

热对流条件下双颗粒沉降的直接数值模拟^{*}

刘汉涛 常建忠[†] 安 康 苏铁熊

(中北大学能源环境工程与计算流体力学实验室, 太原 030051)

(2008 年 7 月 26 日收到; 2009 年 7 月 10 日收到修改稿)

在任意拉格朗日-欧拉(ALE)算法模拟等温惰性颗粒两相流的基础上, 增加对能量方程的联立求解, 对热对流条件下双颗粒的沉降进行了直接数值模拟. 结果表明: 双颗粒在等温流体、热流体和冷流体中运动形式是不同的, 造成不同的主要因素是热对流引起了颗粒不同的动态尾迹, 在热流体中颗粒尾部形成了涡的脱落, 在冷流体中颗粒尾部形成了羽流.

关键词: 直接数值模拟, 双颗粒沉降, 热对流, 两相流

PACC: 4710, 4755K, 9530L

1. 引 言

颗粒沉降在自然界和工业设备中广泛存在, 对其流动现象、机理和过程的研究无论是在学术理论还是在工程应用上都有重要意义. 由于计算上的困难及研究方法的限制, 目前对运动颗粒两相流动的研究往往只局限于无热对流的惰性颗粒, 国内外对于有热对流的两相流动机理还未能很好的理解和掌握^[1-3]. 实验方法中, 激光粒子速度场仪 PIV (particle image velocimetry), PTV (particle tracking velocimetry), 粒子动态分析仪 PDA (particle dynamics analyzer) 虽能获取流场结构, 但无法获得运动颗粒间的受力, 不能测量热对流情况下颗粒与流体间热量质量的传递^[4,5]. 数值分析方面, 直接数值模拟由于将计算网格缩小到颗粒尺寸以下进行流动计算, 颗粒占据有限体积, 颗粒的受力不通过模型计算, 而是通过积分表面的黏性力和压力获得, 因此能在介观尺度上阐明颗粒的运动规律, 颗粒相间的相互作用. 直接模拟主要有两种方法, 一种是基于嵌入式或虚拟区域原理, 如离散拉格朗日乘法(DLM), 或称为虚拟区域法, 它可以省去计算作用在固体颗粒上力的计算时间. 但隐含的流固耦合动量方程却使计算进程变得缓慢, 为了求解流体与固体颗粒的成对变量, 必须计算大规模的线性

和非线性的代数方程组^[6]. 另一种是推广的 ALE 标准伽略金有限元法. 把颗粒相受力方程和扭矩方程与连续相的动量方程一起进行有限元的 Galerkin 方法推导, 这样颗粒相和连续相相互作用的力和扭矩就不必专门加以计算. 数值计算的网格通过求解 Laplace 方程得到网格移动速度, 来满足由于颗粒相的运动而导致的整个求解流场的移动. 分散相位置的更新将由其速度决定. 时间步长由分散相的速度和加速度来自动调整. 如局部网格发生畸变将重新划分网格. 方程的非线性部分由牛顿迭代求解, 线性部分由 GMRES 算法来求解.

2. 数值方法

本文在应用任意拉格朗日-欧拉(ALE)方法模拟惰性颗粒两相流的基础上^[7,8], 增加联立求解能量方程, 对热对流条件下双颗粒的沉降进行研究. 计算控制方程、数值计算方法及测试算例可参见文献^[9]. 在处理颗粒之间、颗粒与通道壁之间的碰撞问题时, 本文采用了如下方法: 在颗粒周围很小的范围内定义了一个安全区域, 当颗粒间距离小于安全距离时, 阻止颗粒接近的排斥力被激活, 排斥力将颗粒从安全区域推出, 从而使颗粒与其他颗粒或与通道壁分开.

