是一种拉格朗日方法, 非定常是该方法的特点之一. 影响非定常计算结果的因素有很多, 初始条件和离散格式都能够对非定常计算结果产生影响. 但是, 如果只有高精度的离散格式而没有好的初始条件, 则会严重影响计算结果的精度, 并且会显著增大计算时间, 尤其是当研究非定常过程中的物理问题时, 如果初始条件不好, 即便有高精度的离散格式也很难准确地捕捉到非定常过程中的物理现象. Quinlan等^[19]的研究结果表明, 当粒子分布不均匀时, 计算误差可能会随着粒子间距的减小而增大, 计算结果的不确定性因素变多; 刘谋斌和常建忠^[20]的研究结果表明, 初始时刻非均匀分布的粒子要比均匀分布的粒子更早出现数值震荡. 因此获得一个初始时刻均匀分布的粒子场, 对提高SPH计算结果的精度和稳定性以及加快计算的收敛具有重要意义.

目前很少有人对SPH的前处理方法或后处理方法进行研究. 基于核函数的归一特性, 2007年Price^[21]提出了一种SPH后处理算法. 基于核函数的归一特性和对称特性, 2012年Colagrossi等^[22]

[†] 通讯作者. E-mail: huangcancan@163.com

提出了一种粒子均匀化算法. 然而 Colagrossi 等提出的算法存在着一些问题, 固体边界周围较大范围内流体粒子的位置都会发生变动, 粒子的均匀程度依赖光滑长度与粒子间距的比值, 而且边界附近的流体粒子可能会穿透固体壁面.

基于 Colagrossi 等^[22]提出的粒子均匀化算法, 本文通过引入未知因素修正的平滑粒子动力学 (XSPH) 模型^[23]以及添加边界力模型, 构建了一种改进的 SPH 前处理方法, 利用该方法能够对任意边界形状的计算域快速地布置均匀粒子, 并且有效地解决了流体粒子穿透固体壁面的问题. 本文的安排如下: 第二部分介绍 SPH 的离散格式; 第三部分介绍 Colagrossi 等的粒子均匀化算法; 第四部分介绍改进的 SPH 前处理方法和实施步骤; 第五部分利用本文提出的前处理方法对几种典型外形的计算域分布均匀粒子, 验证本文改进的 SPH 前处理方法; 第六部分为总结.

2 SPH 离散格式

SPH 是一种拉格朗日粒子方法, 每个计算点都是物质的一部分, 这些计算点被称为粒子. 这些粒子携带着所有的物理信息, 用 \mathbf{x}_i 表示任意粒子 i 的坐标, 对任意粒子的场函数 $f(\mathbf{x}_i)$ 都可以通过其相邻粒子 \mathbf{x}_j 的场函数 $f(\mathbf{x}_j)$ 近似表示为^[9]

$$f(\mathbf{x}_i) \approx \int_{\Omega} f(\mathbf{x}_j)W(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|, h)d\mathbf{x}_j. \quad (1)$$

进一步可以将积分表达式写为粒子表达式:

$$f(\mathbf{x}_i) \approx \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} f(\mathbf{x}_j)W(\mathbf{x}_{ij}, h), \quad (2)$$

其中, W 为光滑核函数 (简称为核函数); h 是核函数 W 的光滑长度, 用于确定核函数的影响域 Ω , 如图 1 所示为粒子 i 的影响域; $d\mathbf{x}_j$ 表示粒子 j 所占有的微元体积; i, j 分别代表 i 粒子和 j 粒子; $\mathbf{x}_{ij} = \mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j$ 表示 i 粒子和 j 粒子之间的位移矢量; m, ρ 分别表示粒子的质量和密度.

本文中的核函数需要满足以下的条件:

1) 在空间上核函数是各向同性的, 它的大小只取决于粒子间的距离;

2) 当光滑长度趋向于零时核函数应当具有 Delta 函数特性

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h) = \delta(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j); \quad (3)$$

3) 核函数需要满足正则化条件

$$\int_{\Omega} W(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h)d\mathbf{x}' = 1; \quad (4)$$

4) 核函数需要满足紧致性

$$W(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h) = 0, \quad \text{当} |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j| > \kappa h \text{ 时}. \quad (5)$$

本文采用了应用非常广泛的三次样条核函数^[24]:

$$W = a_d \begin{cases} \frac{2}{3} - R^2 + \frac{1}{2}R^3 & 0 \leq R < 1 \\ \frac{1}{6}(2 - R)^3 & 1 \leq R < 2 \\ 0 & R \geq 2 \end{cases} \quad (6)$$

为了满足正则化条件, 在一维、二维和三维中 α_d 分别取为 $1/h, 15/7\pi h^2$ 和 $3/2\pi h^3$. R 是基于光滑长度 h 进行无量纲化后的粒子间距, $R = |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|/h$.

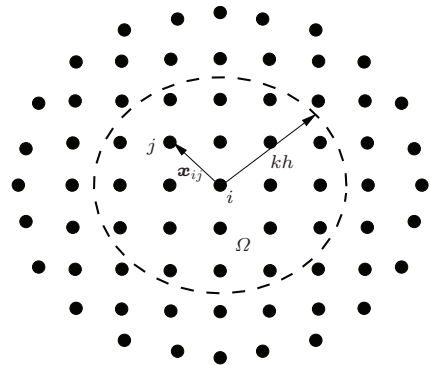


图 1 粒子 i 的影响域

3 粒子均匀化的 SPH 算法

这里首先引入两个变量 Γ_i 和 $\nabla\Gamma_i$:

$$\begin{aligned} \Gamma_i &= \sum_j W_{ij}V_j, \\ \nabla\Gamma_i &= \sum_j \nabla_i W_{ij}V_j, \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $V_j = h^d$, d 表示空间的维数, V_j 表示粒子的体积. Γ_i 和 $\nabla\Gamma_i$ 的值能够测量粒子分布的均匀性, 当粒子分布完全均匀时 $\Gamma_i = 1, \nabla\Gamma_i = 0$, 否则 $\Gamma_i < 1, \nabla\Gamma_i \neq 0$. 2012 年 Colagrossi 等利用核函数的这一特性构造出一种将不均匀的粒子场均匀化的算法^[22]:

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = -\beta\nabla\Gamma_i + \mathbf{T}_i^{(c)} \\ \frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = \mathbf{u}_i \end{cases}, \quad (8)$$

