

# 风沙流中风速廓线的数值模拟与实验验证<sup>\* 1</sup>

董治宝<sup>1</sup> 慕青松<sup>1,2</sup> 王洪涛<sup>1</sup>

DONG Zhibao<sup>1</sup> MU Qingsong<sup>1,2</sup> WANG Hongtao<sup>1</sup>

1. 中国科学院寒区旱区环境与工程研究所沙漠与沙漠化重点实验室,兰州,730000

2. 兰州大学土木工程与力学学院,兰州,730000

1. Key Laboratory of Desert and Desertification, Cold and Arid Regions Environmental and Engineering Research Institute, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China

2. School of Civil Engineering and Mechanics, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China

2006-06-21 收稿,2007-04-11 改回.

**Dong Zhibao, Mu Qingsong, Wang Hongtao. 2008. Numerical and experimental simulation of the wind velocity profile with a blowing sand cloud. Acta Meteorologica Sinica, 66(2):158-166**

**Abstract** Describing the wind velocity profiles modified by blown sand movement is among the central issues in studying the wind-sand interaction in a blowing sand cloud. This paper develops the mathematical models of the wind-sand interaction, taking the saltating cloud as fluidized flow. The force exerted on the airflow by saltating particles is expressed in terms of the drag coefficient of the fluidized particle flow. The drag coefficient is introduced by modifying the expressions for the drag coefficient of the fluidized liquid-particle flow obtained by previous researchers by a correction factor. The saltation boundary layer is divided into an inner boundary layer in which the saltating particles exert significant force on the airflow, and an outer boundary layer in which saltating particles exert insignificant force on the airflow, but is affected by the inner boundary layer. Expressions for the wind velocity profiles of the inner boundary layer and outer boundary layer are developed. The simulated wind velocity profiles based on the velocity and concentration profiles obtained from wind tunnel tests are compared to those directly measured. They show reasonably good agreement. It is revealed that the wind profiles with saltation cloud are up-convex curves on the log-linear plot rather than the straight lines of the clean wind. The up-convexity of the curves increases as wind velocity increases. The wind velocity profiles above the saltation boundary layer approach the logarithmic law. The results confirm the existence of the so-called Bagnold's kink, which is found to get higher with increasing wind velocity and is lowered with increasing particle size. It is suggested that the wind shear velocity with a saltating cloud reflects the response of airflow to the ground surface and the movement of saltation movement.

**Key words** Wind profiles, Blowing sand boundary layer, Wind shear velocity, Bagnold's kink

**摘 要** 如何描述风沙流中被风沙运动改变了的风速廓线是风沙相互作用研究中的关键问题之一。该文中将跃移风沙流视为一种颗粒拟流体,将跃移颗粒对气流产生的阻力用颗粒流的阻力系数来表达,建立了描写两场相互作用的数学模型。颗粒流的阻力系数采用了前人在液态流化床研究中得出的阻力系数表达形式,通过引入一个修正系数,使其适用于风沙流(气-固两相流)。将风沙边界层划分为跃移颗粒所产生的阻力不可忽略的内边界层和跃移颗粒阻力可以忽略但受内边界层影响的外边界层,分别建立了内边界层和外边界层的风速廓线表达式。应用所建立的数学模型,根据由风洞实验测定的跃移风沙流的浓度分布和速度分布资料,计算了跃移风沙流中的风速廓线,并与风洞实测结果进行了对比。结果表明,计算风速廓线与实测风速廓线吻合得比较好,在半对数图上均为上凸的曲线,有别于无风沙运动时的直线。跃移边界层外风速分布可较好地用对数函数来描述。对风沙流中风速廓线的进一步分析证实了风沙物理学奠基人 Bagnold 在其早期观测风沙流中的风速廓线时提出的“结点现象”(Bagnold 结),该结点的高度随风速的增大而升高,随颗粒粒径的增大而降低。根据数值模拟和模拟

\* 资助课题:国家自然科学基金重点项目(40638038)和中国科学院知识创新工程重要方向项目(KZCX3-SW-341)。

作者简介:董治宝,主要从事风沙物理研究。E-mail: zbdong@lzb.ac.cn

实验,可以认为有风沙运动的动床剪切风速是综合反映风场与跃移层以及地表之间相互作用的物理量。

**关键词** 风沙流,风速廓线,剪切风速,拜格诺结

**中图法分类号** P435.<sup>+1</sup> P445<sup>+4</sup>

## 1 引言

风力作用于地表时,若风速大于地表物质(沙、土或尘)的起动风速,则产生风沙颗粒运动,大量的风沙颗粒运动形成风沙流——挟沙的气流。由于运动颗粒的介入,风沙流表现出与纯气流不同的性质,形成各种风沙地貌,造成风沙危害,如沙尘暴(牛生杰等,2002;张莉等,2003;顾兆林等,2003;王小玲等,2004)。风沙流中气流场特征的改变是风与沙的相互作用的结果,最直观地表现为风速廓线的变化。所以,有的学者认为,风沙流中的风速廓线蕴涵着有关风沙运动的丰富信息(McEwan,1993)。有鉴于此,自风沙物理学的奠基人 Bagnold 于 20 世纪 30 年代发现风沙运动可以明显地改变近地层风速廓线以来,围绕如何描述风沙流中的风速廓线相继开展了广泛研究,研究方法有实验观测、理论分析和数值模拟等(Anderson, et al, 1991; Bagnold, 1941; Bauor, 2004; Li, et al, 2003; McEwan, 1993; McEwan, et al, 1993; Owen, 1964; Ungar, et al, 1987; Zingg, 1953)。

