

对颗粒物质运动的一致性进行控制的随机力场*

苏涛¹⁾ 冯耀东¹⁾²⁾ 赵宏武¹⁾ 黄德财²⁾ 孙刚^{1)†}

1) (中国科学院物理研究所, 软物质物理重点实验室, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

2) (南京理工大学应用物理系, 南京 210094)

(2013年4月9日收到; 2013年4月26日收到修改稿)

在颗粒流的研究中引入了一个正态分布的随机力场, 并通过计算机模拟研究了该力场对均匀颗粒流的影响. 结果发现: 随机力场基本上不改变均匀颗粒流的平均密度和速度, 对颗粒流密度的涨落也影响很小. 随机力场对均匀颗粒流的影响主要体现在它可提高速度的涨落, 它与颗粒体系的耗散性质相抗衡, 使颗粒流维持一定的波动能量. 研究结果还显示: 通过随机力场所获得的波动能量并没有均匀分布到各个自由度上, 由于颗粒体系的耗散性质颗粒体系难以达到能均分状态.

关键词: 颗粒物质, 随机力, 分子动力学模拟

PACS: 45.70.Mg, 87.15.Ya, 75.40.Mg

DOI: 10.7498/aps.62.164502

1 引言

颗粒物质中最引人注目的特征是它可显现出多种物性状态, 包括气态、液态和固态. 但气态仅出现在低密度、高速度的极限情况, 而固态则出现在高密度、无速度的极限情况. 在一般情况下, 颗粒物质展现的是一种特殊的可压缩流体状态. 这些流体的运动行为不服从传统的流体力学运动规律, 是当前凝聚态物理中的前沿课题之一^[1-3]. 对颗粒流的研究涵盖了非常广的内容, 如颗粒气体的性质^[4,5]、漏斗的颗粒流流量^[6,7]、颗粒流中的激波^[8,9]、颗粒流中的剪切作用^[10]、稀疏流和密集流的区分与转变^[11,12]、颗粒流的堵塞^[13]等.

为了解颗粒流的一般性质, 可参考连续介质理论, 即用流体力学的方法对颗粒流进行描述和研究. 在流体力学中, 可压缩流体的参量通常包括密度、流速和流量. 在无源的流体中, 由于要满足质量守恒, 这三个参量中只有两个是独立的. 一般状态的颗粒流可归结为可压缩流体, 因此颗粒的平均密度和平均速度自然成为描述颗粒流最主要的参量. 但颗粒流与一般流体相比具有更强的离散性, 导致其

参量具有较大的涨落, 这些涨落同样会影响颗粒流的性质. 因此, 在颗粒流研究中, 控制住颗粒密度和速度并不能像一般流体力学那样完全确定流体状态. 为了完全确定颗粒流的状态, 对其参量的涨落也要进行规范. 颗粒速度的涨落是描述颗粒运动一致性的重要参量, 在一些文献中它与被称为颗粒温度的参量相关联^[14,15]. 但颗粒体系是一个耗散体系, 颗粒运动的一致性会随时随地的改变, 这将直接导致颗粒流的性质也在不断变化. 颗粒流的这种不断变化的特质使我们难以掌握其规律, 可以说这是妨碍颗粒流研究的主要问题之一.

为了能有效地控制颗粒运动的一致性, 我们在颗粒流的研究中引入了一个随机力场, 它可以随机地对颗粒施加一定的作用力. 这样的随机力场虽然在实验中还找不到相应的实践方法, 但在模拟计算中是可以操控的. 本文用分子动力学模拟的方法对施加了随机力场以后的均匀颗粒流进行研究, 并系统地探讨外加随机力场给颗粒流体体系带来的影响.

