科学通报 2010 年 第 55 卷 第 33 期：3186 ~ 3192
论 文 www.scichina.com csb.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

沙粒蠕移运动轨迹的光学测量及分析

张洋, 王元*, 何文博

西安交通大学能源与动力工程学院流体机械及工程系, 西安 710049
* 联系人, E-mail: wangyuan@mail.xjtu.edu.cn

2010-06-26 收稿, 2010-08-19 接受
国家自然科学基金(10972176)和新疆维吾尔自治区“十五”攻关重大项目(200833121)资助

摘要 采用高速数字摄影记录了大气边界层风洞中的沙粒蠕移运动. 通过非负减法、自动阈值法以及双向粒子追踪法的组合, 从图像序列中提取了蠕移运动数字轨迹, 并由此计算得到用于蠕移轨迹类型划分的蠕移运动初速分布. 对两种蠕移轨迹的速度增长率及历时进行了统计分析, 结果表明: 风曳力起动蠕移颗粒运动速度保持性较好, 随着摩阻风速增大, 其运动骤停性及骤停之前的加速性增强; 而碰撞起动蠕移轨迹的速度增长率的分布稳定, 基本不受摩阻风速变化的影响, 且其主要范围为[0,1], 表明碰撞起动蠕移颗粒更易于在运动过程产生速度衰减. 两种轨迹的历时均为高斯分布, 随着摩阻风速增大, 床面运动随机性增强, 轨迹历时趋于减小.

关键词
高速数字摄影
沙粒蠕移运动
轨迹提取
运动初速分布

风力作用下床面沙粒主要以跃移和蠕移方式运动, 二者粒径及速度的差异引起沙床粒配的变化以及沙粒堆积、输移的交替发生, 并最终导致床面构型的演化. 跃移作为沙粒的重要运动形式一直受到广大研究者的高度重视, 其研究手段以数值模拟和实验为主, 在跃移颗粒受力模型、跃移运动参数统计特性和概率模型等方面取得了丰富成果[1~12]. Anderson 和 Haff[1]通过数值模拟建立了击溅函数模型; 邹学勇等人[2~4]结合理论分析及高速摄影和风洞实验手段, 分别对风沙流结构中起跃沙粒垂直初速度分布函数、跃移层风沙流能量分布和跃移沙粒轨迹参数进行了研究. Zheng 等人[6,7]从实验及模拟角度研究了风沙带电及其与跃移的相互影响; Huang 等人[8]建立了稳定跃移层中跃移沙粒轨迹及碰撞概率模型; Shao[9]模拟了风蚀背景下的跃移运动; Shi 和 Huang[10]对具备复杂微地貌床面上的跃移运动进行了模拟研究; Zhang 等人[11]运用高速摄影对平坦沙床面上的跃移颗粒进行了追踪, Wang 等人[12]在此基础之上进一步研究了跃移碰撞角与动能恢复系数的相关性.

然而, 由于测量手段的缺乏, 与跃移相比, 人们对沙粒蠕移认识的滞后性与其在风沙动力学中的重要地位[13]极不相称. 目前单纯研究沙粒蠕移运动的工作较少, 与蠕移相关的文献也多以沙波纹模拟以及蠕移输沙率的计算为主. Werner[14]和王光谦等人[15]分别应用离散元法(DEM)以及通过给定蠕移动量交换规则来模拟沙波纹; 郑晓静等人通过离散粒子追踪法(DPTM)确定蠕移沙粒停滞位置来模拟沙波纹[16], 并通过三维定量模拟分析了沙波纹的动力行为[17]. Dong 等人[18]通过风洞实验得到输沙率随高度的分布曲线, 并外推得到蠕移输沙率; Wang 等人[19]采用粒子流动模型计算沙粒流量, 并与文献[18]的结果进行了蠕移相对输沙率的比较; Radice[20]采用俯拍方式记录床面颗粒运动, 并通过 PIV 算法计算了颗粒流量. 我们课题组曾采用高速数字测量手段对蠕移全体速度及蠕移输沙率进行了研究[21], 本文在相同的实验方法基础上采用全新的粒子追踪算法获取了沙粒蠕移的数字轨迹, 得到了“蠕移运动初速”的统计特性, 并以此为基础对按照起动方式划分的两种蠕移运动的轨迹特性进行了统计分析, 填补了相关研究领域的空白, 并为床面蠕移运动的测量与模

英文引用格式: Zhang Y, Wang Y, He W B. Analysis of creeping sand trajectories using high-speed photography (in Chinese). Chinese Sci Bull (Chinese Ver), 2010, 55: 3186—3192, doi: 10.1360/972010-923

型建立提供了新方法与思路.