截止目前,虽然研究者都注意到风沙流中的风速廓线在半对数坐标图上呈上凸的曲线,有别于净风(非挟沙气流)风速廓线的直线,类似于 Einstein 等(1955)、钱宁等(2003)、Vanoni 等(1960)发现:河床附近高含沙水流的速度分布在半对数坐标图上呈上凸的曲线。然而,对其定量描述,学者们曾尝试了多种方法,已提出多种风沙流中的风速廓线方程,得出了不同的速度廓线参数,给出了不同的物理解释(Bauer, et al, 2004)。这些研究可归纳为 3 类。第 1 类是基于普朗特通用速度廓线方程,将运动的沙粒群视为粗糙元,对风速廓线进行修正。第 2 类是将风沙流中的风速廓线分为若干段,分段用不同的对数函数表达。第 3 类是承认风沙流中的风速廓线不满足对数规律,用其他形式的函数,如幂函数来表达。所有这些基于实验资料的经验研究始终未得到普遍认可的物理解释。20 世纪 90 年代以后,陆续兴起对风沙流中风速分布的数值模拟研究。例如 Ungar 与 Haff(1987)、Anderson 与 Haff(1991)以

及 Werner 等(1990)建立了描述风沙流中气相与颗粒相耦合作用的简单数学模型,McEwan 等(1991, 1993)进一步对该模型进行了数值求解,得出了风沙流中具有上凸特征的风速廓线,但这些理论工作未与实验数据进行对比分析。本文试图通过理论建模和实验测量,研究风沙流中的风速廓线,将这一问题的实验研究和理论研究较好地统一起来,得到一些更深刻的认识。

## 2 风沙流运动数学模型

Bagnold(1941)将风沙流中沙粒的运动形式分为 3 种:悬移、蠕移和跃移运动。特别细小的颗粒以悬移形式运动,在湍流旋涡扰动中,具有布朗运动特性,可上升到高空并随风迁移,形成沙尘暴。跃移运动是发生于近地层的抛体运动。跃移颗粒脱离地表后,在气流中被风加速,获得能量后再次冲击地面,击溅起更多的颗粒进入跃移运动,或自身被反弹,重新进入跃移运动。蠕移运动是指颗粒沿沙床向前滚动爬行的运动形式,其能量来自跃移颗粒的冲击。跃移是风沙流中颗粒运动的主要形式(Bagnold, 1941),其与风场之间的相互耦合是决定风沙流中风速廓线形式的主要原因。前人曾基于两相流中跃移颗粒运动的轨道理论,建立了跃移运动与风场之间耦合作用的数学模型(Ungar, et al, 1987),虽能给出风沙流中风速廓线的上凸形态,但数学处理很复杂,不便于应用。而且,无法考虑风沙流中颗粒之间的相互作用,如颗粒之间的碰撞以及颗粒的扰流效应等(刘大有,1993)。如果摒弃单颗粒轨道模型,将跃移风沙流直接视为一种连续流动的流体,或称之为颗粒拟流体,则可以通过颗粒拟流体和气流之间的相互作用,建立风沙流的数学模型,从而克服颗粒轨道理论研究方法之不足。

### 2.1 风沙流基本方程组

在无风沙运动,即净风条件下,湍流边界层中的风速分布服从壁定理,即

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

式中  $u(z)$  为高度  $z$  处的风速,  $u_*$  为定床摩阻流速,

$z_0$  为空气动力学粗糙度,约为床面颗粒平均粒径的  $1/30$ ,即  $z_0 = \bar{d}/30$ , $\bar{d}$  为床面颗粒的平均粒径。

有风沙流时,边界层自地表而上可分为内外两层,内边界层为跃移边界层,外边界层为含沙可忽略的悬移层。跃移边界层和外边界层区别的关键是:在跃移边界层中,跃移颗粒与气流之间发生复杂的动量传输,而在外边界层中,这种作用极其微弱,可以忽略。下文将在假定整个风沙边界层为纯剪切边界层,且气压梯度为零的条件下,分别建立跃移边界层和外边界层的数学模型。

2.1.1 跃移边界层

首先,分别根据风沙两相流中关于气相和颗粒相的平衡方程建立跃移边界层的数学模型(图 1),关于气相的平衡方程为

$$\frac{d\tau_a}{dz} = F \tag{2}$$

式中, $\tau_a$  为风载剪切力,由不同气流层的风速梯度所致。 $F$  表示在单位体积的控制体中所有颗粒对空气的总阻力。

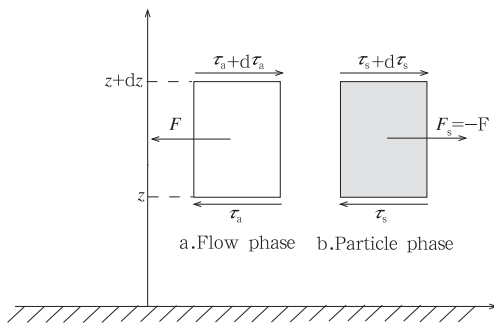


图 1 气相与颗粒相的耦合受力示意图  
Fig.1 Forces in the coupled system of air phase and particle phase

关于颗粒相的平衡方程为

$$\frac{d\tau_s}{dz} = F_s = -F \tag{3}$$

其中  $\tau_s$  为风载切应力,由不同气流层间颗粒的上下运动所致。 $F_s$  为  $F$  的反作用力。结合式(2)和(3)有

$$\frac{d}{dz}(\tau_a + \tau_s) = 0 \tag{4}$$

对于清洁空气,由于没有运动沙粒产生的阻力, $\frac{d\tau_a}{dz} = \frac{d\tau_s}{dz} = 0$ 。设跃移边界层的高度为  $h$ ,则在  $h$  处近

似有  $\tau_s|_{z=h} = 0$ 。所以根据式(4)可得

$$\tau_a + \tau_s = \tau_a|_{z=h} \tag{5}$$

根据普朗特混合长理论可得

$$\tau_a = \rho_a l^2 \left| \frac{du(z)}{dz} \right| \left| \frac{du(z)}{dz} \right| \tag{6}$$

式中, $\rho_a$  为空气密度, $l = \kappa z$  为混合长, $\kappa = 0.4$  为卡门常数, $u(z)$  为湍流平均流场意义下的风速。设颗粒相的粒径按个数多寡的概率分布函数为  $p(d/D)$ ,其中  $d$  为颗粒粒径,分布范围为  $[d_{min}, d_{max}]$ , $D$  为参考粒径,如果取  $D = d_{max}$ ,并设  $\eta = d/D$ ,则  $\eta \in [\eta_*, 1]$ ,这里  $\eta_* = d_{min}/d_{max}$ 。假定在单位体积的控制体中,各种粒径的出现概率依然为  $p(d/D)$ ,则得到颗粒相对气相的阻力为

$$F = \int_{\eta_*}^1 \frac{C_d}{2} \frac{\pi d^2}{4} \rho_a |u - u_p| (u - u_p) n p(\eta) d\eta \tag{7}$$

