

水平滚筒内二元颗粒体系径向分离模式的 数值模拟研究^{*}

赵永志^{1)†} 程 易²⁾

1) 浙江大学化学工程与生物工程系化工机械研究所, 杭州 310027)

2) 清华大学化学工程系, 北京 100084)

(2007 年 1 月 30 日收到, 2007 年 5 月 22 日收到修改稿)

发展了考虑法向接触力、切向接触力和力矩、以及滚动摩擦力矩的三维三方线性弹性-阻尼离散单元模型及计算程序,对薄滚筒内二元 S 型颗粒体系进行了数值模拟,发现采用本文的数学模型可以准确地预测出滚筒内二元 S 型颗粒流的分层现象.分析了影响滚筒内颗粒分层的因素,讨论了滚筒转速、颗粒装载率等参数对分层的影响,当转速较高时,滚筒内形成大颗粒在外、小颗粒在内、具有圆形界面的月亮模式,当转速较低时形成具有波浪形界面的花瓣模式,并且随着滚筒转速的逐渐降低,花瓣的数量逐渐增加,数值模拟结果与实验完全符合.模拟还得到了花瓣模式的形成过程.混合均匀的两种颗粒在旋转的过程中很快分离,随后在交界区域相互渗透,造成波动界面,最终形成稳定的花瓣模式.一旦花瓣模式形成,滚筒内的颗粒流动出现明显的波动现象,颗粒流的上表面以上弦、下弦形式不断交替,同时流速也快、慢交替.最后探讨了滚筒内花瓣模式分层运动形成的必要条件及机理.

关键词: 分层, 滚筒, 模式形成, 离散单元方法

PACC: 4610, 0520D, 6120J

1. 引 言

自然界中普遍存在着大小、形状和性质各不相同的众多颗粒状物质,在外力和内部应力的共同作用下会产生类似于流体的运动状态,如雪崩、沙丘流、泥石流等.在工业过程中,同样存在广泛的颗粒流动问题,分布在化工、能源、农业、矿产、制药等众多领域.与流体运动相比,颗粒的运动非常复杂,兼具流体和固体的某些特征,但与二者又都不相同.颗粒流与流体重要的区别之一是粒料中存在与流体不同的混合与分离现象,特别是不同性质颗粒的分离和分层^[1-6],不同颗粒性质可以是不同大小或者不同密度,相应的体系分别称为 S 型体系(Size)和 D 型体系(Density).常见的颗粒分离和分层过程有水平机械振动导致的分层^[1]、垂直机械振动导致的分离和分层^[2,3]、雪崩类分层^[7,8]、滚筒内的分层^[5]等,而关于这些现象的机理研究是近年来颗粒体系研究的热点.

在上述的体系中,滚筒内的分离和分层是重要

的研究内容之一.一般有两种形式,一种是轴向分离和分层^[9,10],另一种是径向的分离和分层^[11].对于轴向较长、直径较短的水平滚筒一般会发​​生轴向分层;而对于直径较大、轴向较短的薄滚筒则会出现径向的分层,一般情况下尺寸较大或者密度较小的颗粒移动到滚筒的边缘而尺寸较小或者密度较大的颗粒则会聚集在滚筒的核心^[11-21].有趣的是,当薄滚筒内装填的粒料量略大于滚筒容积的 1/2,且转速较低时,其内的二元 S 型颗粒便会分层形成径向的条纹^[22],由于这些条纹与花瓣的形状和太阳光线的形状相似,所以又称为花瓣模式(petals pattern)^[23]或者太阳模式(sun pattern)^[24].

虽然颗粒流动与流体运动有些类似,但由于颗粒尺度远大于分子尺度,造成颗粒流动中会出现很强的不连续性,因此很难用传统的连续介质理论进行研究.随着科学技术的发展,近年来人们通过先进的观测手段和计算方法对颗粒运动进行了研究,推进了该领域的发展,其中计算颗粒力学(computational granular dynamics, CGD)是最重要的数值研究手段之一. CGD 包含两种重要的数学模型,

^{*} 国家博士后科学基金(批准号:2005038061)和国家自然科学基金(批准号:20306012)资助的课题.

[†] E-mail: yzzhao@zju.edu.cn

分别是硬球模型(hard sphere model)^[25]和软球模型(soft sphere model)^[26],其中软球模型又称离散单元方法(discrete element method, DEM)^[26,27],该方法被广泛地应用于颗粒装填、混合、粉碎、仓储及流态化等领域的模拟.相对于连续介质模型,CGD模型可以跟踪每个颗粒的运动,获得大量的微观信息,只需要很少的几个参数便可对复杂的颗粒系统进行准确地模拟,具有较强的普适性.最近几年来,CGD模型已被应用到二元体系垂直振动分离过程的模拟研究中^[28-30].

