

## 热对流条件下颗粒沉降的格子 Boltzmann 方法模拟\*

毛威 郭照立<sup>†</sup> 王亮

(华中科技大学煤燃烧国家重点实验室, 武汉 430074)

(2012年9月24日收到; 2012年11月19日收到修改稿)

采用格子 Boltzmann 方法模拟了在热对流条件下的颗粒沉降问题, 在研究单颗粒在等温流体、热流体和冷流体中运动的基础上, 进一步模拟了两个不同温度的颗粒在流体中的沉降. 结果表明: 两等温颗粒的沉降方式与雷诺数  $Re$  以及格拉晓夫数  $Gr$  密切相关, 而两不同温度的颗粒与两等温颗粒的沉降规律有显著不同. 无论初始位置如何, 冷颗粒最终总位于热颗粒下方运动,  $Re$  较大时, 发生连续的拖曳、接触现象, 而  $Re$  较小时, 冷颗粒会以较大的沉降速度远离热颗粒.

关键词: 格子 Boltzmann 方法, 颗粒沉降, 热对流

PACS: 47.11.Qr, 47.55.Kf, 47.55.pb

DOI: 10.7498/aps.62.084703

## 1 引言

颗粒沉降现象是流固两相流中的一类典型问题, 出现在许多工业过程和自然现象中, 国内外不少学者从不同角度对这一问题进行过研究<sup>[1-5]</sup>. 现有的研究大都针对恒温系统的颗粒沉降问题, 对存在温度梯度条件下颗粒沉降问题的研究相对很少. 2003年, Gan 等<sup>[6,7]</sup>研究了单个颗粒在不同温度的流体中的运动, 发现存在热对流时颗粒运动规律与等温条件下有着明显的不同, 热对流对颗粒的沉降速度和运动轨迹均有很大影响. 他们也对双颗粒的沉降进行了简单的研究. 2006年, Yu 等<sup>[8]</sup>用 DLM/FD (distributed lagrange multiplier/fictitious domain) 方法验证了 Gan 等的结果, 进一步研究了单颗粒温度随时间变化时的运动情况. 随后, 文献<sup>[9, 10]</sup>模拟了多个颗粒在热对流条件下的沉降. 2009年, 刘汉涛等<sup>[11]</sup>模拟了颗粒与流体等温条件下单颗粒沉降、在热流体和冷流体中单颗粒沉降、考虑热对流和溶解的单颗粒沉降; 2010年刘汉涛等<sup>[12]</sup>又用任意拉格朗日-欧拉算法模拟了热对流条件下双颗粒的沉降, 结果发现两冷颗粒在热对流中总保持分散的工况, 即两颗粒不是作为整

体运动, DKT (drafting, kissing and tumbling) 现象比等温下更明显; 而两热颗粒未发生 DKT 现象, 而是作为一个整体的工况运动, 原因在于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.

上述研究仅限于两个颗粒具有相同温度的情况, 而许多实际问题往往涉及颗粒温度不同的两相流动, 如流化床炉内不同位置的煤粉颗粒的温度一般有较大差异, 因此这类非等温颗粒的沉降规律也是值得研究的问题. 本文采用近年发展起来的一种数值方法——格子 Boltzmann 方法 (LBM) 对热对流条件下的颗粒沉降问题进行研究, 着重探讨两个不同温度的颗粒的沉降规律, 并进一步分析热对流条件对颗粒沉降影响的机理.

## 2 数值方法

## 2.1 LBM

格子 Boltzmann 方程通过描述离散流体粒子分布函数在固定格子上的运动过程来获得宏观流动信息, 其演化方程如下:

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) + \Omega_i(f), \quad (1)$$

\* 国家自然科学基金(批准号: 51125024, 51021065)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: zlguo@hust.edu.cn

其中  $f_i(\mathbf{x}, t)$  为  $t$  时刻位于  $\mathbf{x}$  处的以  $\mathbf{e}_i$  速度运动的流体粒子的分布函数,  $\Omega_i(f)$  为碰撞算子, 表示粒子间的碰撞对分布函数的影响. 本文采用 BGK 碰撞算子<sup>[13]</sup>, 即

$$\Omega_i(f) = -\frac{1}{\tau} [f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)], \quad (2)$$

其中  $\tau$  为无量纲松弛时间,  $f_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)$  为粒子平衡态分布函数. 在 D2Q9 模型中<sup>[13]</sup>, 平衡态分布函数如下:

$$f_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t) = \omega_i \rho \left[ 1 + \frac{3}{c^2} (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u}) + \frac{4.5}{c^4} (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{1.5}{c^2} \mathbf{u}^2 \right]. \quad (3)$$

离散速度如下:

$$\mathbf{e}_i = \begin{cases} 0 & i=0, \\ c \left( \cos \left[ \frac{(i-1)\pi}{2} \right], \sin \left[ \frac{(i-1)\pi}{2} \right] \right) & (i=1, 2, 3, 4), \\ \sqrt{2}c \left( \cos \left[ \frac{(i-1)\pi}{2} \right], \sin \left[ \frac{(i-1)\pi}{2} \right] \right) & (i=5, 6, 7, 8), \end{cases} \quad (4)$$

其中  $c = \Delta x / \Delta t$ ,  $\Delta x$ ,  $\Delta t$  分别为网格步长和时间步长, 权重系数如下

$$\omega_i = \begin{cases} 4/9 & (i=0) \\ 1/9 & (i=1, 2, 3, 4) \\ 1/9 & (i=5, 6, 7, 8) \end{cases}. \quad (5)$$