其中  $n$  为单位体积中的颗粒数,取决于风沙流中的颗粒浓度, $u$  为风速, $u_p$  为颗粒群水平方向的统计平均速度, $C_d$  为颗粒群在水平方向上平均速度意义下的阻力系数,是颗粒群雷诺数和颗粒群中颗粒间空隙率的函数,即

$$C_d = C(Re, \epsilon), Re = \frac{\rho |u - u_p| \bar{d}}{\mu} \tag{8}$$

式中, $\epsilon$  为颗粒空间分布的空隙率, $\bar{d}$  为颗粒群的平均粒径,因为已经假定颗粒群中各种粒径的出现概率依然为  $p(d/D)$ ,所以  $\bar{d}$  也为床面颗粒的平均粒径。

空隙率  $\epsilon$  (空隙所占体积与空间总体积之比)的计算公式如下

$$\epsilon = 1 - \int_{\eta_*}^1 \frac{\pi}{6} d^3 n p(\eta) d\eta \tag{9}$$

关于流体中颗粒群的阻力系数,在流化床理论中多有研究。根据流化床研究的文献(钱宁等,2003;McEwan, et al,1991;Werner,1990),我们近似选取阻力系数  $C_d$  的计算公式为

$$C_d = \begin{cases} \epsilon^{-3.7} \frac{24}{Re} & Re < 1 \\ \epsilon^{1-\zeta} \left( \frac{24}{Re} + \frac{5}{Re^{0.25}} \right) & Re \geq 1 \end{cases} \tag{10}$$

这里有

$$\zeta = \begin{cases} 1 + 4.45 Re^{-0.1} & 1 \leq Re < 500 \\ 3.99 & Re \geq 500 \end{cases} \tag{11}$$

将表达式(6)和(7)代入式(2),可得

$$\frac{d}{dz} \left[ \rho_a \kappa^2 z^2 \left| \frac{du(z)}{dz} \right| \frac{du(z)}{dz} \right] = \left( \int_{\eta_*}^1 \frac{C_d}{2} \frac{\pi d^2}{4} n p(\eta) d\eta \right) \rho_a |u - u_p| (u - u_p) \quad (12)$$

取积分区间为 $[z_0, z]$ ,整理上式得

$$\rho_a \kappa^2 z^2 \left| \frac{du(z)}{dz} \right| \frac{du(z)}{dz} - \rho_a \kappa^2 z_0^2 \left| \left( \frac{du(z)}{dz} \right)_{z=z_0} \right| \left( \frac{du(z)}{dz} \right)_{z=z_0} = \int_{z_0}^z \left( \int_{\eta_*}^1 \frac{C_d}{2} \frac{\pi d^2}{4} \rho_a |u - u_p| (u - u_p) n p(\eta) d\eta \right) dz \quad (13)$$

$z_0$  为空气动力学粗糙度,根据 Bagnold(1941)的研究, $z_0 = \bar{d}/30$ 。为了简化阻力项的计算,令

$$\kappa^2 z_0^2 \left| \left( \frac{du(z)}{dz} \right)_{z=z_0} \right| \left( \frac{du(z)}{dz} \right)_{z=z_0} + \int_{z_0}^z \left( \int_{\eta_*}^1 \frac{C_d}{2} \frac{\pi d^2}{4} \cdot$$

$|u - u_p| (u - u_p) n p(\eta) d\eta \right) dz = \zeta$ ,取平均粒径  $\bar{d}$  为等效粒径,并引入一个校正系数  $\alpha$ 。 $\alpha$  受边界层中湍流结构的影响,是风速和颗粒级配的函数,对不同风速和不同粒径组,需通过多次试算以确定  $\alpha$  的最佳值。实际上  $\alpha$  是对颗粒拟流体阻力系数的修正,方程(13)在采用液体流化床研究中得出的阻力系数时,将不可避免地会产生误差,因为气体和液体毕竟是两种不同的流体。而且关于颗粒间空隙度的估算都是基于均匀颗粒粒径等假设,这些假设与实际情况是有一定差距的。于是有

$$\zeta = \kappa^2 z_0^2 \left| \left( \frac{du(z)}{dz} \right)_{z=z_0} \right| \left( \frac{du(z)}{dz} \right)_{z=z_0} + \alpha \int_{z_0}^z \left( \frac{C_d}{2} \frac{\pi d^2}{4} |u - u_p| (u - u_p) n(z) \right) dz \quad (14)$$

则式(13)可写为

$$\frac{du(z)}{dz} = \frac{1}{\kappa z} \sqrt{\zeta} \quad \zeta \geq 0 \quad (15)$$

或整理为

$$\frac{du(z)}{dz} = -\frac{1}{\kappa z} \sqrt{-\zeta} \quad \zeta < 0 \quad (16)$$

### 2.1.2 外边界层

设外边界层的高度为  $\delta$ ,这一含沙可忽略的湍流层位于高度区间 $[h, \delta]$ 之中,描述该湍流层的动量方程可写为

$$\frac{d}{dz} \left( \rho_a l^2 \left| \frac{du(z)}{dz} \right| \frac{du(z)}{dz} \right) = 0 \quad (17)$$