为了更好地认识和理解滚筒内花瓣模式的形成机理和影响因素,本文发展了一种具有很高精度的离散单元模型,并将其应用到滚筒内颗粒流动和分层的模拟计算中.论文通过模拟结果重点对滚筒内颗粒分层现象进行了分析,讨论了滚筒转速、颗粒装载率等参数的影响,探讨了滚筒内花瓣模式运动形成的必要条件及机理.

2. 离散单元模型及求解方法

颗粒在运动过程中主要受两种力作用,即自身重力和颗粒间的法向及切向碰撞接触力.根据牛顿第二定律,每个颗粒的平动运动方程为

$$m_i \frac{dV_i}{dt} = m_i g + \sum_{j=1}^{n_i} (F_{n,ij} + F_{t,ij}), \quad (1)$$

此外,颗粒还受到两种力矩的作用,即切向力造成的力矩和滚动摩擦力矩

$$I_i \frac{d\omega_i}{dt} = \sum_{j=1}^{n_i} (T_{t,ij} + T_{r,ij}). \quad (2)$$

在上述力和力矩的作用下,颗粒发生移动和滚动.

(1)(2)式中 m 和 I 分别表示小球的质量和转动惯量, n_i 表示与小球 i 接触的颗粒总数.

当两个球形颗粒发生碰撞时,首先在接触点处发生弹性变形,颗粒在前进方向受到阻力,该阻力的大小与法向变形位移、颗粒硬度成正比,达到最大位移变形时,颗粒停止运动,沿原来运动的方向反弹,碰撞后颗粒的动能会产生一定的损失,损失的大小与颗粒的弹性阻尼系数及颗粒间的相对速度有关.当两个颗粒发生偏心碰撞时,相撞点处的接触力可分解为法向分力和切向分力,其中切向力的极值受到颗粒表面摩擦系数与法向力乘积的限制,当切向分力大于该极值时,两颗粒在接触表面将发生滑动.同时,颗粒间还存在着滚动摩擦力矩,该力矩与滑动

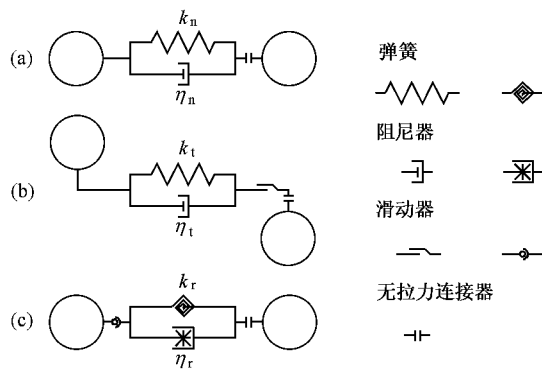


图1 三方程线性弹性-阻尼模型

摩擦力类似,受到滚动摩擦系数的限制.上述模型考虑了法向接触力、切向接触力(包括了滑动摩擦力)以及滚动摩擦力矩,每种作用力和力矩都可以简化为一个弹簧、一个阻尼以及一个滑动器,如图1所示.模型可用三组弹性-阻尼方程式来描述,称之为三方程线性弹性-阻尼模型,其中各种力和力矩的数学描述见表1.

表1 小球 i 所受到小球 j 的作用力和力矩

力和力矩	公式
法向力	$F_{n,ij} = -k_n \delta_n - \eta_n V_{n,ij}$
切向力	$F_{t,ij} = -k_t \delta_t - \eta_t V_{t,ij}, -f_s F_{n,ij} \delta_t \delta_t $ If $ F_{t,ij} > f_s F_{n,ij} $
力矩	$T_{t,ij} = L_i n_{ij} \times F_{t,ij}$ $T_{r,ij} = -k_r \alpha - \eta_r \omega_{ij}, -f_r F_{n,ij} \alpha \alpha $ If $ T_{r,ij} > f_r F_{n,ij} $

注:公式中 V 表示速度(矢量), ω 为旋转角速度(矢量), δ 为小球之间的位移变形(矢量), α 为扭转变形(矢量).下标 ij 表示小球 i 与小球 j 之间, i, j 分别表示小球 i 和 j , n 表示法向, t 表示切向, r 表示周向或滚动, s 表示滑动.