其中, $\beta = 2p_0/\rho_0$; \mathbf{u}_i 是粒子 i 的速度矢量; p_0, ρ_0 表示流体粒子的压力和密度, 整个计算过程中压力和密度恒定保持不变. $\mathbf{T}_i^{(\zeta)}$ 用于确保算法的收敛和稳定性, 这里采用线性衰减函数^[22]:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_i^{(\zeta)} &= -\zeta \mathbf{u}_i, \\ \zeta &= \alpha \frac{\sqrt{\beta}}{h}, \end{aligned} \quad (9)$$

其中, α 是一个可调的无量纲参数, α 的取值范围为 0.001—0.0001. 当粒子分布不均匀时 $\nabla \Gamma_i \neq 0$, 在方程 (8) 的作用下粒子的速度和位置发生变化, 只有当 $\mathbf{u}_i = 0$ 和 $\nabla \Gamma_i = 0$ 时整个系统才会在阻尼力 $\mathbf{T}_i^{(\zeta)}$ 的作用下趋于收敛和稳定. 当整个解算程序停止时, 得到一个分布均匀的粒子场, 此时的粒子位置可用于初始化 SPH 数值模拟.

然而该方法会引起较大范围计算域的粒子产生移动, 计算得到的粒子均匀度不高; 其次, 当光滑长度与初始粒子间距比值较大时, 计算过程中会出现数值震荡问题, 不能得到均匀分布的粒子; 再次, 收敛速度缓慢, 不利于快速地得到一个分布均匀的粒子场. 本文 5.1 节中用该方法对圆柱绕流场进行前处理时就出现了这样的问题. 此外, 利用该方法进行计算时流体粒子可能会穿透固体壁面, 本文 5.2 和 5.3 小节中对二维翼型和三维机翼绕流场进行前处理时就出现了这样的问题. 为了解决这些问题, 本文提出了一种改进的 SPH 前处理方法.

4 改进的 SPH 前处理算法

基于 Colagrossi 等提出的粒子均匀化算法, 通过添加 XSPH 模型来提高计算稳定性, 并通过对边界附近的流体粒子施加边界力来避免流体粒子穿透固体壁面, 最终得到改进的 SPH 前处理方法.

4.1 XSPH 模型

XSPH 模型由 Monaghan 提出并用于解决一维激波管问题求解中出现的数值震荡问题^[23]. 本文中将此方法用于解决 Colagrossi 等提出的粒子均匀化算法中出现的数值震荡问题. 该方法先利用核函数对粒子 i 附近的粒子速度进行加权平均, 再乘以一个松弛因子获得粒子 i 的修正速度 \mathbf{u}'_i , 然后在每个时间步利用获得的修正速度 \mathbf{u}'_i 对粒子 i 的速度进行修正. 这种方法有效地减小了相邻粒子之间的速度差, 进而有效地抑制了计算中由速度波动引

起的数值震荡. 任意流体粒子 i 修正速度 \mathbf{u}'_i 的表达式为

$$\mathbf{u}'_i = -\varepsilon \sum_j V_j \mathbf{u}_{ij} W_{ij}, \quad (10)$$

其中, ε 为松弛因子, 本文中对于二维问题 $\varepsilon = 0.1$, 对于三维问题 $\varepsilon = 0.01$.

4.2 SPH 边界力算法

SPH 是一种粒子方法, 每个粒子都有一定的速度, 并且以此速度进行运动. 当流体粒子的速度比较大时, 流体粒子很有可能会穿透固体壁面, 这种非物理现象显然是不合理的. 目前已经有四种方法来解决这一问题, 第一种方法是修改计算边界粒子压力的计算方法^[13]; 第二种方法是修改边界粒子的核函数结构^[25]; 第三种方法是镜像粒子方法^[26–28]; 第四种方法是边界力方法^[29–32]. Colagrossi 等提出的粒子均匀化算法中同样也会遇到这种流体粒子穿透固体壁面的问题, 然而以上提到的这些方法并非都适用于 Colagrossi 等提出的粒子均匀化算法中. 首先, 根据第 2 节的内容可知粒子压力恒定不变, 因此第一种方法不能用于 Colagrossi 等提出的粒子均匀化算法中; 其次, 根据 (8) 式可知粒子速度的产生来源是 $\nabla \Gamma_i$, 而 Γ_i 由核函数来决定, 如果改变边界粒子的核函数结构会对整个前处理算法带来不可预测的影响, 因此第二种方法不能用于 Colagrossi 等提出的粒子均匀化算法中; 再次, 镜像粒子方法的本质是在求解动量方程的黏性项时为流体粒子提供反向的插值速度, 然而 (8) 式中的黏性项并不是通过差值得到的, 因此第三种方法也不能用于 Colagrossi 等提出的粒子均匀化算法中. 因此本文决定采用边界力方法来避免流体粒子穿透固壁面问题.

目前计算边界力的模型主要有两类. 第一类模型类似于计算分子力时的 Lennard-Jones 方程, 用一组固定在边界上的粒子对邻近的流体粒子施加排斥力, 从而防止流体粒子非物理穿透边界, 该方法由 Monaghan^[29] 提出并用于解决溃坝问题求解过程中出现的流体粒子穿透固壁面问题. 当流体粒子平行于边界运动时, 基于 Lennard-Jones 方程得到的排斥力是不稳定的. 为了克服这一问题, Monaghan 和 Kajtar^[30] 又提出了一种改进的边界力公式. 与 Monaghan 提出的边界力公式相似, Liu 和 Shao^[31] 也提出了一种边界力模型, 并将该模型

用于解决小球入水问题求解中出现的流体粒子穿透固壁面问题。

Monaghan 和 Liu 提出的边界力模型都有一个共同的特点, 即边界力是由粒子之间的距离来决定的, 这种计算方法不适合用于前处理问题中. 一般情况下, 在进行前处理时, 布置的初始粒子在固体边界附近是非常不均匀的, 流体粒子可能会非常靠近固体边界粒子. 在这种情况下, 用 Monaghan 和 Liu 提出的边界力模型来阻止流体粒子穿透固体

边界时, 在计算过程中边界粒子会对流体粒子产生巨大的排斥力, 这种巨大的排斥力会导致计算失败.