假设 B_i 和 B_j 为两圆形颗粒, 半径分别为 R_i, R_j ,

^{*} 山西省青年创新基金(批准号:2008021004)和国家自然科学基金(批准号:50976108)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: lht@nuc.edu.cn

质心分别为 G_i, G_j , 则两颗粒 B_i 和 B_j 之间的排斥力 F_{ij}^p 满足

$$F_{ij}^p = \begin{cases} 0, & d_{ij} > R_i + R_j + \rho, \\ \frac{1}{\varepsilon_p} (G_i - G_j) [(R_i + R_j + \rho)^2 - d_{ij}^2], & d_{ij} \leq R_i + R_j + \rho, \end{cases} \quad (1)$$

其中, $d_{ij} = |G_i - G_j|$, ρ 是产生排斥力的范围, $\varepsilon_p = 5 \times 10^{-7}$ 为刚度参数.

颗粒与通道壁之间的排斥力 F_{ij}^p 满足

$$F_{ij}^p = \begin{cases} 0, & d_i > 2R_i + \rho, \\ \frac{1}{\varepsilon_w} (G_i - G'_i) [(2R_i + \rho)^2 - d_i^2], & d_i \leq 2R_i + \rho, \end{cases} \quad (2)$$

其中, $d_i = |G_i - G'_i|$ 是颗粒 B_i 的中心与通道壁 Γ_j 另一侧假设颗粒的中心之间的距离 (如图 1), $\varepsilon_w = 5 \times 10^{-7}$ 为与壁面相关的刚度参数.

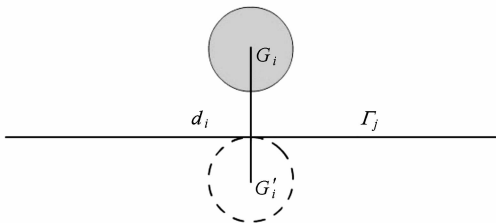


图 1 计算颗粒与通道壁之间排斥力时的假设颗粒

3. 问题描述

两个颗粒在通道中沉降, 颗粒直径为 d , 通道中后颗粒 (trailing particle) 的初始位置在中心线与通道壁的中间, 前颗粒 (leading particle) 的初始位置与另一侧通道壁的距离为 $1.8d$, 与后颗粒的垂直距离为 $3d$, 如图 2 所示. 初始温度为 T_0 , 颗粒温度为 T_s , 颗粒密度 ρ_s 略大于流体密度 ρ_0 , 受到重力作用释放后开始沉降. 为阐述热对流对固体颗粒沉降的影响, 分别模拟了三种情况的颗粒沉降过程: 颗粒和流体无温差的等温颗粒沉降 ($T_0 = T_s$), 颗粒在热流体中沉降 ($T_0 > T_s$) 和在冷流体中沉降 ($T_0 < T_s$) 以对比热对流对颗粒运动的影响, 热对流包含强制对流和自然对流. 计算过程中, 格拉晓夫数和普朗特数恒定为 $Gr = 142$, $Pr = 0.7$. 图中横坐标 t 单位为 s , $L = 4d$ 为通道宽度, x/L 为无量纲纵坐标.

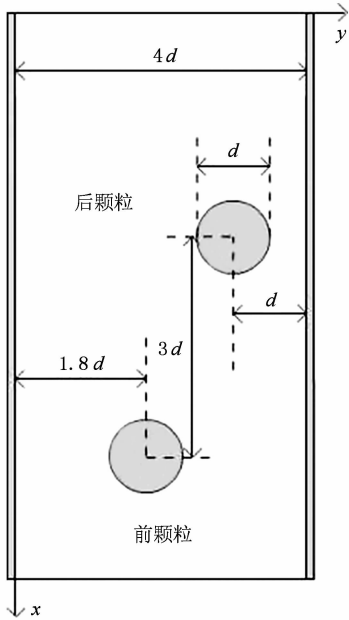


图 2 颗粒沉降示意图

4. 计算结果及讨论

4.1. 等温双颗粒的沉降

两颗粒在等温流体中释放后, 都开始向中心线附近运动 (如图 3), 当两颗粒到达中心线附近后, 继续按原方向运动, 随后由于颗粒受到通道壁的作用力越来越大, 约在 $10s$ 时颗粒又变为相向运动. 这种运动方式将持续进行并且颗粒的运动幅度越来越小, 这个过程中两颗粒之间的相互影响并不明显, 这主要是由于颗粒的尾部没有涡脱落.