2 模型及研究方法

本文研究颗粒在一个准一维管道中的流动状

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2009CB930800) 和国家自然科学基金 (批准号: 10875166, 11274355) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: gsun@iphy.ac.cn

态,管道的形状如图 1 所示. 颗粒的运动被限制在二维平面中,共有三个自由度,包括:在平面中的两个方向的平动和绕垂直于平面的轴的转动.我们将这个体系归结为准一维管道的原因是 x 方向的长度被固定在一定值,并且采用了周期性边界条件,因此 x 方向的各个点是完全等价的. 这样,颗粒个体虽然可以沿 x 方向运动,但从宏观的颗粒流的角度来看该体系在 x 方向具有平移对称性,描述它的坐标可以忽略. 在 y 方向,管道的左端是一个长度为 $l = 20.0 \text{ mm}$ 的颗粒产生区. 在这里将按照一定的规则生成颗粒,并赋予这些颗粒一定的初速度(包含一定的速度涨落),使其能保持向右流动,并最终从右端的出口离开. 管道的具体尺寸为宽度 $D = 60.0 \text{ mm}$, 长度 $L = 290.0 \text{ mm}$, 而颗粒的直径为 $d_0 = 2.0 \text{ mm}$.

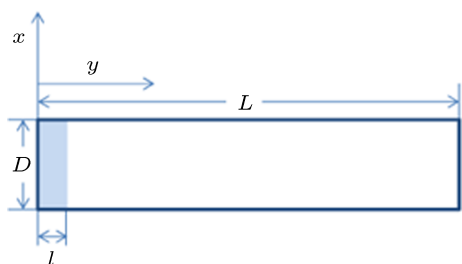


图 1 模拟体系示意图,左端阴影部分是颗粒产生区

本文考虑对颗粒施加一种可使流动状态改变的力场——随机力场. 随机力场会在每一个时间单元对每个颗粒作用一个正态分布的随机力. 加入随机力场的目的是为了增加颗粒运动的不一致性. 如果没有这个力场,颗粒间相互碰撞的耗散性质会使它们的速度逐渐趋于一致,使颗粒体系中原本具有的涨落性质消失. 后面将通过计算机模拟来研究这样的随机力场会给颗粒流带来什么样的影响.

为了兼顾各种颗粒流状态(包括密集流),采用可以较好地描述颗粒之间的多体碰撞的软球模型来进行模拟计算. 具体的颗粒间的相互作用形式为两颗粒的法向相互作用采用 Kuwabara-Kono 模型^[16-19]:

$$F_{ij}^n = -k_n \xi_{ij}^{3/2} - \eta_n \xi_{ij}^{1/2} V_{ij}^n, \quad (1)$$

切向相互作用采用下面这个被广泛接受的黏弹性摩擦力形式^[20,21]:

$$F_{ij}^t = \min(\eta_t V_{ij}^t, \mu F_{ij}^n), \quad (2)$$

在(1)和(2)式中, $\xi_{ij} = \max(0, 2d_0 - |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)$, 是颗粒 i 和 j 的交叠长度, V_{ij}^n 和 V_{ij}^t 分别是两球的法向

和切向方向的相对速度,上(下)标 n 和 t 分别代表两球接触点的法向和切向分量. 计算中的具体参数设定为:质量 $m_0 = 0.327 \text{ g}$, 弹性模量 $k_n = 1.6 \times 10^7 \text{ N/m}^{3/2}$, $\eta_n = 300.0 \text{ N}\cdot\text{s/m}^{3/2}$, $\eta_t = 0.3 \text{ N}\cdot\text{s/m}$, 滑动摩擦系数 $\mu = 0.2$. 在这些参数下法向恢复系数在速度为 $1000d_0/\text{s} - 1d_0/\text{s}$ 之间时位于 $0.7 - 0.9$ 的范围.

在软球模型的模拟计算中时间步长取为 $\Delta t = 2.0 \times 10^{-6} \text{ s}$. 对于随机力场的计算方法是在每个时刻对每个颗粒作用一个正态分布的随机力,作用时间保持 Δt . 这个正态分布在 x, y 两个方向上的平均值均为零 ($\bar{f}_x = \bar{f}_y = 0$), 而标准差为 f_r . 这里的 f_r 代表了每个时刻对颗粒作用的随机力的强度分布,因此也是描述随机力场强度的参数.

