

流固耦合传热作用下两颗粒拖曳-接触-翻滚运动研究*

张销杰 赵千千 黄荣宗†

(中南大学能源科学与工程学院, 长沙 410083)

(2024 年 10 月 17 日收到; 2024 年 12 月 22 日收到修改稿)

颗粒-流体界面处的耦合传热以及颗粒间的碰撞在颗粒沉降过程中起着至关重要的作用. 本文基于热颗粒流体积格子 Boltzmann 方法对流固耦合传热作用下封闭通道中两颗粒沉降过程拖曳-接触-翻滚运动开展了数值模拟研究, 探究了颗粒与流体比热容比 R_{cv} 、Grashof 数 Gr 、颗粒初始温度对拖曳-接触-翻滚运动的影响. 结果表明, 随着比热容比 R_{cv} 的增加, 两冷颗粒沉降过程拖曳-接触-翻滚运动的拖曳时长和翻滚时长均减小, 而接触时长则相应增加. 随着 Grashof 数 Gr 的增加, 两冷颗粒沉降过程拖曳-接触-翻滚运动的拖曳时长显著减小, 但接触时长和翻滚时长则近似保持不变. 两冷颗粒沉降过程拖曳-接触-翻滚运动发生的时刻最早, 一冷一热颗粒次之, 两热颗粒最晚; 颗粒初始温度低于流体温度对拖曳-接触-翻滚运动的促进作用主要体现在拖曳阶段和接触阶段, 颗粒初始温度对翻滚时长则近似无影响.

关键词: 颗粒沉降, 耦合传热, 拖曳-接触-翻滚

PACS: 47.55.kf, 44.35.+c

DOI: 10.7498/aps.74.20241453

CSTR: 32037.14.aps.74.20241453

1 引言

颗粒流是一种典型的复杂两相流, 广泛存在于自然界和工程应用中, 如泥石流^[1]、石油开采^[2]、金属冶炼^[3]等. 研究颗粒在流体中的运动特性对防范自然灾害、维护机械设备、提高生产效率等都具有重要意义和价值. 工程应用中的颗粒流通常伴随着传热过程, 颗粒-流体界面处的耦合传热以及颗粒间的碰撞使得颗粒流的研究极具挑战性. 颗粒流中颗粒间存在复杂的相互作用, 展现出丰富的动力学行为及规律, 如两颗粒沉降过程著名的拖曳-接触-翻滚运动^[4,5].

在过去几十年里, 许多学者利用实验和数值手段对两颗粒沉降过程拖曳-接触-翻滚运动进行了广

泛而深入的研究. Fortes 等^[6]实验研究了上下排列的两颗粒在有限长通道中的沉降过程, 发现了颗粒沉降过程会出现拖曳-接触-翻滚运动. Wang 等^[7]基于直接力浸入边界法模拟研究了两颗粒沉降的拖曳-接触-翻滚运动, 认为拖曳-接触-翻滚运动的产生与尾涡有关: 前导颗粒沉降时, 其后方会产生低压尾涡区, 跟随颗粒被低压尾涡区捕获后其所受阻力相对减小, 进而逐渐追上前导颗粒; 当两颗粒接触后, 由于流体黏性剪切力的影响, 颗粒将偏离通道中心并产生自转而使得其相对位置翻转. Feng 等^[8]通过有限元法研究了不同 Reynolds 数时的两颗粒拖曳-接触-翻滚运动, 发现随着 Reynolds 数的增加, 两颗粒间会展现出不同的相互作用机制: 当 Reynolds 数较小时, 两颗粒间只存在追击过程; 当 Reynolds 较大时, 两颗粒间才会发生完整的拖

* 国家自然科学基金 (批准号: 52376086, 52006244) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: rongzong.huang@csu.edu.cn

曳-接触-翻滚运动. Wang 等^[9]使用多松弛时间格子 Boltzmann 方法研究了颗粒间的纵向距离和颗粒直径对两颗粒拖曳-接触-翻滚运动的影响,发现较大颗粒初始位于较小颗粒的上方时,初始纵向距离对拖曳-接触-翻滚运动无明显影响;而较小颗粒初始位于较大颗粒的上方时,初始纵向距离的增加会抑制拖曳-接触-翻滚运动的发生.

上述研究工作主要针对等温颗粒流,对于非等温颗粒流,颗粒与流体间存在热量交换,会进一步影响两颗粒拖曳-接触-翻滚运动的特性规律^[10]. 全志辉^[11]使用任意拉格朗日-欧拉算法对热对流条件下颗粒-流体密度比对颗粒沉降运动的影响进行了数值模拟研究,发现随着密度比的增加,颗粒会展现出稳定沉降、周期性摆动、不规则摆动等运动特性. 毛威等^[12]采用格子 Boltzmann 方法研究了热对流条件下两颗粒沉降过程的拖曳-接触-翻滚运动,发现拖曳-接触-翻滚运动受强制对流和自然对流的影响,且强制对流越强,越容易发生拖曳-接触-翻滚运动. 刘汉涛等^[13]使用任意拉格朗日-欧拉算法对热对流条件下两颗粒拖曳-接触-翻滚运动进行了数值模拟研究,发现热对流引起的动态尾迹有重要影响. Yang 等^[14]模拟研究发现在热对流作用下,两冷颗粒沉降过程拖曳-接触-翻滚运动发生的时间提前,且持续时间缩短;此外,热对流还增强了两颗粒沉降的波动幅度. Ström 和 Sasic^[15]研究了具有内热源的两颗粒沉降,发现内热源较弱时拖曳-接触-翻滚运动的追击时间缩短,两颗粒会更早地接触和翻转;而当内热源增加到一定程度后,拖曳-接触-翻滚运动会明显滞后,甚至可能被完全抑制.

现有的非等温颗粒流拖曳-接触-翻滚运动的研究大多局限于恒定的颗粒温度,即颗粒表面处为定温边界条件,而实际的非等温颗粒流在流固界面处存在耦合传热. 当 Biot 数有限大时(如大于 0.1),颗粒内部的热量传递过程不可忽略. 作为一种新型介观数值方法,格子 Boltzmann 方法在追踪和刻画颗粒时具有网格生成简单、易于并行、计算效率高等优势^[16-19]. 本文采用一种可精确捕捉流固耦合传热温度场、基于单区域建模思想的热颗粒流体积格子 Boltzmann 方法,研究流固耦合传热作用下的两颗粒沉降过程,探讨颗粒与流体比热容、Grashof 数 Gr 以及颗粒初始温度对颗粒沉降过程拖曳-接触-翻滚运动的影响.

