

风沙运动的研究进展和发展趋势*

368-391 / 董飞 刘大有

中国科学院力学研究所, 北京 100080

贺大良

中国科学院兰州沙漠研究所, 兰州 730000

摘要 对风沙运动的研究给出较为全面、系统的总结和介绍, 对现有的各种理论模型进行对比和评介, 并提出了自己的观点。最后, 对风沙运动研究的发展趋势作了展望和预测。

关键词 风沙运动; 宏观研究; 微观研究; 统计分析

P931.3 沙漠地貌学

1 引言

据联合国环境规划署的报告, 沙漠面积已占地球陆地面积的20%。与此同时, 土地沙漠化的发展也非常迅速: 到1991年, 共有大约36亿公顷的面积正处于土地沙漠化的景况中。流沙的蔓延, 沙漠的不断扩展, 已造成了对人类的严重威胁。

在我国, 沙漠及沙漠化土地的面积高达149万平方公里, 约占全国土地总面积的15.5%。为了防止沙漠进一步扩大而侵吞道路农田, 国家每年要付出大量的人力物力与沙漠斗争。另一方面, 随着我国沙漠地区工农业建设的不断开展, 防止土地和草原的沙漠化, 保护工程建筑物不受沙漠侵袭的问题也变得日益重要。特别是近年来在我国西部沙漠地区又发现了大片油田, 为进行沙漠石油开发, 国家将投资在沙漠地区进行大规模工程建设, 因而研究风沙运动的规律, 以便更有效地防止沙漠中的道路受阻, 以及预测风沙流对工程建筑物的侵蚀危害等就变得十分迫切。

但是, 风沙物理学目前的水平还远远不能适应工程实践的各种需要。长期以来, 关于风沙运动的理论基本上是半经验性质的, 使用时还有很大的局限性。而且目前关于沙丘的形成、发展和运动规律等方面的研究更是主要停留在一些现象的描述上, 连定性解释也不多, 因而不能对工程实践提供切实可靠的理论指导。目前在工程中采用的防沙措施, 主要是依靠经验。虽然有时也用风沙风洞进行模拟, 但是由于(像各种二相流一样)风沙运动在缩小的实验室模型中一般很难同时满足几何相似和动力学相似, 所以实验结果一般不能直接用于指导实践, 但目前工程上采用时往往未加修正。综上所述, 关于风沙运动的理论和实验技术都亟待提高以适应工程需要。

* 基金项目: 国家自然科学基金委员会资助。

风沙运动是沙漠地貌学研究的一部分,也是流体力学中多相流研究的一个重要内容,因此在国内曾引起了不同学科众多学者的重视,他们在理论探讨和室内外实验研究方面都做了大量的工作。本文旨在对这些工作进行系统的总结,并在分析比较的基础上给出相应的讨论和评述。

2 风沙运动研究简况

2.1 风沙流研究的内容及方法

风沙流是含有颗粒的运动气流。从流体力学角度来看,风沙流是气流及其挟带的固体颗粒的混合流,它的形成依赖于空气与沙这两种不同密度的物理介质之间的相互作用。当吹过疏松的沙质地表的风增强到一定程度时,沙粒会因风力作用脱离地表进入气流中而被挟带,并导致沙地风蚀的发展,从而形成风沙流。

风沙物理学的研究可分为宏观研究和细观研究两个方面。宏观方面着眼于风沙流的整体结构,研究内容包括风沙层内气流速度、颗粒平均速度、颗粒浓度、输沙通量等物理量的分布以及单宽输沙率的大小等。目前的研究手段有2种,1是实验观测,包括风洞实验和野外观测,这是风沙物理学传统的研究方法;2是数值模拟,即通过建立风沙运动的数学模型对风沙流进行求解,这类工作近10年来发展很快。细观方面着眼于风沙流中单个颗粒的运动状态,通过分析它的受力情况研究颗粒起跳的机理和颗粒在空中运动状态的变化规律。目前的研究手段包括高速摄影实验和数值模拟;其中高速摄影实验是通过判读所拍摄的颗粒运动轨迹照片来分析颗粒受力情况;数值模拟工作则是建立颗粒运动方程并予以数值求解,并将计算结果与高速摄影实验照片进行对比以增进人们对颗粒受力情况的认识。

不难看出,宏观研究的结果更切近于工程实践的要求,而细观研究则侧重于对风沙运动机理的研究。应该说,宏观研究与细观研究相结合是研究风沙物理学的一条合理的路线,这种结合不仅是要利用细观研究的成果去解释已观察到的宏观现象,而且要利用这些成果去寻求风沙运动更确切的新规律进而指导工程实践。

2.2 风沙运动的研究历史

早在上世纪末和本世纪初,Udden、Gilbert 和 Keyes 等人在风成地貌学的研究中就已经从风搬运细粒物质的能力、挟沙风的磨蚀能力等方面来认识风蚀问题了,而 King 和 Cornish 等人则试图从沙粒移动的角度来说明荒漠和沙滩、沙丘地的成因和性状。本世纪30年代在美国大平原和加拿大西部大草原所发生的沙尘暴,更引起了全世界对风蚀危害的关注^[1]。

1941年,Bagnold^[2]发表了关于风沙物理学的著名论著《The Physics of Blown Sand and Desert Dunes》,把风沙运动作为一个空气动力学问题加以研究。他通过实验室中的风洞实验和利比亚沙漠中的野外观测来确定沙粒运动的力学机制,并指出沙粒运动主要发生在离地表不到1米的高度范围内,平均高度约为10—20cm,而且大气湍流在维持沙粒向上运动中只起着较小的作用。在这一著作中,他对未起沙地表和起沙地表上方的风速剖面、沙粒运动的临界风力、沙粒跃移运动特性轨迹、风力输沙的单宽输沙率等风沙物理学的基本问题进行了较为广泛的研究,得到了一系列非常有意义的结果。尽管这以后的众多研究表明这些结果大都还需要进一步改进,但Bagnold的奠基性工作无疑对后人产生了极其深

远的影响。事实上, 这些工作至今仍在风沙物理学的研究中占有极其重要的地位。

遵循着与 Bagnold 类似的理论体系, Chepil^[3-6]、Zingg^[7,8] 等学者在本世纪 40 年代到 60 年代进行了大量的野外观测和风洞实验, 对风沙运动的性状进行了多方面的描述, 并利用实验数据对风沙运动、输运和沉积的机理以及风蚀率的影响因素等诸多问题进行了初步的研究。这一时期内, 由于人们对风沙运动的认识还处在一个较低的水平, 所以有关的工作多是实验研究, 目的是从中获得对风沙运动的感性认识, 进而促进风沙运动理论模型的建立。

随着人们对风沙运动认识水平的提高, 国内外学者^[9,10,10] 从 60 年代后期开始致力于建立风沙流中颗粒运动的数学模型, 这其中以 Owen^[9] 的工作最为著名。需要特别说明的是, 60 年代航天技术的进步促进了行星探测事业的发展, 国外一大批宇航工程师和地质工作者在试图解释地球、火星、金星和土卫六表面地貌的过程中, 发展了源于 Owen 的单颗粒运动模型, 并且很大程度地提高了利用风洞模拟复杂环境中风沙运动的能力^[10]。从文献资料的数量上看, 这一时期是风沙研究蓬勃发展的时期, 由解释行星地貌形成过程带动的风沙运动研究热潮一直持续到本世纪 80 年代初。

1985 年, 在丹麦 Aarhus 大学举行了风沙物理学的研讨会^[11], 对自 Bagnold 以来的风沙物理学研究进行了全面而系统的总结。在此之前, 理论研究主要是针对单个颗粒运动进行的, 即属于细观研究的范畴。Aarhus 会议之后, 更多的注意力转向如何利用单个颗粒的运动特征去解释风沙流的整体特性, 即开始用细观研究得到的规律去解释宏观现象。从这个意义上说, Aarhus 会议是风沙物理学研究中一个重要的里程碑。

综上所述, 自本世纪 40 年代 Bagnold 的开创性工作以来, 在这半个多世纪中, 国内外诸多学者在风沙物理学的理论和实验两方面进行了长期的研究, 对 Bagnold 的理论不断加以发展和改进。下面我们从宏观研究和细观研究两个方面回顾一下这个时期风沙物理学的进展情况。

3 风沙运动的宏观研究

在这一方面主要进行了起沙前后风速剖面、风沙流中颗粒浓度剖面和单宽输沙率 3 个项目的研究, 分述如下。

3.1 起沙前后风速剖面

风是沙子发生运动的动力, 而且风沙运动是一种贴近地表面的气流对沙子的输运过程, 因此, 要研究风沙运动, 必须首先了解近地层风的特性。

野外观测及风洞实验的资料表明, 在没有发生风沙运动时(即定床情况), 地面附近的风速分布基本上遵循对数律, 即

$$\frac{u(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (1)$$

其中 $u(z)$ 是 z 高度上的风速, u_* 是摩阻速度, κ 是卡门常数, z_0 是床面粗糙度, 它与床面沙粒粒径 D 之间有如下关系^[2],

$$z_0 = \frac{D}{30} \quad (2)$$

当地面附近有沙粒运动时其风速分布和定床情况下的有显著不同。Bagnold 认为这时风

速分布仍然遵循对数律，只是由于随着风力的增加跃移阻力相应增大，使得靠近地面的风速并不因风力的增加而增加。表现在半对数纸上，风速沿高程分布是一系列通过定点 $A(u_t, z_t)$ 的直线（如图 1 所示），即

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_t}\right) + u_t \quad (3)$$

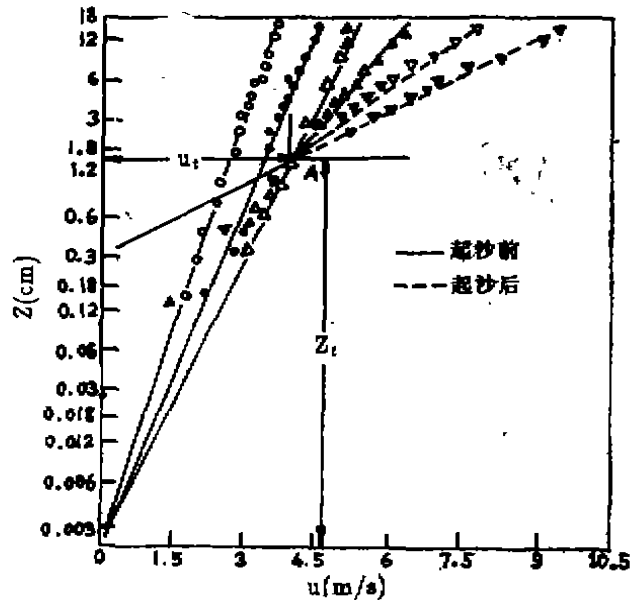


图 1 起沙前后的风速分布（据堀川和比学汶^[11]）

Bagnold 根据自己的实验结果认为卡门常数 $\kappa = 0.4$ ，高度 z_t 与沙粒级配（风沙物理学中把风沙流中沙粒粒径的分布情况称为沙粒级配）有关， u_t 则等于床面颗粒的冲击起动风速（关于这个量的定义参见本文 4.2 节对沙粒起动问题的讨论）。