1 蠕移沙粒轨迹的提取

1.1 蠕移运动的高速光学测量

实验在西安交通大学流体机械及工程系的大气边界层(ABL)风洞中进行[21]. 测试段尺寸为 7.4 m ×0.6 m×0.5 m (L×W×H), 沿测试段铺设若干粗糙元来形成稳定中性大气边界层(厚度 0.25 m). 采用粒子图像测速系统 PIV 测量测试段的平均风速廓线(片光与风洞纵剖面重合), 并将皮托管定位于风洞入口截面中心测量所需的基准风速. 所测风速廓线很好地符合了对数率 $U(z)/U_*=1/\kappa\ln(z/z_0)$, 其中 z 为距床面高度, $U(z)$为 z 处的平均风速, U_*为摩阻风速, κ为 Karman 常数, z_0为有效粗糙元高度, 如图 1 所示. 湍流度最大值约为 25%, 位于床面附近. 通过计算确定实验的 6 种摩阻风速(0.55~0.8 m/s, 以 0.05 m/s 递进), 沙样粒径为 125~200 μm.

沙床在距离测试段入口 5 m 处开始铺设, 尺寸 1.0 m × 0.6 m × 0.01 m (L×W×H). 如图 2 所示, 采用 PCO-1200hs 高速相机以俯视角度拍摄床面蠕移运动(图像分辨率 1280×1024, 采集频率 500 Hz), 每个摩阻风速下重复 3 次实验, 每次实验采集 2000 个连续瞬时图像. 如图 3 所示. 采取以下措施: (Ⅰ) 环绕风洞壁面安置高亮度卤素灯(1 kW)形成无影体照明系统; (Ⅱ) 相机加装具备大光圈的长焦镜头, 并在镜头与相机间加置数量可变的延伸环来缩短工作距离. 上述措施有效地保证了图像采集对象的单一性, 这是因为:

(1) 跃移运动颗粒在床面上的投影被影体照明最大程度地消除, 如图 3.

(2) 拍摄景深被有效控制, 使床面蠕移层之上的运动颗粒无法被聚焦拍摄, 如图 4(a), 实施非负图像减法后, 非床面的高速运动颗粒在成像上不再符合典型粒子灰度构成[22]而成为图像噪音, 或呈模糊而平滑的运动迹(蠕移轨迹一般不会有此特征), 从而进入联合判定或被自动阈值法当做图像噪音剔除, 如图 4(b)和(c), 或在接下来的 PTV 计算中因为速度较