2 数值方法

本研究考虑不可压缩流体,并忽略黏性热耗散和压力做功效应. 流体流动与传热的基本控制方程可表示为^[20,21]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \mathbf{F} + \nabla \cdot \mathbf{\Pi}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \nabla \cdot \left(\frac{\lambda}{\rho_f} \nabla T \right) - c_v \mathbf{u} \cdot \nabla T + (c_{v,s} - c_{v,f}) T \frac{\partial f_s}{\partial t}, \quad (3)$$

其中 ρ 为密度; $\mathbf{u}$ 为速度; p 为压力; $\mathbf{F}$ 为体积力; $\mathbf{\Pi}$ 为牛顿黏性应力; ε , T 和 λ 分别为内能、温度和热导率; f_s 为格点单元内的固相体积分. 本文采用 Zhang 等^[21]提出的双分布函数热颗粒流体积 LB 模型,速度场由密度分布函数 LB 方程求解,温度场由内能分布函数 LB 方程求解,流固界面处的耦合传热条件可自动实现而无需附加处理. 对于二维情形,采用 D2Q9 离散速度集,离散速度为^[22]

$$\mathbf{e}_i = \begin{cases} c(0, 0)^T, & i = 0, \\ c(\cos[(i-1)\pi/2], \sin[(i-1)\pi/2])^T, & i = 1-4, \\ \sqrt{2}c(\cos[(2i-1)\pi/4], \sin[(2i-1)\pi/4])^T, & i = 5-8, \end{cases} \quad (4)$$

其中 $c = \delta_x / \delta_t$ 为格子速度, δ_x 为格子步长, δ_t 为时间步长.

密度分布函数 $f_i(\mathbf{x}, t)$ 的多松弛时间 LB 方程可写为

$$\bar{\mathbf{m}}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{m} - \mathbf{S}(\mathbf{m} - \mathbf{m}^{\text{eq}}) + \delta_t \left(\mathbf{I} - \frac{\mathbf{S}}{2} \right) \mathbf{F}_m, \quad (5)$$

$$f_i^*(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \delta_t, t + \delta_t) = \bar{f}_i(\mathbf{x}, t), \quad (6)$$

其中 $\mathbf{m} = \mathbf{M}(f_0, f_1, \dots, f_8)^T$ 为密度分布函数的矩; $\mathbf{M}$ 为从速度空间到矩空间的正交变换矩阵^[22-24]; $\mathbf{m}^{\text{eq}}$ 为密度分布函数的平衡态矩; $\mathbf{I}$ 为 9×9 的单位矩阵; $\mathbf{S}$ 为矩空间的对角松弛矩阵; $\mathbf{F}_m$ 为矩空间的离散作用力项; $\bar{\mathbf{m}}$ 为碰撞后的矩, $(\bar{f}_0, \bar{f}_1, \dots, \bar{f}_8)^T = \mathbf{M}^{-1} \bar{\mathbf{m}}$ 为碰撞后的密度分布函数, f_i^* 为临时密度分布函数. 采用 Huang 和 Wu^[25]提出的体积 LB 格式处理颗粒覆盖区域的速度无滑移条件,最终密度分布函数计算为

$$f_i = (1 - f_s)f_i^* + f_s f_i^{\text{eq}}(\rho, \mathbf{u}_s), \quad (7)$$

其中 $\mathbf{u}_s$ 为格点位置处固相对应的速度. 宏观密度 ρ 和速度 $\mathbf{u}$ 的计算式为

$$\rho = \sum_{i=0}^8 f_i, \quad \rho \mathbf{u} = \sum_{i=0}^8 \mathbf{e}_i f_i + \frac{\delta_t}{2} \mathbf{F}, \quad (8)$$

其中 $\mathbf{F}$ 为宏观作用力. 由 (7) 式和 (8) 式可知, $\rho = \sum_{i=0}^8 f_i = \sum_{i=0}^8 f_i^*$; 因此, (7) 式中 $f_i^{\text{eq}}(\rho, \mathbf{u}_s)$ 涉及的宏观密度 ρ 可直接由 f_i^* 计算得到. 对密度分布函数 LB 方程进行 Chapman-Enskog 分析, 可恢复得到宏观质量-动量守恒方程, 流体的运动黏度和体积黏度分别为 $\nu = c_s^2 \delta_t (s_p^{-1} - 0.5)$ 和 $\varsigma = c_s^2 \delta_t (s_e^{-1} - 0.5)$, 其中 s_p 和 s_e 为矩阵 $\mathbf{S}$ 中的松弛因子. 密度分布函数的无量纲松弛时间可定义为 $\tau_f = 1/s_p$.

内能分布函数 $g_i(\mathbf{x}, t)$ 的多松弛时间 LB 方程为

$$\bar{\mathbf{n}}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{n} - \mathbf{R}(\mathbf{n} - \mathbf{n}^{\text{eq}}) + \delta_t \left(\mathbf{I} - \frac{\mathbf{R}}{2} \right) \mathbf{q}_m, \quad (9)$$

$$g_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \delta_t, t + \delta_t) = \bar{g}_i(\mathbf{x}, t), \quad (10)$$

其中 $\mathbf{n} = \mathbf{M}(g_0, g_1, \dots, g_8)^T$ 为内能分布函数的矩; $\mathbf{n}^{\text{eq}}$ 为内能分布函数的平衡态矩; $\mathbf{R}$ 为矩空间的对角松弛矩阵; $\mathbf{q}_m$ 为矩空间的离散源项; $\bar{\mathbf{n}}$ 为碰撞后的矩; $(\bar{g}_0, \bar{g}_1, \dots, \bar{g}_8)^T = \mathbf{M}^{-1} \bar{\mathbf{n}}$ 为碰撞后的内能分布函数. 宏观内能 ε 和温度 T 的计算式为

$$\varepsilon = \sum_{i=0}^8 g_i + \frac{\delta_t}{2} q, \quad T = \varepsilon / c_v, \quad (11)$$

其中 q 为宏观能量源项; c_v 为比热容. 在 Zhang 等^[21] 的模型中, 为精确求解流固界面运动时的耦合传热温度场, 传统能量方程中的对流项被处理为源项; 不考虑其他能量源项时, (11) 式中的宏观能量源项可最终简化为 $q = -c_v \mathbf{u} \cdot \nabla T + (c_{v,s} - c_{v,f}) T \partial f_s / \partial t$, 其中 $c_{v,s}$ 和 $c_{v,f}$ 分别为颗粒和流体的比热容. 对内能分布函数 LB 方程进行 Chapman-Enskog 分析, 可恢复宏观能量守恒方程, 热导率为 $\lambda = \frac{4 + \alpha_1}{6} \rho_f c_{v,\text{ref}} c^2 \delta_t (\sigma_j^{-1} - 0.5)$, 其中 α_1 为模型参数、 ρ_f 为流体密度、 $c_{v,\text{ref}}$ 为参考比热容、 σ_j 为矩阵 $\mathbf{R}$ 中的松弛因子. 内能分布函数的无量纲松弛时间可定义为 $\tau_g = 1/\sigma_j$. 针对流固热物理性质不一致的情形, 格点单元内的热导率和比热容可写为

$$\lambda = (1 - f_s) \lambda_f + f_s \lambda_s, \quad (12)$$

$$c_v = (1 - f_s) c_{v,f} + f_s c_{v,s}, \quad (13)$$

其中 λ_s 和 λ_f 分别为颗粒和流体的热导率.