在离散单元模型中,颗粒的碰撞参数主要包括材料的刚度 k 、阻尼系数 η 和摩擦系数 f 等.理论上讲,这些参数应该根据实验确定,但由于计算能力和实验手段的限制,这些参数往往与材料的真实性质并不完全一致.其中阻尼系数可通过碰撞恢复系数 e 求得,根据 Ting 和 Corkum 的建议^[31],三方程线性弹性-阻尼模型的阻尼系数可由表2中的方程求得.

在 DEM 模型中,为了保证算法的稳定性和精确性,需要保证在碰撞时颗粒间发生的变形(即叠加量)要远小于颗粒的直径.因此时间步长不能太大.在模拟计算时,时间步长必须小于一个临界时间步长,一般情况下,临界时间步长取为弹性碰撞周期的

1/10. 在真实的颗粒系统中, 会同时发生法向、切向碰撞和相对滚动, 临界时间步长的值取决于三种碰撞周期中的最小值, 系统中各种碰撞的周期见表 3.

根据表 3 可以发现, 如果刚度的取值过大, 临界时间步长就会很小, 过小的时间步长就会使模拟计算量大大增加. 因此, 在 DEM 模拟中采用的刚度值都远

表 2 颗粒之间及颗粒与壁面之间碰撞的阻尼系数

阻尼系数	公式		颗粒-颗粒	颗粒-壁面
	如果 $e \neq 0$	如果 $e = 0$		
法向阻尼	$\eta_n = 2 \sqrt{mk_n} \frac{\ln(1/e_n)}{\sqrt{\pi^2 + (\ln(1/e_n))^2}}$	$\eta_n = 2 \sqrt{mk_n}$	$m = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$	$m = m_i$
切向阻尼	$\eta_t = 2 \sqrt{mk_t} \frac{\ln(1/e_t)}{\sqrt{\pi^2 + (\ln(1/e_t))^2}}$	$\eta_t = 2 \sqrt{mk_t}$	$m = \frac{2}{7} \left(\frac{m_i m_j}{m_i + m_j} \right)$	$m = \frac{2}{7} m_i$
周向阻尼	$\eta_r = 2 \sqrt{Ik_r} \frac{\ln(1/e_r)}{\sqrt{\pi^2 + (\ln(1/e_r))^2}}$	$\eta_r = 2 \sqrt{Ik_r}$	$I = \frac{I_i I_j}{I_i + I_j}$	$I = I_i$

表 3 颗粒-颗粒和颗粒-壁面弹性系统的碰撞周期

碰撞周期	公式	颗粒-颗粒	颗粒-壁面
法向	$T_n = 2 \sqrt{\pi^2 + (\ln e_n)^2} \sqrt{m/k_n}$	$m = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$	$m = m_i$
切向	$T_t = 2 \sqrt{\pi^2 + (\ln e_t)^2} \sqrt{m/k_t}$	$m = \frac{2}{7} \left(\frac{m_i m_j}{m_i + m_j} \right)$	$m = \frac{2}{7} m_i$
旋转	$T_r = 2 \sqrt{\pi^2 + (\ln e_r)^2} \sqrt{I/k_r}$	$I = \frac{I_i I_j}{I_i + I_j}$	$I = I_i$

形成的试验中, 滚筒厚度都很薄, 一般在 3—10 mm 的范围内^[23, 24, 33], 直径在 12—38 cm 范围内^[23, 24, 33, 34], 颗粒一般取 1—3 mm 的玻璃球^[24, 33, 34]. 为了减少计算量, 本文所模拟的滚筒直径较小, 为 15 cm, 厚度为 8 mm. 所选颗粒直径为 1 mm(小颗粒)和 3 mm(大颗粒), 滚筒内二者的体积比为 1:1, 颗粒密度均为 2500 kg/m³, 与玻璃的密度基本相同, 详细的模拟参数见表 4.

表 4 模拟参数表

颗粒性质	
颗粒形状	球形
直径/mm	1, 3
密度(kg/m ³)	2500
颗粒-颗粒间及颗粒-壁面间的碰撞参数	
法向弹性系数(N/m)	1000
切向弹性系数(N/m)	600
扭转弹性系数(N·m)	0.00001
法向、切向、扭转弹性恢复系数	0.3
滑动摩擦系数	0.3
滚动摩擦系数/m	0.00005
模拟计算参数	
滚筒厚度/mm	8
滚筒直径/mm	150
颗粒数量	47108
时间步长/s	1.0 × 10 ⁵

小于材料的真实刚度.

摩擦系数是很难测量的, 特别是颗粒间的摩擦系数. 在 DEM 模型中, 一般根据颗粒或壁面的粗糙程度确定滑动摩擦系数的值, 通常取 0—1 之间, 滚动摩擦系数的取值一般要远小于颗粒的直径.