模拟过程首先是在每一时刻按固定数量在颗粒产生区内生成颗粒. 这个过程将控制此后管道内颗粒流的密度. 显然,单位时间内生成的颗粒数越多,则此后管道内的颗粒密度越大. 新生成的颗粒位置由排他的均匀随机数来确定,以确保新生成的颗粒在生成时与其他颗粒之间没有相互作用. 在本文研究的准一维体系中,不希望有 x 方向的宏观流动或颗粒的定向转动,因此颗粒在 x 方向的平均初速度和颗粒的平均初角速度均被设置为零. 在 y 方向为了使颗粒能够顺利地流动,颗粒在 y 方向的平均初速度 v_0 必须被赋予一个正值,其大小决定了颗粒流的初始流动速度,是本体系统中的另一个重要参数. 但完全均一的颗粒初速度会导致此后颗粒在流动中不发生碰撞. 为防止这样的事情发生,每个颗粒的初速度被设定成在平均初速度(角速度)的基础上加上一正态分布的涨落,其标准差对平动速度为 $7.82 \times 10^{-3} \text{ m/s}$, 对角速度为 $12.4/\text{s}$.

通过分子动力学模拟,可以计算出颗粒生成后的演化过程,直至其从出口流出. 但作为颗粒流的研究,需要计算出其流体力学的宏观参量,这包括密度、流速等. 考虑到我们所限定的体系是一个(准)一维体系,这些参量仅是 y 的函数. 为此在实际计算中将 y 坐标离散化. 具体做法是取其奇数位置(如 1, 3, 5 等)为中心,以颗粒半径左右间隔,把 y 坐标划分为若干个离散的长方形小区间(宽度为 $\Delta l = 2.0 \text{ mm}$, 长度为 x 方向的宽度 D). 离散后各区间的密度值 ρ 被定义为相应区间的颗粒占有面积与长方形小区间面积之比,即面积分数. 在这个体系中,另一个有重要意义的参量是颗粒在 y 方向的流速. 各区间的流速由落在该区域内的颗粒在 y 方

向的速度的加权平均值计数得出 (以其落在该区域的面积分数进行加权).

前面已经提到对于颗粒体系涨落是除密度与流速外的另一个至关重要的因素. 现在已经有一些证据表明具有不同涨落值的状态可体现出不同的宏观流体特征, 即使它们的密度和流速是一样的. 为此, 在本研究中还将特别针对涨落进行计算. 首先是密度的涨落, 它可简单地由每一时刻的密度偏离平均密度的标准差求得.

对于速度的涨落, 将根据颗粒在系统中的自由度来分别考虑. 在我们所研究的体系中, 颗粒有三个自由度, 即: x, y 方向的平动, 和在 $x-y$ 平面内的转动. 由于初始条件的限定以及体系的左右对称性, 颗粒流在后面的流动中将一直保持平均转动速度为零. 在 x 方向, 由于使用了周期边界条件并限定了不存在定向流动的初始条件, 因而颗粒流在 x 方向也将始终保持平均速度为零. 但在考虑涨落时, 这些自由度上仍然会出现不可忽略的涨落. 为了描述这些涨落, 用 x 方向的平均动能 $E_x = \frac{1}{2}m_0\bar{v}_x^2$ 来描述 x 方向的速度涨落. 此处, E_x 的计算与前面对流速的计算类似, 由落在该区域内的颗粒在 x 方向的动能的加权平均值计数得出 (以其落在该区域的面积分数进行加权). 由于 x 方向的平均速度为零, 因而这个动能正比于 x 方向速度涨落的平方, 所以它是用来描述 x 方向速度涨落的理想参量. 又由于它具有能量的量纲, 与代表无序运动的能量 kT 具有可比性, 因此它更容易与某些文献中定义的颗粒温度相对应^[14,15], 具有一定的普遍性. 与 E_x 的计算类似, 用平均转动动能 $E_\omega = \frac{1}{2}I_0\bar{\omega}^2$ 来描述转动速度的涨落, 这里 ω 为颗粒的转动角速度, I_0 为颗粒的转动惯量. 在 y 方向, 由于平均速度 $v_{ave} = \bar{v}_y$ 不为零, 用 $E_y = \frac{1}{2}m_0\overline{(v_y - \bar{v}_y)^2} = \frac{1}{2}m_0(\bar{v}_y^2 - \bar{v}_y^2)$ 来描述 y 方向的速度涨落. 此时, 由于 y 方向的平均流速不为零, E_y 代表的是无序运动的动能, 它需要从 y 方向的平均总动能中减去颗粒有序运动的动能 $\frac{1}{2}m_0\bar{v}_y^2$. 这个无序动能仍然保持着正比于 y 方向速度涨落的平方的特性.