对于起沙后的风速分布，Zingg^[8] 和 Owen^[9] 都有着与 Bagnold 不同的认识。Zingg 根据他自己的风洞实验结果建议式 (3) 中 κ 、 z_t 和 u_t 采用

$$\kappa = 0.375, \quad z_t = 10D, \quad u_t = 8.49D \quad (4)$$

其中 z_t 及 D 均以 mm 计， u_t 以 m/s 计。Owen 则认为跃移阻力的作用使得表征床面粗糙度的特征长度 z_0 只取决于沙粒跃移高度 h ，由此得到起沙后风速剖面为

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{2gz}{u_*^2}\right) + C \quad (5)$$

其中

$$\kappa = 0.4, \quad C = 9.7 \quad (6)$$

将 Bagnold 公式、Zingg 公式和 Owen 公式作一比较可以看出，三位学者均认为起沙后风速剖面呈对数分布，只是各公式给出的起沙后地面等效粗糙度 z_0 的表达式有较大的差异，

$$\begin{aligned}
 \text{Bagnold 公式} \quad z_0^* &= z_t \exp\left(-\frac{\kappa u_t}{u_*}\right), \quad \text{其中 } z_t = \text{const.}, \quad u_t \propto \sqrt{D}, \quad \kappa = 0.4 \\
 \text{Zingg 公式} \quad z_0^* &= z_t \exp\left(-\frac{\kappa u_t}{u_*}\right), \quad \text{其中 } z_t \propto D, \quad u_t \propto D, \quad \kappa = 0.375 \\
 \text{Owen 公式} \quad z_0^* &= 0.021 \frac{u_*^2}{2g}
 \end{aligned} \tag{7}$$

有一点需要说明的是，以上公式都是根据风沙层外的风速测量结果拟合的经验公式，因而原则上只能适用于风沙层以外的高度。我们认为，颗粒运动对风场存在较强的阻滞作用，而且这种阻滞作用越靠近床面越强烈，所以从风沙层外缘到床面风速梯度应单调递减，即在半对数纸上，风沙层内风速分布应当呈现为连续下凹的曲线。这一结论与前人的测量结果非常符合（参见图 2 所示的河村龙马^[19]的实验结果）。由于跃移区跨度不大（一般只有几厘米到十几厘米量级），其中沙粒浓度又较高，使得测量其中气流速度分布非常困难，所以尽管许多学者如河村等早已认识到跃移区内风速分布与对数律有较大偏差，但迄今仍未见到对跃移区内风速分布提出适当的描述公式。现阶段对起沙后风速的测量工作仍局限于测量无沙区或少沙区的风速分布，而且由于实验条件很难保证一致等原因，各家学者的同类工作尚无统一结论。

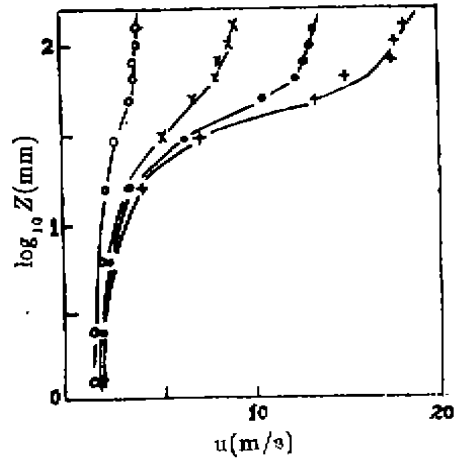


图 2 有风沙运动时沙面附近的风速分布
(据河村龙马, 1951, 引自吴正^[19])

3.2 风沙流结构的研究

气流所挟带的沙子在风沙层内随高度的分布，称为风沙流的结构。地学工作者习惯于将风沙流结构这一概念与风沙层内沙子浓度分布等价起来，我们认为这样的理解过于狭隘。事实上，所有反映风沙层中风、沙运动特性的物理量，包括风沙层中气流速度、沙子速度、沙子浓度以及输沙通量等沿高度的分布等，都应归于风沙流结构的范畴。

许多学者在实验室或野外进行过风沙流结构的研究，他们的工作主要是对非均匀沙的输沙通量进行实验测量。Chepil 发现土壤表面被风吹走的沙子中 90% 是在 0—31cm 高度范围内输运的，而 0—5cm 高度内输运的沙子占总输沙量的 60—80%；吴正等^[16]的野外观测（参见表 1）也表明，气流挟带沙量的绝大部分（90% 以上）是在离沙质地表不到 30cm 的高度内通过的，其中又特别集中在 0—10cm 的气流层内（约占 80%）。由此可见，风沙运动是一种贴近地面的沙子输运现象。

表 1 在 2m 高处风速为 8.7 m/s 时不同高度气流层中输运的沙量
(根据齐之尧在内蒙古乌兰布和沙漠的观测资料，引自吴正^[14])

高度 (cm)	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	60—70
沙量 (%)	76.7	8.1	4.9	3.5	2.7	2.3	1.8

Exner (转引自文献 [13]) 根据扩散理论求得了输沙量沿高度的分布。河村龙马^[13]也曾从理论上探讨过这一问题,他把风沙运动看作沙粒的集团运动,通过统计处理得到了跃移沙层内沙粒密度和输沙通量沿高度的分布

$$\sigma(z) = \frac{2m_0}{\sqrt{gk}} K_0\left(\sqrt{\frac{2z}{h}}\right) \quad (8)$$

$$q(z) = m_0 \left\{ 2\sqrt{2}\eta \left[K_0(\xi) - \beta \sqrt{\frac{h}{g}} K_1(\xi) \right] + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\alpha\beta\sqrt{0.75h}}{g} \cdot \xi^2 [K_0(\xi) + K_2(\xi)] \right\} \quad (9)$$

其中 $\sigma(z)$ 是高程 z 处单位体积含沙量,以 g/cm^3 计; m_0 是单位时间内落到单位面积床面上的沙量,以 $g/(cm^2 \cdot s)$ 计; h 是沙粒跃移高度的平均值,以 cm 计; K_0 为零阶 Bessel 函数。各参数定义为

$$\xi = \sqrt{\frac{2z}{h}}, \quad \eta = \frac{\bar{u}_1}{\sqrt{2gh}}, \quad \beta = \frac{2\pi\mu D}{m}$$

\bar{u}_1 为沙粒自床面起跳时的平均水平速度, m 为沙粒的质量, K_1 和 K_2 分别是一阶及二阶 Bessel 函数。

我国的刘振兴^[16]也曾根据湍流扩散理论研究过稳定度不同的大气中悬移颗粒浓度随高度的分布,并得到悬移颗粒浓度随高度的分布与平均风速的关系

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \exp\left(-\omega \frac{Ku}{u_*}\right) \quad (10)$$

其中 σ 是任一高度上的悬沙浓度, u 是该高度上气流的速度, σ_0 是参考高度 z_0 上的悬沙浓度。需要说明的是,他只讨论了作悬移运动的沙子的浓度分布,而没有涉及到风沙运动中占主要部分的跃移颗粒的浓度分布,因此式 (10) 只能用于跃移区以外的各高程。

吴正、凌裕泉^[16]曾根据对野外沙质地表上风沙运动的观测资料,总结出离地面 10cm 以内的风沙流结构基本特征如下:

(1) 在各种风速和沙量的条件下,在一定高度以上,高程与含沙量对数之间存在良好的线性关系(参见图 3),表明含沙量随高度增加按指数规律衰减*。

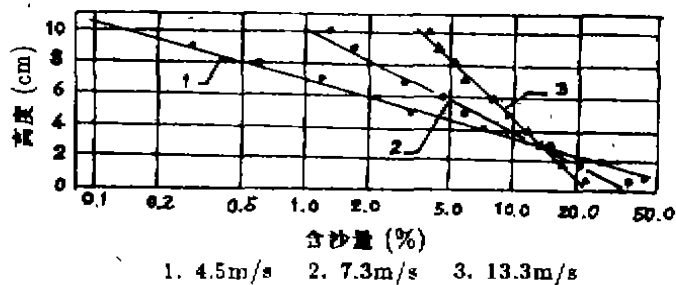


图3 不同风速条件下气流中含沙量随高度的分布
(根据新疆沙车布古里沙漠观测资料;引自吴正^[16])

* 事实上,这一结论并无理论基础。我们曾对均匀沙情况下风沙层中沙子浓度分布作过数值计算^[17],其结果与指数律有很大的不同,据估计,沙子粒径均匀与否是造成这种差异的主要原因之一,有关分析参见文献[17]。

(2) 随着风速的增加, 下层气流中沙量的百分比相对减少, 相应地增加了上层气流输沙所占的百分比。这一点在图 3 中反映为直线的倾斜度随风速增大而变陡。

(3) 在同一风速下, 对不同的地表, 总输沙率不同, 随着输沙率的增大, 下层气流中输送的沙量增加, 上层沙量相应减少 (参见表 2)。

表 2 相同条件下总输沙量对不同高度气流层内输运沙量的影响
(根据新疆民丰雅通古斯的观测资料; 引自吴正^[14])

1.5m处风速 (m/s)	沙量 (g/min)	不同高度 (cm) 气流层内输运的沙量 (%)									
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
8.2	2.8	33.2	22.9	10.6	9.6	7.1	5.7	4.2	3.2	2.1	1.4
8.1	3.5	40.0	23.2	13.4	8.0	5.7	2.9	2.0	2.0	1.4	1.4

风沙流的结构决定着沙地吹蚀和堆积过程的发展。兹纳门斯基^[15]曾对风沙流结构特征与沙子吹蚀/堆积的关系进行了比较系统的风洞实验研究和野外观测, 提出可以采用如下的风沙流结构指标 S 来判断风蚀过程的方向性:

$$S = \frac{q_{0-1}}{\bar{q}}$$

其中 q_{0-1} 是 0—1 cm 气流层中的输沙通量, \bar{q} 是每厘米气流层中平均的输沙通量。他发现, 在无堆积输沙情况下 S 值平均为 2.6, 当部分沙粒从风沙流中跌落堆积时平均 S 值增至 3.8。吴正等^[16]则采用

$$\lambda = \frac{q_2 - 10}{q_{0-1}}$$

作为风沙流结构指标。他们得到的 λ 值与沙地吹蚀、堆积和沙子输运的关系为:

- (1) λ 接近于 1 时, 沙子输运处于平衡状态, 无吹蚀亦无堆积。
- (2) $\lambda < 1$ 时, 沙子在输运过程中向近地层贴紧, 从而造成沙粒跌落堆积。
- (3) $\lambda > 1$ 时, 气流尚有较大的输沙潜力, 在沙源充分时会造成沙地的进一步吹蚀。

以上对沙地吹蚀方向性的研究工作都是通过分析测得的风沙层中输沙通量剖面的特征来建立风沙流结构指标。这种定量化工作的难点在于对风沙层中输沙通量分布的测量。在风洞中进行实验时, 风场条件可以人为控制, 干扰因素可以减到最小, 但往往不能满足所有的相似条件而无法模拟实际情况, 而在野外观测时, 由于风力输沙过程受多种因素的影响, 风沙层中输沙通量剖面往往是瞬变的, 很难测量, 更遑论考察风沙流结构指标了。从文献上看, 尽管国内许多学者曾研究过这一问题 (洪占三(1976); 吴正、彭世古等(1981); 吴正、丛自立等(1982); 马世威(1988)), 但至今仍未找到公认合适的风沙流结构指标。

3.3 单宽输沙率的研究

气流在单位时间内通过单位宽度所输运的沙量, 称为单宽输沙率。计算这一参数不仅具有理论意义, 而且是制定建筑物防沙措施时的主要依据, 因而也具有相当重要的实践意义。正因为如此, 单宽输沙率成为风沙物理学中研究最多的一个项目, 长期以来国内外众多学者提供了相当多的经验和半经验公式,

早在 30 年代, O'Brien & Rindlaub^[10] 就曾根据美国哥伦比亚河口的实测资料得到了风速与天然沙 (平均粒径近于 0.2mm) 输沙率之间的关系式为

$$q_s = 9.96 \times 10^{-5} (u_* + 10.5)^3 \quad (11)$$

其中 q_s 以 $g/(cm \cdot s)$ 计, 摩阻速度 u_* 以 cm/s 计。式(11)虽然只是一个经验公式, 但就输沙率近似与摩阻速度的 3 次方成比例这一点来看, 它和有一定理论基础的 Bagnold 公式和河村公式还是比较接近的。

最早从理论上探讨风力输沙的学者是 Bagnold 和河村龙马。Bagnold^[12] 从分析运动沙粒的动量变化入手, 根据沙粒跃移运动的平均轨迹作近似分析, 再配合风洞实验, 得到

$$q_s = C \sqrt{\frac{D}{D_0}} \frac{\rho_g u_*^3}{g} \quad (12)$$

其中 $D_0 = 0.25mm$, D 是所研究的沙粒粒径; ρ_g 是气相密度; C 是经验常数, 它随着沙粒级配的不同而不同, 数值为

几乎均匀的沙	$C = 1.5$
天然混合沙	$C = 1.8$
粒径分布很广的沙	$C = 2.8$

河村龙马^[13] 作了与 Bagnold 相似的假定, 并进一步考虑到沙粒起动摩阻速度对输沙率的影响, 最终得到

$$q_s = K \frac{\rho_g}{g} (u_* - u_{*c}) (u_* + u_{*c})^2 \quad (13)$$

其中 u_{*c} 是沙粒的起动摩阻速度, K 是经验常数, 对于 0.25mm 的沙, 当上式中各量均取厘米·克·秒制单位时 K 值为 2.78, 由河村公式(13)可得, 当 $u_* = u_{*c}$ 时, 输沙率为零, 这一结果与观测资料是相符的, 这也正是河村公式较 Bagnold 公式更为合理的地方。

Zingg^[8] 通过考虑跃移沙粒的浓度分布来研究输沙率, 他将跃移沙粒浓度的垂向分布外推到床面后进行积分, 再配合天然沙的风洞实验, 得到的结果为

$$q_s = C \left(\frac{D}{D_0} \right)^{3/4} \frac{\rho_g u_*^3}{g} \quad (14)$$

其中 $C \approx 0.73$ 。由于 Zingg 确定输沙率时没有考虑床面蠕移沙粒的贡献, 所以由式(14)给出的输沙率偏小。据 Bagnold 风洞实验和野外观测的结果, 地表蠕移量约占全部输沙量的 1/4 左右, 亦即 Zingg 公式的结果约偏小 25%。

刘振兴^[16] 根据贴近沙面层的颗粒跃移和冲击作用推导了跃移沙粒对输沙率的贡献, 并通过假设“跃移输沙占总输沙率的 75%”得到总的输沙率为

$$q_s = 2.13 \sqrt{\frac{2}{3C_D}} \frac{\rho_g u_*^3}{g} \quad (15)$$

其中 C_D 是单个颗粒的阻力系数。式(15)与 Bagnold 公式比较接近, 只是输沙率随沙粒粒径的变化关系没有明确地表达出来。

1960 年堀川和沈学汶用中值粒径为 0.2mm 的沙进行了测定输沙率的实验^[12], 用以对各家公式作出评估, 图 4 是他们的实验结果与几家公式的对比图。从图上可以看出, 在 $u_* < 40cm/s$ 时河村公式比较可靠, 而在 $u_* = 40-70cm/s$ 时则以 Bagnold 公式更为可靠。

堀川和沈学汶更进一步指出，如果河村公式中常数 K 取为1.0，则该公式就与实验结果更为符合。

堀川和沈学汶的实验结果得到了国内外学者的广泛认同，从而为选择合适的单宽输沙率估算公式提供了依据。这一实验的结果说明，长期以来以Bagnold公式或河村公式作为单宽输沙率研究工作的比较基准是可靠的。

从图4中还可以看出，在风速较大($u_* > 40$ cm/s)时，各家公式计算结果差异不大，但所得的输沙率与实验结果都还有不小的偏差。应当看到，影响输沙率的因素是很复杂的，除了风力大小以外，还包括沙子粒径、形状、级配、密度、湿润程度、地表状况以及大气稳定度等诸多因素，所以要精确地表示风速与输沙率的关系是相当困难的。表3给出了自Bagnold以来国内外不同研究者根据各自的实验得到的输沙率计算公式*，从中可以看出，由于各家实验在实验材料、实验条件等诸多方面存在差别，导致他们的结果相差较大。到目前为止，关于输沙率还没有统一的理论，Bagnold公式和河村公式据信在计算平坦地面、均匀干沙情况下的单宽输沙率时效果较好；在其他情况下，输沙率的确定仍多采用直接观测，然后利用相关分析的方法求出特定条件下输沙率与风速之间的半经验关系式。

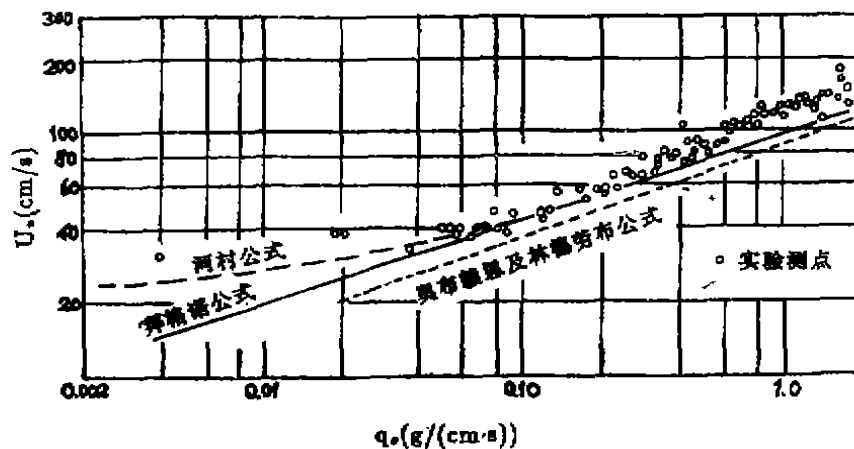


图4 输沙率公式与实测结果的比较(据堀川和沈学汶^[11])

综上所述，在过去的半个多世纪里，国内外学者在风沙流宏观研究领域进行了多方面的工作，对风沙现象的认识和在定性描述上都取得了很大进展。但是由于风沙运动固有的复杂性，时至今日，在这一领域中理论进展仍不大。在上面列举的3个方面中，只有Bagnold和河村关于单宽输沙率的理论探讨得到了公认，其他方面的理论研究成效甚微，各家学者众说纷纭。

* 表中有关记号说明如下：

u_F 为粒子沉降末速， u_r 为参考速度，二者的单位均是 cm/s

$V_{1.1}$ 是野外 2m 高处的风速，单位是 cm/s

V_{1a} 是风洞入口截面平均速度，单位是 cm/s

表 3 有关单宽输沙率的各种经验、半经验公式

其中 $q_s^* = \frac{q_s g}{\rho_s u_*^3}$, $r_t = \frac{u_{*t}}{u_*}$, $p_t = \frac{u_{*F}}{u_{*t}}$, $r_u = \frac{u_{*t}}{u_*}$

(此表部分来自文献[42])