模拟过程中计算求解的详细程序如下: 1) 判断每个颗粒与其他的哪些颗粒发生碰撞; 2) 根据表 1 中的方程式求出每个颗粒的受力; 3) 根据受力按(1)和(2)式求出颗粒的运动加速度; 4) 求出颗粒的运动速度和新位置; 5) 回步骤 1) 开始循环, 进入下一时间步. 在上述的流程中, 关键是其中的第 1) 步, 因为判断过程的计算量很大. 为了降低计算量, 研究人员发展了众多的判断方法^[32], 其中格子方法是最为成熟和高效的搜索技术之一, 本文即采用了此种方法. 根据上述的数学模型和算法, 编制了针对三维颗粒流动的 CGD 程序, 对滚筒内的特殊流动模式形成进行了模拟研究.

3. 结果分析与讨论

在关于滚筒内二元 S 型颗粒体系特殊运动模式

模拟计算的第一步就是将颗粒装填到滚筒内, 为了得到均匀混合的二元体系, 随机生成的颗粒通过自由落体方式填充到滚筒内, 且保证大、小颗粒的体积比为 1:1, 装填完成后形成图 2 中所示的均匀

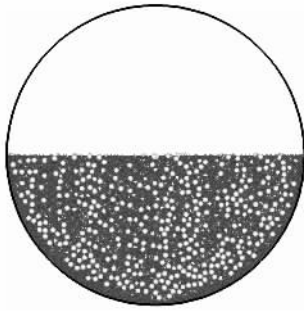


图2 滚筒初始状态

混合状态,颗粒装载量为滚筒容积的一半,颗粒总数为 47108,其中 3 mm 颗粒 1682 个,1 mm 颗粒 45426 个,图中白色表示大颗粒,灰黑色表示小颗粒。

文中通过模拟首先考察了滚筒旋转速度对模式形成的影响,图 3 是计算得到的不同旋转速度下滚筒内的颗粒流动模式,从(a)到(d)转速逐渐减半,分别为 2,1,0.5,0.25 rad/s,都是旋转 30 rad 后的结果,此时流动模式已经非常稳定。从图中可以发现在 $\omega = 2$ rad/s 时,滚筒内不同大小的颗粒被分为两部分,在外围的大颗粒和在内部的小颗粒,在交界处大、小颗粒相互稍有渗透,界面并不十分的清晰,整个轮廓在左下部呈圆形,在右上部基本与颗粒流自由表面一致。当旋转速度减小到 1 rad/s 时,在外围和内部交界处大、小颗粒的相互渗透程度稍有增加,整个轮廓在左下部仍呈圆形,略微有些起伏,但幅度很小。当转速进一步减小到 0.5 rad/s 时,滚筒内出现了典型的花瓣模式,大颗粒和小颗粒相互聚集交错分层,形成五个花瓣,每个花瓣边缘小颗粒和大颗粒的交界处都非常清晰,并没有太多的渗透。当转速减小到 0.25 rad/s 时,滚筒内的花瓣模式依然存在,而且花瓣数量由 0.5 rad/s 时的 5 个增加到 7 个,花瓣变得细长,但仍能保持相对比较光滑的边缘。结果表明,对于二元 S 型颗粒体系,转速较高时滚筒内颗粒会

分层形成大颗粒在外围、小颗粒在内部、具有圆形界面的流动模式,由于该模式与月亮的形状相似,因此又称为月亮模式(moon pattern)^[24];当转速较低时,滚筒内的二元颗粒体系便会分层形成大、小颗粒相互交错、具有波浪形界面的花瓣模式,并且随着转速的逐渐降低,花瓣的数量逐渐增加,以上的这些计算结果与试验结果完全一致^[23,33,34],说明文中的模型和算法非常精确,以至能够准确地预测这些特殊现象。

以往的实验研究^[23,33,34]一般只关心滚筒转速的影响,很少探讨其中花瓣模式的发展形成过程,只有文献[24]稍有涉及,其主要原因是模式的发展形成过程为瞬态过程,几秒或几十秒钟便从均匀混合状态达到花瓣模式,需要用高速摄影设备捕捉瞬态图像,而颗粒的运动则需要用颗粒图像测速设备(PIV)进行测量,费用较高且不易实现,而采用数值仿真则可以详细分析这些瞬态过程。图 4 是转速为 0.5 rad/s 时滚筒内颗粒流动模式的发展过程,图 4(a)为旋转 2 rad 后的状态,可以看到混合均匀的大、小颗粒在旋转的过程中迅速分离,大颗粒沿上表面快速运动到滚筒的外围,小颗粒则以较低的速度保持在滚筒内核;(b)为旋转 10 rad 后的状态,大、小两种颗粒已经完全分离,在交界处大、小颗粒有些相互渗透,呈毛刺形状相互穿插,但整个轮廓仍大体上呈半圆形,即月亮模式;当进一步旋转到 18 rad 时,交界处出现了明显的波动,但形状不太规则;随后,交界面起伏越来越规则,到 30 rad 时,已经变得非常规则和稳定,形成完整的花瓣模式。

