

梅凡民, 杨倩文, 李旺, 等. 风沙跃移解析模型的建模思路及存在问题[J]. 中国沙漠, 2024, 44(4): 14-23.

风沙跃移解析模型的建模思路及存在问题

梅凡民^a, 杨倩文^a, 李旺^a, 苏进^b

(西安工程大学 a. 环境与化学工程学院, b. 理学院, 陕西 西安 710048)

摘要: 以 Bagnold 模型、Sørensen 模型和 Pähtz-Kok-Herrmann 模型(PKH 模型)为样本, 分析了跃移通量解析模型的发展趋势、建模思路及存在问题。与 Bagnold 模型不同, Owen 类模型的建模包括风廓线方程与颗粒群运动学特征方程的参数化求解等环节。Sørensen 模型以反映气固耦合过程的跃移轨迹方程的参数化求解为主要的建模策略。PKH 模型分别以气流流量传递方程、能量传递方程及风廓线方程的参数化求解为建模策略, 在表观粗糙度、粒载切应力垂直衰减廓线及冲击起动的定量表达等方面取得了重要的进展。改进跃移观测的准确度、进一步理解跃移通量变化的峰值现象、充分考虑多尺度湍流对跃移通量的影响等, 是发展解析模型的潜在途径。

关键词: 跃移通量; 风沙颗粒; 建模思路; 表观粗糙度; 粒载切应力

文章编号: 1000-694X(2024)04-014-10

DOI: 10.7522/j.issn.1000-694X.2024.00006

中图分类号: P931.3

文献标志码: A

0 引言

作为干旱与半干旱地区重要的近地层物理过程, 风沙跃移不仅塑造了形态多样的风蚀与风积地貌^[1], 也通过溅击释放的矿质粉尘的输送与沉积影响大气环境与海洋环境^[2], 并进一步关联到气候系统的变化^[3], 因而风沙跃移具有全球性的环境效应。

为了定量地认识风沙跃移过程, 前人提出了诸多基于量纲分析的解析模型^[1,4-17]。近年来, 随着计算资源的提升, 基于大涡模拟的数值方法得到了迅速发展, 已经成为理解风沙物理机理的利器^[18-24]。同时, 高时间分辨率的风沙过程观测结果也极大地促进了人们对风沙两相流过程的理解^[25-37]。在数值计算和高精度风沙实验成果不断累积的时代背景下, 本文拟通过剖析这些模型的建模思路和发展趋势, 以期在新的研究背景下为推进解析模型的发展提供借鉴和参考。

1 解析模型的发展概况

Bagnold^[1]利用边界层理论、量纲分析方法和风洞实验观测, 建立了第一个跃移通量的解析模型, 为后续建模工作提供了最基本的框架。Bagnold 模

型优点在于通过最简练的假设(尽管此假设与实际存在出入)阐明了边界层摩阻风速与跃移通量的定量关系。之后的模型都考虑了起动摩阻风速对跃移通量的影响^[4-17], 其中以 Owen 模型为代表, 它利用粗糙床面湍流切应力分解的原理、气流与跃移轨迹相互作用的机理来修正 Bagnold 模型, 成为后续解析模型发展的蓝本, 故称此类模型为 Owen 类模型^[6-17]。

Owen 类模型主要进展是揭示了无量纲跃移通量随着无量纲摩阻风速增加具有先增后减的峰值现象^[8-9,11,18], 即随着摩阻风速的提高, 无量纲的跃移通量在中等无量纲摩阻风速下达到峰值。这意味着在较高摩阻风速下跃移通量增加趋势小于摩阻风速的增加趋势。

Bagnold 模型和 Owen 类模型拥有相同的基本假设: 稳恒的流场、平坦的床面、粒径相同的球形沙粒、静止床面风廓线对数律、气固两相流互馈等。解析模型都可以用公式(1)来概括:

$$Q = C \frac{\rho_a}{g} u_{*s}^3 f(u_{*r}, u_{*s}) \quad (1)$$

式中: Q 为跃移通量; C 为经验常数; ρ_a 为气流密度; u_{*s} 为跃移床面的摩阻风速; $f(u_{*r}, u_{*s})$ 为起动摩阻风速

收稿日期: 2023-12-08; 改回日期: 2024-01-06

资助项目: 陕西省自然科学基金项目(2021JM-448)

作者简介: 梅凡民(1968—), 男, 陕西高陵人, 博士, 教授, 主要从事风沙多相流力学与大气环境研究。E-mail: meifanmin@xpu.edu.cn

的函数。Bagnold模型用来预测起动摩阻风速以上的跃移强度,因而 $f(u_*) = 1$ 而Owen类模型对应小于1的数值。

在Owen类模型中,Sørensen模型^[11]和Pähtz-Kok-Herrmann模型(PKH模型)^[15]对跃移颗粒流与跃移边界层风速的互馈机理进行了精细的参数化表达,鉴于它们可能对后续的解析建模思路发展有着重要的参考作用,本文选择以这两个模型作为Owen类模型分析的样本。

2 建模思路分析

为了说明跃移通量模型建模思路的发展趋势,这里分别以Bagnold模型^[1]、Sørensen模型^[11]和PKH模型^[15]作为分析样本,其中后两个模型都属于Owen类模型。

2.1 Bagnold模型^[1]

Bagnold模型首先给出中性层结静止床面的对数廓线方程:

$$U(z) = 5.75u_* \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (2)$$

式中: $U(z)$ 是 z 高度的风速; u_* 为摩阻速度,代表常应力边界层平均的湍流切应力; z_0 为静止床面的空气动力学粗糙度。公式(2)预测的数值是经典的中性层结对数风廓线方程的2倍多^[38]。

根据风洞实验观测数据,Bagnold给出跃移床面的风廓线方程:

$$U(z) = 5.75u_{*s} \ln\left(\frac{z}{z_k}\right) + U_i(z_k) \quad (3)$$

式中: u_{*s} 为跃移时的摩阻风速; z_k 为跃移时风廓线的焦点/节点高度(focus, kink),所谓焦点或结是指多条风廓线在靠近床面附近的交互点,意味着不论风强多高,跃移达到稳态时在节点高度风速一致(风动量被大量运动沙粒群吸收所致)。 U_i 是指在焦点高度对应的起动风速:

$$U_i(z) = 5.75A \sqrt{\frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a}} g d_p \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (4)$$

式中: A 为经验常数; d_p 为沙粒直径; ρ_a 和 ρ_s 分别是气流和沙粒的密度。公式(4)由临界切应力定义和量纲分析推导而来。

需要说明的是,后续的一些研究并未发现明显的Bagnold结^[39-41]。这个差异与床面特征和边界层流的特征有关,也暗示着跃移过程风廓线的复

杂性。

在边界层建模的基础上,Bagnold模型对多样性的沙粒轨迹进行了抽象,假定跃移沙粒都是粒径相同的球形颗粒且在任何风况下都有同样的轨迹,并称此轨迹为特征轨迹(Characteristic path)。特征轨迹的高度被认为与风廓线的Bagnold结的高度一致。