作者	实验材料	单宽输沙率公式
Bagnold(1941) [21]	石英沙 (比重2.6)	$q_s^* = C \left(\frac{D}{D_0} \right)^{0.5}$
Kawamura(1951) [13]	石英沙	$q_s^* = C(1+r_t)^2(1-r_t)$
Zingg(1953) [8]	石英沙	$q_s^* = C \left(\frac{D}{D_0} \right)^{0.75}$
Dyunin(1954) [20]	聚苯乙烯球 (比重1.6)	$q_s^* = C(1-r_u)$
Dyunin(1959) [21]	聚苯乙烯球	$q_s^* = C(1-r_u^2)$
刘振兴(1960) [16]		$q_s^* = C \cdot C_D^{-0.56}$
Owen(1964) [9]		$q_s^* = (0.25 + 0.33r_t p_t)(1-r_u^2)$
Kind(1976) [22]	聚苯乙烯球	$q_s^* = C(1-r_t^2)$
Iversen, et al(1976) [23]		$q_s^* = C p_t (1-r_t)$
Maegley(1976) [24]		$q_s^* = C \left(\frac{D}{D_0} \right)^{0.8} (1-r_t^2)$
Lettau, et al(1978) [25]	石英沙	$q_s^* = C \left(\frac{D}{D_0} \right)^n (1-r_t)$ ($n = 0.5-0.75$)
Schmidt(1982) [26]		$q_s^* = C p_t (1-r_t)$
赵性存等(1982) [27]	大气沙尘 (粒径 $\geq 0.25\text{mm}$)	$q_s = 5.1 \times 10^{-3} V_{2.0}^{4.381}$
马世威(1988) [28]	天然沙	野外观测 $q_s = 1.841 \times 10^{-8} V_{2.0}^{6.750}$
申建友等(1988) [29]	龙羊峡沙 (中值粒径 $\approx 0.234\text{mm}$)	野外观测 $q_s = 1.0194 \times 10^{-4} V_{2.0}^{4.413}$
		风洞实验 $q_s = 5.341 \times 10^{-3} V_{10}^{3.6513}$
	沙坡头沙 (中值粒径 $\approx 0.184\text{mm}$)	野外观测 $q_s = 4.0415 \times 10^{-4} V_{2.0}^{4.018}$
		风洞实验 $q_s = 3.257 \times 10^{-3} V_{10}^{3.7715}$
贺大良(1993) [50]	龙羊峡沙	风洞实验 $q_s = 1.72 \times 10^{-3} V_{10}^{2.000}$
	沙坡头沙	风洞实验 $q_s = 4.13 \times 10^{-3} V_{10}^{2.62}$
	樊山磷铁矿尾矿	风洞实验 $q_s = 0.0074 V_{10}^{3.9716}$

4 风沙运动的细观研究

在这一方面，主要进行了沙粒起跳机制、起动风速和沙粒运动轨迹三个项目的研究工作，分述如下。

4.1 沙粒起跳机制的研究

这几十年来，有关沙粒起跳机制的学说大致有两大类共 8 种学说^[31,32]，即以接触力为主的起跳学说（包括斜面飞升说^[3,33]、冲击起动说^[2,35,36]和振动起动说^[37-39]）和以非接触力为主的起跳学说（包括 Magnus 力起动说^[4]、压差起动说^[5,18,34]、湍流起动说^[13]、负压起动说* 和涡旋起动说^[41]）。贺大良等^[32]曾对这 8 种学说进行了评价。他们通过估算 1 颗沙粒受到的重力、Magnus 力、Saffman 力、压差力等各力的大小，发现后 3 种力一般都比重力小至少 1 个量级，因此不可能是造成沙粒起跳的主要原因。此外，从高速摄影实验中贺大良等^[30]发现，沙粒起跳后的垂向加速度总是负值，说明沙粒受到的所有非接触力的垂向分量之和不足以克服重力使沙粒起跳，由此断定沙粒起跳的主要原因只能是接触力的作用。在 3 种接触力学说中，他们认为振动起动说可信度不高，因为它所描绘的沙粒起跳过程图景——2 颗沙粒并排靠在一起，几经振动后其中 1 颗突然跃起——与野外观测和风洞实验中看到的沙粒在沙面上滚动一段距离后再突然上升的现象不符，从而确定沙粒起跳主要是斜面飞升和碰撞冲击的结果，而 Magnus 力等升力作用都只是辅助性因素。

4.2 沙粒起动风速的研究

由于沙粒运动是从气流中获得水平动量的结果，因此沙粒必须在一定的风力条件下才能开始运动。当风力逐渐增大到某一临界值以后，地表沙粒将脱离静止状态而开始运动，这个使沙粒开始运动的临界风速称为起动风速。

关于沙粒的起动风速，Bagnold^[2]曾提出了流体起动值和冲击起动值的概念。所谓流体起动值，是指来流中完全无沙，床面沙粒的起动完全出于风对沙粒的直接作用这一情形下的临界风速；若来流中含有部分沙粒，则这些沙粒打到床面后将引起部分床面沙粒的蠕动和跳跃。这种情况下，床面沙粒的运动将主要是由于风中原有的跃移颗粒的冲击作用所致，这时的临界风速称为冲击起动值。

关于这两个起动风速的物理意义可以这样理解，即当我们在风洞中进行沙粒起动实验时，我们总是先用基本上不含沙的气流吹过沙面，当气流速度逐渐增大到某个值时，床面上的沙粒开始运动而产生风沙流，这一风速就是沙粒的流体起动风速。风沙流一经形成，当我们逐渐降低风速到流体起动风速时，风沙流并不中止，直到风速降低到低于流体起动风速的某个值时，风沙流才完全中止。这一风速就是沙粒的冲击起动风速**。

为了求得流体起动风速，人们展开了各种风洞实验，Bagnold 首先导出了如下的经验表达式：

* 颗粒在具有速度梯度的风场中运动时，若与风存在相对运动，就会受到一个横向作用力——Saffman 力^[44]，它的大小正比于风场速度梯度的平方根。由于地面附近风速梯度较大，而且风速梯度随风力增强而增大，Saffman 力对颗粒起跳会有一定贡献。从这一点考虑，我们认为一些学者所说的负压作用很可能就是 Saffman 力。

** 从某种意义上说，这两个起动风速和流体力学中 Reynolds 转换实验的上、下临界雷诺数颇为相似。

$$u_{*t} = A \sqrt{\frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f} g D} \quad (16)$$

其中 u_{*t} 是临界摩擦速度, ρ_p 和 ρ_f 分别是沙粒和流体的密度, D 为沙粒粒径, A 为经验常数。

一般说来, A 是颗粒临界摩擦雷诺数

$$Re_{*t}^* = \frac{\rho_f u_{*t} D}{\mu} \quad (17)$$

的函数。当 $Re_{*t}^* > 3.5$ 时, A 接近于一个常数。Bagnold 根据均匀沙的实验结果取 $A = 0.1$, Chepil^[3] 则认为 A 值介于 0.09—0.11 之间, Zingg^[8] 得到的 A 值为 0.12, Lyles & Woodruff (1972) 的实验结果表明 A 值变动于 0.17 与 0.20 之间。图 5 给出了 70 年代中期在美国 Iowa 州立大学的边界层风洞中进行实验测得的 A 值与 Re_{*t}^* 的关系曲线 (转引自文献 [42]), 并与 Bagnold、Chepil 和 Zingg 等人的数据进行了比较。从图中可以看出, 当 $Re_{*t}^* \geq 3$ 时不同研究者给出的结果是比较一致的。各家学者的结果间存在差异的可能原因有 3 个, ① 判别沙粒起动的标准不同; ② 根据风洞实验段入口截面平均风速确定摩擦速度的方法有差异; ③ 实验条件不尽相同。

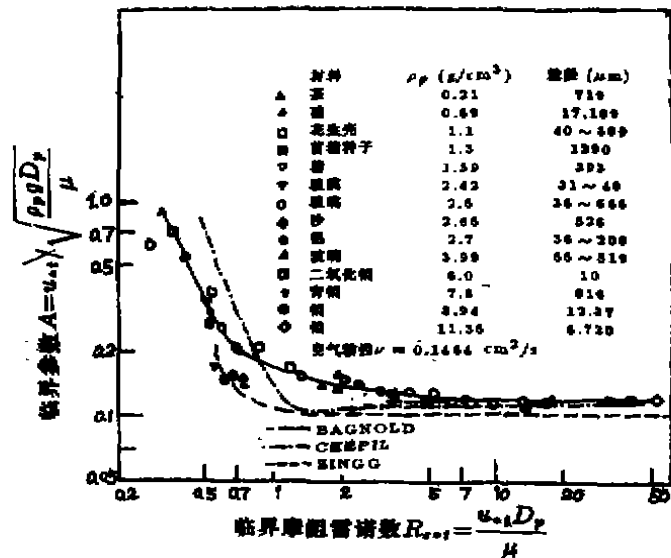


图 5 无量纲临界摩擦速度的实验结果 (据 Iverson, et al (1976); 引自戚隆溪等^[13])

式 (16) 表明, 若 A 为常数, 则流体起动风速与沙粒粒径的平方根成正比。起动风速与沙粒粒径之间的这种关系已得到反复的证实。不过, 这种平方根定律关系只在一定粒径范围内成立。据 Bagnold 的实验研究 (如图 6 所示), 起动风速最小的石英沙粒径约为 0.08 mm 左右, 沙粒再小起动风速反而增大*。图 7 是 Iowa 大学风洞实验的有关结果, 它表明, 不同

* 据分析, 造成这一现象的原因是, 粒子越小, 粒子间的内聚力作用相对于周围流体的粘性阻力来说就越重要^[8,11]。一般来说, 在泥沙起动问题中颗粒间的内聚力作用比较重要, 对于风沙的起动问题而言, 在人们感兴趣的颗粒粒径范围内, 颗粒间的内聚力作用一般可以忽略不计。

密度的各种材料都存在一个起动最佳的颗粒粒径，在此粒径下临界风速最小，这与 Bagnold 的研究结论是一致的。

至于冲击起动值，从图 6 中可以看到，对于粒径大于 0.15mm 的沙来说，该值也遵循平方根定律，不过比例系数不是 0.1 而是 0.08 [2]。从图中还可以看出，随着沙粒粒径的减小，沙粒的冲击起动值逐渐接近流体起动值。到了临界粒径，流体起动风速达到最小值，这时冲击起动值也许就不单独存在了 [14]。

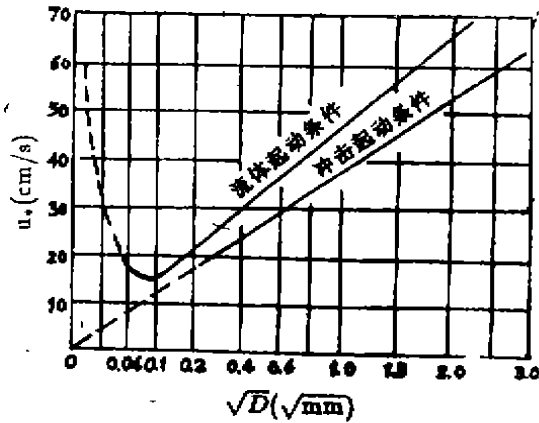


图 6 地表石英颗粒起动风速与粒径的关系 (引自 Bagnold [1])

