

兰州大学

博士学位论文

野外风沙跃移运动的观测实验与数值模拟

姓名：史锋

申请学位级别：博士

专业：力学·固体力学

指导教师：黄宁

20100501

摘 要

现阶段风沙运动研究的理论分析与数值模拟主要是在平坦地面、给定风向风速等可控条件下进行的,能够考虑野外真实环境下风速脉动和复杂地形对其影响的研究较少。本学位论文开展了有关野外真实环境下风沙运动机理微宏观方面的一些基础性实验与理论建模及数值模拟,主要研究内容如下:

1、通过与美国农业部土壤风蚀与水土保持研究所合作,配合该研究所大斯普林野外观测站前站长 Fryrear 研究员对野外测量仪器进行了安装调试,利用调试的一套可以多点同步实时测量风速、风向、温湿度和输沙强度的测量系统,在巴丹吉林沙漠和腾格里沙漠交汇的甘肃民勤地区对近地层风速、风向、输沙强度、温度和湿度等物理量进行了频率为 1Hz 的测量;

2、利用野外实验观测得到的风速和输沙强度数据,计算了野外真实环境下的临界起动风速,结果表明由于局部地表特征的变化导致临界起动风速随时间波动很大;通过分析实验观测数据还发现时间步长不同时,水平瞬时风速和跃移强度的相关系数随时间步长的增长成对数增加,当时间步长大于 40s 时,相关系数趋于稳定;

3、利用建立的风—沙相互耦合的风沙跃移运动模型,研究了脉动风速作用下的输沙率,与实测数据对比说明该模型的合理性;

4、从坡面颗粒受力出发,推导了坡面沙粒起动要求的来流临界摩阻风速计算公式,并利用 FLUENT 软件模拟了流过沙丘的风场,进一步分析了坡度和坡面位置对临界起动风速的影响;

5、利用 FLUENT 软件模拟了沙尘暴发生期间 18 种来流条件下奇华胡安沙漠复杂地形的流场,并与实测数据进行了对照;而后对沙尘暴发生期间不同来流条件下民勤典型新月型沙丘的流场进行了数值模拟,分析了沙丘丘基线上单宽输沙率的变化规律。

关键词: 野外实验, 风沙跃移运动, 风速廓线, 单宽输沙率, 野外临界起动风速, 民勤新月型沙丘, 数值模拟

ABSTRACT

Studies of erosion saltation are currently concentrating on wind tunnel experiments, theoretical analyses and numerical simulations under ideal as well as controllable conditions, such as under time-invariant wind speed and flat sand bed. Whereas the researches of effects of fluctuations characteristics of wind velocity and the complex microtopography in real desert on sand saltation appear to be much fewer although these topics have obtained increasing recognition of importance in recent decades. This dissertation presents some basic field experiments and theoretical modeling and computational simulation for erosion saltation, and the main achievements are made in the following aspects:

1. Based on cooperation with Wind Erosion and Water conservation Research Unit of US Agriculture Department, we installed and debugged a system with a former station master of Big Spring Field Station, a soil scientist, Donald (Bill) Fryrear, which was designed to synchronously measure physical quantities, such as fluctuating near-surface wind velocity, sand transport intensity temperature and humidity with 1Hz frequency at two points on the barchan dune in Minqin area, which is located between edges of the Badain Jaran Desert and the Tengger Desert.

2. The measured wind speed and saltation intensity are used to calculate threshold wind speed in local environmental conditions. The results show that the threshold wind speed varies in complex ways, as a result of the variation of local environmental conditions during the dust storm. Through analyzing observational data, it is found that the correlation coefficient between horizontal wind velocity and sand saltation intensity logarithmically increases with the increment of time step when it is less than 40 seconds and then it gradually tends to stable.

3. Using a numerical model of sand saltation, we analyzed the field sand fluxes under the fluctuating wind speed, and the numerical results are fairly coincident with the field experimental results.

4. Through take into consideration of the forces on a grain resting on the slope, we predict the upstream threshold friction velocity for sand particles on sloping beds. Further, quantitative analyses of slope gradient and particle position on the initiation of particle movement are processed based on the CFD-based model.

5. The wind speeds are simulated over the surfaces of complex microtopography in Chihuahuan Desert by FLUENT. The results indicate that the simulated wind speeds are in good agreement with the measured wind speeds. Then the sand fluxes have been calculated at some positions of a dune in Minqin Area during a sand storm event based on the wind field simulated by FLUENT and the variation regularities of sand transport rate along the brink of the dune are analyzed.

Key words: Field experiment; aeolian saltation; wind profile; sand flux; field threshold wind speed; Minqin barchan dune; computational simulation

原创性声明

本人郑重声明：本人所呈交的学位论文，是在导师的指导下独立进行研究所取得的成果。学位论文中凡引用他人已经发表或未发表的成果、数据、观点等，均已明确注明出处。除文中已经注明引用的论文外，不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的科研成果。对本文的研究成果做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式注明。

本声明的法律责任由本人承担

论文作者签名： 史锋 日期： 2010.6.1.

关于学位论文使用授权的声明

本人在导师指导下所完成的论文及相关的职务作品，知识产权归属兰州大学。本人完全了解兰州大学有关保存、使用学位论文的规定，同意学校保存或向国家有关部门或机构送交论文的纸质版和电子版，允许论文被查阅和借阅；本人授权兰州大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用任何复制手段保存和汇编本学位论文。本人离校后发表、使用学位论文或与该论文直接相关的学术论文或成果时，第一署名单位仍然为兰州大学。

保密论文在解密后遵守此规定。

论文作者签名：宋锋 导师签名：黄宁 日期：2010.6.1.

第一章 绪 论

1.1 研究目的与意义

世界上沙漠约占全球陆地总面积的 1/5, 非洲有 30%的土地被沙漠覆盖^[1]。20 世纪 90 年代以来, 在以全球变暖为主要特征的气候变化背景下, 沙尘暴等极端天气气候灾害明显增多, 对经济社会发展的影响日益加剧^[2], 因此对风沙运动的研究一直备受社会和研究人员的关注。而深刻揭示风沙运动的力学机理有助于人们对风沙运动规律的认识和了解, 使之逐步逼近全面、客观和准确, 并由此提出对防沙工程和结构设计的科学依据和评判方法, 也有助于认识外星球的构造^[3-5], 理解沙漠基本形态(沙丘和沙波纹等)的形成和发展^[6-8]。近年来, 郑晓静院士及兰州大学风沙环境力学小组从沙粒起跃初速度分布^[9], 风沙电的规律^[10]及影响^[11]以及输沙率的理论模拟^[12]等不同角度, 对风沙运动进行了全面并颇为新颖的研究, 在实现对风沙运动的定量模拟以及沙丘迁移模拟方面^[13]取得了一系列实质性成果。除此之外, 以著名大气物理学家曾庆存院士为首的一批从事气象、遥感、地理和环境研究的科技工作者, 在国家项目的支持下, 充分发挥多学科联合攻关的优势, 在沙尘暴研究方面取得了多方面的创新性研究成果^[14]。

1.2 研究现状概述

十九世纪末二十世纪初, 风沙运动及其所产生的灾害问题就已引起了地质学家和地貌学家的关注^[15]。二十世纪 30 年代在美国大平原及加拿大西部大草原所发生的沙尘暴, 引起了科学家对风蚀危害研究的关注^[16]。Bagnold 在 1929 年和 1930 年考察了 Western 沙漠, 意识了解到沙粒运动规律是阐明各种风沙运动现象和过程的基础, 随后在 1935~1939 年间开展了大量野外观测和风洞试验, 之后总结完成了《The Physics of Blown Sand and Desert Dunes》(《风沙与荒漠沙丘物理学》)这一著名经典专著, 为风沙物理学研究奠定了基础。该书论述了风沙物理学的基本理论, 深入讨论了沙粒分布、沙波纹、沙丘类型、沙丘沉积物的内部构

造以及鸣沙等伴随风沙运动的现象和过程特点,提出了平坦床面临界起动风速计算公式、起沙后风速分布模式与输沙率计算公式等,这些研究成果被后人反复证实和广泛应用^[17; 18]。Bagnold 在 1941 年将风沙流的运动主要划分为跃移、悬移及蠕移等三种基本形式(如图 1.1 所示)。在这三种运动形式中,通过实验研究表明与跃移运动沙粒相关联的输沙量占全部输沙量的 75%左右,说明跃移运动为风沙运动的主要表现形式;其次,它与其它两种运动形式相比较而言,认识和开展研究方面要容易一些。但从整体来看,这三种运动始终耦合在一起,尤其是跃移运动和蠕移运动在实际测量和观测过程中很难进行严格区分,从而导致了风沙运动研究的许多复杂性^[19; 20]。

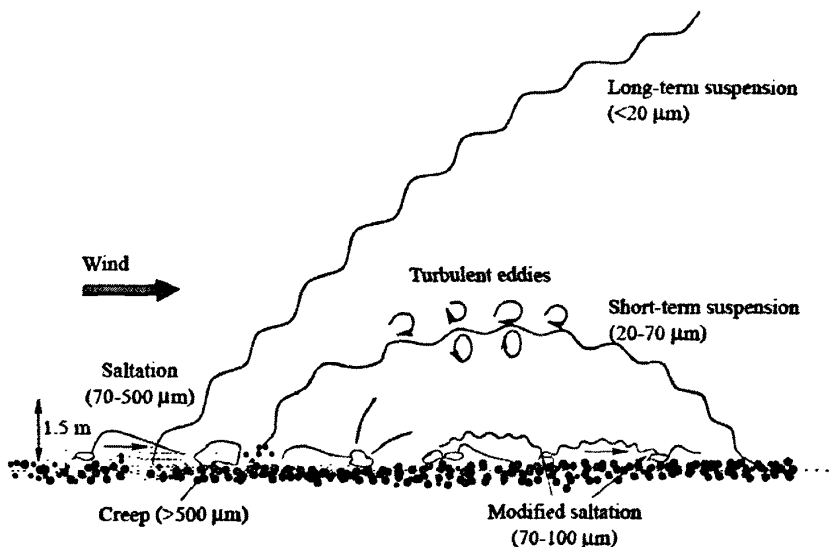


图1.1 风沙运动的三种基本形式^[21]

20 世纪 40~50 年代,关于风沙运动的研究得到了进一步的发展。Chepil 发表了 100 余篇有关土壤风蚀方面的文章,其中涉及到许多与风沙运动相关的内容^[22]。与 Bagnold 相比, Chepil 更注重研究影响颗粒输移的地表特性,包括土壤抗风蚀性、农田间距、垄的高度和植被因子等,探讨的问题比 Bagnold 要更为复杂,更为深入。这一期间, Kawamura 和 Zingg 等人对风沙物理学关键参数单宽输沙率也进行了重要的研究^[23; 24]。20 世纪 60~70 年代,在风沙运动的理论分析和数值模拟方面取得了一些重要的成果。认为运动沙粒在受到风力作用的同时,对风也会产生阻滞作用,这种风与沙之间的相互耦合作用导致了风沙流的自平衡机

制:即在一定风速条件下,运动沙粒达到一定数量以后,风沙运动将保持动态平衡状态,此时运动沙粒数、输沙率以及近地层的风速廓线等将保持稳定状态^[25-28]。Owen 基于风沙流发育的自平衡思想分析了沙粒输移规律,并将沙粒跃移层视为有效粗糙度,提出了具有较大影响的输沙率公式和跃移层外风速垂向分布计算公式^[25];同一时期 Williams 还讨论了沙粒形状对沙粒运动及输沙的影响,并分析了不同高度的沙粒粒径分布特征等^[19; 29]。

20 世纪 80~90 年代,一系列国际风沙学术会议的举行推动了风沙运动研究的全面发展,出版了许多重要的期刊论文、专著和会议论文集^[21; 30-35]等。会议研讨的结果表明风沙研究在研究方法上更趋于多样化,包括野外观测、风洞实验(如高速摄影)、数值模拟和理论分析等^[19]。

跨入 21 世纪,风沙运动的研究异常活跃。在研究内容方面更趋于系统化^[36]。最近,第六届风沙研究国际会议(Sixth International Conference on Aeolian Research, ICAR VI)于 2006 年 7 月 24 日至 28 日在加拿大安大略省的圭尔夫大学(University of Guelph)召开^[37],会议由加拿大圭尔夫大学的 William G Nickling 教授和美国荒漠研究所的 John A. Gillies 和 Nicholas Lancaster 教授召集。共有来自世界 25 个国家和地区的 170 余名风沙研究学者出席了会议,主要是美国和加拿大的学者,中国有来自中国科学院、兰州大学、中山大学、佛山大学和台湾的 10 余位学者参加了会议。兰州大学的郑晓静教授、周又和教授、黄宁教授和武建军教授等参加了会议并做了专题报告。大会提交的论文经过评审在地学国际知名杂志《Journal of Geophysical Research-Earth Surface》^[38]、《Geomorphology》^[39]和《Earth Surface Processes and Landforms》^[40]出版了会议论文专集。此次大会是风沙研究领域规模最大,参加人数最多的国际会议,在一定程度上反映了当前国际风沙研究的现状和发展方向。大会最后商议决定第七届风沙研究国际会议(Seventh International Conference on Aeolian Research, ICAR VII)于 2010 年 7 月 5 日至 9 日在阿根廷的 Santa Rosa 召开。下面笔者对风沙研究进展中几个重要的方面进行具体论述。

1.2.1 沙粒的起跃机制

风沙颗粒起动是地表沙粒所受各种力的综合结果。由于测量方面的困难,目前对于沙粒起跃机制仍停留在猜测阶段。根据国内外目前的主要研究成果,风沙

起动理论有 10 种假设：分别是风压起动、升力起动、冲击起动、压差起动、振动起动、斜面飞升、猝发起动、湍流起动、负压起动和涡旋起动等。可将 10 种假说分为两大类，即以接触力为主的起动学说和以非接触力为主的起动学说^[41]。虽然关于起跃机制有 10 种假说，但在研究风沙跃移运动时普遍认同 Bagnold 在 1941 年提出的两种起动模式，即流体直接起动模式和冲击起动模式。床面沙粒在气流作用下开始移动的临界风速称为流体起动风速（fluid threshold velocity）。沙粒移动后，进而以跳跃的形式进入气流中。跳跃的沙粒回落到床面时，会对组成床面的沙粒产生一定的冲击作用，受这一作用力的影响，此时床面沙粒在小于流体起动风速条件下亦能保持运动状态，通常将在跳跃沙粒的冲击作用下能够维持沙粒运动的最低风速称为冲击起动风速（impact threshold velocity）。这两种起动值的差别见图 1.2。

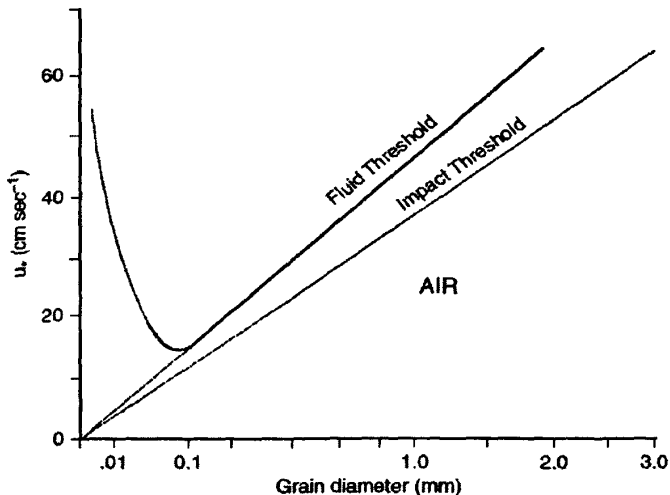


图 1.2 流体起动和冲击起动的差别（摘自 Bagnold, 1941）

随后，Bagnold 通过对平坦床面上沙粒的受力分析，得出粗沙粒的临界起动风速公式：

$$u_{*t} = A \sqrt{\frac{\rho_p - \rho_a}{\rho_a} g D_p} \quad (1.2.1)$$

式中： ρ_p 和 ρ_a 分别为颗粒和气流的密度； g 为重力加速度； D_p 为沙粒粒径； A 为经验系数（ ≈ 0.1 ）。当沙粒粒径小于 0.01mm 时，颗粒之间会产生较强的凝聚

力 (Cohesive force)，这时 (1.2.1) 式将不再适用。Greeley 和 Iverson 在 1985 年提出了考虑颗粒间凝聚力的临界起动风速表达式^[42]

$$u_{*t} = A_1 \sqrt{\frac{\rho_p - \rho_a}{\rho_a} g d} F(\text{Re}_{*t}) G(d) \quad (1.2.2)$$

式中： A_1 为经验系数； $F(\text{Re}_{*t})$ 是风速等于临界起动风速时颗粒雷诺数的函数；

$G(d)$ 是颗粒粒径的函数。 A_1 、 $F(\text{Re}_{*t})$ 和 $G(d)$ 可根据风洞实验结果得出。Shao 和 Lu 提出了更为简单的表达式^[42]

$$u_{*t} = \sqrt{A_N \left(\frac{\rho_p - \rho_a}{\rho_a} g d + \frac{\gamma}{\rho_a d} \right)} \quad (1.2.3)$$

式中： A_N 约等于 0.0123； γ 约等于 $3 \times 10^{-4} \text{kg/s}^2$ 。

Bagnold 通过风洞实验发现，对于粒径为 0.25 ~ 1mm 的沙粒，冲击起动风速和流体起动风速随沙粒粒径的变化规律类似，在数值上冲击起动风速比流体起动风速小 20%^[18]。Chepil 发现冲击起动风速比流体起动风速小 15%，当沙粒粒径小于 0.06mm 时，沙粒在气流中主要呈悬移状态，因而在该粒径范围内不存在冲击起动风速^[43]。Anderson 和 Haff 从数值模拟结果支持 Bagnold 关于冲击起动风速比流体起动风速小 20% 的结论^[44]。

以上对临界起动风速的研究均是在平坦地面定常风速的情况下进行的，而沙漠中没有绝对平坦的地面。真实地表是由沙波纹、沙丘和稀疏植被构成的，所以研究坡度对临界起动风速的影响是很有意义的。关于坡度对风沙跃移的影响在第四章进行详细讨论；同时最近野外观测实验表明，跃移是一个高度不稳定过程^[45-48]。由于当地沙床的表面特性（例如表面湿度、温度和结皮等）对沙粒跃移运动起到阻碍作用^[48, 49]，而在风沙运动过程中地表情况会随着风沙运动发生变化，因此野外实际情况下的临界起动风速是与跃移运动间歇性、瞬时变化风场和沙床表面特性相关的^[46, 50]。

随着野外实验条件和技术的进步，研究野外临界起动风速已成为可能。Stout 引入了大气边界层研究中的间歇性系数和相对风力指标来表征野外临界起动风速 (Time Fractional Equivalence Method, TFEM)^[46, 51, 52]，此方法的原理是认为瞬时风速大于临界起动风速时沙粒才会发生跃移，即在一段时间内床面有跃移发生的

时刻与整个测量时间的比值应该等于瞬时风速大于临界起动风速的时刻与整个测量时间的比值,故临界风速的准确估计依赖于高频率的风速和沙粒跃移强度的测量。Stout 在 2007 年^[53]利用 113 天的实验数据通过 TFEM 方法分别计算了沙地和河滩两种表面上的临界风速,结果表明沙地表面比河滩表面更活跃,更易起动。本文将在第二章第二节详细介绍 TFEM 方法,并对野外临界起动风速进行求解。

1.2.2 输沙率

气流在单位时间内通过单位宽度(或单位面积)所输运的沙量,叫做风沙流的固体流量(输沙通量),也称为单宽输沙率(简称输沙率)^[54]。它从宏观上描述了输沙的强弱,是风沙物理学研究以及防沙治沙工程中重要物理量之一。计算单宽输沙率不仅有理论意义,而且是合理制定防止工矿、交通设施和居民点等不受沙埋措施的主要依据,具有重要的实践意义。

半个世纪以来,许多学者提出了数十个理论或经验公式用来计算输沙率^[23; 55-59],其中从理论上探讨风力输沙的是Bagnold在1936年开始的^[59]。Bagnold从分析运动沙粒的动量入手,根据沙粒跃移运动的平均轨迹做出近似分析,再配合风洞实验,得到

$$q = 1.9B \frac{\rho}{g} u_*^3 \quad (1.2.4)$$

其中B是冲击常数(impact coefficient),依赖于冲击条件,随着粒径的增大而增大(当粒径为0.025mm时,输沙率 $q = 1.8 \times 10^{-6} u_*^3$)。因为当颗粒粒径增大时,可以认为颗粒能冲击起跳更多的颗粒,所以冲击常数也随之增大。对于沙漠中颗粒的典型粒径(0.1~1.0mm)来说,Bagnold发现输沙率与颗粒粒径的平方根成正比^[60],故引入一个经验常数C改写输沙率公式如表1所示。

O'Brien和Rindlaub在1936年^[55]根据美国哥伦比亚河口的实测资料,Zingg在1953年^[24]利用沙丘的级配沙进行风洞实验均得到了结构相似的输沙率表达式,即输沙率与摩阻流速的3次方成正比(如表1所示)。Chepil在1945年^[61]根据土壤风蚀风洞实验也得出这一规律,但这类公式的理论缺陷是输沙率的最小零值当且仅当风速为零时存在,这使得公式的数值解偏大,仅在风速极大时,公式的误差才得以减小。为此,Kawamura在1951年从拜格诺的思路出发,做了一些改进工作。并进一步考虑到沙粒起动摩阻速度对输沙率的影响(如表1所示),这

一结果与观测资料是相符的，这正是Kawamura公式比拜格诺等人的公式更为合理的地方^[62]。White在1979年通过风洞实验确定这一公式中的常数(=2.61)，并认为这一公式同样适合火星环境下求解单宽输沙率^[58]；Lettau和Lettau在1978年^[57]和Sorensen在2004年^[56]也给出了类似考虑临界起动风速的输沙率公式（如表1所示）。周又和等人在2002年^[63]对腾格里沙漠的沙质在风力作用下的单宽输沙率进行了风洞实验研究，给出了一种处理实验结果的方法，有助于提高测量值处理的精度，可用于判别已有预测公式的适用范围和有效性。

