

密集剪切颗粒流中速度波动和自扩散特性的离散元模拟*

孟凡净[†] 刘焜

(合肥工业大学摩擦学研究所, 合肥 230009)

(2013年12月13日收到; 2014年2月9日收到修改稿)

分析了平行板间密集剪切颗粒流的平均速度、速度波动、区域划分和自扩散特性. 为了分析以上问题, 建立了平均固体体积分数为0.80剪切平行板间密集颗粒流的离散元物理模型. 研究表明: 间隙间颗粒的平均速度从上到下逐渐增大, 波动速度恰好相反; 纵向的平均速度、波动速度较小, 这一点稀疏剪切颗粒流正相反; 根据剪切率和平均速度大小把间隙间纵向区域依次划分为类固体、振荡和类流体区域, 并得出了波动速度对剪切率的依赖关系; 间隙间颗粒的自扩散主要集中在横向, 而稀疏剪切颗粒流在纵向的自扩散同样较突出. 通过对流变和扩散特性的模拟分析, 直观地反映了颗粒的微观流变特性, 有益于密集剪切颗粒流的流变机理的研究.

关键词: 密集颗粒流, 离散元, 流变, 自扩散

PACS: 45.70.Mg, 45.70.-n, 45.70.Vn

DOI: 10.7498/aps.63.134502

1 引言

颗粒物质为固体离散颗粒的集合, 颗粒流在工业中已经有较为广泛的应用, 比如, 摩擦学、粉末冶金、食品和制药工业等^[1]. 颗粒物质流动展现出许多有别于固体流动和液体流动的特性, 因此, 既不能把颗粒流归结为固体也不能归结为液体. 应用实验方法, 研究者研究了接触力测量和应力诱导的各向异性^[2]、能量耗散^[3]、摩擦和分离^[4,5]、应力波动的各向异性^[6]、剪切带^[7]、速度场^[8]、剪切特性^[9]和力传递^[10,11]等. 为了解决复杂的物理现象, 研究者建立了诸多解决此类问题的理论^[12-18]. 但是至今, 还没有建立一个解决颗粒系统问题的普适理论. 在颗粒物质系统中, 由于某些现象应用理论和实验方法解决起来比较困难, 因此DEM (Discrete element method) 模拟便成为了解决颗粒物质系统中复杂现象的通用和有效的方法. 在最近几年里, 国内外学者应用DEM模拟开展了关于颗粒物质系

统的大量的研究工作^[19-25].

宏观颗粒流动是一个复杂的和没有被完全理解的问题, 平行板剪切颗粒流作为一种典型的颗粒流动形式近来受到广泛的关注^[26]. 根据平均固体体积分数的多少, 平行板剪切颗粒流大体可以分成两种类型, 平均固体体积分数小于0.64的为稀疏剪切颗粒流(以下简称稀疏颗粒流), 主要的影响机理是颗粒之间的二元碰撞, 现今已经有很多关于稀疏颗粒流的研究^[25,26]. 平均固体体积分数大于0.78的为密集剪切颗粒流(以下简称密集颗粒流), 主要的影响机理是颗粒之间的接触力^[27]. 目前, 平行板间密集颗粒流方面的研究还鲜有报道.

基于以上原因和目的, 作者建立了平均固体体积分数(颗粒集合中所有颗粒所占的固体空间面积与总面积之间的比值)为0.80左右的剪切平行板间密集颗粒流的二维离散元模型, 应用该模型分析了间隙间颗粒平均速度、波动速度沿间隙纵向的变化状况, 根据计算出的平均速度和由平均速度计算出

* 国家自然科学基金(批准号: 51375132, 51175136, 51005067)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: mengfanjing0901@126.com

的剪切率对平行板间隙进行了区域划分, 并在此区域划分的基础上进行了间隙间颗粒的自扩散分析.

2 离散元物理模型的建立

韩晓明等^[28]提出了三体摩擦体系的概念, 即摩擦副中的两构件为第一和第二体, 运动副之间的颗粒介质为第三体. 以下均称剪切平行板间颗粒为第三体颗粒.

为了得到剪切平行板间第三体颗粒的流变、扩散和混合变化特性, 建立了如图 1 所示的长度为 $L = 1.7 \text{ mm}$ 、宽度为 $H = 0.85 \text{ mm}$ 的 Hertz-Mindlin 离散元物理模型. 该模型的上板由 50 个规则排列的球形颗粒集合组成, 球形颗粒集合用 CLUMPS 命令连接成板块, 对上板施加 x 向和转动约束, 允许上板沿 y 向的微量移动, 以适应第三体颗粒在剪切膨胀^[29]过程中的位移调整, 在以上设置的基础上对模型的上板施加恒定的压力载荷 P . 模型的下板用线性墙来表示, 并且对墙添加与第三体颗粒相适应的材料属性 (主要是恰当的下板摩擦系数和合适的墙体刚度, 因为下板摩擦系数选择不合适时, 将会影响第三体颗粒在剪切运动过程中的顺畅性, 墙体刚度过大或过小时, 均会产生颗粒向模型外飞逸的现象, 所生成的模型与实际情况不符. 基于此, 在物理模型的初始化过程中, 需要进行反复的初始化测试, 以选择合适的墙体参数), 在模拟过程中保持恒定的墙体速度 u . 第三体由 1200 个球形颗粒组成颗粒集合, 颗粒直径范围在 27—41

μm 之间, 并且对模型添加周期性空间, 以保证颗粒从 x 向一侧出来, 在 x 向另一侧以相同的位置和速度出现. 所有的球形颗粒的球心固定在同一平面上, 所有颗粒的坐标系平行于颗粒系统坐标系.