3 随机力场对匀速颗粒流的影响

首先, 我们来查看施加随机力场后系统出口处 ($y = 287$) 的密度和速度的变化. 这里初始颗粒速度设定为 $v_0 = 0.5 \text{ m/s}$. 图 2 给出了模拟开始后该区域密度和速度随时间的变化关系. 从图 2 中可以

看出, 模拟开始后系统会在一个短崭的时间内 (0.50 s 左右) 处于不稳定状态, 此时出口处的颗粒速度和密度值呈现有规律的变化. 过了这段不稳定期后, 系统将达到一个相对稳定的状态, 这时密度和速度虽然仍呈现出无规律的波动, 但其平均值稳定在固定值上.

在系统达到稳定后, 不同的随机力场对颗粒速度的影响比较明显. 从图 2(a) 中可以看出, 无随机力场时 (图中 $f_r = 0$ 的红 (黑) 色曲线), 稳定状态的速度波动幅度很小, 速度集中在 0.495—0.505 s 之间. 当加入一定的随机力场时 (图中 $f_r = 0.6$ 的绿 (深灰) 色曲线), 颗粒速度的波动幅度增加, 位于 0.42—0.58 s 之间. 当随机力场进一步增大时 (图中 $f_r = 1.2$ 的浅蓝 (浅灰) 色曲线), 颗粒速度的波动幅度再次增加, 位于 0.38—0.62 s 之间. 但不同随机力场对颗粒密度的影响比较小, 几种随机力场下密度均保有一定的波动, 但其幅度差别不大 (图 2(b)).

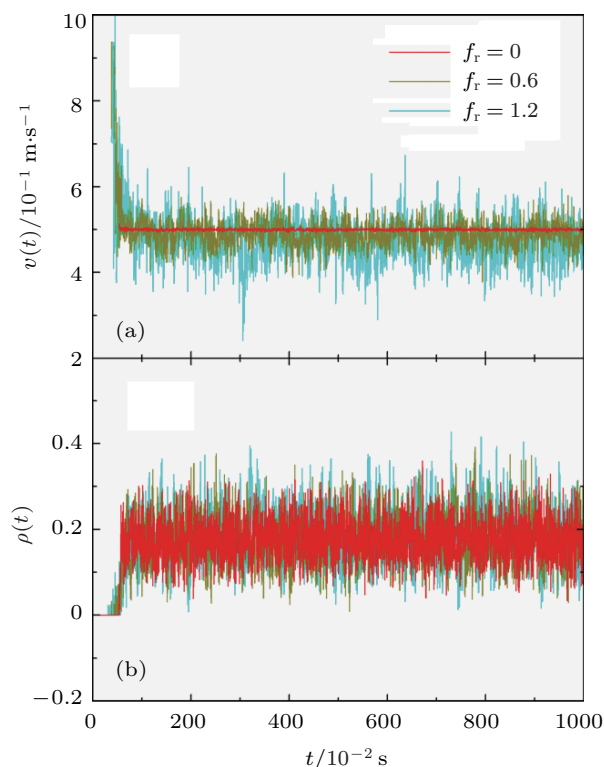


图 2 不同随机力场下出口处颗粒的速度 (a) 和密度 (b) 随时间的变化关系

图 2 主要显示的是在随机力场下出口处的颗粒速度和密度随时间的波动情况, 对于此处颗粒的平均速度和平均密度, 从图 2 中可粗略地看出随机力场对其影响是有限的. 图 3 给出了系统出口处颗粒的平均速度和平均密度随随机力场强度的具体变化关系. 图 3 显示随机力场对颗粒的平均密度和

平均速度的影响均不大, 颗粒的平均速度仅随随机力场的增加略有下降, 而平均密度则略有升高, 它们的乘积由于要满足质量守恒, 所以是恒定的. 从出口处的颗粒状态可以断定随机力场的主要作用在于使颗粒的速度出现更大的波动.

