2017 年 8 月

DOI: 10.7511/jslx201704017

湍流横掠固定颗粒的全尺度直接数值模拟

吴 凡, 罗 坤, 樊建人*

(浙江大学能源工程学系,杭州 310000)

摘 要:气固两相流模拟中,当固相尺度接近或大于 Kolmogorov 尺度时,普通的点源模型将不再适用,固体相的 体积效应和表面效应将对流体相产生显著的影响。通过采用直接数值模拟方法,结合内嵌边界方法对湍流中不 同湍流强度流体横掠大于 Kolmogorov 尺度的固相颗粒进行了全尺度模拟,讨论分析了在两种湍流度下方形颗粒 对湍流的调制影响以及颗粒的受力情况。

1 引 言

两相颗粒流问题广泛存在于自然环境及工程 应用中,如悬浮物输运、流化床和炉膛壁面等。在 大多情形下,流体相在这些场景下几乎都是湍流状 态[1-5],而固体相的存在将会显著影响诸多工程装 置的运行状态。因此,对湍流中固体相的体积、形 状以及表面效应产生的湍流调制影响进行深入研 究是非常必要的;同时,随着计算机硬件和直接数 值模拟技术的发展,采用模拟方法对这一微观机理 问题进行研究显得尤为有效和经济。传统模拟手 段中,固体相往往采用点源模型[6-8],其研究的固相 尺寸受限于网格大小,通常须显著小于网格尺度, 而对于尺寸大于 Kolmogorov 尺度的固体颗粒,点 源模型无法考虑其体积效应和表面效应对流体的 影响,同时若放大网格尺度则无法满足对流体的完 全求解。本文采用内嵌边界方法[9.10],对固体颗粒 相的求解将不再受限于网格尺寸,同时不同颗粒的 表面形状和颗粒体积对湍流的调制影响得到了实 现和讨论。

2 计算方法

2.1 气相控制方程和数值方法

气相不可压缩粘性流体连续性方程和动量方 程的无量纲形式为

$$\nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0 \tag{1}$$

收稿日期:2016-04-06;修改稿收到日期:2016-10-22. 基金项目:国家自然科学基金(51136006)资助项目. 作者简介:吴 凡(1988-),男,博士生; 樊建人*(1957-),男,教授 (E-mail:fanjr@zju.edu.cn). 文章编号:1007-4708(2017)04-0507-04 $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla P + \frac{1}{\operatorname{Re}} \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f}$ (2)

式中 **u**为流体速度, P为压力, Re=U•L/v为流体特征雷诺数, U为特征来流速度, v为流体的运动粘度, L为计算区域的特征长度, **f**为颗粒相施加在颗粒表面附近欧拉网格的体积力, 用以表征颗粒相与流体相之间的相互作用, 其在内嵌边界方法中的计算方式为

$$\boldsymbol{f}(\boldsymbol{x}) = \int_{\Omega} \boldsymbol{F}_k(\boldsymbol{x}_k) \boldsymbol{\cdot} \delta(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_k) \, \mathrm{d} \boldsymbol{x}_k \tag{3}$$

式中 $\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_k)$ 为狄拉克函数, \mathbf{x}_k 为颗粒相表面的 拉格朗日标记坐标, \mathbf{x} 为欧拉网格坐标, $\mathbf{F}_k(\mathbf{x}_k)$ 为 流体为了满足无滑移边界条件而施加在颗粒表面 \mathbf{x}_k 处的体积力。

2.2 颗粒相控制方程

颗粒相采用多重直接力-内嵌边界方法,颗粒 表面采用数百个拉格朗日标记表征,各标记间的间 距略小于计算区域欧拉网格间距。为使颗粒表面 拉格朗日标记点满足无滑移边界条件,各个拉格朗 日标记点上用一直接力将其速度条件修正为所需 的表面条件,同时颗粒表面附近的欧拉网格通过狄 拉克函数将颗粒表面的直接力转化为一个体积力 施加于各网格上,作为颗粒对流体施加的反作用 力,进而修正该处的速度大小,使得固体表面对流 体的影响反映到该网格点上,这一过程即为直接 力-内嵌边界方法的主要流程。由于相邻拉格朗日 标记相互之间的影响,颗粒表面的速度可能无法立 即修正为理想、无误差的期望值,通过采用多次迭 代的方法,可以快速使得所有拉格朗日标记点趋近 所需的结果,即多重直接力的主要思想,该方法的 具体实现过程在文献[11]中有详细的描述。