经过一段时间后, 后颗粒进入到前颗粒的尾部区域, 出现了拖曳现象, 此时两颗粒的竖直沉降速度都明显增大, 且后颗粒的速度大于前颗粒 (如图 4), 两颗粒的距离逐渐减小, 当 $t = 60s$ 时, 两颗粒亲和 (如图 5), 并结合的很紧密, 且形成了平行于流线的排列, 但这种状态非常不稳定, 扭转力矩使两颗粒旋转, 并到达稳定位置, 因此亲和颗粒相互分开, 向两侧通道壁方向运动, 出现了翻滚现象. 两颗粒最终运动到平衡位置, 并伴随着幅度较小的摆动, 前颗粒的摆动平衡位置更靠近通道壁, 摆动的幅度也小于后颗粒, 此时两颗粒的竖直沉降速度急剧减小, 最后也基本稳定的变化, 最终沉降雷诺数的平衡位置为 $Re = 1.9$.

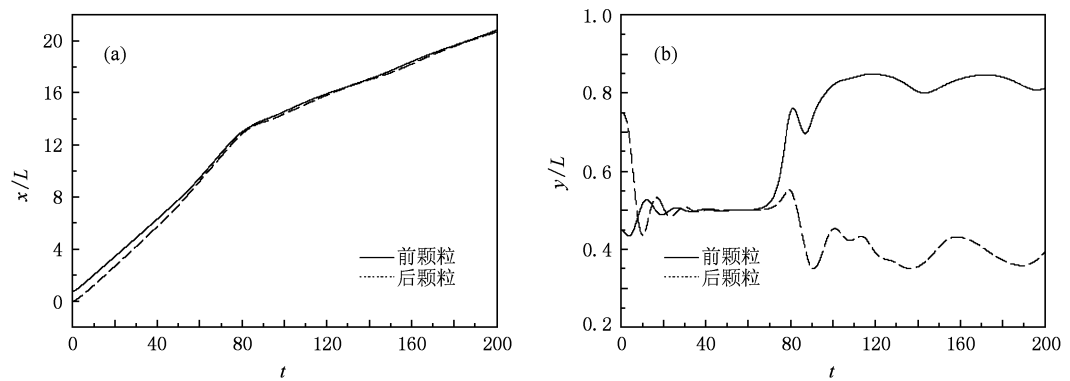


图3 等温流体中双颗粒沉降的运动轨迹 (a)颗粒竖直方向的轨迹;(b)颗粒水平方向的轨迹

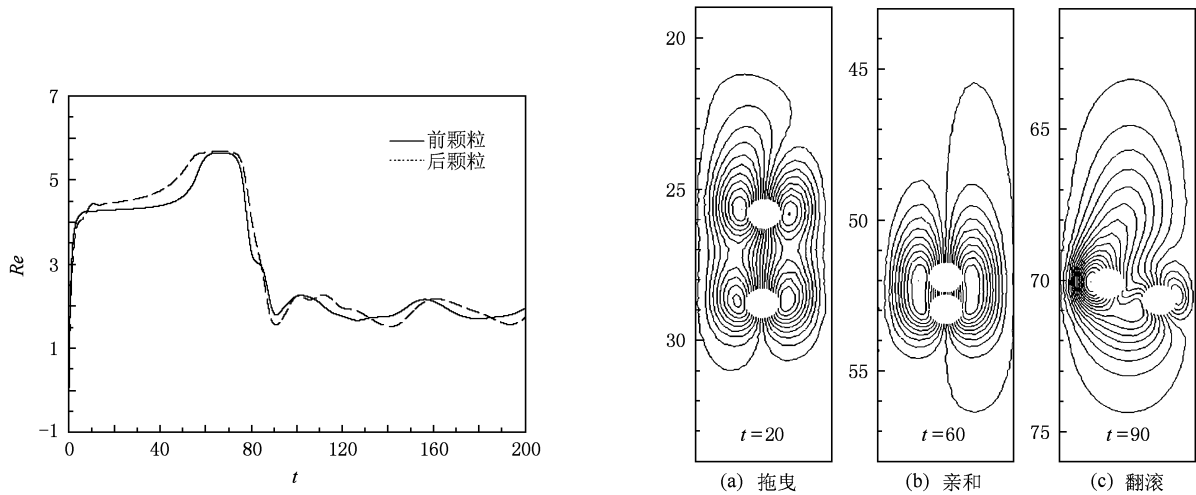


图4 等温流体中双颗粒的沉降雷诺数

图5 双颗粒沉降过程中的拖曳、亲和、翻滚现象

双颗粒在等温流体中沉降出现了拖曳、亲和、翻滚 (drafting, kissing and tumbling, DKT) 现象. 颗粒在水平方向上主要受到颗粒之间相互的斥力和通道壁对颗粒的作用力, 所以两颗粒保持在中心线两侧各自的平衡位置稳定的沉降.