第二类边界力模型是在第一类边界力模型的基础上考虑了流体粒子与壁面粒子相对速度对边界力大小的影响. 这种方法有效地避免了初始由于流体粒子太靠近边界时而产生的巨大排斥力. 可通过对边界上的动量方程应用 Galerkin 加权余量法^[32]得到第二类边界力模型:

$$f_{ij}^B = \begin{cases} -\left(U_{\max}^2 \frac{\min((\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) \cdot \mathbf{n}_j, -\phi) W_{ij} H_{ij} \mathbf{n}_j}{|\mathbf{r}_{ij} \cdot \mathbf{n}|} \right) & (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) \mathbf{n}_j < 0 \\ 0 & (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) \mathbf{n}_j \geq 0 \end{cases}, \quad (11)$$

其中, f_{ij}^B 表示 j 粒子对 i 粒子的边界力; \mathbf{n} 为边界的外法线方向; $H_{ij} = h_{ij}^d$, $h_{ij} = (h_i + h_j)/2$, d 为求解问题的维数, 对二维问题, $d = 2$, 对三维问题, $d = 3$; U_{\max}^2 表示计算过程中流体粒子的最大速度; 此外为了避免由边界力带来的震荡问题, 选择 $(\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) \mathbf{n}$ 与 $-\phi$ 之间较小的值进行计算, ϕ 的取值范围为 0.01—1, 本文中 $\phi = 0.2$. (11) 式中含有流体粒子与壁面粒子的相对速度 $\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j$, 因此当边界粒子和流体粒子相对速度 $\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j = 0$ 时, 即使流体粒子过于靠近壁面也不会产生较大的边界力. 将 (11) 式用于前处理方法中, 就可解决可能出现的流体粒子穿透固体边界的问题. 本文提出将这种边界力模型应用于布置粒子的前处理问题中, 并取得了很好的结果.

4.3 改进的前处理算法

首先基于边界力模型中 (11) 式求解出边界粒子对流体粒子的边界力 f_{ij}^B , 然后结合粒子均匀化算法中的 (8) 式得到第 n 个时间步流体粒子 i 速度变化率的计算式:

$$\left(\frac{d\mathbf{u}_i}{dt} \right)^n = -\beta \nabla \Gamma_i + \mathbf{T}_i^{(c)} + \sum_j f_{ij}^B. \quad (12)$$

通过 (13) 式进行时间积分, 求出下一个时间步未被修正的速度 \mathbf{u}_i^* :

$$(\mathbf{u}_i^*)^{n+1} = \left(\frac{d\mathbf{u}_i}{dt} \right)^n \Delta t. \quad (13)$$

利用 XSPH 模型中的 (10) 式获得修正速度 \mathbf{u}'_i , 对 (13) 式中的速度 $(\mathbf{u}_i^*)^{n+1}$ 进行修正, 求出流体粒子 i 在第 $n+1$ 个时间步的速度 $(\mathbf{u}_i)^{n+1}$:

$$(\mathbf{u}_i)^{n+1} = (\mathbf{u}_i^*)^{n+1} + \mathbf{u}'_i. \quad (14)$$

最后基于速度 $(\mathbf{u}_i)^{n+1}$ 求出流体粒子 i 第 $n+1$ 个时间步的位置坐标 $(\mathbf{x}_i)^{n+1}$:

$$(\mathbf{x}_i)^{n+1} = (\mathbf{u}_i)^{n+1} \Delta t. \quad (15)$$

依据 CFL 条件, 本文前处理方法中所采用的时间步长为

$$\Delta t \leq \text{CFL} \frac{h}{\sqrt{\beta}}, \quad (16)$$

其中 $\text{CFL} = 1$.

4.4 改进的前处理方法的实施步骤

本文的前处理方法可分为以下五个步骤来实施.

1) 布置流体粒子和边界粒子, 对粒子的物理属性初始化. 一般外形物体绕流计算的流场域可表示成类似于图 2(a) 的形式. 先在整个流体域、边界以及物体内部布置均匀的流体粒子, 见图 2(b); 然后基于某种算法, 去除边界上、物面内的流体粒子, 见图 2(c); 最后在外边界和固壁边界上布置均匀的边界粒子, 见图 2(d). 给出粒子的质量、密度、光滑长度的初始值, 粒子的初始速度 $\mathbf{u} = 0$.

2) 搜索粒子对, 计算核函数. 本文采用搜索效率较高的树形搜索方法^[33]搜索所有流体粒子、边界粒子、虚粒子之间的相互作用对. 在搜索粒子对的同时, 计算核函数 W 的值.

3) 先利用 (11) 式求出边界力 \mathbf{f} , 再利用 (12) 式求出 $d\mathbf{u}/dt$, 最后利用 (10) 式求出 \mathbf{u}' .

4) 基于步骤 3) 求得的 $d\mathbf{u}/dt$, \mathbf{u}' 值, 先利用 (13) 和 (14) 式求出下一时刻每个粒子的速度, 再利用 (15) 式求出下一时刻每个粒子的位置.

