

热对流条件下固液密度比对颗粒沉降运动影响的直接数值模拟*

仝志辉[†]

(中北大学能源环境工程与计算流体力学实验室, 太原 030051)

(2009 年 2 月 24 日收到; 2009 年 6 月 12 日收到修改稿)

本文应用任意拉格朗日-欧拉(ALE)算法对固液两相流场中考虑热对流的非等温颗粒在竖直通道中的沉降运动进行了数值模拟. 在牛顿流体中通过积分黏性应力和压力获得颗粒的受力跟踪颗粒运动, 使用有限元方法数值求解流场的 N-S 方程和能量方程, 模型不需经验假设. 通过模拟来研究颗粒沉降的运动规律和热对流下固液密度比对固液两相流的影响作用. 结果表明随着固液密度比的增加, 颗粒经历了稳定沉降、周期性摆动, 不规则摆动等过程; 热对流使颗粒的摆动幅度和沉降速度发生变化; 热对流对颗粒的影响作用随着固液密度比的增加而减小.

关键词: 任意拉格朗日-欧拉(ALE), 固液两相流, 直接数值模拟, 热对流

PACC: 4710, 4755K, 9530L

两相流的影响作用.

1. 引言

随着计算机技术的发展, 对固液两相流的直接数值模拟方法越来越具有其重要地位. 人们虽然已经提出了多种模型和格式来数值模拟固液两相流场, 如均相模型^[1]、漂移模型^[2]、欧拉两流体模型^[3]等, 但这些模型普遍都存在模型的简化和假设, 很多情况下不能很好的对流场进行模拟, 存在一定的局限性, 其主要原因之一是多相流动问题中颗粒相的受力关系和其应力封闭还没有一个完善的理论. 而对颗粒传热特性的研究也大多集中在固定颗粒上, 并且在一些模型当中, 如双流体模型, 虽然对颗粒运动、传热进行了数值模拟, 但这些模型中流体和颗粒间的质量、动量和热量的传递都需要用经验公式输入^[4-6]. 因此应用直接模拟的数值方法研究传热情况下固液两相流具有重要的理论意义和实用价值.

本文通过任意拉格朗日-欧拉(Arbitrary Lagrangian-Eulerian, ALE)方法在模拟等温惰性固液两相流的基础上^[7,8], 对热对流情况下固液两相流进行了直接数值模拟, 通过模拟颗粒在竖直通道中沉降过程来研究颗粒的运动规律及热对流对固液

2. 数值方法

本文在应用任意拉格朗日-欧拉(ALE)方法模拟等温惰性固液两相流的基础上^[7,8], 对有温差的固液两相流进行了直接数值模拟. 采用有限元方法数值求解流场的 N-S 方程, 并增加联立求解能量方程, 应用牛顿定律跟踪颗粒运动, 并通过积分颗粒表面的黏性应力和压力获得颗粒的受力, 避免了其他模型中对颗粒受力采用的许多假设, 从而实现了对固液两相流运动的直接数值模拟. 数值模拟的网格缩小到颗粒尺寸以下, 颗粒占据有限体积, 通过 Delaunay-Voronoi 法生成非结构化的三角形单元网格; 颗粒移动时, 通过求解 Laplace 方程得到网格移动速度, 当单元网格严重变形时网格将重新划分, 以确保网格质量. 颗粒受力方程、扭矩方程和流体的动量方程一起进行有限元的 Galerkin 法推导, 这样颗粒和流体间相互作用的力和扭矩就不必专门加以计算. 颗粒位置的更新由其速度决定, 时间步长由颗粒的速度和加速度来自动调整, 方程的非线性部分由牛顿迭代求解, 线性部分由 GMRES (Generalized minimum residual method) 算法来求解.

* 山西省青年创新基金(批准号:2008021004)资助的课题.

[†] E-mail: lht@nuc.edu.cn

3. 测试算例

选取绕圆柱体的对流和同心圆环之间的对流为测试的算例,用来验证程序解决问题的有效性和准确性^[9].