同一时期，也有利用其他方法计算输沙率的，例如Kadib在1965年^[62]尝试将Einstein泥沙运动理论应用到风沙运动中得出输沙率公式，认为输沙率是沉积传输浓度 ϕ 的函数（Intensity of sediment transport）：

$$q = (\rho_p / \rho)^{\frac{1}{2}} (g D_p^3)^{\frac{1}{2}} \phi \quad (1.2.5)$$

其中沉积传输浓度 ϕ 用如下公式表示

$$43.5\phi(1 + 43.5\phi) = F(\psi^* 0.143 - 2) \quad (1.2.6)$$

其中F表示正态分布函数， $\psi^* = \zeta(\rho_p / \rho) g D_p / (u_*^2 I)$ ， ζ 和I是实验参数。

Hsu在1971年利用Froude数来计算输沙率^[64]：

$$q = K(D_p) Fr^3 = K(D_p) \left[\frac{u_*}{\sqrt{g D_p}} \right]^3 \quad (1.2.7)$$

其中K是粒径 D_p 的函数，可用如下公式计算：

$$K = (\exp(4.97 D_p) - 0.47) \times 10^{-4} \quad (1.2.8)$$

以上公式可以看出，风速增加，输沙率随之增大。但人们很早就从实际观测中发现，一定风力下风对沙粒的搬运能力是有限的。这是因为风沙跃移系统会因风场和运动沙粒的相互作用，而建立一种负反馈机制来控制系统输移沙粒的总量，这种负反馈机制就是上文提到的“风沙流自平衡机制”^[44]。

输沙率公式研究的具体方法虽有多种，但其基本出发点大致可以分为五种：

（1）通过对跃移颗粒受力和运动分析得出输沙率公式，如Bagnold^[18]、Kawamura^[62]、Zingg^[24]、Owen^[25]、Lettau^[57]的输沙率公式；（2）通过对颗粒与床面碰撞、

表1 单宽输沙率计算公式汇总

来源	输沙率:
Bagnold(1941)	$q = C \sqrt{\frac{d}{D}} \frac{\rho}{g} u_*^3$ 其中 $C=1.5$ (近乎均匀沙); $C=1.8$ (天然混合沙沙) $C=2.8$ (粒径分散极广的沙); $C=3.5$ (细石或岩石表面)
Zingg (1953)	$q = C^{\frac{3}{4}} \sqrt{\frac{d}{D}} \frac{\rho}{g} u_*^3, \quad C=0.83$
Owen (1964)	$q = (0.25 + 0.33 \frac{u_{*t}}{u_*} \cdot \frac{U_F}{u_{*t}}) [1 - (\frac{u_{*t}}{u_*})^2] \frac{\rho}{g} u_*^3$
Kadib(1965)	$q = (\rho_p / \rho)^{\frac{1}{2}} (g D_p^3)^{\frac{1}{2}} \phi, \quad \text{其中 } \phi \text{ 是沉积传输浓度}$
Hsu (1971)	$q = K(D_p) Fr^3 = K(D_p) \left[\frac{u_*}{\sqrt{g D_p}} \right]^3, \quad \text{其中 } K \text{ 是粒径 } D_p \text{ 的函数}$
Lettau and Lettau (1978)	$q = C (1 - \frac{u_{*t}}{u_*}) \frac{\rho}{g} u_*^3, \quad C=4.2$
Kawamura(1951); White (1979)	$q = C (1 + \frac{u_{*t}}{u_*})^2 (1 - \frac{u_{*t}}{u_*}) \frac{\rho}{g} u_*^3,$ 其中 $C=2.78$ (Kawamura); $C=2.61$ (White)
Sorensen (2004)	$q = [1 - (\frac{u_{*t}}{u_*})^2] [\alpha + \beta (\frac{u_{*t}}{u_*})^2 + \gamma \frac{u_{*t}}{u_*}] \frac{\rho}{g} u_*^3$ 其中参数 α, β 和 γ 依赖于颗粒的形状和尺寸
Zhou et al. (2002)	$q = \frac{1.25}{100w} \tilde{A}(u_*) \tilde{B}(u_*) \exp(\frac{4.5}{\tilde{B}(u_*)})$ 其中 w 是集沙效率, 参数 $\tilde{A}$ 和 $\tilde{B}$ 依赖于摩阻风速

颗粒与风的相互作用进行分析获得输沙率公式, 如Sorensen^[65]的输沙率公式; (3) 通过类比水沙流中泥沙输移规律 (如Einstein输移公式) 得到输沙率公式, 如Kadib^[62]的输沙率公式; (4) 通过将理论分析和实验研究结果结合获得半经验公式, 如Hsu^[64]的输沙率公式; (5) 通过对实测输沙率数据拟合得出经验公式, 如O'Brien和Rindlaub^[55]、Williams^[29]和周又和等^[63]的输沙率公式。

从形式上来看, 输沙率公式中常含有一个或几个特定经验参数。这些参数需要有实测资料确定, 因此输沙率公式的计算精度与经验参数的取值密切相关。本文不侧重对各种输沙率公式的计算精度进行评价, 而是结合实测数据在第三章第二节中利用建立的风—沙相互耦合的风沙跃移运动模型, 研究了脉动风速作用下的输沙率, 并将数值模拟结果与其中一种输沙率经验公式进行了比较。

1.2.3 沙丘

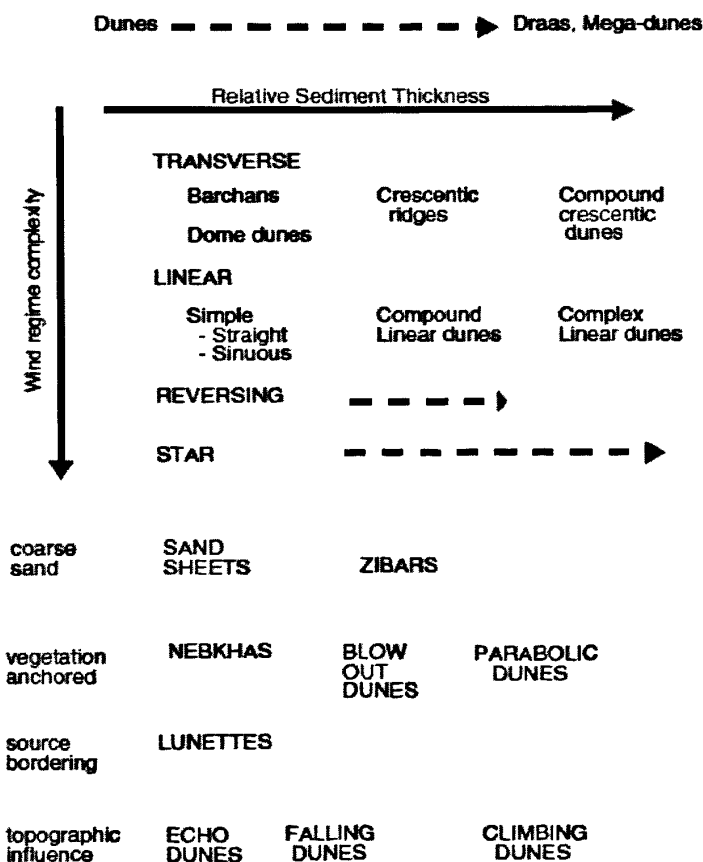
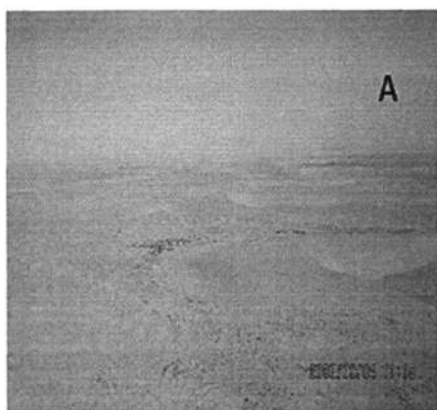


图 1.3 沙丘形态的分类^[32]

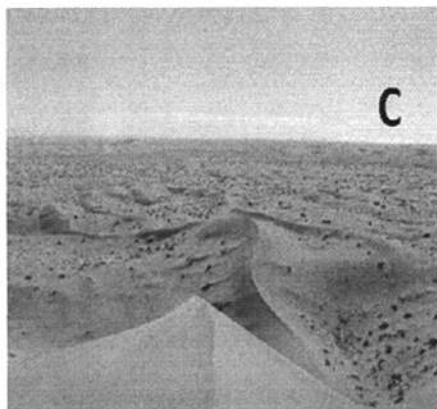
沙漠中存在着各式各样的沙丘,关于沙丘分类的原则有很多种说法,但大致可分为2类,一类是以沙丘外部形态进行分类,一类是以沙丘所在位置风场的特征与沙源的不同进行分类。图1.3提供了一种沙丘分类的具体框架。最基本的沙丘类型有:新月型沙丘(Barchan dunes)、线型沙丘(Linear dunes)、星型沙丘(Star dunes)以及抛物线型沙丘(Parabolic dunes)等,见图1.3和图1.4。风力的大小、风向、沙源、植被覆盖以及沙源的厚度等环境因素对沙丘的形态有着直接影响^[66]。



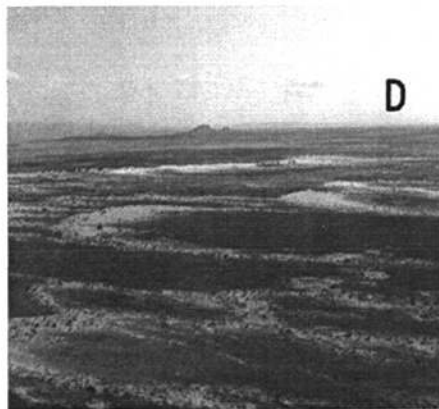
新月型沙丘 (Barchan dunes)



线型沙丘 (Linear dunes)



星型沙丘 (Star dunes)



抛物线型沙丘 (Parabolic dunes)

图1.4 四种典型的沙丘形态

新月型沙丘是世界沙漠中分布最广泛的沙丘类型之一,占世界沙漠面积的10%^[67]。新月型沙丘形成的条件是常年单向风和不充足的沙源^[5]。Hunter等人在1983年研究发现这类沙丘存在的地点常年主风向偏差小于15度^[68]。其典型形态

呈新月形状,沙丘两侧有顺风向延伸的两个兽角(horns)(见图 1.4A),剖面是两个不对称的斜坡,迎风坡面凸出而平缓,介于 $5^{\circ}\sim 20^{\circ}$ 之间;背风坡凹而陡,介于 $28^{\circ}\sim 32^{\circ}$ 之间,是沙粒的最大休止角,且沙丘宽度和丘臂长度与沙丘高度成正比^[69, 70],此类沙丘一般是单一零星的散布于沙漠边缘非沙质地表,或粗沙质地表上^[71]。

一般来说:在风向单一情况下,沙源不充足时沙丘场中的沙丘多为新月型沙丘,而当沙源充足时,新月型沙丘可转化为线型沙丘(见图 1.4B)。世界上所有沙丘中线型沙丘数量大约占到 50%左右^[72]。星型沙丘是沙丘类型中最大的沙丘,有的星型沙丘高度超过 300m,一般形成于沙漠中心地带^[73](见图 1.4C),而抛物线型沙丘多形成于海岸沙丘场中(见图 1.4D)^[66]。

过去二十年在沙丘动力学特性的研究方面取得了很多重要的成果,代表作有:Pyé和Tsoar在1990年年出版的《Aeolian sand and sand dunes》^[33],Lancaster在1995年出版的《Geomorphology of desert dunes》^[32]、Livingstone和Warren在1996年出版的《Aeolian Geomorphology: An Introduction》^[74],四篇综述性文章:Wiggs, 2001; Walker and Nickling, 2002; Nickling and McKenna Neuman, 1999 和 Livingstone et al., 2007^[75-78],主要研究均是集中在研究流场结构、沉积物输运和沙丘形态变化三者的相互反馈关系方面(如图1.5所示)。

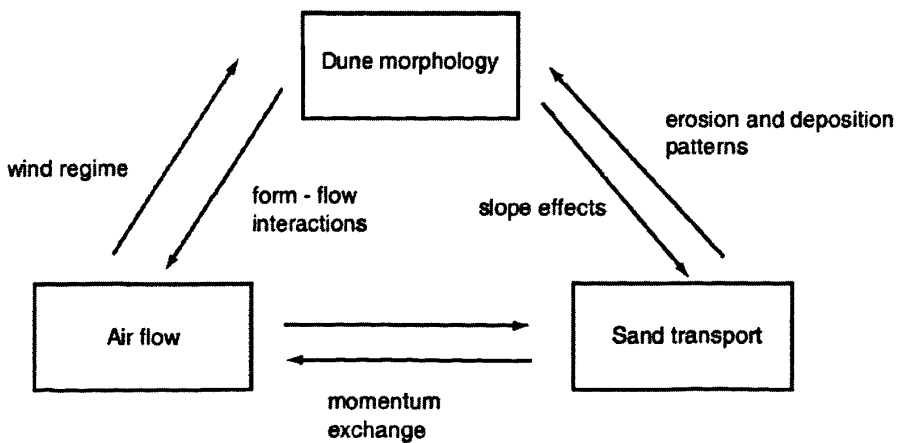


图 1.5 沙丘动力系统中的互馈关系^[79]

从图1.5可以看出,在沙丘动力学系统中,与以往风沙研究最大的不同之处

在于沙丘的坡面效应。坡面效应导致原始气流发生改变,无法用传统边界层理论进行描述。截至目前,这些研究并没能成功的确定出沙丘表面的摩阻速度,也没有成功的将输沙率和风速联系起来。Livingstone 等人^[78]认为有两方面的原因:一是从沙丘迎风坡坡脚到坡顶的气流加速度是随高度变化的,迎风坡上的风速廓线不服从对数分布,从而导致无法成功的计算出沙丘表面的摩阻速度^[80; 81];二是风洞实验显示迎风坡气流加速使得沙丘迎风坡表面风的剪切力梯度非常大^[82],故风速的测量必须非常接近沙丘表面,而在沙粒跃移运动非常活跃的沙丘表面进行这样的测量是非常困难的^[83]。这些困难使得一些学者放弃了对摩阻风速的测量,而直接用集沙仪测量一次沙尘暴发生过程中的总输沙量,然后根据测量时间得到平均意义上的输沙率。

同时也有一些学者开始注意到摩阻风速并不是决定输沙率的唯一因素,脉动风速对输沙率的影响也很大。如,Butterfield^[84; 85]根据风洞实验研究认为受阵风影响的输沙率大于稳定风速下的输沙率,并且强调湍流对输沙率的作用,这使得对输沙率的影响研究从对平均风速的研究转变为对高频湍流的研究。随后一些学者进行了将输沙率和湍流风速联系起来的尝试,并且发现湍流流动的瞬时水平速度与跃移通量的相关性要好于平均风速与之的相关性^[86-89]; Leenders等人^[90]通过实验测量认为瞬时水平速度对沙粒输运具有重要的作用,这与很多学者的研究结果是一致的,且都认为在间歇性的流动条件下,摩阻风速并不是决定输沙率的唯一因素。本文在第三章利用建立的风-沙相互耦合的风沙跃移运动模型,研究了脉动风速作用下的输沙率,与实测数据对比说明该模型的合理性。

在数值模拟沙丘动力学过程方面也有了长足的进步。基于Jackson和Hunt^[91]的早期分析方法,Howard 等人^[92; 93]和Weng 等人^[94]发展了将沙粒输运和流场联系起来的新月型沙丘理论模型。但是,目前还很少有学者的研究能够成功模拟出沙丘的蚀积形式^[77];早期的工作也没有模拟出沙丘后缘的强烈湍流流动^[95],这与当时的模拟水平有关。

国内学者也对这一方面展开了大量研究,代表性工作有:张春来等在1999年对孤立新月形沙丘迎风坡风速的野外实测和计算表明,沙丘迎风坡表面风速廓线呈非对数关系,近地面剪切风速和输沙强度由坡脚至丘顶总体呈递增趋势,但同时随断面坡度的增减而发生相应的变化;沿断面输沙率的变化导致蚀积强度的

改变,表现为沙丘迎风坡坡度变缓的部位沉积大于侵蚀,其它部位侵蚀大于沉积,其中丘顶输沙率和侵蚀强度最大^[96];王训明等人在2003年通过采样分析、野外实验观测以及数值计算表明,风向的多变以及沙丘形态的变化使风沙边界层内随高度变化的风速与所观测的输沙率虽然也表现为幂函数关系,但相关性较低^[97];郑晓静等人在2009年将具有不同时空尺度的沙粒运动和沙丘场形成发展过程有机结合起来,提出了一种尺度耦合方法,首次实现了对数百平方公里沙丘场长达百年的形成和发展过程以及各种典型沙丘形态及其相互碰撞、合并、衍生和类孤波等动力学行为的定量模拟,给出了沙源厚度和粒径以及风场等因素影响沙丘形态和移动速度的定量规律。这是对沙丘场研究的一个非常有意义的进步,为理解和预测不同条件下的风成地貌及沙漠化扩展速度提供了一条有效途径^[13]。

近年来,复杂的计算流体动力学模型已经开始应用到沙丘流场的模拟中^[98]。本文在第四章第三节利用计算流体动力学软件对沙丘的流场进行模拟,研究了坡面对颗粒起动的影晌;并在第五章对奇华胡安沙漠复杂地形和三维沙丘流场进行模拟,尝试给出一种计算野外沙漠环境下沙粒输运的有效途径。

1.3 本文的主要工作

基于以上研究现状分析可知,现阶段风沙运动的研究,特别是理论模拟的研究大多集中在平坦地面、给定风向风速等可控条件下进行,考虑野外真实环境下风速脉动和复杂地形影响的研究较少。笔者基于以上研究现状,配合美国农业部土壤风蚀与水土保持研究所大斯普林野外观测站前站长 Fryrear 研究员对野外测量仪器进行了安装调试,并利用安装调试的可以两点同步实时测量风速、风向、温度、湿度和输沙强度的测量系统,在巴丹吉林沙漠和腾格里沙漠交汇的甘肃民勤地区一个典型新月型沙丘上对近地层风速、输沙强度、温度和湿度等物理量进行了频率为 1Hz 的测量;在此基础上进行了风沙运动机理微宏观方面的一些理论建模及数值模拟工作,主要研究内容如下:

第二章介绍了在甘肃省民勤荒漠草地生态系统国家野外科学观测研究站进行的野外观测实验,并对实测数据进行初步整理之后,讨论分析了野外脉动风速、临界起动风速、输沙强度和输沙率的特征、变化规律及相互关系;

在第三章中,利用建立的风-沙相互耦合的风沙跃移运动模型,研究了脉动风速作用下的输沙率,与实测数据对比说明该模型的合理性;

第四章从坡面颗粒受力出发，推导了坡面颗粒的来流临界摩阻风速的计算公式，定量分析了三种坡面下坡度和坡面位置对临界起动风速的影响；

第五章利用 FLUENT 软件对沙尘暴期间 18 种来流条件下奇华胡安沙漠复杂地形的流场和 33 种来流条件下民勤地区一个典型新月型沙丘的流场进行了数值模拟，并与实测数据进行了对照，在此基础上进一步分析了沙丘丘基线上单宽输沙率的变化规律；

最后，在第六章中对本论文研究工作进行了阶段性的总结。

第二章 民勤风沙流结构的野外实验

目前对近地层风沙运动的研究,主要集中在运用风洞实验,理论分析与数值模拟等方法来研究,在定常风速、平坦沙面等给定控制条件下沙粒输运及其与风场相互作用的规律。大多数野外观测的风速和输沙率均是以小时或者天为时间步长的平均值,而真实环境中近地层湍流和风速的阵性对沙粒输运的影响研究却较少,近十年关于这个问题的研究有所增多。

借助于美国进口的一些仪器,我们配合美国农业部土壤风蚀与水土保持研究所大斯普林野外观测站前站长Fryrear研究员对野外测量仪器进行了安装调试,并利用调试的一套可以同步实时测量风速、风向、温度、湿度和输沙强度的测量系统,在巴丹吉林沙漠和腾格里沙漠交汇的甘肃民勤地区某一典型新月型沙丘迎风坡上对野外间歇性风场、输沙强度、温度和湿度等物理量进行了频率为1Hz的测量,并利用野外实验测量风速和输沙强度数据,计算分析了野外真实环境下临界起动风速的变化规律。

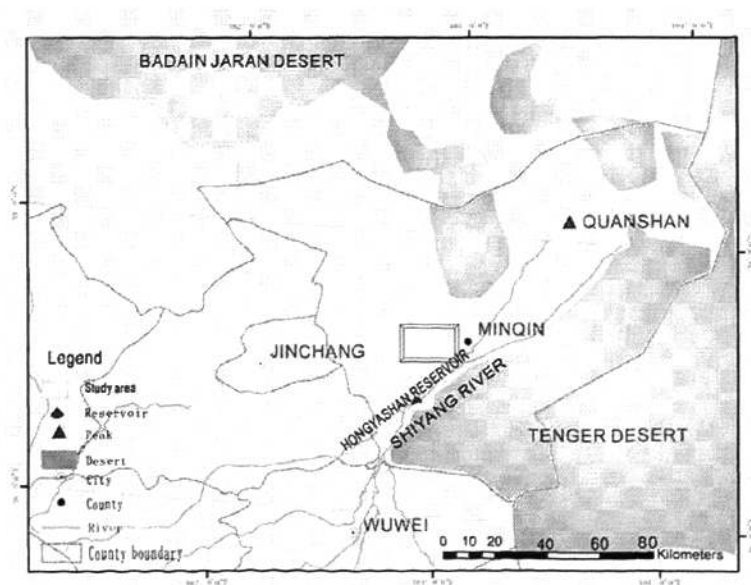


图 2.1 研究区域

2.1 实验仪器与实验过程介绍

2.1.1 实验仪器

这套系统包括四个轻质快速响应的风杯式测速仪、一个风向传感器、四个测量输沙强度的压电式传感器 (SENSIT)、二个动态 BSNE 风蚀沉积收集器、一个静态 BSNE 风蚀沉积收集器和一个 HMP50 型温湿计组成 (如图 2.2)。