具体地,设单个沙粒粒径为 d_p ,质量为 m_p ,起跳水平速度和垂直速度分别为 u_{pi} 和 v_{pi} ,入射的水平速度和垂直速度(或称为碰撞速度)分别为 u_{pi} 和 v_{pi} ,跃距为 l , u_{pi} 被认为很小可以忽略(这个假定仅对部分溅射颗粒成立)。气流输送沙粒在单位时间、单位长度、单位宽度损失的动量 MN_L 可表示为:

$$MN_L = Q \frac{u_{pi} - u_{pl}}{l} \approx Q \frac{u_{pi}}{l} \quad (5)$$

MN_L 被认为是运动沙粒对气流的阻滞效应,等价于湍流切应力输送沙粒消耗的动量,因而公式(5)可转换为公式(6):

$$Q \frac{u_{pi}}{l} = \rho_a u_{*s}^2 \quad (6)$$

考虑到公式(6)左边的第二项与 g/v_{pi} 具有相同的量纲,则公式(6)可变化为公式(7):

$$Q \frac{g}{v_{pi}} = \rho_a u_{*s}^2 \quad (7)$$

Bagnold模型进一步假定 $v_{pi} = \mathcal{B}u_{*s}$,其中 \mathcal{B} 为无量纲的经验常数,仅与沙粒的本质有关,于是公式(7)可推导为公式(8):

$$Q = \mathcal{B} \frac{\rho_a U_s^3}{g} \quad (8)$$

鉴于蠕移颗粒输送强度与气流拖曳力无关而实测的蠕移通量约为整体输沙率的1/4,于是公式(8)可表示为公式(9):

$$Q = \frac{3}{4} \mathcal{B} \frac{\rho_a u_{*s}^3}{g} \quad (9)$$

由于实际沙粒粒径分布非均一性特征,公式(9)被调整为公式(10):

$$Q = C \sqrt{\frac{d_p}{D}} \frac{\rho_a u_{*s}^3}{g} \quad (10)$$

公式(10)为经典的Bagnold模型,其中均一沙 $C=1.5$,天然分选的沙丘沙 $C=1.8$,广泛粒径分布的混合沙 $C=2.8$, D 为标准粒径。

Bagnold模型成功的关键是假设了沙粒垂直起跳速度与摩阻风速成正比,此假定被后续实验观测所证实^[42]。由此可见,量纲分析成功的核心在于对

关键参数背后的力学机制的高度概括。

与 Bagnold 模型对沙粒起跳速度和跃距假定不同的是, White 模型直接把这 2 个参数与摩阻风速和起动摩阻风速关联^[9], 也取得了不错的模拟结果, 因而此思路可为后续建模提供参考。

2.2 Sørensen 模型^[11]

和 Bagnold 模型相比较, Sørensen 模型没有预先假定风廓线及颗粒运动轨迹而是在 Owen 模型建模思路的基础上^[11], 通过沙粒跃移轨迹的建模方法以刻画跃移颗粒群对气流的反馈特征, 进而构建跃移通量与跃移边界层动量传输的关系。这里重点回顾沙粒轨迹建模的思路。

与一般的气固两相流耦合的数值模型不同, Sørensen 模型假定气流拖曳力和颗粒与气流相对速度成正比^[11], 这样单个沙粒的水平 and 垂直运动方程可以分别用公式(11)和公式(12)来表示:

$$m_p \ddot{x} = \zeta(U(z) - \dot{x}) \quad (11)$$

$$m_p \ddot{z} = \zeta \dot{z} - \dot{m}_p g \quad (12)$$

假定比例常数 ζ 受颗粒惯性即 m_p 的影响, 并存在颗粒速度变化滞后于风速垂直变化的滞后时间 t_* , 这样基于量纲分析方法则有 $\zeta = m_p/t_*$ 。相应地, 公式(11)和公式(12)就成为可求解的常微分方程, 这是该模型对气流拖曳力做上述假定的巧妙之处。为了获得公式(11)和公式(12)的定解, 需要假定沙粒起跳速度作为初值, 可用粒-床碰撞过程的溅射函数来估计。另外, 上述方程求解中涉及的 $U(z)$ 从经典的动量输运方程获得。综上分析, 就可以根据公式(11)和公式(12)求出特征轨迹的跃距 l 。

在上述基础上, 利用 Owen 关于单位时间单位面积的沙粒移出率 (dislodgement rate) 的假定及跃距 l , 就可以得到公式(13):

$$\frac{Qg}{\rho u_{*s}^3} = \left(1 - \frac{u_{*t}^2}{u_{*s}^2}\right) \left(a_s + b_s \frac{u_{*t}^2}{u_{*s}^2} + c_s \frac{u_{*t}}{u_{*s}}\right) \quad (13)$$

这里假定 a_s, b_s, c_s 是与摩阻风速无关的经验常数, 它们受沙粒的粒径大小及分布特征、形状和床面颗粒堆积结构等因素的影响^[11]。需要说明的是, 上述的经验常数是根据风洞实验结果拟合而来的^[11]。

2.3 PKH 模型^[15]

除了包含解析模型的基本假设外, PKH 模型拥有最少假设, 这为该模型深刻地揭示跃移输送规律奠定了重要的基础。

2.3.1 有关物理量的定义

该模式构建首先从颗粒流密度、单位面积输送质量与跃移通量的定义开始。令 $\Omega_1(z)$ 、 $\Omega_2(z)$ 和 $\Omega(z)$ 分别是 z 高度处上行 (upward)、下行运动 (downward) 和总的颗粒流密度 (单位体积的颗粒流质量), 则单位面积跃移层颗粒流输送质量 M 可表示为:

$$M = \int_0^\infty \Omega(z) dz \quad (14)$$

值得注意的是, 这里不再需要预先假定跃移达到稳态时 $\Omega_1 = \Omega_2$ ^[41]。同时, 在平均水平拖曳力的计算中, 该模型还考虑了 Ω_1 与 Ω_2 的权重系数对其影响, 这使得该模式在上述细节上与实际情形可能更为接近。

相应地, 跃移通量 Q 可以表示为:

$$Q = \int_0^\infty \Omega(z) v_x(z) dz \approx MV \quad (15)$$

式中: $v_x(z)$ 是指 z 高度颗粒流平均的水平速度。鉴于跃移颗粒流的平均水平速度比垂直速度高一个数量级, 因而这里用平均颗粒速度 V 近似地代替 v_x 。

PKH 模型通过气流动量、能量传递方程及风廓线方程的参数化求解, 逐步建立了跃移边界层动量输送有关的物理量如 u_{*s} 、 u_{*t} 、 z_{0s} 、 z_0 、 ρ_a 及颗粒流特征的参数如 d_p 、 ρ_p 、 V 及 Q 之间的解析方程。