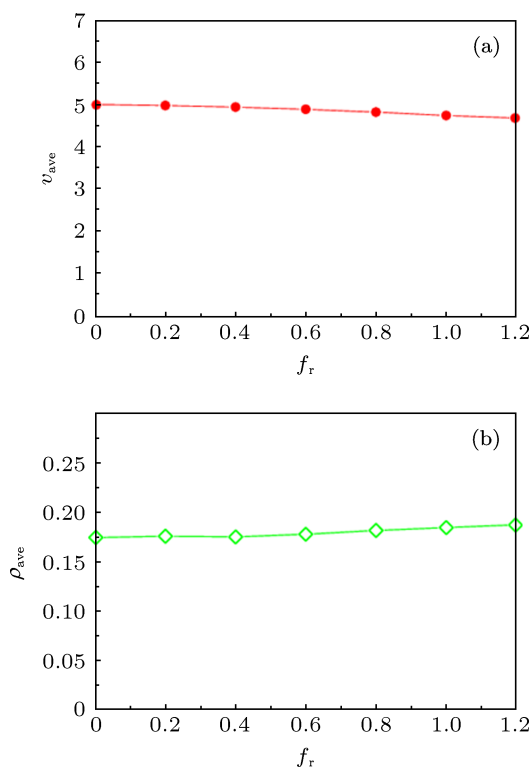


图3 出口处颗粒的平均速度 (a) 和平均密度 (b) 随随机力场强度的变化关系

前面曾提到在本文所考虑的体系中, 颗粒共有三个自由度, 每个自由度上的速度涨落可用其无序动能来描述, 即: E_x , E_y 和 E_ω . 当不存在随机力场时, 本系统由于没有外力 (包括没有边界所带来的阻力) 作用, 颗粒流保持匀速流动. 但源于颗粒体系的耗散性质, 初始条件中给定的颗粒运动的不一致性 (用无序动能衡量) 会随着颗粒流前进过程中颗粒的互相碰撞而逐渐减弱, 最终使无序动能完全耗散掉, 颗粒的运动趋于一致.

当加入随机力场后, 这种状况将被改变. 图4是在 $f_r = 0.8$ 的随机力场下求得的在管道中不同位置处颗粒的平均波动动能, 包括 E_x , E_y 和 E_ω . 在图4中我们选择了两种初始流动速度, 即: $v_0 = 0.5$ m/s (空心符号) 和 $v_0 = 2.0$ m/s (实心符号). 图4中, 除 $v_0 = 2.0$ m/s 的转动波动动能外, 其他曲线均显示随着颗粒在管道中的流动 (y 增大), 波动动能会逐渐增大, 并最终达到饱和, 其增加的特征可用 $A[1 - \exp(-y/\lambda)]$ 很好地描述. 这表明随机力场可

增加颗粒运动的无序程度, 并最终与颗粒间的相互碰撞所引起的损耗达到平衡, 使波动动能维持在固定值. 在用 $A[1 - \exp(-y/\lambda)]$ 的拟合中, A 代表饱和和波动动能, 而 λ 代表趋于饱和值的弛豫距离.

图4显示 x 和 y 方向的平动波动动能曲线基本重合 (虽然它们的平均速度是不同的), 而转动波动动能要小很多. 对平动波动动能的拟合数据显示, 饱和平动波动动能 A 与颗粒流的速度几乎没有关系, 表明不同速度的颗粒流最后会稳定在相同的平动波动动能上. 但不同速度下趋于稳定值所需的距离是不同的, 对于 $v_0 = 0.5$ m/s 的情况, $\lambda \approx 30$ mm, 而对于 $v_0 = 2.0$ m/s 的情况, $\lambda \approx 110$ mm, 约为 $v_0 = 0.5$ m/s 时的4倍. 这暗示波动动能的变化主要与颗粒受随机力场的作用时间有关, 而受流动速度的影响较小.