初始时, 1200 个球形颗粒 (按上述直径范围均匀分布) 随机地堆积在上板和下板之间, 然后设定 1200 个球形颗粒的平均固体体积分数为 0.80, 并对上板施加一个沿 y 轴负向的恒定压力载荷 P . 在压力载荷 P 和重力的共同作用下, 颗粒的空间位置和平均固体体积分数将会发生改变, 当颗粒集合的平均固体体积分数达到设定的值 0.80 且物理模型受力平衡时, 则物理模型初始化结束. 然后给下板添加沿 x 轴正向的速度 u , 则第三体颗粒集合进入到剪切流动的运动状态.

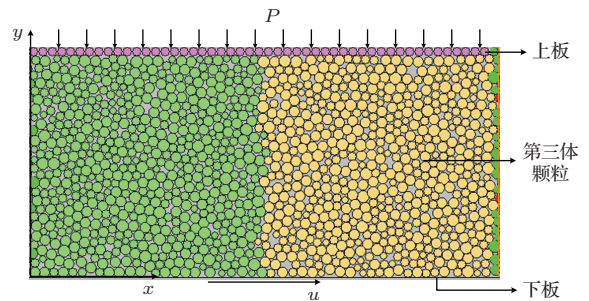


图 1 离散元物理模型

图 1 模型中的相关参数依据试验设定, 第三体颗粒材料采用 SiC; 上板采用不锈钢材料; 下板采用 45# 钢, 相关参数见表 1.

表 1 参数说明

参数名称	参数值	参数名称	参数值
施加在上板的压力载荷/MPa	2.5	上板密度/ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	7900
上板的弹性模量/Pa	2.06×10^{11}	上板的泊松比	0.3
上板的摩擦系数	0	第三体颗粒的密度/ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	3210
第三体颗粒的弹性模量/Pa	2.2×10^{11}	第三体颗粒的泊松比	0.142
下板的速度/ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	2.5; 4.5; 7.5	下板法向和切向刚度	1×10^{10}

3 离散元数值理论及参数说明

3.1 离散元数值理论

离散元法的基本思想为把颗粒体视为非连续体集合, 初始时刻颗粒处于力平衡状态. 当所考虑体系的作用力系或边界条件发生变化时, 由于重力

或外力的作用某些颗粒会产生加速度和位移, 颗粒的空间位置状态则发生变化, 并保持颗粒与颗粒之间的接触, 根据颗粒接触模型的力位移定律, 生成新的力系状态, 并使得更多的颗粒产生新的运动和位移. 力-位移定律把相互接触的球-球之间或球-墙之间的力和位移关系联系起来, 可由接触位置作描述.

沿接触法线方向的法向力分量可按下式计算:

$$F_i^n = K^n U_i^n, \quad (1)$$

式中, K^n 为接触法向刚度; U_i^n 为法向接触位移增量; $i - i = 1, 2, 3$ 为空间坐标轴的三个方向.

接触初始时, 切向接触力初始化为零, 经过 Δt 时间后相对切向位移引起的切向接触力增量为 ΔF_i^s , 按下式计算:

$$\Delta F_i^s = -K^s \Delta U_i^s, \quad (2)$$

式中, ΔU_i^s 为切向接触位移增量.

新的切向接触力 F_i^s 为旧的切向接触力 F_i^s 与切向接触力增量 ΔF_i^s 的和. 根据力-位移定律, 相互接触的球-球之间或球-墙之间形成一接触平面, 如图 2 所示, 当两相对运动单元之间发生相对运动时, 还须满足库仑定律 (切向接触力小于或等于法向接触力与颗粒表面摩擦因数的乘积), 即

$$F_i^s \leftarrow F_i^s + \Delta F_i^s \leq \mu F_i^n, \quad (3)$$

式中, ΔF_i^s 为弹性接触力切向增量; K^s 为切向接触刚度; μ 为摩擦因数.

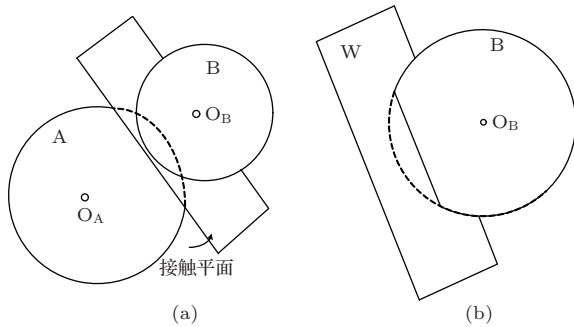


图 2 接触平面确定 (a) 球-球接触; (b) 球-墙接触

Hertz-Mindlin 接触模型是一非线性接触模型, 由接触球体的弹性切变模量 G 和泊松比 ν 两个参数定义, Hertz-Mindlin 不能应用于两球体之间接触黏接的情形, 因为该模型不能够定义两球体之间受拉力的情形. Hertz-Mindlin 接触模型用 “Shear” 和 “Poiss” 来定义接触球体的弹性性能, 对于颗粒-颗粒接触, 其弹性常数取为平均值; 对于颗粒-墙体相接触, 墙体被假定为刚性墙, 直接取球的弹性常数.

法向和切向接触刚度分别为

$$K^n = \left[\frac{2\tilde{G}\sqrt{2\tilde{R}}}{3(1-\tilde{\nu})} \right] \sqrt{U_i^n}, \quad (4)$$

$$K^s = \left[\frac{2(\tilde{G}^2 3(1-\tilde{\nu})\tilde{R})^{1/3}}{2-\tilde{\nu}} \right] |F_i^n|^{1/3}, \quad (5)$$

式中, \tilde{G} 为等效弹性切变模量; $\tilde{\nu}$ 为等效泊松比; \tilde{R} 为等效半径.

