

稠密颗粒射流撞击壁面颗粒膜表面波纹特征

钱文伟 李伟锋 施浙杭 刘海峰 王辅臣

Characteristics of surface waves on the granular sheet of dense granular jet impingement

Qian Wen-Wei Li Wei-Feng Shi Zhe-Hang Liu Hai-Feng Wang Fu-Chen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 214501 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.214501

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.214501>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I21>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

椭球颗粒搅拌运动及混合特性的数值模拟研究

[Numerical simulation on stirring motion and mixing characteristics of ellipsoid particles](#)

物理学报.2015, 64(11): 114501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.114501>

密集剪切颗粒流中速度波动和自扩散特性的离散元模拟

[Velocity fluctuation and self diffusion character in a dense granular sheared flow studied by discrete element method](#)

物理学报.2014, 63(13): 134502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.134502>

对颗粒物质运动的一致性进行控制的随机力场

[Control of the fluctuation in the uniform granular flow by a random force field](#)

物理学报.2013, 62(16): 164502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.164502>

完全非弹性蹦球倍周期运动的分形特征

[Fractal characterization for subharmonic motion of completely inelastic bouncing ball](#)

物理学报.2009, 58(11): 7579-7583 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.58.7579>

稠密颗粒射流撞击壁面颗粒膜表面波纹特征*

钱文伟 李伟锋† 施浙杭 刘海峰 王辅臣

(华东理工大学, 煤气化及能源化工教育部重点实验室, 上海煤气化工程技术研究中心, 上海 200237)

(2016年5月12日收到; 2016年6月28日收到修改稿)

采用高速摄像机对稠密颗粒射流撞击有限尺寸壁面的流动过程进行了实验研究, 重点研究了颗粒膜及其表面波纹特征, 考察了颗粒粒径、射流速度和固含率等因素对颗粒膜形态和表面波纹的影响. 研究表明, 随着颗粒粒径增大, 稠密颗粒撞壁流由颗粒膜向散射模式转变. 与液体射流撞壁液膜相比, 颗粒膜扩展角较大, 射流速度对其影响不显著. 稠密颗粒射流撞壁颗粒膜表面波纹存在明显的叠加现象, 颗粒膜表面波纹频率比液膜大约低一个数量级. 颗粒膜表面波纹主要由射流脉动引起, 表面波纹频率与射流脉动频率具有相同的数量级.

关键词: 稠密颗粒射流, 撞壁流, 颗粒膜, 表面波纹

PACS: 45.70.Mg, 47.55.Ca, 47.60.Kz

DOI: 10.7498/aps.65.214501

1 引言

撞壁流是自然界中一种常见的流动现象, 也广泛出现在气化、流化、干燥和粉体破碎等工业过程中. 深入研究撞壁流, 掌握各种因素对撞壁流动特征的影响规律, 具有重要的学术意义和工业应用价值.

迄今为止, 众多学者对液体射流撞壁进行了大量的实验和理论研究. 1833年, Savart采用液体射流撞击水平壁面, 发现液膜脱离壁面并形成钟形液膜结构, 提出了“水钟”(water bell)概念^[1]. Clanet^[2-4]对水钟及液膜形态进行了实验及理论研究, 发现液膜形态主要受到惯性力及液膜表面张力共同作用, 指出水钟稳定性与液膜两侧压力差及液膜扩展角共同作用有关. Villermaux和Clanet^[5]研究了液膜流动及破裂模式, 指出液膜与两侧空气的Kelvin-Helmholtz不稳定性是表面波纹产生的主要原因. 文献^[6-8]对倾斜波动壁面上流体表面波的演化规律进行了研究, 分析了液膜流动的线性稳定性. 黄国峰等^[9]对两股液体射流撞击液膜进行了实验研究, 分析了液膜表面波纹的产生和传播

过程. 近年来有研究发现, 稠密颗粒射流也呈现出类流体性质, 如团簇^[10,11]和鼓泡等^[12]. 因此当稠密颗粒射流撞击壁面时, 是否会呈现出与液体撞壁类似的波纹结构很值得研究.