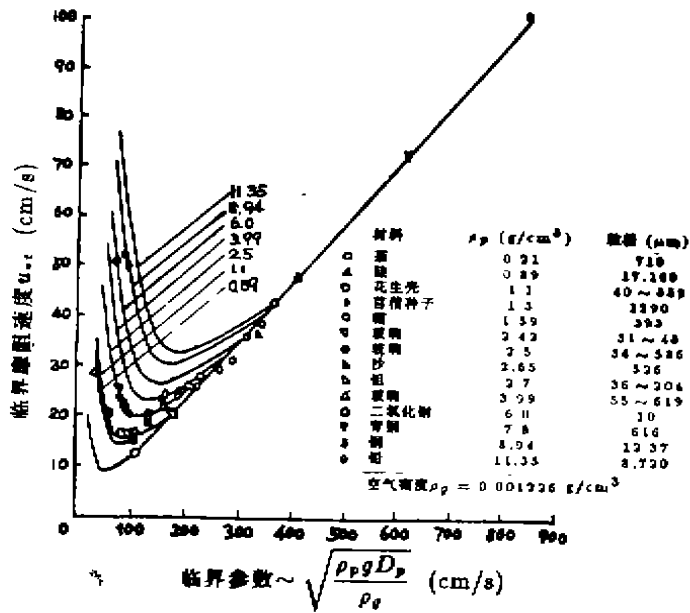


图 7 1 大气压条件下各种颗粒临界摩阻速度的实验结果 (据 Iversen, et al (1976); 引自成隆溪等 [4])

最后需要说明的是，起动风速除了与沙子粒径有关外，还受到地表性质和沙子含水率等多种因素的影响，具体表现为，①粗糙地表由于摩擦阻力大而必然导致起动风速大；②沙子在湿润情况下能较大幅度地增强沙子间的团聚作用，从而较大幅度地提高起动风速 (参见

表 4 和文献 [43])。鉴于起动风速受众多因素的影响,实际工作中大多还是利用风速仪进行野外实地测量来确定一个地区沙子的起动风速,而上面所述的平方根定律只能给出一个估计值。

表 4 沙子含水率对起动风速的影响 (引自吴正^[14])

沙粒粒径 (mm)	不同含水率 (%) 下的起动风速 (m/s)				
	干燥状态	1	2	3	4
0.175—0.25	3.8	4.6	6.0	10.5	12.0
0.25—0.5	4.8	5.8	7.5	12.0	—
0.5—1.0	6.0	7.0	9.5	12.0	—
1.0—2.0	9.0	10.8	12.0	—	—

4.3 沙粒运动轨迹的研究

众所周知,风沙流中沙粒的运动有悬移、跃移和蠕移 3 种基本形式 (参见图 8)。

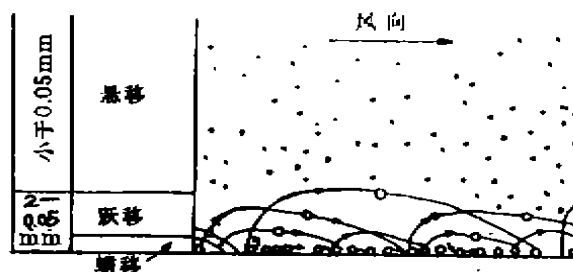


图 8 风沙运动的 3 种基本形式 (引自吴正^[14]; 图中数字是颗粒粒径)

所谓悬移,是指沙土颗粒悬浮于空气中保持一定时间而不与地面接触的运动形式。呈悬移状态的颗粒极限沉降速度接近于气流的垂向脉动速度,因而其粒径不能太大,一般只有粒径小于 0.05mm 的粒子才能处于悬移状态。根据 Bagnold 的研究,呈悬浮状态运输的沙量,尚不足总输沙量的 5%。

对于作跃移运动的沙粒,它受风力上扬而脱离地表以后,将不断从气流中取得水平动量而加速前进,并在重力作用下以一个相对于水平方向很小的锐角落回地面。沙粒落地地面时具有相当大的动能,因而不但下落粒子本身有可能反弹起来继续跳跃前进,而且它的冲击作用还可能使下落点周围的一部分沙粒飞溅起来进入跳跃状态,从而引起一个连锁反应。这种连续的跳跃是跃移运动的主要特点。观测表明,粒径为 0.1—0.15mm 的沙粒最容易以跃移形式运动。吴正、凌裕泉^[15]的野外观测表明,随着风速的增大,气力输沙中跃移的比例虽略有增加,但变化不大,平均约占 3/4 左右 (见表 5),这一结果与 Bagnold 的研究一致。

沙粒沿地表的滚动或滑动称为表层蠕移运动。一般来说,粒径在 0.5—2.0mm 的沙粒都属于表层蠕移沙的范畴。Bagnold 在风洞中研究发现,蠕移的沙量通常约占总沙量的 1/4。

堀川和沈学汶根据各家实验数据列出了关于蠕移沙量占总沙量比例的一系列结果如下：Chepil发现 0.15—0.25mm 的沙子蠕移量占总沙量的 0.157，而对 0.25—0.87mm 的粒子则为 0.249；筱原和岩垣在野外发现上述比例为 0.065—0.116；堀川和沈学汶自己发现此值约为 0.20，且不受风速影响。

综上所述，风沙运动是以颗粒跃移运动为主要形式。

表 5 不同风速下气流中的跃移沙量和蠕移沙量
(根据新疆沙车的观测资料，引自吴正^[14])

2 m 高处风速 (m/s)	总输沙量 (g/min)	蠕 移		跃 移	
		沙量 (g/min)	%	沙量 (g/min)	%
5.0	0.78	0.24	31	0.54	69
6.0	1.39	0.31	22	1.08	78
7.0	2.53	0.59	23	1.94	77
8.0	4.05	0.82	20	3.23	80
9.0	6.10	1.15	19	5.04	81
10.0	9.42	1.86	19	7.56	81

风沙运动以跃移形式最为重要，不仅表现在跃移输沙通常占风沙的主体，而且还表现在总移运动和表层蠕移运动都与跃移运动有关，尤其是表层蠕移沙粒的动量主要来自跃移沙粒的冲击，此外，正如 Bagnold、Chepil、兹纳门斯基等所指出的那样，跃移沙粒的冲击是破坏沙地表面并造成风蚀的主要原因。因此，防止沙质地表风蚀和风沙危害的主要着眼点应放在防止沙粒的跃移运动上。鉴于此，深入认识沙粒跃移运动的特性就十分重要。

图 8 示出颗粒跃移运动的典型轨迹，其主要几何参数包括粒子起跳角 α_1 、起跳速度 V_1 、下落角 α_2 、下落速度 V_2 、跃移高度 h 和跃移距离 L 等。Bagnold^[2] 在推导输沙率公式时曾假设粒子起跳时的垂向速度具有摩阻速度 u_* 的量级，这一假设为后来的一些实验结果所证实^[44-46]。Owen^[10] 通过分析跃移区外气流速度的测量结果和风沙流自平衡机制，提出了跃移区外气流速度分布和气流在沙面上的剪切力的关系式，并在此基础上研究了均匀粒子在气流中的跃移运动，在忽略气流阻力的情况下得到粒子跃移的最大高度约为 $\frac{u_*^2}{2g}$ 量级。对

于实际的跃移粒子，由于存在空气阻力，跃移高度似乎应低于此值，但实验观测结果恰好相反。White & Schulz^[44] 分析了这一现象后指出，没有考虑粒子的旋转运动以及粒子由此受到的 Magnus 力是造成这一差异的主要原因。在此分析的基础上，他们对于一个特定工况 ($u_* = 39.6 \text{ cm/s}$) 进行了颗粒轨迹计算，并根据该工况下的高速摄影实验结果拟合了粒子从沙面上起跳时速度 V_1 、起跳角 α_1 和旋转角速度 ω_1 的经验关系式。虽然这些关系式经验性成分很重，也没有经过其它工况实验结果的检验，但这一工作仍然因为以下两点而具有重要意义：①它首次在较全面地考虑运动粒子受力的基础上研究粒子的跃移运动，此前的同类工作不仅没有考虑粒子的旋转及与之对应的 Magnus 力，对粒子所受的空气阻力也往往采用 Stokes 阻力这一简单的模型，有的学者甚至干脆忽略阻力作用；②它提出了一个由粒子下落

时的运动状态确定粒子起跳运动状态的经验模型，虽然还很粗糙，但为进一步研究沙面上起跳粒子的运动状态分布函数打下了一定基础*。

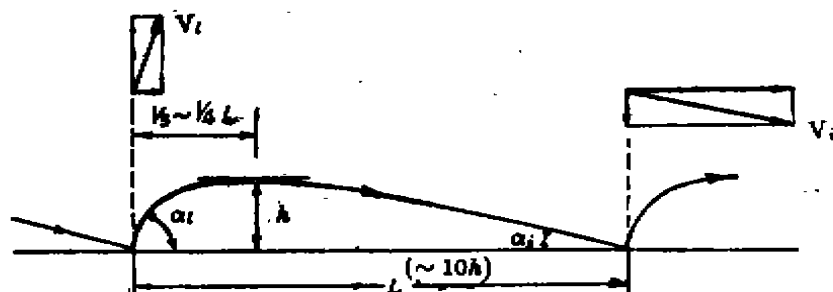


图9 典型的跃移运动轨迹 (引自 Bagnold^[21])

60年代航天领域关于火星、金星等行星表面地貌特征及其演化过程的兴趣，使得人们进行了大量的风洞实验和数值计算^[10,23,24,34,47-50]来探讨不同大气环境下颗粒的起动和跃移过程及其与风成地貌的关系。其中的风洞实验工作从以下两个方面提高了在实验室中模拟不同大气环境中风成地貌演化过程的能力：①采用并发展了一些较先进的测试技术，譬如采取高速摄影或多次曝光技术研究沙粒的跃移情况，以及采用高效率的粒子捕集器代替传统的粒子捕集器以提高输沙通量的测量精度等；②开展了对环境风洞实验所应满足的相似准则的讨论。数值计算工作则主要是通过计算结果与风洞实验结果的对比来检验和修正计算中所采用的颗粒受力模型，以期更准确地把握颗粒跃移运动轨迹。考虑到颗粒与床面碰撞后运动状态的改变往往具有很大的随机性，而颗粒在空中运动时所受的随机影响（气相湍流的影响）则很小（一般可以忽略），所以这类工作一般都只研究“颗粒在空中的运动”这一确定性问题，由此建立合适的颗粒受力模型，其具体做法是，先从风洞实验结果中选择数条清晰完整的颗粒运动轨迹，利用由这些轨迹计算出的颗粒起跳运动状态进行颗粒轨迹的数值计算，再将计算结果与实验结果反复对比来修正颗粒受力模型。

应当指出的是，研究粒子跃移机理及运动特性不仅对风沙物理学的研究具有重要意义，也是风雪流和泥沙运动研究中一个十分重要的内容。长期以来，许多学者对水流中粒子跃移运动^[57-60]和风雪流中雪粒的跃移^[26,61-63]进行了研究，这些成果对认识风沙流中沙粒运动特性都具有重要的借鉴意义。