颗粒的运动方程可写为^[26]

$$M \frac{d\mathbf{U}_c}{dt} = \mathbf{F}_c, \quad (14)$$

$$\mathbf{I}_c \frac{d\boldsymbol{\Omega}_c}{dt} + \boldsymbol{\Omega}_c \times (\mathbf{I}_c \boldsymbol{\Omega}_c) = \mathbf{T}_c, \quad (15)$$

其中 M 是颗粒质量, $\mathbf{I}_c$ 是颗粒相对于质心的惯性张量, $\mathbf{U}_c$ 是颗粒质心的速度, $\boldsymbol{\Omega}_c$ 是颗粒绕质心的角速度, $\mathbf{F}_c$ 是颗粒所受合力, $\mathbf{T}_c$ 是颗粒所受相对于质心的合力矩. 基于动量交换法, 颗粒受到的来自于流体的合力和力矩可计算为^[21]

$$\mathbf{F}_{\text{hyd}} = -\frac{\delta_x^D}{\delta_t} \sum_{\mathbf{x}} f_s \sum_i [f_i^{\text{eq}}(\rho, \mathbf{u}_s) - f_i^*] \mathbf{e}_i - \mathbf{F}_{\text{in}}, \quad (16)$$

$$\mathbf{T}_{\text{hyd}} = -\frac{\delta_x^D}{\delta_t} \sum_{\mathbf{x}} (\mathbf{x} - \mathbf{X}_c) \times f_s \sum_i [f_i^{\text{eq}}(\rho, \mathbf{u}_s) - f_i^*] \mathbf{e}_i - \mathbf{T}_{\text{in}}, \quad (17)$$

其中 D 为空间维数; $\mathbf{X}_c$ 为颗粒质心; $\mathbf{F}_{\text{in}}$ 和 $\mathbf{T}_{\text{in}}$ 为颗粒覆盖区域虚拟流体对颗粒的合力和力矩. 由于前述速度场 LB 方程可严格保证颗粒覆盖区域的速度无滑移条件, 内部虚拟流体可视为随颗粒运动的伪刚体, 它对颗粒的合力和力矩可写为 $\mathbf{F}_{\text{in}} = -M_f d\mathbf{U}_c/dt$ 和 $\mathbf{T}_{\text{in}} = -\mathbf{I}_c r d\boldsymbol{\Omega}_c/dt - \boldsymbol{\Omega}_c \times (\mathbf{I}_c r \boldsymbol{\Omega}_c)$, 其中 $M_f = M \rho_f / \rho_s$ 和 $\mathbf{I}_{c,f} = \mathbf{I}_c \rho_f / \rho_s$ 为内部虚拟流体的质量和转动惯量、 ρ_s 为颗粒密度. 由于颗粒为刚体运动, 格点位置处固相对应的速度可写为

$$\mathbf{u}_s(\mathbf{x}, t) = \mathbf{U}_c(t) + \boldsymbol{\Omega}_c(t) \times [\mathbf{x} - \mathbf{X}_c(t)]. \quad (18)$$

在实际模拟中, 为规避内部虚拟流体对流固密度比的约束^[27], $\mathbf{F}_{\text{in}}$ 和 $\mathbf{T}_{\text{in}}$ 表达式中的 $d\mathbf{U}_c/dt$ 和 $d\boldsymbol{\Omega}_c/dt$ 采用向前差分近似显式计算. 当颗粒与颗粒或颗粒与壁面发生碰撞时, 采用 Glowinski 等^[28] 提出的斥力模型. 需要指出的是, 本文仅给出了热颗粒流体积 LB 模型的基本框架, 更多的技术细节可参见 Zhang 等^[21] 研究.

3 物理模型

考虑颗粒-流体界面处的耦合传热, 对封闭通道中上下排列的两颗粒的沉降过程进行数值模拟研究, 如图 1 所示. 上下排列的两颗粒的沉降过程会发生拖曳-接触-翻滚运动, 下方前导颗粒记为 P1, 上方跟随颗粒记为 P2. 封闭通道的宽度

$L = 2 \text{ cm}$ 、高度 $H = 16 \text{ cm}$ ，两颗粒的直径均为 $D = 0.25 \text{ cm}$ 。为表征该颗粒沉降过程，定义密度比、Reynolds 数、Prandtl 数和 Grashof 数四个无量纲参数^[14,27]：

$$\rho_r = \rho_s / \rho_f, \quad Re = U_c D / \nu, \\ Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad Gr = \frac{|g| \beta D^3 \Delta T}{\nu^2}, \quad (19)$$

其中 ρ_s 和 ρ_f 为颗粒和流体的密度； ν 和 α 为流体的运动黏度和热扩散系数； $U_c = \sqrt{(\rho_r - 1)|g|\pi D/2}$ 为特征速度； g 为重力加速度； β 为流体的热膨胀系数； ΔT 为特征温差。为表征流固耦合传热，定义热导率比 $R_\lambda = \lambda_s / \lambda_f$ 和比热容比 $R_{c_v} = c_{v,s} / c_{v,f}$ 。在模拟中，流体的密度和比热容分别设置为 $\rho_f =$

1 g/cm^3 ， $c_{v,f} = 1 \text{ J/(g} \cdot \text{K)}$ ，格子步长为 $\delta_x = 0.01 \text{ cm}$ ，密度分布函数的无量纲松弛时间为 $\tau_f = 0.6$ ，封闭通道的四周均为绝热壁面。初始时刻，计算区域内的速度设置为 $u = 0 \text{ cm/s}$ ，前导颗粒和跟随颗粒分别从 $(1.0001 \text{ cm}, 14.5 \text{ cm})^T$ 和 $(0.9999 \text{ cm}, 15 \text{ cm})^T$ 处由静止释放。需要指出的是，颗粒初始位置偏离通道中心线是为了引入微弱的初始扰动，并确保颗粒的翻滚方向固定。