转速为 0.25 rad/s 时滚筒内颗粒流动模式的发展过程与转速为 0.5 rad/s 时的基本相同,如图 5 所示,只是花瓣数量略有增加。整个发展过程唯一不同的地方是在转速为 0.25 rad/s 时滚筒内大、小颗粒的交界面很快就出现了明显的波动,如图 5(b)旋转

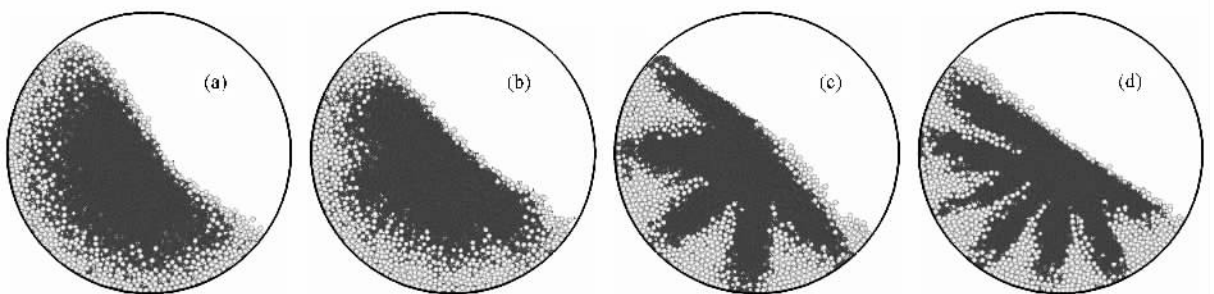


图3 不同旋转速度下滚筒内的颗粒流动模式(滚筒旋转 30 rad 后的结果) (a) $\omega = 2.00$ rad/s; (b) $\omega = 1.00$ rad/s; (c) $\omega = 0.50$ rad/s; (d) $\omega = 0.25$ rad/s

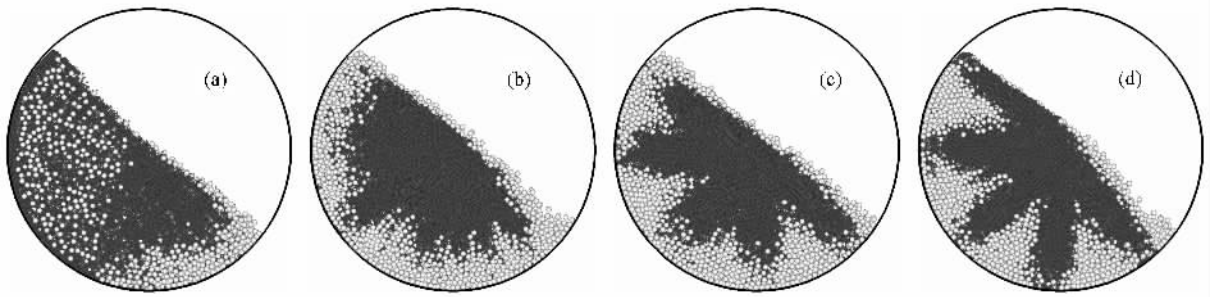


图 4 转速为 $\omega = 0.5 \text{ rad/s}$ 时滚筒内颗粒流动模式的发展过程 (a) 2 rad ;(b) 10 rad (c) 18 rad (d) 30 rad

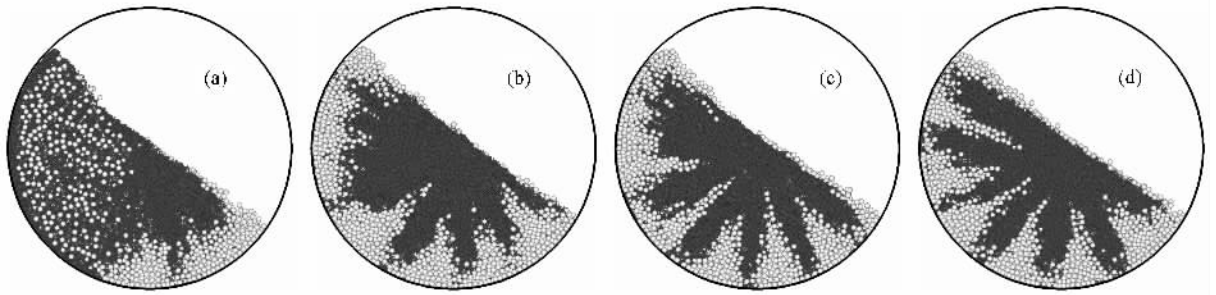


图 5 转速为 $\omega = 0.25 \text{ rad/s}$ 时滚筒内颗粒流动模式的发展过程 (a) 2 rad ;(b) 10 rad (c) 18 rad (d) 30 rad