5 宏观研究和细观研究的联系

以上我们主要回顾了1985年Aarhus会议之前风沙物理学的研究状况，从中我们看到，自Bagnold以来国内外众多学者从宏观和细观两个方面通过理论计算和实验的方法对风沙流这一复杂的地学问题进行了研究，获得了大量的观测结果，并由此拟合了大量的经验、半经验公式，建立了一些初步理论，从而在以上两节所讨论的6个专题上取得了相当的进展。

但是，我们也清楚地看到，这一时期内对风沙物理学的研究还缺乏一个完整的体系；表现在对以上各专题的研究彼此间缺乏联系，尤其是宏观研究和细观研究之间几乎没有联系。这

* 这一分布函数对研究风沙流结构至关重要，这一点我们在下文中还要详加阐述。

使得在这一时期，风沙研究工作者提供给工程界的只能是经验或半经验公式而缺乏相对完整的理论。严格来说，这些经验半经验公式只能在得到它们的条件下使用，外推到其他条件下使用可能造成相当大的误差，尤其是对风沙流这样一个受众多因素影响的物理问题更是如此。所以，仅仅依靠这些经验或半经验公式难以对实际的风沙流动进行预测并指导工程实践。基于此，有必要将现有的宏观、细观研究成果有机地结合起来建立一套相对完整的理论。

由于认识到截至本世纪 80 年代初的风沙研究存在着上述缺陷，自 Aarhus 会议以来，国外已有不少学者致力于建立关于风沙运动的完整的理论模型，并已取得不少有意义的结果^[69-80]。在我国，这方面似乎起步较晚，直到近一两年才见到少数学者有这方面的工作^[17,81]。

那么，究竟如何联系风沙流的宏观研究和细观研究呢？这就需要用到我们在前文中提到过的起跳粒子运动状态分布函数。不难想象，在较好地把握了单个粒子跃移情况的前提下，如果已知起跳粒子运动状态分布函数，则只要对服从这一分布函数的大量跃移粒子的运动情况作统计平均就能够得到风沙流中跃移粒子的宏观特性——包括跃移粒子浓度、速度和输运通量等沿高度的分布（这些正是我们所关心的风沙流结构！），并进而得到受粒子跃移影响的跃移层内气流速度的分布。从这个意义上说，起跳粒子的运动状态分布函数是联系风沙流宏观研究和细观研究的唯一途径，其重要性不言自明。

一般说来，起跳粒子运动状态分布函数可以用两种方法获取。一种方法是利用高速摄影或多次曝光技术进行沙粒跃移实验，从拍摄的照片上判读沙粒起跳时的运动状态，通过对大量沙粒的判读可以得到沙粒起跳运动状态分布频率。另一种方法是构造跃移颗粒与床面相互碰撞的数学模型，用以计算颗粒与床面碰撞后起跳粒子的运动状态，通过进行大量的碰撞计算，也可以得到起跳沙粒运动状态的分布。由于实验条件所限，一般不可能从跃移实验的照片上判读很多粒子，而且也不一定从照片上判读出粒子起跳时所有的运动状态量（譬如粒子的旋转角速度各分量的大小就不容易获得），所以用前一种方法获得的分布函数难免失真。另一方面，单纯从照片判读结果拟合分布函数往往只能得到一系列经验公式，它们不能解释实验条件的不同对分布函数的影响，这一点对总结普适的分布函数无疑是不利的。相比之下，先构造颗粒与床面相互碰撞的模型，再结合颗粒跃移轨迹的计算来研究颗粒连续跃移的做法是一条更为可取的技术路线。首先，采用这种做法既可以得到单次碰撞后起跳粒子所有的运动状态量，又可以得到远较判读照片为多的起跳粒子数据，所以由此拟合出的分布函数可能更接近真实，其次，可以在构造碰撞模型时考虑一些因素对碰撞效果的影响（譬如颗粒粒径、颗粒弹性、颗粒表面粗糙度甚至颗粒非球形度等的影响），也可以通过选择床面颗粒的排放方式来考察不同床面上碰撞效果的不同。所有这些尝试，只要配合相应的实验，都有助于理解颗粒与床面碰撞过程的机理。可以期望，沿着这一技术路线最终能够得到完善的碰撞模型，并由此得到普适的分布函数。

在 80 年代初期以前，许多学者进行过颗粒跃移轨迹的计算，但其中关于颗粒与床面的碰撞以及颗粒连续跃移的工作却不多见^[41]。逐渐地，人们认识到碰撞过程中的动量传递对于维持连续跃移是非常关键的，而且起跳颗粒的尺寸、速度分布无疑也是由碰撞过程决定的。因此，在 1980 年以后，相当多的兴趣转移到颗粒碰撞和床面响应上来。在 Aarhus 会议上，

Willetts & Rice 根据高速摄影实验结果对碰撞过程进行了一般性的描述, 他们的工作得到了 Nalpanis^[83] 利用多次曝光技术分析跃移颗粒轨迹高段的有关结果的支持。也是在 1985 年, Rumpel^[74] 探讨了床面几何形状对颗粒反弹速度矢量的影响。在这一工作中, 床面颗粒及跃移颗粒都被视为球形以方便有关的几何学处理。此外, 为了讨论方便起见, Rumpel 没有模拟床面颗粒的随机排列, 并假定床面颗粒不会因受冲击而产生移动。

可以说, 到了 1985 年人们对于碰撞中撞击颗粒的定性行为已有了一定了解, 但对于碰撞后床面颗粒的重新排列以及起跳颗粒的尺寸、速度分布还知之甚少。这以后, 人们的注意力更多地集中于研究床面颗粒对碰撞的响应。Willetts & Rice 把他们对碰撞过程的直接观测工作扩展到研究颗粒形状和床面倾斜度对碰撞过程的影响^[79,80], 发现颗粒形状对碰撞有显著影响, 即粒子球形度降低, 则入射角减小, 入射速度降低, 每次撞击中平均激起的粒子数量减少, 撞击对床面造成的扰动减小。对于球形度很低的粒子, 风力的直接作用在颗粒起动中仍占主要地位。

床面斜率的不同将导致同一粒子撞击床面时的入射角不同。Willetts & Rice 的结果显示碰撞角的变化将以多种方式影响碰撞结果。碰撞角增加, 颗粒反弹速度与入射速度之比降低; 颗粒起跳角增加; 反弹速度垂向分量随床面斜率的增加而增加; 碰撞中水平动量的损失随碰撞角的增大而增大, 而床面上被溅起颗粒的速度及其出射角随颗粒碰撞角的变化不明显。

Mitha 等^[79] 用粒径 4mm 的钢球作为床面粒子和碰撞颗粒对碰撞过程进行了直接观测。他们发现颗粒与床面碰撞后经常反弹, 并伴随有一定数量的床面溅射粒子。每次碰撞中床面上被溅起的粒子数量大约为 10 的量级, 这些粒子的起跳速度比颗粒入射速度低 1 个量级。他们还报告说, 溅射粒子速度与入射粒子速度或入射角的关联都可以忽略。

Werner & Haff^[77,78] 和 Anderson & Haff^[70] 对颗粒与床面的二维碰撞进行了数值研究, 并根据对比实验观测到的碰撞结果修正了各自的碰撞模型。他们的做法是, 把单一尺寸的圆片按某种规律排列在一定区域中构成床面, 让它接受空中落下的运动圆片的撞击, 并利用自己构造的碰撞模型对碰撞效果——碰撞后入射粒子和床面颗粒的运动状态——进行计算。这些工作虽然还有二维、颗粒尺寸单一、底床面粒子人为排布等局限性*, 但通过构造碰撞模型来研究颗粒-床面相互作用的思想无疑是值得肯定的。由于这类工作有可能得到适用于各种撞击速度、颗粒尺寸、降落角以及不同床面构造的碰撞模型, 而一旦有了这种普适的碰撞模型, 再结合颗粒运动受力模型和颗粒起动机理, 就可以构造完整的风沙流预测模型, 所以这方面的工作已经成为近年来风沙研究的热点之一, 三维运动和颗粒尺寸不单一情形的数值研究也已着手进行。

人们很早就从实际观测中发现, 一定风力下风对颗粒的输运能力是有限的。这是因为风沙流跃移系统会因风场和运动粒子的相互作用力而建立一种负反馈机制来控制系统输运颗粒的总量, 这种负反馈机制就是文献中所说的“风沙流自平衡机制”或“风沙流自动调节机制”^[17,82], 它的效果是在一定的风力下, 如果沙源充分, 风中携带的颗粒数量将维持在某

* 这些限制的引进几乎都是出于减小计算量的考虑。事实上, 在对碰撞过程进行数值模拟时, 往往还需要引进更多的限制以简化床面颗粒受撞击后的错位、松动情况的计算。譬如假设床面颗粒始终固定不动或者假定底床面仅由一层圆片构成等。随着计算机技术的飞速发展, 计算能力也在大幅度提高, 预计以上限制将逐一消除。

一个特定值（这时称风沙流达到平衡）。随着对颗粒跃移运动和碰撞特性两方面认识的深入，人们开始对这种自动调节机制进行量化以构造风沙流预测模型^[70-72,75,83-84]。

总的来说，风沙流预测模型的构造需要以下四方面的知识：

(1) 颗粒起动问题 主要是需要给出颗粒的流体起动速度的关系式，以及当风速超过该起动速度时单位时间内由风力直接作用造成的跃移粒子数的表达式。一般来说，两者的确定都需配合实验进行，有两点需要注意，①如何判别颗粒的起动？其中的问题是必须给出客观的定量化的判据，以便比较不同学者的实验结果。以往的做法大多是通过肉眼直接观测进行判断，偶然误差很大，而且不同学者的判断标准也差别甚大。1988年，Nickling^[86]采用激光技术考察了颗粒的起动。此实验是在风洞中进行的，离床面1mm处有平行于风向的激光束通过，当床面颗粒运动强到能穿过这一束激光时就会造成计数器计数。Nickling绘制了单位时间内沿流向单位长度内这种计数值与气流摩阻速度的对应曲线，并对多组颗粒尺寸进行了实验。他的实验方法使得对颗粒起动速度的判定有一个确定的定量化标准，而不再象以前只依靠主观估计“有一定数量的颗粒发生了运动”。②在风沙流系统中，究竟哪些粒子是受风力直接作用而产生运动的，而哪些粒子又是受跃移粒子的冲击作用而产生运动的，这是很难判别的。现行的做法主要有两种：