4 结果与讨论

4.1 比热容比的影响

本节研究比热容比 R_{c_v} 对流固耦合传热作用下两冷颗粒沉降过程的影响，两颗粒的初始温度为 T_c ，流体的初始温度为 T_h ，特征温差 $\Delta T = T_h - T_c$ 。沉降过程的无量纲参数设置为 $\rho_r = 1.1$ ， $Re = 10$ ， $Pr = 0.7$ 和 $Gr = 100$ ，热导率比恒定为 $R_\lambda = 2$ ，比热容比依次设置为 $R_{c_v} = 0.25, 1, 4$ 和 16 。图 2 给出了两颗粒沉降过程在 $t = 0.084 \text{ s}$ 时刻颗粒附近的无量纲温度场、速度矢量分布和颗粒位置信息，其中无量纲温度定义为 $\Theta = (T - T_c) / (T_h - T_c)$ 。从图 2 可以看出，颗粒内部存在非均匀温度场，随着比热容比 R_{c_v} 的增大，颗粒被流体加热的速率减慢，图中所示时刻颗粒内部最低温度依次为 $\Theta_{\min} = 0.9482, 0.8207, 0.4406, 0.0838$ 。此外，在两颗粒侧面的流体区域，诱导产生了一对旋向相反的漩涡；随着 R_{c_v} 的增大，颗粒及颗粒附近流体的运动速度均相应增大。

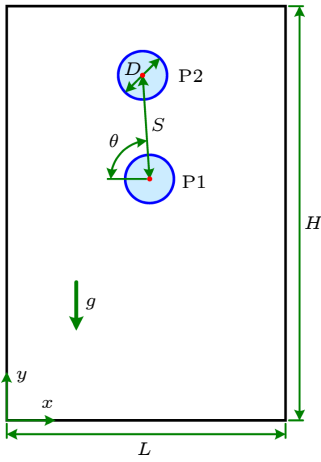


图 1 封闭通道中两颗粒沉降示意图

Fig. 1. Schematic of the sedimentation of two particles in an enclosure.

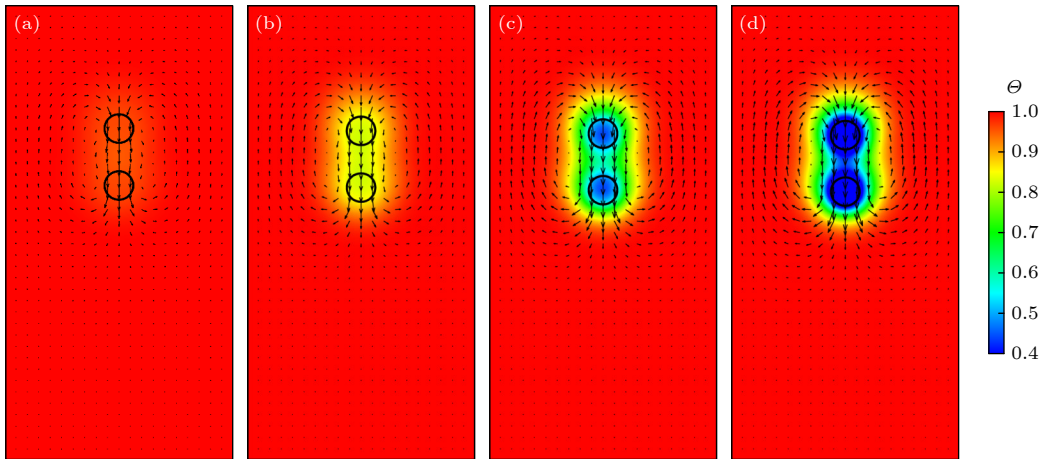


图 2 不同 R_{c_v} 时，两颗粒沉降过程在 $t = 0.084 \text{ s}$ 时刻的无量纲温度场、速度矢量和颗粒位置 (a) $R_{c_v} = 0.25$; (b) $R_{c_v} = 1$; (c) $R_{c_v} = 4$; (d) $R_{c_v} = 16$

Fig. 2. Dimensionless temperature field, velocity vectors, and particle positions in the sedimentation process of two particles at time $t = 0.084 \text{ s}$ for different R_{c_v} : (a) $R_{c_v} = 0.25$; (b) $R_{c_v} = 1$; (c) $R_{c_v} = 4$; (d) $R_{c_v} = 16$.

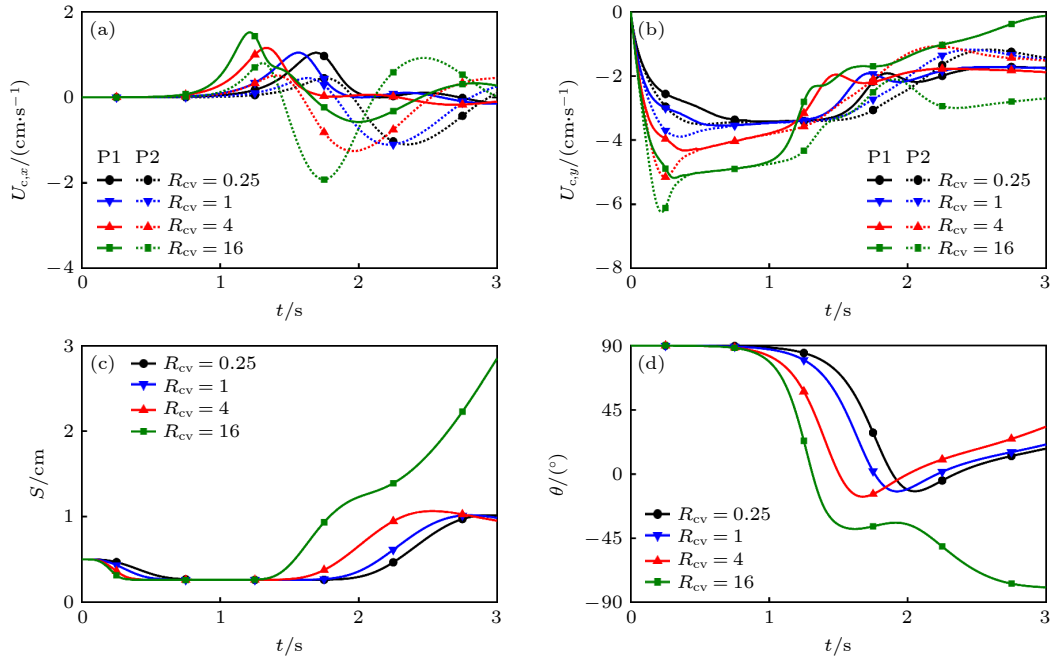


图3 不同 R_{cv} 时, 两颗粒沉降过程不同因素随时间的变化 (a) 质心水平速度 $U_{c,x}$; (b) 质心竖直速度 $U_{c,y}$; (c) 质心距离 S ; (d) 质心水平夹角 θ

Fig. 3. Variations of different factors with time in the sedimentation process of two particles for different R_{cv} : (a) The horizontal velocity of mass center $U_{c,x}$; (b) the vertical velocity of mass center $U_{c,y}$; (c) the distance between mass center S ; (d) the horizontal angle of mass center θ .