10 rad 后,但一直到旋转 30 rad 才形成较稳定而规则的花瓣模式,这可能与文中的颗粒系统规模相对较小有关。

在滚筒内颗粒流动模式的发展过程中,最明显的一个现象就是颗粒的流动存在波动,图 6 (a) (c) 和 (b) (d) 分别表示两个在时间方向相邻的状态,在 (a) 和 (c) 中一层小颗粒完全运动到底部,其后的一层大颗粒开始向下运动,滚筒内颗粒流的上表面呈上弦弧形,此时表层颗粒运动速度很快,随着滚筒的转动,大颗粒逐渐向下运动,自由表面的波峰开始向上运动(图中箭头处),当这些大颗粒完全运动到底部时,滚筒内颗粒流的上表面呈下弦弧形,如图 6

(b) 和 (d) 所示,此时表层颗粒运动速度较慢,一旦稳定的花瓣模式形成后,滚筒内的颗粒流动就会出现这种波动现象,颗粒流的上表面以上弦、下弦形式不断交替,颗粒的流速也快、慢交替,造成这种波动的主要原因是不同大小的颗粒具有不同的摩擦角,大颗粒具有较大的摩擦角,不宜流动,而小颗粒具有较小的摩擦角,相对较容易流动。

除转速外,形成花瓣模式的另外一个必要条件是滚筒内必须有足够的颗粒,为了考察装载量的影响,本文将滚筒内颗粒数量减半,然后对其进行了模拟计算,图 7 是模拟得到的 1/4 装载量下滚筒内的颗粒流动模式,转速分别为 0.5 rad/s 和 0.25 rad/s 。

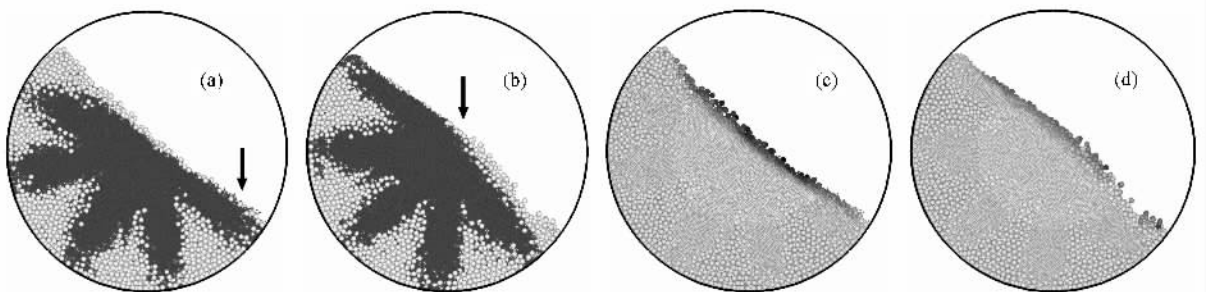


图 6 滚筒内花瓣模式颗粒流动时的表面波动 ($\omega = 0.5 \text{ rad/s}$) (a) (b) 为波动现象 (c) (d) 为速度波动 ($V_{\max} = 0.5 \text{ m/s}$, 黑色; $V_{\min} = 0.0 \text{ m/s}$, 白色) (a) 29 rad ;(b) 30 rad (c) 29 rad (d) 30 rad

上文中的模拟结果已经表明,装载量为 $1/2$ 时在这两个转速下都能形成稳定的花瓣模式,分别为 5 瓣和 7 瓣.但是当装载量为 $1/4$ 时,情形则大不相同,从图 7 可以看到当 $\omega = 0.5 \text{ rad/s}$ 时,滚筒内的颗粒流呈月亮模式,大、小颗粒交界处比较光滑,即使在转速降为 0.25 rad/s 时,滚筒内的颗粒流仍呈月亮模式,只是大、小颗粒交界处比较粗糙,有较小幅度的起伏.以上结果表明当滚筒内装载量较小时不易形成这种特殊的花瓣流动模式,这与实验结果完全一致^[24, 33, 34].