图4中的转动波动动能则要明显小于平动波动动能, 表明本文的体系不满足能量均分定理. 这主要是由于我们仅在平动自由度上施加了随机力场, 而在转动自由度上并未施加相应的随机力矩, 所以转动波动动能的增加要在平动波动动能增加后通过碰撞才能实现. 这可以从 $v_0 = 0.5$ m/s 时的转动波动动能的弛豫距离 ($\lambda \approx 70$ mm) 明显大于同流速的平动波动动能的弛豫距离 ($\lambda \approx 30$ mm) 看出. 另外, 对于颗粒体系, 每个自由度上的损耗特性也可以不一样, 这同样会导致平衡状态下各个自由度上的波动能量不一样. 对于 $v_0 = 2.0$ m/s 的转动波动动能, 由于其绝对值较低, 收敛速度较慢, 在我们的观察范围内没能看到其饱和特征.

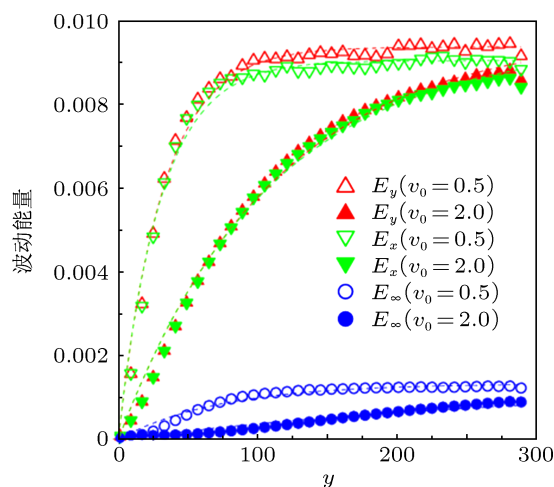


图4 三个自由度上的波动能量随 y 的变化关系, 图中的虚线是用 $A[1 - \exp(-y/\lambda)]$ 拟合出的结果

我们知道颗粒流的性质会随其密度变化有非常大的改变, 因此有必要探讨不同密度的颗粒流对

随机力场的响应方式. 图 5 是将随机力场强度固定在 $f_r = 0.8$, 颗粒流的初速度设在 $v_0 = 0.5 \text{ m/s}$ 后, 对 7 种不同密度的颗粒流计算出的在 y 方向的波动动能的空间分布. 图 5 显示不同密度的颗粒流的波动动能具有类似的空间分布形式, 即: 随着颗粒在管道中的流动, 波动动能会逐渐增大, 并最终达到饱和. 与前面的描述一样, 各个密度的波动动能均可用 $A[1 - \exp(-y/\lambda)]$ 很好地拟合. 但不同密度下, 最终的饱和值和弛豫距离是不一样的. 对于密度大的体系, 由于颗粒间的碰撞相对频繁, 能量的损耗也较大, 因此波动动能的饱和值较小. 频繁的颗粒碰撞还会使体系更快地达到平衡, 因此弛豫距离也较短. 这些特征在 x 方向的平动波动能量和转动波动动能中也被保留.