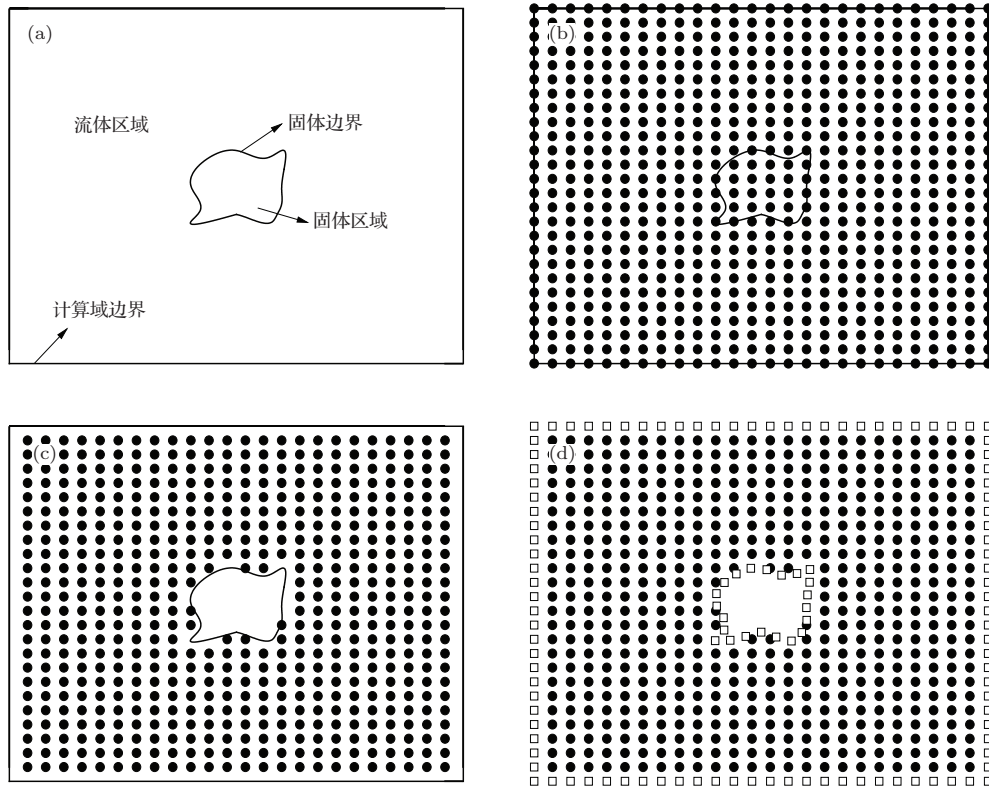


图2 粒子初始化示意图 (a) 计算域及其边界; (b) 在计算域内布置均匀的粒子; (c) 去除边界上和边界外的粒子; (d) 在边界上布置均匀的粒子

5) 重复步骤2), 3), 4), 当速度为0或很小时认为计算已经收敛, 此时输出粒子的位置如图3所示.

依据以上5个步骤本文给出了前处理方法的流程, 如图4所示.

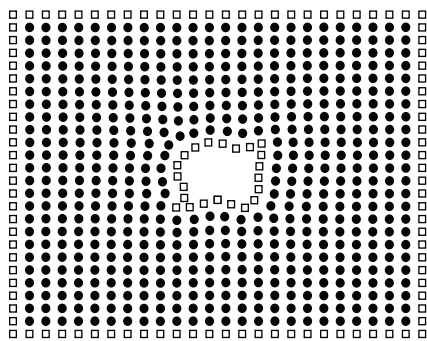


图3 经过前处理方法得到的粒子分布

5 前处理方法的应用与分析

利用本文提出的前处理方法分别对二维圆柱绕流、二维翼型绕流和三维机翼绕流初始布置的粒子进行了前处理.

5.1 二维圆柱绕流场的粒子分布

对半径 $r = 0.1 \text{ m}$ 的二维圆柱绕流场, 取外边界长和宽分别为 2 m 和 1 m 的矩形计算域, 布置了

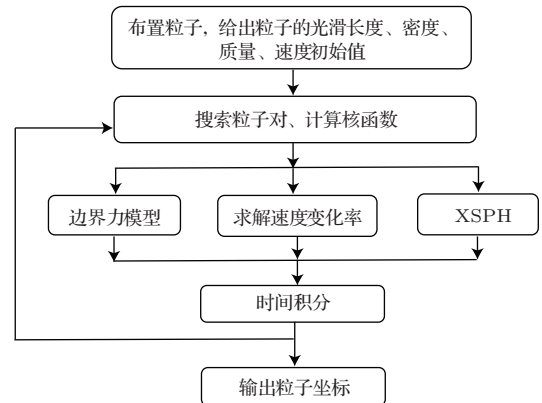


图4 前处理方法的流程图

初始粒子间距 Δ 分别为 0.04 m 和 0.004 m 的初始粒子, 在圆柱边界内部布置了一层虚粒子, 边界粒子和虚粒子间的距离与初始布置的流体粒子间的距离相同, 见图5(a)和图6(a); 然后, 用本文提出的改进的前处理方法, 对初始粒子分布进行了处理, 结果见图5(b)和6(b). 从图5(a)和图6(a)可以看出, 初始布置在圆柱表面附近的流体粒子是非常不均匀的, 有些流体粒子几乎贴在圆柱的表面上; 而图5(b)和6(b)表明, 经过前处理之后, 圆柱表面附近的流体粒子分布已经变得很均匀. 该算例结果表明, 用本文改进的前处理方法不仅能够得到

均匀的粒子分布, 而且该方法不受粒子初始间距的影响.

对图 5(a) 所示的初始粒子, 在光滑长度与流体粒子间距的比值分别为 $h/\Delta = 0.9$ 和 $h/\Delta=1.2$ 的条件下进行了前处理; 同时比较了添加 XSPH 模型与不添加 XSPH 模型对前处理后得到的粒子分布均匀性的影响, 结果见图 7. 图 7(a), (c) 是不添

加 XSPH 模型对初始粒子进行处理后得到的粒子分布结果; 图 7(b), (d) 是添加 XSPH 模型对初始粒子进行处理后得到的粒子分布结果. 从图 7 可见, 若不添加 XSPH 模型, 则圆柱周围较大范围的流体粒子位置都有移动, 且光滑长度与初始粒子间距的比值 h/Δ 越大粒子分布越不均匀; 添加 XSPH 模型后, 不仅圆柱周围粒子位置发生变化的区域变小,