在 LBM 中, Shi, Zhao, Guo<sup>[14]</sup> 提出的 SZG 双分布模型已成功用来计算速度场和温度场, 我们在此基础上忽略压力功和黏性热耗散, 得到的速度场和温度场的演化方程分别为

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\tau_1} [f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)] + F_i \Delta t, \quad (6)$$

$$g_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = g_i(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\tau_2} [g_i(\mathbf{x}, t) - g_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)], \quad (7)$$

其中  $\tau_1$  和  $\tau_2$  分别为速度和温度的松弛时间;  $F_i \Delta t$  为浮力项, 反映了温度场对速度场的影响. 温度的平衡态分布函数为

$$g_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t) = \omega_i T \left[ 1 + \frac{3}{c^2} (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u}) + \frac{4.5}{c^4} (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{1.5}{c^2} \mathbf{u}^2 \right], \quad (8)$$

浮力  $F_i$  可以表示为

$$F_i = 3\omega_i \rho \frac{g\beta\Delta T}{c^2}, \quad (9)$$

$\beta$  为热膨胀系数. 流动的速度, 密度和温度分别如下计算:

$$\rho = \sum_{i=0}^8 f_i, \quad \rho \mathbf{u} = \sum_{i=0}^8 c_i f_i, \quad T = \sum_{i=0}^8 g_i. \quad (10)$$

## 2.2 边界及作用力处理

边界条件的处理是 LBM 的一个关键问题, 在本文的模拟中, 固壁和颗粒边界上温度分布函数采用文献 [15] 提出的边界处理方法, 即  $g_i(\mathbf{x}_f, t + \Delta t) = -g'_i(\mathbf{x}_f, t) + 2\omega_i T_w$ ,  $T_w$  表示固壁或颗粒边界的温度. 对于平直边界, 固壁上的速度分布函数采用半步长反弹格式<sup>[16]</sup>, 自由边界上使用非平衡态外推格式处理<sup>[17]</sup>. 对于颗粒的圆形边界, 我们采用 Ladd<sup>[18,19]</sup> 提出的基于有限体积颗粒的方法, 其大小和形状用 LBM 的格子来描述, 颗粒内部也被流体粒子所占据, 内部流体与外部流体有相同的密度, 但黏性不同, 通过增大内部流体的黏性来减小内部流体对颗粒外部流动的影响. 该方法要求流固两相密度比  $\rho_s / \rho_f > 1$ , 一些学者针对这个问题进行了改进, Aidun 和 Lu<sup>[20]</sup> 提出了不使用颗粒内部流体的方法, 其流固两相密度比适用范围大于 Ladd 方法, 但在处理过程中会引入一些额外误差, 导致质量不局部守恒. 本文的流固两相密度比满足  $\rho_s / \rho_f > 1$ , 同时为了程序的效率性, 采用了 Ladd 的方法. 在该方法中, 流体和固体颗粒的相互作用是通过半步长反弹格式实现的. 如图 1 所示, 在边界点  $\mathbf{x}_b$  处, 颗粒内外沿  $\mathbf{c}_i$  方向的两个相邻格点分别为  $\mathbf{x}_s$  和  $\mathbf{x}_f = \mathbf{x}_s - \mathbf{c}_i \Delta t$ , 在时刻  $t$  的碰撞之后, 两点的分布函数分别为  $f'_{-i}(\mathbf{x}_s, t)$  和  $f'_i(\mathbf{x}_f, t)$ , 经过  $\Delta t/2$  时间后, 两个流体粒子运动到边界并进行碰撞:

$$f'_i(\mathbf{x}_b, t + \Delta t/2) = f'_{-i}(\mathbf{x}_s, t) + 2\omega_i \rho \frac{\mathbf{c}_i \mathbf{u}_b}{c_s^2}, \quad (11)$$

$$f'_{-i}(\mathbf{x}_b, t + \Delta t/2) = f'_i(\mathbf{x}_f, t) + 2\omega_{-i} \rho \frac{\mathbf{c}_{-i} \mathbf{u}_b}{c_s^2}, \quad (12)$$

再经过  $\Delta t/2$  后, 流体粒子运动到对应的流体格点

$$f'_i(\mathbf{x}_s, t + \Delta t) = f'_i(\mathbf{x}_b, t + \Delta t/2), \quad (13)$$

$$f'_{-i}(\mathbf{x}_f, t + \Delta t) = f'_{-i}(\mathbf{x}_b, t + \Delta t/2). \quad (14)$$

然后在下一时间步, 流体粒子就可以正常流动. 在流体粒子与颗粒的碰撞过程中, 可以通过动量交换

法计算流体对颗粒的作用力和力矩, 颗粒受到流体的作用力和力矩可以表示为

$$F = \frac{\Delta x^2}{\Delta t} \sum_w \sum_i [f_{-i}(\mathbf{x}_f, t + \Delta t) + f'_i(\mathbf{x}_f, t) - f'_i(\mathbf{x}_s, t + \Delta t) - f_{-i}(\mathbf{x}_s, t)] c_i, \quad (15)$$

$$T = \frac{\Delta x^2}{\Delta t} \sum_w \sum_i [f_{-i}(\mathbf{x}_f, t + \Delta t) + f'_i(\mathbf{x}_f, t) - f'_i(\mathbf{x}_s, t + \Delta t) - f_{-i}(\mathbf{x}_s, t)] \times (\mathbf{x}_b - \mathbf{x}_c) \times c_i. \quad (16)$$

获得颗粒所受流体的作用力和力矩后, 通过求解以下两式计算颗粒的速度和角速度:

$$M_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = F, \quad I_p \frac{d\Omega_p}{dt} = T, \quad (17)$$

其中  $M_p$  和  $I_p$  分别是颗粒的质量和转动惯量,  $\mathbf{u}_p$  和  $\Omega_p$  分别为颗粒的速度和角速度.