3.1. 绕圆柱体的强制对流

文献[10,11]模拟了通道中绕圆柱体的强制对流,本文使用相同的几何参数对该算例进行了模拟.图1、图2分别为雷诺数20时,圆柱体表面的努塞尔数(Nu)分布和圆柱体表面的压力系数分布,其中

$$Nu\phi = \frac{h\phi d}{k} = \frac{n \cdot \nabla T|_w d}{\Delta T}, \quad (1)$$

$$C_p = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho U^2}. \quad (2)$$

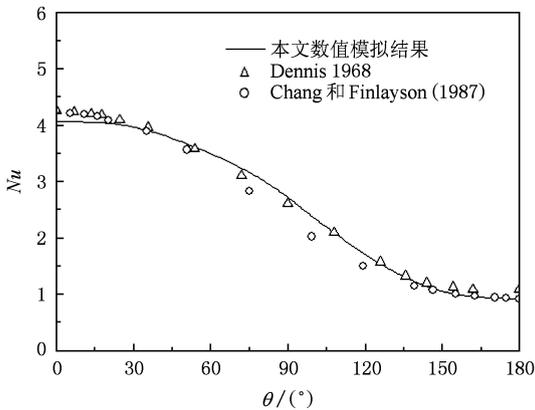


图1 圆柱体表面的努塞尔数分布 ($Re = 20$)

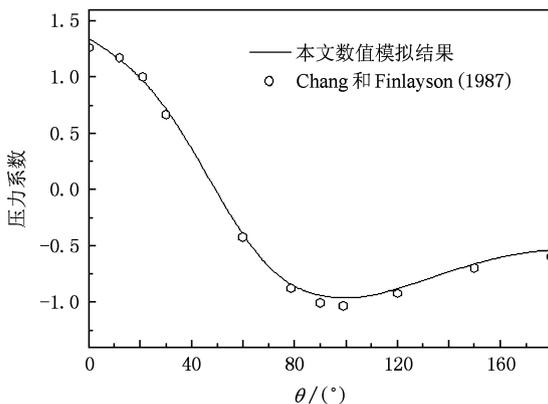


图2 圆柱体表面的压力系数分布

本文的方法计算得到的结果与文献[10,11]计算的结果相当的一致.

3.2. 同心圆环之间的自然对流

为了验证程序处理自然对流的能力,本文采用了与 Kuehn 和 Goldstein (1976)^[12]对此问题研究时相同的参数:设内圆环半径为 R_i ,温度为 T_i ,外圆环半径为 R_o ,温度为 T_o , $R_o/R_i = 2.6$, $Pr = 0.7$, $Ra = 5 \times 10^4$,其特征长度为 $R_o - R_i$.图3、图4为沿半径剖面上无量纲的温度分布和无量纲的速度分布,其中

$$V_\theta = \frac{v * (R_o - R_i)}{\alpha}, \quad (3)$$

热扩散率

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho c}, \quad (4)$$

其中, λ , ρ , c 分别代表导热系数、密度及比热容.

可以看出本文的结果与 Kuehn 和 Goldstein 的结果非常一致.

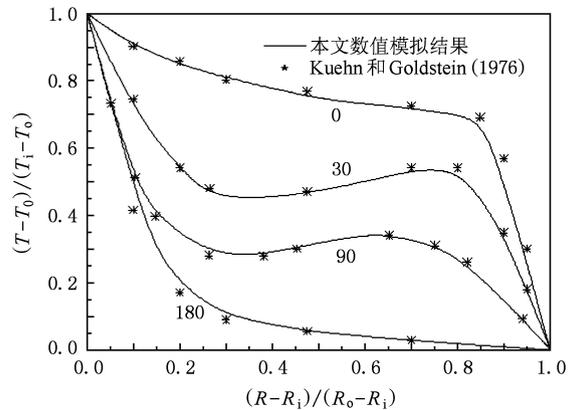


图3 沿半径无量纲温度分布 ($\theta = 0, 30, 90, 180$)

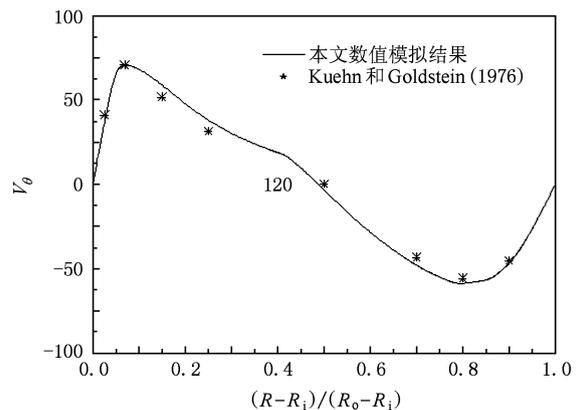


图4 沿半径无量纲速度分布 ($\theta = 120$)

通过与两测试算例结果的比较,验证了本文的程序和采用的数值方法的正确性,为复杂的固液两相流模拟做了铺垫.