式中  $l$  为混合长度,是距床面距离(或高度)的函数,

$l = \kappa z$ ,  $\kappa = 0.4$  为卡门常数。积分式(17)得到

$$u(z) = \frac{u_{*s}}{\kappa} \ln \frac{z}{z_{0s}} \quad (18)$$

这里  $u_{*s}$  为外边界层的剪切风速,由跃移边界层中跃移颗粒的阻力和地表阻力共同所致, $z_{0s}$  为外边界层风速廓线的空气动力学粗糙度,它们的计算公式如下

$$\rho_a u_{*s}^2 = \tau_a |_{z=h} = \rho_a \kappa^2 h^2 \left| \left( \frac{du(z)}{dz} \right)_{z=h} \right| \left( \frac{du(z)}{dz} \right)_{z=h} \quad (19)$$

$$z_{0s} = h \exp \left( -\frac{\kappa u(h)}{u_{*s}} \right) \quad (20)$$

外边界层  $\delta$  高处 的风速(在实验风洞中为风洞轴线风速)可用下式计算

$$u(\delta) = \frac{u_{*s}}{\kappa} \ln \frac{\delta}{z_{0s}} \quad (21)$$

## 2.2 数学模型的数值求解

总结以上推理,可得描述风沙边界层的控制方程:

当  $z \leq h$  时,有

$$\frac{du(z)}{dz} = \begin{cases} \frac{1}{\kappa z} \sqrt{\zeta} & \zeta \geq 0 \\ -\frac{1}{\kappa z} \sqrt{-\zeta} & \zeta < 0 \end{cases} \quad (22)$$

当  $h < z \leq \delta$  时,有

$$u(z) = \frac{u_{*s}}{\kappa} \ln \frac{z}{z_{0s}} \quad (23)$$

$z_0$  处风速为零,当给出  $z_0$  处的风速梯度  $(du(z)/dz)_{z=z_0}$  时,如果还知道  $u_p(z)$  (根据实验数据可回归得到关于  $u_p$  随高度变化的函数)和  $n(z)$  (根据实验数据可回归得到的关于浓度随高度的变化函数),就可用数值积分方法与龙格-库塔方法相结合,求解方程(22),得到区间 $[z_0, h]$ 上的风速分布  $u(z)$ ,然后根据式(18)和(19)计算  $u_{*s}$  和  $z_{0s}$ ,再由式(23)求解区间 $[h, \delta]$ 上的风速分布  $u(z)$ ,最后得到  $\delta$  高度处的风速  $u(\delta)$ 。当  $\delta$  高度处的风速给定为  $u(\delta) = U$  时,求解过程可选为试射法,即通过变换  $z_0$  处风速梯度  $(du/dz)_{z=z_0}$  之值进行多次求解,以便逼近  $\delta$  处给定的风速  $U$ 。

## 3 颗粒拟流体的速度分布和浓度分布的实验结果

根据前面所建立的数学模型,欲计算风沙流中的风速分布,需要知道颗粒拟流体的速度分布  $u_p(z)$

和浓度分布  $n(z)$ 。我们利用粒子图像测速仪(PIV),通过风洞模拟实验来获取这些关键资料。

实验在中国科学院沙漠与沙漠化重点实验室风沙环境风洞中进行。该风洞为直流闭口吹气式风洞,洞体总长 37.7 m,其中实验段长 16.6 m,实验段截面积  $0.6 \text{ m} \times 1.0 \text{ m}$ 。风洞可调风速范围为 2—40 m/s,实验段边界层厚度可超过 0.12 m。实验所用的颗粒拟流体的浓度和速度测量仪器为北京立方天地公司研制的粒子图像测速仪,该仪器以现代激光技术和图像处理技术,非接触地测定某特定范围内不同位置的颗粒平均速度和以灰度阶表示的相对浓度,被证明是研究颗粒速度和浓度分布的理想仪器(刘大有,1993)。本实验主要针对 100—200、200—300 和 300—400  $\mu\text{m}$  3 个粒径组,8、10、12 和 14 m/s 4 种风速进行实验。实验测定了不同高度风沙流中运动沙粒的平均速度、浓度及总输沙率。在实验中,将事先准备好的沙样放入长 2.5 m、宽 1 m 和深 0.02 m 的沙盘中,表面刮平。装有沙样的沙盘置于风洞实验段距实验段入口下风 8 m 处,表面与风洞底板齐平。风沙流浓度和速度测量位置位于沙盘下风 10 m 处。粒子图像测速仪的测量区域为 150 mm 高,120 mm 宽,CCD 距测量区域 550 mm。通过对实验前后的沙盘称重,得出输沙率。对大量实验数据统计分析,建立了颗粒拟流体平均速度和相对浓度随高度的变化函数(式(24)和(25)),函数中的各参数列于表 1 和表 2。

表 1 跃移风沙流颗粒(颗粒拟流体)的平均速度随高度变化函数的拟合结果

Table 1 Regression coefficients for the variation of the mean velocity of the fluidized particle flow with height

粒径组(mm)	风速 $U(\text{m/s})$	$a_1$	$b_1$	$r^2$
0.1—0.2	8	0.9575	0.5825	0.998
	10	0.9429	0.5671	0.997
	12	0.8901	0.5381	0.994
	14	0.8064	0.5488	0.998
0.2—0.3	10	0.6675	0.5473	0.996
	12	0.6778	0.5683	0.998
	14	0.6450	0.5195	0.995
0.3—0.4	10	0.5864	0.5515	0.998
	12	0.5705	0.5468	0.993
	14	0.5609	0.5522	0.995

注:拟合函数:  $u_p(z)/U = a_1(z/h)^{b_1}$ ,  $u_p(z)$  是平均意义下颗粒拟流体的水平速度。 $h=120 \text{ mm}$  为跃移边界层厚度。 $U$  是风洞轴线风速,有  $U = u(\delta)$ ,  $\delta$  为边界层厚度,实验中  $\delta=500 \text{ mm}$ ,  $a_1$  和  $b_1$  是回归系数,  $r^2$  为相关系数。

表 2 跃移风沙流颗粒(颗粒拟流体)相对浓度随高度变化函数的拟合结果

Table 2 Regression coefficients for the variation of particle concentration in the fluidized particle flow with height

粒径组(mm)	风速 $U(\text{m/s})$	$a_2$	$b_2$	$r^2$
0.1—0.2	8	0.2388	-5.1444	0.998
	10	0.1704	-4.2165	1.000
	12	0.1584	-2.8663	0.986
	14	0.1174	-2.4543	0.990
0.2—0.3	10	0.2478	-4.0646	0.994
	12	0.1390	-3.4220	1.000
	14	0.1159	-2.8562	0.999
0.3—0.4	10	0.2400	-5.2721	0.998
	12	0.1660	-4.1051	1.000
	14	0.1417	-3.4671	1.000