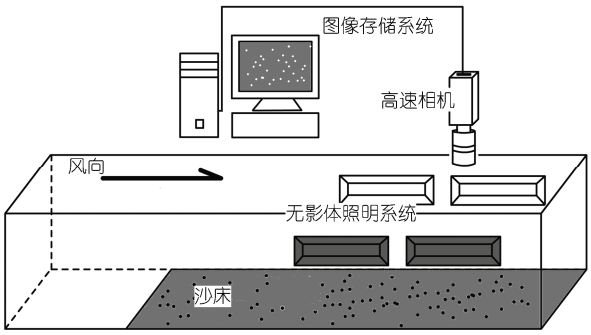


图 2 蠕移实验平台简图

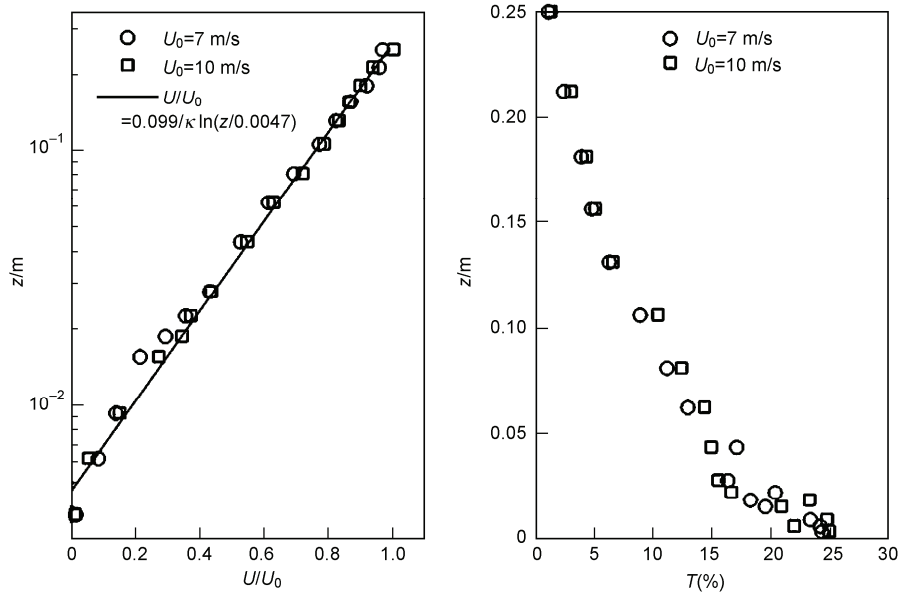


图 1 风速廓线及湍流度

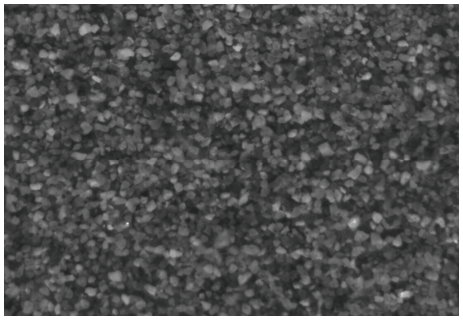


图 3 原始图像(部分显示)

高而被算法排斥而无法找到匹配粒子, 如图 4(d).

(3) 摩阻风速的选择控制了跃移总量.

1.2 蠕移颗粒识别及匹配

为了得到单颗蠕移沙粒的运动信息, 拉格朗日假设下的 PTV 算法相对于欧拉假设下的 PIV 算法无疑在离散相粒子的匹配问题上更为恰当.

单像素化粒子群空间坐标信息是采用 PTV 算法匹配帧间粒子的基础. 首先运用非负图像减法[20,21]去除床面静止颗粒所组成的图像背景:

$$I_i^* = \frac{(2I_i - I_{i-1} - I_{i+1}) + |I_i - I_{i-1}| + |I_i - I_{i+1}|}{4}, \quad (1)$$

其中 I_{i-1}, I_i, I_{i+1} 分别为 i–1, i, i+1 瞬时的图像灰度矩阵; 作为计算结果, I_i^*仅包含运动沙粒及图像噪点, 结果如图 4(a). 由于非负图像减法的中心差分格式, 一个图像序列的首尾两张不作运算. 同 1.1 节所述, 自动阈值法能够较为准确地消除图像噪音和尾迹型、非正常灰度分布型粒子(跃移粒子居多), 并实现所识别粒子的单像素化[23].

本文运用双向 DT-PTV 算法[24](Bidirectional Delaunay Tessellation-based PTV, 基于三角嵌铺的双向 PTV)实现帧间粒子匹配; 从算法的假设简洁性、运算效率及处理对象为离散相等多种角度看, 与其单向算法及一些经典的 PTV 算法相比, 经过双向算法升级的 DT-PTV 更为准确[24,25]. 粒子群的 Delaunay 网格及匹配结果如图 4(c)和(d)所示. 采集频率确定时, DT-PTV 算法的察问域就确定[24,25], 故对于自动阈值法漏过的少数正常灰度分布的高速跃移粒子, PTV 算