4. 结果与讨论

Feng, Hu, Joseph^[7]曾模拟了等温颗粒在竖直通道中的沉降过程,结果表明等温颗粒在竖直通道中的沉降随着固液密度比的增大,经历了沿通道中心线沉降、沿中心线沉降并伴随微弱的摆动、沿中心线沉降并伴随有规则的大振幅摆动、摆动平衡位置脱离中心线和无规则摆动的过程.

本文在此基础上,将分别模拟有固定温差的热流体中的冷颗粒和冷流体中的热颗粒在竖直通道中的沉降过程.通过不断改变颗粒的密度,得到相应的固液密度比和对应的颗粒沉降过程,并与流体和颗粒无温差的等温颗粒情况相比较,来研究颗粒的沉降运动规律和热对流及固液密度比的变化对颗粒运动的影响作用.在含有牛顿流体的竖直通道中,将初始速度为0、半径为 d 的圆形颗粒从中心释放,其中竖直通道宽 $L = 4d$, x 轴方向竖直向下, y 轴方向水平向右.流体初始温度为 T_0 , 颗粒温度为 T_s , 不考虑热对流的颗粒在等温流体中的沉降情况 $T_0 = T_s$; 考虑热对流的颗粒在热流体中的沉降情况 $T_0 > T_s$ 和在冷流体中的沉降情况 $T_0 < T_s$. 颗粒的初始位置为 $(0, y_0)$, 颗粒密度 ρ_s 略大于流体密度 ρ_0 . (其中 ρ_0 恒定不变), 受到重力作用释放后颗粒开始沉降.

为了更好地研究固液密度比的变化使热对流对颗粒沉降运动造成的影响,设格拉晓夫数和普朗特数恒定为: $Gr = 1143, Pr = 0.7$. 其中, 格拉晓夫数

$$Gr = \frac{\rho_0 \beta \Delta T d^3 g}{\mu^2};$$

普朗特数

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k}.$$

4.1. 不同情况颗粒沉降的运动轨迹

情况 A $1.005 \leq \rho_s/\rho_0 \leq 1.011$

图5显示了 $1.005 \leq \rho_s/\rho_0 \leq 1.011$ 时,颗粒分别在等温流体、热流体和冷流体中沉降的运动轨迹.

冷颗粒在热流体中沉降情况,颗粒沿着中心线附近周期性的摆动,振幅约为颗粒直径的10%;颗粒在等温流体中沉降和热颗粒在冷流体中沉降情况,颗粒都将沿着中心线稳定的沉降.

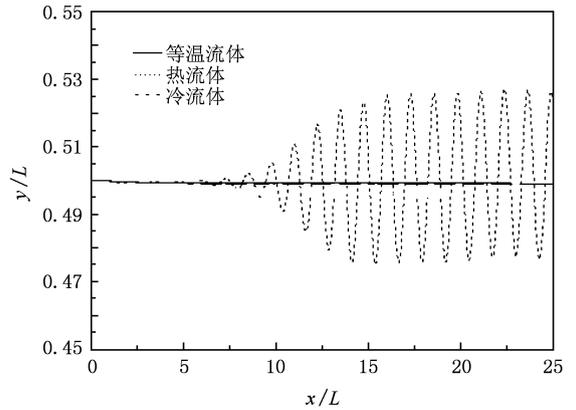


图5 情况 A: 颗粒沉降的运动轨迹 ($\rho_s/\rho_0 = 1.008$)

情况 B $1.011 \leq \rho_s/\rho_0 \leq 1.017$

随着固液密度比 ρ_s/ρ_0 不断的增大,冷颗粒热流体情况,颗粒将继续周期性的摆动,其振幅基本保持不变,但释放后达到周期摆动的时间缩短;等温颗粒流体情况,颗粒沉降过程中产生较小振幅的摆动,其释放后达到摆动的时间较长;热颗粒冷流体情况,颗粒仍沿着通道中心线沉降(如图6).