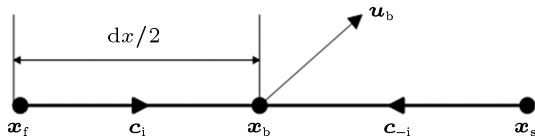


图1 半步长反弹示意图

### 3 模型验证

首先, 为了测试模型的可行性, 我们模拟一个冷颗粒在热流体中的沉降过程. 如图2所示, 颗粒初始放置于管道中心位置释放. 长管道的宽度  $W$  为 0.48 cm, 颗粒直径  $d$  为 0.12 cm, 直径的网格数为 30, 颗粒内部和外部的流体黏性比为 30, 速度场的松弛时间为 0.65.

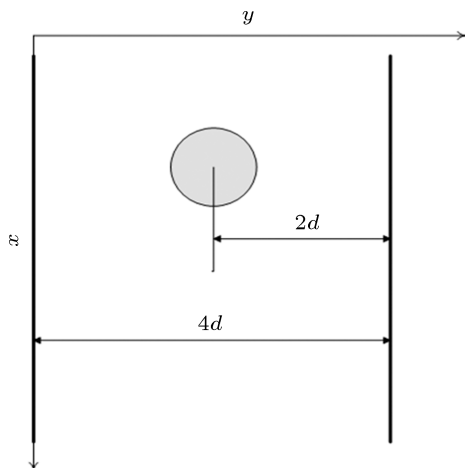


图2 单颗粒沉降示意图

边界条件为: 颗粒温度保持  $T_s = -1$ , 上边界为自由边界  $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} = 0, \frac{\partial T}{\partial x} = 0$ , 其他三个边界  $u = 0, T_w = T_f = 0$ , 流体初始温度与两壁面等温. 这种物理条件下所对应的无量纲参数是固定的, 颗粒和流体温度不代表真实温度, 只需满足该问题的无量纲参数相等, 则在不同的条件下仍属于同一类流动. 该问题的特征无量纲参数为格拉晓夫数  $Gr$ , 雷诺数  $Re$  和普朗特数  $Pr$ , 分别定义为

$$Gr = \frac{\beta \Delta T d^3 g}{\nu^2}, \quad Re = \frac{Ud}{\nu}, \quad Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad (18)$$

其中  $g$  为重力加速度,  $\nu$  为运动黏性系数. 赵颖等<sup>[21]</sup> 使用 LBM 方法模拟过垂直平板间的热对流, 他指出  $Gr$  数是判断热流场从稳定状态向不稳定流动状态转变的一个基本特征参数, 其意义相当于  $Re$  数在强制对流中的作用. 依据 Kang 和 Hassan<sup>[22]</sup> 的方法, 我们同样定义一个参考雷诺数  $Re_{ref}$  和参考速度  $U_{ref}$

$$U_{ref} = \sqrt{\pi(d/2)(\rho_r - 1)g}, \quad Re_{ref} = \frac{U_{ref}d}{\nu}, \quad (19)$$

其中  $\rho_r$  为固流两相密度比,  $Re_{ref}$  取为 40.5.

Gan 等<sup>[7]</sup> 应用任意拉格朗日 - 欧拉 (ALE) 方法对  $\rho_r = 1.00232, Pr = 0.7$  时的单颗粒沉降进行了计算. 我们首先在相同的条件下进行计算, 以检验方法的正确性.

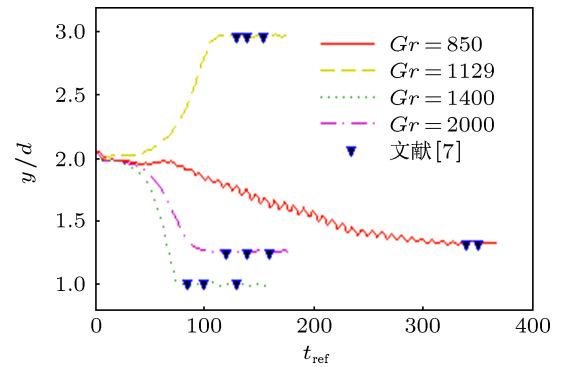


图3 冷颗粒在不同  $Gr$  数下水平方向的轨迹

图3给出了冷颗粒在热流体中沉降时水平方向的轨迹, 图4给出了冷颗粒在不同  $Gr$  下的最终沉降雷诺数. 从图3中可以发现, 不同  $Gr$  数下颗粒的运动轨迹有很大差异. Gan 等指出当  $810 < Gr < 2150$  时, 冷颗粒最终将偏离管道中心线位置运动, 并且最终沉降速度也随之发生突变. 流体在颗粒运动的影响下而产生的流动是强制对流, 由于温度的分布不均而形成的流动是热对流, 这种现象就是强制对流和热对流相互作用的结果. 从模

拟的结果来看, 本文模型的计算结果与 Gan 等的结果符合得较好. 应当注意的是, 我们在计算时, 颗粒初始位置偏离了中心线一个微小的距离 ( $d/60$ ) 以提高计算效率. 这是因为颗粒在中心位置的运动是一种亚稳态, 初始位置的稍微偏离可以打破这种工况, 在不同的计算方法中, 冷热颗粒的运动轨迹可能会稍有差别, 但最终沉降速度和最终偏离中心线的程度基本相同, 这与方法的精度有关.