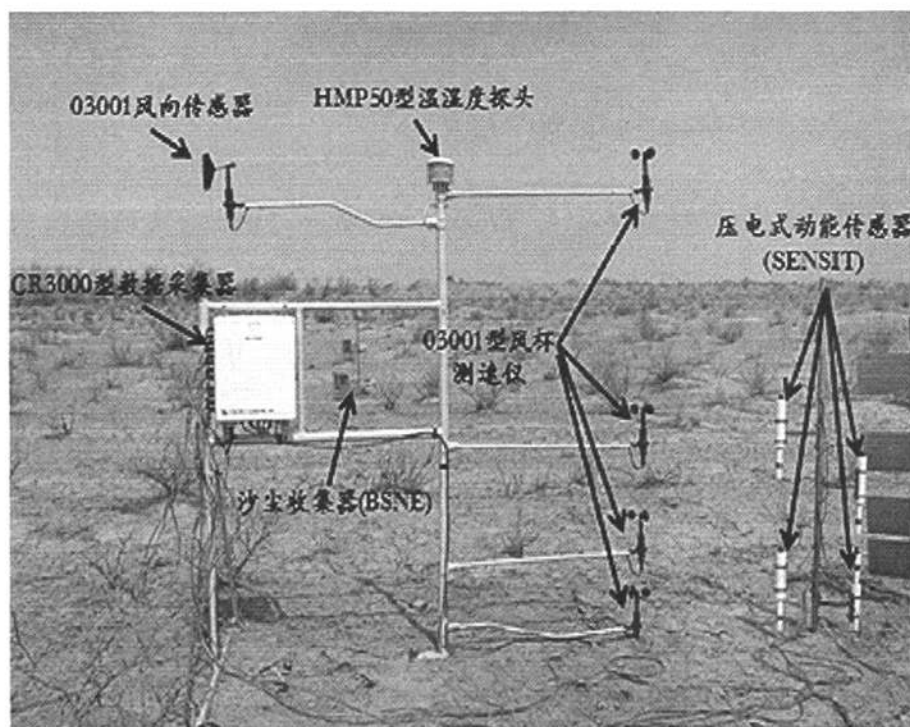


图 2.2 测量系统全貌

风向传感器和测速仪的型号选用的是美国 RM Young 公司生产的 03001 型风速仪和风向标 (如图 2.3 所示), 03001 型风速仪的起动风速为 0.5m/s 。通常风杯按照其尺寸、质量和灵敏度分为很多种, 一般来说小的轻质风杯能对地表附近的风场进行精确测量, 但容易受到跃移沙粒的磨蚀, 沙尘也很容易进入到轴承内部, 影响测量的精度, 短时间内就可对轴承造成不可修复的破坏。为了延长风杯的使用寿命, 笔者在甘肃省治沙所詹科杰助理研究员的帮助下, 对所有风杯进行了防沙处理。如图 2.4 所示, 在风杯与轴承接触的地方, 粘贴了防水胶布, 减少沙尘进入的可能。将胶布剪成窄型以减少对风杯测量精度的影响。但通过野外实验观察发现, 即使进行了这样的防沙处理, 只能延长风杯的使用寿命, 不能从根

本上避免沙尘进入风杯内部破坏轴承,所以如果要进行风速的长期观测建议使用国产测量精度相对较差,但使用寿命较长的风杯,优点是国产风杯配件容易购买更换,花费较为合理。



图2.3 轻质高频风杯式测速仪

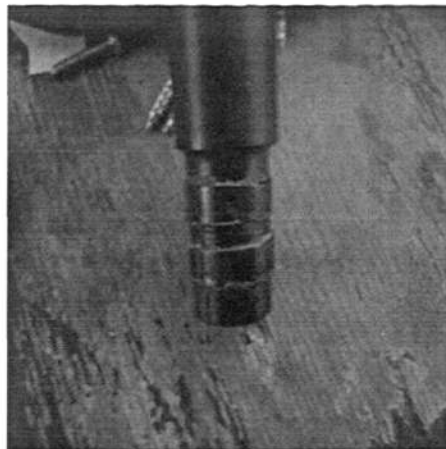


图2.4 防沙处理

压电式动能传感器SENSIT包含一个压电式晶片(直径为25mm,高为13mm),用来反映跃移颗粒的冲击,即在输出脉冲间隔内冲击压电式晶片的颗粒数目,从而用来表征风沙流输沙强度的强弱。该高频测量仪能测量的最低风速几乎为零,且几乎是没有什么惯性的,其测量频率也可达50Hz,所以测量精度高,能满足地表湍流影响下沙粒运动的测量要求(如图2.5所示)。但这个仪器无法区分是大量速度较小的粒子冲击或是少量速度较大的粒子冲击的区别^[49]。为了排除风力引

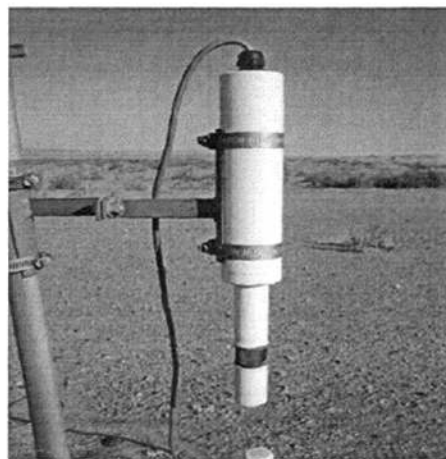
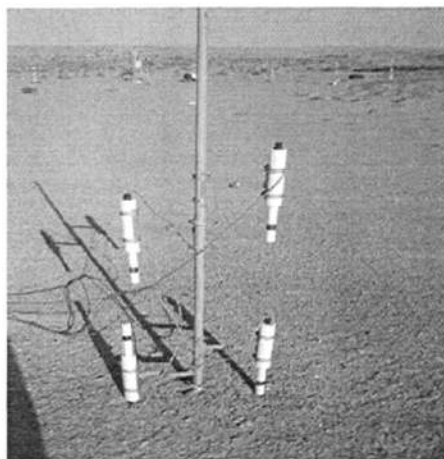


图 2.5 用于测量输沙强度的压电式动能传感器

起的震动和噪声的影响,使得压电晶体能更好的反映跃移沙粒的输沙情况,可以将压电晶体的临界反应值调到只能反应较大颗粒冲击的状态,此时仪器将不能测量沙尘的通量。Stout和Zobeck在1997年用玻璃微珠检测了SENSIT的灵敏度,实验数据如表2所示。SENSIT对颗粒粒径小于 $100\ \mu\text{m}$ 的颗粒没有响应。因为粒径为 $100\ \mu\text{m}$ 的颗粒速度必须大于 36m/s 才能使得SENSIT输出脉冲,但这一速度在典型风蚀过程中是几乎不可能遇到的,所以按照风蚀过程中的常见风速情况确定SENSIT只能对粒径大于 $150\ \mu\text{m}$ 的颗粒作出反应^[46]。

表 2 压电式动能传感器 (SENSIT) 的临界值 (摘自 Stout, 1997)

颗粒直径 (μm)	颗粒质量 (kg)	颗粒速度 (m s^{-1})
100	1.39E-09	36.04
150	4.68E-09	10.68
200	1.11E-08	4.50
300	3.75E-08	1.33
400	8.88E-08	0.56
500	1.73E-07	0.29
600	3.00E-07	0.17
700	4.76E-07	0.11
800	7.10E-07	0.07
900	1.01E-06	0.05
1000	1.39E-06	0.04

BSNE (Big Spring Number Eight) 是一种常用的收集空气中搬运沙尘的风蚀沉积收集器, 设计于 1986 年, 设计者是国际风蚀研究知名专家 Fryrear 研究员。该收集器的集沙盒, 有一个高为 5cm 宽为 2cm 的开口, 风沙流进入盒子之后, 气流从盒子上部的格网 (网格数为 60 目) 排出, 而沙尘会留在盒子里 (如图 2.6 所示) ^[99]。Shao 和 Raupach 在 1993 年^[100]检测了 BSNE 的集沙效率, 发现风速

流过 BSNE 仅仅减小了 5%，效率范围是 86%~95%。对于颗粒粒径小于 $100\mu\text{m}$ 的情况，收集效率很低， $10\mu\text{m}$ 颗粒的收集效率不到 40%，所以对于野外实验收集跃移沙粒来说，BSNE 是一个非常实用的输沙率测量仪器。这种风蚀沉积收集器已经在中国、埃及、法国、德国、尼日尔、摩洛哥、俄国、西班牙和突尼斯等国得到应用，在美国已有 20 个洲安装了此种收集器。

另外一种动态收集器（动态 BSNE），可以对输沙率进行同步实时测量。工作原理是在原有收集器的集沙盒下面安置应变片，沙粒进入集沙盒中，质量增加，导致应变片变形，然后将信号传输给数据采集器，记录进入集沙盒中沙粒的重量，从而计算输沙率，但由于动态 BSNE 设计的缺陷，在风沙流发生过程中，应变片的变形量受到风对盒子的浮力、风力引起的震动和噪声等因素的影响，导致沙粒进入集沙盒中的质量增量失真，所以动态 BSNE 在设计原理方法仍存在问题，需要进一步研发，故本文未能应用动态 BSNE 同步测量输沙率。

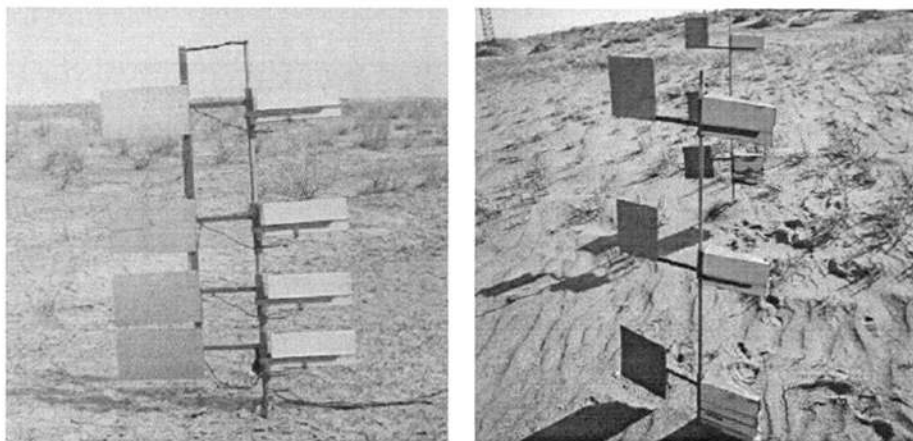


图 2.6 BSNE 风蚀沉积收集器

如图 2.7 所示，HMP50 温湿度探测计 (HMP50 Temperature and Relative Humidity Probe) 是用来测量温度和相对湿度。相对湿度表示空气中的绝对湿度与同温度下饱和绝对湿度的比值，得数是一个百分比。也就是指在一定时间内，某处空气中所含水汽量与该气温下饱和水汽量的百分比。相对湿度用 RH 表示。相对湿度的严格定义是单位体积空气内实际所含的水汽密度（用 d_1 表示）和同温度下饱和水汽密度（用 d_2 表示）的百分比，即 $RH(\%) = d_1 / d_2 \times 100\%$ ；另一种计算方法是：实际的空气水汽压强（用 p_1 表示）和同温度下饱和水汽压强（用 p_2 表示）的百分比，即 $RH(\%) = p_1 / p_2 \times 100\%$ 。



图 2.7 HMP50 温湿度探测计

2.1.2 实验精度

由于缺乏对压力传感器和温湿探测计设计原理的认识, 没有对其进行校准。通过询问Fryrear研究员得知此套仪器的压力传感器与Stout和Zobeck在1997年^[46]使用的压力传感器是同一型号, 并进行了同样的校准, 所以本文以Stout和Zobeck在1997年^[46]给出的参数为准。而风杯由于设计原理的缺陷, 容易进沙影响精度, 所以我们在进行实验之前, 对八个风杯进行了清理维护, 更换了风杯的轴承, 以保证测量精度。

2.1.3 实验过程

第一次实验是在甘肃省民勤治沙综合试验站三号气象塔旁边的一个新月型沙丘迎风坡上进行的, 测量仪器的摆放位置如图 2.8 所示。沙丘形态参数高度为 14.28 m , 沙丘两脊角之间的距离为 159.40 m , 迎风坡长 81.26 m , 迎风坡坡度为 10.12° , 背风坡长 22.61 m , 背风坡坡度为 30.27° (见图 2.9)。

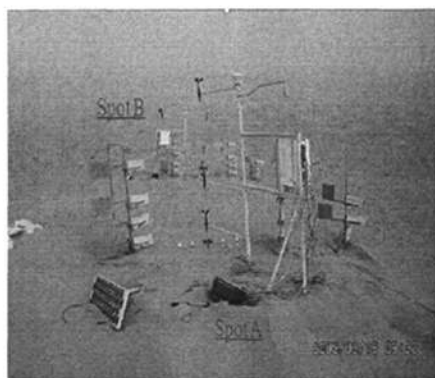


图 2.8 仪器布置图

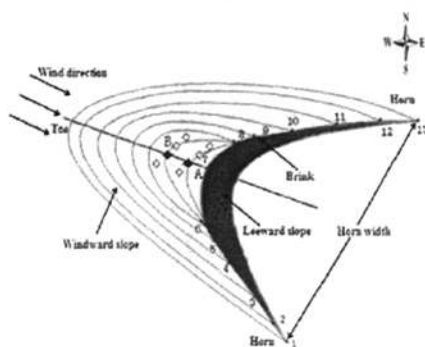


图 2.9 沙丘全貌示意图

甘肃民勤地区 2008 年 3 月 17 日 (14:00~19:30) 发生一次沙尘暴, 其持续时间为 330 min。风速和输沙量测量点的设置如图 2.9 所示, 图中黑色菱形 (2 个) 表示风速测量点位置, 位于沙丘顶点处 (The crest of the dune) 的黑色菱形为风速测量点 A, 另一个黑色菱形为风速测量点 B; 白色菱形 (6 个) 表示输沙量测量点位置。每个风速测量点处有四个风杯和一个风向仪, 其中风速测量点 A 处的风向仪损坏, 所以风向数据只能近似以风速测量点 B 处的风向仪为准。风速测量点 A 处 4 个风杯距沙丘表面垂直距离分别为 8 cm、43 cm、93 cm 和 192 cm; 风速测量点 B 处 4 个风杯距沙丘表面垂直距离分别为 12 cm、45 cm、89 cm 和 192 cm, 其风向仪距沙丘表面垂直距离为 189 cm。6 个输沙量测量点处所测量的输沙量分别为其在整个沙尘暴发生期间的集沙总量。

第二次实验是在 2009 年 4 月 30 日 (04:00~11:00) 沙尘暴发生期间对同一沙丘的风速、输沙强度和输沙量进行了多点测量 (如图 2.10 所示), 实验目的是研究沙丘表面不同位置沙通量的变化规律。

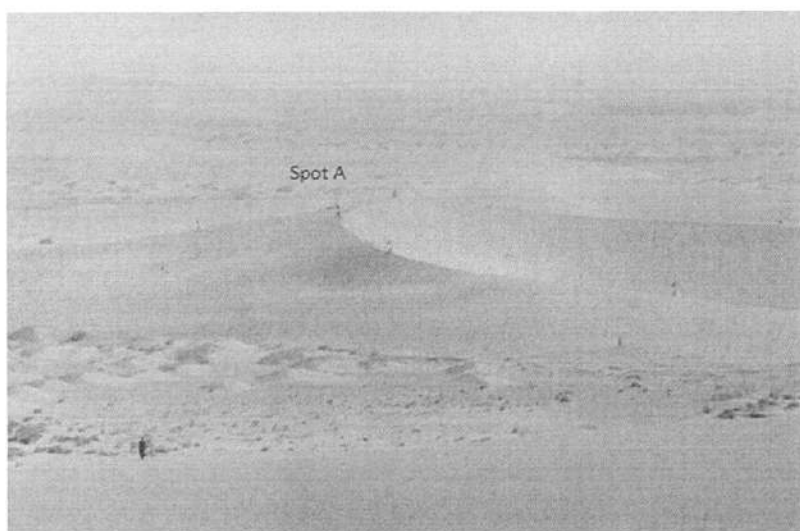


图 2.10 第二次实验仪器布置全貌

与 2008 年 3 月 17 日的实验结果相比, 沙丘的外形发生了改变, 沙丘的坡尖已经与丘基线重合, 即沙丘的坡尖 (The crest of the dune) 和丘基线 (The brink of the dune) 已经没有明显的区别。改变后沙丘形态参数为: 高度 12.36 m, 迎风坡长 94.5 m, 沙丘两角之间的距离为 195.5 m, 迎风坡坡度为 7.5° , 背风坡长 24 m, 背风坡坡度为 31° (见图 2.10)。我们在沙丘的丘基线上布置了 10 个输沙量测量

点,沙丘迎风面上布置了4个输沙量测量点,在沙丘侧面布置了8个输沙量测量点。在测量点A布置了一套测量系统,同时测量三个高度风速、风向、输沙强度、温度和湿度,测量频率为1Hz。

在沙尘暴发生过程中进行现场实地观测,发现沙丘丘基线附近的沙床沙粒是最为松散的,最不稳定,丘基线上的输沙过程也是最为剧烈的,尤其是沙丘顶部,丘基线在沙尘暴发生过程中外形很容易发生改变,说明对于沙丘丘基线上输沙率的测量需要在短时间内进行,如果仍采用传统方法在一次沙尘暴过后再收集集沙仪中的沙样计算输沙量肯定误差很大;而由于集沙仪仪器本身的限制,如果采样时间间隔很短,集沙仪较高的集沙盒内无法收集到足够表征输沙量沿高程分布的沙样,所以我们通过野外实验反复测试测量周期,最终采用1小时测量一次的实验数据。

2.2 实验结果分析

2.2.1 实验数据处理

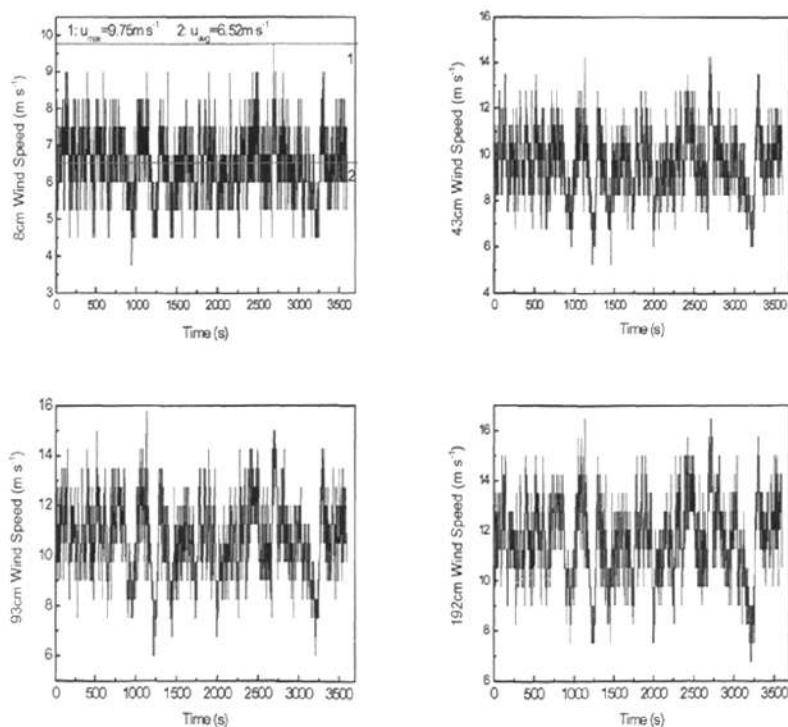


图2.11a 测量点A四个高度瞬时风速随时间的变化图

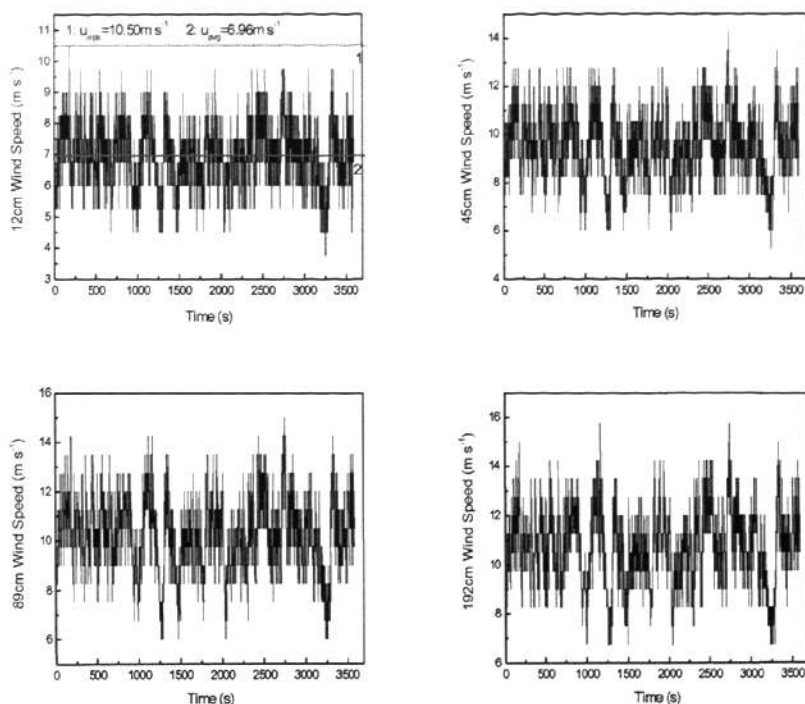


图2.11b 测量点B四个高度瞬时风速随时间的变化

风速脉动值是瞬间风速与平均风速之差^[10]。图2.11是四个高度2个不同位置（测量点A和测量点B）3600秒的实验数据，从图2.11a可以看出，3600秒内的平均风速为7.32m/s，而最大瞬时风速达到11.45m/s，风速脉动值为4.13m/s，是平均风速的56.4%；同样从图2.11b可以看出，平均风速为6.96m/s，最大瞬时风速达到10.5m/s，风速脉动值为3.54m/s，是平均风速的50.9%。由图2.11也可以看出，气流还有阵性和更高频率的涡流脉动。曾庆存等^[14]认为扬沙主要是靠风的阵性来实现，进一步说明在研究野外风沙跃移运动的过程中，需要考虑风速的高频脉动。