相对液体撞壁流而言, 稠密颗粒撞壁流研究较少. Cheng等^[13]对稠密颗粒射流撞击有限尺寸壁面过程进行了研究, 发现稠密颗粒撞壁流会形成仅有几个颗粒厚度的颗粒膜, 随着颗粒粒径增大, 颗粒膜逐渐转变为散射模式. 此后, Cheng等^[14]通过在喷嘴出口处安装非圆孔洞, 改变射流截面的纵横比, 观察到具有各向异性的颗粒膜. Huang等^[15]应用离散元法(discrete element method)对Cheng等^[13]的实验结果进行了模拟, 从动力学角度较好地解释了稠密颗粒撞壁流类流体行为的产生过程. Elowitz等^[16,17]对稠密颗粒撞壁流撞击区域进行了实验及模拟研究, 发现撞击区存在“死区”结构(dead zone), 壁面结构是影响颗粒膜扩展角的重要因素. Sano和Hayakawa^[18,19]对稠密颗粒射流撞击过程“死区”结构进行了模拟, 揭示了“死区”的产生条件以及对颗粒膜的影响. 上述文献虽然对撞壁颗粒膜形态和撞击区特征进行了较多的研究, 但

* 国家自然科学基金(批准号: 91434130)和中央高校基本科研业务费专项基金(批准号: WB1516016)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liweif@ecust.edu.cn

并未报道颗粒膜表面波纹现象.

需要指出的是, Boudet 等^[20,21]报道了稠密颗粒撞击近无限大壁面颗粒膜波纹结构的产生和传播过程, 发现颗粒在壁面的沉积以及颗粒和壁面间的摩擦作用是波纹产生的主要原因. 到目前为止, 稠密颗粒射流撞击有限尺寸壁面是否存在颗粒膜表面波纹现象尚无报道.

本文以华东理工大学撞击流气化炉为背景, 采用高速摄像机和图像处理软件对稠密颗粒射流撞击有限尺寸壁面过程进行了实验研究, 并与液体射流撞壁特征进行了对比. 实验中发现了文献中尚未报道的颗粒膜表面波纹现象, 考察了射流速度、粒径和固含率等因素对颗粒膜形态和表面波纹的影响. 本文研究旨在揭示稠密颗粒射流撞壁过程颗粒膜及表面波纹结构特征及形成机理, 为工业中广泛出现的稠密颗粒射流撞壁流提供理论指导.

2 实验方法

2.1 实验装置及流程

稠密颗粒射流实验装置如图 1 所示, 实验均在常温常压下进行. 从钢瓶出来的高压空气进入储料罐, 推动储料罐内的颗粒流经喷嘴, 并与喷嘴下方的圆形壁面相撞, 形成撞壁流. 通过改变储料罐内压力可调节喷嘴出口颗粒射流速度. 采用金属管状喷嘴, 射流直径 $D_{jet} = 4\text{ mm}$. 撞击壁面材料为有机玻璃, 圆形壁面直径 $D_{tar} = 8\text{ mm}$, 喷嘴与壁面之间的距离 $H = 8\text{ mm}$. 颗粒材料为玻璃微珠, 密度 $\rho = 2490\text{ kg/m}^3$, 粒径 $D_{par} = 82, 184, 246$ 和 $350\text{ }\mu\text{m}$. 为了和液体射流撞壁流做比较, 实验中还在此实验装置上进行水和不同质量分数甘油溶液撞壁实验, 对应射流直径 $D_{jet} = 2\text{ mm}$, 壁面直径 $D_{tar} = 5\text{ mm}$.

图 2 为稠密颗粒撞壁流示意图, U_0 为喷嘴出口截面平均速度, U 为表面波纹沿径向传播速度, U/U_0 为无因次表面波纹传播速度, r 为径向方向距离, 波长 λ 为颗粒膜径向到波纹两相邻波峰间的距离, 扩展角 ϕ 为颗粒膜或液膜离开壁面时由边缘点沿轨迹引出的切线与壁面外侧垂直方向的夹角, θ 为数码相机与水平壁面的倾斜角度.

本文定义喷嘴出口处射流体固含率

$$X = \frac{Q_m}{\rho U_0 A},$$

其中, Q_m 为喷嘴出口质量流量 (kg/s), ρ 为颗粒密度 (kg/m^3), A 为喷嘴出口截面积 (m^2). 颗粒射流固含率会随颗粒粒径的改变而改变, 可通过上述固含率测定方法, 得到不同实验工况下颗粒射流的固含率值. 实验采用 FASTCAM APX-RS 型高速摄像机拍摄稠密颗粒射流撞壁和液体射流撞壁运动过程, 采用 Nikon D810 型单反相机来获得更清晰的稠密颗粒射流撞壁的可视化图像. 高速摄像机拍摄速度为 3000 帧/s, 曝光时间为 1/3000 s; 单反相机快门速度为 1/8000 s, 曝光时间为 1/3200 s.