3.2 理论分析及参数说明

当下板以恒定的速度移动时, 在两板之间的第三体颗粒将会发生剪切流动现象, 本文探究了第三体颗粒在剪切流动过程中的流动变化问题, 并且建立了以下的分析理论.

用 U_{ij}^x 表示第 i 个颗粒在 j ($j = 1 - N = 1000000$, N 为总时步数) 时步时的 x 向速度, U_{ij}^y 表示该颗粒在 j 时步时的 y 向速度. 根据等高度的原则, 把 y 向区域等分为 10 个区域 (每个区域的颗粒数为 120), 则每个区域所有颗粒的 x 向和 y 向平均速度为

$$\langle U_x \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{120} \sum_{j=1}^N U_{ij}^x}{120 \times N},$$

$$\langle U_y \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{120} \sum_{j=1}^N U_{ij}^y}{120 \times N}. \quad (6)$$

每个区域内所有颗粒的平均速度 $\langle U \rangle$ 为

$$\langle U \rangle = \sqrt{\langle U_x \rangle^2 + \langle U_y \rangle^2}. \quad (7)$$

根据等高度的原则, 把 y 向区域等分为 10 个区域 (每个区域的颗粒数为 120), 根据 (6) 式求得区域内所有颗粒 x, y 向平均速度为 $\langle U_x \rangle$ 和 $\langle U_y \rangle$, 则区域内所有颗粒 x 向速度 U_{ij}^x 和 y 向速度 U_{ij}^y 分别偏离平均速度 $\langle U_x \rangle, \langle U_y \rangle$ 的程度用均方差公式为

$$(D(U_{ij}^x))^{1/2} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{120} \sum_{j=1}^N (U_{ij}^x - \langle U_x \rangle)^2}{120 \times N}},$$

$$(D(U_{ij}^y))^{1/2} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{120} \sum_{j=1}^N (U_{ij}^y - \langle U_y \rangle)^2}{120 \times N}}, \quad (8)$$

并且形象的称该速度的均方差为波动速度 [1]. 每个区域内所有颗粒的波动速度 T 为

$$T = \sqrt{D(U_{ij}^x) + D(U_{ij}^y)}. \quad (9)$$

用 Δx_i^N 和 Δy_i^N 表示第三体颗粒 i 在时间 t 时的 x 和 y 向自扩散相对位移

$$\Delta x_i^N = x_i^N - x_i^0,$$

$$\Delta y_i^N = y_i^N - y_i^0, \quad (10)$$

式中, x_i^N 为第三体颗粒 i 在时间 t 时的 x 向位移; x_i^0 为第三体颗粒 i 在初始时刻的 x 向位移; y_i^N 为第三

体颗粒 i 在时间 t 时的 y 向位移; y_i^0 为第三体颗粒 i 在初始时刻的 y 向位移.

时间 t 时第三体颗粒 i 在 x 向和 y 向的自扩散相对位移系数 d_{xx} 和 d_{yy} 定义为^[30]

$$\begin{aligned} d_{xx} &= \frac{\Delta x_i^N \Delta x_i^N}{2t^2}, \\ d_{yy} &= \frac{\Delta y_i^N \Delta y_i^N}{2t^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

4 结果及讨论

4.1 平均速度和波动速度的分布状况

根据 (6) 和 (7) 式求得各区域内所有颗粒的 x, y 向平均速度为 $\langle U_x \rangle$ 和 $\langle U_y \rangle$, 区域内所有颗粒的平均速度为 $\langle U \rangle$; 根据 (8) 和 (9) 式求得各区域内所有颗粒的 x, y 向波动速度为 $(D(U_{ij}^x))^{1/2}$ 和 $(D(U_{ij}^y))^{1/2}$, 区域内所有颗粒的波动速度 T .

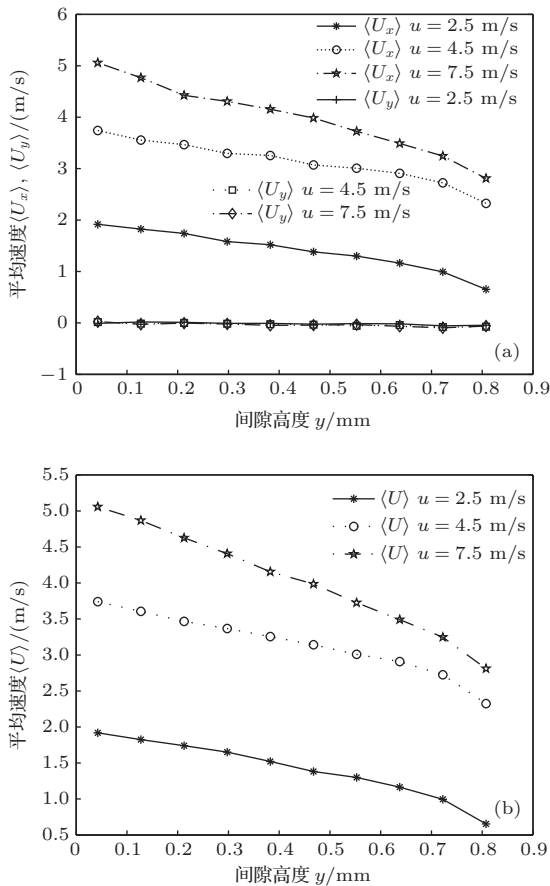


图3 平均速度分布图 (a) 平均速度分量 $\langle U_x \rangle$ 和 $\langle U_y \rangle$; (b) 平均速度 $\langle U \rangle$

图 3(a), (b) 为下板的速度 u 分别取为 2.5, 4.5 和 7.5 m/s 时, 平均速度 $\langle U \rangle$ 以及平均速度 $\langle U \rangle$ 在 x, y 向的分速度 $\langle U_x \rangle, \langle U_y \rangle$ 沿 y 向分布状况, 模拟分析

时上板摩擦系数均为 0. 正如预期的, 由于第三体颗粒在 y 向没有形成整体运动趋势, 因此沿间隙 y 向的平均速度 $\langle U_y \rangle$ 接近于 0. 当下板速度固定时 y 向区域内颗粒的平均速度从下到上逐渐减小; 下板速度提高时则在同一 y 向区域内的颗粒的平均速度会增大; 下板速度从 2.5 m/s 变化到 4.5 m/s 时同一 y 向区域内的颗粒的平均速度变化较大, 但下板速度从 4.5 m/s 变化到 7.5 m/s 时则同一 y 向区域内的颗粒的平均速度变化较小.