2.3.2 构建跃移输送过程中气流动量与能量传递方程

PKH 模型分别从动量传递和能量传递的角度定量地描述了跃移颗粒流与气流互馈作用机制, 首先引入气流输运颗粒流的动量传递方程:

$$\frac{d \int_0^{\Theta_t} \Omega_{1(2)} v_{1(2)} d\Theta}{dt} = \int_0^{\Theta_t} I_{1(2)} d\Theta \quad (16)$$

式中: Θ_t 为在上行(下行)平均颗粒速度 $I_{1(2)}$ 的情况下在时间 t (完成一个轨迹)内气流作用于颗粒流的体积, v 为颗粒流速度(下脚标 1 或 2 分别代表上行或下行)。此式为恒等式而非经验公式, 相当于平均动量对时间微分为气流拖曳力 $I_{1(2)}$ 。需要注意的是, 这里 $I_{1(2)}$ 的量纲是气流作用于单位体积上的力。

为了求解公式(16), 模型利用雷诺动量输运定理来对公式(16)左边的被积函数进行表达。根据跃移两相流达到稳态时流体动量输运对时间和空间的变率为零的特征, 得到上行或下行运动颗粒流对应的水平和垂向拖曳力:

$$\frac{d(\Omega_{1(2)} v_{z1(2)} v_{x1(2)})}{dz} = I_{x1(2)} \quad (17)$$

$$\frac{d(\Omega_{1(2)} v_{z1(2)} v_{z1(2)})}{dz} = I_{z1(2)} \quad (18)$$

对公式(17)和公式(18)进行积分,则分别得到公式(19)和公式(20):

$$\tau_s(z) = \phi(z) \Delta v_x(z) = \int_z^\infty I_x(z') dz' \quad (19)$$

$$p_s(z) = \phi(z) \Delta v_z(z) = \int_z^\infty I_z(z') dz' \quad (20)$$

式中: $\tau_s(z)$ 和 $p_s(z)$ 分别为 z 高度的粒载切应力和法向剪切应力; $\phi(z)$ 为垂直输送质量通量; $\Delta v_x(z)$ 和 $\Delta v_z(z)$ 分别为下行与上行运动颗粒流的平均水平及垂直速度差:

$$\phi(z) = \frac{\Omega(z) v_{z2}(z) v_{z1}(z)}{\Delta v_z(z)} \quad (21)$$

$$\Delta v_x(z) = v_{x2}(z) - v_{x1}(z) \quad (22)$$

$$\Delta v_z(z) = v_{z2}(z) - v_{z1}(z) \quad (23)$$

对于公式(19)和公式(20)中涉及的水平和法向拖曳力,PKH模型对它们分别做了简化处理,其中水平拖曳力(作用于单位体积上的力)的计算采用经典拖曳力公式进行换算:

$$I_x = \frac{3\Omega \langle c_d(v_r) v_r v_{rx} \rangle}{4\zeta d_p} \quad (24)$$

式中: $\langle \rangle$ 为基于颗粒流质量密度权重系数的平均; ζ 为单个颗粒与气流密度的比值; v_r 和 v_{rx} 分别为气流与颗粒流的速度差及水平速度差。同时,忽略垂直速度差引起的拖曳力改用浮力代替法向拖曳力。

根据公式(19)~(24)并对公式(19)~(20)右端进行积分运算,则可计算床面处气流的水平和垂直拖曳力:

$$\tau_s(0) = \frac{3M \langle c_d(v_r) v_r v_{rx} \rangle}{4\zeta d_p} \quad (25)$$

$$p_s(0) = M\tilde{g} \quad (26)$$

式中: $M = \int \phi(z) dz$,与公式(1)本质相同;下划线代表基于上行与下行颗粒流密度权重的均值; $\tilde{g} = (\rho_p - \rho_a)g/\rho_a$ 。

当气固两相流达到稳态时, $\langle v_r \rangle$ 和 $\langle v_r v_{rx} \rangle$ 均可以看作是不随摩阻风速变化的常数。同时用公式(26)除以公式(25),可得到公式(27)。该公式意味着颗粒流所受垂直作用力和水平的比值为不随平均摩阻风速变化的常数 α :

$$\alpha = \frac{4\zeta g d_p}{3 \langle c_d(v_r) v_r v_{rx} \rangle} \approx \frac{4\zeta g d_p}{3 c_{cl} c_d(V_r) \bar{V}_r^2} \quad (27)$$

式中: $c_{cl} \approx 1$ 是修正系数; $V_r \approx V_{rx}$,为气流与颗粒流平均速度差,可看作是不随摩阻风速变化的常数。根据前人提出的解析模式预测的入射-反弹过程中平均的垂直速度差值与水平速度差值的比值,PKH模型以此比值作为 α 的数值。即垂直动量差值与水平动量差值的比值代表了气固耦合过程中水平动量和垂直动量的传递规律。由于 α 是已知的,这样就可以利用公式(27)求出 V_r ,这也意味着通过 α 与 V_r 等反映气固耦合规律的参数化方案是解析模型构建可借鉴的思路。

为了描述气固两相流耦合过程中气流能量向颗粒流传递的特征,PKH模型建立了气流水平和垂直拖曳力对颗粒流做功强度的(work rate)方程(28)和方程(29):

$$\frac{d(\Omega_1 v_{z1} v_{x1})}{2dz} = I_{x1} \Omega_1 v_{z1} v_{x1} \quad (28a)$$

$$\frac{d(\Omega_2 v_{z2} v_{x2})}{2dz} = I_{x2} \Omega_2 v_{z2} v_{x2} \quad (28b)$$

$$\frac{d(\Omega_1 v_{z1} v_{z1})}{2dz} = I_{z1} \Omega_1 v_{z1} v_{z1} \quad (29a)$$

$$\frac{d(\Omega_2 v_{z2} v_{z2})}{2dz} = I_{z2} \Omega_2 v_{z2} v_{z2} \quad (29b)$$

式中: I_z 为气流产生的垂直拖曳力,下脚标1,2含义与前述相同。

在公式(28)和公式(29)中对 z 进行积分,分别得到公式(30)和公式(31):

$$0.5\phi(z)^2 v_{x1}^2(z) = \int_0^z I_{x1} \phi(z) v_{x1}(z) dz \quad (30a)$$

$$0.5\phi(z)^2 v_{x2}^2(z) = -\int_0^z I_{x2} \phi(z) v_{x2}(z) dz \quad (30b)$$

$$0.5\phi(z)^2 v_{z1}^2(z) = \int_0^\infty I_{z1} \phi(z) v_{z1}(z) dz \quad (31a)$$

$$0.5\phi(z)^2 v_{z2}^2(z) = -\int_0^\infty I_{z2} \phi(z) v_{z2}(z) dz \quad (31b)$$