2.3 计算设置

本文的模拟计算分为 A 和 B (图 1)两个计算 区域。区域 A 为边长 L=8D(D 为颗粒无量纲边 长)的立方体,其内部为一个完全发展的各向同性 湍流方腔,采用文献[12]的方法生成。区域 B 为 主要计算区域,其尺寸在(x,y,z)三个方向上分别 为 2L×L×L,颗粒位置位于区域 B 的中心区域。 两个计算区域的网格尺寸 h 均为 L/128, 计算的无 量纲网格大小为 0.05,时间步长为 0.002,网格间 距大小分别为两种湍流尺度下 Kolmogorov 尺度 的 0.6 倍(I=12%)和 0.8 倍(I=24%),均完全解 析了湍流尺度。颗粒横截面尺寸所占计算区域的 最大面积比(与流动方向垂直的横截面) $D^2/L^2 =$ 1.5%,颗粒的存在对计算区域边界的流动影响可 以忽略不计。一个位于区域 A 中垂直于流向 x 方 向(1,0,0)的平面,周期性地自右往左以固定速度 (-1,0,0)运动,截取这一平面的每个时间步,作为 区域 B的入口边界条件。由于区域 A 在整个模拟 过程中依然保持自由发展的状态,所以通过这一方 式,区域 B 的颗粒将等效于受到一个无限长湍流 场的横掠,同时避免了文献[13,14]中横掠流场的 周期性。区域B出口采用对流出口边界条件 $(\partial u/\partial t) + c(\partial u/\partial x) = 0$,其中 c 为平均出口速度, 在展向和法向(y和z)的四个面上均为周期性边 界条件。



3 结果和讨论

为了讨论颗粒的形状和表面效应,模拟中采用 了立方形颗粒这一典型形状进行研究,颗粒雷诺数 Re = uD/v为80,其中 D为颗粒边长,u为入流截 面平均速度,并且采用了两种入流湍流度,分别为 I=12%和 I=24%。两种湍流强度下的Kolmogorov尺度与颗粒的比例关系列入表1。图2选取 了24%入流湍流度的模拟结果在流场内一个瞬时 时刻的涡量-速度等值线云图。可以看出,流场内 除了远离颗粒位置处由湍流自带产生的涡结构外, 还可以看出方形颗粒后方有明显的由于颗粒诱导 产生的长条状涡结构,表明由于湍流入流的作用, 在这一较低雷诺数下仍然伴有尾涡产生。

图 3 为两种入流湍强度下,流场中心截面的流向时均速度图。由于颗粒的滞止作用,在颗粒迎流面产生了强度相近的滞止区域,并在贴近迎流表面时抑制为 0。同时在颗粒尾部,也因湍流强度的不

表 1	两种工况下的湍流尺度和湍流强度
Tab. 1	Turbulent scales and intensities of

the inflow in the two cases

	D/η	I = u'/U
Case1 🔵	9.4	12%
Case2	12.8	24 %



图 2 瞬时时刻涡量-速度云图 Fig. 2 An instantaneous vortex structure of the domain



Fig. 3 Center cross plane of the time averaged velocity

同,尾涡区域具有明显不同的长度。颗粒尾涡长度 在湍流强度 I=24%情况下明显短于 I=12%,这 是由于更强的湍流度下颗粒尾部流体脉动程度更 强,混合效应更充分,导致了流动更快地恢复为主流 速度。这一结果也说明,颗粒在相对更高湍流强度 下,由于其体积导致的尾涡对湍流的影响受到削弱。