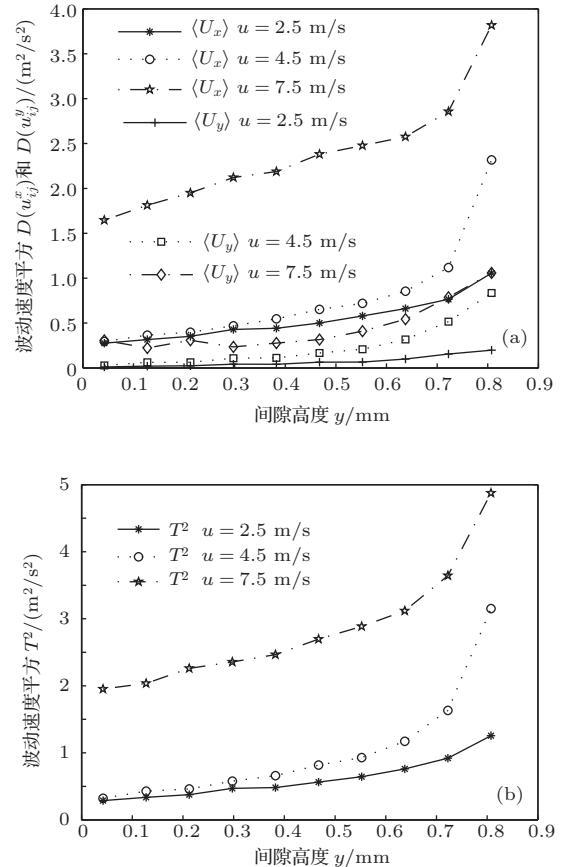


图4 波动速度分布图 (a) 波动速度平方 $D(U_{ij}^x)$ 和 $D(U_{ij}^y)$; (b) 波动速度平方 T^2

图 4(a) 为 x, y 向波动速度平方 $D(U_{ij}^x)$ 和 $D(U_{ij}^y)$ 的分布图; 图 4(b) 为波动速度平方 T^2 的分布图. 模拟时下板的速度 u 分别取为 2.5, 4.5 和 7.5 m/s. 从图中可以看出, x 向的波动速度明显的大于 y 向波动速度. 当下板的速度保持不变时, 沿间隙 y 向第三体颗粒的平均速度减小的同时, 波动速度则呈现逐步增大的趋势, 且越靠近上板, 波动速度增大的趋势越明显. 当下板速度增大时, 在同一 y 向区域的第三体颗粒的波动速度亦增大, 且越靠近上板波动速度越大.

Hsiau 等^[1] 通过试验方法研究了平均固体体

积分数为0.64左右的剪切颗粒流的第三体颗粒平均速度 $\langle U \rangle$ 和波动速度 T 沿间隙 y 向的变化情况. Hsiau 等^[1]的研究结果表明, 第三体颗粒平均速度 $\langle U \rangle$ 沿间隙 y 向自下而上逐渐减小, 波动速度 T 沿间隙 y 向自下而上逐渐增大, 当剪切速度增加时, 在同一 y 向区域的平均速度 $\langle U \rangle$ 和波动速度 T 均增大. 通过比较本文的研究结果和 Hsiau 等^[1]的试验研究结果可知: 在本文的研究中第三体颗粒平均速度和波动速度沿间隙 y 向的变化趋势和速度适应机理与试验研究的结果是一致的. 这也说明了本文采用离散单元法进行颗粒剪切流动分析是可行的.

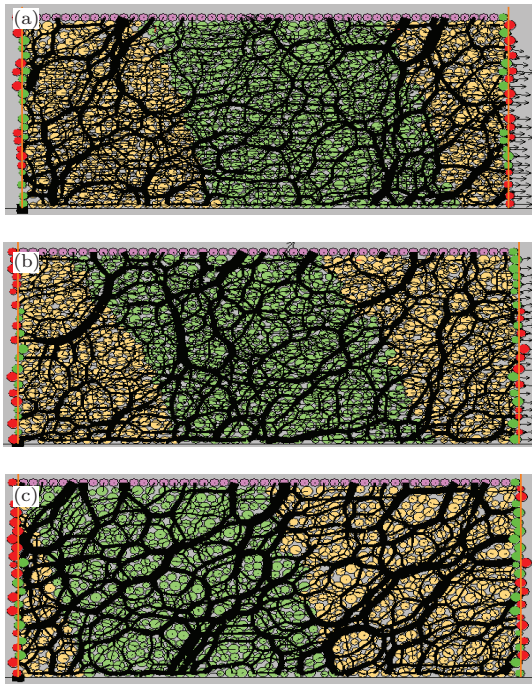


图5 上板颗粒摩擦系数对第三体颗粒集合流动速度的影响 (a) 上板颗粒摩擦系数为0时的流动图; (b) 上板颗粒摩擦系数为0.018时的流动图; (c) 上板颗粒摩擦系数为0.25时的流动图