- 认为风沙流一旦形成，床面颗粒的运动就全部由跃移颗粒的冲击造成，不再考虑风场直接作用造成的床面颗粒运动。

- 认为风场直接作用造成的跃移粒子数正比于气流摩阻超过流体起动摩阻的部分，比例系数是待定的经验常数。

(2) 颗粒跃移运动的计算 这一部分需要解决的问题是建立运动颗粒的受力模型，然后在给定的风场下计算颗粒运动轨迹。相对于颗粒起动、颗粒与床面碰撞等问题，这部分的研究要成熟得多。现存的问题是，在建立运动颗粒的受力模型时，颗粒所受阻力和Magnus力等都是直接采用单相流体绕流孤立粒子的有关结果，但实际风沙流是多个运动颗粒共存于流场中，这种情形下每个粒子所受的力与单相流体绕流孤立粒子时粒子的受力有多大的偏差尚不得而知。

(3) 跃移颗粒与床面的相互作用及颗粒运动的统计平均 这一部分所要解决的问题是建立跃移颗粒与床面相互作用的普适模型，以便计算各种床面结构下运动颗粒以不同入射速度矢冲击床面的效果。有了这样的碰撞模型，就可以通过大量的碰撞计算获得起跳粒子运动状态分布函数。在风场给定的情况下，由颗粒跃移运动的计算可以得到以给定运动状态起跳的粒子在空中的运动情况，再把这些结果按起跳粒子运动状态分布函数作适当的统计平均，就能够得到给定的风场下颗粒运动的宏观特性，包括颗粒运动平均速度、浓度、脉动应力等的分布。

就目前的工作而言，这部分也存在两个问题：其一，目前关于跃移颗粒与床面相互作用的机理还不够清楚，因此在构造碰撞模型上还有很大的人为成分。一个看上去较为可靠而又不失简单性的模型可以根据二球体碰撞动力学作适当修正而得到^[47]，但与实际情况相比，这一模型中还存在相当多的近似假设，这些假设所带来的误差大小尚待实践检验。显然，今后还需花大气力研究颗粒与床面相互作用的机理，以便更好地指导碰撞模型的建立。其二，在对单个颗粒的运动作统计平均时，现有工作中绝大部分是直接按照颗粒起跳时运动状态的

分布函数作简单的加权平均, 笔者曾经指出^[17], 由于起跳状态不同的粒子在空中运动总时间不同, 作统计平均时还需要以粒子在不同的高度区间上的停留时间为权重, 即所谓“停留时间加权平均”。从目前的文献资料中看, 国内外其他各家学者尚未认识到采用这种平均算法的必要性, 因而他们的统计结果都存在问题。

(4) 运动颗粒对风场的反作用 颗粒受风力驱动而跃移, 必然会对风场产生反作用力, 当风场中运动颗粒达到一定数量后, 这种反作用力会明显地阻滞风场速度, 表现为有沙粒运动时床面的等效粗糙度增大。Ungar & Haff^[80] 在研究风沙流二维稳态解时第一次提出了将碰撞过程和风场修正显式地结合起来的数学模型, 具体做法是, 通过在气相微团受力平衡的 Reynolds 方程中添加颗粒作用于该微团的体积力项来体现颗粒对风场的反作用, 而颗粒运动造成的体积力的垂向分布是通过将床面以上各层中颗粒受到的气流的作用力求和而得到的。这其中的关键问题有两个, ①如何确定风场中运动颗粒的数密度分布? 颗粒作用于气相的体积力正比于当地运动颗粒的数密度, 而由颗粒运动统计平均只能得到颗粒数密度的相对大小, 参考点数密度的确定还需要额外的定解条件, 常见的做法是用床面上颗粒群脉动剪应力的大小^[9]或用单宽输沙率的经验公式^[17]作为这一定解条件, 问题在于这些定解条件都是经验或半经验公式, 如何得到客观的形式尚需进一步研究; ②如何确定风沙层中气相湍流的结构。现在一般的做法是采用单相流体的涡粘性模型进行模化, 但对涡粘性系数究竟如何受颗粒浓度的影响尚不清楚, 定性的结论是颗粒浓度越高气相涡粘性系数越小, 但定量结果还需结合实验进行总结, 现在各家学者使用的定量化公式有较大差异^[82]。

有了以上四方面的知识, 就可以对风沙流起动-发展-平衡的物理过程进行模拟, 从而预测出一定风力下风沙流的结构以及工程上最关心的单宽输沙率大小, Aarhus 会议以来, 已有不少学者开展过这类工作^[17,70,76,84,88], 而且越来越多的注意力正投向这里。

6 风沙流研究展望

近10年来风沙流的数值模拟工作取得了很大的进展, 尤其是建立了预测风沙流的理论框架(见上节所述)更令人鼓舞。但是从另一方面来看, 风沙运动的理论还很不成熟, 离实用要求还很远。我们认为今后的研究应从以下两方面着手:

(1) 进一步完善最基础的理论模型 目前的风沙运动理论研究几乎都是针对最简单的风沙流——平坦床面上的二维充分发展运动, 沙子由粒径和形状全同的颗粒组成——进行的。即使对于这种近乎理想的运动, 问题也尚未完全解决, 理论远未完备。例如颗粒与床面相撞的碰撞模型、风沙流内部的湍流结构、颗粒群在流场中的受力公式等都不成熟, 其中以碰撞模型研究中的问题最为突出。为了解决这些问题, 必须采用理论分析、数值计算和风洞实验相结合的方式, 通过理论分析与实验结果的反复比较来确定理论模型中的各参数。

理想化的流动虽然与实际情况相差甚远, 但通过对它的研究可以帮助我们认识风沙运动的普适机理。鉴于此, 我们认为, 下一步可以继续立足于研究最简单的风沙流系统, 采用尽可能多和尽可能先进的测量手段(如高速摄影、激光多普勒测速、皮托管测风速、颗粒浓度测量、颗粒捕集器测输沙通量等), 对风沙流结构做尽可能多和尽可能准确的测量, 以期得到一套完整的数据去指导计算模型的修正工作。之所以要如此, 是因为风沙流乃是一个受多种因素制约的复杂流动, 即便都是在风洞中做实验, 其结果也可能因实验条件的不同而有很

大的差异。在这种情况下，很难由几家的测量结果拼成一套完整的流场数据。总之，目前探索风沙流的普适机理时，应选择尽可能简单的系统作尽可能详尽和准确的考察。

(2) 将基础研究的成果尽快应用于工程实践 风沙运动理论从理想化到比较接近实际、从初级到高级的发展需要经过长期的努力，而工程实践中正提出越来越多有关风沙流的问题，所以应当尽量及时地将已取得的研究进展应用于工程实践。即使应用时需要引进许多假设，包含很多近似，也仍然可能对工程实践具有重要的指导意义。为此，需要将实际问题进行适当的分解，使每个子课题都比较接近理想流动。我们认为，以下两部分研究内容是很有实际意义的：

- 与水平面成某一倾角的无限大平坦沙漠上的风沙流结构 这主要是考虑床面斜率对碰撞入射角的影响。

- 风沙流对地形突变的适应过程的研究 第一步工作是研究已充分发展风沙流遇到床面倾角突变后过渡到新的充分发展态的过渡过程。

参 考 文 献

- 1 Gondie A S. Dust storms and their geomorphological implication. *Journal of Arid Environments*, 1 (1978) : 291—311
- 2 Bagnold R A. *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*. Methuen & Co. Ltd., London (1941). 钱宁, 林秉南译, 风沙和荒漠沙丘物理学. 科学出版社, 北京 (1959)
- 3 Chepil W S. Dynamics of wind erosion (Part I to V). *Soil Sci.*, 60 (1945) : 305—320, 397—401, 475—480; 61 (1946) : 167—177, 257—263
- 4 Chepil W S. Properties of soil which influence wind erosion (Part I to V). *Soil Sci.*, 69 (1950) : 146—162, 403—414; 71 (1951) : 141—153; 72 (1951) : 387—401, 465—478
- 5 Chepil W S. Wind erodibility of farm fields. *J. Soil and Water Conser.*, 14 (1959) : 214—219
- 6 Chepil W S, Woodruff N P. The physics of wind erosion and its control. *Advances in Agronomy*, 15 (1963) : 211—302
- 7 Zingg A W. A study of the movement of surface wind. *Agr. Eng.*, 30 (1949) : 11—13, 19
- 8 Zingg A W. Wind tunnel studies of the movement of sedimentary materials. In: *Proceedings 5th Hydraulic Conference*, Bull. 24, Univ. of Iowa, Iowa city (1953) : 111—135
- 9 Owen P R. Saltation of uniform grains in air. *J. Fluid Mech.*, 20, 2 (1964) : 225—242
- 10 Greeley R, Iversen J D. *Wind as a Geological Process on Earth, Mars, Venus and Titan*. Cambridge University Press, Cambridge (1985)
- 11 Barndorff-Nielsen O E, et al (eds). *Proceedings of the International Workshop on the Physics of Blown Sands*, Univ. of Aarhus, Aarhus, Denmark (1985)
- 12 Kiyoshi Horikawa, Shen H W (沈学汶). Sand movement by wind action (on the characteristics of sand traps). *U. S. Beach Erosion Board Tech. Mem.*, 119 (1960) : 51
- 13 Kawamura R. Study on sand movement by wind. *Report, Institute Sci. & Tech.*, Univ. Tokyo, 5, 3 (1951) : 95—112
- 14 吴正. 风沙地貌学, 科学出版社, 北京 (1987)
- 15 吴正, 凌裕泉. 风沙运动的若干规律及防止风沙危害问题的初步研究. *治沙研究*, 7 (1965)
- 16 刘振兴. 关于风沙问题的研究 (1) : 近地层湍流大气中砂的传输. *气象学报*, 31, 1 (1960) 75—83
- 17 董飞. 定常二维充分发展的风沙流的数值模拟. 中科院力学所硕士论文 (1994)
- 18 兹纳门斯基. 沙地风蚀的实验研究和沙堆防止问题 (中译本). 科学出版社, 北京 (1960)
- 19 O'Brien M P, Rindlaub B D. The transportation of sand by wind. *Civil Engin.*, 5 (1936)
- 20 Dynnin A K. Solid flux of snow-bearing air flow. *Tr. Transp. Energ. Inst. Akad. Nauk SSSR Sib. Otd.*, 4 (1954) : 71—88 (Translated from Russian by G. Belkov, *NRC Tech. Transl.*, 1102 (1954) : 25
- 21 Dynnin A K. Fundamental of the theory of snow drifting. *Izv. Sib. Otd. Akad. Nauk SSSR*, 12 (1959) : 11—24. (Translated from Russian by G. Belkov, *NRC Tech. Transl.*, 952 (1961))
- 22 Kind R J. A critical examination of the requirements for model simulation of wind-induced