4.2. 双颗粒在热流体中的沉降

双颗粒在热流体中的沉降是一个周期性的过程, 颗粒释放后, 两颗粒都向通道中心线附近移动 (如图6), 后颗粒进入前颗粒的尾迹中, 由于热对流

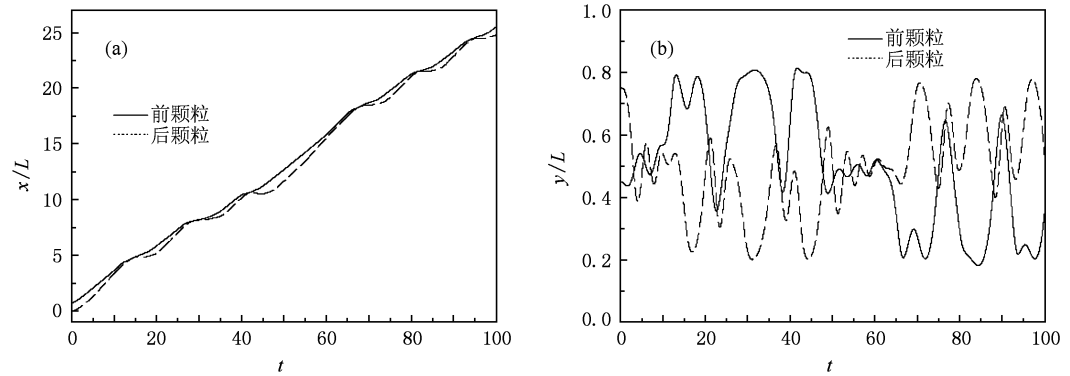


图6 热流体中双颗粒沉降的运动轨迹 (a)颗粒竖直方向的轨迹;(b)颗粒水平方向的轨迹

使两颗粒中间产生了方向向下的流体流动(如图 8,颗粒往右方向运动),所以后颗粒迅速向前颗粒靠近,当两颗粒接触后(14 s 左右),前颗粒向一侧通道壁移动,后颗粒向另一侧通道壁移动(DKT 现象),且两颗粒的沉降速度减小(如图 7),由于颗粒向通道壁移动,通道壁对颗粒的作用力越来越大,颗粒之间的作用力减小,一段时间后,颗粒又都向通道中心线附近移动,颗粒的沉降速度都增大,如此反复.

与双颗粒在等温流体中沉降的情况相比,热流体中的双颗粒有明显的拖曳、亲和、翻滚现象,并且此过程不断地重复(如图 9 展示了双颗粒的 6 次 DKT 现象).在颗粒的尾部出现了由于热对流产生的涡脱落,这是通道壁作用力、两颗粒之间斥力变大的主要原因,最终造成了颗粒周期性的大幅度摆动.冷颗粒在热流体中沉降,两颗粒在热对流中总是保持分散的状态,即这种状态下两颗粒不是作为一个