图5(a)–(c)为上板摩擦系数从0, 0.018变化到0.25时在相同时间步长时第三体颗粒的宏观流动图形, 模拟时下板的速度均为4.5 m/s. 为了更加容易的观察第三体颗粒宏观流动的快慢情况, 如图1所示的物理模型中的第三体颗粒颜色分成两部分, 初始时刻时, 左边部分颗粒颜色为绿色, 右边部分颗粒颜色为橙黄色. 由于下板的剪切速度方向为从左到右, 因此在摩擦力和第三体颗粒之间接触力的作用下, 第三体颗粒集合的整体运动方向也为从左到右. 在相同时间步长时, 在左边区域出现越多的橙黄色颗粒则说明第三体颗粒的宏观流动越快, 反之则越慢. 如图5所示, 当上板摩擦

系数为0时, 第三体颗粒的宏观流动最快(图5(a)), 当上板摩擦系数增大时, 则第三体颗粒的宏观流动将会变慢或出现局部阻塞的现象(图5(b), (c)). 图6(a)–(c)所示的分析结果证明了以上分析的正确性.

图6(a), (b)为上板摩擦系数从0到0.25变化的过程中, 平均速度 $\langle U \rangle$ 和波动速度平方 T^2 沿间隙 y 向的变化图. 如图6(a)所示, 平均速度 $\langle U \rangle$ 沿间隙 y 向从下到上均逐渐减小, 且在相同的 y 向区域内, 区域内第三体颗粒的平均速度 $\langle U \rangle$ 随上板摩擦系数的增大而减小. 根据分析可知, 平均速度 $\langle U \rangle$ 的分析结果与图5(a)–(c)反映的第三体颗粒的流动快慢情况是一致的.

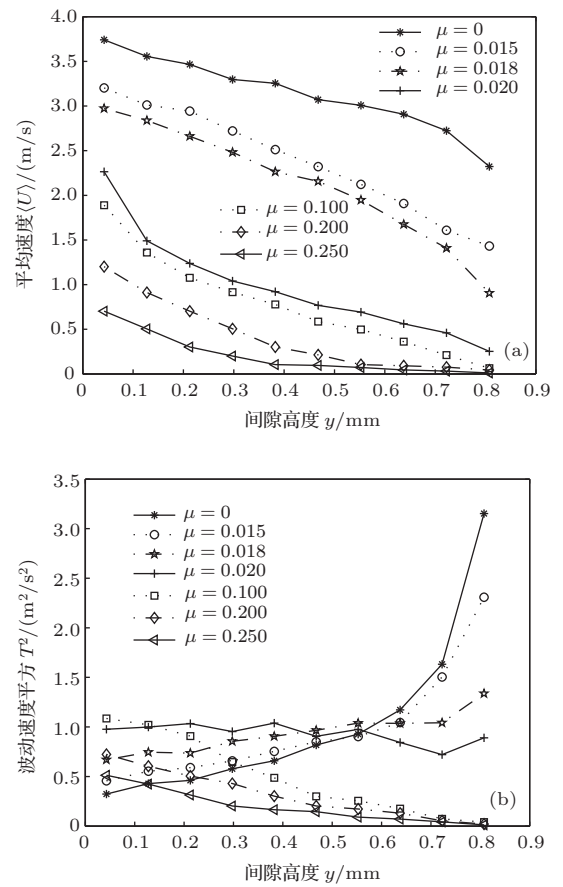


图6 不同上板摩擦系数时平均速度和波动速度平方分布图 (a) 平均速度 $\langle U \rangle$; (b) 波动速度平方 T^2

相比之下, 波动速度平方 T^2 的变化趋势与平均速度 $\langle U \rangle$ 不同. 当上板摩擦系数从0, 0.015变化到0.018时, 波动速度平方 T^2 沿间隙 y 向从下到上逐渐增大, 但是当摩擦系数从0.1, 0.25变化到0.25时, 波动速度平方 T^2 沿间隙 y 向的变化趋势与上述情况相反. 从图6(c)中可以明显看出, 当上板摩擦系数从0变化到0.25的过程中, 靠近上板区域的

第三体颗粒集合的波动速度依次减小, 第三体颗粒集合的流动速度依次减慢(如图5所示), 当上板摩擦系数为0.25时波动速度达到最小值, 第三体颗粒集合的流动速度也最慢. 因此, 靠近上板区域的第三体颗粒集合的波动速度大小对于第三体颗粒集合整体流动速度的快慢起到了非常重要的影响作用.

4.2 区域类型定义

剪切平行板间第三体颗粒的剪切流动具有明显的空间异构特性^[31], 关于剪切平行板间区域类型定义至今亦悬而未决. Zhang等^[32]对平均固体体积分数为0.57左右的稀疏颗粒流的剪切平行板间区域定义为两个区域, 具有较高剪切率的上半区域为类流体区域, 另具有较低剪切率的下半区域为类固体区域. 同样对于稀疏颗粒流, Hsiau^[1]根据各区域的 x 向速度对下平行板速度 u 的比率把剪切平行板间区域定义为三个区域, 速度比率大于95%的近下板区域定义为速度一致区域, 速度比率在85%和95%之间的中间区域由于剪切率较小定义为低-剪切率区域, 速度比率小于85%的近上板区域由于剪切率较大故定义为高-剪切率区域.