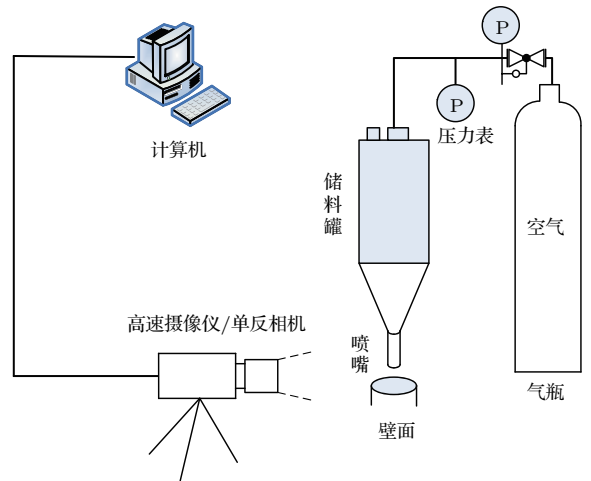


图 1 稠密颗粒射流撞壁实验流程图

Fig. 1. Flow chart of experiment process of dense granular jet impingement.

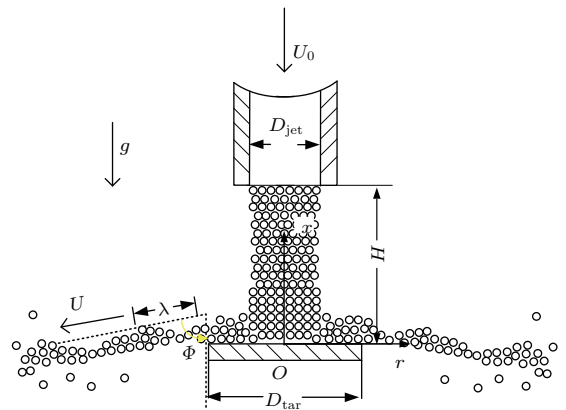


图 2 稠密颗粒射流撞壁示意图

Fig. 2. Cross-section drawing of dense granular jet impingement.

2.2 速度及扩展角测量

采用 PV6D 型颗粒速度统计分布测量仪对颗粒射流喷嘴出口处的射流速度进行测量, 通过计算两通道信号互相关函数来测量颗粒运动速度. 互相

关函数曲线最大值处的延迟时间 τ 为被测稠密颗粒射流通过某一固定距离 L 为2.1 mm的时间, 通过 $V = L/\tau$ 可得颗粒在这段距离内的平均运动速度. 为保证互相关计算产生的量化误差 $<5\%$, 本文采样次数不少于20次. 液体流量由转子流量计测量, 测量误差为 $\pm 2.5\%$. 喷嘴出口液体射流速度由液体流量与射流截面积计算所得. 颗粒膜波纹传播过程中, 跟踪通过某一位置波峰在单位时间内的位移, 即可获得相应位置处的波纹传播速度. 此方法同样适用于液膜表面波纹传播速度测定. 采用Image J图像处理软件对各实验工况的图片进行处理, 获得表面波纹传播速度及扩展角. 本文在处理数据时, 同一数据点重复10次测量, 有效地减小了人为误差.

3 结果与讨论

3.1 稠密颗粒射流撞击壁面的运动特征

实验首先通过分析侧视图研究稠密颗粒射流撞壁的运动特征. 图3为四种粒径稠密颗粒撞壁流可视化图像, 稠密颗粒射流喷嘴出口速度基本一致, 均在2.1—2.5 m/s范围之内. 稠密颗粒射流撞壁主要呈现出两种形态: 当颗粒粒径为82 μm 时, 稠密颗粒撞壁流呈现颗粒膜形态; 随着粒径的增

大, 颗粒的反弹现象越来越显著, 颗粒膜形态逐渐消失, 当粒径逐渐增大到350 μm 时, 呈现剧烈的反弹现象. 随着粒径的减小, 稠密颗粒射流的固含率增大, 颗粒间碰撞概率逐渐增大, 颗粒间的频繁碰撞使得速度和能量更加均一, 从而更容易呈现出颗粒膜形态.

对于较小粒径的稠密颗粒撞壁流颗粒膜, 实验中通过斜侧视图可以观察到明显的波纹结构. 如图4所示, 颗粒膜上出现类似液膜的表面波纹结构, 并由撞击中心沿径向发展. 与液膜不同的是, 颗粒膜在较低速度时出现清晰的表面波纹, 液膜表面则需在较高速度下才出现表面波纹; 颗粒膜表面波纹的波长相对液膜表面波纹较长, 且波长随着径向方向呈显著增大的趋势.