注:拟合函数:  $c_g(z)/c_g(z_*) = e^{a_2 + b_2(z/h)^{1/2}}$ ,  $c_g(z)$  为相对颗粒浓度,  $c_g(z_*)$  为参考高度  $z_*$  处的颗粒浓度( $z_*$  大约为 2 mm),  $h$  为内层厚度,实验中  $h=120 \text{ mm}$ ,  $a_2$  和  $b_2$  为回归系数,  $U$  为风洞轴线风速,  $U = u(\delta)$ ,  $r^2$  为相关系数。

$$u_p(z)/U = a_1(z/h)^{b_1} \quad (24)$$

式中  $u_p(z)$  为  $z$  高度处平均意义下颗粒拟流体的水平速度,  $h=120 \text{ mm}$  为跃移边界层厚度,  $U$  为风洞轴线风速,  $U = u(\delta)$ ,  $\delta$  为边界层厚度,实验中  $\delta=500 \text{ mm}$ ,  $a_1$  和  $b_1$  是回归系数。

$$c_g(z)/c_g(z_*) = e^{a_2 + b_2(z/h)^{1/2}} \quad (25)$$

式中  $c_g(z)$  为以灰度阶表示的相对颗粒浓度,  $c_g(z_*)$  为以灰度阶表示的参考高度  $z_*$  处的颗粒相对浓度( $z_* \approx 2 \text{ mm}$ ),  $h=120 \text{ mm}$  为跃移边界层厚度,  $a_1$  和  $b_1$  为回归系数。

根据表 1 和表 2, 颗粒拟流体的平均水平速度和浓度均随高度有规律地变化。前者随着高度的增加呈幂函数增大, 后者随着高度的增加急剧减小, 说明风沙运动主要发生于贴地层。

计算中所需要的实际(绝对)颗粒浓度根据实验得到的相对浓度及相应的输沙率求出。用  $Q$  表示输沙率, 可得到

$$Q = K \int_{z_0}^h c_g(z) u_p(z) dz \quad (26)$$

这里  $K$  为一比例系数, 代入  $c_g(z)$  和  $u_p(z)$  的回归表达式(表 1 和表 2)后可得

$$Q = K \int_{z_0}^h c_g(z_*) e^{a_2 + b_2(z/h)^{1/2}} U a_1 (z/h)^{b_1} dz \quad (27)$$

令  $K c_g(z_*) = K_*$ , 则有

$$K_* = \frac{Q}{U \int_{z_0}^h e^{a_2 + b_2(z/h)^{1/2}} a_1(z/h)^{b_1} dz} \quad (28)$$

如果假定颗粒都为球形,得到

$$\frac{\pi}{6} \bar{d}^3 \rho_s n(z) = K_* c_g(z) \quad (29)$$

从而得出计算平均粒径意义下  $n(z)$  的公式

$$n(z) = \frac{6K_* c_g(z)}{\pi \bar{d}^3 \rho_s} \quad (30)$$

所以,为了将相对浓度转换为实际(绝对)浓度,实验中还测定了各粒径组在各实验风速条件时的输沙率,测量结果列于表 3。由式(28)和(30)得出实际颗粒浓度。

表 3 不同颗粒粒径组在不同风速条件下输沙率的风洞测量结果

Table 3 Measured sand transport rate for different size groups at different wind velocities

粒径组 (mm)	不同风速时的输沙率 $Q(g/cm \cdot s)$			
	$U=8$ m/s	$U=10$ m/s	$U=12$ m/s	$U=14$ m/s
0.1—0.2	0.25875	0.52635	1.1995	2.5601
0.2—0.3		0.4980	1.16	2.2143
0.3—0.4		0.473	0.9101	1.7061

## 4 模拟结果与讨论

### 4.1 风沙流中风速廓线的模拟结果与实测结果的对比分析

为了验证模拟结果,我们在风洞中测定了风沙流中的风速廓线。本实验仍然是在中国科学院沙漠与沙漠化重点实验室风沙环境风洞中进行。实验所用的材料与实验条件和颗粒拟流体速度和浓度实验基本相同,风沙流中的风速廓线用防沙风速廓线仪测定。

图 2 为根据本文所建立的模型计算得出的风沙流中的风速廓线与实际测量结果的对比。模拟曲线与实测数据吻合得比较好,都反映出跃移边界层中风速廓线在半对数图中呈上凸曲线的鲜明特征。上凸是跃移颗粒流对风场产生阻力的表现。跃移颗粒被风加速,在气流中获得动量后与床面发生碰撞,击溅起其他颗粒进入跃移云,使得跃移运动的连锁反应得以产生并维持下去,同时,跃移颗粒对地表的碰撞,也为地表颗粒的蠕移运动提供了能量。所以,风沙流中风速廓线在半对数图上的上凸形状,正好说