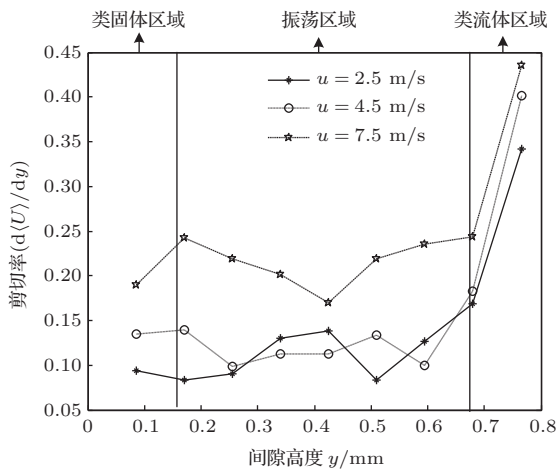


图7 剪切率变化和区域划分图

Zhang^[32]和Hsiau^[1]等的区域定义方法是根据第三体颗粒集合在顺畅流动情况下定义的. 之所以在顺畅流动下研究第三体颗粒集合的区域划分, 是由于第三体颗粒集合只有在顺畅流动情况下才具有明显的分层行为(上下层之间的平均速度和剪切率具有明显的差值), 当第三体颗粒集合在流动速度较慢的情况下(如图5(c)所示上板摩擦系数为0.25时), 上下层之间的平均速度和剪切率差值都

非常小, 则第三体颗粒集合的分层行为非常的不明显. 而且对于具体的工业应用来讲(如用颗粒流实现润滑), 我们是希望第三体颗粒集合在剪切运动过程中的流动顺畅些为好, 因为只有这样才能有效地减小摩擦^[33]. 基于以上两点原因, 本文分析了第三体颗粒集合在顺畅流动情况下(上板摩擦系数为0)的区域定义方法, 具体的研究如下.

平均固体体积分数大于0.80的第三体颗粒流动称为密集颗粒流, 关于剪切平行板间密集颗粒流的流动、剪切特性和区域定义方法至今尚无文献报道. 作者综合借鉴Zhang^[32]和Hsiau^[1]等的区域定义方法, 把剪切平行板间的区域划分为了如图7所示三个区域. 速度比率大于70%的近下板区域, 由于第三体颗粒平均速度较大、剪切率较低故定义为类固体区域; 剪切率大于0.17 1/s的近上板区域, 由于第三体颗粒平均速度较小、剪切率较大定义为类流体区域; 中间区域的第三体颗粒在外界条件诱导下可以部分转变为类固体区域或类流体区域, 因此基于此区域的不稳定性定义为振荡区域, 以下分析采用此定义方法.

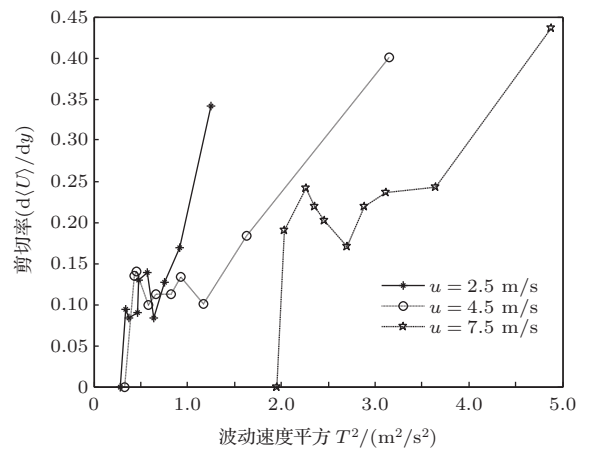


图8 波动速度平方 T^2 与剪切率 $d(U)/dy$ 之间关系图

图8为下板的速度 u 分别取为2.5, 4.5和7.5 m/s, 平均固体体积分数为0.80的剪切平行板间密集颗粒流的波动速度平方 T^2 和剪切率 $d(U)/dy$ 之间的关系图. 三种情况下曲线的变化趋势基本相同, 类固体区域剪切率随波动速度的增大而增大; 振荡区域波动速度增大时剪切率呈振荡变化; 类流体区域剪切率随波动速度增大的趋势最明显. 由于三种情况下具有近似相同的曲线变化趋势, 表明了波动速度对剪切率的强烈依赖关系. 剪切平行板间稀疏颗粒流的波动速度和剪切率之间的关系与

密集颗粒流相比具有明显的不同. Campbell等^[34]对单纯的剪切平行板间稀疏颗粒流剪切流动研究认为, 波动速度和剪切率之间为二阶多项式依赖关系 [$T \propto (d\langle U \rangle / dy)^2$]; Hsiau等^[1]考虑剪切平行板间第三体颗粒重力和波动的各向异性分布研究发现, 在整个 y 向区域剪切率随波动速度的增大而增大, 但是不完全符合 Campbell等^[34]提出的二阶多项式依赖关系 [$T \propto (d\langle U \rangle / dy)^2$]. 虽然剪切平行板间密集颗粒流的波动速度和剪切率之间的关系与稀疏颗粒流相比具有明显的不同, 但是它们之间也存在着一个共性: 波动速度对剪切率 $d(U)/dy$ 强烈的依赖性.

4.3 第三体颗粒的自扩散

为了分析剪切平行板间第三体颗粒的自扩散特性, 根据(10)式分别得出类固体、类流体和振荡区域所有颗粒 x 和 y 方向的自扩散相对位移的平均值为 Δx^N 和 Δy^N , 自扩散相对位移均方为 $\Delta x^N \Delta x^N$ 和 $\Delta y^N \Delta y^N$, 根据(10)和(11)式得出三个不同区域所有第三体颗粒 x 和 y 方向的平均自扩散相对位移系数为 D_{xx} 和 D_{yy} .