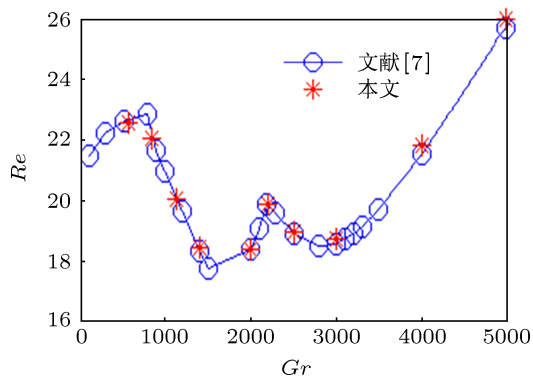


图4 冷颗粒在不同  $Gr$  数下最终沉降的雷诺数

### 4 模拟结果及分析

上面我们研究了单颗粒在热对流条件下的沉降, 为了探讨热对流对颗粒沉降的影响机理, 现在我们进一步研究两个不同温度的颗粒沉降问题.

两个相同直径的颗粒在长管道中静止释放, 初始位置如图5所示, 初始位于上方的用 P1 表示, 下方的用 P2 表示.

边界及物理条件与前述单颗粒沉降的条件相同. 在无热对流情况下, 两颗粒会发生拖曳、接触、翻转现象 (DKT), 很多学者都对这类现象进行过研究. 如刘汉涛等<sup>[12]</sup>用 ALE 方法模拟了固定  $Gr$

数和固定  $\nu$  (即固定  $Re$ ) 情况下两等温颗粒分别在等温、冷、热流体中的沉降<sup>[11]</sup>. 但是, DKT 现象与  $Re$  有很强的依赖关系, 即使在等温情况下, 不同  $Re$  下的 DKT 现象也有显著不同. 从 (18) 和 (19) 两式可以看出, 计算过程中参考速度  $U_{ref}$  保持不变, 而较大的  $Re_{ref}$  代表着较小的黏性系数  $\nu$ .  $\nu$  越小, 颗粒受到的阻力越小, 其真实沉降雷诺数  $Re$  将越大, 即较大  $Re_{ref}$  代表着较大的  $Re$ . 本文将进一步考虑不同  $Re$  下双颗粒的沉降,  $Gr$  固定为 142, P1 和 P2 的温度分别为  $T_{s1}$  和  $T_{s2}$ , 流体温度为  $T_f = 0$ , 并分以下几种工况来分析热对流对颗粒沉降的影响: ①  $T_{s1} = T_{s2} = -1$ ; ②  $T_{s1} = T_{s2} = 1$ ; ③  $T_{s1} = 1, T_{s2} = -1$ ; ④  $T_{s1} = -1, T_{s2} = 1$ ; ⑤  $T_{s1} = -1, T_{s2} = 0$ ; ⑥  $T_{s1} = 1, T_{s2} = 0$ ; ⑦  $T_{s1} = 0, T_{s2} = -1$ ; ⑧  $T_{s1} = 0, T_{s2} = 1$ . 把这八种存在热对流的工况与等温颗粒即 (0)  $T_{s1} = T_{s2} = 0$  的工况进行比较分析.

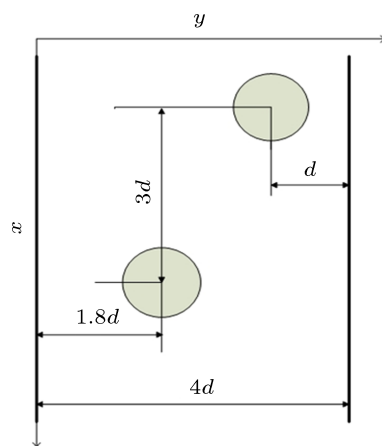


图5 双颗粒沉降示意图

首先考查  $Re_{ref} = 25$  的情况. 图6是在上述9种工况下的双颗粒在  $Re_{ref} = 25$  时的沉降轨迹, 描述了两颗粒在管道中的运动情况, 虚线代表 P1, 实