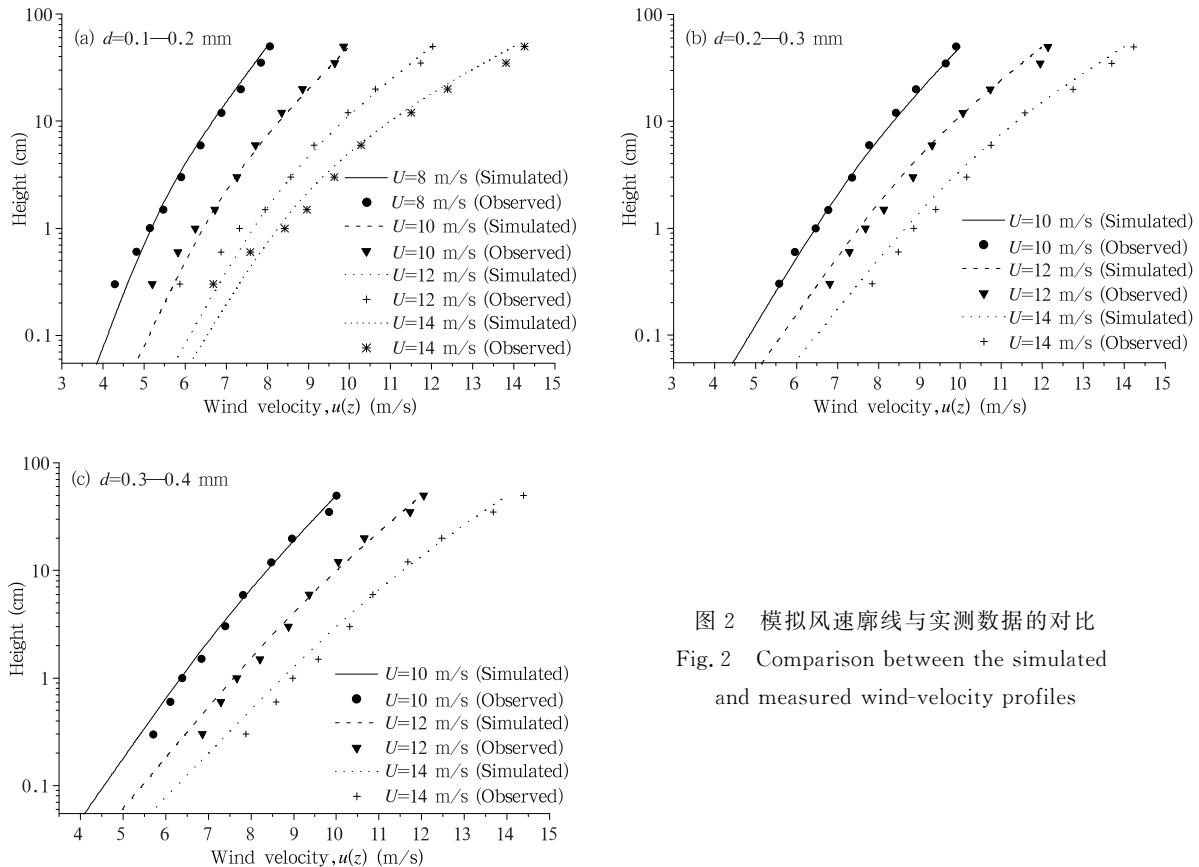


图 2 模拟风速廓线与实测数据的对比  
Fig. 2 Comparison between the simulated and measured wind-velocity profiles

明了风场是激发和维持风沙流的能量来源,而跃移和蠕移,只是一个具有自组织行为的耗散过程。

在模型中,我们直接引入了有关研究者给出的流化床中颗粒相阻力系数的计算公式,并在等质量浓度意义下,用平均粒径代替了粒径组的所有粒径,这将造成颗粒数量的误差和颗粒阻力的误差,这些误差都可通过调整因子 $\alpha$ 来克服,使计算结果与实测结果相吻。图3给出了不同粒径组在不同风速条件时调整因子 $\alpha$ 的取值。可以发现, $\alpha$ 的取值随风速增大和粒径组变粗而减小。所以,调整因子 $\alpha$ 是风速和粒径组级配的函数,是一个综合反映风沙流边界层中颗粒相与气相之间相互作用的参数。

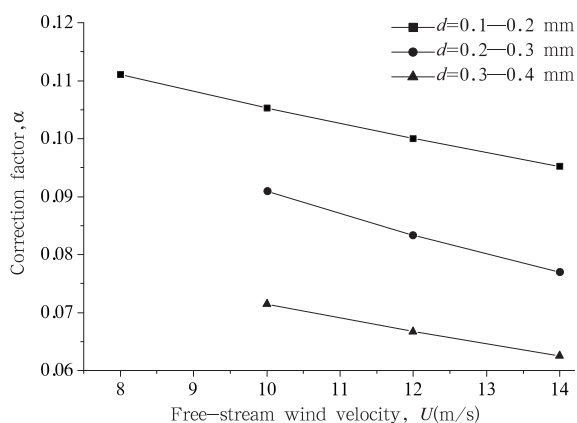


图3 不同粒径和风速条件下的修正系数

Fig. 3 The correction factor for different grain size group and wind velocity

#### 4.2 风沙流中的剪切速度与拜格诺结的讨论

前人的实验结果以及本文的模拟与实验结果均证明了风沙流中的风速廓线在半对数图上呈现为上凸的曲线,且上凸程度随着风速增大而增大。但随着离地高度的增加,风速廓线逐渐逼近直线形态(随着风速增大,高处的风速廓线与高度对数坐标轴之间的夹角也增大),说明跃移层之上的风速分布仍然可以用对数曲线近似表达,Bagnold(1941)、Zingg(1953)和Owen(1964)等学者正是基于这样的事实,均根据普朗特通用速度分布方程建立了风沙流中的风速方程。但必须强调指出,对跃移边界层之上的风速分布,在同样的轴线风速条件下,无风沙流(净风)和有风沙流(挟沙风)时所对应的剪切速度截然不同。无风沙流时,剪切风速 $u_*$ 只反映定床粗糙度的阻力,而有风沙流时,风所受阻力主要来自跃移

颗粒,这一阻力远大于床面阻力,所以剪切风速 $u_*$ 就包含地表阻力和跃移层阻力两个方面。我们使用对数曲线表达跃移边界层之上的风速分布,具有合理性,是不计较跃移层中风速廓线细节形状的一种做法,但一定要注意区别无风沙运动的定床和有风沙运动的动床条件下意义不同的剪切速度。无风沙流时风速廓线和高度对数坐标之间的夹角,与定床剪切速度成正比,与之类似,有风沙流时,跃移边界层之外风速廓线和高度对数坐标之间的夹角,与动床剪切速度成正比。有风沙流时,夹角要明显大于无风沙流时的定床情形,而且模拟和实验结果都表明,边界层外风速越大,跃移边界层中风速廓线的上凸程度亦越大,跃移边界层外风速廓线与高度对数坐标轴间的夹角也越大,意味着跃移颗粒与风场之间相互作用愈强烈,使得近地层风场能量耗散更多。可见,在风沙流中,半对数坐标系中风速廓线的上凸程度,以及较高处风速廓线与高度对数坐标之间的夹角大小(与剪切速度成正比),都可以用于表征跃移风沙流从风场中获取能量之多寡。所以动床剪切速度 $u_{*s}$ 是综合反映风场与跃移层以及地表之间相互作用的物理量,并不是Bagnold所认为的仅决定于高空气流状态。