如本章2.1.1所述，压电式动能传感器SENSIT测量的数据表示风沙运动的输沙强度，即记录每秒击打传感器固定面积（ $25 \times 13 \text{ mm}^2$ ）的沙粒个数，用字母SI（Saltation Intensity）表示。实验表明，即使在强沙尘暴发生过程中，输沙强度也不是连续的，是存在间断的。输沙强度的间歇性系数是指在一段时间内，有沙粒击打传感器的时间除以测量总时间的百分比，用字母 γ 表示。图2.12所示的是

瞬时风速和输沙强度随时间的变化, 由图2.12可知, 测量点A的SENSIT测量的数据 $SI > 0$ 的时刻是2523个, 故间歇性系数 $\gamma = 70.1\%$ 。测量点B的SENSIT测量数据显示也有类似的结果。表明自然真实环境中颗粒跃移发生的时刻仅占总测量时间的一部分, 这与Stout和Zobeck在1997年^[46]的结果一致。

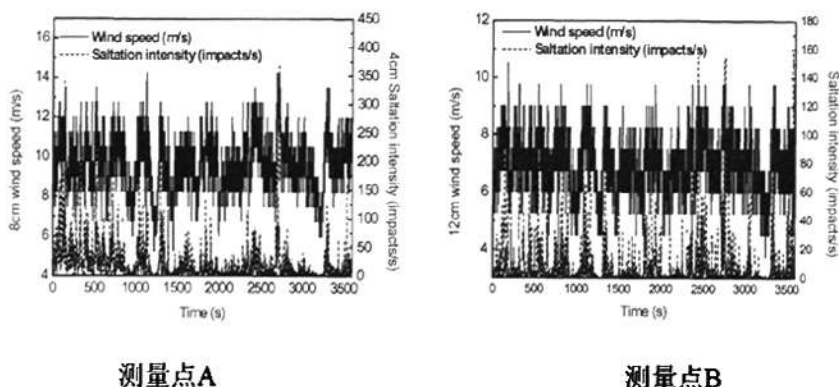


图2.12 瞬时风速和输沙强度随时间的变化

图 2.13 表示输沙强度随风速的变化, 从图 2.13 可以看出, 相同风速值对应的输沙强度测量值不同。例如, 风速值为 7.5m/s 时, 输沙强度测量值 SI 在区间 $1 \leq SI \leq 65$ 有 863 个数据, 导致 SI 值如图所示近似为一条垂直的直线。可能的原因有两个: 一方面是跃移运动对于风速的脉动需要时间响应, 而风沙流对于 1Hz 风速的脉动并没有及时响应; 另一个原因地表特征随时间而发生改变导致同一风速下输沙量不同。因为地表特征直接影响沙粒的临界起动风速, 从而导致输沙率的变化, 这一问题将在第三章详细描述。

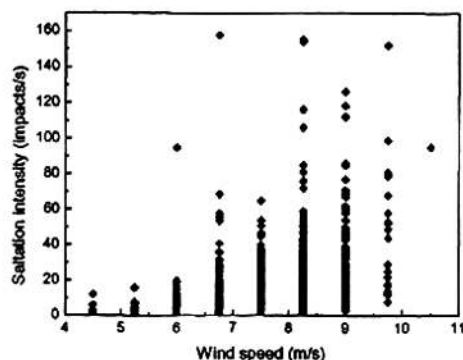
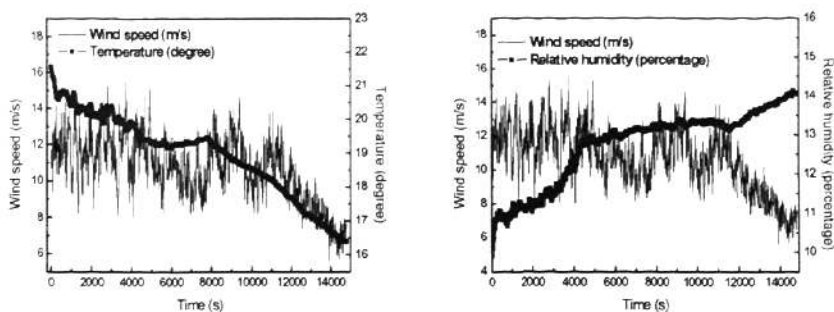
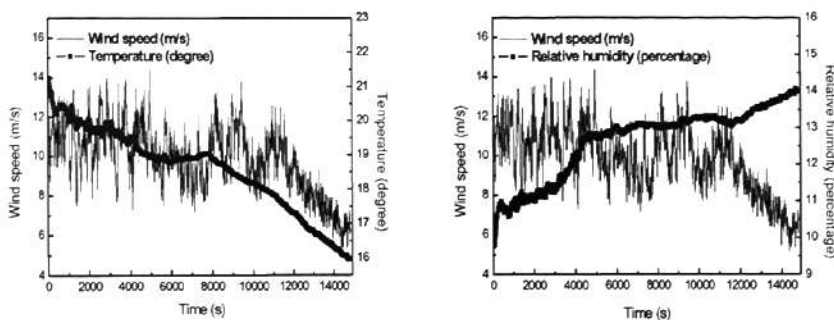


图 2.13 输沙强度随风速的变化



测量点 A



测量点B

图2.14 湿度与温度随时间的变化

图2.14表示2008年3月17日沙尘暴发生过程中测量点A的192cm风速和测量点B的192cm风速分别与温度和湿度以10s的时间步长平均得到风速与温度、风速与湿度随时间变化图。由图2.14可以看出,当平均风速逐渐减小,沙尘暴强度逐渐减弱时,温度也随之降低,而相对湿度反而增大。

风沙流达到自平衡状态经历了两个阶段,第一个阶段发生在来流风速改变后1s左右,即为沙粒的松弛过程,许多实验和数值模拟已经证明这一点^[48; 84; 86; 102; 103];第二个阶段发生在风速改变几十秒以后,跃移沙粒对风沙跃移层外风速分布的作用达到稳定,即有效表面粗糙度趋于定值。相应地,风沙流对脉动风速的响应时间分为两个,第一个响应时间是反映颗粒对脉动风速的响应时间;第二个响应时间是风速廓线和输沙率沿高程分布达到稳定所需的时间^[85; 102; 104]。图2.15表示瞬时水平风速和输沙强度相关系数随时间步长的变化,由图2.15可知当时间步长不同时,水平风速和输沙强度相关性有很大变化,相关系数随时间步长的增

长而对数增大, 当时间步长大于40s时, 水平风速和输沙强度相关系数趋于稳定。说明水平风速的平均时间步长较小时, 水平风速与输沙强度相关性不好, 并没有很好的对应, 进一步说明高频率的风速脉动对沙粒输运的影响很小。

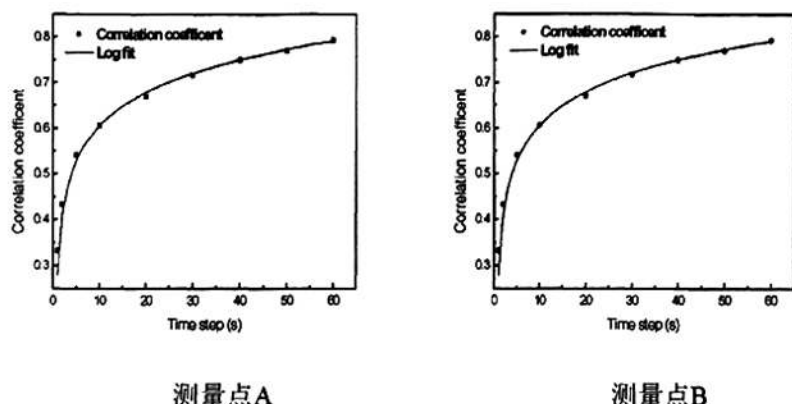


图2.15 水平风速和输沙强度相关系数随时间步长的变化

图2.16为两个测量点四个高度的脉动风速随时间的变化, 从图2.16可以看出四个高度的风速均具有很强的阵性(在气象学中, 阵性是指风向变化不定、风速忽大忽小的现象, 在这里特指风速忽大忽小的程度)^[14]。由四个高度脉动风速的相关性分析可知, 最下层的脉动风速与其余三个高度的风速相关系数均在0.8左右, 而其余三个高度脉动风速的相关系数均大于0.9, 这可能是由于跃移层内跃移沙粒对风杯的冲击导致无法精确测量风速值, 但从变化趋势上看四个高度的脉动风速的变化规律基本相同。

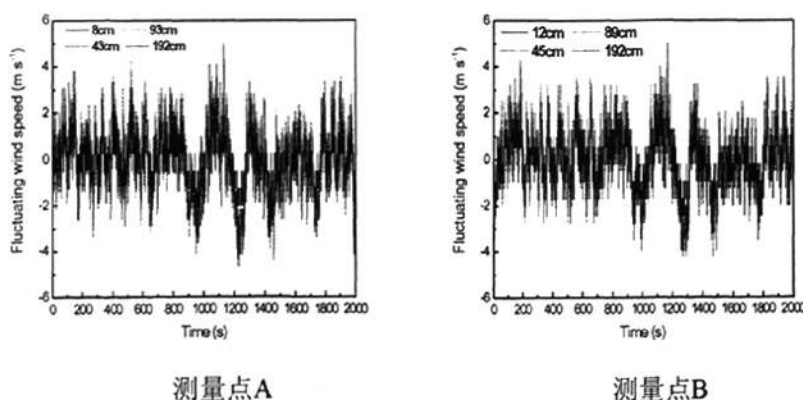


图2.16 脉动风速随时间的变化

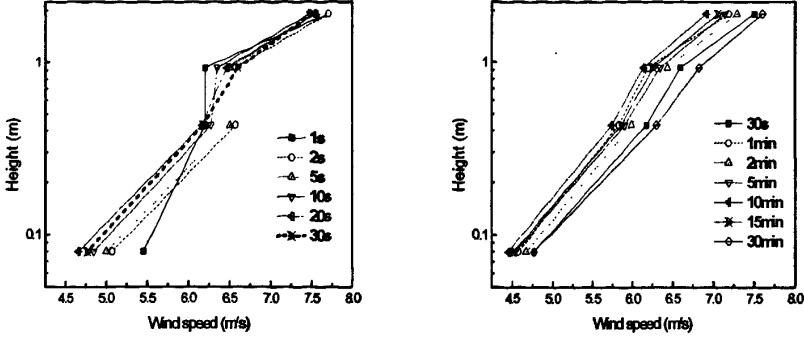


图2.17 不同时间步长计算的平均风速沿高程的分布

图 2.17 表示不同时间步长计算的平均风速沿高程的分布图, 由图 2.17 可知, 测量频率为 1Hz 的风速沿高程明显不服从对数分布。可近似认为当时间步长大于 30s 时, 平均风速沿高程服从对数分布。

2.2.2 野外临界风速的计算

风沙跃移运动的风洞实验研究均是在可控条件下进行的, 故沙粒的临界起动风速通常取为定值, 但在真实大气边界层中, 由于地表特征 (如湿度、温度等) 均随时间发生变化, 导致沙粒的临界起动风速也随之改变。我们这里介绍一种计算野外临界风速的可行方法, 即 Stout 提出的 TEFM (Time Fractional Equivalence Method) 方法^[46; 51; 52]。

根据 TEFM 方法计算临界起动风速需要引入了 2 个参数, 即间歇性系数 γ (Intermittency coefficient) 和相对风力指标 S (Relative wind strength)。间歇性系数 γ 表示在一段时间内有跃移沙粒的时刻与总测量时间的比值, 例如, 当 $\gamma = 0.25$ 表示发生跃移的时间占总测量时间的四分之一。间歇性系数 γ 的取值范围在 0~1 之间, 当 $\gamma = 1$ 表示在测量过程中跃移是持续发生的, $\gamma = 0$ 表示没有跃移发生的情况。无量纲的相对风力指标 S 定义式如下:

$$S = \frac{\bar{u} - u_t}{\sigma} \quad (2.2.1)$$

其中 $\bar{u}$ 是平均风速, u_t 是临界起动风速, σ 是风速数据的标准差, 可根据实测风

速值计算得到。图 2.18 和 2.19 表示相对风力指标 S 与跃移间歇性系数 γ 的关系。

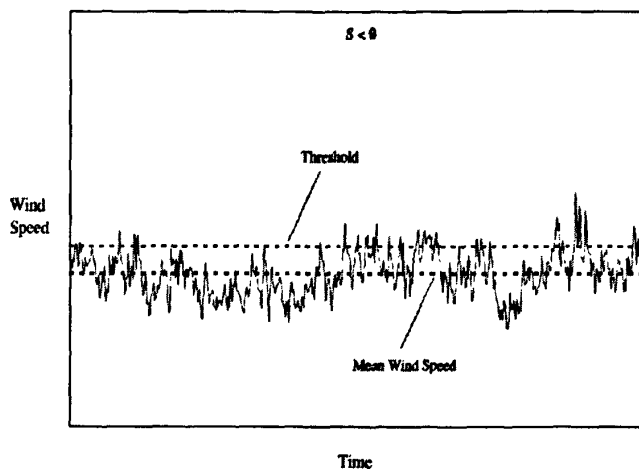


图 2.18 相对风力指标小于零（摘自 Stout, 2004）

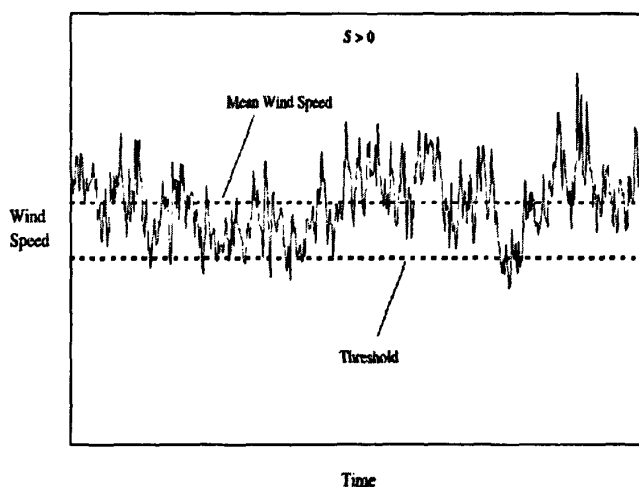


图 2.19 相对风力指标大于零（摘自 Stout, 2004）

图 2.18 表示相对风力指标小于零的情况 ($S < 0$)，这种情况平均风速小于临界风速，说明只有阵风发生时风速超过了临界风速值，挟带了沙粒运动，其余时间风速均小于沙粒临界起动风速值。当 $S \rightarrow -\infty$ 表示跃移沙粒数趋于零值，没有颗粒发生跃移。图 2.19 表示的是相对风力指标大于零的情况 ($S > 0$)，这种情况是平均风速大于临界风速，跃移偶尔停止是由于实际风速偶尔低于临界起动风速。如果 $S \gg 1$ 说明实测风速几乎不可能低于临界起动风速，而 $S \rightarrow \infty$ 说明沙粒跃移趋于连续，即 $\gamma \rightarrow 1$ 。

在湍流流动中, 风速脉动可用概率密度分布函数来描述, 故瞬时风速大于临界起动风速的概率可表示为

$$P(u > u_t) = 1 - \int_{-\infty}^{\frac{u_t - \bar{u}}{\sigma}} p(w) dw \quad (2.2.2)$$

其中 $w = \frac{u_t - \bar{u}}{\sigma}$ 。引入 Φ 来描述该分布函数

$$\Phi\left(\frac{u_t - \bar{u}}{\sigma}\right) = \int_{-\infty}^{\frac{u_t - \bar{u}}{\sigma}} p(w) dw \quad (2.2.3)$$

公式 (2.2.1) 和 (2.2.3) 代入 (2.2.2) 可得

$$P(u > u_t) = 1 - \Phi(-S) \quad (2.2.4)$$

分布函数 Φ 满足 $\Phi(-S) = 1 - \Phi(S)$, 故 (2.2.4) 可变为

$$P(u > u_t) = \Phi(S) \quad (2.2.5)$$

根据 TEFM 方法的前提条件可知, 间歇性系数应该等于风速大于临界风速的时间与总时间的比率, 因此

$$\gamma = \Phi(S) \quad (2.2.6)$$

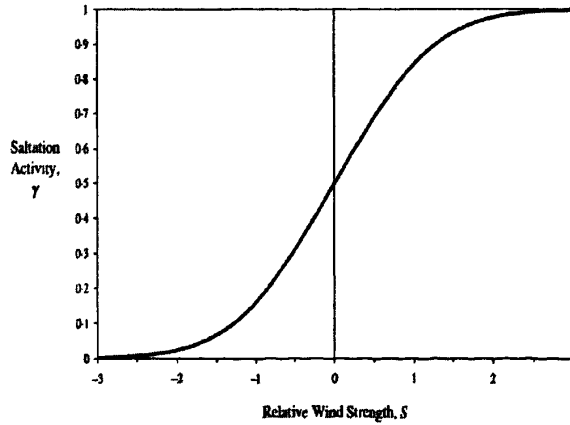


图 2.20 间歇性系数与相对风力指标的关系 (摘自 Stout, 2004)

方程 (2.2.6) 表示间歇性系数, 它是相对风力指标的函数。而分布函数 Φ 本质上是指脉动风速分布函数。一般来说, 对于均匀稳定的湍流理想条件下风速脉动是服从正态分布或者高斯分布的^[105; 106]。虽然大气中极少有真实均匀稳定的湍

流存在,但是稳定的假设有时在很短的时间间隔是可以接受的^[107],因此可近似认为脉动风速是服从正态分布的,那么间歇性系数可描述成相对风力指标的正态分布函数,如图 2.20 所示。则相对风力指标 S 可表示为

$$S = \frac{\bar{u} - u_t}{\sigma} = \Phi^{-1}(\gamma) \quad (2.2.7)$$

由式 (2.2.7) 可得到临界起动风速的计算公式为:

$$u_t = \bar{u} - \sigma \cdot \Phi^{-1}(\gamma) \quad (2.2.8)$$

由式 (2.2.8) 可以看出,已知间歇性系数、平均风速和风速的标准差就可计算野外临界起动风速。

为了避免跃移沙粒对风杯测量精度的影响,更好的反映跃移发生时局部表面特性,本章选用测量点 A43cm 处的实测风速和测量点 B45cm 处的实测风速,选取的时间步长为 300s,然后将风速和输沙强度的实测数据代入公式 (2.2.8) 计算两个测量点的临界起动风速随时间的变化如图 2.21 所示。由图 2.21 可以看出,在一次沙尘暴发生的过程中临界起动风速由于受到局部地表特性的影响而变化剧烈。以往的传统方法利用经验公式或者建立跃移云理论模型计算输沙率时都认为临界起动风速只与沙粒粒径有关,这可能是造成计算结果与实测结果误差很大的原因之一。同时由于计算临界起动风速是根据测量点的实测风速进行的,而风速沿坡面会加速导致测量点 A 的当地瞬时风速值大于测量点 B 的风速值,所以测量点 A 计算的临界起动风速大于测量点 B 的临界起动风速。

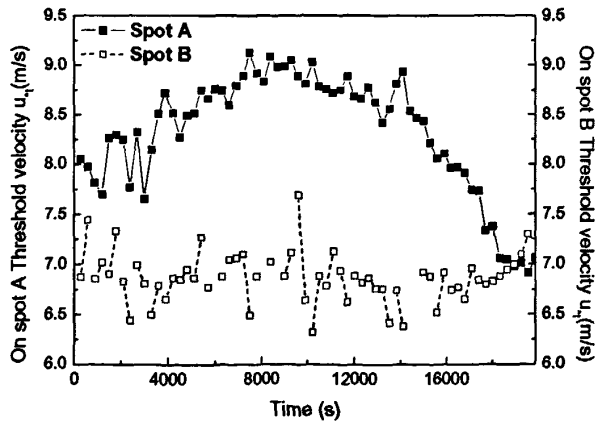


图 2.21 两个测量点临界起动风速随时间的变化

2.2.3 沙丘多点输沙率测量

目前野外输沙率的计算通常是用被动集沙仪收集一次沙尘暴过程中输沙总量,然后除以沙尘暴的持续总时间,这样得到的只是这段时间的平均输沙率。事实上,沙尘暴发生的初始阶段,地面最先开始出现风沙流,此时床面输沙率较小;同样在沙尘暴结束时输沙率也相对较小,所以直接以沙尘暴的持续时间进行平均所得到的输沙率不能反应输沙率随时间的变化以及与风速的关系。此外,由前人大量研究可知风沙流的主要输沙量是集中在高度较低的跃移层,一般在 25cm 以下。通过野外观测发现,被动集沙仪的集沙盒如果放置的高度较低,很容易在一次沙尘暴中装满,导致数据失真;而如果把集沙仪最下面集沙盒的高度升高,就不能反映跃移层的沙通量沿高程的分布。本章基于以上两点考虑,在沙尘暴发生过程中,选择在风速较为稳定的时段,对输沙量进行短时间的现场测量,测量周期为 1 小时。

图 2.22 表示布置在沙丘丘基线上 8 个点的输沙率测量结果。由图 2.22 可以看出,沙丘丘基线上的单宽输沙率从沙丘的右角开始逐渐增加,在沙丘纵剖面与丘基线的交点处达到最大,而后又逐渐减小。野外观测发现,来流风向并没有沿着迎风坡,主风向偏向沙丘的右角,所以测量数据显示沙丘右角的输沙率大于左角。