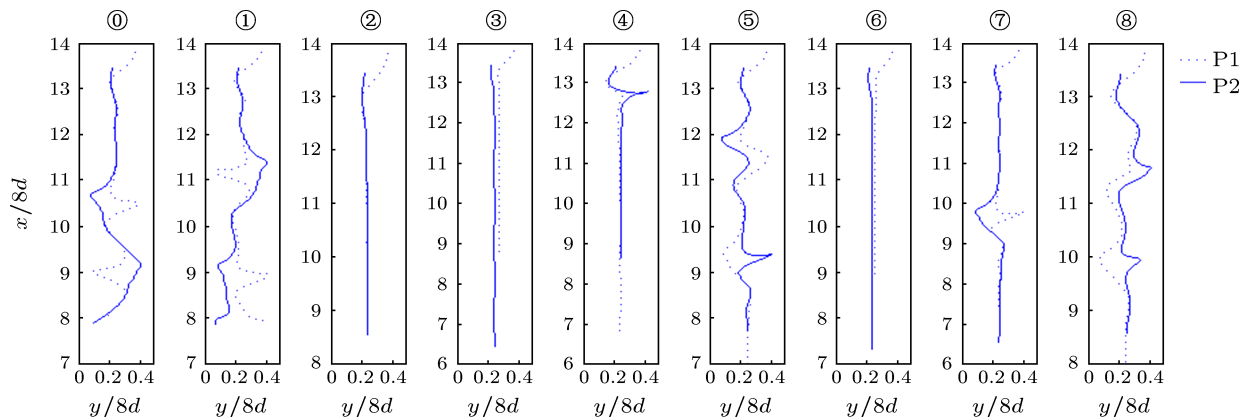


图6 双颗粒在管道中的运动轨迹 ( $Re_{ref} = 25$ )

线代表 P2. 可以看出, 工况 ② 即两热颗粒条件下, 没有发生 DKT 现象, 两颗粒都沿管道中心沉降; 工况 ③ 和 ⑥ 都是热颗粒在上方, 它们的运动规律相似, 两颗粒分别运动到管道中心线两侧附近以不同的高度沉降. 图 7 给出了不同雷诺数时工况 ③ 在  $t_{ref} = 25$  和  $t_{ref} = 40$  时的流场图. 在  $Re_{ref} = 25$  时, 两颗粒的距离随时间越来越远, 并且由于在雷诺数较小时, 热对流对颗粒的影响较大, 导致颗粒偏离中心线沉降. 其他几种工况下两颗粒都有不同程度的拖曳和接触现象 (drafting and kissing, DK), 但都不够明显.

$Re_{ref} = 30$  时的计算结果在图 8 中给出. 可以发现, 随着  $Re$  的增大, 工况 ② 即两热颗粒条件下, 后颗粒追赶上前颗粒后, 两颗粒以一定的振幅左右摇摆同时向下沉降, 这是因为下方颗粒的尾部形成的向上的羽流吸引了上方的颗粒, 从而作为一个整体运动. 工况 ③ 和 ⑥ 的运动规律与  $Re_{ref} = 25$  时相似, 不同的是两颗粒都沿管道中心线沉降, 因为  $Re$  变大使得热对流的影响已较小. 从图 7 可以发现, 工况 ③ 中两颗粒的相互作用变得更为强烈, 位于上方的热颗粒在冷颗粒产生的尾涡作用下比  $Re_{ref} = 25$  时沉降得更快. 其他几个工况下两颗粒的 DK 现象较为明显, 也正是因为随着  $Re$  的增大, 下方的颗粒沉降速度变大, 产生了涡脱落使上方的颗粒在压力差作用下追赶处于下方的颗粒, 从而发生更为明显的 DK 现象.

$Re_{ref} = 40$  时的计算结果在图 9 中给出. 可以看出, 在  $Re_{ref} = 40$  时, 工况 ② 的运动规律与  $Re_{ref} = 30$  相似, 由于  $Re$  的增大使得拖曳过程变短. 其他 8 种工况下, 双颗粒都发生了周期性的 DK 现象, 并且这种现象发生得更为频繁. 从图 7 可以看出, 此时工况 ③ 中的两颗粒与前两种工况有明显

的差别, 两颗粒的相互作用进一步加剧, 在  $t_{ref} = 40$  时已发生接触. 我们还发现, 对工况 ③—⑧ (即颗粒温度不同), 在相同的时间内颗粒沉降更快.

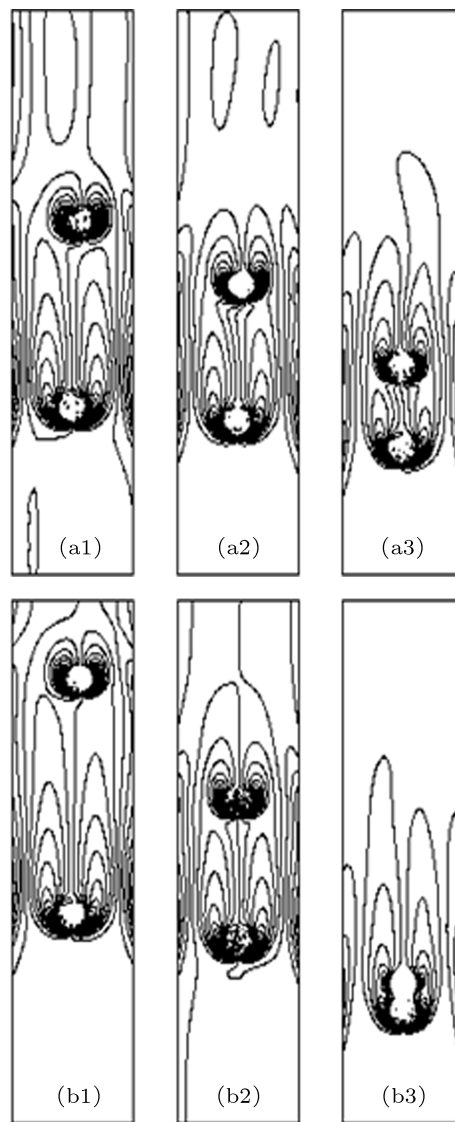


图 7 工况 ③ 不同时刻的流场 (a1)—(a3)  $t_{ref} = 25$ ,  $Re_{ref}$  分别为 25, 30, 40; (b1)—(b3)  $t_{ref} = 40$ ,  $Re_{ref}$  分别为 25, 30, 40