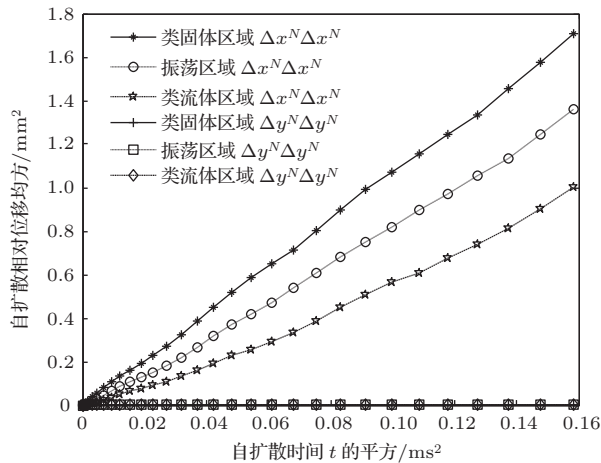


图9 自扩散相对位移的均方与扩散时间平方的关系

剪切平行板间密集颗粒流第三体颗粒剪切流动的自扩散位移特性与稀疏颗粒流相比, 具有明显的不同. 稀疏颗粒流在 x 和 y 方向自扩散相对位移均方 $\Delta x^N \Delta x^N$ 和 $\Delta y^N \Delta y^N$ 在三个不同的区域均随时间 t 线性变化, 且第三体颗粒在 y 方向的自扩散相对位移与 x 方向相比一样明显^[1,34].

图9为下板速度 u 为 4.5 m/s、平均固体体积分数为 0.80 时, 剪切平行板间密集颗粒流第三体颗粒

分别在类固体区域、振荡区域和类流体区域的 x 和 y 向自扩散相对位移均方随时间 t 平方变化的曲线图. 在三个不同的区域, x 和 y 向自扩散相对位移均方随时间 t 平方均呈线性增长变化. y 向自扩散相对位移均方趋近于零, 因此可以忽略不计. 在具有较低剪切率的类固体区域的自扩散位移均方最大, 但在有较高剪切率的类流体区域的自扩散位移均方较小, 与稀疏颗粒流相比恰好相反^[1]. 通过图9和(11)式可以容易求解出 x 方向平均自扩散相对位移系数 D_{xx} (由于 y 向自扩散相对位移均方趋近于零, 因此 D_{yy} 亦趋近于零).

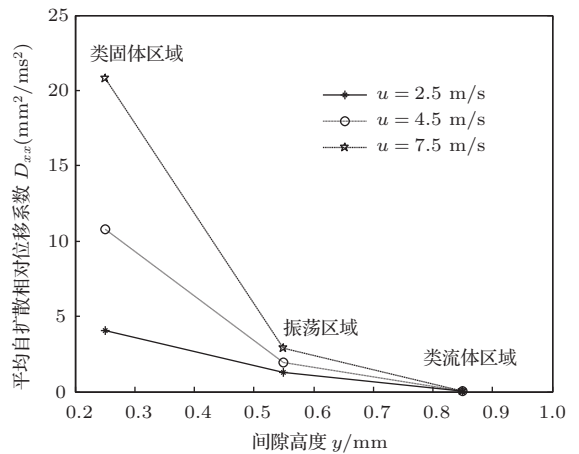


图10 x 向平均自扩散相对位移系数 D_{xx} 沿间隙 y 向的变化图

图10为下板速度分别为 2.5 m/s, 4.5 m/s, 7.5 m/s, 平均固体体积分数为 0.80 的剪切平行板间密集颗粒流第三体颗粒在三个区域的 x 向平均自扩散相对位移系数 D_{xx} 沿间隙 y 向的变化图. 在相同的下板速度下, 剪切率较大的类流体区域的平均自扩散相对位移系数 D_{xx} 最小, 而剪切率较小的类固体和振荡区域的平均自扩散相对位移系数 D_{xx} 较大. 当下板速度增大时, 同一区域的平均自扩散相对位移系数 D_{xx} 将会随着下板速度的增大而增大.

5 结论

本文应用离散元软件分析了平均固体体积分数为 0.80 的剪切平行板间密集颗粒流第三体颗粒的平均速度、波动速度、剪切率的变化及自扩散特性. 模拟研究结果表明: 1) 间隙间第三体颗粒的平均速度从上到下逐渐增大, 且 y 向的平均速度基本为零; 波动速度的变化趋势恰好相反, y 向的波动速度与 x 向相比可以忽略不计. 2) 根据剪切率和平

均速度的大小把间隙从上到下分别定义为类流体、振荡和类固体区域, 并得出了波动速度对剪切率的强烈依赖关系. 3) x 向自扩散相对位移均方与时间 t 的平方成正比, y 向自扩散相对位移均方非常小, 并因此容易计算得到平均自扩散相对位移系数.

剪切平行板间密集颗粒流的流变、混合及扩散特性与平均固体体积分数为 0.5—0.65 左右的稀疏颗粒流相比既有共性, 又有不同. 其主要的共性为两种情况下第三体颗粒的平均速度、波动速度的变化趋势基本相同. 其主要的差异为密集颗粒流中第三体颗粒的平均速度、波动速度和扩散主要集中在间隙的 x 向, 而在间隙的 y 向几乎为零; 而稀疏颗粒流在间隙的 y 向与 x 向相比同样明显. 由于密集颗粒流第三体颗粒在 y 向的波动速度与稀疏颗粒流相比小的多, 因此在密集颗粒流环境下的模型振动更小, 流动更平稳.