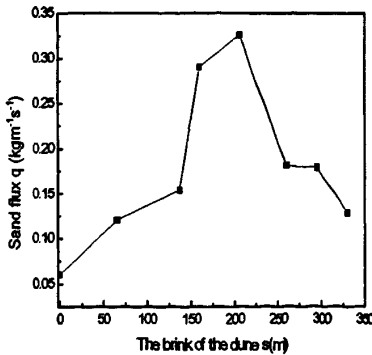


图 2.22 输沙率沿丘基线的变化

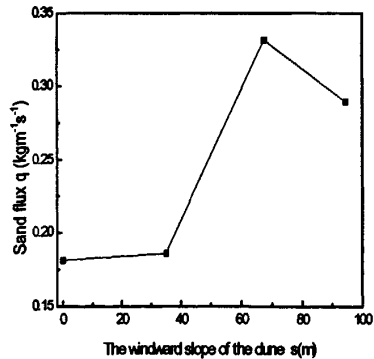


图 2.23 输沙率沿迎风坡的变化

图 2.23 表示布置在沙丘迎风坡上 4 个点的输沙率测量结果。从坡角第一个测量点开始,选择四个测量点,每个测量点相隔大约 30 米。由图 2.23 可以明显看出,迎风坡上的输沙率在接近坡底时变化缓慢,靠近沙丘顶点变化相当剧烈,

从现场野外观察也可以证实这点,在沙丘顶点附近的输沙强度最大,沙丘形态变化也最为剧烈。

2.3 小结

借助于美国进口的一些仪器,我们配合美国农业部土壤风蚀与水土保持研究所大斯普林野外观测站前站长Fryrear研究员对野外测量仪器进行了安装调试,并利用调试的一套可以同步实时测量风速、风向、温度、湿度和输沙强度的测量系统,在巴丹吉林沙漠和腾格里沙漠交汇地——甘肃民勤地区的某一典型新月型沙丘迎风坡上对近地层风速、输沙强度、温度和湿度等物理量进行了频率为1Hz的测量。得到以下结论:

(1) 野外某一位置跃移层以上不同高度处脉动风速的变化规律基本相同,而沙粒跃移运动具有很强的间歇性;

(2) 时间步长不同时,水平瞬时速度和跃移强度相关性有很大变化,相关系数随时间步长的增长成对数增加。当时间步长大于40s时,相关系数趋于稳定,平均风速沿高程服从对数分布;

(3) 当平均风速逐渐减小,沙尘暴强度逐渐减弱时,温度也随之降低,而相对湿度反而增大;

(4) 利用 Stout 提出的 TFEM 方法计算野外临界起动风速,发现同一地点临界起动风速随时间波动很大;

(5) 实测结果显示沙丘丘基线上的单宽输沙率从沙丘的右角开始逐渐增加,在沙丘纵剖面与丘基线的交点处达到最大,而后又逐渐减小。

第三章 野外脉动风速下风沙跃移运动的数值模拟

本章利用建立的风—沙相互耦合的风沙跃移运动模型,研究了脉动风速作用下的输沙率,与实测数据对比说明该模型的合理性。

3.1 模型的建立

3.1.1 沙粒受力分析

设沙粒在位于 xoz 平面内作二维运动,如图3.1所示,来流风速与 x 轴的正方向一致, z 表示沙粒离沙床面的高度。当粒径为 D_p 、密度为 ρ_p 的球形沙粒在密度为 ρ_a 、速度为 u 的来流风场中跃移时,它一般将受到的作用力主要有:重力 F_g 、流体拖曳力 F_D 、流体升力 F_L 、Magnus力 F_M 、Saffman升力 F_s 、Basset力 F_B 和静电力 F_E 等^[108]。

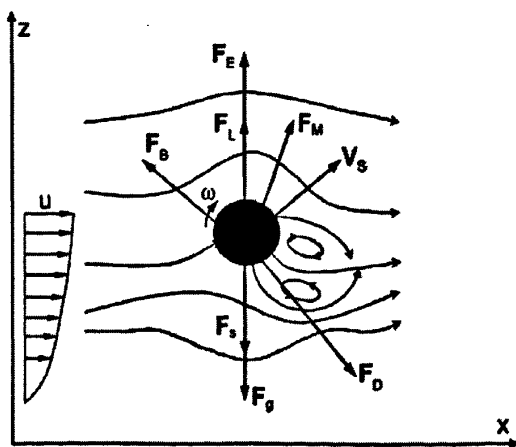


图 3.1 跃移沙粒受力示意图 (摘自 Zheng^[108])

重力 F_g : 沙粒在运动过程中所受到的有效重力为:

$$F_g = \frac{\pi D_p^3 \rho_p g}{6} \quad (3.1.1)$$

拖曳力 F_D ：来流对沙粒产生的拖曳力为

$$F_D = \frac{\pi C_D \rho D_p^2}{8} |\mathbf{u}_r| |\mathbf{u}_r| \quad (3.1.2)$$

其中 C_D 为阻力系数, 是沙粒运动雷诺数 $Re = u_r D_p / \nu$ (ν 为空气的动力粘性系数)

的函数, 采用经验公式 $C_D = \frac{24}{Re} + \frac{6}{1 + (Re)^{1/2}} + 0.4$ [26]。 $\mathbf{u}_r$ 为沙粒与来流之间的相

对速度, 可用下式给出

$$u_r = \left[(\dot{x} - u)^2 + \dot{z}^2 \right]^{1/2} \quad (3.1.3)$$

这里 x 、 z 为沙粒位置坐标, u 为 x 方向风速, $\dot{x}$ 、 $\dot{z}$ 分别为沙粒在 x 、 z 方向的速度分量。

流体升力 F_L ：对于剪切流中的球形沙粒, 由于其上表面流速 $\mathbf{u}^{top}$ 与下表面流速 $\mathbf{u}^{bot}$ 的差异, 使得沙粒上表面的压力小于下表面的压力。这样, 沙粒会受到与流速减小方向或压力梯度的法线方向相反的, 并随着其上、下表面流速差异的增加而增大的一种升力作用, 即沙粒所受到的流体升力 F_L , 可近似地表示为:

$$F_L = \frac{\pi C_L \rho D_p^2}{8} [(\mathbf{u}^{top})^2 - (\mathbf{u}^{bot})^2] \quad (3.1.4)$$

其中 C_L 是升力系数。对于球形沙粒仅当其处于强剪切流时需要考虑所受到的流体升力, 故在本次研究中忽略。

Magnus升力 F_M ：在运动过程中快速旋转的跃移沙粒将会受到由于旋转而产生的Magnus升力, 具体可以表示为^[109; 110]

$$\mathbf{F}_M = \frac{\pi D_p^3 \rho}{8} C_M \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}_r \quad (3.1.5)$$

其中 $\boldsymbol{\omega}$ 为沙粒的角速度, Magnus升力系数 $C_M = 1 + O(R)$, 当颗粒雷诺数远小于1时, $C_M = 1$ 。

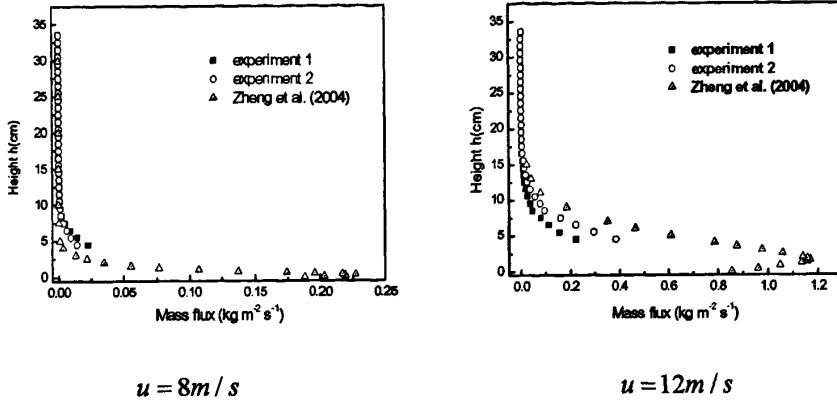


图3.2 考虑Magnus升力数值模拟与风洞实验对比

从图3.2可以看出, Zheng 等人在2004年^[12]考虑Magnus升力的计算结果与 Huang 等人在2006年^[11]实验结果相比,有可能小也有可能大,这可能与沙粒旋转的方向有关。由于缺乏野外沙粒旋转的实验数据,所以本论文没有考虑沙粒旋转引起的Magnus效应。

Saffman 升力 F_s : 当沙粒在粘性流体中运动时,由于粘性流体流速在垂向的梯度 $\partial u / \partial z$, 使得沙粒即使是在没有发生旋转的情况下也会受到一个附加的横向力, 即 Saffman 力 F_s , 可表示为^[112]:

$$F_s = 1.615 D_p^2 (\mathbf{u} - \mathbf{u}_p) \sqrt{\rho_a \mu \nabla \times \mathbf{u}} \quad (3.1.6)$$

这里 ∇ 为梯度算子。研究表明 Saffman 力对跃移高度和水平跃移距离产生的最大增量分别为 4.6% 和 3.7%, 可以说明其对跃移运动影响较小^[113], 因此在实际研究中往往不考虑沙粒所受到的 Saffman 升力。

Basset 力 F_B : 考虑到沙粒在粘性流体中运动时由于沙粒附面层发展的滞后性, 会使得沙粒受到一个与沙粒运动历史有关, 并由沙粒附面层内流体对气流产生一个气动力, 即: Basset 力或历史积分力 F_B , 可表示为^[114]:

$$F_B = \frac{3 D_p^2 \sqrt{\rho_a \pi \mu}}{2} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{t-\tau}} \frac{d(\mathbf{u} - \mathbf{u}_p)}{d\tau} d\tau \quad (3.1.7)$$

值得注意的是, 由于沙粒和粘性流体相对速度变化率的方向并不是固定的, 因而

积分所得到的 Basset 力的方向不易直接确定。Vojir 和 Michaelides 认为当流体密度与颗粒密度之比小于 0.002 时, Basset 力作用影响小, 可忽略不计^[115]。

静电力 F_E : 当沙粒带电且在电场中运动时, 沙粒还将受到静电力 F_E 的作用^[116; 117]。

$$F_E = Eq \quad (3.1.8)$$

其中 E 为电场强度, q 表示沙粒的带电量。Zheng 等人在 2003 年^[118]的研究结果表明静电力可能会对风沙跃移运动造成很大的影响, 但同样由于目前还缺乏野外沙粒带电以及风沙电场的实验观测数据, 所以本文没有考虑静电力的影响。

3.1.2 沙粒运动方程

通常只考虑沙粒受到拖曳力和重力作用, 运用牛顿第二定律得

$$m_p \mathbf{a} = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_D \quad (3.1.9)$$

其中 $\mathbf{a}$ 为沙粒运动的加速度, 其在 xoz 平面内的分量可分别表示为 $\ddot{x}$ 和 $\ddot{z}$ 。即沙粒运动微分方程的分量形式为:

$$\begin{aligned} m_p \ddot{x} &= f_x = (F_D)_x \\ &= -\frac{\rho_a \pi D_p^2}{8} \left(\frac{24\nu}{D_p \sqrt{(u-\dot{x})^2 + \dot{z}^2}} + \frac{6}{1 + \sqrt{\frac{D_p \sqrt{(u-\dot{x})^2 + \dot{z}^2}}{\nu}}} + 0.4 \right) \\ &\quad \times (u-\dot{x}) \sqrt{(u-\dot{x})^2 + \dot{z}^2} \end{aligned} \quad (3.1.10)$$

$$\begin{aligned} m_p \ddot{z} &= f_z = F_g + (F_D)_z \\ &= -\frac{\rho_a \pi D_p^2}{8} \left(\frac{24\nu}{D_p \sqrt{(u-\dot{x})^2 + \dot{z}^2}} + \frac{6}{1 + \sqrt{\frac{D_p \sqrt{(u-\dot{x})^2 + \dot{z}^2}}{\nu}}} + 0.4 \right) \\ &\quad \times \dot{z} \sqrt{(u-\dot{x})^2 + \dot{z}^2} - m_p g \end{aligned} \quad (3.1.11)$$

其中 f_x 和 f_z 分别表示作用在跃移沙粒上的合力在 x 和 z 方向上的分量。求解方程 (3.1.10) 和 (3.1.11), 就可以得到单颗沙粒在稳定边界层气流中的跃移运动轨迹。

3.1.3 风场的修正

根据牛顿第三定律可知,风作用于一个跃移沙粒的力与沙粒作用于风的力大小相等,方向相反。如果已知单位时间内从单位面积上起跳的沙粒数为 s 和起跳的垂向初速度分量为 v ,则任意时刻在高度区间 $[z-dz, z]$ 中的沙粒数为:

$$s\left(\frac{1}{|\dot{z}_{\uparrow}|} + \frac{1}{|\dot{z}_{\downarrow}|}\right)dz \quad (3.1.12)$$

其中 $\dot{z}$ 为沙粒穿过高度 $[z-dz, z]$ 时的平均垂向速度, $\uparrow$ 、 $\downarrow$ 分别表示沙粒处于上升阶段或下降阶段。

而单颗沙粒对风的作用力为 $f_x(z) = m_p a_x(z)$,由(3.1.12)式可得单位体积风在高度 z 所受沙粒的作用力可表示为:

$$F_x(z, v, s) = sm_p \left[\frac{a_{x\uparrow}(z)}{|\dot{z}_{\uparrow}|} + \frac{a_{x\downarrow}(z)}{|\dot{z}_{\downarrow}|} \right] \quad (3.1.13)$$

其中 $a_{x\uparrow}(z)$ 、 $a_{x\downarrow}(z)$ 分别为跃移沙粒在上升和下降阶段经过高度 z 处的加速度。

当沙粒以不同速度从床面起跳时,标记起跳沙粒的初速度分布函数为 $p(\bar{v})$,定义为单位时间内从单位面积床面上起跳的沙粒中,以速度 $\bar{v}$ 起跳的沙粒数与从床面上起跳的沙粒总数之比,即为单位时间单位面积以速度 $\bar{v}$ 起跳沙粒的概率。本文中采用黄宁等^[111]提出的沙粒起跳速度分布函数,表达式如下:

$$p(\bar{v}) = (-0.624 + 1.81u_*') \times \exp\left(-\frac{\bar{v}}{-0.624 + 1.81u_*'}\right) \quad (3.1.14)$$

其中沙粒起跳的角度分布规律是,以较小速度(小于1.2m/s)起跳沙粒的起跳角度较大(大约在80°~90°之间),当沙粒起跳速度在 $1.2\text{m/s} \leq \bar{v} \leq 2.0\text{m/s}$ 区间内变化时,其起跳角度在45°~75°之间变化。

那么,单位体积风所受沙粒的阻力可表示为如下公式:

$$F_x(z) = sm_p \int p(v) \left[\frac{a_{x\uparrow}}{|\dot{z}_{\uparrow}|} + \frac{a_{x\downarrow}}{|\dot{z}_{\downarrow}|} \right] dv \quad (3.1.15)$$

对于稳态风沙流,跃移沙粒作为粗糙元吸收了一部分风的动量,导致在跃移

层之上不受跃移沙粒影响的气流剪应力 $\tau = \rho_a u_*^2$ 等于跃移层内气载切应力 (air-borne shear stress) 和粒载切应力 (grain-borne shear stress) 之和^[119], 这一假设已得到证明^[120-124]。

$$\tau = \tau_a(z) + \tau_p(z) \quad (3.1.16)$$

设跃移沙粒能够达到的最大高度为 $z_{\max}$, 则粒载剪应力为^[44],

$$\tau_p(z) = \int_z^{z_{\max}} F_x(z) dz \quad (3.1.17)$$

类似于不起沙的自由流或跃移层外气流的切应力与应变率之间的关系, 在跃移层内, 假设跃移层内的气载切应力也是速度梯度的函数, 有^[44]:

$$\tau_a(z) = \rho_a k z u_* \frac{du}{dz} \quad (3.1.18)$$

其中 $u_* (z)$ 为局部或者有效摩阻风速 (Local or effective shear velocity), 定义式为

$$u_* (z) = (\tau_a(z) / \rho_a)^{1/2}。$$

把公式 (3.1.16) 和 (3.1.17) 代入到 (3.1.18) 可得跃移层内风速:

$$\frac{du}{dz} = \frac{1}{kz} \left[\frac{\tau - \int_z^{z_{\max}} F_x(z) dz}{\rho_a} \right]^{1/2} \quad (3.1.19)$$

由式 (3.1.15) 和式 (3.1.19) 可得到, 在给定来流摩阻速度 u_* 的情况下, 跃移层内风速廓线沿高程的修正规律。

3.1.4 输沙率沿高程的分布

若初速度分布函数和床面起沙率分别为 $p(\bar{v})$ 和 s , 则单位时间单位面积从床面以初速度 $\bar{v}$ 起跳的沙粒的质量可以表示为:

$$m_p s p(\bar{v}) d\bar{v} \quad (3.1.20)$$

其中 m_p 是单颗沙粒的质量。用 $(\dot{x}_\uparrow, \dot{z}_\uparrow)$ 和 $(\dot{x}_\downarrow, \dot{z}_\downarrow)$ 分别表示跃移沙粒在上升阶段和下降阶段的速度在水平和竖直方向的分量, 则跃移沙粒在上升阶段从高度 z_{k-1} 到 z_k ($z_{k-1} < z_k$) 所需的时间为

$$\int_{z_{k-1}}^{z_k} \dot{z}_\uparrow(z)^{-1} dz \quad (3.1.21)$$

而在下降阶段从高度 z_k 到 z_{k-1} 所需时间为

$$-\int_{z_{k-1}}^{z_k} \dot{z}_\downarrow(z)^{-1} dz \quad (3.1.22)$$

那么, 以初速度 $\bar{v}$ 起跳的上升沙粒在高度 z 处的质量浓度 (即高度 z 处单位体积所包含的沙粒质量) 为

$$m_p s p(\bar{v}) \dot{z}_\uparrow(z, \bar{v})^{-1} d\bar{v} \quad (3.1.23)$$

而以同样速度起跳后在下降阶段沙粒在高度 z 处的质量浓度则为:

$$m_p s p(\bar{v}) \dot{z}_\downarrow(z, \bar{v})^{-1} d\bar{v} \quad (3.1.24)$$

这里, z 必然小于以初速度 $\bar{v}$ 起跳的沙粒所能达到的最大高度 $z_{\max}$ 。由

(3.1.21-3.1.24) 可以得到高度 z 处单位时间内通过单位面积的以初速度 $\bar{v}$ 起跳的沙粒动能:

$$m_p s \left[\frac{\dot{x}_\uparrow(z, \bar{v})}{\dot{z}_\uparrow(z, \bar{v})} - \frac{\dot{x}_\downarrow(z, \bar{v})}{\dot{z}_\downarrow(z, \bar{v})} \right] p(\bar{v}) d\bar{v} \quad (3.1.25)$$

将上式对所有跃移沙粒进行速度积分, 就得到在 z 高度处的单位面积单位时间输沙率为

$$Q_m(z) = m_p s \int_{v_{\min}}^{\infty} \left[\frac{\dot{x}_\uparrow(z, \bar{v})}{\dot{z}_\uparrow(z, \bar{v})} - \frac{\dot{x}_\downarrow(z, \bar{v})}{\dot{z}_\downarrow(z, \bar{v})} \right] p(\bar{v}) d\bar{v} \quad (3.1.26)$$

其中 $v_{\min}$ 表示跃移沙粒达到高度 z 所需要的最小初速度。

将(3.1.26)对 z 从床面到无限高处积分, 即可得到单宽输沙率为

$$Q = m_p s \int_0^{\infty} \int_{v_{\min}}^{\infty} \left[\frac{\dot{x}_\uparrow(z, \bar{v})}{\dot{z}_\uparrow(z, \bar{v})} - \frac{\dot{x}_\downarrow(z, \bar{v})}{\dot{z}_\downarrow(z, \bar{v})} \right] p(\bar{v}) d\bar{v} dz \quad (3.1.27)$$

3.1.5 风沙流中沙粒达到饱和的判定条件

给定风速, 假定沙源充足, 由于沙粒对风的反作用力, 使得风在单位时间所能够输运的沙粒量是有限的, 此时风作用于床面的剪应力等于能够使床面沙粒处

于运动的最小剪应力。以往的风沙跃移模型均采用 Owen (1964) 的假设, 认为风沙流达到自平衡时的床面剪应力应取为 Bagnold 给出的临界冲击起动剪应力, 其值根据颗粒的临界冲击起动风速确定, 而冲击起动风速等于流体起动风速的 0.8 倍。然而, Owen (1964) 的这一假设已被证实是不正确的^[125; 126]。本章将采用新的判定条件, 如下所述: 根据 Duran 和 Herrmann (2006) 给出的床面剪应力对应的床面摩阻风速公式作为风沙流中沙粒达到饱和的判定条件:

$$u_{*0}(u_*) = u_{*c} - (\mu - 1)(u_* - u_{*c}) \quad (3.1.28)$$

其中 u_{*c} 为临界流体起动摩阻风速, 为了更加真实的考虑野外真实的环境, 根据 Stout 和 Zobeck (1997) 提出 TEFM 方法计算野外临界起动风速。而常数 μ 的表达式为

$$\mu = \ln(\bar{z}/z_0) / b(\bar{z}) \quad (3.1.29)$$

根据 Sorensen^[56]给出的 $b(z)$ 函数的表达式

$$b(z) = E_1(z_0/z_m) - E_1(z/z_m) \quad (3.1.30)$$

其中 z_m 为跃移层的特征高度, 函数 $E_1(x)$ 的表达式为 $E_1(x) = \int_x^\infty dx' \exp(-x')x'$, 而由于 z_0/z_m 的值较小, 可将此积分近似展开成:

$$E_1(z_0/z_m) \approx -\gamma - \ln(z_0/z_m) + (z_0/z_m) \quad (3.1.31)$$

其中 $\gamma = 0.5772\dots$ 是 Euler-Mascheroni 常数。又因为 $\bar{z}$ 和 z_m 均与跃移层高度有关, 假设两者是成比例的, 因此定义 $r = \bar{z}/z_m$ 。然后将 (3.1.30) 和 (3.1.31) 式代入 (3.1.29) 可得:

$$\mu = \ln(rz_m/z_0) / (E_1(z_0/z_m) - E_1(r)) \quad (3.1.32)$$

对于跃移层高度的特征高度 z_m 的确定, 至今还仍未有定论, 为了使本章模型便于计算, 假设 $r=1$, 即 Bagnold 结的高度 $\bar{z}$ 等于跃移层的特征长度 z_m 。从而可计算床面最小剪应力对应的床面最小摩阻风速 u_{*0} 。