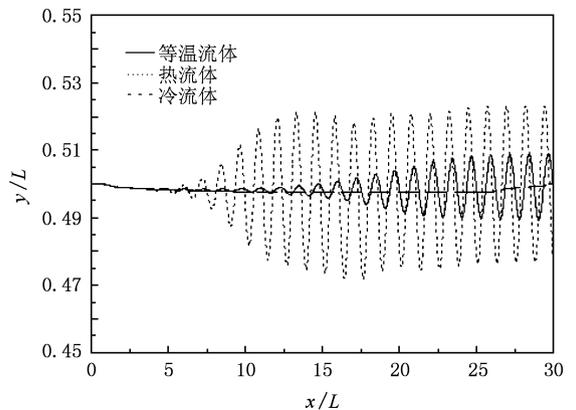


图6 情况 B: 颗粒沉降的运动轨迹 ($\rho_s/\rho_0 = 1.013$)

情况 C $1.017 \leq \rho_s/\rho_0 \leq 1.055$

当 $1.017 \leq \rho_s/\rho_0 \leq 1.055$ 时,冷颗粒热流体情况,颗粒仍在中心线附近周期性的摆动;等温颗粒流体情况,颗粒摆动振幅增大,释放后达到摆动的时间缩短;热颗粒冷流体情况,颗粒沉降过程中开始出现摆动(如图7).

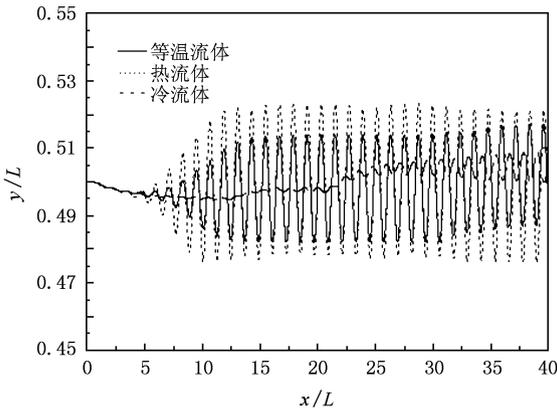


图 7 情况 C: 颗粒沉降的运动轨迹 ($\rho_s/\rho_o = 1.021$)

情况 D $1.055 \leq \rho_s/\rho_o \leq 1.200$

当 $1.055 \leq \rho_s/\rho_o \leq 1.200$ 时, 颗粒在等温流体、热流体和冷流体中的沉降轨迹如图 8 所示. 三种情况下颗粒都将沿着通道中心线周期性的摆动, 并且振幅和周期基本相同.

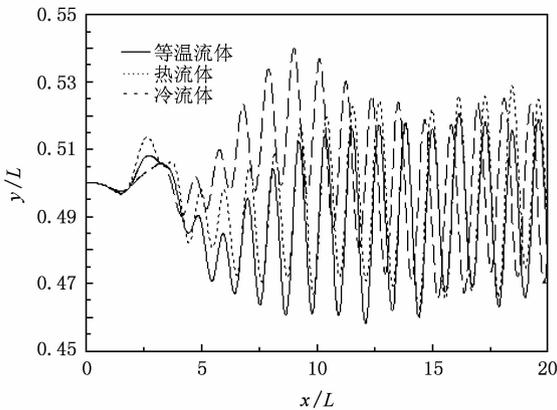


图 8 情况 D: 颗粒沉降的运动轨迹 ($\rho_s/\rho_o = 1.083$)

情况 E $\rho_s/\rho_o > 1.200$

固液密度比继续增大, 当 $\rho_s/\rho_o > 1.200$ 时, 三种情况下颗粒摆动平衡位置脱离通道中心线, 并做无规则的摆动, 三种情况的沉降规律基本一致 (如图 9).

由以上几种情况可以看出, 随着固液密度比不断增大, 颗粒沉降的运动形式也在发生改变, 等温颗粒由开始的稳定沿着中心线沉降、发展到沿着中心线有规则摆动沉降、脱离中心线位置无规则摆动沉降的过程, 这主要是颗粒尾部结构的变化和通道壁对颗粒的影响造成的. 冷颗粒热流体情况中, 热对流加快了颗粒沉降的发展进程, 颗粒摆动幅度最