图5为稠密颗粒撞壁颗粒膜及液体射流撞壁液膜扩展角的变化特征. 结果显示, 随着射流速度的增加, 两种粒径颗粒射流撞壁流扩展角呈缓慢增加的趋势; 相同射流速度下, 随着颗粒粒径的减小, 颗粒膜的扩展角逐渐减小, 与液膜扩展角更为接近, 呈现出类流体性质. 与液体撞壁液膜相比, 颗粒膜扩展角较大, 且随着射流速度增加, 扩展角变化不显著. 这是由于颗粒离开撞击区后的运动主要受重力影响, 液体撞壁液膜受重力和表面张力共同作用, 在液膜表面张力作用下呈收缩趋势.

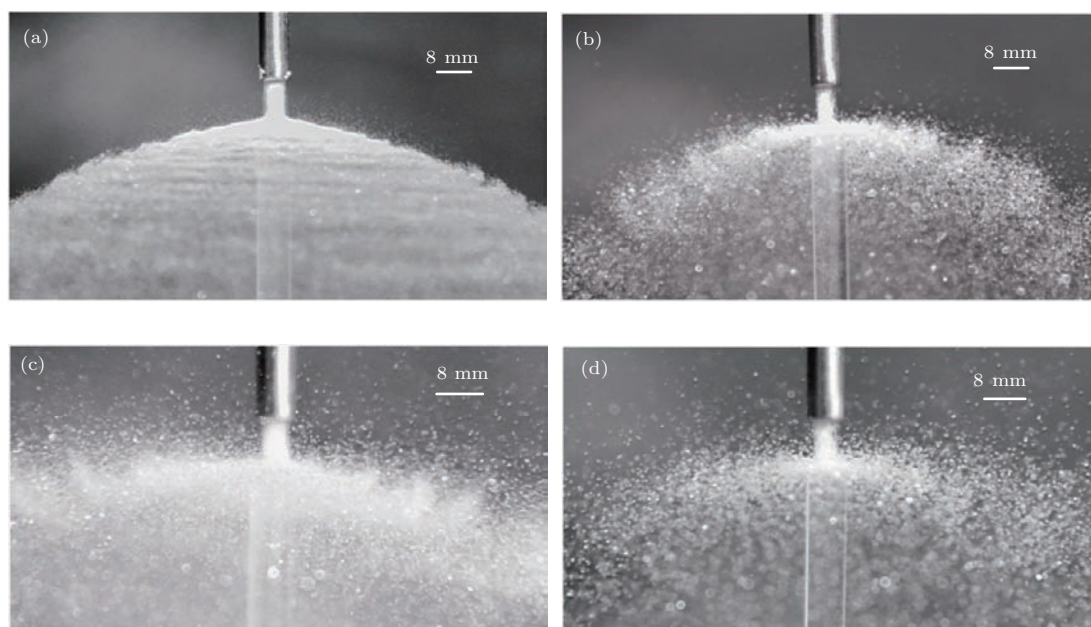


图3 稠密颗粒射流撞壁可视化图像 ($\theta = 0^\circ$) (a) $D_{\text{par}} = 82 \mu\text{m}$, $X = 0.42$; (b) $D_{\text{par}} = 184 \mu\text{m}$, $X = 0.23$; (c) $D_{\text{par}} = 246 \mu\text{m}$, $X = 0.19$; (d) $D_{\text{par}} = 350 \mu\text{m}$, $X = 0.13$

Fig. 3. Images of dense granular jet impingement at $\theta = 0^\circ$: (a) $D_{\text{par}} = 82 \mu\text{m}$, $X = 0.42$; (b) $D_{\text{par}} = 184 \mu\text{m}$, $X = 0.23$; (c) $D_{\text{par}} = 246 \mu\text{m}$, $X = 0.19$; (d) $D_{\text{par}} = 350 \mu\text{m}$, $X = 0.13$.

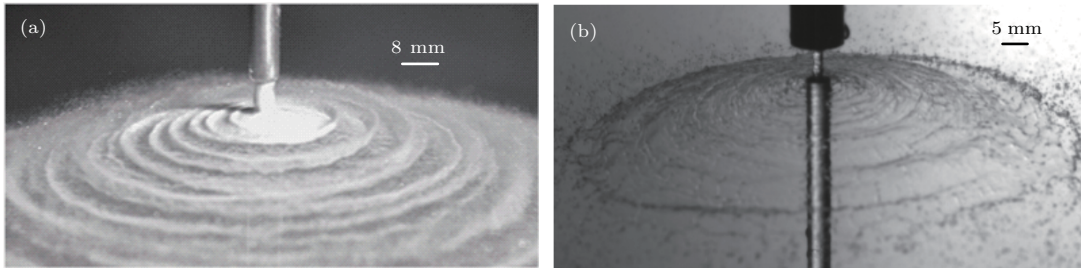


图4 撞壁表面波纹可视化图片 ($\theta = 20^\circ$) (a) 颗粒, $D_{\text{par}} = 82 \mu\text{m}$, $U_0 = 2.67 \text{ m/s}$; (b) 水, $U_0 = 11.26 \text{ m/s}$
 Fig. 4. Images of surface waves of jets impingement ($\theta = 20^\circ$): (a) Particle, $D_{\text{par}} = 82 \mu\text{m}$, $U_0 = 2.67 \text{ m/s}$; (b) water, $U_0 = 11.26 \text{ m/s}$.