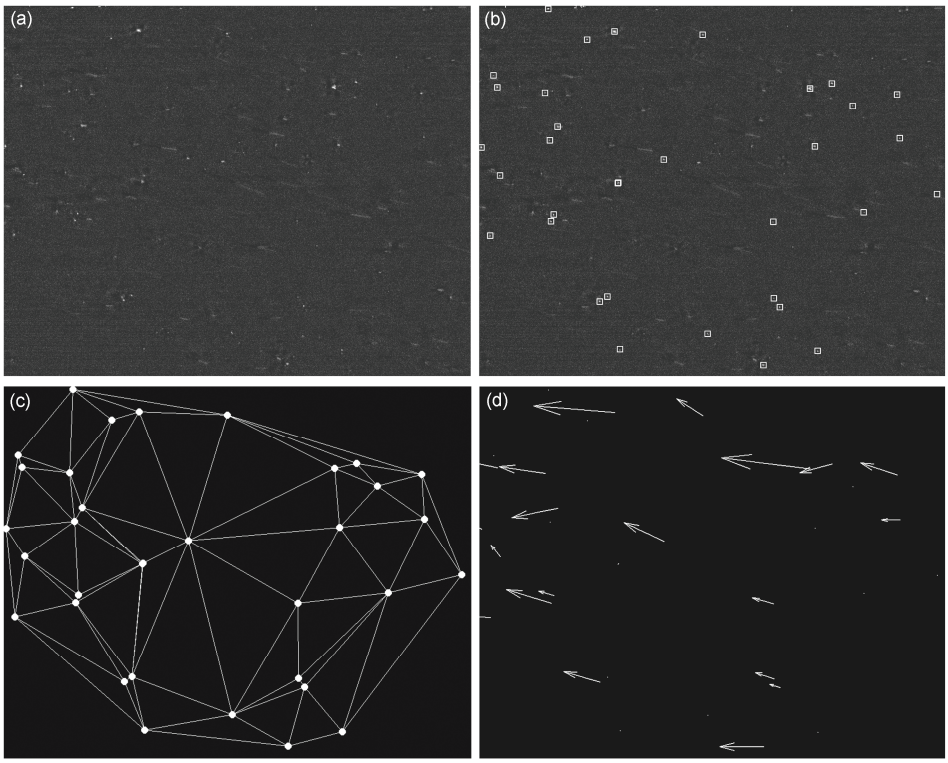


图 4 蠕移图像运算

(a) 非负图像减法结果 I_i^*; (b) 自动阈值法识别结果; (c) 单像素化结果及 DT 网格; (d) DT-PTV 计算结果

法无法为其找到下一帧的匹配粒子.

综上, 经过非负图像减法、自动阈值法以及双向DT-PTV 的连续运算, 可得到蠕移颗粒群帧间匹配关系. 从连续帧匹配关系中可提取颗粒运动轨迹.

2 蠕移轨迹参数的统计分析

2.1 蠕移运动初速分布

对于一条轨迹点数量为 N_t 的轨迹, 可通过差分方法从中提取(N_t−1)个速度[11], 所提取的轨迹第一步速度称为蠕移运动初速 v_1. 将同一工况下(摩阻风速与平均粒径确定)全体轨迹的 v_1 的绝对值集合命名为 V_1. 这样处理的好处在于将速度值与轨迹点数量 N_t 综合考虑, 从而避免给随后的统计分析带来偏差. 对沙样进行了 V_1 的统计分析. V_1 分布如图 5 所示, 分布存在双峰现象.

蠕移运动按照起动方式可划分为两种: 风曳力起动蠕移和碰撞起动蠕移(用 $M1$ 和 $M2$ 标记). $M1$ 指在风力直接作用下沿床面的滚动, $M2$ 指在其他运动颗粒(以跃移为主)的高速碰撞下摆脱静止状态, 但因能量或起动角不足以进行跃移而在风力作用下沿床面继续的运动. 一般来讲, $M1$ 的摩阻风速阈值较低, 即随着摩阻风速 U_*的增大, 起动形式的主流才由 $M1$ 变为"$M1$+$M2$"或者"$M2$ 占主导".

而由图 5, 随着 U_*增大, 分布中的双峰在高度上此消彼涨, 更重要的是, 过程中双峰向右移动的程度微小, 意味着它们所对应的稳定速度值代表着沙粒起动的固有属性(重复实验的结果在速度值的稳定性

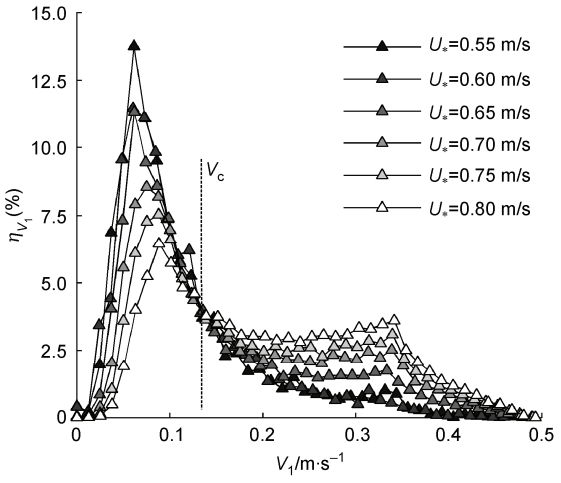


图 5 蠕移运动初速分布

上具有极好的复现性). 故推断分布中的双峰代表的就是 $M1$ 和 $M2$. 具体过程为: 随着 U_*增大, 越来越多的颗粒将获得较大能量并以跃移方式脱离地面开始运动, 因此跃移规模的增大将造成 $M2$ 数量的持续增大; 另一方面, U_*增长初期 $M1$ 的数量增加, 当 U_*超过一定界限后, 更多颗粒将直接以跃移方式运动, $M1$ 数量开始降低. 总之, U_*增大的过程中, $M1$ 的增长率小于 $M2$(当数量减少时增长率为负), 从而导致左锋降低与右锋升高.