表征湍流能量的湍动能是湍流调制影响研究 中一个重要的参数,其定义为

$$\mathbf{K} = \frac{1}{2} \left[\overline{(u')^2} + \overline{(v')^2} + \overline{(w')^2} \right]$$
(4)

式中 带有上标的速度定义为瞬时脉动值。图 4 显 示了颗粒下游距离颗粒中心三个不同距离截面上 沿 z=0 中心线的时均湍动能分布,各个截面距离 颗粒中心分别为 3a,5a 和 7a(a=D/2)。在总体绝 对值水平上,随着流向位置向下游的推移,脉动值 在整个截面各个位置上逐渐降低;在颗粒截面边沿 转角,由于流体绕过颗粒前沿时产生的扰动,湍流 脉动在离中心约 $y=(\pm)2a$ 处发生略微的上升, 表明颗粒表面较为尖锐的表面转角位置增强了湍 流能量;而在靠近颗粒尾部截面,由于颗粒的阻挡 效应,流体的脉动速度和流动能量在这一区域湍动能逐 渐恢复到主流脉动强度水平。通过对比两种湍流 度下三个位置在颗粒截面后部湍动能向下游的演 化幅度,可以看出在较高湍流度下这一过程更为迅速,这一结果与图3的尾涡区域长度缩短的结论相一致。

图 5 为在两种湍流强度下流体对颗粒作用力 的散点图,其中横坐标为颗粒所受无量纲阻力 F_x , 纵坐标为颗粒垂直于流向的无量纲力 $F_c = (F_y^2 + F_z^2)^{1/2}$ 。可以看出,在整个模拟过程中,由于入流 不规则的湍流脉动的作用,颗粒所受无量纲阻力不 均匀地发生变动, F_x 大都分布在 0~3 的区间内, 而切向受力 F_c 则存在更宽的分布区域,甚至达到 高于 5 的水平。两种湍流度下,颗粒切向受力极端 值的分布随着湍流度增加而更为分散,即颗粒在更 强烈的湍流中在各个方向上可能受到程度更大的 加减速。

图 6 为两个条件下颗粒流向受力的 PDF 概率 分布,其峰值对应整个模拟过程中颗粒受力对应的 最大概率。在较低湍流度下,颗粒无量纲阻力存在 一个较高的峰值,这一峰值对应的区间在 F_x=2~ 2.5 区域;而在更高的湍流度下,颗粒受力的 PDF 分布峰值不明显,且值域范围更大。这一结果表 明,高湍流度下颗粒的受力在时间分布上更为均 匀;而较低湍流度时,颗粒受力值更为集中,脉动程 度相对更低。



4 结 论

本文采用直接模拟和内嵌边界方法技术,对湍 流条件下方形颗粒在两种湍流度下的调制作用以 及受力进行了分析。模拟包含两个计算区域,辅计 算区域 A采用发展中的各向同性湍流作为主计算 区域的入流边界条件。主计算区域 B内,颗粒位 于区域中心,出口采用对流边界条件,四周采用周 期性边界条件。以颗粒边长为特征长度的颗粒雷 诺数为80,入流边界条件分别为12%和24%。模 拟结果得到结论如下。(1)在颗粒的尺寸效应和 湍流扰动的作用下,较低雷诺数时仍然产生了尾部 的涡脱落现象。(2)方形颗粒边沿转角结构加大 了湍动能的产生,同时颗粒尾涡区域长度随着湍流 度的增加而变短,颗粒尾涡对湍流的影响在高湍流 度下相较低湍流度时减小得更快。(3)随着湍流 度的提高,阻力值域波动范围加大,在各个方向上 可能受到程度更高的加减速。而在低湍流度时,颗 粒受力范围更为集中。

参考文献(References):