3.1.6 计算步骤

模型的实际计算过程如下：

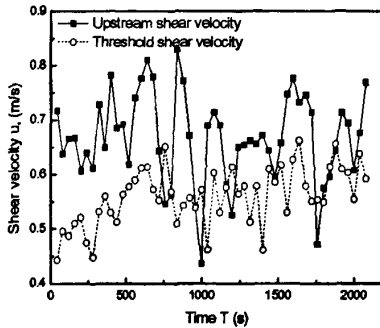
- 1、首先输入实测的来流摩阻风速 u_* ，再用 u_* 计算初始风速分布，并将结果记为 $u^1(z)$ （或 $u'(z)$ ）。
- 2、选取床面起沙率 s^0 的试验值，根据黄宁在 2002 年提出的初速度分布函数计算起跳沙粒的初速度分布，并将结果记为 $p^1(v)$ （或 $p'(v)$ ）。
- 3、将 $u^1(z)$ （或 $u'(z)$ ）代入方程 (3.1.10) 和 (3.1.11) 式计算各个沙粒群的跃移轨道，并将结果记为 $x^1(t)$ （或 $x'(t)$ ）和 $z^1(t)$ （或 $z'(t)$ ）。
- 4、将 s^0 、 $p^1(v)$ （或 $p'(v)$ ）、 $x^1(t)$ （或 $x'(t)$ ）和 $z^1(t)$ （或 $z'(t)$ ）代入方程 (3.1.15)，以计算不同高度沙粒对风的反作用力 $F_x^i(z)$ 。
- 5、将 $F_x^i(z)$ 带入 (3.1.19) 式后计算受到跃移沙粒影响修正后的风速廓线，并重复步骤 3-5 直到风速分布收敛为止以得到 $u^{i+1}(z)$ ，从而得到此时风作用于床面的剪应力 τ^{i+1} 。
- 6、若 τ^{i+1} 大于（小于） τ_{a0} （ $\tau_{a0} = \rho_a u_{*a0}^2$ ），则选取较大（较小）的 s_0 值，重新执行步骤 2-5 直到： $|\tau^{i+1} - \tau_{a0}| \leq 0.01$ 为止。

3.2 数值模拟结果与讨论

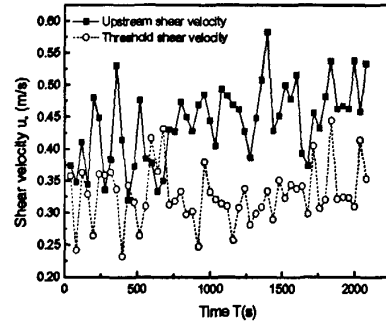
模型计算所需的数据是 2008 年 3 月 17 日野外实测数据，风速和输沙强度是同步实时测量的，测量频率均是 1Hz。利用英国 Malvern (Mastersizer 2000) 全自动激光粒度仪对沙样进行粒度分析，分析得到沙粒平均粒径为 $224 \mu m$ ，沙粒密度取 $\rho = 2650 kg/m^3$ 。

本章模型计算时需要给出摩阻风速，而本文 2.2.1 所述，近似认为平均时间步长大于 30s 风速廓线服从对数分布，这里根据 4 个高度的实测风速，应用最小二乘法进行对数拟合，得到时间步长为 40s 的来流摩阻风速，而野外临界摩阻风速则根据第二章给出的方法计算。

根据 Stout (1997) 提出的 TFEM 方法计算的临界摩阻风速与来流的摩阻风速对比如图 3.3 所示。由图 3.3 可以看出, 在沙尘暴发生期间, 由于沙床地表的不断变化, 导致临界摩阻风速在沙尘暴发生期间波动性很大。在某些时刻, 临界起动风速超过了来流摩阻风速, 意味着在这些时刻跃移将不会发生, 即跃移运动具有间歇性。



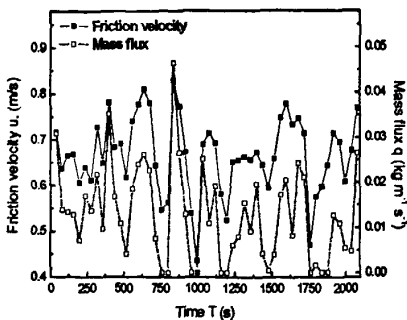
测量点 A



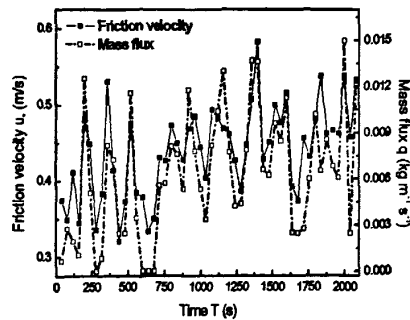
测量点 B

图 3.3 临界摩阻风速与来流摩阻风速的对比图

图 3.4 给出了在两个不同的测量位置处, 来流摩阻风速与模拟的单宽输沙率随时间的变化图。从图 3.4 可以看出, 随着来流摩阻风速的增大, 单宽输沙率是随之增大。值得注意的是, 在某些时刻单宽输沙率存在零值。原因是在这些时刻来流摩阻风速小于临界摩阻风速, 进一步说明临界风速是影响单宽输沙率的主要因素之一。



测量点 A



测量点 B

图 3.4 来流摩阻风速与模拟的单宽输沙率随时间变化图

为了验证上述模型能否模拟野外输沙率, 图3.5给出了在脉动风速下两个不同的测量位置处数值模拟得到的单宽输沙率与实测跃移强度的对比图, 从图3.5可以看出, 输沙率具有很高的间歇性, 单宽输沙率的模拟值与实测跃移强度吻合较好, 说明可以采用上述模型模拟野外脉动风速下的风沙跃移运动。

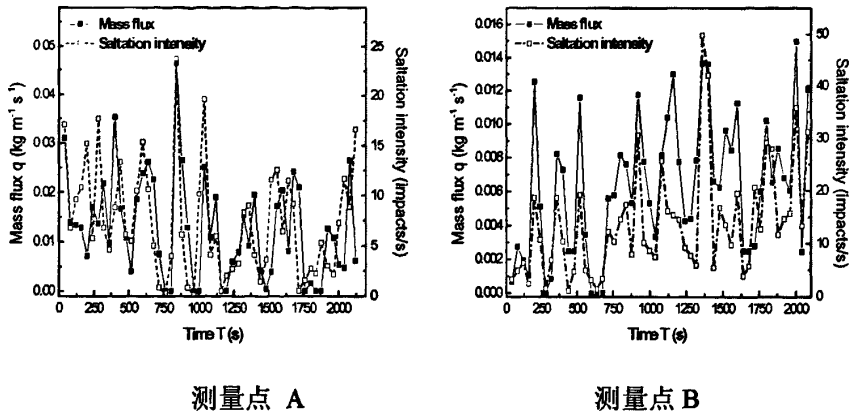


图 3.5 单宽输沙率的模拟值与实测跃移强度随时间变化图

图3.6给出了单宽输沙率的测量值与数值模拟结果随时间的变化图。由图3.6可以看出, 在脉动风速下模拟与实测单宽输沙率吻合较好, 模拟和实测值均是40s时间步长的平均值。

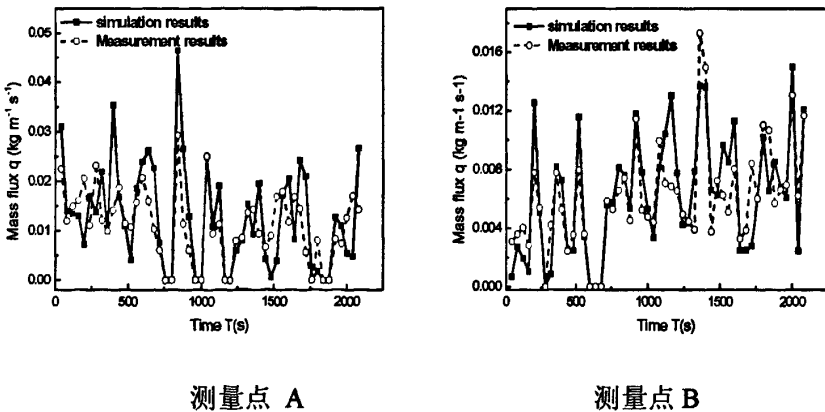


图 3.6 单宽输沙率的模拟值与实测输沙率随时间变化图

在整个沙尘暴期间A点实测总输沙量为23.1kg/m, 由图3.6所示模拟的单宽输沙率累加得到的输沙量为26.7kg/m, 存在15.6%的误差。然而, 用以往方法在整

个测量期间, 来流摩阻风速的平均值是 0.67m/s , 用White提出的经验公式^[58]直接计算得到的输沙量为 11.8kg/m , 也就是说如果忽略脉动风速的影响, 模拟值与实测值相比有48.9%的误差。同样对于测量点B来说, 实测的输沙量为 12.7kg/m , 由图3.6所示模拟的单宽输沙率累加得到的输沙量为 13.1kg/m , 存在3.1%的误差。然而用来流摩阻风速的平均值($=0.44\text{m/s}$)代入到经验公式中计算得到的总输沙量为 4.6kg/m , 存在63.8%的误差, 从而进一步证明本章模型用来模拟野外脉动风速下的风沙跃移运动时与以往方法相比, 精度得到了显著提高。

3.3 小结

本章利用建立的风-沙相互耦合的风沙跃移运动模型, 研究了脉动风速作用下的输沙率, 通过数值模拟可以得到如下结论:

- (1) 野外某一位置实测风速计算的摩阻风速是不断变化的, 而单宽输沙率也随之不断波动;
- (2) 野外风速以及临界起动风速的不断变化导致单宽输沙率在某些时刻存在零值, 本章数值模拟方法能够描述输沙过程具有这种间歇性;
- (3) 以往用经验公式直接计算输沙量时, 忽略风速以及地表条件随时间变化的影响, 由此导致与实测值相比误差很大;
- (4) 本章模拟的单宽输沙率与实测值吻合很好, 证明本章的风沙跃移云数值模型可以用来计算野外真实环境下的单宽输沙率。

第四章 坡面对风沙跃移运动的影响

野外沙漠中的基本地貌形态如沙丘^[33; 78; 127-129]和沙波纹^[130-132]等, 农田中的平行垄^[133; 134]等可蚀性地表表面不同位置处颗粒起动所需的来流临界摩阻风速常常是不同的, 这是由于地形的存在改变了地形表面的局部起动摩阻风速以及坡面附近的风场, 因而在研究风沙跃移运动的关键参数临界起动风速时, 坡面角度和坡面形状都是需要考虑的重要因素。下面从理论模型与数值模拟两个方面进行分析。

4.1 坡面沙粒局部临界起动风速公式

在风沙运动的研究中, 把沙粒开始运动的临界风速称为临界起动风速。临界起动风速是风沙运动以及土壤风蚀研究中需要确定的一个关键参数^[18; 21; 135]。Phillips 在 1980 年^[136]考虑了粘聚力、重力、拖曳力和上升力等四力平衡, 按照粒径的不同建立了颗粒起动方程组。Phillips 在 1984 年^[137]给出了火星上的沙粒临界起动风速计算公式, 这一公式的计算值与 Iversen 和 White 在 1982 年^[138]的风洞实验相比吻合较好。

对于存在一定角度的坡面上沙粒起动的研究, 早在 1977 年 Howard^[92]就根据重力和拖曳力受力平衡方程, 在考虑风向与坡面梯度的夹角 γ 的情况下给出了考虑坡面影响的临界起动摩阻风速计算公式:

$$u_{*c}^2 = Bd(\rho_p - \rho_a)g[(\tan^2 \alpha \cos^2 \theta - \sin^2 \gamma \sin^2 \theta)^{1/2} - \cos \gamma \sin \theta] \quad (4.1.1)$$

其中 α 是休止角, θ 是坡面的坡度, u_{*c} 是临界起动摩阻风速, B 为实验常数 ($=0.0961$)^[139]。

1980 年 Allen 利用力矩平衡方法对三个颗粒堆积的二维简化情况计算了坡面上颗粒的流体起动风速^[140], 他认为拖曳力的表达式为 $F_D = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{f}{8} \rho_a u^2 D^2$; 上升力为 $F_L = kF_D$; 重力为 $F_G = \frac{\pi}{6} (\rho_p - \rho_a) g D^2$ 。根据力矩平衡得到:

$$\frac{\frac{f}{8} \rho_a u_{*t}^2(\theta)}{(\rho_p - \rho_a)gd} = \frac{2}{3} \frac{\sin(\alpha \pm \theta)}{(\cos \alpha + k \sin \alpha)} \quad (4.1.2)$$

方程的左边是Shields-Bagnold无量纲床面剪切力 θ_{cr} ，其中 f 是Darcy-Weisbach床面摩擦系数，与床面粗糙度有关， k 是上升力与拖曳力的比值，与颗粒的粒径和颗粒的雷诺数有关。

后来为了便于应用，Allen 认为在 $0.00015 \leq D \leq 0.002$ m 范围内变化时， θ_{cr} 为常数 (≈ 0.04)，可计算得到 $k=15.2^{[141]}$ ；同时认为坡面上床面粗糙度与平地上相比并没有变化，从而可得到如下公式：

$$\frac{u_{*t}^2}{u_{*t0}^2} = 1.3204 [\sin(\alpha - \theta)]^{1/2} \quad (4.1.3)$$

其中 u_{*0} 是平坦地面临界起动摩擦风速，Hardisty 和 Whitehouse^[142]的实测数据证实这一公式是合理的。

根据同样的方法和不同的拖曳力与上升力的表达式，Iversen 和 Rasmussen 在 1994 年得到了相似的沙粒起动公式。坡度为 θ 的床面上沙粒受力见图 4.1。为讨论方便，取沙粒为球形，根据本文 3.1.1 分析的作用在床面上单个沙粒的力，简单认为有^[143]：拖曳力(Drag) F_D 、上升力(Aerodynamic) F_L 、重力(Weight) F_g 。

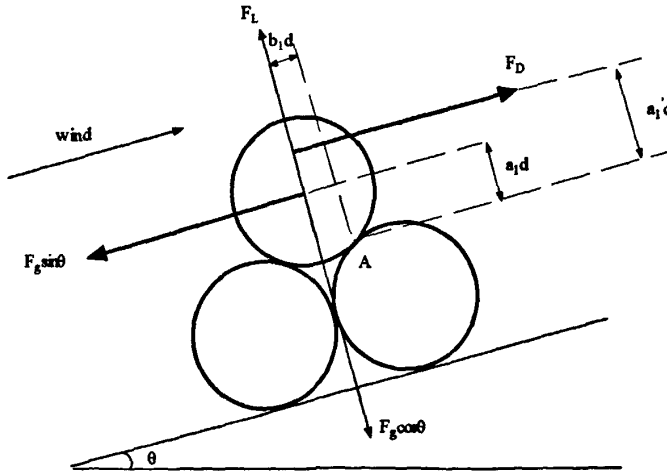


图 4.1 坡面上单颗沙粒受力示意图

采用颗粒滚动模式，得出不同坡度床面颗粒起动的力矩方程：

$$\mathbf{F}_D \cdot \mathbf{a}_1 d + \mathbf{F}_L \cdot \mathbf{b}_1 d = \cos \theta \mathbf{F}_g \cdot \mathbf{b}_1 d + \sin \theta \mathbf{F}_g \cdot \mathbf{a}_1 d \quad (4.1.4)$$

将第三章 3.1.1 描述的各力表达式代入 (4.1.4) 式，得 u_{*t} 的表达式

$$u_{*t} = \sqrt{\frac{4(\rho_p - \rho_a)gd}{3\rho_a} \left[\frac{\cos \theta + \frac{a_1}{b_1} \sin \theta}{C_D \frac{a_1}{b_1} + C_L} \right]} \quad (4.1.5)$$

这里假设平面上的临界摩阻风速为 u_{*t0} ，那么坡面上局部临界起动摩阻风速与平地临界摩阻风速的比值为：

$$\frac{u_{*t}^2}{u_{*t0}^2} = \cos \theta + \frac{\sin \theta}{\tan \alpha} \quad (4.1.6)$$

再根据 $u_{*t0} = A \sqrt{\frac{\rho_p - \rho_a}{\rho_a} gd}$ 可得：

$$u_{*t} = A \sqrt{\frac{\rho_p - \rho_a}{\rho_a} gd} \sqrt{\cos \theta + \frac{\sin \theta}{\tan \alpha}} \quad (4.1.7)$$

其中 α 是休止角 ($\tan \alpha = b_1/a_1$)。公式 (4.1.7) 给出了坡度为 θ 的坡面上颗粒起动的局部临界起动摩阻风速，它的含义是使处于给定角度的坡面上颗粒起动所需的流过该点的摩阻风速，它与平坦床面上的颗粒起动临界摩阻风速不同之处在于考虑了坡度对颗粒临界起动风速的影响。

4.2 坡面上的气流加速对临界起动风速影响的理论分析

考虑沙丘上的沙粒起动时，一般认为沙丘迎风面的摩阻风速与沙丘高度成简单的线性关系，这显然与实际不符。本节通过分析流过坡度很小的单一沙丘迎风面风场情况，以 Jackson-Hunt 理论为基本依据分析了迎风面不同位置沙粒起动所需的来流临界起动摩阻风速的变化规律。

4.2.1 流过坡面风场的理论分析

Jackson 与 Hunt 在 1975 年^[91]第一次提出了流过坡面的大气边界层二维线性理论模型，随后在 1988 年改进了这一模型^[144]，并且引入了大气层结的影响^[145]。按照不同的动力过程将流过坡面的大气边界层分为内层 (Inner region)、外层 (Outer

region)和尾流区(wake region),如图4.2所示。其中认为外层是无粘的,所以摩擦力可以忽略,那么外层的流动主要是受惯性力与压力梯度控制,高度为 h_i 。无粘外层又分为外顶层(Outer upper layer)和中间层(Outer middle layer)两部分,外顶层大气是处于中性稳定的势流,中间层是风的剪切力起主导作用。而内层厚度远小于外层,主要是表面剪切力起主导作用,也可分为两层,一层是内剪切层(Inner shear-stress layer),虽然剪切力较小,但扰动速度的最大值在这一层;另外一层是内表面层(Inner surface layer),剪切力速度梯度非常大,扰动速度趋向于零。Jackson-Hunt理论本质是利用线性扰动理论计算来流风场小扰动的叠加,线性扰动理论容许动量方程中的对流项简化成定常的对流速度,这一简化便可计算出流过小坡度坡面的扰动速度和剪切力,很好的考虑由于地形的突起而引起的风速修正值。尾流区湍流起主导作用,由于尾流区的存在,风速值较小,相应的输沙率也较小,几乎等于零,所以本节研究暂时未考虑尾流区的情况。

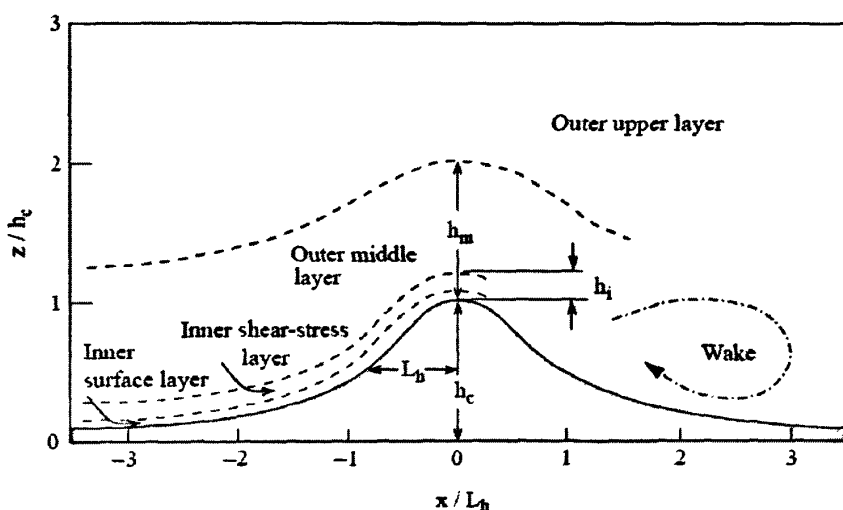


图4.2 Jackson-Hunt理论示意图(摘自Shao, 2008)

Jackson-Hunt理论模型在模拟迎风面的风速廓线时与Bradley^[146], Gong和Ibbetson^[147]的实验结果较为吻合。后来这一模型被一些学者扩展到三维^[148-150],修改的更加精确^[144],应用时更加方便^[151]。

按照Jackson-Hunt理论,坡面的高度为 H ,长度为 $2L$ 。迎风面的形函数为 $\eta(x)$,其无量纲化的表达式为:

$$\eta(x) = Hf(x/L) = Hf(\xi) \quad (4.1.8)$$

迎风面无量纲形函数 $f(\xi)$ 的傅立叶变化形式为 $\hat{f}(k)$ ，具体关系如下：

$$f(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(k) e^{ik\xi} dk \quad (4.1.9)$$

如果设无穷远来流为纯剪切气流，则对于无穷远来流来说 $\tau_0 = \rho_{air} u_* (-\infty)^2$ ，风施加于迎风面上每一点的实际切应力 τ 可看成是服从对数分布的 τ_0 与无量纲的剪切力扰动 τ_d 之和：

$$\tau = \tau_0 (1 + \varepsilon \tau_d) \quad (4.1.10)$$

按照Stam在1996年^[151]简化方法，剪切力扰动(τ_d)的傅立叶变化式为 $\hat{\tau}_d$ ，两者关系如下：

$$\tau_d(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\tau}_d(k) e^{ik\xi} dk \quad (4.1.11)$$