分别用公式(30b)减公式(30a)、公式(31b)减公式(31a),则分别得到下行与上行颗粒群在气流输送过程水平动能与垂直动能的差值公式(32)、(33),即反映了边界层气流动能向跃移颗粒群传递的规律:

$$0.5\phi(z)^2 \Delta v_x^2(z) = -\int_0^z \phi(z) (I_{x1} v_{x1} + I_{x2} v_{x2}) dz \quad (32)$$

$$0.5\phi(z)^2 \Delta v_z^2(z) = -\int_0^z \phi(z) (I_{z1} v_{z1} + I_{z2} v_{z2}) dz \quad (33)$$

分别对公式(32)和公式(33)右侧的被积函数

在 z 上进行均量化处理,其中水平和垂直拖曳力参照经典公式进行计算,则有公式(34)~(35):

$$0.5\varphi(0)^2 \Delta v_x^2(0) \approx -c_{c2} \frac{3M\bar{\varphi}}{4\zeta d_p} c_d(\bar{V}_r) \bar{V}_r^2 \bar{V}_x \approx -c_{c2} \frac{3M\bar{\varphi}}{4\zeta d_p} c_d(\bar{V}_r) \bar{V}_r^2 \bar{V} \quad (34)$$

$$0.5\varphi(0)^2 \Delta v_z^2(0) \approx -c_{c3} \frac{3M\bar{\varphi}}{4\zeta d_p} c_d(\bar{V}_r) \bar{V}_r \langle v_z^2 \rangle \approx -c_{c3} \frac{3M\bar{\varphi}}{4\zeta d_p} c_d(\bar{V}_r) \bar{V}_r \bar{V}_z^2 \quad (35)$$

公式(35)/(34)开平方后,可获得经验常数 β 的表达式:

$$\beta = \sqrt{\frac{c_{c3} \bar{V}_z^2}{c_{c2} \bar{V}_r \bar{V}}} \quad (36)$$

公式(36)实现了气流能量向跃移颗粒流传递的参数化,对该解析模型的构建起到了关键的作用。与 α 的求解过程相似, β 是利用前人解析模式计算的反弹与入射颗粒垂直速度差值(垂直动能的变化)与水平速度差值(水平动能的变化)的比值,反映了湍流能量向颗粒流传递的基本特征。

公式(27)和公式(36)借助几个简单的气固耦合常数给出了气流的动量和能量向颗粒流传递的解析结果,这对构建湍流动量传输与跃移通量定量关系奠定了基础。数值实验结果表明,无论在地球环境还是火星环境下, α 与 β 均为不随摩阻风速等因素变化的常数,其中 α 约在0.7~1.1,而 β 约在0.2~0.3^[15]。

2.3.3 刻画跃移边界层风廓线特征

在刻画边界层气流向颗粒流传递动量和能量的基础上,PKH模型从粒载切应力衰减高度 z_s 开始描述边界层风廓线的特征,这里假定 $\Delta v_z(z)$ 可近似地表达为:

$$\Delta v_z(z) \approx |v_{z1}(z)| + |v_{z2}(z)| \approx 2\sqrt{-v_{z2}(z)v_{z1}(z)} \quad (37)$$

这意味跃移颗粒群垂直速度差可以近似地表达为上行与下行颗粒群垂直速度的几何均值。同时,采用公式(38)定义 $\langle v_z^2(z) \rangle$:

$$\langle v_z^2(z) \rangle = \frac{\Omega_1(z)v_{z1}^2(z) + \Omega_2(z)v_{z2}^2(z)}{\Omega_1(z) + \Omega_2(z)} = -v_{z2}(z)v_{z1}(z) \quad (38)$$

据公式(37)、(38)、(19)和公式(20),粒载切应力可以表达为:

$$\tau_s(z) = \varphi(z) \Delta v_x(z) = \frac{\Omega(z)v_{z1}(z)v_{z2}(z)}{\Delta v_z(z)} \approx 0.5\Omega(z) \sqrt{\langle v_z^2(z) \rangle} \Delta v_x(z) \quad (39)$$

由公式(39)可进一步建立水平拖曳力与粒载剪切应力的关系式:

$$\frac{d\tau_s(z)}{dz} = I_x(z) = \frac{3\Omega(z) \langle c_d(v_r)v_{rx} \rangle}{4\zeta d_p} \quad (40)$$

对公式(40)左右两侧在高度内平均($dz \approx z_s$),则其可以变化为:

$$\frac{0.5\bar{\Omega} \sqrt{\langle v_z^2 \rangle} \Delta \bar{v}_x}{z_s} = \frac{3\bar{\Omega} \langle c_d(v_r)v_{rx} \rangle}{4\zeta d_p} \quad (41)$$

对公式(41)进行化简可得到 z_s 的表达式:

$$z_s = \frac{\alpha\beta c_{c4} \sqrt{c_{c2}/(4c_{c3})}}{\tilde{g}} \sqrt{\bar{V}_r \bar{V}^3} = \frac{\alpha\tilde{\beta}}{\tilde{g}} \sqrt{\bar{V}_r \bar{V}^3} \quad (42)$$

公式(42)表明粒载剪切应力的衰减高度 z_s 与跃移颗粒群与气流的平均相对速度及颗粒平均速度有关,这样就可以建立风廓线特征与跃移颗粒流的平均运动状态之间的定量关系,为跃移通量解析模式发展提供了可能。

公式(43)定义了平均跃移层高度 \bar{h} , \bar{h} 表征了床面处垂直跃移通量 $\varphi(0)$ 平均分布的高度:

$$\bar{h} = \frac{\int_0^\infty \varphi(z) dz}{\varphi(0)} \approx \frac{\int_0^\infty 0.5\Omega(z) \sqrt{\langle v_z^2(z) \rangle} dz}{0.5\Omega(0) \sqrt{\langle v_z^2(0) \rangle}} = \frac{c_{c5} M \sqrt{\bar{V}_z^2}}{\Omega(0) \sqrt{\langle v_z^2(0) \rangle}} \quad (43)$$

据公式(26)、(38),有公式(44):

$$p_s(0) = -\Omega(0) \langle v_z^2(0) \rangle = -\tilde{g} M \quad (44)$$

据公式(43)、(44),有公式(45):

$$\bar{h} = \frac{c_{c5} \sqrt{\langle v_z^2(0) \rangle} \sqrt{\bar{V}_z^2}}{\tilde{g}} = \frac{\beta c_{c5} \sqrt{c_{c2} \langle v_z^2(0) \rangle}}{\sqrt{c_{c3}} \tilde{g}} \sqrt{\bar{V}_r \bar{V}} \quad (45)$$