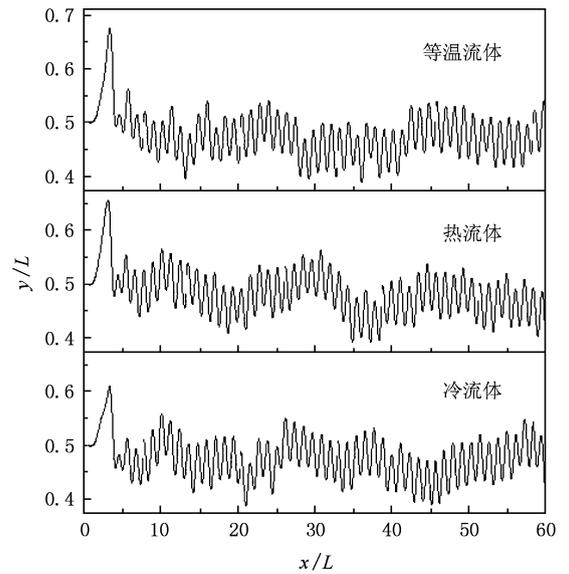


图 9 情况 E: 颗粒沉降的运动轨迹 ($\rho_s/\rho_o = 1.315$)

大, 这是因为热对流使颗粒尾部形成了不对称的涡脱落; 热颗粒冷流体情况中, 热对流减慢了颗粒沉降的发展进程, 抑制了颗粒的摆动, 这是由于自然对流和强制对流的合作用使颗粒的尾迹产生了热膨胀的结果 (如图 10 所示). 同时固液密度比越大, 颗粒的惯性就越大, 三种情况颗粒沉降的运动轨迹越相似, 热对流对颗粒的影响效果减小.

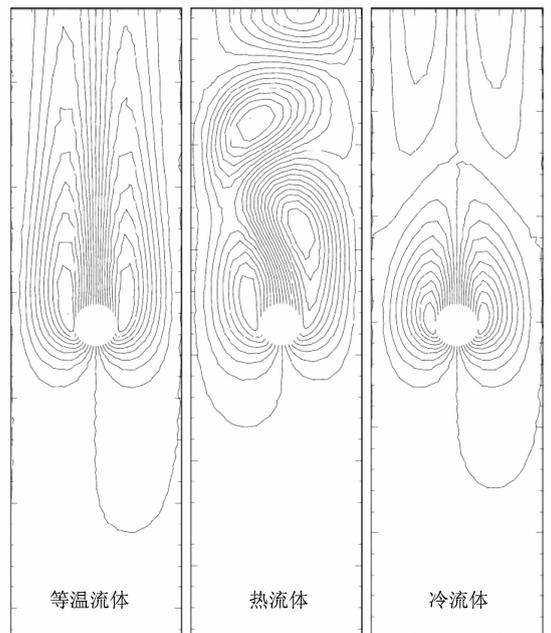


图 10 $\rho_s/\rho_o = 1.008$ 时颗粒周围的流线

4.2. 不同情况颗粒沉降的雷诺数

固液密度比不断的改变,其 x 方向最终平衡速度也不断变化,从而可以得到对应的沉降雷诺数. 如图 11 所示, $\rho_s/\rho_o = 1.008$ 时,三种情况下随时间变化的雷诺数,其中 t 表示时间步数,步长为 0.01 s. 可以看出,颗粒经过一定的时间后将以稳定的竖直速度沉降,并在相同固液密度比条件下,热流体中的冷颗粒沉降雷诺数最大,等温颗粒沉降雷诺数居中,冷流体中的热颗粒沉降雷诺数最小. 这主要是由于冷颗粒在热流体中沉降,自然对流和强制对流的合作力与颗粒沉降方向相同,加速了颗粒的沉降速度;热颗粒在冷流体中沉降,热对流引起流体运动的方向与颗粒运动方向相反,形成了阻力,减慢了颗粒的沉降速度.

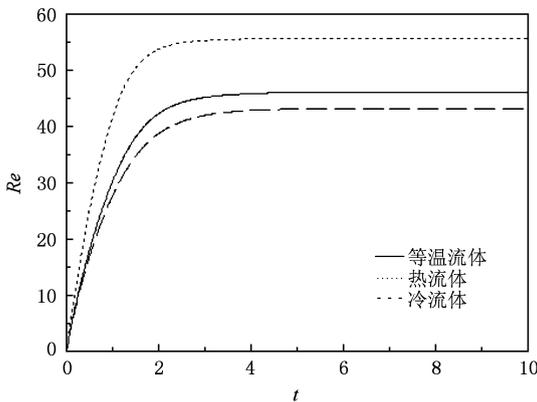


图 11 随时间变化的雷诺数 ($\rho_s/\rho_o = 1.008$)

图 12 所示固液密度比与颗粒沉降雷诺数之间的关系. 可以得出,固液密度比越小,颗粒的惯性越小,三种情况下的沉降雷诺数数值相差越大,颗粒的沉降速度受到热对流的作用效果越明显.