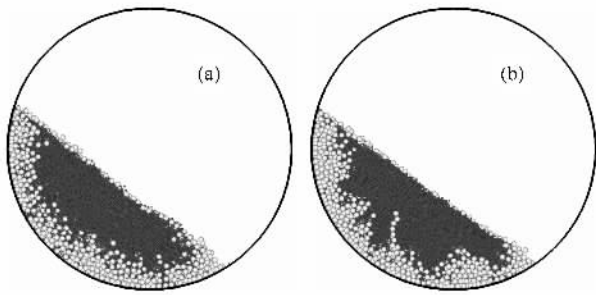


图 7 $1/4$ 装载量下滚筒内的颗粒流动模式 (a) $\omega = 0.5 \text{ rad/s}$; (b) $\omega = 0.25 \text{ rad/s}$

通过上文的分析,可以发现在滚筒内形成花瓣模式的一些必要条件:一定体积比例的二元 S 型颗粒体系、滚筒转速足够低、颗粒装载量在 $1/2$ 左右.通过对这些影响因素的分析可以发现导致这种颗粒特殊分层流动现象的原因是由颗粒大小不同造成的颗粒群体性质差异.当两种不同大小的颗粒在滚筒内运动,总是大颗粒运动到外围区域,说明在颗粒流上表面大颗粒的运动速度比小颗粒大,这是因为在颗粒流上表面颗粒移动主要是以滚动模式构成的.同样的滚动角速度,大颗粒向前运动的速度比小颗粒大很多,因为移动速度等于滚动角速度和颗粒半径之积.而造成花瓣模式的主要原因是大小不同的颗粒具有不同的摩擦角,当滚筒转速较小以至在颗粒流上表面形成雪崩型流动时,这种摩擦角不同会造成颗粒流的不连续性、波动和分层,最终形成花瓣模式.

4. 结 论

本文以薄滚筒内二元 S 型颗粒体系为研究对象,运用 CGD 方法对其中的颗粒流动进行了数值研究,讨论了滚筒转速、颗粒装载率等参数对分层现象的影响,可以得到以下结论:

1. 采用计算颗粒力学方法可对复杂颗粒系统内颗粒的运动行为进行准确的预测,文中运用具有较高精度的三方线性弹性-阻尼模型准确地预测出了滚筒内二元 S 型颗粒流分层现象.

2. 当转速较高时,滚筒内颗粒会分层形成大颗粒在外围、小颗粒在内部、具有圆形界面的月亮模式;当转速较低时,滚筒内颗粒便会分层形成径向的条纹,大颗粒、小颗粒相互交错,形成具有波浪形界面的花瓣模式,并且随着转速的逐渐降低,花瓣的数量逐渐增加.

3. 模拟得到了花瓣模式的形成过程,混合均匀的大、小颗粒在旋转的过程中很快分离,大颗粒沿上表面快速运动到滚筒的外围,小颗粒则以较低的速度保持在滚筒内核;旋转约一周后,大、小两种颗粒完全分离,整个轮廓呈半圆形;进一步旋转,两种颗粒的交接区域相互渗透加强,呈毛刺形状相互穿插,交界处出现了明显的波动,但形状不太规则;随着旋转的继续,交界面起伏越来越规则,最后形成非常规则和稳定完整的花瓣模式.

4. 当稳定的花瓣模式形成后,滚筒内的颗粒流动就会出现明显的波动现象,颗粒流的上表面以上弦、下弦形式不断交替,颗粒的流速也快、慢交替.

5. 滚筒内形成花瓣模式运动的一些必要条件:一定体积比例的二元 S 型颗粒体系、滚筒转速足够低、颗粒装载量在 $1/2$ 左右;当滚筒内装载量较小时或滚筒转速较高时都不会形成花瓣流动模式.

6. 造成花瓣模式的主要原因是大小不同的颗粒具有不同的摩擦角,当滚筒转速较小时,这种摩擦角不同会造成颗粒流的不连续、波动和分层,最终形成花瓣模式.