公式(42)和公式(45)表明 z_s 与 \bar{h} 并非正比关系,也意味着它们都随着颗粒群平均速度 \bar{V} 的变化而变化。为了求解 \bar{V} ,需要从求解跃移床面的风廓线入手,这里先给出 \bar{V} 的定义式:

$$\bar{V} = U - V_r \quad (46)$$

式中: $U=u(z_m)$,是指跃移层中间高度的平均风速。中间高度是根据跃移层风廓线的积分中值定理来定义,也就是说其对应着一个在床面到 \bar{h} 之间的高度,此高度随着摩阻风速的变化而变化(因为其数值与 \bar{h} 有关)。

为了得到 U 的解析式,从求解湍流动量输运方程(47)开始:

$$\frac{du(z)}{dz} = \frac{u_{*s}}{\kappa z} \sqrt{1 - \frac{\tau_s(z)}{\rho_a u_{*s}^2}} \quad (47)$$

式中： ρ_a 为气流密度。根据粒载剪切应力的负指数衰减趋势，对公式(47)先积分然后做泰勒展开并进行近似，可以得到：

$$\ln \frac{z_{0s}}{z_0} = \left(1 - \frac{u_{*t}}{u_*}\right) \ln \frac{z_s}{1.78z_0} - G\left(\frac{u_{*t}}{u_*}\right) \quad (48)$$

$$u(z) = \frac{u_{*s}}{\kappa} \ln \frac{z}{z_{0s}} + \frac{u_{*s}^2 - u_{*t}^2}{2\kappa} E\left(\frac{z}{z_s}\right) \quad (49)$$

这里， $E(x) = \int_x^\infty \frac{e^{-x}}{x} dx = -0.577 - \ln x + \sum_{i=1}^\infty \frac{(-1)^{i+1} x^i}{i!}$

而 $G(x) = 1.154(1+x\ln x)(1-x)^{2.56}$ 。公式(49)适合刻画 $Z > Z_s$ 情况下的风廓线。风廓线方程中 u_{*t} 是基于 Owen 假定，即床面处湍流切应力为维持沙粒起动的临界湍流切应力。最近的实验研究表明此假定接近实际跃移过程。

进一步由公式(49)可推导出：

$$U = \frac{u_{*s}}{\kappa} \ln \frac{z_m}{z_{0s}} + \frac{u_{*s}^2 - u_{*t}^2}{2\kappa} E\left(\frac{z_m}{z_s}\right) \quad (50)$$

这里令 $\gamma = Z_m/Z_s$ ，其被认为是与摩阻风速无关的常数。

进一步假定当跃移启动时风廓线方程服从对数律，令 $z_{mf} = z_m(u_{*t})$ ，则有 $U_t = U(u_{*t}) = \kappa^{-1} u_{*t} \ln\left(\frac{z_{mf}}{z_0}\right)$ 。

同时令 $\bar{V}_t = \bar{V}(u_{*t})$ ，则根据 γ 为常数假定及公式(42)，可得到 $\frac{z_m}{z_{mf}} = \left(\frac{\bar{V}}{\bar{V}_t}\right)^{1.5}$ 。

根据以上分析，公式(50)可以转换为：

$$U = U_t + \frac{3u_{*t}}{2\kappa} \ln \frac{\bar{V}}{\bar{V}_t} + \frac{u_{*s}}{\kappa} F\left(\frac{u_{*t}}{u_{*s}}\right) \quad (51)$$

式中： $F(x) = (1-x)\ln(1.78\gamma) + 0.5(1-x^2)E(\gamma) + G(x)$ 。

据公式(46)和公式(51)可以得到 \bar{V} 的新表达式：

$$\bar{V} = \bar{V}_t + \frac{3u_{*t}}{2\kappa} \ln \frac{\bar{V}}{\bar{V}_t} + \frac{u_{*s}}{\kappa} F\left(\frac{u_{*t}}{u_{*s}}\right) \quad (52)$$

据公式(42)、(46)及经验常数 γ 的假定，可得到 \bar{V}_t 的新表达式：

$$\bar{V}_t = \frac{u_{*t}}{2\kappa} \ln \frac{\alpha\beta\gamma\sqrt{\bar{V}_t\bar{V}_t^3}}{\bar{V}_t} + \frac{u_{*s}}{\kappa} F\left(\frac{u_{*t}}{u_{*s}}\right) \quad (53)$$

公式(53)是关于 \bar{V}_t 非线性函数，不易获得显式解析解，因而 PKH 模型通过重新构建 u_{*t} 的表达式

以巧妙地获得 \bar{V}_t 的解析解。具体地说，此次利用了公式(46)所假定的颗粒平均速度与 z_m 高度处风速线性关系的理念，从而能够用线性方程来表示 u_{*t} ：

$$\bar{V}_t = \eta \bar{U}_t + V_s = \eta \frac{u_{*t}}{\kappa} \ln \frac{z_{mf}}{z_0} + V_s \quad (54)$$

式中： $V_s = (\Omega_1(0)v_{x1}(0) + \Omega_2(0)v_{x2}(0))/(\Omega_1(0) + \Omega_2(0))$ ，它被定义为床面处颗粒流平均的滑移速度 (average particle slip velocity)； η 为经验常数。公式(54)意味着在临界起动的情况下，颗粒平均速度与平均滑移速度之差与 z_{mf} 处风速成正比。跃移颗粒流平均速度随高度增加趋势表明 V_s 可被看作是不随摩阻风速变化的常量，其大小取决于入射-碰撞-溅射过程，这样 V_s 可以用参数化方式获得：

$$V_s = 16.2 \sqrt{\left(\check{g} + \frac{6\check{z}}{\pi\rho_s d_p^2}\right) d_p} \quad (55)$$

式中： \check{g} 为反映床面颗粒之间黏结性能的经验常数。

据 \bar{V}_t 不随摩阻风速变化的假定和公式(27)、(54)与公式(55)，则可以得到 u_{*t} 的解析式：

$$u_{*t} = \frac{\kappa(\bar{V}_t + V_s)}{(1-\eta)\ln \frac{z_{mf}}{z_0}} \quad (56a)$$

$$z_{mf} = \frac{\alpha\beta\gamma\sqrt{\bar{V}_t\bar{V}_t^3}}{\check{g}} \quad (56b)$$

$$\bar{V}_t = \frac{V_s + \eta\bar{V}_t}{1-\eta} \quad (56c)$$

为了精确地表达 z_0 ，PKH 模型还构建了一个基于颗粒床面雷诺数 Re 的经验公式：

$$z_0 = d_p/30 \exp(-\kappa B) \quad (57a)$$

$$B = 8.5 + (2.5 \ln Re - 3) \exp(-0.11(\ln Re)^{2.5}) \quad (57b)$$

经过以上推导，就建立了基于经验常数 α 、 β 、 γ 、 η 的关于 \bar{V} 和 \bar{V}_t 的方程组，其包括公式(52)、(55)、(56)、(57)。也就是说，跃移输送过程的气固两相流相互作用规律最终体现在反映跃移颗粒流的4个方程中。在此基础上，根据公式(14)、(15)、(25)、(26)可得到基于 α 、 β 、 γ 、 η 经验常数及 u_{*s} 、 u_{*t} 、 \bar{V} 等物理量的跃移通量解析模型：