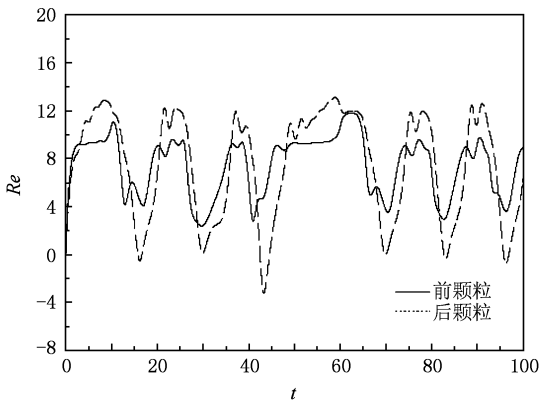


图 7 热流体中双颗粒的沉降雷诺数

整体来运动,而是各自独立运动.热对流使两冷颗粒产生了斥力,造成了颗粒在水平和垂直方向上的排斥作用都明显增强,从而形成了两颗粒的分散状态.

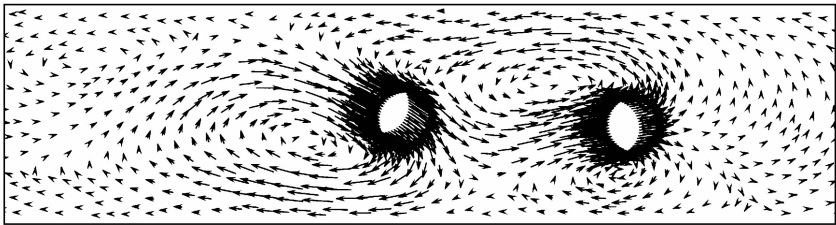


图 8 流场的速度矢量图

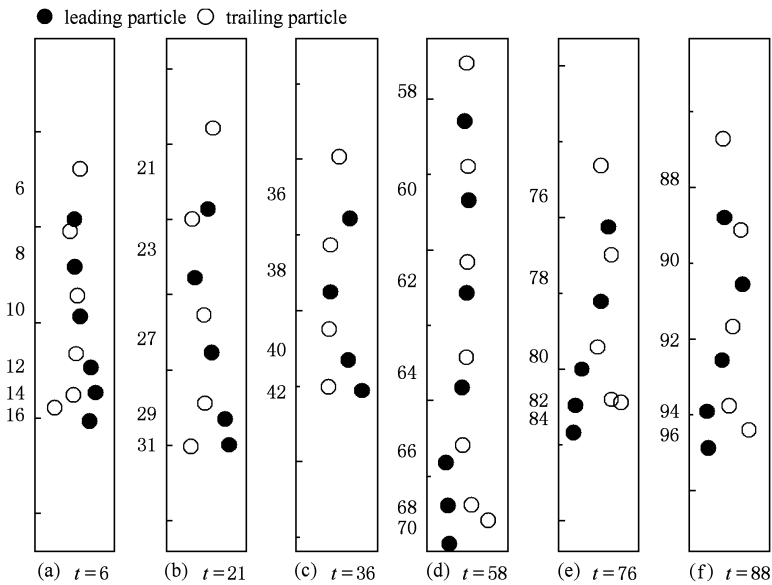


图 9 双颗粒的 DKT 现象(图(a)一(f)分别是由 t 开始,时间间隔为 2 的每时刻双颗粒在通道中的位置)

4.3. 双颗粒在冷流体中的沉降

两个热颗粒在冷流体中的沉降,当颗粒释放后,两颗粒开始相向运动(如图 10),后颗粒向中心线方向运动,并最终基本稳定在中心线上沉降,前颗粒的摆动超过中心线时,又向中心线附近移动,

到达中心线后(都为 45 s 左右),也基本稳定的沉降,此过程中,两颗粒的竖直沉降速度先增大后减小再增大,并稳定到固定值: $Re = 1.25$ (如图 11),这是因为热对流引起与颗粒运动方向相反的流体运动所形成的附加阻力与颗粒重力的合作用造成的.