- erosion/deposition phenomenon such as snow drifting. *Atmospherical Environment*, **10** (1976) : 219—227
- 23 Ivarsen J D, Greeley R, White B R, Pollack J B. The effect of vertical distortion in the modeling of sedimentation phenomena; martian crater wake streaks. *J. Geophys. Res.*, **81**, 26 (1976) : 4846—4856
- 24 Maegley W J. Saltation and martian sandstorms. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, **14**, 1 (1976) : 135—142
- 25 Lettau K, Lettau H H. Experimental and micro-meteorological field studies of dune migration. In: Lettau H H, Lettau K (eds). *Exploring the World's Driest Climate*. Institute for Environmental Studies, Univ. of Wisconsin-Madison (1978) : 264
- 26 Schmidt R A. Properties of blowing snow. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, **20**, 1 (1982) : 39—44
- 27 赵性存, 赵德林, 王书彦. 大气沙尘的测定和分析研究. *中国沙漠*, **2**, 1 (1982) : 13—20
- 28 马世威. 风沙流结构的研究. *中国沙漠*, **8**, 3 (1988) : 8—23
- 29 自建友, 董光荣, 李长治. 风洞与野外输沙率的分析和讨论. *中国沙漠*, **8**, 3 (1988) : 23—30
- 30 贺大良. 输沙量与风速关系的几个问题. *中国沙漠*, **13**, 2 (1993) : 14—17
- 31 吴正, 刘贤万. 风沙运动的多相流研究现状及展望. *力学与实践*, **3**, 1 (1981) : 8—11
- 32 贺大良, 刘大有. 跃移沙粒起跳的受力机制. *中国沙漠*, **9**, 2 (1989) : 14—22
- 33 Hiest G R, Nichola P W. 关于细颗粒的风蚀作用. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **40**, 2 (1959)
- 34 Iversen J D. Saltation threshold mechanics. In: Farouk El-Baz, Hassan M H A. (eds). *Physics of Desertification*. Dordrecht, Nijhoff (1986) : 344—360
- 35 凌裕泉, 吴正. 风沙运动的动态摄影实验. *地理学报*, **35**, 2 (1980) : 174—181
- 36 贺大良, 高有广. 沙粒跃移运动的高速摄影研究. *中国沙漠*, **8**, 1 (1988) : 18—29
- 37 Hudson N W. *Soil Conservation*. Batsford, London (1971)
- 38 Bisal F, Nielsen K C. Movement of soil particles in saltation. *Can. J. Soil. Sci.*, **42** (1962) : 81—86
- 39 Lyles L, Krauss R K. Threshold velocities and initial particle motion as influenced by air turbulence. *Trans. ASAE*, **14**, 3 (1971)
- 40 Saffman P G. The lift on a small sphere in a slow shear flow. *J. Fluid Mech.*, **22** (1965) : 385—400
- 41 Чапыжк. 气溶胶力学. 顾震潮等译, 科学出版社, 北京 (1960) : 346—350
- 42 戚隆溪, 陶锋, 陈启生. 土壤侵蚀的流体力学机制 (II) : 风蚀. IMCAS STR-94005
- 43 贺大良, 自建友. 降水对起沙风速的影响. *中国沙漠*, **8**, 4 (1988) : 18—26
- 44 White B R, Schulz J C. Magnus effect in saltation. *J. Fluid Mech.*, **81** (1977) : 497—512
- 45 刘绍中, 杨绍华, 凌裕泉. 沙粒跃移模型及其数值分析. *计算物理*, **2**, 4 (1985) : 443—453
- 46 刘贤万. 颗粒运动及其数理简析. *中国沙漠*, **13**, 2 (1993) : 1—8
- 47 Ryan J A. Notes on the martian yellow clouds. *J. Geophys. Res.*, **69**, 18 (1964) : 3759—3770
- 48 Catts J A, Smith R S U. Eolian deposits and dunes on mars. *J. Geophys. Res.*, **78**, 20 (1973) : 4139—4154
- 49 Conrath B, Curran R, et al., Atmospheric and surface properties of mars obtained by infrared spectroscopy on mariner 9. *J. Geophys. Res.*, **78**, 20 (1973) : 4267—4278
- 50 White B R, Greeley R, Iversen J D, Pollack J B. Estimated grain saltation in a martian atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **81**, 32 (1976) : 5643—5650
- 51 White B R. Soil transport by winds on mars. *J. Geophys. Res.*, **84**, B9 (1979) : 4643—4651
- 52 White B R. Two-phase movement of saltating turbulent boundary layer flow. *Int. J. Multiphase Flow*, **8**, 5 (1982) : 459—473
- 53 Greeley R, Leach R N et al., Rate of wind abrasion on mars. *J. Geophys. Res.*, **87**, B12 (1982) : 10009—10024
- 54 Iversen J D. Aeolian processes in the environmental wind tunnel and in the atmosphere. In: Farouk El-Baz, Hassan M H A. (eds). *Physics of Desertification*. Dordrecht, Nijhoff (1986) : 318—321
- 55 Iversen J D. The aeolian wind tunnel—saltation similitude. In: Farouk El-Baz, Hassan M H A. (eds). *Physics of Desertification*. Dordrecht, Nijhoff (1986) : 372—384
- 56 Ellwood J M, Evans P D, Wilson I G. Small scale aeolian bedforms. *J. Sediment. Petro.*, **45** (1975) : 554—561
- 57 Bagnold R A. The nature of saltation and of 'bed-load' transport in water. *Proc. R. Soc. London*,

- Series A, 332 (1973) : 473—504
- 58 Francis J R D. Experiments on the motion of solitary grains along the bed of a water-stream *Proc. R. Soc. London, Series A*, 332 (1973) : 442—471
- 59 惠遇甲, 胡春宏. 水流中颗粒跃移的运动学特征. *水利学报*, 12 (1973) : 59—64
- 60 胡春宏. 水流中推移质颗粒跃移规律的力学和统计分析. 清华大学博士学位论文 (1989)
- 61 Sommerfeld R, Businger J A. The density profile of blown snow, *J. Geophys. Res.*, 70, 14 (1965) : 3303—3306
- 62 Businger J A. Eddy diffusion and settling speed in blown snow, *J. Geophys. Res.*, 70, 14 (1965) : 3307—3313
- 63 Radok U. Snow drifting, *J. Glaciology*, 19, 81 (1977) : 123—139
- 64 Iversen J D. Drifting-snow similitude—transport-rate and roughness modeling, *J. Glaciology*, 26, 94 (1980) : 393—403
- 65 Tabler R D. Self-similarity of wind profiles in blowing snow allows outdoor modeling, *J. Glaciology*, 26, 94 (1980) : 421—433
- 66 Schmidt R A. Threshold wind-speeds and elastic impact in snow transport, *J. Glaciology*, 26, 94 (1980) : 453—467
- 67 Masao Takeuchi. Vertical profile and horizontal increase of drift-snow transport, *J. Glaciology*, 26, 94 (1980) : 481—492
- 68 Pomeroy J W, Gray D M. Saltation of snow, *Water Resources Research*, 26, 7 (1990) : 1583—1594
- 69 Anderson R S. Eolian sediment transport as a stochastic process: the effects of a fluctuating wind on particle trajectories, *J. Geol.*, 95 (1987) : 497—512
- 70 Anderson R S, Haff P K. Simulation of eolian saltation, *Science*, 241 (1988) : 820—823
- 71 Anderson R S, Haff P K. Wind modification and bed response during saltation of sand in air, *Acta Mech.* (Suppl.), 1 (1991) : 21—51
- 72 McEwan I K, Willetts B B. Numerical model of the saltation cloud, *Acta Mech.* (Suppl.), 1 (1991) : 53—66
- 73 Mitha S, Tran M Q, Werner B T, Haff P K. The grain-bed impact process in aeolian saltation, *Acta Mech.*, 63 (1986) : 267—278
- 74 Rumpel D A. Successive eolian saltation: studies of idealize collisions, *Sedimentology*, 32 (1985) : 267—280
- 75 Sorensen M. An analytic model of wind-blown sand transport, *Acta Mech.* (Suppl.), 1 (1991) : 67—81
- 76 Werner B T. A steady-state model of wind-blown sand transport, *the Journal of Geology*, 1 (1990) : 1—17
- 77 Werner B T, Haff P K. A simulation study of the low energy ejecta resulting from single impacts in eolian saltation, In: Arndt R E A, Stefan H G, et al, (eds), *Advancements in Aerodynamics, Fluid Mechanics, and Hydraulics*. ASCE, New York (1986) : 337—345
- 78 Werner B T, Haff P K. The impact process in aeolian saltation: two-dimensional simulations, *Sedimentology*, 35 (1988) : 189—196
- 79 Willetts B B, Rice M A. Collision in aeolian transport: the saltation/creep link. In: Nickling W G (ed). *Aeolian Geomorphology*. Allen and Unwin, Boston (1986) : 83—100
- 80 Willetts B B, Rice M A. Collision in aeolian saltation, *Acta Mech.*, 63 (1986) : 255—265
- 81 邹学勇等. 风沙流结构中起跃沙粒垂直初速度分布函数. *科学通报*, 23 (1992) : 2175—2177
- 82 Anderson R S, Sorensen M, Willetts B B. A review of recent progress in our understanding of aeolian sediment transport, *Acta Mech.* (Suppl.), 1 (1991) : 1—19
- 83 Nalpanis P, Hunt J C R, Barrett C F. Saltating particles over flat beds, *J. Fluid Mech.*, 251 (1993) : 661—685
- 84 McEwan I K, Willetts B B. Adaptation of the near-surface wind to the development of sand transport, *J. Fluid Mech.*, 252 (1993) : 99—115
- 85 Nickling W G. The initiation of particle movement by wind, *Sedimentology*, 35 (1988) : 499—511
- 86 Ungar J, Haff P K. Steady state saltation in air, *Sedimentology*, 34 (1987) : 289—299

ADVANCES AND TENDENCY IN UNDERSTANDING OF WIND-BLOWN SAND MOTION

Dong Fei Liu Dayou

Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing 100080

He Daliang

Institute of Desert Research, Academia Sinica, Lanzhou 730000

Abstract The progress in the understanding of wind-blown sand motion is extensively reviewed in this paper. After a systematical summary on the study before the Aarhus Workshop, the recent theoretical work is introduced at length. Comparisons and comments are also presented. In the end, the future directions of research are outlined.

Keywords *wind-blown sand motion; macroscopic study; microscopic study; statistical analysis*