为进一步分析流固耦合传热对颗粒沉降的影响, 图3给出了 $R_{cv} = 0.25, 1, 4, 16$ 时两颗粒沉降过程质心水平速度 $U_{c,x}$ 、质心竖直速度 $U_{c,y}$ 、质心距离 S 和质心水平夹角 θ 随时间的变化曲线. 从图3(a)可以看出, 随着 R_{cv} 的增大, 颗粒更早地发生显著的水平运动, 且质心水平速度的振荡幅度亦增加. 从图3(b)可以看出, 随着 R_{cv} 的增大, 颗粒沉降过程最大的质心竖直速度显著增大, 且 $R_{cv} \geq 4$ 时该变化趋势更为显著. 从图3(c)可以看出, $R_{cv} \leq 4$ 时两颗粒间的质心距离 S (图1) 随时间的变化趋势相同, 而 $R_{cv} = 16$ 时质心距离 S 随时间的变化趋势与其他三种情况不同; 图3(d)给出的两颗粒间的质心水平夹角 θ (图1) 随时间的变化曲线亦存在类似的现象. 造成这一现象的原因是, 当 $R_{cv} \leq 4$ 时, 颗粒比热容相对较小, 两颗粒拖曳-接触-翻滚运动结束后, 颗粒与流体的温度趋于一致, 沉降过程退化为等温情况; 而当 $R_{cv} = 16$ 时, 颗粒比热容较大, 两颗粒拖曳-接触-翻滚运动结束后, 颗粒与流体仍存在一定温差, 颗粒附近冷流体受到向下的浮升力会加速颗粒沉降过程.

与等温沉降一致, 流固耦合传热作用下的颗粒沉降过程也会发生拖曳-接触-翻滚运动. 为便于定

量分析, 将接触时刻 t_{kiss} 定义为质心距离 S 首次小于 $D+2\delta_x$ 的时刻, 将翻滚时刻 t_{tumble} 定义为质心水平夹角 θ 首次小于 89° 的时刻, 将分离时刻 t_{detach} 定义为质心距离 S 再次大于 $D+2\delta_x$ 的时刻; 进一步地, 将两颗粒从释放到接触所需时间定义为拖曳时长 Δt_{draft} , 将从接触到翻滚所需时间定义为接触时长 Δt_{kiss} , 将从翻滚到分离所需时间定义为翻滚时长 Δt_{tumble} . 因此, 有 $\Delta t_{draft} = t_{kiss}$, $\Delta t_{kiss} = t_{tumble} - t_{kiss}$, $\Delta t_{tumble} = t_{detach} - t_{tumble}$. 不同 R_{cv} 时, 两颗粒沉降过程的接触时刻 t_{kiss} 、翻滚时刻 t_{tumble} 、分离时刻 t_{detach} 、拖曳时长 Δt_{draft} 、接触时长 Δt_{kiss} 、翻滚时长 Δt_{tumble} 在表1列出. 从表1可以看出, 拖曳时长 Δt_{draft} 和翻滚时长 Δt_{tumble} 均随 R_{cv} 的增加而减小, 而接触时长 Δt_{kiss} 则随 R_{cv} 的增加而增加. 由此可见, 对于流固耦合传热作用下两冷颗粒的沉降过程, 固体比热容的增加可促进拖曳-接触-翻滚运动, 并可增强两颗粒接触时的接触稳定性, 抑制翻滚运动的触发.

4.2 Grashof 数的影响

本节开展不同 Gr 时两冷颗粒沉降过程的模拟研究, 两颗粒的初始温度为 T_c , 流体的初始温度

表 1 不同 R_{cv} 时, 两颗粒沉降过程的接触时刻 t_{kiss} 、翻滚时刻 t_{tumble} 、分离时刻 t_{detach} 、拖曳时长 Δt_{draft} 、接触时长 Δt_{kiss} 、翻滚时长 Δt_{tumble}

Table 1. The kissing, tumbling, and detaching moments (t_{kiss} , t_{tumble} , and t_{detach}) and the drafting, kissing, and tumbling durations (Δt_{draft} , Δt_{kiss} , and Δt_{tumble}) in the sedimentation process of two particles for different R_{cv} .

R_{cv}	t_{kiss}/s	t_{tumble}/s	t_{detach}/s	$\Delta t_{draft}/s$	$\Delta t_{kiss}/s$	$\Delta t_{tumble}/s$
0.25	0.707	0.938	1.890	0.707	0.231	0.952
1	0.561	0.821	1.761	0.561	0.260	0.940
4	0.387	0.689	1.510	0.387	0.303	0.821
16	0.314	0.686	1.314	0.314	0.372	0.628

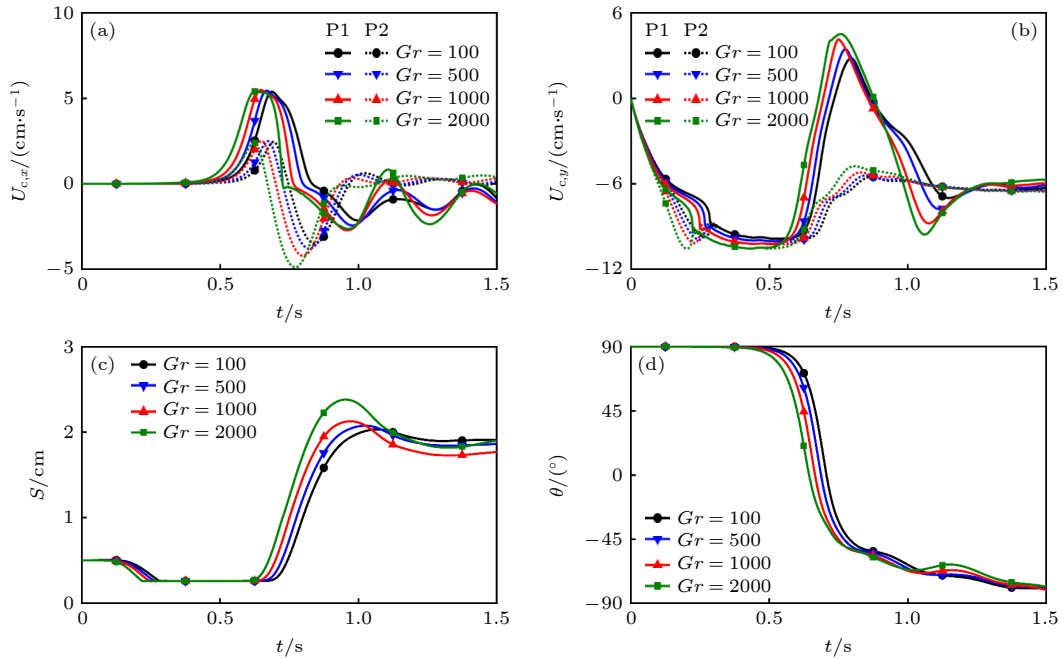


图 4 不同 Gr 时, 两颗粒沉降过程不同因素随时间的变化 (a) 质心水平速度 $U_{c,x}$; (b) 质心竖直速度 $U_{c,y}$; (c) 质心距离 S ; (d) 质心水平夹角 θ

Fig. 4. Variations of different factors with time in the sedimentation process of two particles for different Gr : (a) The horizontal velocity of mass center $U_{c,x}$; (b) the vertical velocity of mass center $U_{c,y}$; (c) the distance between mass center S ; (d) the horizontal angle of mass center θ .