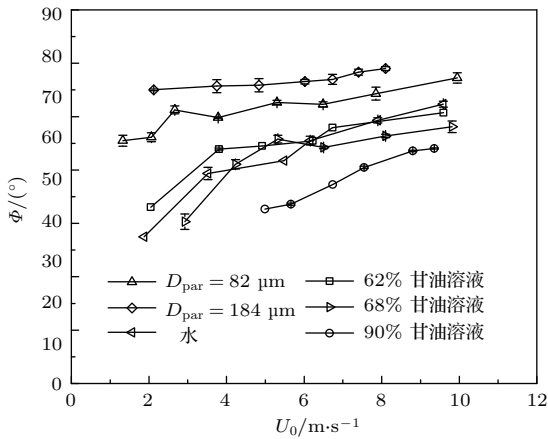


图5 扩展角随射流速度变化特征

Fig. 5. Variation of opening angle with velocity.

3.2 颗粒撞壁流表面波纹特征及影响因素

图6为稠密颗粒撞壁流无因次表面波纹传播速度沿径向方向的变化. 可以看出, 甘油溶液液膜无因次表面波纹传播速度在0.6—0.8之间, 稠密颗粒射流颗粒膜表面波纹传播速度满足 $U/U_0 \approx 0.4$. 稠密颗粒撞壁流中, 由于颗粒间存在频繁撞击, 速度耗散较大. 随着径向距离增大, 液体射流撞壁液膜表面波纹传播速度逐渐减小, 而稠密颗粒撞壁流颗粒膜表面波纹传播速度基本保持不变, 这是由于液膜表面张力促使液膜收缩, 液膜表面波纹传播速度逐渐减小. 随着颗粒粒径的逐渐增大, 颗粒膜表面波纹传播速度略微减小, 说明撞壁前后能量耗散程度随着颗粒粒径的增大而增大.

定义颗粒膜及液膜表面波纹频率 (f) 为单位时间内颗粒膜及液膜上某点表面波纹通过的次数. 图7(a)为颗粒膜表面波纹频率沿径向的变化特征. 与液体撞壁流相似, 撞壁后产生表面波纹的频率随径向距离增大而减小. 相同位置处, 射流速度越大, 撞壁后产生表面波纹的频率越大. 和射流速

度相比, 颗粒粒径对表面波纹频率的影响不显著. 图7(a)内插图是质量分数为62%的甘油溶液液膜表面波纹频率沿径向的变化特征, 可见颗粒膜表面波纹频率比液膜表面波纹频率大约低一个数量级. 图7(b)为颗粒膜和液膜无因次表面波纹波长沿径向方向的变化特征. 颗粒膜表面波纹波长随着径向距离和射流速度的增大而增大, 而液膜表面波纹波长随着径向距离的增大基本保持不变.

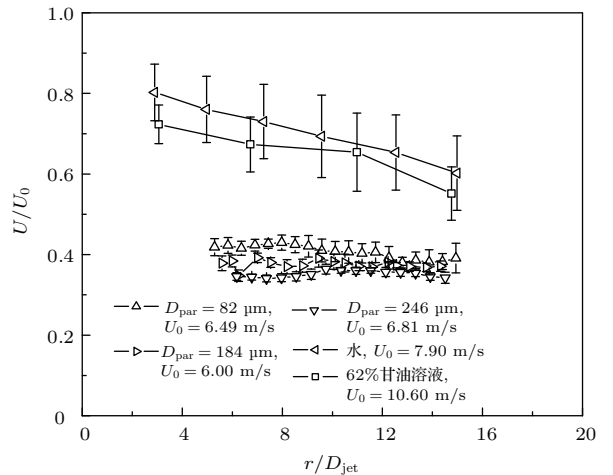


图6 径向无因次速度沿径向的变化特征

Fig. 6. Variation of the non-dimensional velocity along radial direction.