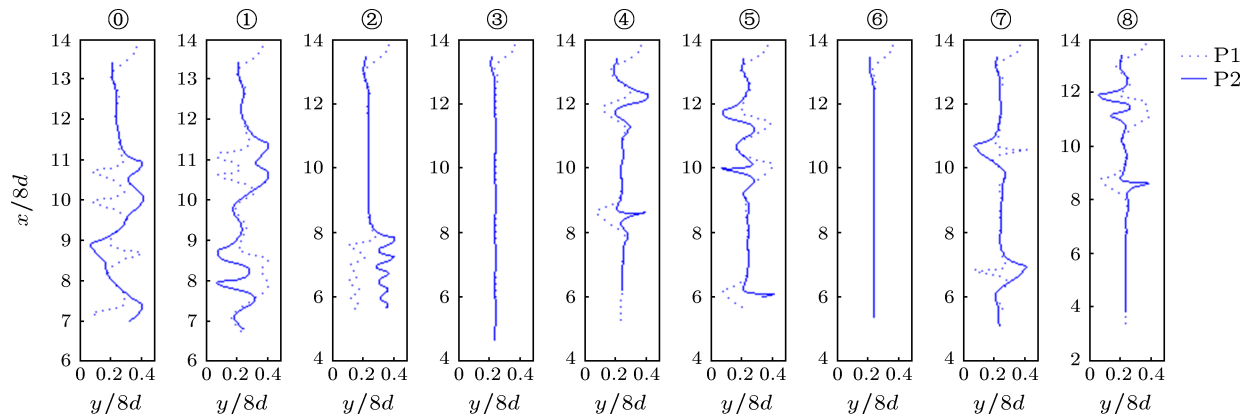


图 8 双颗粒在管道中的运动轨迹 ( $Re_{ref} = 30$ )

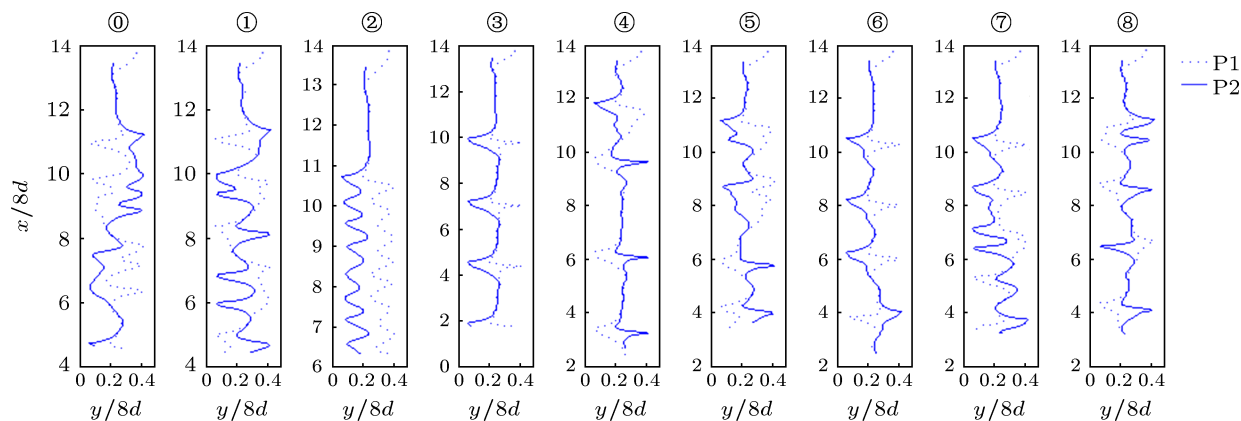


图9 双颗粒在管道中的运动轨迹 ( $Re_{ref} = 40$ )

为了进一步分析两颗粒的运动情况,图10和图11分别给出了几种情况下两颗粒中心距和纵坐标的变化情况, $D$ 为两颗粒的中心距, $r$ 为颗粒半径.图10中,纵坐标为 $D/r$ .当纵坐标约为2时就表明两颗粒已发生接触,横坐标为无量纲时间 $t_{ref} = t \cdot U_{ref}/d$ ,当 $Re_{ref} = 40$ 和 $Re_{ref} = 30$ 时工况②两热颗粒会有一次DK过程,然后相对位置在一定的范围内小幅波动,即两颗粒作为一个整体运动; $Re_{ref} = 25$ 时,两颗粒不发生拖曳现象,中心距随时间越来越大.图10中工况③下两颗粒只有在 $Re_{ref} = 40$ 时会发生周期性的DK现象,从图11中可以看出此时后颗粒始终位于前颗粒上方,说明两颗粒未能发生翻转.图10(c)中可以看出,工况④两颗粒在 $Re_{ref} = 40$ 时发生了周期性的DK现象,结合图11(b)可以看出,第一次接触后两颗粒发生了翻转完成了DKT过程,而后只发生DK过程,并且随着 $Re$ 的变小,DK过程越难发生,而 $Re_{ref} = 25$ 时只发生一次DK现象.在单颗粒的研究中,我们已发现热颗粒沉降速度慢,冷颗粒沉降速度快的特点,文献[10]也同样指出这个特点.在工况③下即热颗粒在上方,即使发生DK现象,热颗粒也不会翻转到冷颗粒下方;在工况④下即冷颗粒在上方,由于冷颗粒沉降快,故第一次发生DK现象后会继续发生翻转现象,完成DKT过程,而随后只发生KD现象而不会再翻转,冷颗粒最终会位于热颗粒下方运动,因此可以推断工况④下 $Re_{ref} = 25$ 时发生了完整的DKT过程.