可通过蠕移峰间速度 V_c 将 V_1 或全体轨迹划分为分别代表 $M1$ 和 $M2$ 的两个集合. 设所有摩阻风速下 V_1 的统计区间段数量均为 N_c, 第 i 个统计区间段的所有摩阻风速下的统计值按照摩阻风速依次增大的顺序组成横向比重向量 ξ_i(i=1~N_c), 向量长度固定, 为摩阻风速个数 N_s. 定义 ξ_i 的顺序度 Φ_{ci}: 当 ξ_i 中元素完全按照从大到小排列时, Φ_{ci} = N_s−1; 以此类推, 当元素完全按照从小到大排列时, Φ_{ci} = 0. 定义 ξ_i 的代表均方差 σ_{ci} = var([$\Phi_{c(i+1)}$, $\Phi_{c(i+2)}$, ⋯, Φ_{cN_s}]), var 为均方差运算. 考虑到 ξ_i, Φ_{ci} 和 σ_{ci} 的定义以及峰间速度 V_c 所代表的顺序度的捩变性, V_c 在 V_1 中的序号就是对应 σ_c 极小值的 N_c 值, 如图 6 所示.

2.2 轨迹步长与速度增长率的统计分析

对 $M1$ 和 $M2$ 的两类轨迹的特征参数——速度增长率和轨迹历时分别进行了统计分析, 如图 7 和 8 所示. 定义轨迹的速度增长率 $\varepsilon = |v_2 / v_1|$, 其中 v_2 为轨迹最后一步的速度; 轨迹历时 P 为颗粒走过轨迹路径所经历的时间. 显然, N_t=2 的轨迹所包含的速度只有一个, 即不存在速度增长率, 且此类轨迹所占比重不到 1%, 故在统计分析中将其排除.

图 7(a)为第一类轨迹速度增长率 ε_1 的统计结果; 其分布存在一个明显单峰, 所对应的 ε_1 值为 1 左右, 反映出风曳力起动蠕移颗粒良好的速度保持性; 随着 U_*升高, 峰高降低且峰右方 ε_1 的比重升高, 分布差异减小, 表明在风力作用增强的趋势下, 更多风曳力起动蠕移颗粒在停滞之前得到了更强的加速, 且由于床面运动随机性的增强, 更多颗粒表现出较强的"骤停性"(ε_1 越大, 骤停性越强). 图 7(b)为第二类轨迹速度增长率 ε_2 的分布, 与 7(a)相比, 表现出以下特点: 相比 ε_1 最大可达 10, ε_2 最大值仅为 3.5 左右; 分布峰的峰顶范围较宽呈台状, 主要分布范围为[0,1]. 这两点表明碰撞起动蠕移从整体上的速度衰减性: 颗