$\hat{\tau}_d$ 可近似表示为：

$$\hat{\tau}_d(k) = -\kappa |k| \hat{f}(k) \frac{\ln(z(k)) - i\phi}{(\ln(z(k)))^2 + \phi^2} \quad (4.1.12)$$

其中 $z(k) = 2\sqrt{\frac{z_0 |k|}{l}}$ ，当 $k > 0$ 时 $\phi = \pi/4$ ；当 $k < 0$ 时 $\phi = -\pi/4$ ； $\xi (\xi = x/L)$ 表示 X 轴的无量纲量； κ 是卡曼常数 ($=0.4$)； z_0 是粗糙度； l 是湍流边界层的厚度

$l = \frac{2\kappa^2 L}{\ln l/z_0}$ ； ε 是扰动因子，用如下公式计算：

$$\varepsilon = \frac{H \ln^2(L/z_0)}{L\kappa \ln(l/z_0)} \quad (4.1.13)$$

因此风施加于迎风面上不同位置的局部摩阻速度为：

$$\tilde{u}_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_{air}}} = u_*(-\infty) \sqrt{1 - \varepsilon \kappa |\xi| \hat{f}(\xi) \frac{\ln(z_k) - i\phi}{\ln(z_k)^2 + \phi^2}} = u_*(-\infty) \sqrt{1 + \varepsilon \tau_d} \quad (4.1.14)$$

公式 (4.2.7) 从理论分析的角度，给出来流摩阻风速为 $u_*(-\infty)$ 时，风施加于迎风面上不同位置处的局部摩阻速度的计算公式。可以看出，该公式与坡面的形函数是有关系的，所以这里充分考虑了坡面形状对风场的影响。

根据公式 (4.2.7) 便可得到余弦面和高斯面两种坡面情况下，坡面不同位置

处对应的局部摩阻风速。首先计算坡面形如余弦面的情况(如图 4.3 所示), 坡面高度 H ($H = 5\text{m}$), 迎风面长度为 L_w ($L_w = 2L = 48\text{m}$), 坡面形函数表达式为:

$$\eta(x) = H \frac{1}{2} \left[\cos\left(\frac{\pi x}{L}\right) + 1 \right] = Hf\left(\frac{x}{L}\right) = Hf(\xi) \quad (4.1.15)$$

由 Momiji 和 Bishop^[152]给出的风施加于坡面不同位置 x 处的局部剪切力扰动计算公式如下:

$$\tau_d(\xi) = \frac{\pi K}{4} \left[\left(\ln \left(z \left(\frac{\pi}{2} \right) \right) \right)^2 + \left(\frac{\pi}{4} \right)^2 \right]^{-1/2} \cos \left(\frac{\pi}{2} \xi + \theta_{ph} \right) \quad (4.1.16)$$

其中 $\theta_{ph} = \tan^{-1} \left(\frac{\pi/4}{-\ln \left(z \left(\frac{\pi}{2} \right) \right)} \right)$, 是迎风面形函数($f(\xi)$)和表面剪切力($\tau(\xi)$)之差, 而 $z\left(\frac{\pi}{2}\right) = 2\sqrt{\frac{\pi z_0}{2l}}$ 。

那么, 风施加于迎风面上不同位置 x 处的局部摩阻速度 $\tilde{u}_*$ 为:

$$\begin{aligned} \tilde{u}_* &= \sqrt{\frac{\tau}{\rho_{air}}} = u_*(-\infty) \sqrt{1 + \varepsilon \tau_d} = \\ &u_*(-\infty) \sqrt{1 + \varepsilon \frac{\pi K}{4} \left[\left(\ln \left(z \left(\frac{\pi}{2} \right) \right) \right)^2 + \left(\frac{\pi}{4} \right)^2 \right]^{-1/2} \cos \left(\frac{\pi x}{2L} + \theta_{ph} \right)} \end{aligned} \quad (4.1.17)$$

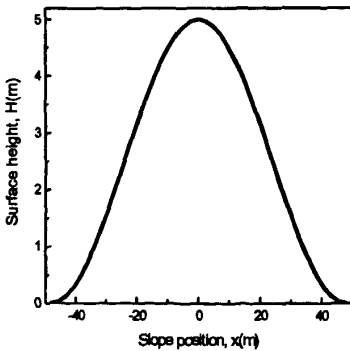


图 4.3 余弦坡面的具体形状

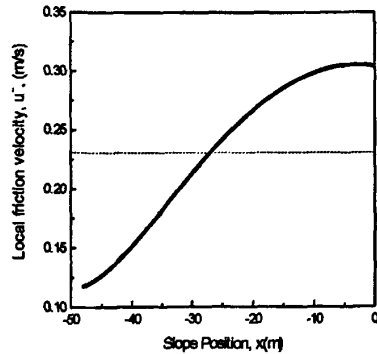


图 4.4 风施加于余弦坡面不同位置 x 处的局部摩阻风速 $\tilde{u}_*$

设定来流摩阻风速等于平坦地面上颗粒起动的临界值 u_{*0} ，颗粒直径 D_p ($D_p = 0.25\text{mm}$)，根据公式 (1.2.1) 可得来流摩阻风速 $u_*(-\infty) = u_{*0} = 0.2306\text{m/s}$ ，再根据公式 (4.2.10) 可得风施加于迎风面上不同位置 x 处的局部摩阻风速如图 4.4 所示。

由图 4.4 可知，来流摩阻风速为 0.2306m/s 时，在距坡底 1m 处（即 $x = -47\text{m}$ ）局部摩阻风速为 0.1202m/s ，在距坡底 48m 的坡顶处（即 $x = 0\text{m}$ ），局部摩阻风速为 0.3042m/s ，相比距坡底 1m 处相比增大 1.53 倍。说明来流风速沿坡面加速，即坡底风速较小，坡顶风速较大^[81-83; 153; 154]。同时也可以看出，对于同一粒径来说，当来流风速达到平坦地面颗粒的起动风速时，坡底的局部风速小于该值，而坡顶的局部风速大于该值，即坡顶颗粒起动时坡底的局部风速并未达到临界起动风速值，因此考虑坡度以及坡面位置对临界起动风速的影响是很有必要的。

现在考虑坡面形如高斯面的情况（如图 4.5 所示），坡面高度 H ($H = 5\text{m}$)，迎风面长度为 L_w ($L_w = 2L = 55\text{m}$)，高斯坡面形函数表达式为：

$$\eta(x) = H \exp\left\{-\left(\frac{x}{L}\right)^2 \ln(2)\right\} = Hf\left(\frac{x}{L}\right) = Hf(\xi) \quad (4.1.18)$$

由 Momiji 和 Bishop^[152]给出的坡面不同位置所对应的剪切力扰动计算公式：

$$\tau_d(\xi) = \kappa \sqrt{\frac{1}{\pi \ln(2)}} \int_0^{+\infty} k \exp(-k^2 / 4 \ln(2)) \frac{(-\ln(z(k))) \cos(k\xi) - (\pi/4) \sin(k\xi)}{(-\ln(z(k)))^2 + (\frac{\pi}{4})^2} dk \quad (4.1.19)$$

那么，风施加于高斯坡面迎风面上不同位置 x 处的局部摩阻速度 $\tilde{u}_*$ 为：

$$\begin{aligned} \tilde{u}_* &= \sqrt{\frac{\tau}{\rho_{air}}} = u_*(-\infty) \sqrt{1 + \varepsilon \tau_d} = \\ &u_*(-\infty) \sqrt{1 + \varepsilon \kappa \sqrt{\frac{1}{\pi \ln(2)}} \int_0^{+\infty} k \exp(-k^2 / 4 \ln(2)) \frac{(-\ln(z(k))) \cos(k\xi) - (\pi/4) \sin(k\xi)}{(-\ln(z(k)))^2 + (\frac{\pi}{4})^2} dk} \end{aligned} \quad (4.1.20)$$

同样设定来流摩阻风速达到使得平地上颗粒起动的临界值，即来流摩阻风速 $u_*(-\infty) = 0.2306\text{m/s}$ ，根据公式 (4.2.13) 可得风施加于迎风面上不同位置 x 处的局部摩阻风速如图 4.6 所示。

由图 4.6 可知, 来流摩阻风速为 0.2306m/s 时, 在距坡底 1m 处 (即 $x=-54\text{m}$) 局部摩阻风速为 0.2308m/s, 在距坡底 55m 的坡顶处 (即 $x=0\text{m}$), 局部摩阻风速为 0.3092m/s, 与距坡底 1m 处的局部摩阻风速相比增大 33.97%。得到与图 4.4 类似的结果, 说明对于同一粒径来说, 坡顶颗粒起动时坡底的局部风速并未达到临界起动风速值, 同样说明了坡度和坡面位置对临界起动风速影响的重要性。

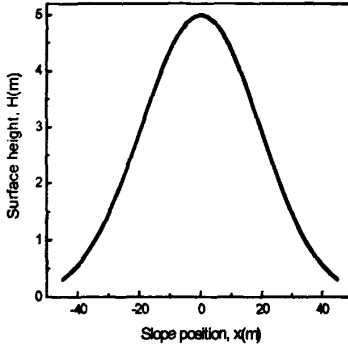
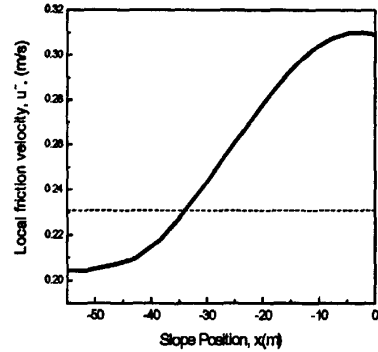


图4.5 高斯坡面的具体形状

图4.6 风施加于高斯坡面不同位置
 x 处的局部摩阻风速 $\tilde{u}_*$

4.2.2 坡面颗粒起动的局部临界起动摩阻风速

当坡面为余弦面时, 坡度随坡面形状的改变而变化, 所以迎风面上颗粒的局部临界摩阻风速也是坡面不同位置 x 的函数。

余弦面坡度 θ 可表示为:

$$\theta = \arctan(\eta'(x)) = \arctan\left(-\frac{\pi H}{4L} \sin\left(\frac{\pi x}{2L}\right)\right) \quad (4.1.21)$$

根据公式 (4.1.7) 可计算坡面不同位置 x 所对应的局部起动风速 u_{*c} , (如图 4.7 所示), 图 4.7 给出了余弦面位置 x 处所对应的局部临界起动摩阻风速, 由图 4.7 可知, 余弦坡面上颗粒局部临界起动摩阻风速以余弦面中点 $x = -24\text{m}$ 为对称轴, 该处是坡面颗粒局部临界起动摩阻风速的最大值为 0.2492m/s, 比平坦地面颗粒临界起动摩阻风速增大了 8.07%。同时由图也可以看出, 在坡顶处 (即 $x=0\text{m}$), 坡度为 0° , 故该处颗粒的局部临界起动摩阻风速等于平坦地面颗粒临界起动摩阻风速, 其值为 0.2306m/s。说明坡面不同位置的坡度不同对颗粒局部临界起动摩阻风速的影响也不同。

现在考虑坡面为高斯面的情况，坡度 θ 的表达式如下：

$$\begin{aligned}\theta &= \arctan(\eta'(x)) \\ &= \arctan\left\{-\left(\frac{\ln(2)}{L^2}\right)2xH \exp\left(-\left(\frac{\ln(2)}{L^2}\right)x^2\right)\right\} = \arctan\left\{-\left(\frac{2\ln(2)}{L^2}\right)x\eta(x)\right\}\end{aligned}\quad (4.1.22)$$

再根据公式(4.1.7)可得坡面不同位置 x 所对应的局部临界起动摩阻风速 u_{*c} (如图4.8所示)。图4.8给出了高斯面位置 x 处所对应的局部临界起动摩阻风速，由图4.8可知，由于坡面形状的不同，与图4.7相比结果略有不同，高斯面上颗粒的局部临界起动摩阻风速在 $x=-22.88\text{m}$ 处达到最大 0.2457m/s ，比平坦地面颗粒临界起动摩阻风速大 6.55% ，进一步说明在计算坡面临界起动风速时需要考虑坡度的影响。

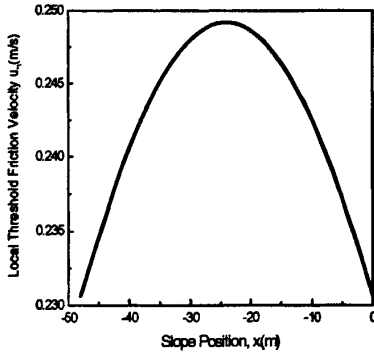


图 4.7 余弦面位置 x 处对应的
局部临界起动摩阻风速 u_{*c}

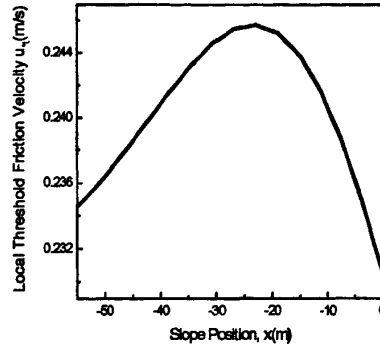


图 4.8 高斯面位置 x 对应的
局部临界起动摩阻风速 u_{*c}

4.2.3 坡面不同位置颗粒起动要求的来流临界摩阻风速

由4.2.1可得两种形态坡面的风场详细信息以及由4.2.2得到的两种形态坡面不同位置处的局部临界起动摩阻风速，便可以讨论坡面不同位置颗粒起动要求的来流临界摩阻风速的变化规律。

迎风面上不同位置颗粒起动的临界条件是，坡面该位置处实际局部摩阻风速大于等于该位置局部临界起动摩阻风速，即

$$\bar{u}_* \geq u_{*c} \quad (4.1.23)$$

由公式(4.1.7)和(4.2.7)可得，迎风面上不同位置的颗粒起动所需的来流临界

摩阻风速为：

$$u_{*t}(-\infty) = A \sqrt{\frac{\rho_p - \rho}{\rho}} g d \sqrt{\cos \theta + \frac{\sin \theta}{\tan \alpha}} / \sqrt{1 + \varepsilon \tau_d} \quad (4.1.24)$$

现在考虑坡面为余弦形态的情况，由公式 (4.2.17) 和 (4.2.9) 可以得到余弦坡面不同位置处颗粒起动对应的来流临界摩阻风速为：

$$\begin{aligned} u_{*t}(-\infty) &= A \sqrt{\frac{\rho_p - \rho}{\rho}} g d \sqrt{\cos \theta + \frac{\sin \theta}{\tan \alpha}} / \sqrt{1 + \varepsilon \tau_d} \\ &= \frac{A \sqrt{\frac{\rho_p - \rho}{\rho}} g d \sqrt{\cos \theta + \frac{\sin \theta}{\tan \alpha}}}{\sqrt{1 + \frac{\pi \kappa \varepsilon}{4} \left[\left(\ln \left(z \left(\frac{\pi}{2} \right) \right) \right)^2 + \left(\frac{\pi}{4} \right)^2 \right]^{-1/2} \cos \left(\frac{\pi}{2} \xi + \theta_{ph} \right)}} \end{aligned} \quad (4.1.25)$$

公式 (4.2.18) 的计算结果如图4.9所示。由图4.9可以看出，在距坡底1m处（即 $x = -47m$ ）0.25mm颗粒起动要求来流摩阻风速为0.445m/s，在距坡底48m的坡顶处（即 $x = 0m$ ），0.25mm颗粒起动要求来流摩阻风速为0.175m/s，和距坡底1m处的值相比小60.7%。同时也可以看出，给定颗粒粒径的条件下，颗粒起动的来流临界摩阻风速从坡底到坡顶是递减的。假设坡底未达到某给定小颗粒的起动风速时，坡顶有可能已经达到了该小颗粒的起动风速，因此坡底粒径较小的颗粒没有起动的情况下坡顶相同粒径的颗粒可能已经起动，从而解释了坡顶颗粒粒径较粗的原因。

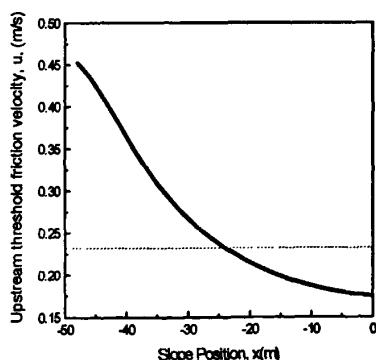


图4.9 余弦坡面不同位置颗粒起动要求的来流临界摩阻风速

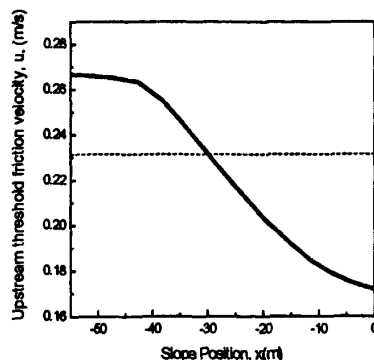


图4.10 高斯坡面不同位置颗粒起动要求的来流临界摩阻风速

现在考虑坡面为高斯形态的情况, 由公式 (4.2.17) 和 (4.2.12) 可以得到高斯坡面不同位置处颗粒起动要求的来流临界摩阻风速为:

$$u_{*i}(-\infty) = A \sqrt{\frac{\rho_p - \rho}{\rho}} g d \sqrt{\cos \theta + \frac{\sin \theta}{\tan \alpha}} / \sqrt{1 + \varepsilon \tau_d}$$

$$= \frac{A \sqrt{\frac{\rho_p - \rho}{\rho}} g d \sqrt{\cos \theta + \frac{\sin \theta}{\tan \alpha}}}{\sqrt{1 + \kappa \varepsilon \sqrt{\frac{1}{\pi \ln(2)}} \int_0^{+\infty} k \exp(-k^2 / 4 \ln(2)) \frac{(-\ln(z(k))) \cos(k\xi) - (\pi/4) \sin(k\xi)}{(-\ln(z(k)))^2 + (\frac{\pi}{4})^2} dk}}$$

(4.1.26)

公式 (4.2.19) 计算结果如图 4.10 所示。由图 4.10 可知, 在距坡底 1m 处 (即 $x = -54m$) 0.25mm 颗粒起动要求来流摩阻风速为 0.2656m/s, 在距坡底 55m 的坡顶处 (即 $x = 0m$), 0.25mm 颗粒起动要求来流摩阻风速为 0.1720m/s, 和距离坡底 1m 处颗粒起动要求来流摩阻风速相比小 35.24%。同时也可以看出, 得到与图 4.9 类似的结果, 颗粒起动的来流临界摩阻风速从坡底到坡面是递减的, 不同的是由于坡面形态各异, 导致递减的函数图像形状不同, 但具有相同的单调性。进一步证明研究坡面风沙跃移运动时考虑坡面位置的重要性。

4.3 流过坡面风场的数值模拟

本章 4.2.1 给出的理论模型的局限性在于, 只能模拟绕过形态光滑地形的风场, 对于有尖点的坡面无法给出风场详细信息。同时这一理论模型也不能考虑背风坡的影响, 无法模拟背风坡的回流区。故本节将采用计算流体动力学 FLUENT 软件对简化的二维横向沙丘模型的风场进行模拟。

4.3.1 标准 $k-\varepsilon$ 湍流模型

Navier(1823)和 Stokes(1845)分别得到粘性流体运动的基本方程组, 即著名的 Navier-Stokes 方程^[155]

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}) + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (4.3.1)$$

这里 ρ 为密度; $\mathbf{u}$ 是速度矢量; p 是流体微元体上的压力 (静压); $\mathbf{g}$ 和 $\mathbf{F}$ 分布代表作用在微元体上的重力体积力和其他外部体积力; $\boldsymbol{\tau}$ 是因分子粘性作用而产生的作用在微元体表面上的粘性应力张量。

质量守恒方程（连续性方程）为：

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (4.3.2)$$

这里考虑的是不可压缩流体。

1886 年 Reynolds 建议将湍流场分解为平均运动场与脉动运动场，即对速度 U_i 与压强 p 进行 Reynolds 分解

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}', p = \bar{p} + p' \quad (4.3.3)$$

由这个定义有

$$\bar{\mathbf{u}'} = 0, \bar{p'} = 0 \quad (4.3.4)$$

将(4.3.3)代入(4.3.1)与(4.3.2)后取平均，并注意到(4.3.4)得到时均形式的连续方程和 Reynolds 时均 Navier—Stokes 方程为

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (4.3.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i' u_j'} \right) \quad (4.3.6)$$

其中 i 和 j 指标取值范围是 (1, 2, 3)，同时定义与 $-\overline{\rho u_i' u_j'}$ 有关的项为 Reynolds 应力，即：

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u_i' u_j'} \quad (4.3.7)$$

这里， τ_{ij} 实际对应 6 个不同的 Reynolds 应力项，即三个正应力和 3 个切应力。

根据 Boussinesq 提出的涡粘假定，建立了 Reynolds 应力相对于平均速度梯度的关系^[156]，即

$$-\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (4.3.8)$$

其中 μ_t 为湍动粘度， u_i 为时均速度， δ_{ij} 是“Kronecker delta”符号（当 $i=j$ 时， $\delta_{ij} = 1$ ；

当 $i \neq j$ 时， $\delta_{ij} = 0$ ）。 k 为湍动能（Turbulent kinetic energy）：

$$k = \frac{\overline{u_i' u_i'}}{2} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (4.3.9)$$

Launder 和 Spalding 于 1974 年^[157]在引入湍动能 k 方程的基础上, 又引入一个关于湍动耗散率 ε (Turbulent dissipation rate) 的方程, 即:

$$\varepsilon = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (4.3.10)$$

湍动粘度 μ_t 可表示成 k 和 ε 的函数, 即

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.3.11)$$

其中 C_μ 为经验常数。

将公式 (4.3.8), (4.3.9), (4.3.10) 和 (4.3.11) 代入 (4.3.6) 可得标准 $k-\varepsilon$ 方程为^[158]:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon \quad (4.3.12)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + G_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4.3.13)$$