$$Q = \frac{\rho_a(u_{*s}^2 - u_{*t}^2)}{\check{g}} \bar{V} \quad (58)$$

公式(58)可以根据具体跃移过程对涉及经验常数拟合后，可得到具体的显式解析式如文献[15]中的 A.8 解析式。

需要说明的是，在公式(58)推导过程中，利用了 $\tau_s(0) = \rho_a(u_{*s}^2 - u_{*t}^2)$ 的假定，即床面处粒载剪切应

力(接受气流的动量)等于气流此处有效切应力(气流传递的动量),这意味着气流的有效动量全部传递给了跃移颗粒群,这与 Sørensen 模型的假定一致。

总之,PKH 模型的建模思路可概括为图 1 的框架。该模型通过参数化的方法,分别构建了基于气流动量及能量传递包含 α 、 β 及 $\check{\beta}$ 的解析式(公式(27)、

(36)及公式(42))。同时,通过求解跃移风廓线方程,分别构建关于 η 、 γ 、 z_{mf} 、 z_m 、 z_s 、 z_0 、 z_{0s} 、 \bar{V}_t 、 V_s 、 u_{*t} 的解析式(公式(52)~(57)、(50)、(46)及公式(42))。利用入射-反弹-溅射解析模型和跃移数值模型拟合解析模型涉及的经验参数 α 、 β 、 $\check{\beta}$ 、 η 、 γ 、 z_0 、 z_{mf} 、 z_m 、 z_s 、 z_{0s} 、 \bar{V}_t 、 V_s 、 u_{*c} 。基于上述推导就可以获得关于跃移通量的解析式如公式(58)。

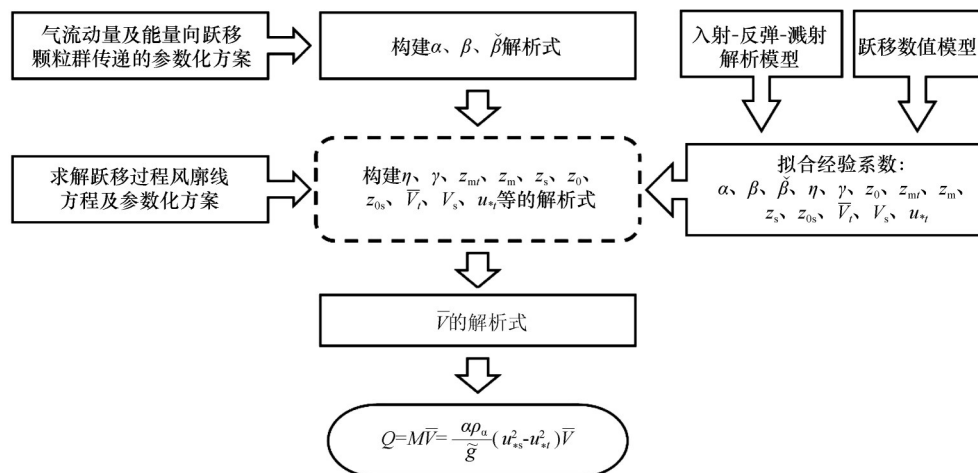


图1 PKH模型建模思路的示意图

Fig.1 Schematic representation of the Pähtz-Kok-Herrmann model

2.3.4 重要结论

PKH 模型的优点在于深刻地刻画了跃移过程风沙两相流的耦合过程,获得了解析模型的参数化近似解,并得到了3个重要结论。

首先,该模型构建了不同于以往的表观粗糙度 z_{0s} 和光滑床面空气动力学粗糙度 z_s 的解析式(48)和(57),这为理解边界层内气流与床面、气流与颗粒流相互作用机理提供了新的视野。特别是对无量纲跃移通量随无量纲摩阻风速变化的峰值现象的理解有很好启示,即在跃移颗粒流床面,无论是计算或实验测量边界层的动力学参数如摩阻风速可能还存在很大的不确定性。

其次,该模型揭示了跃移颗粒层颗粒密度随高度衰减及粒载剪切应力随高度衰减的差异,意味着颗粒流密度及粒载切应力在高能跃移颗粒层内(z_s)和低能蠕移层内(z_t)分别遵循不同衰减规律。在此基础上,该模型发现了 z_s 与跃移层高度 \bar{h} 之间的非线性关系。

再者,该模型首次提供了冲击起动摩阻风速的解析式(56),该公式定量地揭示了颗粒碰撞的力学属性和边界层气流特征对冲击起动的影响,极大地推动了对冲击起动的物理机理的理解。自 Bagnold 以来,一直假定当跃移达到稳态时,颗粒起动以冲

击起动为主。但现实中的跃移过程可能从来不存在稳态。在此情境下沙粒起动是以冲击起动还是空气动力学起动为主,目前还是一个公开的问题。最近实验结果表明床面处湍流剪切应力似乎接近空气动力学起动的条件^[43],这意味着在实际跃移过程中需要考虑空气动力学起动的作用,但如何利用物理实验观测证实或否定空气动力学的起动目前似乎还缺乏有效的手段。

2.4 解析模式发展的总体思路

结合分析前人发展的解析模式特别是上述具有代表性解析模式的建模思路,我们看到了解析模式发展的基本途径:深刻地理解风沙两相流耦合过程并通过巧妙的参数化方案来实现(图1),这往往是对以往数值计算和实验观测结果的凝练和洞察。最近发展的解析模式分别是基于数值模拟和实验观测结果^[17,24]。也就是说,数值计算和实验观测已经成为推动解析模式发展的重要推动力。此外,量纲分析的基本技巧也是必要的。

3 问题分析

首先,对跃移通量解析模型而言,目前最基本

问题是如何提高跃移过程实验观测的精度与可比性。由于各类解析模式都存在经验常数而经验常数的获得主要依靠风洞和野外观测的结果。前人研究表明目前实验观测数据的可比性还有待改进^[44]。从风洞实验来看,其涉及到风程效应、边界层发育程度及风廓线数据拟合等问题,其中风廓线拟合的不确定性最突出,这与分析粗糙床面风廓线特征遇到的问题具有一致性^[45-46]。对野外跃移通量观测而言,观测的跃移通量除了受摩阻风速影响外,还与观测点内地表的空间异质性特征(粒径分布、表土水分、地表微尺度起伏)和野外大气边界层动量输送的间歇性特征有密切的关系。特别是后者的影响很明显,其表现在只有在分钟尺度以上才存在明确的摩阻风速与跃移通量的定量关系^[25-37]。也就是说,在高时间分辨率下(<1 s)获得的跃移通量与摩阻风速的关系属于混沌关系^[27]。从混沌关系到确定关系,背后机理还不清楚,而这涉及到跃移通量与摩阻风速观测的时间尺度,而目前无论是风洞或野外观测实验很少讨论观测的时间尺度对观测结果的影响,其必然存在很大的不确定性。此外,对跃移通量测量而言,其不仅与积沙仪的收集效率有关,也与根据输沙质量通量廓线拟合函数有关。同时,已有的研究分别得到了基于负指数函数^[47-49]和幂函数^[4-5,50]等类别拟合函数,究竟是哪类模式更可靠还需要进一步研究。总之,提高跃移过程关键变量的观测精度与可比性对跃移解析模式发展有着重要的意义。