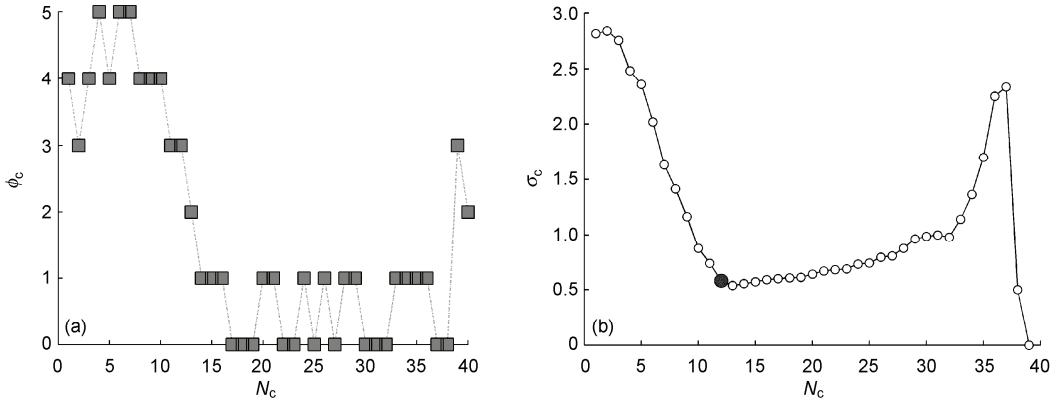


图 6 蠕移起动峰间速度的计算

(a) 横向比重向量的顺序度; (b) 横向比重向量的代表均方差

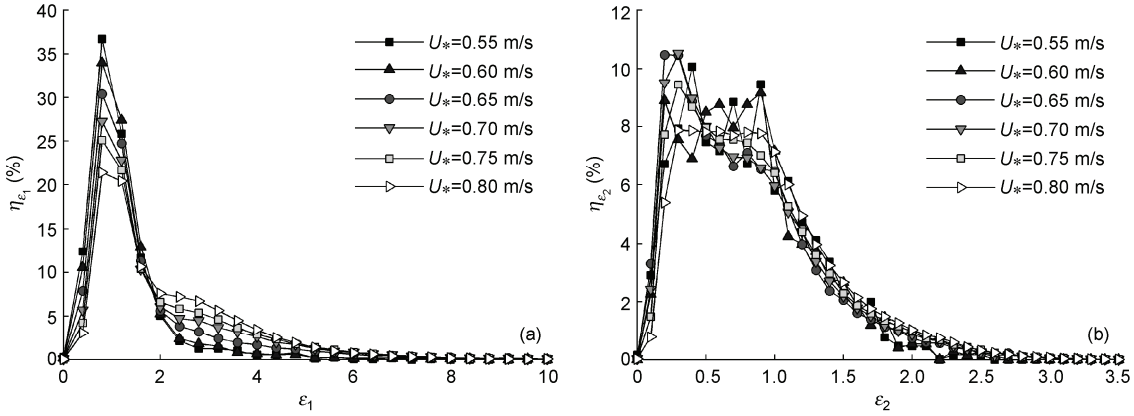


图 7 蠕移轨迹速度增长率的统计计算

(a) 第一类轨迹的速度增长率分布; (b) 第二类轨迹的速度增长率分布

粒即便存在风力的二次加速, 也难以达到初始冲击下得到的速度; 另外, ε_2 分布的变化受 U_*变化影响较小, 表现出碰撞起动蠕移颗粒运动与风力作用关系的间接性.

图 8 为蠕移轨迹历时的统计结果; P 大于 40 ms 后, 对应比重 η_P 趋于 0, 故图 8 为部分显示. 不同于速度增长率间的明显差异, 两种蠕移轨迹历时 P_1 和 P_2 的分布相似, 表明获取初速之后蠕移运动历时的随机均匀性. 值得注意的是, 由于拍摄系统的高采集频率以及非负图像减法剔除静态颗粒的特性, 实际情况中同一沙粒的间歇性运动轨迹将被看作是若干条独立的轨迹; 这样处理恰恰符合统计分析原理, 它将观测时间段内的所有连续性运动看作彼此独立的样本点而不考虑其是否代表同一颗粒, 从而真正反映了蠕移沙粒的运动特性. 由图 8, 步长比重 η_{Pi} (i=1, 2) 随 P_i(i=1,2)增大呈加速递减趋势; 对 P_i ~ η_{P_i} (i=1, 2) 进行曲线拟合, 从所得拟合指标(如 SSE 和 R-Square 等)进行综合评定, 最佳方案为 Gauss 型:

$$\eta_{P_i} = a \cdot \mathrm{e}^{-\left(\frac{P_i-b}{c}\right)^2} \ (i=1,2), \tag{2}$$

其中 a>0, b<0, c>0, 三者均与摩阻风速等工况变量相关; 由拟合结果, 随着 U_*增大, a 和 c 减小而 b 增大, P 的分布更加向左集中, 即更多轨迹在时间上趋于短小化, 颗粒的运动连续性被越来越强的床面随机性弱化.