为 T_h , 特征温差 $\Delta T = T_h - T_c$. 沉降过程的无量纲参数设置为 $\rho_r = 1.2$, $Re = 65$ 和 $Pr = 0.7$, 热导率比和比热容比恒定为 $R_\lambda = 2$ 和 $R_{cv} = 3$, Grashof 数依次设置为 $Gr = 100, 500, 1000$ 和 2000 . 图 4 给出了不同 Gr 时两颗粒沉降过程质心水平速度 $U_{c,x}$ 、质心竖直速度 $U_{c,y}$ 、质心距离 S 和质心水平夹角 θ 随时间的变化曲线. 可以看出, 不同 Gr 时两颗粒沉降过程的演化趋势保持一致, 但随着 Gr 的增加, 拖曳-接触-翻滚运动发生的时间有所提前. 这种现象产生的原因为: 随着 Gr 的增加, 颗粒与其附近流体的对流换热更强, 颗粒附近流体更快地被冷却, 加速了颗粒的沉降进程, 使得跟随颗粒 P2 更快地被前导颗粒 P1 的低压尾涡区捕获, 继而更早地发生拖曳-接触-翻滚运动. 从图 4(c) 可以看出,

颗粒在释放后的短暂时间内, 质心距离 S 几乎不随时间变化, 这是因为沉降速度较小, 前导颗粒 P1 的低压尾涡区范围较小; 在此阶段内, 两颗粒的沉降过程彼此独立, 质心速度随时间的发展趋势几乎一致.

为定量揭示 Gr 对颗粒沉降过程拖曳-接触-翻滚运动的影响, 表 2 给出了四种 Gr 对应的接触时刻 t_{kiss} 、翻滚时刻 t_{tumble} 、分离时刻 t_{detach} 、拖曳时长 Δt_{draft} 、接触时长 Δt_{kiss} 、翻滚时长 Δt_{tumble} . 从表 2 可以看出, 随着 Gr 的增加, 颗粒沉降过程的接触时刻 t_{kiss} 、翻滚时刻 t_{tumble} 、分离时刻 t_{detach} 均提前, 且它们对应的提前幅度近似一致. 因此, 颗粒沉降过程的拖曳时长 Δt_{draft} 随着 Gr 的增加而显著减小, 但接触时长 Δt_{kiss} 和翻滚时长 Δt_{tumble} 则近似保持

表 2 不同 Gr 时, 两颗粒沉降过程的接触时刻 t_{kiss} 、翻滚时刻 t_{tumble} 、分离时刻 t_{detach} 、拖曳时长 Δt_{draft} 、接触时长 Δt_{kiss} 、翻滚时长 Δt_{tumble}

Table 2. The kissing, tumbling, and detaching moments (t_{kiss} , t_{tumble} , and t_{detach}) and the drafting, kissing, and tumbling durations (Δt_{draft} , Δt_{kiss} , and Δt_{tumble}) in the sedimentation process of two particles for different Gr .

Gr	t_{kiss}/s	$t_{\text{tumble}}/\text{s}$	$t_{\text{detach}}/\text{s}$	$\Delta t_{\text{draft}}/\text{s}$	$\Delta t_{\text{kiss}}/\text{s}$	$\Delta t_{\text{tumble}}/\text{s}$
100	0.275	0.489	0.689	0.275	0.214	0.200
500	0.257	0.468	0.669	0.257	0.211	0.201
1000	0.239	0.444	0.647	0.239	0.205	0.203
2000	0.214	0.413	0.623	0.214	0.199	0.210

不变. 这表明, 颗粒与流体间更强的对流换热可促进拖曳-接触-翻滚运动, 但该促进作用主要体现在拖曳阶段.

4.3 颗粒初始温度的影响

本节研究颗粒初始温度对流固耦合传热作用下颗粒沉降过程的影响, 依次考虑了两冷颗粒 (C-C)、一冷一热颗粒 (C-H 和 H-C)、两热颗粒 (H-H) 四种工况. 热颗粒温度设置为 T_h , 冷颗粒温度设置为 T_c , 流体温度恒定为 $T_0 = (T_h + T_c)/2$, 四种工况的特征温差均为 $\Delta T = (T_h - T_c)/2$. 对于工况 C-H, 上方跟随颗粒 P2 为冷颗粒、下方前导颗粒 P1 为热颗粒; 对于工况 H-C, 上方跟随颗粒 P2 为热颗粒、下方前导颗粒 P1 为冷颗粒. 四种工况对应的

无量纲参数均设置为 $\rho_r = 1.2$, $Re = 65$, $Pr = 0.7$ 和 $Gr = 1000$, 热导率比和比热容比恒定为 $R_\lambda = 2$ 和 $R_{c_v} = 3$. 图 5 给出了四种工况下两颗粒沉降过程质心水平速度 $U_{c,x}$ 、质心竖直速度 $U_{c,y}$ 、质心距离 S 和质心水平夹角 θ 随时间的变化曲线. 图 5 表明, 四种工况下两颗粒沉降过程拖曳-接触-翻滚运动发生的时间存在显著区别, 工况 C-C 最早, 工况 C-H 和 H-C 次之, 工况 H-H 最晚. 从图 5(b) 可以看出, 在分离时刻 t_{tumble} 之前, 两冷颗粒的沉降速度最大, 而两热颗粒的沉降速度最小; 对于两热颗粒的沉降, 在颗粒释放初期, 可观察到前导颗粒 P1 的沉降速度大于跟随颗粒 P2 这一反常现象. 不同颗粒初始温度时两颗粒沉降过程存在上述差异的原因: 冷颗粒附近的流体会被颗粒冷却,