其次,目前还不清楚Owen类模型所揭示的峰值现象背后的物理机理。前人研究表明目前提出的各类解析模型之间还存在一定的差异^[44],其中最显著的差异是Owen类模型揭示的无量纲跃移通量随摩阻风速增加出现先增加后减小的峰值现象。有研究者认为是因为在高的湍流动量输送的情况下,由于颗粒群空中碰撞对跃移过程的负反馈作用而导致跃移通量有所下降而导致^[11, 51-52],但最近的模拟计算表明空中碰撞过程提高了跃移通量^[53]。相互矛盾的结果意味着峰值现象背后可能还有更复杂的力学机理(这可能与文献[53]在计算跃移通量时考虑了低能跃移颗粒的贡献有关)。我们认为,若要进一步解释峰值现象,需要提高跃移通量和摩阻风速的测量精度。

最后,未来跃移通量解析模型的发展应进一步考虑其在间歇性边界层流情景下的可用性。最近

的研究表明,跃移边界层气流具有多尺度间歇性的特征而量化地模拟多尺度风速波动能有效地提高预测跃移通量的预报精度^[22-24]。这些最新的研究发现提示在未来跃移通量解析模式的发展中,通过参数化方式来定量表达多尺度风的波动对跃移通量影响的重要性^[36],这应该是解析模式发展需要考虑的重要问题。

4 结语

自Bagnold解析模型以来,后续发展的模型基本属于Owen类解析模型。Owen类解析模型建模思路包括跃移层风廓线方程的求解及颗粒群运动学特征刻画等方面。Sørensen模型以反映气固耦合过程的跃移轨迹方程的参数化求解为主要的建模策略。PKH模型则是以气流动量、能量传递的动力学机理及参数化方案、跃移风廓线参数化求解等为主要策略。PKH模型在表观粗糙度、粒载切应力垂直衰减趋势及冲击起动等方面取得了重要结论。尽管解析建模取得了重要进展,但在改进实验观测精度、重新理解峰值现象及拓展解析模型在多尺度湍流下可用性等方面存在创新空间。

参考文献:

- [1] Bagnold R A. The Physics of Blown Sand and Desert Dunes [M]. London, UK: Methuen, 1954: 265-270.
- [2] Shi Z, Krom M D, Bonneville S. Atmospheric processing outside clouds increases soluble iron in mineral dust [J]. Environmental Science & Technology, 2015, 49(3): 1472-1477.
- [3] Kok J F, Storelvmo T, Karydis V A, et al. Mineral dust aerosol impacts on global climate and climate change [J]. Nature Reviews Earth & Environment, 2023, 4(2): 71-86.
- [4] Kawamura R. Study on sand movement by wind [J]. Report, 1951, 5(3): 95-112.
- [5] Zingg A W. Wind tunnel studies of the movement of sedimentary material [C]//Proc. 5th Hydraulics Conf., IAHR. 1952: 111-135.
- [6] Owen P R. Saltation of uniform grains in air [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1964, 20(2): 225-242.
- [7] Kadib A L A. A Function for Dand Movement by Wind [M]. Berkeley, USA: University of California, Berkeley, 1965.
- [8] Lettau K. Experimental and micrometeorological field studies of dune migration [J]. Exploring in the World's Driest Climate, 1978: 110-147.
- [9] White B R. Soil transport by winds on Mars [J]. Journal of Geophysical Research Solid Earth, 1979, 84(B9): 4643-4651.
- [10] Dong Z, Liu X, Wang H, et al. Aeolian sand transport: a wind tunnel model [J]. Sedimentary Geology, 2003, 161(1/2): 71-83.