3 结论

(1) 非负图像减法、自动阈值法及双向粒子追踪算法的有机结合, 适用于俯拍方式下床面沙粒蠕移

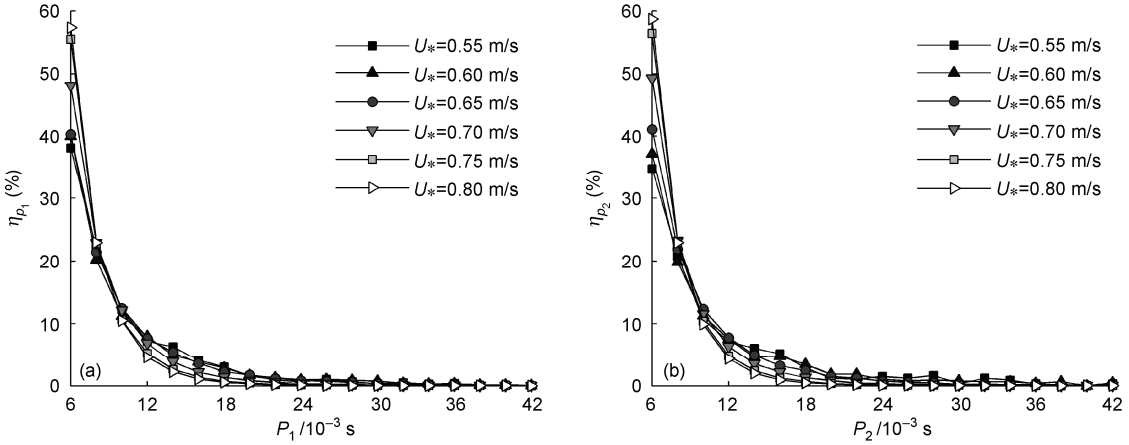


图 8　蠕移轨迹历时的统计计算

(a) 第一类轨迹的历时分布; (b) 第二类轨迹的历时分布

运动图像中颗粒运动轨迹及颗粒初速的提取. 在跃移总量有限的前提下, 计算误差主要是"运动粒子识别"的像素误差, 即来源于非负图像减法和自动阈值法. 由于恒定体光源下图像连续采集的灰度稳定性良好, 非负图像减法误差较小[20,21]; 而后者的误差一般在 0.1 像素[23], 通过换算, 结果中速度误差为 0.0025 m/s; 相比于平均速度 0.1 m/s 量级, 这是可以接受的. 但当风速持续增大并导致跃移和蠕移盛行时, 文中俯拍系统及图像处理方法将失去作用. 另外, 由于实验观察对象仅为床面蠕移运动(采样时刻满足风速稳定时长 8 s), 即对跃移运动进行了有意控制, 且存在实验风洞的尺寸限制, 因此沙样铺设长度未达到观察稳定近床面风沙流所需的饱和长度[26]. 综上, 发展大风沙输移量下的"跃移-蠕移流充分发展同时测量系统"不仅是一个难点, 也是揭示近床面风沙运动相互作用、转化等规律的重要方向和突破口.

(2) 蠕移运动初速分布存在双峰现象, 表明了蠕移运动的两种起动方式及其变化趋势: 平均粒径一定的情况下, 随着摩阻风速增大, 风曳力起动蠕移比重减小, 碰撞起动蠕移比重增大. 对两种蠕移轨迹速度增长率的统计分析表明, 随着摩阻风速增大, 风曳力起动蠕移运动的骤停可能性及骤停之前的加速可能性增强, 而碰撞起动蠕移轨迹速度增长率分布稳定, 基本不受摩阻风速变化的影响, 且终速无法达到初速的碰撞起动颗粒占据主要地位. 两种轨迹的历时分布均为高斯型, 且随摩阻风速增大, 床面运动随机性增强, 轨迹历时趋于减小. 而未来的工作应将特征粒径、Shields 数[27]和颗粒雷诺数等其他参数当作变量综合考虑进来, 建立蠕移轨迹特征参数的多元分布, 并从定量角度研究上述变量对分布参数的影响.

参考文献

1 Anderson R S, Haff P K. Simulation of eolian saltation. Science, 1988, 241: 820—823

2 邹学勇, 朱久江, 董光荣, 等. 风沙流结构中起跃沙粒垂直初速度分布函数. 科学通报, 1992, 37: 2175—2177

3 邹学勇, 刘玉璋, 董光荣. 风沙流能量的实验计算. 科学通报, 1994, 39: 161—164

4 邹学勇, 郝青振, 张春来, 等. 风沙流中跃移沙粒轨迹参数分析. 科学通报, 1999, 44: 1084—1088

5 王萍, 胡文文, 郑晓静. 沙粒的跃移与悬移. 中国科学 G 辑: 物理学 力学 天文学, 2008, 38: 908—918

6 Zheng X J, Huang N, Zhou Y H. Laboratory measurement of electrification of wind-blown sands and simulation of its effect on sand saltation movement. J Geophys Res, 2003, 108: 4322

7 高志文, 周又和, 郑晓静. 电磁波在沙尘暴中传播的 Monte Carlo 模拟. 中国科学 G 辑: 物理学 力学 天文学, 2008, 38: 955—961