风沙流中的风速廓线是偏离对数规律的,但其偏离程度因高度变化而不同。Bagnold早期的实验结果表明,最大的偏离出现于距地表的某一高度处,当将风沙流中的风速廓线实验结果以折线连接时,最大偏离点处出现突然的转折(或结点)。在Bagnold的研究中,这一结点现象被首次发现,但因受到当时实验条件的限制,Bagnold只简单地在半对数图上分别用两段斜率不同的直线近似表达结点之上和结点之下的风速分布。Bagnold认为,结点位置应该代表跃移运动的平均跃移轨迹即特性轨迹的高度。后来的研究者将这一结点称为拜格诺结(Bagnold's kink),并进一步论证了其物理意义,认为拜格诺结是风沙流中风速廓线的一个重要特征,包含着风与沙相互作用的重要信息。实际上,风沙流中的风速廓线是逐渐过渡的,呈现为光滑的曲线,并非突然转折(Gerety, 1985)。McEwan(1993)在分析了拜格诺结的物理意义后指出,拜格诺结是由运动颗粒对气流产生的最大阻力形成的,若在半对数图上,“风速”对“高度对数坐标”的二阶导数 $d^2u/d(\ln z)^2$ 有最大值,则就有拜格诺结存在。

为了证明拜格诺结是否存在,我们根据模拟结果计算了风沙流中“风速”对“高度对数坐标”的二阶导数  $d^2u/d(\ln z)^2$  (图 4),表明  $d^2u/d(\ln z)^2$  确有最大值。表 4 列出了图 4 中拜格诺结的高度。拜格诺结的高度随着风速的增大而增大,这是因为风速愈

大跃移颗粒的跃移高度愈高,导致对气流产生最大阻力的位置亦愈高。拜格诺结的高度亦因颗粒粒径不同而变化,随粒径组的变粗先增大后减小,对于这种变化规律目前暂无法给出合理的解释,有待继续研究。

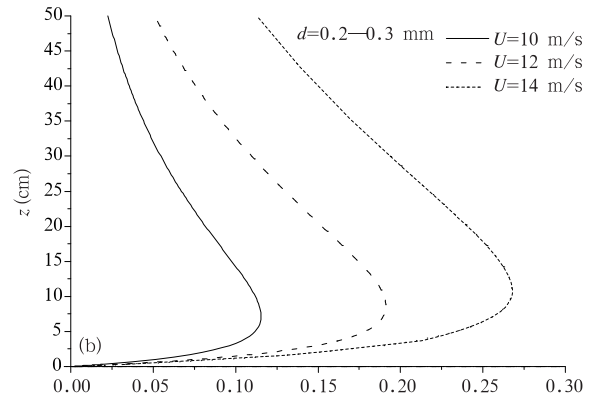
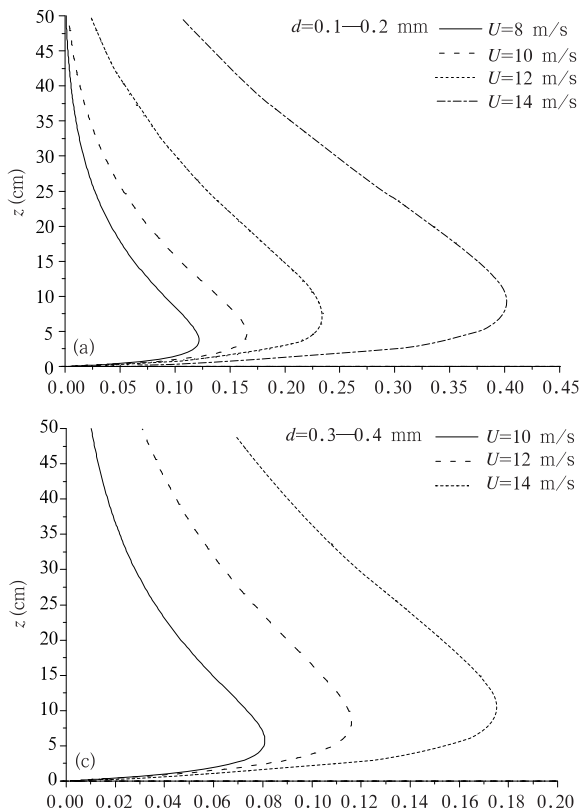


图 4 风速对高度对数坐标的二阶导数  $d^2u(z)/d(\ln z)^2$  随高度的变化

Fig. 4 Variation with height of  $d^2u(z)/d(\ln z)^2$

表 4 不同颗粒粒径组在不同风速条件下结点高度(mm)

Table 4 Height of Bagnold's kink (mm) for different particle size groups at different wind velocities

粒径组 (mm)	不同风速时的结点高度 (mm)			
	$U=8$ m/s	$U=10$ m/s	$U=12$ m/s	$U=14$ m/s
0.1—0.2	37.24	46.64	70.67	90.57
0.2—0.3		71.94	85.64	109.01
0.3—0.4		57.71	83.21	103.64

## 5 结论

本文将跃移风沙流视为连续流动的颗粒拟流体,通过考虑颗粒拟流体和气流两相之间的相互作用,建立了描述风沙流中风速廓线的数学模型。根据该数学模型,应用测量得到的颗粒拟流体的浓渡分布函数和速度分布函数,就可以算出风沙流中的速度廓线。

关于风速廓线的模拟结果与实验数据吻合得比较好,证明风沙流中风速廓线在半对数图上呈上凸曲线,而在跃移边界层之外逐渐逼近直线。从模拟和实验结果可以看出,不管是定床剪切速度,还是动床剪切速度,都是反映边界层流场与床面以及运动颗粒之间相互作用的物理量,在相同的边界层外风速作用下,无风沙运动的定床与有风沙运动的动床具有不同的剪切速度。