参考文献

- [1] Hsiao S S, Shieh Y M 1999 *J. Rheol.* **43** 1049
- [2] Majmudar T S, Behringer R P 2005 *Nature* **43** 1079
- [3] Ji S Y, Li P F, and Chen X D 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 184703 (in Chinese)[季顺迎, 李鹏飞, 陈晓东 2012 物理学报 **61** 184703]
- [4] Peng Z, Li X Q, Jiang L, Fu L P, Jiang Y M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2090 (in Chinese) [彭政, 李湘群, 蒋礼, 符力平, 蒋亦民 2009 物理学报 **58** 2090]
- [5] Peng Y J, Zhang Z, Wang Y, Liu X S 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 134501 (in Chinese)[彭亚晶, 张卓, 王勇, 刘小嵩 2012 物理学报 **61** 134501]
- [6] Leonard A, Daraio C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 214301
- [7] Eugenio H, Franco T, Francisco M 2011 *Phys. Rev. E* **84** 041304
- [8] Seguin A, Bertho Y, Martinez F, Crassous J 2013 *Phys. Rev. E* **87** 012201
- [9] Lehane B M, Liu Q B 2013 *Geotech. Geol. Eng.* **31** 329
- [10] Wang W, Liu X J, Liu K 2012 *Tribol. Lett.* **48** 229
- [11] Yi C H, Liu Y, Miao T D, Mu Q S, Qi Y L 2007 *Granular Matter* **9** 195
- [12] Shojaee Z, Roux J N, Chevoir F, Wolf D E 2012 *Phys. Rev. E* **86** 011301
- [13] Azema E, Estrada N, Radjai F 2012 *Phys. Rev. E* **86** 041301
- [14] Zhen H P, Jiang Y M, Peng Z 2013 *Chin. Phys. B* **22** 040511
- [15] Elkholy K N, Khonsari M M 2008 *J. Eng. Tribo.* **222** 741
- [16] Bose M, Kumaran V 2004 *Phys. Rev. E* **69** 061301
- [17] Bocquet L, Losert W, Schalk D, Lubensky T C, Gollub J P 2001 *Phys. Rev. E* **65** 011307
- [18] Johnson P C, Jackson R 1987 *J. Fluid Mech.* **176** 67
- [19] Kondic L, Fang X, Losert W, O'Hern C S, Behringer R P 2012 *Phys. Rev. E* **85** 011305
- [20] Tordesillas A, Walker D M, Lin Q 2010 *Phys. Rev. E* **81** 011302
- [21] Cai Q D, Chen S Y, Shen X W 2011 *Chin. Phys. B* **20** 024502
- [22] Zhou G G D and Sun Q C 2013 *Powder Technology* **239** 115
- [23] Bei Z W, Sun Q C, Liu J G, Jin F, Zhang C H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 034502 (in Chinese) [毕忠伟, 孙其诚, 刘建国, 金峰, 张楚汉 2011 物理学报 **60** 034502]
- [24] Ragione L L, Magnanimo V 2012 *Phys. Rev. E* **85** 031304
- [25] Lu L S, Hsiao S S 2008 *Particuology* **6** 445
- [26] Utter B, Behringer R P 2004 *Phys. Rev. E* **69** 031308
- [27] Meng F J, Liu K, Wang W 2013 *Applied Mathematics and Mechanics* **34** 7 14 (in Chinese). [孟凡净, 刘焜, 王伟 2013 应用数学和力学 **34** 7 14]
- [28] Han X M, Gao F, Fu R, Song B W, Nong W H 2009 *Materials China* **28** 8 (in Chinese) [韩晓明, 高飞, 符蓉, 宋宝榭, 农万华 2009 中国材料进展 **28** 8]
- [29] Zhang B P 2011 *MS Thesis* (Hefei: Hefei University of Technology) (in Chinese) [张柏平 2011 硕士学位论文(合肥: 合肥工业大学)]
- [30] Chun C L, Shu S H, Wen J Y 2012 *Inter. J. Multi. Flow* **46** 22
- [31] Giulio B 2007 *Nature Physics* **3** 222
- [32] Zhang Y, Campbell C S 1992 *J. Fluid Mech.* **237** 541
- [33] Wang W, Liu X J, Jiao M H, Liu K 2009 *J. Mech. Eng.* **45** 101 (in Chinese) [王伟, 刘小君, 焦明华, 刘焜 2009 机械工程学报 **45** 101]
- [34] Campbell C S 1990 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **22** 57

Velocity fluctuation and self diffusion character in a dense granular sheared flow studied by discrete element method*

Meng Fan-Jing[†] Liu Kun

(*Institute of Tribology, Hefei University of Technology, Hefei 230009, China*)

(Received 13 December 2013; revised manuscript received 9 February 2014)

Abstract

The distribution of average velocities, fluctuation of velocities, regional definition, and granular self-diffusion characters in dense granular flows between sheared parallel plates are discussed. In order to study the above problems, we use computer-established discrete element model with an average solid fraction of 0.80. Theoretical results show that the average velocities decrease with increasing height, and are larger for the case of lower plate with greater velocity; the average velocities in y direction are close to 0 because there is no bulk motion in y direction. Flows of the lower plate with a greater velocity induce relatively greater fluctuation of velocities in the x and y directions, the fluctuation of velocities increases with the height and is larger in the area close to the upper plate. The flows consist of a “solid-like” area in the lower test region, but a “fluid-like” region in the upper, and an “oscillating” region in the middle of the channel. By tracking the movements of granules continually, variations of the mean-square self-diffusion relative displacements with square time are plotted, and the mean self-diffusion relative coefficients are determined. As the fluctuation and self-diffusion analysis directly reflect the macroscopic properties of granules and provide bases and references for researching the flow mechanisms of “dense granular sheared flows”.

Keywords: dense granular flow, discrete element, rheology, self diffusion

PACS: 45.70.Mg, 45.70.-n, 45.70.Vn

DOI: [10.7498/aps.63.134502](https://doi.org/10.7498/aps.63.134502)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51375132, 51175136, 51005067).

[†] Corresponding author. E-mail: mengfanjing0901@126.com