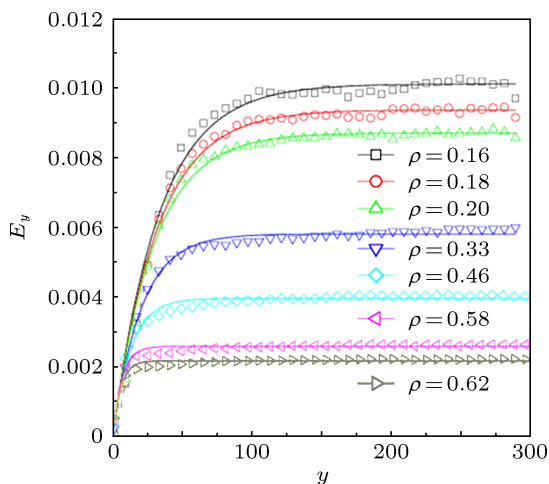


图 5 不同密度的颗粒流在 y 方向的波动动能随空间坐标的分布

为了更清楚地看出波动动能的饱和值和弛豫距离随颗粒流密度的变化规律, 将图 5 中拟合出的波动动能的饱和值和弛豫距离在图 6 中给出. 图 6(a) 是波动动能饱和值 A 随颗粒流密度的变化关系. 拟合数据显示 A 随颗粒流密度的增加而连续下降, 当颗粒流的密度从 0.16 增加到 0.62 时, A 从 0.010 减小到 0.002, 约为原来的五分之一. 图 6(b) 是弛豫距离 λ 随颗粒流密度的变化关系. 从图中可以看出 λ 也是随颗粒流密度的增加而连续下降的, 当密度从 0.16 增加到 0.62 时, λ 从 33.2 减小到 5.5, 约为原来的六分之一. 值得指出的是, 颗粒流的一个重要特征是存在稀疏流与密集流的区别, 在稀疏流与密集流的交接处通常会伴随有物理量的突变和一些非稳定态的特征^[11,12]. 对于二维颗粒流, 初步的研究结果显示稀疏流与密集流的交接处大约在密度为 0.67 附近^[11]. 本文中使用的模拟体系不

具备定向的压缩特征, 因此很难实现达到密集流的密度. 从图 6 中所看到的波动动能饱和值和弛豫距离随密度的连续变化特征均是在稀疏流的范围内得到的.

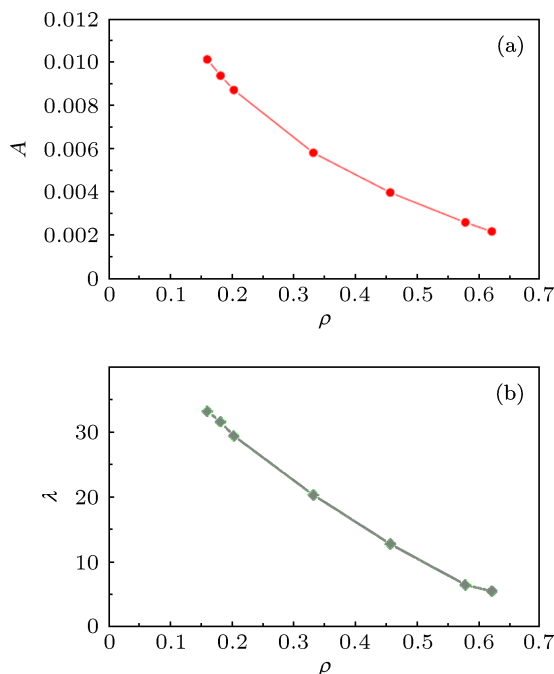


图 6 波动动能饱和值 A (a) 和弛豫距离 λ (b) 随颗粒流密度的变化关系

4 结果与讨论

本文在颗粒体系中引入了一个正态分布的随机力场, 并研究了随机力场对均匀颗粒流的影响. 结果显示: 随机力场基本上不改变均匀颗粒流的平均密度和速度, 对均匀颗粒流的密度涨落的影响也有限. 随机力场对均匀颗粒流的影响主要体现在它可提高颗粒的速度涨落, 随机力场的这个效应与颗粒碰撞和摩擦所造成的能量损耗相互竞争, 使颗粒流维持在有一定的波动能量的状态. 颗粒的波动能量是以指数的形式趋于其稳定值的. 由于随机力场是按特定时间施加的, 波动动能趋于稳定所需的时间也主要取决于随机力场施加的时间, 与颗粒流的速度关系不大. 而对于不同密度的颗粒流, 由于颗粒碰撞的频繁程度有很大的差异, 导致其损耗特性不同, 致使波动能量的稳定值和趋于稳定所需的时间会随之改变. 总体的变化趋势是密度越大的体系, 最终稳定的波动能量值越小, 弛豫时间也越短. 在我们所观察的密度范围内, 波动能量的稳定值和趋于稳定的弛豫时间随密度的变化是连续的. 另外, 在本文所考虑的体系中, 波动能量没有均匀分布在

各个自由度上. 这不仅是由于本文仅在乎动的自由度上施加了随机力场, 而在转动自由度上并未施加相应的随机力矩, 而且由于颗粒体系在每个自由度上的损耗也可以不一样, 所以颗粒体系很难达到能均分状态.