8 Huang N, Zhang Y L, D'Adamo R. A model of the trajectories and midair collision probabilities of sand particles in a steady state saltation cloud. J Geophys Res, 2007, 112: D08206

9 Shao Y P. Physics and modeling of wind erosion. Dissertation for the Doctoral Degree. Cologne: University of Cologne, 2008

10 Shi F, Huang N. Computational simulations of blown sand fluxes over the surfaces of complex microtopography. Environ Model Software,

2010, 25: 362—367
11 Zhang W, Kang J H, Lee S J. Tracking of saltating sand trajectories over a flat surface embedded in an atmospheric boundary layer. Geomorphology, 2007, 86: 320—331
12 Wang D W, Wang Y, Yang B, et al. Statistical analysis of sand grain/bed collision process recorded by high-speed digital camera. Sedimentology, 2007, 55: 461—470
13 Anderson R S, Bunas K L. Grain size segregation and stratigraphy in aeolian ripples modelled with a cellular automaton. Nature, 1993, 365: 740—743
14 Werner B T. A physical model of wind-blown sand transport. Dissertation for the Doctorol Degree. California: California Institute of Technology, 1987
15 王光谦, 冉启华, 刘绿波. 风成沙纹过程的计算机模拟. 泥沙研究, 1998, 3: 1—6
16 郑晓静, 薄天利, 谢莉. 风成沙波纹的离散粒子追踪法模拟. 中国科学 G 辑: 物理学 力学 天文学, 2007, 37: 527—534
17 郑晓静, 薄天利. 风成沙波纹和沙丘的动力行为分析. 科学通报, 2009, 54: 1488—1495
18 Dong Z B, Liu X P, Wang H T, et al. The flux profile of a blowing sand cloud: a wind tunnel investigation. Geomorphology, 2002, 49: 219—230
19 Wang Z T, Zheng X J. Theoretical prediction of creep flux in aeolian sand transport. Powder Tech, 2004, 139: 123—128
20 Radice A, Malawasi S, Ballio F. Solid transport measurements through image processing. Exp Fluids, 2006, 41: 721—734
21 Wang Y, Wang D W, Wang L, et al. Measurement of sand creep on a flat sand bed using a high-speed digital camera. Sedimentology, 2009, 56: 1705—1712
22 Okamoto K, Nishio S, Saga T, et al. Standard images for PIV. Meas Sci Tech, 2000, 11: 685—691
23 Ohmi K, Li H Y. Particle-tracking velocimetry with new algorithms. Meas Sci Tech, 2000, 11: 603—616
24 张洋, 王元, 王大伟. DT-PTV 离散相伪矢量的概率择优式剔除算法. 西安交通大学学报, 2009, 43: 119—123
25 Song X Q, Yamamoto F, Iguchi M, et al. A new tracking algorithm of PIV and removal of spurious vectors using Delaunay tessellation. Exp Fluids, 1999, 26: 371—380
26 Bagnold R A. The Physics of Blown Sand and Desert Dunes. New York: William Morrow and Company, 1941. 180—183
27 白玉川, 徐海珏, 许栋, 等. 推移质运动过程的非线性动力学特性. 中国科学 E 辑: 技术科学, 2006, 36: 751—772

Analysis of creeping sand trajectories using high-speed photography

ZHANG Yang, WANG Yuan & HE WenBo

Department of Fluid Machinery and Engineering, School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China

High-speed digital photography was adopted to record sand creep motion in atmospheric boundary layer wind tunnel. Algorithms as non-negative subtraction, dynamical threshold and bidirectional particle tracking were applied to abstract digital creeping trajectories out of image sequence. Based on lift-off velocity distribution, statistical analysis of trajectory characteristic parameter including velocity growth rate and duration of trajectory indicated that, majority of flow-initiated particles tended to velocity maintenance or acceleration, and probabilities of both particles' sudden stagnation and acceleration before stagnation improved as friction velocity U_* increased; nevertheless, distribution of velocity growth rate of collision-initiated creeping trajectories behaved stable and much more independent of U_* variation, whose concentrating on [0,1] demonstrated the overall velocity-decaying feature of collision-initiated creep motion. Durations of both kinds of trajectory followed the Gauss Distribution, from which a duration-decaying tendency with increase of U_* were obtained.

high-speed digital photography, sand creep motion, trajectory abstraction, lift-off velocity distribution

doi: 10.1360/972010-923