[1] Mullin T 2002 *Science* **295** 1851

[2] Burtally N, King P J, Swift M R 2002 *Science* **295** 1877

[3] Jiang Z H, Lu K Q, Hou M Y, Chen W, Chen X J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2244 (in Chinese) [姜泽辉、陆坤权、厚美瑛、陈唯、陈相君 2003 物理学报 **52** 2244]

[4] Aranson I S, Tsimring L S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 641

[5] Ottino J M, Khakhar D V 2000 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **32** 55

[6] Williams J C 1968 *Powder Technol.* **2** 13

[7] Makse H A, Havlin S, King P R, Stanley E 1997 *Nature* **386** 379

[8] Gray J M N T, Hutter K 1997 *Mech. Thermodyn.* **9** 341

- [9] Zik O , Levine D , Lipson S G , Shtrikman S , Stavans J 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 644
- [10] Hill K M , Caprihan A , Kakalios J. 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 50
- [11] Donald M B , Roseman B 1962 *Br. Chem. Eng.* **7** 749
- [12] Henein H , Brimacombe J K , Watkinson A P 1985 *Metall. Trans. B* **16** 763
- [13] Nityanand N , Manley B , Henein H 1986 *Metall. Trans. B* **17** 247
- [14] Alonso M , Satoh M , Miyayami K 1991 *Powder Technol.* **68** 145
- [15] Ristow G H 1994 *Europhys. Lett.* **28** 97
- [16] Cantelaube F , Bideau D 1995 *Europhys. Lett.* **30** 133
- [17] Khakhar D V , McCarthy J J , Ottino J M 1997 *Phys. Fluids* **9** 3600
- [18] Dury C M , Ristow G H 1997 *J. Phys. France I* **7** 737
- [19] Prigozhin L , Kalman H 1998 *Phys. Rev. E* **57** 2073
- [20] Eskin D , Kalman H 2000 *Chem. Eng. Proc.* **39** 539
- [21] Thomas N 2000 *Phys. Rev. E* **62** 961
- [22] Hill K M , Khakhar D V , Gilchrist J F , McCarthy J J , Ottino J M 1999 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **96** 11701
- [23] Zuriguel I , Gray J M N T , Peixinho J , Mullin T 2006 *Phys. Rev. E* **73** 061302.1
- [24] Hill K M , Gioia G , Amaravadi D 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 224301.1
- [25] Alder B J , Wainwright T E 1957 *J. Chem. Phys.* **27** 1208
- [26] Cundall P A , Strack O D L 1979 *Geotechnique* **29** 47
- [27] Iwashita K , Oda M 1998 *J. Eng. Mech. ASCE* **124** 285
- [28] Hong D C , Quinn V 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3423
- [29] Biswas P , Sánchez P , Swift M R , King P J 2003 *Phys. Rev. E* **68** 050301.1
- [30] Zeilstra C , van der Hoef M A , Kuipers J A M 2006 *Phys. Rev. E* **74** 010302.1
- [31] Ting J M , Corkum B T 1992 *J. Comput. Civil. Eng.* **6** 129
- [32] Pöschel T , Schwager T 2005 *Computational granular dynamics : models and algorithms* (Berlin : Springer-Verlag)
- [33] Khakhar D V , Orpe A V , Ottino J M 2001 *Powder Technol.* **116** 232
- [34] Jain N , Ottino J M , Lueptow R M 2005 *Granul. Matter* **7** 69

Numerical simulation of radial segregation patterns of binary granular systems in a rotating horizontal drum^{*}

Zhao Yong-Zhi^{1)†} Cheng Yi²⁾

¹⁾ Department of Chemical and Biochemical Engineering , Institute of Chemical Process Equipment , Zhejiang University , Hangzhou 310027 , China)

²⁾ Department of Chemical Engineering , Tsinghua University , Beijing 100084 , China)

(Received 30 January 2007 ; revised manuscript received 22 May 2007)

Abstract

A 3D three-equation linear spring-dashpot model considering the normal contact force , the tangential contact force , and the rolling friction torque , and the corresponding programs for granular dynamics were developed. The flow and the segregation of the S-type binary granular mixtures in a thin rotating horizontal drum were simulated by using the new model. The influences of the rotation speed and the load of the drum on the pattern formation were discussed. The simulation results show that the pattern formation of the S-type binary granular mixtures in the rotating drum can be predicted accurately. As the rotation speed is high , the moon pattern appears , in which the small particles concentrate in a central core and the large particles distribute in the periphery. As the rotation speed is lowered , the petal pattern is found in thin drums , and the number of petals increases as the rotation speed decreases. The process of pattern formations was obtained by the simulation. As the petal pattern forms , the wavy flow of granules in the drum appears. Finally , the necessary condition and mechanisms of the pattern formation in the thin drums are discussed in the paper.

Keywords : demixing , rotating drum , pattern formation , discrete element method (DEM)

PACC : 4610 , 0520D , 6120J

^{*} Project supported by the National Science Foundation for Post-doctoral Scientists of China (Grant No. 2005038061) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 20306012).

[†] E-mail : yzzhao@zju.edu.cn