在真实的颗粒体系中, 源于颗粒及其边界的不规形状, 颗粒流中颗粒运动会存在一定的不一致性. 而在理论计算中, 由于颗粒以及边界的形状通常被设定为理想的形式, 颗粒运动的不一致性仅来自于初始条件, 因此会与实际颗粒流有较大的差别. 但

不论是实验还是理论均没有尝试对颗粒流中颗粒运动的一致性进行严格有效的控制, 而现在已经有证据表明颗粒流中颗粒运动的一致性对颗粒流的宏观性质有重要的影响. 本文所介绍的施加随机力场的方法可对颗粒流中颗粒运动的一致性做有效的调控. 这个方法基本上不改变其他宏观流体力学参量, 而只改变颗粒的速度涨落 (或颗粒温度), 因此是控制颗粒流状态的理想手段. 今后, 我们将把随机力场施加到非均匀颗粒流中, 观测其可能产生的效果.

-
- [1] Duran J 1999 *Sand, Power, and Grains, An Introduction to the Physics of Granular Materials* (New York: Springer)
- [2] Jaeger H M, Nagel S R 1996 *Rev. Mod. Phys.* **68** 1259
- [3] Kadanoff L P 1996 *Rev. Mod. Phys.* **71** 435
- [4] Campbell C S 1990 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **22** 57
- [5] Goldhirsch I 1999 *Chaos* **9** 659
- [6] Beverloo W A, Lengener H A, van de Velde J 1961 *Chem. Eng. Sci.* **15** 260
- [7] Brown R L, Richards J C 1960 *Trans. Instn. Chem. Engrs.* **38** 24
- [8] Baxter G W, Behringer R P 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2825
- [9] Horluck S, Dimon P 2002 *Phys. Rev. E* **63** 031301
- [10] Shen H H, Sankaran B 2004 *Phys. Rev. E* **70** 051308
- [11] Huang D C, Sun G, Lu K Q 2006 *Phys. Rev. E* **74** 061306
- [12] Huang D C, Sun G, Lu K Q 2011 *Phys. Lett. A* **375** 3375
- [13] To K, Lai P K, Pak H K 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 71
- [14] Goldhirsch I 2008 *Powder Tech.* **182** 130
- [15] Campbell C S 2006 *Powder Tech.* **162** 208
- [16] Spahn F, Hertzsch J M, Brilliantov N V 1995 *Chaos Soliton. Fract.* **5** 1945
- [17] Hertzsch J M, Spahn F, Brilliantov N V 1995 *J. Phys. II* **5** 1725
- [18] Brilliantov N V, Spahn F, Hertzsch J M, Pöschel T 1996 *Phys. Rev. E* **53** 5382
- [19] Schwager T, Poschel T 1998 *Phys. Rev. E* **57** 650
- [20] Taguchi Y H 1992 *J. Phys. II* **2** 2103
- [21] Melin S 1994 *Phys. Rev. E* **49** 2353

Control of the fluctuation in the uniform granular flow by a random force field*

Su Tao¹⁾ Feng Yao-Dong¹⁾²⁾ Zhao Hong-Wu¹⁾ Huang De-Cai²⁾ Sun Gang^{1)†}

1) (Key Laboratory of Soft Matter Physics, Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

2) (Department of Applied Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

(Received 9 April 2013; revised manuscript received 26 April 2013)

Abstract

A normal distribution random force field is introduced into the study of granular flow, and its effect is observed by computer simulations. The results show that the random force almost does not cause changes in average density and velocity in a uniform granular flow, and affects little the fluctuation of the density. The main effect of the random force field is that it increases the fluctuation of the granular velocity and maintains the granular flow at a certain dispersed kinetic energy by competing with the dissipation of the granular system. It is also shown that the dispersed kinetic energy obtained by the random force field is not equally distributed in each degree of freedom, and that the equipartition of energy is difficult to realize in granular system because of its dissipation property.

Keywords: granular matter, random force, molecular dynamics simulation

PACS: 45.70.Mg, 87.15.Ya, 75.40.Mg

DOI: 10.7498/aps.62.164502

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2009CB930800) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10875166, 11274355).

† Corresponding author. E-mail: gsun@iphy.ac.cn