模拟结果表明,风沙流中的风速廓线上存在明显结点(kink),再次肯定了拜格诺结的存在及其物理意义。结点高度随着风速和粒径组的不同而相应不同。结点高度随着风速的增大而增大与跃移高度随风速的增大而增大这一事实基本一致,而随颗粒粒径的变化规律目前尚难以给出合理的解释,有待于进一步研究。

应当强调的是,本文在建立模型时,直接引用了



液体流化床研究中得出的颗粒拟流体的水平阻力系数,而且假定均匀粒径,认为气流对颗粒的升力可以忽略。液体和气体毕竟是两种不同的流体,模型中的假设不同程度地偏离实际情况。虽然,本文在模型中通过引入修正系数来缩小模型模拟结果与风洞实测结果之间的差异,使得二者吻合得比较好,但导致模拟结果与实测结果之间的误差是复杂的。本文所引入的修正系数是经验性的,对其物理意义及影响因素需要作深入的研究,只有这样才能提出具有较为广泛适用性的模型。针对上述局限性,未来的研究需要设法确定风沙流中颗粒拟流体的阻力系数,以此反推本文所引入的修正系数的物理意义。

## References

- Anderson R S, Haff P K. 1991. Wind modification and bed response during salation of sand in the air. *Acta Mech*, (Suppl): 21-25
- Bagnold R A. 1941. *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*. New York: William Morrow & Company, 265pp
- Bauer B O, Houser C A, Nicking W G. 2004. Analysis of velocity profile measurements from wind tunnel experiments with saltation. *Geomorphology*, 59: 81-98
- Einstein H A, Ning Chien. 1955. Effects of sediment concentration near the bed on the velocity and sediment distribution. M. R. D. Sediment Series No. 8, Missouri River Div., Corps Engrs, 76pp
- Gerety K M. 1985. Problem with determination of  $U_*$  from wind velocity profiles measured in experiments with saltation // Barn-dorff-Nielsen O E et al., Proceedings of International Workshop on the Physics of Blown Sand, Aarhus University, Denmark, 271-300
- Gu Zhaolin, Zhao Yongzhi, Yu Yongzhang et al. 2003. Numerical study of the formation evolution and structure of dust devil. *Acta Meteorologica Sinica*. 61(6): 751-756
- Li Z S, Ni J R, Mendoza C. 2003. An analytic expression for wind-velocity profile within the saltation layer. *Geomorphology*, 60: 359-369
- Liu Dayou. 1993. *Fluid Dynamics of Two-phase Systems*. Beijing: China High Education Press, 734 pp
- McEwan I K, Willetts B B. 1993. Adaptation of the near surface wind to the development of sand transport. *Journal of Fluid Mechanics*, 252: 99-101
- McEwan I K, Willetts B B. 1991. Numerical model of the saltation cloud. *Acta Mechanica*, (Suppl): 53-69
- McEwan I K. 1993. Bagnold's kink: a physical property of a wind profile modified by blown sand? *Earth Surface Processes and Landforms*, 18:145-156
- Niu Shengjie, Zhang Chengchang. 2002. Comprehensive researches on sand particle uptake and vertical transport of sand storms in Helan Mountain Area. *Acta Meteorologica Sinica*. 60(2): 194-204
- Owen P R. 2003. Saltation of uniform grains in air. *J Fluid Mech*, 1964, 20: 225-242
- Qian Ning, Wan Zhaohui. *Sedimentation Dynamics*. Beijing: Science Press, 403-413
- Stanislas M, Kompenhas J, Westerweel J. 2000. *Particle Image Velocimetry: Progress Towards Industrial Application*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 734pp
- Ungar J, Haff P K. 1987. Steady state saltation in air. *Sedimentology*, 34: 289-299
- Vanoni V A, Nomicos G N. 1960. Resistance properties of sediment-laden streams. *Trans Amer Soc Civil Engrs*, 125: 1140-1175
- Wang Xiaolin, Zhai Panmao. 2004. The spatial and temporal variations of spring dust storms in China and its associations with surface winds and sea level pressures. *Acta Meteorologica Sinica*. 62(1): 96-103
- Wen C Y, Yu Y H. 1966. Mechanics of fluidization. *Chem Eng Prog Symp Ser*, 62: 101-110
- Werner B T. 1990. A steady state model of wind blown sand transport. *J Geology*, 98(1): 1-17
- Xie H Y, Zhang D W. 2001. Stokes shape factor and its application in the measurement of sphericity of non-spherical particles. *Powder Tech*, 114: 102-105
- Xie H Y. 1997. Drag coefficient of fluidized particles at high Reynolds numbers. *Chem Eng Sci*, 52: 3051-3052
- Zhang Li, Ren Guoyu. 2003. Change in dust storm frequency and the climatic conditions in northern China. *Acta Meteorologica Sinica*. 61(6): 744-750
- Zingg A W. 1953. Wind tunnel studies of the movement of sedimentary materials // Proceedings 5th Hydraulic Conference, Bull, 24, univ. of Iowa, Iowa City, 111

## 附中文参考文献

- 顾兆林,赵永志,郁永章等. 2003. 尘卷风的形成、结构和卷起沙尘过程的数值研究. *气象学报*, 61(6): 751-760
- 刘大有. 1993. *二相流体动力学*. 北京: 高等教育出版社, 734pp
- 牛生杰,章澄昌. 2002. 贺兰山地区沙尘暴沙尘起动和垂直输送物理因子的综合研究. *气象学报*, 60(2): 194-204
- 钱宁,万兆惠. 2003. *泥沙运动力学*. 北京: 科学出版社, 403-413
- 王小玲,翟盘茂. 2004. 中国春季沙尘天气频数的时空变化及其与地面风压场的关系. *气象学报*, 62(1): 96-103
- 张莉,任国玉. 2003. 中国北方沙尘暴频数演化及其气候成因分析. *气象学报*, 61(6): 744-750