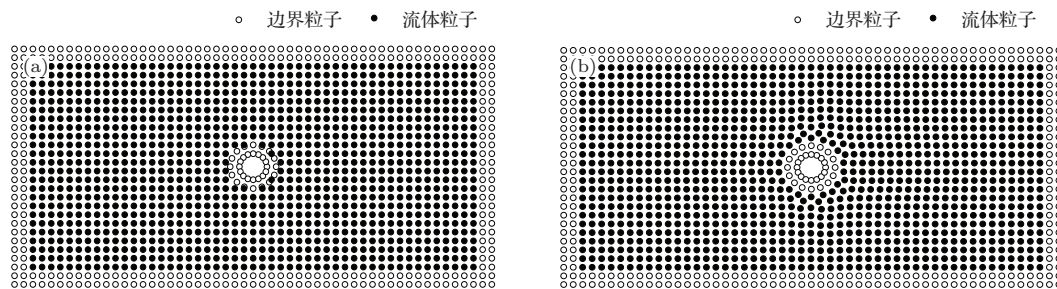


图 5 圆柱绕流的粒子分布 ($\Delta = 0.04$ m) (a) 初始粒分布子; (b) 利用本文改进的前处理方法得到的粒子分布

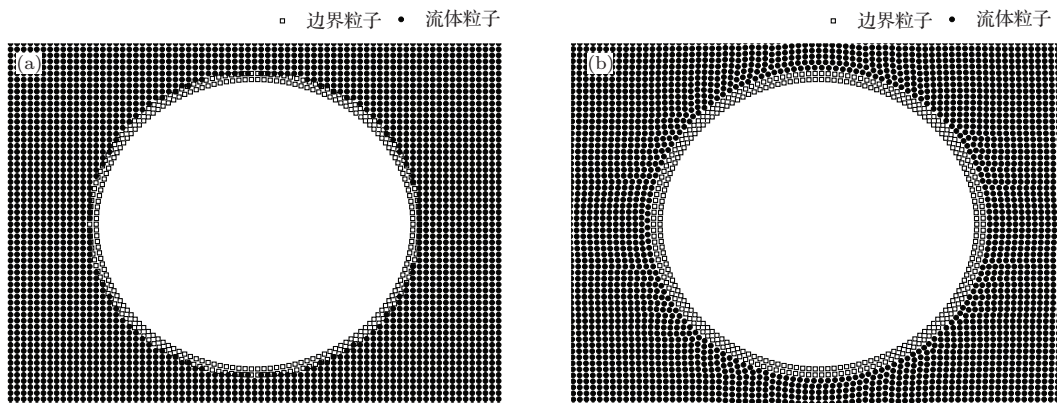


图 6 圆柱绕流的粒子分布 ($\Delta = 0.004$ m) (a) 初始粒分布子; (b) 利用本文改进的前处理方法得到的粒子分布

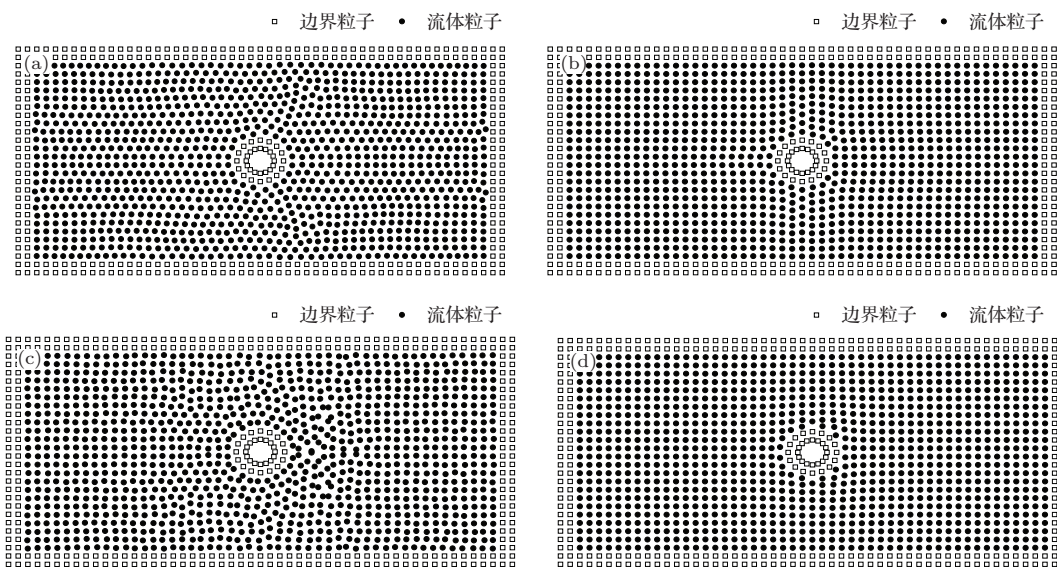


图 7 比较添加 XSPH 模型与不添加 XSPH 模型对计算结果的影响 (a) 没有 XSPH 模型, $h = 0.9\Delta$; (b) 有 XSPH 模型, $h = 0.9\Delta$; (c) 没有 XSPH 模型, $h = 1.2\Delta$; (d) 有 XSPH 模型, $h = 1.2\Delta$

而且当光滑长度与粒子间距的比值较大时也能得到均匀分布的粒子. 图8给出了有无XSPH模型条件下前处理过程中粒子最大速度平方随时间的变化曲线. 从图8可见, 在前处理过程中, 添加XSPH模型后, 收敛速度更快, 计算更稳定.

5.2 二维翼型绕流场的粒子分布

对弦长 $b = 0.1 \text{ m}$ 的NACA0012翼型绕流场, 取外边界长和宽分别为0.6 m和0.3 m的矩形计算域, 布置了粒子间距 Δ 为0.005 m的初始粒子, 翼型边界上的粒子间距是流体粒子间距的一半 ($ds \approx \Delta/2$), 翼型边界内部没有布置虚粒子, 翼型前部和后部周围的流体粒子离翼型边界很近, 见图9.

对图9所示的初始粒子, 图10给出了采用不同前处理方法得到的流体粒子分布结果. 图10(a)为采用Colagrossi等提出的算法进行粒子均匀化的结果, 可见翼型周围较大区域内粒子位置都发生了变化, 而且有粒子穿透了翼型表面; 图10(b)是在

Colagrossi等的算法基础上增加边界力模型后得到的流体粒子分布结果, 可见增加边界力模型有效解决了粒子穿透固体壁面问题, 但翼型附近的流体粒子分布并不均匀; 图10(c)是在Colagrossi等的算法基础上增加XSPH模型后得到的流体粒子分布结果, 可见增加XSPH模型后翼型周围的流体粒子分布变得比较均匀, 但存在粒子穿透固体壁面的问题; 图10(d)是采用本文提出的前处理方法, 即在Colagrossi等的算法基础上同时添加边界力模型和XSPH模型得到的流体粒子分布结果, 可见采用本文的前处理方法, 不仅解决了粒子穿透翼型边界的问题, 而且得到了均匀分布的粒子场. 另外, 从图9中可以看出, 初始布置的流体粒子十分靠近翼型表面, 这种情况下如果采用Monaghan^[30]和Liu^[31]的边界力模型阻止流体粒子穿透固体壁面, 边界粒子会对流体粒子产生巨大的排斥力, 计算表明这种巨大的排斥力会直接导致计算失败. 因此这里采用了韩亚伟等^[32]提出的边界力模型阻止流体粒子穿透固体壁面, 结果表明该方法有效地避免了流体粒子穿透固体壁面问题.