稳定后两颗粒的垂直距离也逐渐保持不变(约

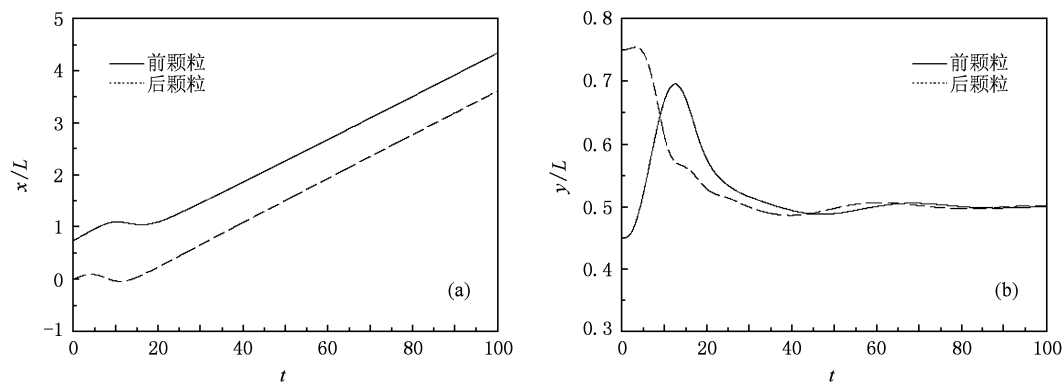


图 10 冷流体中双颗粒沉降的运动轨迹 (a)颗粒竖直方向的轨迹;(b)颗粒水平方向的轨迹

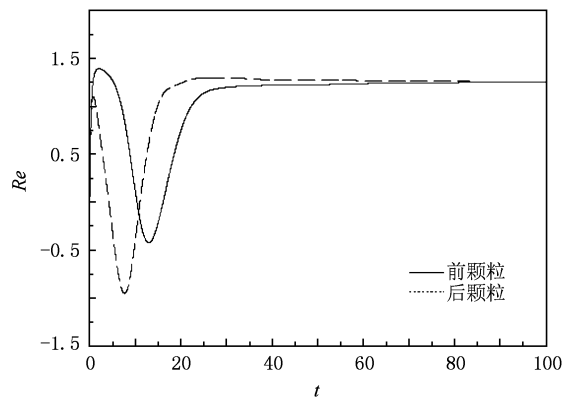


图 11 冷流体中双颗粒的沉降雷诺数

为 $3d$),这是由于热对流的原因,两颗粒产生了引力,同时热对流又使两颗粒中间流体流动方向向上(如图 12,颗粒向右方向运动),因此阻止了两颗粒的靠近.由于颗粒尾部的热膨胀,两颗粒稳定沉降后有非常微弱的横向摆动.

热颗粒在冷流体中沉降,未出现拖曳、亲和、翻滚现象.两颗粒在冷流体中形成了一个整体,总是保持聚集的状态整体运动,这是因为颗粒尾部向上的羽流吸引了周围区域的流体,从而吸引了周围的颗粒.颗粒在不同情况流体中沉降的流场的流线和等温线如图 13 所示.