实验中还观察到了类似液膜表面波纹叠加的现象^[9], 稠密颗粒撞壁流颗粒膜表面波纹的叠加现象较液膜表面波纹更为显著. 由于存在叠加现象, 颗粒膜表面波纹频率随径向距离的增大而减小, 波长随径向距离的增大而增大.

实验中观察到明显的射流流量脉动现象, 颗粒射流脉动频率 (f_s) 为单位时间内喷嘴出口处颗粒射流流股由于不稳定性发生周期性收缩或扩张, 形成颗粒团聚结构的次数, 如图8内插图所示. 图8为喷嘴出口处颗粒射流脉动频率 f_s 随射流初

始速度的变化. 由图8可知, 三种粒径稠密颗粒射流脉动频率均随射流初速度的增大而增大. 相比于射流初速度, 颗粒粒径对射流脉动频率的影响较小. 对比图7(a)中颗粒膜表面波纹频率沿径向方向的变化特征, 发现 f_s/f 介于1—2之间, 处于相同数量级, 表明颗粒射流脉动不稳定性是稠密颗粒撞壁表面波纹现象产生的关键因素. 由于颗粒离开撞击区后表面波纹的叠加使表面波纹频率减小, 因此颗粒膜表面波纹频率小于射流脉动频率.

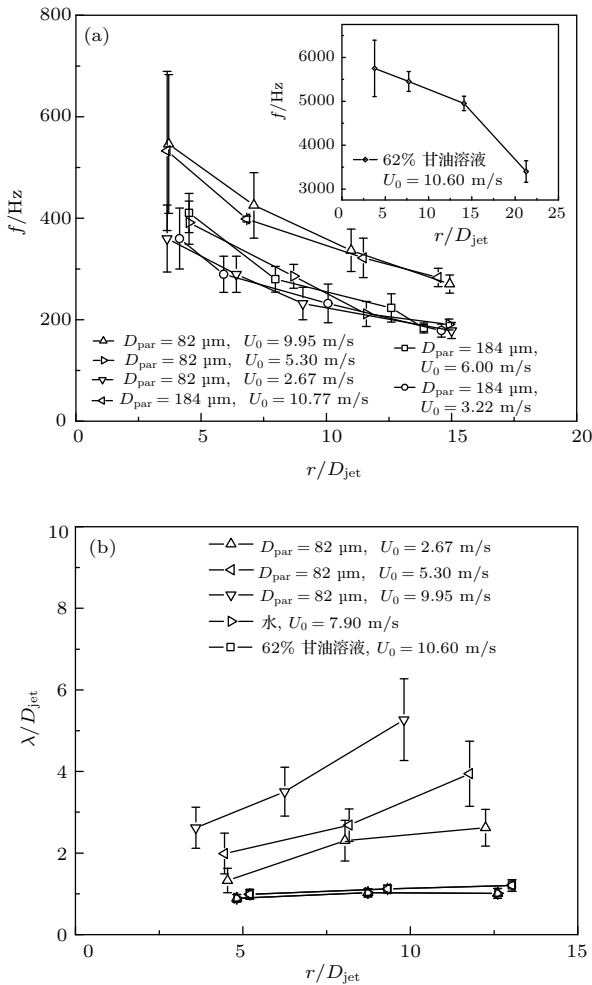


图7 表面波纹频率及无量纲波长沿径向方向的变化特征 (a) 表面波纹频率; (b) 无量纲波长

Fig. 7. Variation of the frequency and non-dimensional wavelength of surface waves along radial direction: (a) Frequency of surface waves; (b) non-dimensional wavelength of surface waves.

稠密颗粒射流脉动与颗粒下料过程的压力脉动有关. 已有研究表明, 料仓通气下料时, 颗粒和气体在垂直喷嘴段形成明显的速度差, 在速度差和气体对颗粒曳力的共同作用下形成压力波动^[22]. 因此, 稠密颗粒射流与气体相互作用引起的压差周期性波动是导致射流脉动的主要原因.

由于液体分子间作用力较强, 连续液膜更容易受到气液界面 Kelvin-Helmholtz 不稳定性的影响^[5]; 而离散颗粒间相互作用力可忽略, 且颗粒密度较大, 因此颗粒膜表面与周围空气间的剪切作用力可忽略. 撞击不稳定性是在流体撞击和撞壁过程中普遍存在的, 主要是指撞击区的速度及压力脉动引起的不稳定性, 例如径向射流或撞击面振荡^[23,24]. Bremond 和 Villiermaux^[1] 研究指出撞壁液膜表面波纹传播频率范围在 1000—12000 Hz 之间, 在撞击不稳定性及 Kelvin-Helmholtz 不稳定性共同作用下, 液膜振荡呈现高频特征; 颗粒膜表面波纹主要由射流脉动引起, 同时受到撞击不稳定性影响, 因此液膜表面波纹频率比颗粒膜高.