从图6—图9整体来看, $Re$ 越大,两颗粒运动越不稳定,DKT现象越容易发生.同时,若热颗粒在冷颗粒上方,由于热颗粒沉降速度慢,则难以追上冷颗粒,即不会发生DK现象,但是从模拟结果中我们发现,在固定的 $Gr$ 下,当 $Re$ 较小时,热

颗粒确实无法追上冷颗粒且两颗粒距离不断拉大,

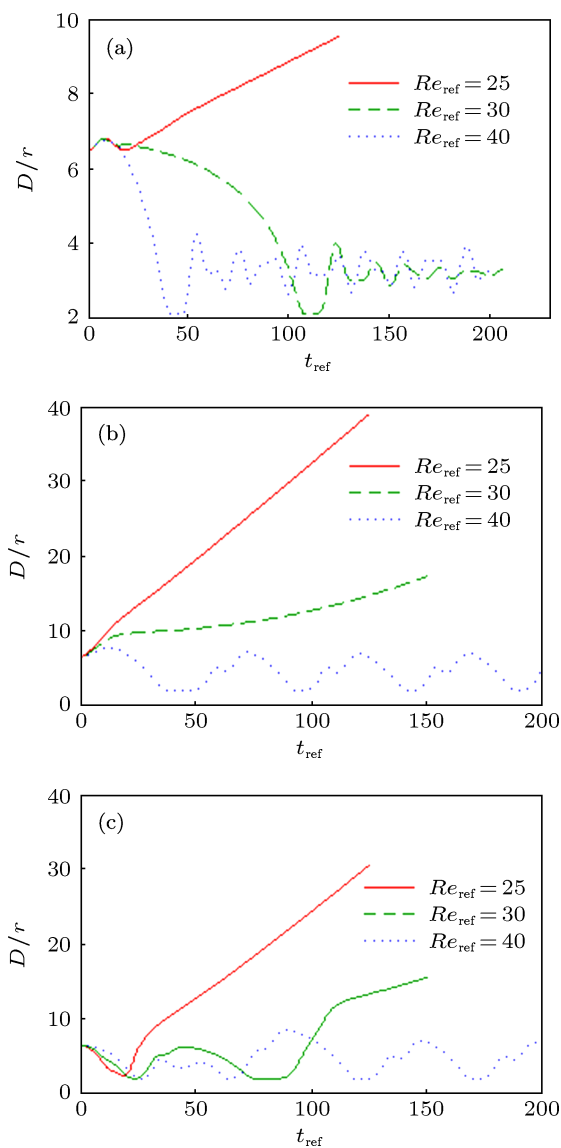


图10 不同 $Re_{ref}$ 下两颗粒的距离随时间的变化 (a) 工况②; (b) 工况③; (c) 工况④

而当  $Re$  较大时, 热颗粒会追上冷颗粒, 虽然不会发生翻转, 但会有周期性的 DK 现象. 因此, 在有热对流时, 两热颗粒的 DK 现象是  $Re$  与  $Gr$  竞争的结果, 普遍认为的两热颗粒不会发生 DK 现象, 其实只是在  $Re$  较小时的特殊情况, 当  $Re$  足够大时, 两热颗粒仍然会发生 DK 现象.

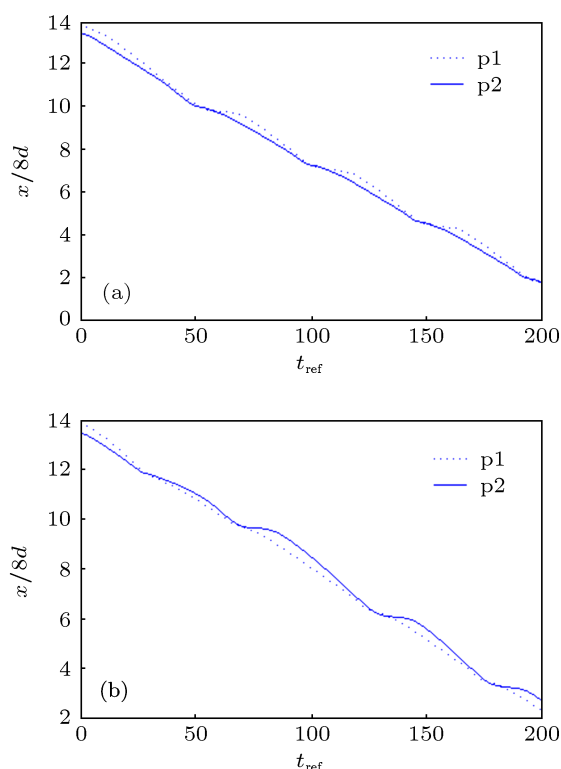


图 11  $Re_{ref} = 40$  时两颗粒的纵坐标随时间的变化 (a) 工况 ③; (b) 工况 ④

## 5 结论

本文利用 LBM 对热对流条件下的颗粒沉降问题进行了数值模拟. 首先模拟了单颗粒在冷流体和热流体中的沉降, 并与文献中相关数据结果进行对比, 验证了本方法的可行性; 对于热对流条件下的双颗粒沉降, 本文进一步考虑了两个温度不同的颗粒在流体中的沉降, 分为 8 种工况与等温下双颗粒的沉降进行了比较. 结果显示:

1) 颗粒的运动受两种对流的影响, 即强制对流和热对流, 雷诺数  $Re$  和格拉晓夫数  $Gr$  的大小分别代表了强制对流和热对流的强度,  $Re$  越大, 两颗粒越不稳定而不断处于分离工况, 此时更容易发生 DKT 现象;

2) 在某些工况例如两冷颗粒即工况 ① 中, 热对流会加剧两颗粒运动不稳定性, 从而发生更为频繁的 DKT 现象; 而在其他工况如两热颗粒即工况 ② 中热对流将减小这种不稳定性, 也就是 DKT 现象难以发生, 此时  $Re$  与  $Gr$  处于竞争关系, 只有在足够大的  $Re$  下颗粒才会发生 DKT 现象;

3) 若初始时冷颗粒在上热颗粒在下, 则会首先发生一次完整的 DKT 过程, 在较大的  $Re$  下将继续发生 DK 过程, 否则冷颗粒将以较大的速度沉降; 若初始时热颗粒在上冷颗粒在下, 在较大的  $Re$  下两颗粒将发生连续的 DK 过程, 否则冷颗粒将以较大的速度沉降, 即不管初始位置如何, 冷颗粒最终将位于热颗粒下方运动.

- [1] Feng J, Hu H H, Joseph D D 1994 *J. Fluid Mech.* **261** 95
- [2] Aidun C K, Ding E J 2003 *Phys. Fluids* **15** 1612
- [3] Nie D M, Lin J Z 2010 *Commun. Comput. Phys.* **7** 544
- [4] Xia Z H, Kevin W C, Saikiran R, Yue P T, James J F, Chen S Y 2009 *J. Fluid Mech.* **625** 249
- [5] Chen X, Lam Y C, Wang Z Y 2008 *Compos. Sci. Technol.* **68** 398
- [6] Gan H, Chang J Z, James J F, Howard H H 2003 *J. Fluid Mech.* **481** 385
- [7] Gan H, Feng J J, Hu H H 2003 *Int. J. Multiphas. Flow* **29** 751
- [8] Yu Z, Shao X, Wachs A 2006 *J. Comput. Phys.* **271** 424
- [9] Dan C, Wachs A 2010 *Int. J. Heat Fluid Fl.* **31** 1050
- [10] Feng Z G, Michaelides E E 2008 *Phys. Fluids* **20** 040604
- [11] Liu H T, Tong Z H, An K, Ma L Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6369 (in Chinese) [刘汉涛, 仝志辉, 安康, 马理强 2009 物理学报 **58** 6369]
- [12] Liu H T, Chang J Z, An K, Su T X 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1877 (in Chinese) [刘汉涛, 常建忠, 安康, 苏铁熊 2010 物理学报 **59** 1877]
- [13] Qian Y H, D' Humieres D, Lallep P 1992 *Europhys. Lett.* **17** 479
- [14] Shi Y, Zhao T S, Guo Z L 2004 *Phys. Rev. E* **75** 036704
- [15] Zhang T, Shi B C, Guo Z L, Chai Z H, Lu J H 2012 *Phys. Rev. E* **85** 016701
- [16] Guo Z L, Zheng C G 2009 *Theory and Applications of Lattice Boltzmann Method* (Beijing: Science Press) p72 (in Chinese) [郭照立, 郑楚光 2009 格子 Boltzmann 方法的原理及应用 (北京: 科学出版社) 第 72 页]
- [17] Guo Z L, Zheng C G, Shi B C 2002 *Phys. Fluids* **14** 2007
- [18] Ladd A J C 1994 *J. Fluid Mech.* **271** 285
- [19] Ladd A J C 1994 *J. Fluid Mech.* **271** 311
- [20] Aidun C K, Lu Y N 1995 *J. Fluid Mech.* **81** 49
- [21] Zhao Y, Ji Z Z, Feng T 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 671 (in Chinese) [赵颖, 季仲贞, 冯涛 2004 物理学报 **53** 671]
- [22] Kang S K, Hassan Y A 2011 *Comput. Fluids* **49** 36

# Lattice Boltzmann simulation of the sedimentation of particles with thermal convection\*

Mao Wei Guo Zhao-Li<sup>†</sup> Wang Liang

(State Key Laboratory of Coal Combustion, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

(Received 24 September 2012; revised manuscript received 19 November 2012)

## Abstract

We investigate numerically the sedimentations of solid particles in a fluid with different temperatures using a lattice Boltzmann method. The sedimentation processes of a single particle in an isothermal, hot, or cool fluid are first simulated, and then the sedimentations of two particles with different temperatures are carefully studied. It is found that the dynamics of the two particles with the same temperature is closely related to the Reynolds number and the Grashof number, while the process of two particles with different temperatures are different from that of two particles with the same temperature. The cold particle will eventually descend under the hot particle, and the drafting and kissing phenomenon occurs as  $Re$  is large, while the cold particle falls far from the hot one as  $Re$  is small.

**Keywords:** lattice Boltzmann method, two particles sedimentation, thermal convection

**PACS:** 47.11.Qr, 47.55.Kf, 47.55.pb

**DOI:** 10.7498/aps.62.084703

---

\* Projected supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51125024, 51021065).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: zlguo@hust.edu.cn