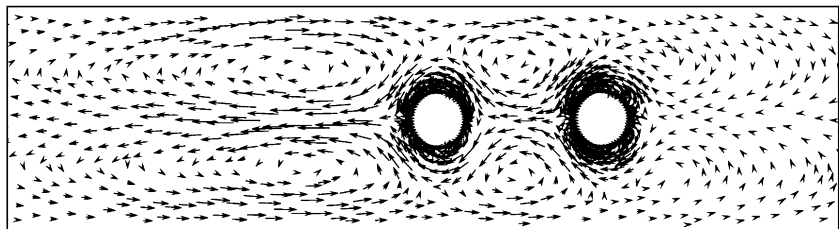


图 12 流场的速度矢量图

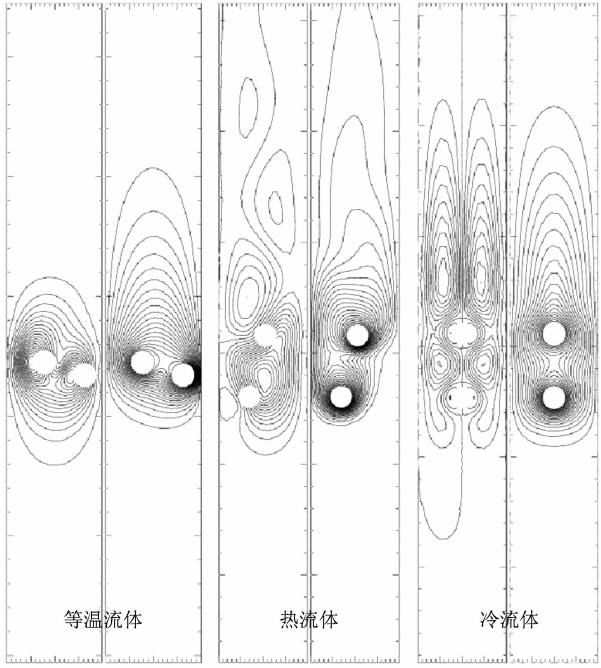


图 13 颗粒在不同情况流体中沉降的流场的流线和等温线

5. 结 论

对双颗粒的沉降过程进行了直接数值模拟,分别模拟了双颗粒在等温流体、热流体和冷流体中的沉降过程. 与文献[9]相比在其他条件较接近的情况下,通道宽度变窄,双颗粒的运动规律都出现了较为不同的现象. 双颗粒在通道中沉降主要受到了颗粒之间的斥力,通道壁的作用力和热对流作用等的影响,使双颗粒在不同情况下有不同的运动状态. 双颗粒在等温流体中,经历了拖曳、亲和、翻滚后,最终分别在一侧通道壁附近稳定沉降;双颗粒在热流体中沉降,热对流引起了颗粒沉降时的水平方向的摆动,出现了周期的拖曳、亲和、翻滚现象,且颗粒趋于分散;双颗粒在冷流体中沉降,热对流使颗粒的沉降保持稳定,未出现拖曳、亲和、翻滚现象,且颗粒趋于聚集. 造成双颗粒在有温差流体中沉降的运动形式不同的主要因素是热对流引起了颗粒不同的动态的尾迹,在热流体中颗粒尾部形成了涡脱落,在冷流体中颗粒尾部形成了羽流.

[1] Wang F, He F 2006 *Acta phys. Sin.* **55** 1005 (in Chinese) [王飞、何 枫 2006 物理学报 **55** 1005]
[2] Mezhericher M, Levy A, Borde I 2008 *Chem. Eng. Sci.* **63** 12
[3] Pianet G, Ten C A, Derksen J 2007 *J. Comput. Fluid.* **36** 359
[4] Hao P F, Yao C H, He F 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4728 (in Chinese) [郝鹏飞、姚朝晖、何 枫 2007 物理学报 **56** 4728]

[5] Tang Y H, Xie G Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2257 (in Chinese) [唐远河、解光勇 2006 物理学报 **55** 2257]
[6] Nitin S, Neelesh A P 2005 *J. Comput. Fluid.* **205** 439
[7] Feng, Hu, Joseph D D1994 *J. Fluid Mech.* **261** 95
[8] Hu, Joseph D D1992 *Theoret. Comput. Fluid Dyn.* **3** 285
[9] Gan H, Chang J Z 2003 *J. Fluid Mech.* **481** 385

Direct numerical simulation of the sedimentation of two particles with thermal convection *

Liu Han-Tao Chang Jian-Zhong[†] An Kang Su Tie-Xiong

(*The Lab. of Energy & Environment Engineering and Computational Fluid Dynamic, North
University of China, Taiyuan 030051, China*)

(Received 26 July 2008; revised manuscript received 10 July 2009)

Abstract

Based on the study of isothermal inert particle sedimentation, the Arbitrary Lagrangian-Eulerian technique was used to solve the problem of sedimentation of two solid particles with thermal convection, including the energy equation. The results show that because of the dynamic wake caused by thermal convection, the trajectory of particles are distinct from each other when settling in isothermal, cool and hot fluid; there is vortex shedding in hot fluid, while in cool fluid a strong upward thermal plume forms.

Keywords: direct numerical simulation, two particles sedimentation, thermal convection, two-phase flow

PACC: 4710, 4755K, 9530L

* Project supported by the Natural Science Foundation for Young Scientists of Shanxi Province, China (Grant No. 2008021004), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50976108).

[†] Corresponding author. E-mail: lht@nuc.edu.cn