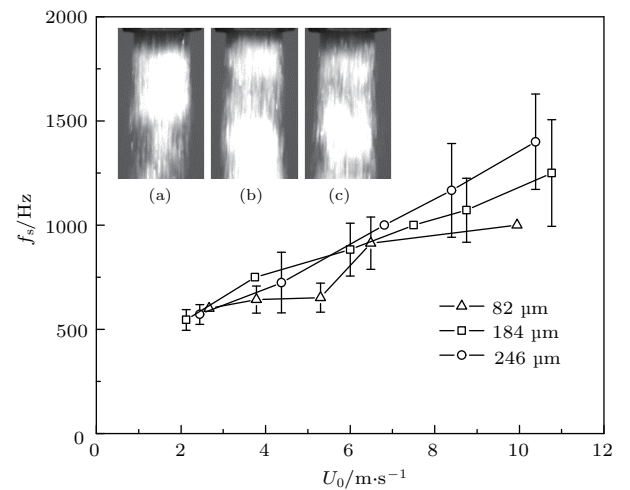


图8 $D_{jet} = 4 \text{ mm}$ 射流脉动频率 插图为 $D_{par} = 246 \mu m, U = 6.81 \text{ m/s}, X = 0.17$ 时喷嘴出口处射流脉动图: (a) $t = t$; (b) $t = t + 0.001 \text{ s}$; (c) $t = t + 0.002 \text{ s}$
Fig. 8. Variation of the pulsation frequency with velocity of granular jet at $D_{jet} = 4 \text{ mm}$. Inset represents the images of the pulsation of granular jet with time at $D_{par} = 246 \mu m, U = 6.81 \text{ m/s}, X = 0.17$: (a) $t = t$; (b) $t = t + 0.001 \text{ s}$; (c) $t = t + 0.002 \text{ s}$.

4 结 论

本文采用高速摄像机对稠密颗粒射流撞击有限尺寸壁面过程进行了实验研究, 刻画了稠密颗粒类流体现象, 揭示了颗粒膜表面波产生的原因, 得到以下主要结论.

1) 稠密颗粒撞壁流主要呈现两种不同形态: 当颗粒粒径较小时, 稠密颗粒撞壁流呈现类似液体撞壁的颗粒膜形态; 随着颗粒粒径的增大, 稠密颗粒射流固含率降低, 颗粒间的碰撞概率降低, 颗粒的反弹现象更加显著, 呈现散射模式.

2) 稠密颗粒撞壁颗粒膜表面出现明显的波纹结构, 沿径向方向发展, 相邻表面波纹会发生叠加现象, 波长逐渐增大, 频率逐渐降低. 颗粒膜表面波纹的叠加现象较液膜更为显著. 与液膜相比, 颗粒膜扩展角较大, 且随着射流速度增加, 扩展角变化不显著. 撞壁颗粒膜表面波纹传播速度满足 $U/U_0 \approx 0.4$.

3) 随着速度增加, 稠密颗粒射流出现流量脉动现象, 稠密颗粒射流脉动频率与颗粒膜表面波纹传播频率具有相同数量级, 颗粒膜表面波纹由射流脉动和撞击不稳定性引起, 颗粒膜表面波纹频率比液膜表面波纹频率低.