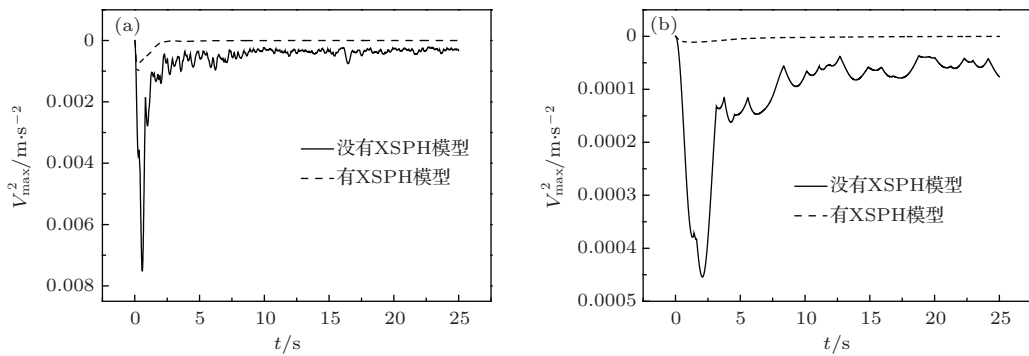


图8 粒子最大速度平方随时间的变化曲线 (a) $h = 0.9\Delta$; (b) $h = 1.2\Delta$

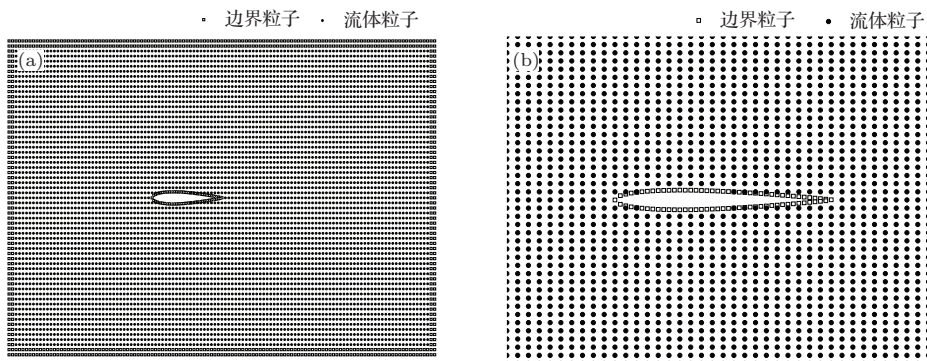


图9 翼型绕流场的粒子初始分布 (a) 整体分布图; (b) 局部放大图

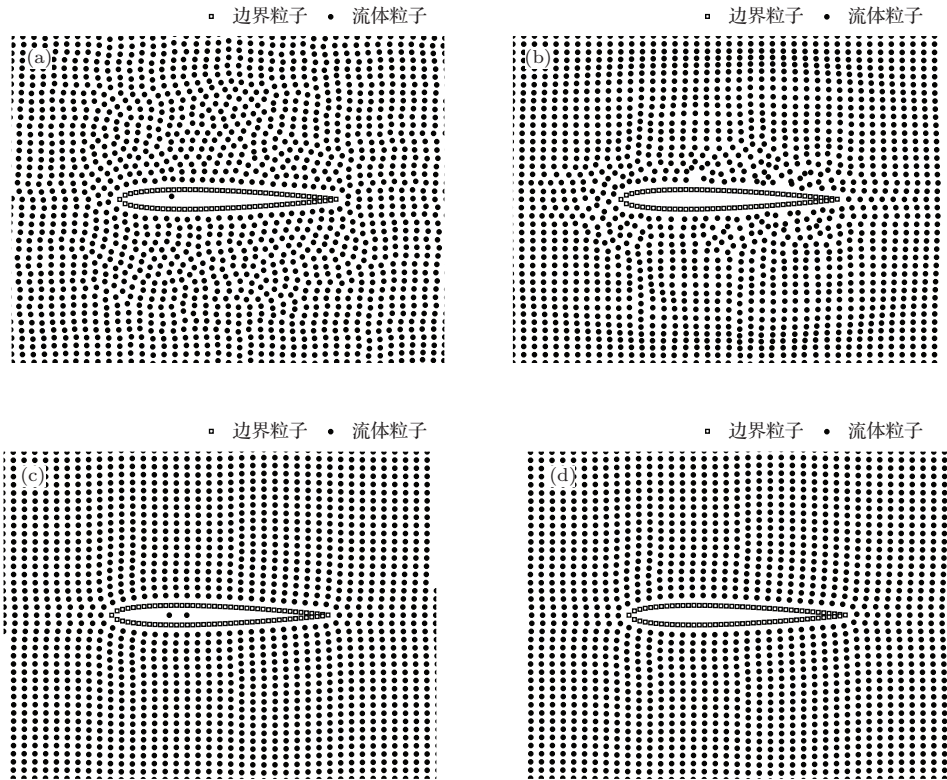


图10 经前处理得到的翼型绕流场的粒子分布 (a) Colagrossi的方法; (b) 仅增加边界力模型后; (c) 仅增加有XSPH模型后; (d) 同时添加边界力模型和XSPH模型

与机翼表面很接近.

5.3 三维机翼绕流场的粒子分布

对弦长 $b = 0.1 \text{ m}$ 、展长 $l_w = 0.1 \text{ m}$ 、翼型 NACA0012 的机翼绕流场, 取边长为 $0.3 \text{ m} \times 0.2 \text{ m} \times 0.2 \text{ m}$ 的长方体表面作为计算域的外边界, 对流场域布置粒子间距 Δ 为 0.005 m 的初始粒子, 机翼上下表面的粒子间距与流体粒子的间距基本一致 ($ds \approx \Delta$), 在机翼两个侧面的弦线上分布与流体粒子间距相等的边界粒子, 机翼内部未布置虚粒子. 为了很好地展示流场域粒子的分布情况, 分别沿机翼的弦向、展向及顺流方向的任意取三个切面 a, b, c , 如图 11 所示. 图 12 给出了机翼周围 a, b, c 三个切面内 (或切面附近) 初始粒子的分布情况, 由图可见在前缘和后缘附近机翼周围的流体粒子