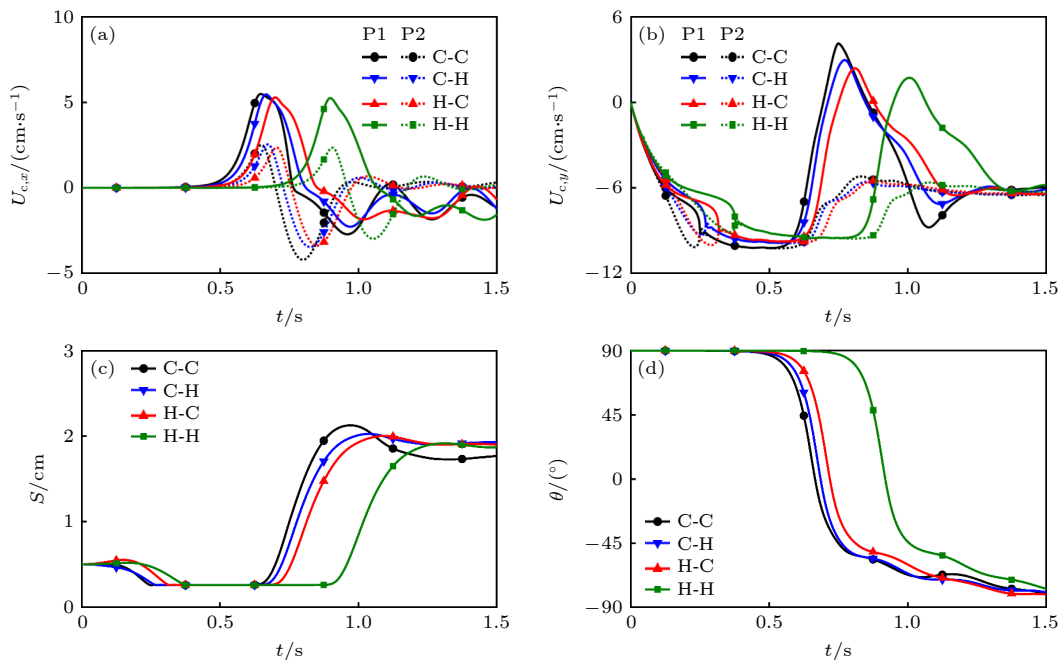


图 5 不同颗粒初始温度时, 两颗粒沉降过程不同因素随时间的变化 (a) 质心水平速度 $U_{c,x}$; (b) 质心竖直速度 $U_{c,y}$; (c) 质心距离 S ; (d) 质心水平夹角 θ

Fig. 5. Variations of different factors with time in the sedimentation process of two particles for different particle's initial temperatures: (a) The horizontal velocity of mass center $U_{c,x}$; (b) the vertical velocity of mass center $U_{c,y}$; (c) the distance between mass center S ; (d) the horizontal angle of mass center θ .

表 3 不同颗粒初始温度时, 两颗粒沉降过程的接触时刻 t_{kiss} 、翻滚时刻 t_{tumble} 、分离时刻 t_{detach} 、拖曳时长 Δt_{draft} 、接触时长 Δt_{kiss} 、翻滚时长 Δt_{tumble}

Table 3. The kissing, tumbling, and detaching moments (t_{kiss} , t_{tumble} , and t_{detach}) and the drafting, kissing, and tumbling durations (Δt_{draft} , Δt_{kiss} , and Δt_{tumble}) in the sedimentation process of two particles for different particle's initial temperatures.

Case	t_{kiss}/s	$t_{\text{tumble}}/\text{s}$	$t_{\text{detach}}/\text{s}$	$\Delta t_{\text{draft}}/\text{s}$	$\Delta t_{\text{kiss}}/\text{s}$	$\Delta t_{\text{tumble}}/\text{s}$
C-C	0.239	0.444	0.647	0.239	0.205	0.203
C-H	0.258	0.469	0.669	0.258	0.211	0.200
H-C	0.307	0.501	0.701	0.307	0.194	0.200
H-H	0.365	0.703	0.902	0.365	0.338	0.199

继而在浮升力的作用下向下运动, 促进颗粒的沉降, 使得跟随颗粒 P2 更早地被前导颗粒 P1 的低压尾涡区捕获, 促进拖曳-接触-翻滚运动的发生; 热颗粒附近的流体会被颗粒加热, 继而在浮升力的作用下向上运动, 阻碍颗粒的沉降, 使得跟随颗粒 P2 更晚地被前导颗粒 P1 的低压尾涡区捕获, 抑制拖曳-接触-翻滚运动的发生.

为进一步揭示颗粒初始温度对拖曳-接触-翻滚运动的影响, 表 3 给出了四种工况下颗粒沉降过程的接触时刻 t_{kiss} 、翻滚时刻 t_{tumble} 、分离时刻 t_{detach} 、拖曳时长 Δt_{draft} 、接触时长 Δt_{kiss} 、翻滚时长 Δt_{tumble} . 从表 3 中可以看出, 两冷颗粒沉降过程 (工况 C-C) 的拖曳时长 Δt_{draft} 和接触时长 Δt_{kiss} 最短, 而两热颗粒沉降过程 (工况 H-H) 的拖曳时长 Δt_{draft} 和接触时长 Δt_{kiss} 最长; 此外, 四种工况对应的翻滚时长 Δt_{tumble} 近似相同. 这表明, 更低的颗粒初始温度可促进拖曳-接触-翻滚运动, 且该促进作用主要体现在拖曳阶段和接触阶段.

5 结 论

采用双分布函数热颗粒流体积格子 Boltzmann 模型, 模拟了流固耦合传热作用下封闭通道中上下排列的两颗粒的沉降过程, 探究了颗粒与流体比热容比 R_{cv} 、Grashof 数 Gr 、颗粒初始温度对沉降过程拖曳-接触-翻滚运动的影响. 主要结论如下.

1) 随着比热容比 R_{cv} 的增加, 两冷颗粒沉降过程颗粒温升速率降低, 颗粒附近冷流体对颗粒沉降的促进作用加强; 拖曳-接触-翻滚运动的拖曳时长和翻滚时长均随 R_{cv} 的增加而减小, 而接触时长则随 R_{cv} 的增加而增加.

2) 随着 Grashof 数 Gr 的增加, 颗粒与流体的对流换热更强, 两冷颗粒沉降过程颗粒附近流体更快地被冷却, 加速了颗粒的沉降进程; 拖曳-接触-

翻滚运动的拖曳时长随着 Gr 的增加而显著减小, 但接触时长和翻滚时长则近似保持不变.

3) 颗粒初始温度对拖曳-接触-翻滚运动发生的时刻有显著影响, 两冷颗粒最早, 一冷一热颗粒次之, 两热颗粒最晚; 更低的颗粒初始温度对拖曳-接触-翻滚运动的促进作用主要体现在拖曳阶段和接触阶段, 不同初始温度对应的翻滚时长则近似相同.