参考文献

- [1] Bremond N, Villermaux E 2006 *J. Fluid Mech.* **549** 273
- [2] Clanet C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5106
- [3] Clanet C 2001 *J. Fluid Mech.* **430** 111
- [4] Clanet C 2007 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **39** 469
- [5] Villermaux E, Clanet C 2002 *J. Fluid Mech.* **462** 341
- [6] Wu Z R, Liu M, Liu Q S, Song Z X, Wang S S 2013 *Acta Phys. Sin.* **64** 244701 (in Chinese) [吴正人, 刘梅, 刘秋升, 宋朝匣, 王思思 2013 物理学报 **64** 244701]
- [7] Liu M, Wang S L, Wu Z R 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 154702 (in Chinese) [刘梅, 王松岭, 吴正人 2014 物理学报 **63** 154702]
- [8] Wang S L, Liu M, Wang S S, Wu Z R 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 014701 (in Chinese) [王松岭, 刘梅, 王思思, 吴正人 2015 物理学报 **64** 014701]
- [9] Huang G F, Li W F, Tu G Y, Wang F C 2014 *CIESC J.* **65** 3789 (in Chinese) [黄国峰, 李伟锋, 屠功毅, 王辅臣 2014 化工学报 **65** 3789]
- [10] Royer J R, Evans D J, Oyarte L, Guo Q, Kapit E, Moebius M E, Waitukaitis S R, Jaeger H M 2009 *Nature* **459** 1110
- [11] Yan J, Yang X Q, Deng M, Guo H P, Ye J L 2010 *Chin. Phys. B* **19** 128202
- [12] Lu H, Liu H F, Li W F, Xu J L 2013 *AIChE J.* **59** 1882
- [13] Cheng X, Varas G, Citron D, Jaeger H M, Nagel S R 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 188001
- [14] Cheng X, Gordillo L, Zhang W W, Jaeger H M, Nagel S R 2014 *Phys. Rev. E* **89** 042201
- [15] Huang Y J, Chan C K, Zamankhan P 2010 *Phys. Rev. E* **82** 031307
- [16] Elowitz J, Turlier H, Guttenberg N, Zhang W W, Nagel S R 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 168001
- [17] Guttenberg N 2012 *Phys. Rev. E* **85** 051303
- [18] Sano T G, Hayakawa H 2012 *Phys. Rev. E* **86** 041308
- [19] Sano T G, Hayakawa H 2013 *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2013** 103J02
- [20] Boudet J F, Amarouchene Y, Bonnier B, Kellay, H 2007 *J. Fluid Mech.* **572** 413
- [21] Boudet J F, Amarouchene Y, Bonnier B, Kellay H 2004 *Europhys. Lett.* **69** 365
- [22] Zhao W, Lu H F, Guo X L, Gong X 2013 *CIESC J.* **66** 512 (in Chinese) [赵伟, 陆海峰, 郭晓镭, 龚欣 2013 化工学报 **66** 512]
- [23] Li W F, Yao T L, Liu H F, Wang F C 2011 *AIChE J.* **57** 1434
- [24] Varieras D, Brancher P, Giovannini A 2007 *Flow, Turb. Comb.* **78** 1

Characteristics of surface waves on the granular sheet of dense granular jet impingement*

Qian Wen-Wei Li Wei-Feng[†] Shi Zhe-Hang Liu Hai-Feng Wang Fu-Chen

(Key Laboratory of Coal Gasification and Energy Chemical Engineering of Ministry of Education, Shanghai Engineering Research Center of Coal Gasification, East China University of Science and Technology, Shanghai 200237, China)

(Received 12 May 2016; revised manuscript received 28 June 2016)

Abstract

Dense granular jet impingement widely exists in numerous natural flow phenomena and industrial processes. It is significant to investigate the influencing factors of the flow patterns of dense granular jet impingement and reveal the evolution rules of flow patterns. The dynamic behaviors of dense granular jets impinging on a flat target are experimentally studied by a high-speed camera and image processing software of NIH. The effects of the particle diameter (D_{par}), the granular jet velocity (U_0) and the solid content of the granular jet (X) on the flow patterns and surface waves of granular sheet are investigated. Two patterns, i.e., the liquid-like granular film and the scattering pattern are identified from the dense granular jet impingement. The results show that with the increase of the particle diameter, the solid content of the granular jet reduces, and the interparticle collision frequency decreases, which results in the granular sheet evolving into the scattering pattern. The opening angle of the granular sheet (Φ) is bigger than that of the liquid sheet, and the granular jet velocity plays an insignificant role in the opening angle. The interesting behaviors of liquid-like surface waves are identified in the granular sheet. The frequency of surface wave of the granular sheet (f) is an order of magnitude smaller than that of the liquid sheet. The surface wave length (λ) increases and frequency decreases with the increase of radial position, as the surface waves merge during the granular sheet spreading radially. The surface wave spreading velocity normalized by the granular jet velocity is a constant of about 0.4. With the increase of the granular jet velocity, the pulsation of granular jet occurs due to the pressure fluctuation in the discharge process under the effect of gas-solid interaction. The frequencies of surface waves of both the granular sheet and the granular jet pulsation become the same generally. It is indicated that the surface wave is primarily caused by the granular jet pulsation. The results in this paper present the knowledge of the dense granular jet impingement and provide some principles for the steady operation of dense granular jet impingement in industrial process.

Keywords: dense granular jet, jet impingement, granular sheet, surface wave

PACS: 45.70.Mg, 47.55.Ca, 47.60.Kz

DOI: [10.7498/aps.65.214501](https://doi.org/10.7498/aps.65.214501)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 91434130) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. WB1516016).

[†] Corresponding author. E-mail: liweif@ecust.edu.cn