- [1] Safikhani H, Akhavan-Behabadi M A, Shams M, et al. Numerical simulation of flow field in three types of standard cyclone separators [J]. Advanced Powder Technology, 2010, 21(4):435-442.
- [2] Bakić V, Schmid M, Stanković B. Experimental investigation of turbulent structures of flow around a sphere[J]. Thermal Science, 2006, 10(2):97-112.
- [3] Yang S, Luo K, Fang M, et al. Influence of tube configuration on the gas-solid hydrodynamics of an internally circulating fluidized bed: a discrete element study[J]. Chemical Engineering Journal, 2014, 239: 158-170.
- [4] 曾卓雄,孙海俊,潘 阳.基于颗粒湍流和颗粒碰撞相 互作用规律的湍流模型的研究[J]. 计算力学学报, 2011,28(4):612-616. (ZENG Zhuo-xiong, SUN Hai-

jun, PAN Yang. Study of turbulence model on the interaction of particle turbulence and particle collision [J]. Chinese Journal of Computational Mechanics, 2011, **28**(4):612-616. (in Chinese))

- [5] 王利民,邱小平,李静海. 气固两相流介尺度 LBM-DEM 模型[J]. 计算力学学报,2015,32(5):685-692.
 (WANG Li-min, QIU Xiao-ping, LI Jing-hai. Mesoscale LBM-DEM model for gas-solid two-phase flow[J]. Chinese Journal of Computational Mechanics,2015,32(5):685-692. (in Chinese))
- [6] Sardina G, Schlatter P, Picano F, et al. Self-similar transport of inertial particles in a turbulent boundary layer[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2012, 706: 584-596.
- [7] Norouzi H R, Mostoufi N, Mansourpour Z, et al. Characterization of solids mixing patterns in bubbling fluidized beds [J]. Chemical Engineering Research and Design, 2011, 89(6): 817-826.
- [8] Gui N, Gao J, Ji Z. Numerical study of mixing and thermal conduction of granular particles in rotating tumblers[J]. AICHE Journal, 2013, 59:1906-1918.
- [9] Peskin C S. The immersed boundary method[J]. Acta Numerica, 2002, 11: 479-517.
- [10] Wang Z, Fan J, Cen K, Immersed boundary method for the simulation of 2D viscous flow based on vorticity-velocity formulations[J]. Journal of Computational Physics, 2009, 228(5):1504-1520.
- [11] Wang Z, Fan J, Luo K. Combined multi-direct forcing and immersed boundary method for simulating flows with moving particles [J]. International Journal of Multiphas Flow, 2008, 34(3):283-302.
- [2] Chumakov S G. A priori study of subgrid-scale flux of a passive scalar in isotropic homogeneous turbulence [J]. *Physical Review* E,2008,**78**(3):417-423.
- [13] Bagchi P, Balachandar S. Effect of turbulence on the drag and lift of a particle[J]. Physics of Fluids, 2003, 15(11): 3496-3513.
- [14] Kim J, Balachandar S. Mean and fluctuating components of drag and lift forces on an isolated finite-sized particle in turbulence[J]. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 2012, 26(1):185-204.

Direct numerical simulation of turbulent flows past stationary particles

🔰 WU Fan, LUO Kun, FAN Jian-ren*

(Department of Energy Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310000, China)

Abstract: In simulating gas-solid multiphase flows, traditional point-particle model will not be applicable when the scale of the solid is beyond the Kolmogorov scale, for the surface and the volume effect will significantly affect the fluid phase. With DNS(direct numerical simulation)-immersed boundary method, flows with different turbulent intensities past a stationary cube particle larger than the turbulent Kolmogorov scale are simulated. The boundary effect exerted by the particle on the turbulence and the forces endured by the particle are analysed.

Key words: turbulent flow; multiphase flow; fully resolved particle; DNS(direct numerical simulation)

引用本文/Cite this paper:

吴 凡,罗 坤,樊建人. 湍流横掠固定颗粒的全尺度直接数值模拟[J]. 计算力学学报,2017,34(4):507-510.

WU Fan, LUO Kun, FAN Jian-ren. Direct numerical simulation of turbulent flows past stationary particles [J]. Chinese Journal of Computational Mechanics, 2017.34(4):507-510.