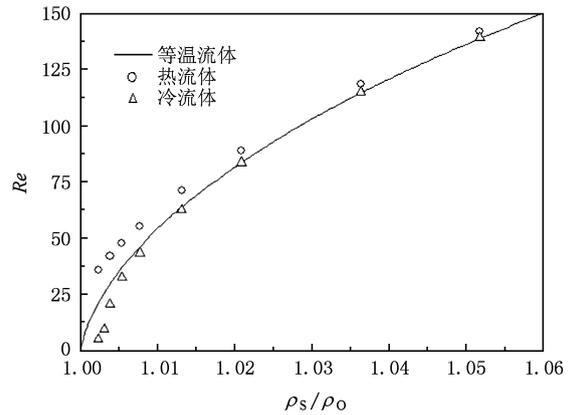


图 12 随颗粒密度变化的雷诺数

5. 结 论

本文在应用任意拉格朗日-欧拉 (ALE) 算法模拟等温颗粒竖直通道中的沉降过程的基础上,模拟了有固定温差的热流体中的冷颗粒和冷流体中的热颗粒在竖直通道中的沉降过程,并与等温颗粒情况相比较,本文条件下得到了如下结论:

1. 等温颗粒在竖直通道中沉降,随着固液密度比的增大,颗粒经历了稳定的沿通道中心线沉降、沿着中心线有规则摆动沉降和脱离中心线位置无规则摆动沉降的过程.
2. 热对流使颗粒沉降的发展进程和摆动幅度发生变化. 热流体中热对流使颗粒沉降的发展进程加快,颗粒摆动幅度增大;冷流体中热对流使颗粒沉降的发展进程减慢,颗粒摆动幅度减小.
3. 热对流引起了颗粒沉降雷诺数的变化. 热流体中热对流作用将增大颗粒沉降的雷诺数,冷流体中热对流作用将减小颗粒沉降的雷诺数.
4. 在相同 Gr 数和 Pr 数下,固液密度比越大,热对流对颗粒的影响作用越小.

[1] Jeng H R, Pan C 1999 *Ann. Nucl. Energy* **26** 227
 [2] Zuber N, Findlay J A 1965 *Trans. ASME* **87** 453
 [3] Zhou L X 1999 *Multiphase. Sci. Technol.* **11** 37
 [4] Wang F, He F 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1005 (in Chinese)
 [王 飞、何 枫 2006 物理学报 **55** 1005]
 [5] Juric D, Tryggvason G 1998 *Int. J. Multiphase Flow.* **24** 387
 [6] Guardo A, Coussirat M, Recasens F 2007 *Chem. Eng. Sci.* **62**

5503
 [7] Feng J, Hu H H, Joseph D D 1994 *J. Fluid Mech.* **261** 95
 [8] Hu H H, Joseph D D 1992 *Comput. Fluid Dyn.* **3** 285
 [9] Gan H, Chang J Z 2003 *J. Fluid. Mech.* **481** 385
 [10] Chang, Finlayson 1987 *Numerical Heat Transfer.* **12** 179
 [11] Dennis, Chang G Z 1970 *J. Fluid Mech.* , **42** 471
 [12] Kuehn, Goldstein 1976 *J. Fluid Mech.* **74** 695

Direct numerical simulation on the influence of solid-liquid density ratio on the particle sedimentation under thermal convection *

Tong Zhi-Hui[†]

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

(Received 24 February 2009; revised manuscript received 12 June 2009)

Abstract

The arbitrary Lagrangian-Eulerian technique was used in the direct numerical simulation of the sedimentation of particle with thermal convection between parallel walls. The fluid motion is computed from the Navier-Stokes equation and energy equation using the finite-element method. The particle was tracked according to the equations of motion of a rigid body under the action of gravity and hydrodynamic forces arising from the motion of the fluid, the model was used without former experience or presumption. The results shows that the particle experiences different regimes of motion: steady motion with and without overshoot and weak, strong and irregular oscillations. The thermal convection changes the sedimentation velocity and the oscillation amplitude of the particle, and the impact of particle by the thermal convection was decreased with solid-liquid density ratio increasing.

Keywords: arbitrary Lagrangian-Eulerian, two-phase flows, direct numerical simulation, thermal convection

PACC: 4710, 4755K, 9530L

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

[†] E-mail: lht@nuc.edu.cn