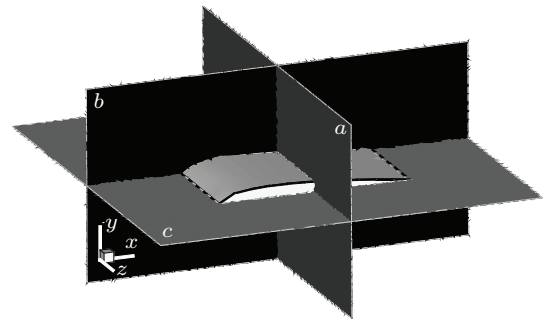


图11 三维机翼在 x, y, z 方向上某个切面的示意图

图 13 至图 16 分别给出了采用不同前处理方法得到的机翼绕流场沿三个不同方向任意切面 a, b, c 内 (附近) 的流体粒子分布情况. 由图 13 可见采用 Colagrossi 等的算法出现了流体粒子穿透翼面的问

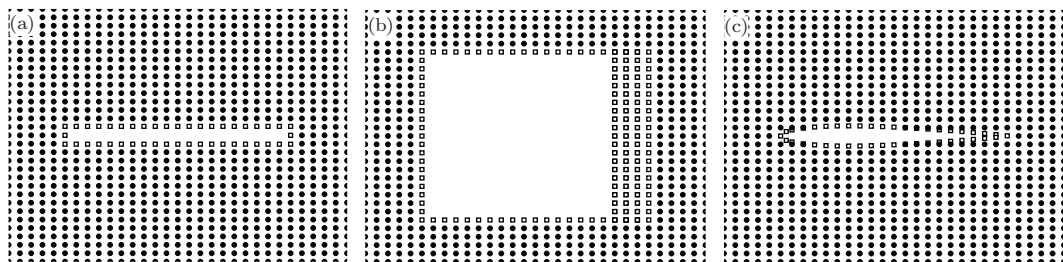


图12 机翼周围流场内粒子初始分布 (a) a 切面内 (附近) 的初始粒子; (b) b 切面内 (附近) 的初始粒子; (c) c 切面内 (附近) 的初始粒子

题,而且机翼周围流体粒子分布不均匀;由图 14 可见在 Colagrossi 等的算法基础上仅增加边界力模型避免了流体粒子穿透机翼表面的问题,但机翼周围流体粒子分布不均匀;由图 15 可见在 Colagrossi 等的算法基础上仅增加 XSPH 模型,解决了机翼周围流体粒子分布均匀的问题,但出现了大量流体粒子

穿透机翼表面的问题;由图 16 可见,同时添加边界力模型和 XSPH 模型,不仅避免了流体粒子穿透机翼表面的问题,而且得到了均匀分布的粒子.三维机翼绕流场粒子分布的前处理结果还表明本文发展的前处理方法可以对三维流场进行前处理,能够得到均匀分布的粒子.

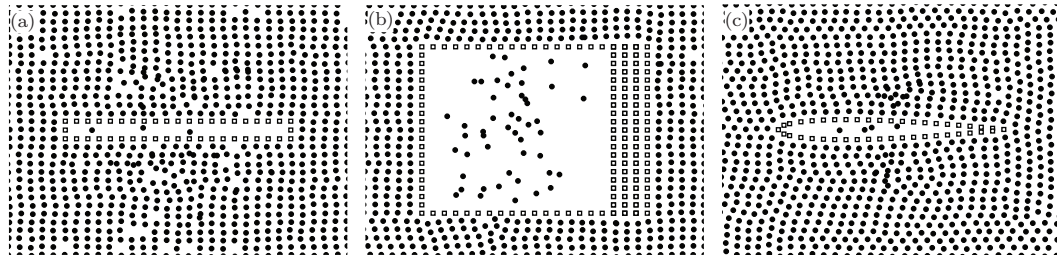


图 13 Colagrossi 的方法得到的机翼周围流场各切面粒子分布 (a) a 切面内 (附近) 的初始粒子; (b) b 切面内 (附近) 的初始粒子; (c) c 切面内 (附近) 的初始粒子

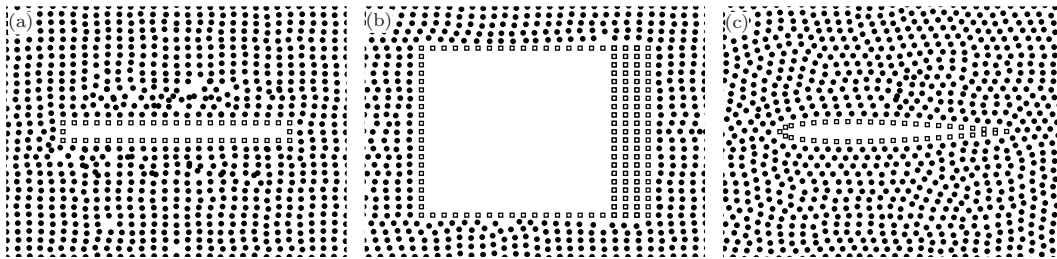


图 14 仅增加边界力模型的前处理方法得到的机翼周围流场各切面粒子分布 (a) a 切面内 (附近) 的初始粒子; (b) b 切面内 (附近) 的初始粒子; (c) c 切面内 (附近) 的初始粒子

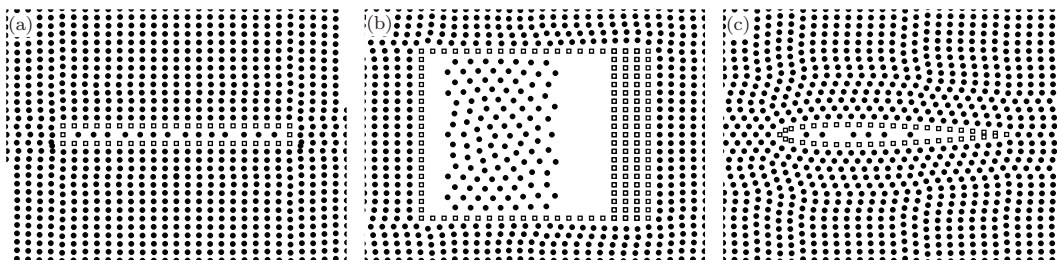


图 15 仅增加 XSPH 模型的前处理方法得到的机翼周围流场各切面粒子分布 (a) a 切面内 (附近) 的初始粒子; (b) b 切面内 (附近) 的初始粒子; (c) c 切面内 (附近) 的初始粒子