- [11] Sørensen M. On the rate of aeolian sand transport[J]. *Geomorphology*, 2004, 59(1/4): 53–62.
- [12] Creyssels M, Dupont P, El Moutar A O, et al. Saltating particles in a turbulent boundary layer: experiment and theory[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 625: 47–74.
- [13] Durán O, Claudin P, Andreotti B. On aeolian transport: grain-scale interactions, dynamical mechanisms and scaling laws[J]. *Aeolian Research*, 2011, 3(3): 243–270.
- [14] Ho T D, Valance A, Dupont P, et al. Scaling laws in aeolian sand transport[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(9): 265–270.
- [15] Pähz T, Kok J F, Herrmann H J. The apparent roughness of a sand surface blown by wind from an analytical model of saltation[J]. *New Journal of Physics*, 2012, 14(4): 43035–43077.
- [16] Martin R L, Kok J F. Wind-invariant saltation heights imply linear scaling of aeolian saltation flux with shear stress[J]. *Science Advances*, 2017, 3(6): e1602569.
- [17] Zhang Y, Li M, Wang Y, et al. Reinvestigation of the scaling law of the windblown sand launch velocity with a wind tunnel experiment[J]. *Journal of Arid Land*, 2019, 11: 664–673.
- [18] Kok J F, Renno N O. A comprehensive numerical model of steady state saltation (COMSALT)[J]. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 2009, 114(D17): 011702.
- [19] Dupont S, Bergametti G, Marticorena B, et al. Modeling saltation intermittency[J]. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 2013, 118(13): 7109–7128.
- [20] Li Z, Wang Y, Zhang Y. A numerical study of particle motion and two-phase interaction in aeolian sand transport using a coupled large eddy simulation-discrete element method[J]. *Sedimentology*, 2014, 61(2): 319–332.
- [21] Wang P, Feng S J, Zheng X J, et al. The scale characteristics and formation mechanism of aeolian sand streamers based on large eddy simulation[J]. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 2019, 124(21): 11372–11388.
- [22] Huang N, He P, Zhang J. Large-eddy simulation of sand transport under unsteady wind[J]. *Geomorphology*, 2020, 358: 107105.
- [23] Zheng X, Jin T, Wang P. The influence of surface stress fluctuation on saltation sand transport around threshold[J]. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 2020, 125(5): 005246.
- [24] Kamath S, Shao Y, Parteli E J R. Scaling laws in Aeolian sand transport under low sand availability[J]. *Geophysical Research Letters*, 2022, 49(11): 097767.
- [25] Leenders J K, Van Boxel J H, Sterk G. Wind forces and related saltation transport[J]. *Geomorphology*, 2005, 71(3/4): 357–372.
- [26] Baas A C W. Wavelet power spectra of aeolian sand transport by boundary layer turbulence[J]. *Geophysical Research Letters*, 2006, 33(5): 5403–1–5403–4.
- [27] Baas A C W. Complex systems in aeolian geomorphology[J]. *Geomorphology*, 2007, 91(3/4): 311–331.
- [28] Davidson-Arnott R G D, Bauer B O. Aeolian sediment transport on a beach: thresholds, intermittency, and high frequency variability[J]. *Geomorphology*, 2009, 105(1/2): 117–126.
- [29] Ellis J T, Sherman D J, Farrell E J, et al. Temporal and spatial variability of aeolian sand transport: implications for field measurements[J]. *Aeolian Research*, 2012, 3(4): 379–387.
- [30] Li B, McKenna Neuman C. Boundary-layer turbulence characteristics during aeolian saltation[J]. *Geophysical Research Letters*, 2012, 39(11): L11402–1–L11402–4.
- [31] Chapman C, Walker I J, Hesp P A, et al. Reynolds stress and sand transport over a foredune[J]. *Earth Surface Processes and Landforms*, 2013, 38(14): 1735–1747.
- [32] Shi F, Huang N. Measurement and simulation of sand saltation movement under fluctuating wind in a natural field environment[J]. *Physica A: Statistical Mechanics and Its Applications*, 2012, 391(3): 474–484.
- [33] Bauer B O, Davidson-Arnott R G D. Aeolian particle flux profiles and transport unsteadiness[J]. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 2014, 119(7): 1542–1563.
- [34] Li B, Neuman C M K. A wind tunnel study of aeolian sediment transport response to unsteady winds[J]. *Geomorphology*, 2014, 214: 261–269.
- [35] Li X, Wang G, Zheng X. Turbulent/Synoptic separation and coherent structures in the atmospheric surface layer for a range of surface roughness[J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 2022, 182(1): 75–93.
- [36] Zheng X J, Bo T L. Representation model of wind velocity fluctuations and saltation transport in aeolian sand flow[J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2022, 220: 104846.
- [37] Tan L, Wang H, An Z, et al. Aeolian sand transport over a dry playa surface: Sand flux density profiles, saltation layer height, and flux scaling laws and implications for dust emission dynamics[J]. *Catena*, 2023, 224: 106970.
- [38] Frangi J P, Richard D C. The WELSONS experiment: overview and presentation of first results on the surface atmospheric boundary-layer in semiarid Spain[J]. *Annales Geophysicae*, 2000, 18: 365–384.
- [39] Gerety K M. Problems with determination of u^* from wind-velocity profiles measured in experiments with saltation[C]// *Proceedings of International Workshop on the Physics of Blown Sand*. 1985: 271–300.
- [40] Butterfield G R. Near-bed mass flux profiles in aeolian sand transport: high-resolution measurements in a wind tunnel[J]. *Earth Surface Processes and Landforms*, 1999, 24(5): 393–412.
- [41] Li Z S, Ni J R, Mendoza C. An analytic expression for wind-velocity profile within the saltation layer[J]. *Geomorphology*, 2004, 60(3/4): 359–369.
- [42] Zhang W, Kang J H, Lee S J. Tracking of saltating sand trajectories over a flat surface embedded in an atmospheric boundary layer[J]. *Geomorphology*, 2007, 86(3/4): 320–331.

- [43] Walter B, Horender S, Voegeli C, et al. Experimental assessment of Owen's second hypothesis on surface shear stress induced by a fluid during sediment saltation[J]. *Geophysical Research Letters*, 2014, 41(17): 6298–6305.
- [44] Sherman D J, Li B. Predicting aeolian sand transport rates: a reevaluation of models [J]. *Aeolian Research*, 2012, 3(4): 371–378.
- [45] 梅凡民, 江姗姗, 王涛. 粗糙床面风廓线的转折特征及其物理意义[J]. *中国沙漠*, 2010, 30(2): 217–227.
- [46] 梅凡民, 张宁宁, 席媛, 等. 粗糙床面风廓线统一对数区的空气动力学粗糙度及其空间变异特征[J]. *中国沙漠*, 2018, 38(3): 445–454.
- [47] Dong Z, Sun H, Zhao A. WITSEG sampler: a segmented sand sampler for wind tunnel test [J]. *Journal of Desert Research*, 2003, 59(1/4): 119–129.
- [48] Dong Z, Qian G, Luo W, et al. Analysis of the mass flux profiles of an aeolian saltating cloud [J]. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 2006, 111(D16): 006030.
- [49] Kang L, Guo L, Liu D. Reconstructing the vertical distribution of the aeolian saltation mass flux based on the probability distribution of lift-off velocity[J]. *Geomorphology*, 2008, 96(1/2): 1–15.
- [50] Kang L, Zou X, Zhao G, et al. Wind tunnel investigation of horizontal and vertical sand fluxes of ascending and descending sand particles in aeolian sand transport [J]. *Earth Surface Processes and Landforms*, 2016, 41(12): 1647–1657.
- [51] Dong Z, Huang N, Liu X. Simulation of the probability of mid-air interparticle collisions in an aeolian saltating cloud [J]. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 2005, 110(D24): 006070.
- [52] Huang N, Zhang Y, D'Adamo R. A model of the trajectories and midair collision probabilities of sand particles in a steady state saltation cloud [J]. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 2007, 112(D8): 007480.
- [53] Carneiro M V, Araújo N A M, Pätz T, et al. Midair collisions enhance saltation [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(5): 058001.

An overview of analytical models of saltation

Mei Fanmin^a, Yang Qianwen^a, Li Wang^a, Su Jin^b

(a.School of Environmental and Chemical Engineering / b.School of Science, Xi'an Polytechnic University, Xi'an 710048, China)

Abstract: Several saltation models including Bagnold model, Sørensen model, and Pätz-Kok-Herrmann (PKH) model have been summarized by analyzing the development trend, model ideas, and problems. In contrast with Bagnold model, the Owen Type of saltation models just like Sørensen model and PKH model involve the parameterized solutions of wind profile equations over aeolian saltation layer and the parameterized motions of saltating particles. The Sørensen model is based on the parametric solution of the leapfrog trajectory equations reflecting the gas-solid coupling process as the main modeling strategy. More specifically and deeply, PKH model parameterizes the force and work rate balances; and the solution of wind profile equations; accordingly, providing new insights into apparent roughness, grain shear stress profile and impact threshold. The analytical saltation models can be improved by more accurate observations, reevaluation of saltation flux peaks, and parameterization of the effect of multi-scale wind on saltation flux.

Key words: saltation flux; aeolian saltating particle; model ideas; apparent roughness; airborne stress profile