参考文献

- [1] Yang G C, Jing L, Kwok C Y, Sobral Y D 2019 *Comput. Geotech.* **114** 103100
- [2] Wang Y F 2005 *Special Oil Gas Reservoirs* **12** 91 (in Chinese) [王允富 2005 特种油气藏 **12** 91]
- [3] Li H Y, Xue H R, Zhang J Y, Zhang G J 2023 *Processes* **11** 2573
- [4] Nie D M, Lin J Z 2010 *Commun. Comput. Phys.* **7** 544
- [5] Uhlmann M 2005 *J. Comput. Phys.* **209** 448
- [6] Fortes A F, Joseph D D, Lundgren T S 1987 *J. Fluid Mech.* **177** 467
- [7] Wang Z, Fan J, Luo K 2008 *Int. J. Multiphase Flow* **34** 283
- [8] Feng J, Hu H H, Joseph D D 1994 *J. Fluid Mech.* **261** 95
- [9] Wang L, Guo Z, Mi J 2014 *Comput. Fluids* **96** 20
- [10] Gan H, Chang J, Feng J J, Hu H H 2003 *J. Fluid Mech.* **481** 385
- [11] Tong Z H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1884 (in Chinese) [仝志辉 2010 物理学报 **59** 1884]
- [12] Mao W, Guo Z L, Wang L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084703 (in Chinese) [毛威, 郭照立, 王亮 2013 物理学报 **62** 084703]
- [13] 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]
- [14] Yang B, Chen S, Cao C, Liu Z, Zheng C 2016 *Int. J. Heat Mass Transfer* **93** 477
- [15] Ström H, Sasic S 2015 *Procedia Eng.* **102** 1563
- [16] Feng Z G, Michaelides E E 2004 *J. Comput. Phys.* **195** 602
- [17] Liu J, Huang C, Chai Z, Shi B 2022 *Comput. Fluids* **233** 105240
- [18] Shi D Y, Wang Z K, Zhang A M 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 074703 (in Chinese) [史冬岩, 王志凯, 张阿漫 2014 物理学报 **63** 074703]
- [19] Sun D K, Xiang N, Chen K, Ni Z H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 024703 (in Chinese) [孙东科, 项楠, 陈科, 倪中华 2013 物理学报 **62** 024703]
- [20] He X, Chen S, Doolen G D 1998 *J. Comput. Phys.* **146** 282

- [21] Zhang X, Wang D, Li Q, Huang R 2024 [arXiv: 2410.23802](#) [physics. comp-ph]
 [22] Qian Y H, d'Humières D, Lallemand P 1992 *Europhys. Lett.* **17** 479
 [23] Chai Z, Shi B 2020 *Phys. Rev. E* **102** 023306
 [24] Lallemand P, Luo L S 2000 *Phys. Rev. E* **61** 6546
 [25] Huang R, Wu H 2016 *J. Comput. Phys.* **315** 65
 [26] Huang H, Yang X, Krafczyk M, Lu X Y 2012 *J. Fluid Mech.* **692** 369
 [27] Suzuki K, Inamuro T 2011 *Comput. Fluids* **49** 173
 [28] Glowinski R, Pan T W, Hesla T I, Joseph D D, Periaux J 2001 *J. Comput. Phys.* **169** 363

Investigation of drafting-kissing-tumbling movement of two particles with conjugate heat transfer^{*}

ZHANG Xiaojie ZHAO Qianqian HUANG Rongzong[†]

(School of Energy Science and Engineering, Central South University, Changsha 410083, China)

(Received 17 October 2024; revised manuscript received 22 December 2024)

Abstract

The conjugate heat transfer at the particle-fluid interface and the collision between particles play a crucial role in the sedimentation process of particles. In this work, the recent volumetric lattice Boltzmann method for thermal particulate flows with conjugate heat transfer is adopted to investigate the drafting-kissing-tumbling movement in the sedimentation process of two particles in a closed channel. This volumetric lattice Boltzmann method is based on double distribution functions, with the density distribution function used for the velocity field and the internal energy distribution function used for the temperature field. It is a single-domain approach, and the nonslip velocity condition within the solid domain can be strictly ensured. The difference in thermophysical properties between the solid and fluid can be correctly handled, and the conjugate heat transfer condition can be automatically achieved without any additional treatments. Based on this particle-resolved simulation, the influences of the solid-to-fluid specific heat ratio, the Grashof number, and the particle's initial temperature on the drafting-kissing-tumbling movement are discussed in detail. It is found that the fluid cooled by the particle and thus subjected to the downward buoyancy force can promote particle sedimentation. As the specific heat ratio increases, the particle's temperature rises relatively slowly. In the sedimentation of two cold particles, the drafting duration and tumbling duration of the drafting-kissing-tumbling movement decrease when the heat capacity ratio increases. In contrast, the kissing duration increases as the heat capacity ratio increases. When the Grashof number increases, the heat transfer between the particle and fluid is enhanced, and the drafting duration significantly decreases while the kissing duration and tumbling duration remain almost unchanged in the sedimentation of two cold particles. The particle's initial temperature greatly affects the occurrence moment of the drafting-kissing-tumbling movement. To be specific, the drafting-kissing-tumbling movement occurs at the earliest moment for the sedimentation of two cold particles, followed by the sedimentation of one cold and one hot particle, and the latest for the sedimentation of two hot particles. The promoting effect of the low particle's initial temperature on the drafting-kissing-tumbling movement mainly takes place in the dragging stage and kissing stage. The particle's initial temperature has almost no influence on the tumbling duration.

Keywords: particle sedimentation, conjugate heat transfer, drafting-kissing-tumbling

PACS: 47.55.kf, 44.35.+c

DOI: [10.7498/aps.74.20241453](#)

CSTR: [32037.14.aps.74.20241453](#)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 52376086, 52006244).

[†] Corresponding author. E-mail: rongzong.huang@csu.edu.cn



流固耦合传热作用下两颗粒拖曳-接触-翻滚运动研究

张销杰 赵千千 黄荣宗

Investigation of drafting-kissing-tumbling movement of two particles with conjugate heat transfer

ZHANG Xiaojie ZHAO Qianqian HUANG Rongzong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 044701 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241453

CSTR: 32037.14.aps.74.20241453

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241453>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超临界CO₂池式传热流固耦合传热特性数值模拟

Numerical simulation of fluid-structure coupled heat transfer characteristics of supercritical CO₂ pool heat transfer

物理学报. 2024, 73(10): 104401 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231953>

有限线法及其在流固域间耦合传热中的应用

Finite line method and its application in coupled heat transfer between fluid-solid domains

物理学报. 2022, 71(19): 190201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220833>

外电场作用下纳米结构表面的固-液界面传热特性

Heat transfer characteristics of solid-liquid interface on nanostructure surface under external electric field

物理学报. 2024, 73(15): 156801 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240698>

具有传质传热及扩散效应的双气泡的相互作用

Interaction of two bubbles with mass transfer heat transfer and diffusion effects

物理学报. 2023, 72(19): 194703 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230863>

基于micro-CT实验的颗粒体系接触力计算及演化分析

Contact force calculation and evolution analysis of granular systems based on micro-CT experiment

物理学报. 2025, 74(1): 014501 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241206>

液态金属软表面池沸腾传热的实验研究

Enhanced pool boiling heat transfer on soft liquid metal surface

物理学报. 2021, 70(13): 134703 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202053>