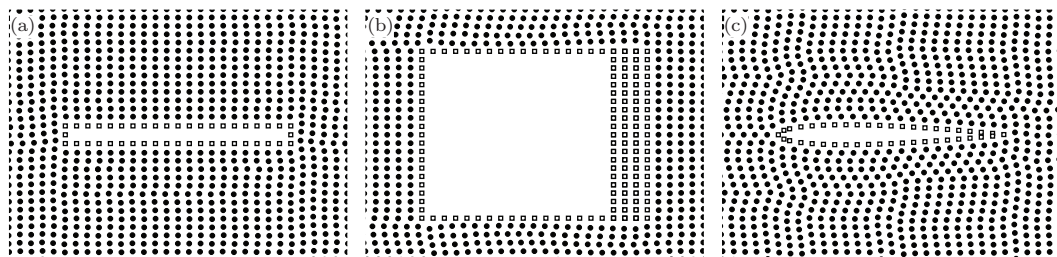


图 16 同时添加边界力模型和 XSPH 模型的前处理方法得到的机翼切面粒子分布 (a) a 切面内 (附近) 的初始粒子; (b) b 切面内 (附近) 的初始粒子; (c) c 切面内 (附近) 的初始粒子

6 结 论

在2012年Colagrossi等的粒子均匀化算法基础上, 本文通过引入XSPH模型和边界力模型, 发展了一种改进的前处理方法, 通过对一些典型绕流问题的初始粒子进行前处理, 可得到以下结论:

1) 在Colagrossi等提出的粒子均匀化算法基础上, 增加XSPH模型后可有效抑制前处理计算过程中的数值震荡问题, 加快计算的收敛, 使流体粒子分布更加均匀, 且计算结果不受光滑长度与初始粒子间距比值的影响;

2) 在Colagrossi等提出的粒子均匀化算法基础上, 增加边界力模型后可有效避免流体粒子穿透固体壁面的问题;

3) 在Colagrossi等提出的粒子均匀化算法基础上, 同时添加边界力模型和XSPH模型, 不仅可以避免流体粒子穿透固体壁面, 而且可以抑制前处理计算过程的数值震荡, 加快计算的收敛, 得到分布均匀的粒子场。

参考文献

- [1] Liu M B, Liu G R 2010 *Arxiv. Comput. Methods Engrg.* **17** 25
- [2] Zhang A M 2008 *Chin. Phys. B* **17** 927
- [3] Sun Z H, Han R J 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3185
- [4] Zhong C W, Xie J F, Zhuo C S, Xiong S W, Yin D C 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4083
- [5] Wang J F, Sun F X, Cheng R J 2010 *Chin. Phys. B* **19** 060201
- [6] Cheng R J, Cheng Y M, Ge H X 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4059
- [7] Gingold R A, Monaghan J J 1977 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **181** 375
- [8] Lucy L B 1977 *Astron. J.* **82** 1013
- [9] Monaghan J J 2005 *Rep. Prog. Phys.* **68** 1703
- [10] Monaghan J J 2012 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **44** 323
- [11] Xu R, Stansby P, Aurenche D L 2009 *J. Comput. Phys.* **228** 6703
- [12] Yang X Y, Liu M B 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 224701 (in Chinese) [杨秀峰, 刘谋斌 2012 物理学报 **61** 224701]
- [13] Marrone S, Colagrossi A, Antuono M, Colicchio G, Graziani G 2013 *J. Comput. Phys.* **245** 456
- [14] Shadloo M S, Zainali A, Yildiz M, Suleman A 2012 *Int. J. Numer. Meth. Engng.* **89** 939
- [15] 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]
- [16] Jiang T, Lu G L, Lu W G 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 224701 (in Chinese) [蒋涛, 陆广林, 陆伟刚 2013 物理学报 **62** 224701]
- [17] Qiu L C 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 124702 (in Chinese) [邱流潮 2013 物理学报 **62** 124702]
- [18] 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]
- [19] Quinlan N J, Lastiwka M, Basa M 2006 *Int. J. Numer. Meth. Engng.* **66** 2064
- [20] 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]
- [21] Price D J 2007 *Publ. Astron. Soc. Aust.* **24** 159
- [22] Colagrossi A, Bouscasse B, Antuono M, Marrone S 2012 *Comput. Phys. Commun.* **183** 1641
- [23] Monaghan J J 1989 *J. Comput. Phys.* **82** 1
- [24] Liu M B, Liu G R 2006 *Appl. Num. Math.* **56** 19
- [25] Belytschko T, Krongauz Y, Organ D, Fleming M, Krysl P 1996 *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* **139** 3
- [26] Morris J P, Fox P J, Zhu Y 1997 *J. Comput. Phys.* **136** 214
- [27] Macià F, Antuono M, Gonzales L M, Colagrossi A 2011 *Prog. Theor. Phys.* **125** 1091
- [28] Yildiz M, Rook R A, Suleman A 2009 *Int. J. Numer. Meth. Engng.* **77** 1416
- [29] Monaghan J J 1994 *J. Comput. Phys.* **110** 399
- [30] Monaghan J J, Kajtar J B 2009 *Comput. Phys. Commun.* **180** 1811
- [31] Liu M B, Shao J R 2012 *Sci. China: Technol. Sci.* **10** 1
- [32] 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]
- [33] Larry D L, Albert G P, Theodore C C, Jim R H, Firooz A A 1993 *J. Comput. Phys.* **109** 67

An improved pre-processing method for smooth particle hydrodynamics

Lei Juan-Mian Huang Can[†]

(School of Aerospace Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

(Received 16 January 2014; revised manuscript received 1 March 2014)

Abstract

An improved pre-processing method for smooth particle hydrodynamics is proposed, which can rapidly distribute the uniform particles for the fluid field with an arbitrary boundary. The improved pre-processing method is obtained by improving the algorithm proposed by Colagrossi et al., whose method can distribute the uniform particles in a simple shape. However, when the ratio of the smoothing length to the initial particle space is bigger than unity, the algorithm proposed by Colagrossi et al. has a numerical oscillation and a slow convergence rate; and the fluid particles may penetrate the solid boundary. For solving the problems, the XSPH model is added to improve the algorithm stability, and the boundary force is exerted on the fluid particles near the solid boundary to prevent fluid particles from penetrating wall surface. Verified by showing some examples, the improved pre-processing method can rapidly distribute the more uniform particles for the fluid field with an arbitrary boundary and prevent fluid particles from penetrating wall surface.

Keywords: smooth particle hydrodynamics, pre-processing, XSPH, boundary force

PACS: 47.85.Dh, 47.11.-j, 45.10.-b

DOI: [10.7498/aps.63.144702](https://doi.org/10.7498/aps.63.144702)

[†] Corresponding author. E-mail: huangcancan@163.com