其中, $C_{1\varepsilon}$ 和 $C_{2\varepsilon}$ 为经验常数, σ_k 和 σ_ε 分别是与湍动能 k 和耗散率 ε 对应的 Prandtl 数。 G_k 是由于平均速度梯度引起的湍动能 k 的产生项, 由下式计算:

$$G_k = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (4.3.14)$$

根据 Launder 等的推荐值及后来的实验验证, 模型常数 $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, C_μ , σ_k , σ_ε 的取值为^[156]:

$$C_{1\varepsilon} = 1.44, C_{2\varepsilon} = 1.92, C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3。$$

因为标准 $k-\varepsilon$ 模型只能用于求解充分发展的湍流运动, 而在壁面区, 流动情况变化很大, 特别是在粘性底层, 流动几乎是层流, 湍流应力几乎不起作用。因此, 必须采用特殊的处理, 这里用一组半经验的公式将壁面上的物理量与湍流核心区联系起来。

引入两个无量纲参数 u^+ 和 y^+ , 分别表示速度和距离:

$$u^+ = \frac{u}{u_*}, y^+ = \frac{y u_*}{\nu} \quad (4.3.15)$$

其中 u 是流体的时均速度, $u_* = \sqrt{\tau_w / \rho}$ 是壁面摩擦速度, τ_w 是壁面切应力, y 是到壁面的距离, ν 为运动粘度。

我们知道近壁面的湍流边界层分为, 紧贴壁面的粘性底层, 过渡层和外面湍流充分发展的对数律层。一般过渡层可归入对数律层处理。将 $y^+ = 11.63$ 作为粘性底层与对数层的分界点, 并利用下面的速度分布:

$$y^+ < 11.63, \quad u^+ = y^+ \quad (4.3.16)$$

$$y^+ \geq 11.63, \quad u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \quad (4.3.17)$$

式中 $\kappa = 0.4$ 为 Karman 常数, B 是与表面粗糙度有关的常数, 对光滑壁面 $B = 5.5$ 。

4.3.2 边界条件

为了与 Parsons 等人在 2004 年的结果^[159]进行对照, 这里选取了与 Parsons 等人^[159]相同的沙丘形态和边界条件。具体沙丘形态如表 3 所示。

(1) 进口边界条件

进口边界条件采用速度进口边界条件, 设定风速沿高程服从对数分布, 具体是利用 FLUENT 提供的用户自定义函数 (User defined function, UDF) 来给定入口速度边界条件。

关于进口边界处湍动能 k 和耗散率 ε 的初始值, 至今为止仍未有从理论角度计算这两个参数的精确计算公式, 通常是采用实验得到的经验公式来估算^[158]。本章模拟时估算的湍流强度为 2%, 粘性比为 5。

(2) 出口边界条件

出口采用完全发展出流边界条件 (Outflow)。完全发展出流边界条件通常用于模拟在求解前流速和压力都未知的情况, 即出流边界上的变量都由计算区域内直接外推得到, 且对上游流动没有影响。在该边界上用户不需要定义任何内容^[156]。本节在建模时为了保证流动达到完全发展, 出口边界距离模拟对象大约是模拟对象自身高度的 10 倍左右。用完全发展出流边界条件时, 所有变量在出口

处垂直出口面上扩散通量为零，即 $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$ ，在径向允许物理量有梯度存在。

(3) 顶部的边界条件

顶部的边界条件是给定速度的移动壁面条件 (Velocity condition for moving wall)。根据壁面边界区域的平动来指定切向速度分量，模拟具有相对恒定速度的移动壁面。

(4) 底部边界条件

假设模拟对象表面和地面是固定不动，不发生移动的，故采用默认的无滑移壁面条件 (No-slip wall boundary condition)。该边界条件用于限制流体和固体交界面处，认为壁面处流体速度与壁面该处的速度相同，均等于零^[156]。

表 3 沙丘的形态参数

模型号	高度(m)	迎风坡长(m)	迎风坡角(deg.)	背风坡长(m)	背风坡角 (deg.)
1	0.08	0.56	8.13	0.1280	32.0
2	0.04	0.56	4.09	0.064	32.0
3	0.12	0.56	12.10	0.1920	32.0
4	0.16	0.56	15.95	0.2561	32.0

4.3.3 计算参数

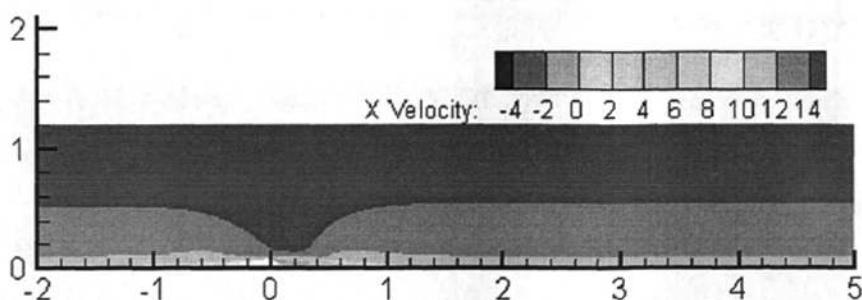
本章不考虑热交换，即屏蔽能量方程。流体介质选取的是空气，具有不可压缩性，密度为常数，其他参数均使用缺省值。由于本章所讨论的是二维问题，加之沙丘模型相对比较简单，故采用一阶精度离散格式即可达到计算要求。

SIMPLE算法是目前应用最广泛的一种流场计算方法，它属于压力修正法的一种，是英文Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations的缩写，意为“求解压力耦合方程组的半隐式方法”。该方法是由Patankar与Spalding于1972年提出^[160]，是一种主要用于求解不可压流场的数值方法。他的核心是在交错网格的基础上来计算压力场，从而达到求解动量方程 (Navier-Stokes方程) 的目的^[158]。这里采用SIMPLEC (SIMPLE Consistent) 算法，它是SIMPLE算法的改进之一，是由Dormaal和Raithby在1984年提出的^[158]，与SIMPLE算法不同的是速度修正值方程中的系数项的计算公式有所不同，从而得到更为适合的压力修正值，加快迭

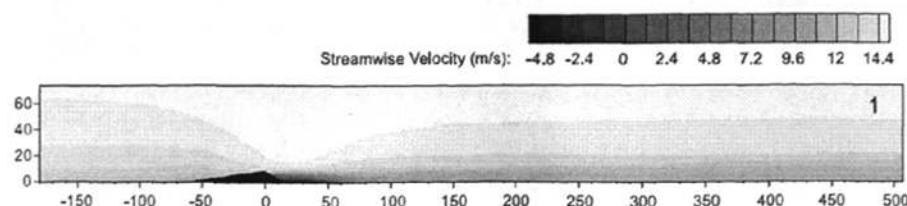
代过程中解的收敛。松弛系数均取为缺省值。计算收敛的标准是所有残差都达到稳定且均小于 1.5×10^{-6} 。

4.3.4 结果与分析

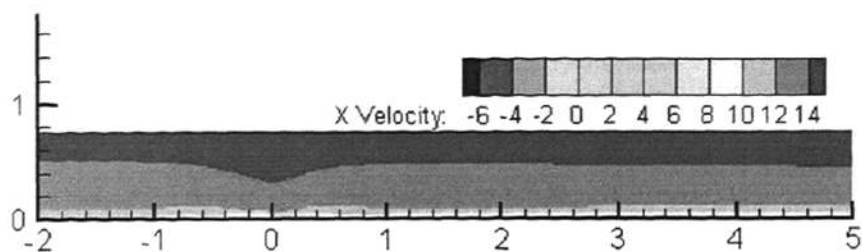
图4.11和图4.12分别给出了Parsons等人^[159]和本章模拟流过沙丘的水平风速和垂向风速云图的对比图,由图4.11和图4.12可以看出两种模拟结果吻合较好。平坦地表上的稳定气流,在到达沙丘迎风坡坡底时发生相对堆积,形成局部高压区,这个高压区的气流会发生向低气压的加速运动,导致沙丘迎风坡上气流加速,到达沙丘顶部风速达到最大。在越过沙丘顶部之后,气流开始发生分离,在沙丘背风坡有明显的回流区,这些结果与已有的研究结果一致^[76; 81; 82; 91]。此外,气流流过沙丘,在背风坡处会有明显的回流区,在回流区的下风向附近,气流开始重新附着,边界层从某点开始重新发育,该点称为再附点,该点到沙丘的距离称为气流再附距离^[161-163]。气流再附是描述沙丘背风坡风场的特征之一,一般用再附距离与沙丘高度相比的倍数来描述。从图4.11可以看出对于沙丘形态1来说,风速的再附距离大约是沙丘高度的26倍;对于沙丘形态2来说,风速的再附距离大约是沙丘高度的31倍,这与Walker和Nickling在2003年^[163]的测量结果吻合。图4.13给出了沙丘形态1水平风速矢量图,由图4.13可以清楚的看到在沙丘坡顶处流场分离,同时在沙丘的背风坡有一个涡流。



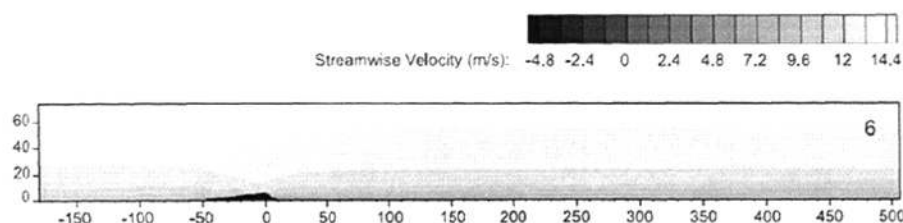
(a) 本节的沙丘形态1水平风速云图



(b) Parsons等人的沙丘形态1水平风速云图

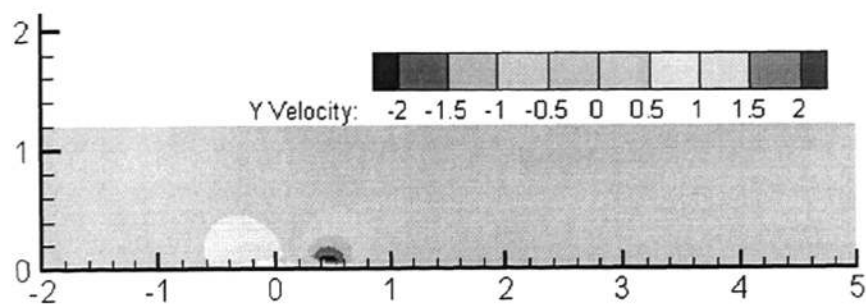


(a) 本节的沙丘形态2水平风速云图

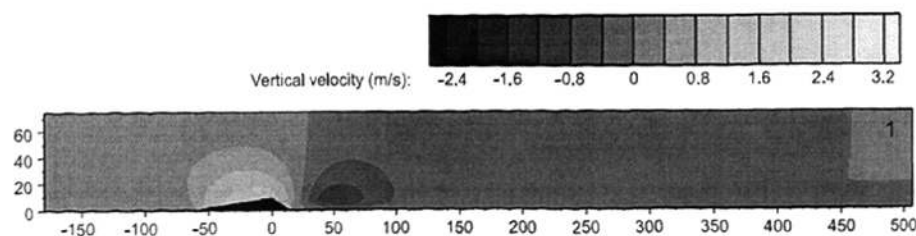


(b) Parsons等人的沙丘形态2水平风速云图

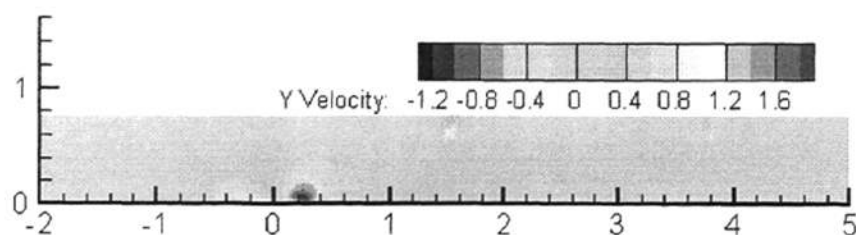
图4.11 本节沙丘形态1和2的水平风速云图与Parsons等人结果的对照



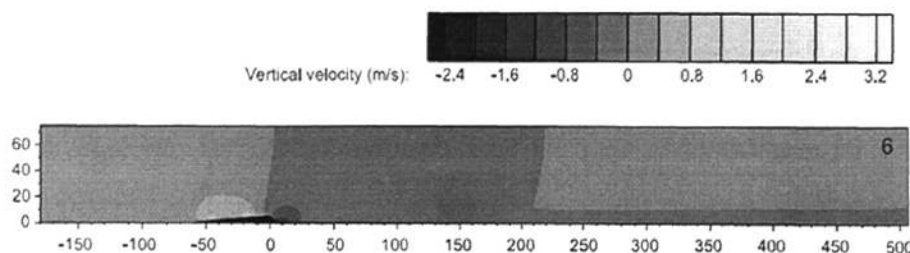
(a) 本节的沙丘形态1垂向风速云图



(b) Parsons等人的沙丘形态1垂向风速云图



(a) 本节的沙丘形态2垂向风速云图



(b) Parsons等人的沙丘形态2垂向风速云图

图4.12 本节沙丘形态1和2的垂向风速云图与Parsons等人的结果对照

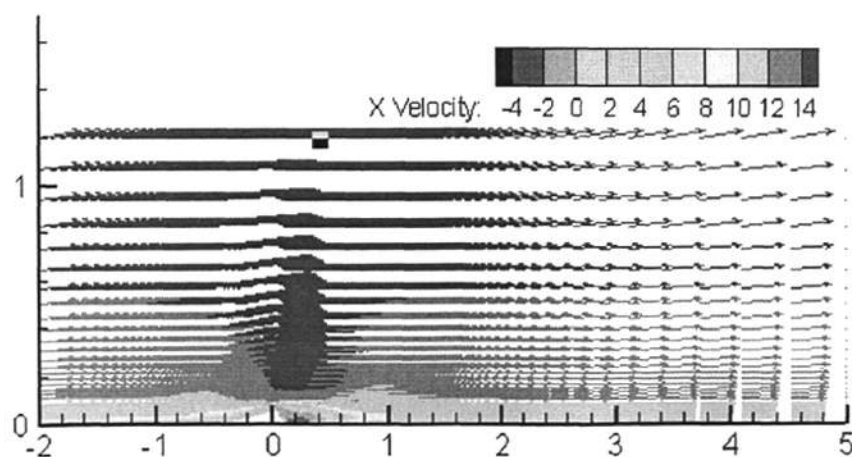


图 4.13 本节的沙丘形态 1 水平风速矢量图

如图 4.14 所示, 为了更清楚的描述坡面不同位置处的风速, 用参数 x 和沙丘坡度 θ 来表征坡面具体位置, 沙丘上某一点的位置可表示为 $(x, x \tan \theta)$ 。图 4.15 给出了在坡度为 8.13° 、来流摩擦风速为 0.15m/s 情况下, 沿坡面高为 0.05m 的一条路径上的风速变化。由图 4.15 可以看出, 风速沿坡面从坡底到坡顶是单调递增的。坡底处 ($x=0.1\text{m}$) 风速仅为 4.4m/s , 而坡顶处 ($x=0.5\text{m}$) 风速为 5.7m/s ,

增加了 29%。来流风速由于坡面影响有明显的加速现象,这与目前一些学者的结论相吻合^[81-83; 153; 154]。

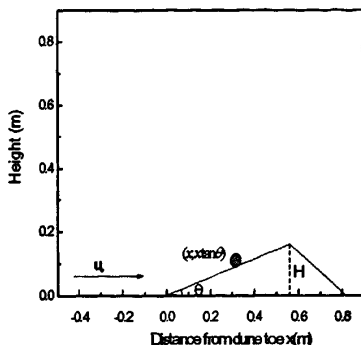


图 4.14 用参数 x 和沙丘坡度 θ 表征坡面具体位置

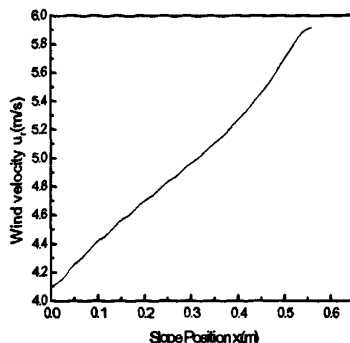


图 4.15 风速随坡面位置的变化

图 4.16 给出了颗粒粒径分别为 0.1mm 和 0.2mm, 沙丘坡度 θ 分别为 8.13° 、 12.1° 和 15.95° 等不同的情况下, 坡面位置与颗粒的来流临界摩阻风速的关系。对于沙丘坡度为 8.13° 的情况, $x=0.05\text{m}$ 处的沙粒起动需要的来流临界摩阻风速为 0.18m/s; 而在 $x=0.35\text{m}$ 处沙粒起动需要的来流临界摩阻风速仅为 0.15m/s, 相比坡底需要起动的来流临界摩阻风速减少了 16.7%; 对于沙丘坡度为 12.1° 的情况, $x=0.05\text{m}$ 处沙粒起动需要的来流临界摩阻风速为 0.20m/s; 而在 $x=0.35\text{m}$ 处沙粒起动需要的来流临界摩阻风速仅为 0.15m/s, 相比坡底需要起动的来流临界摩阻风速减少了 25%。对于沙丘坡度为 15.95° 的情况也有同样的结果: $x=0.05\text{m}$ 处沙粒起动需要的来流临界摩阻风速为 0.22m/s; 而在 $x=0.35\text{m}$ 处沙粒起动需要的来流临界摩阻风速仅为 0.16m/s, 相比坡底需要起动的来流临界摩阻风速减少 27.3%。同时由粒径为 0.2mm 的情况也可以看出, 来流临界摩阻风速沿坡面从坡底到坡顶单调递减, 说明在颗粒粒径一定的情况下, 与沙丘坡底的颗粒相比, 坡顶的颗粒更容易起动。因为坡顶颗粒起动需要的来流临界摩阻风速要小于坡底颗粒的情况, 所以当平面上的来流风速达到小颗粒临界起动风速值时, 在坡底未达到小颗粒的临界起动摩阻风速, 而坡顶风速已达到小颗粒临界起动摩阻风速, 因此坡面底部小颗粒没有明显的变化时, 顶部小颗粒已经起动, 大颗粒仍然未动, 这就解释了迎风坡面靠近顶部的颗粒较粗, 底部的颗粒较细的原因。

同时从图 4.16 也可以看出,颗粒粒径为 0.1mm,对于沙丘坡度 θ 分别为 8.13° 、 12.1° 和 15.95° 等三种情况下,在 $x=0.05\text{m}$ 处颗粒起动需要的来流临界摩阻风速分别为 0.18m/s, 0.20m/s 和 0.22m/s; 同样对于颗粒粒径为 0.2mm 的情况,在 $x=0.05\text{m}$ 处颗粒起动需要的来流临界摩阻风速依次为 0.25m/s, 0.28m/s 和 0.31m/s。这说明某一确定位置沙粒起动需要的来流临界摩阻风速与沙丘坡度成正比。

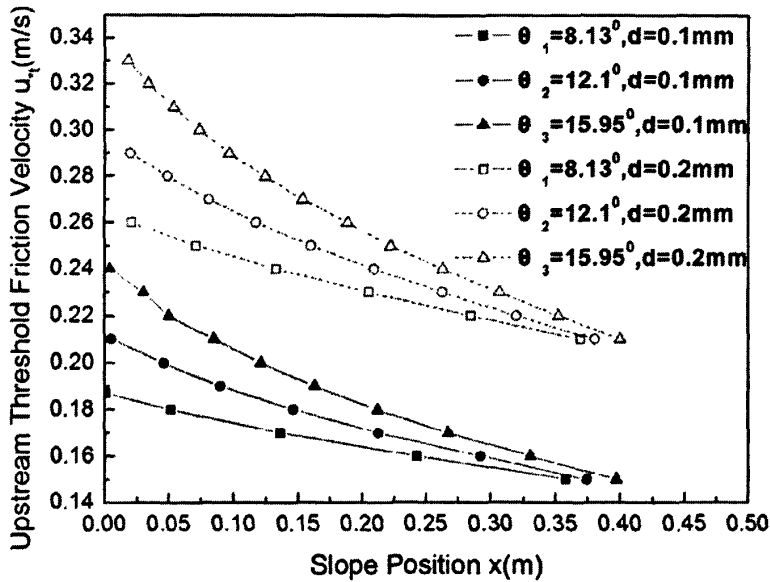


图 4.16 两种粒径, 三种沙丘坡度的情况下,
颗粒的来流临界摩阻风速随坡面位置的变化

图4.17所示六条曲线分布表示两种不同沙丘坡度 12.1° 和 15.95° , 三个不同位置 $x=0.05\text{m}$, 0.20m 和 0.35m , 来流临界摩阻风速与沙粒粒径的关系图。对于沙丘坡度为 12.1° 的情况, 在坡底($x=0.05\text{m}$)沙粒粒径为0.1mm起动需要的来流临界摩阻风速为0.1992m/s, 而同一位置沙粒粒径为0.30mm需要的来流临界摩阻风速为0.3413m/s, 来流临界摩阻风速增加了71.34%。沙丘顶部($x=0.35\text{m}$)沙粒粒径为0.1mm起动需要的来流临界摩阻风速为0.1529m/s, 而同一位置沙粒粒径为0.262mm需要的来流临界摩阻风速为0.3413m/s, 来流临界摩阻风速增加了71.35%, 这说明对于同一位置, 沙粒起动需要的来流临界摩阻风速与沙粒粒径成

单调递增。

同时从图4.17可以看出对于沙粒粒径为0.1mm, 沙丘坡度为 12.1° 时, 处在三种不同位置($x=0.05\text{m}$, 0.20m 和 0.35m)的沙粒要求起动的来流临界摩阻风速分别为 0.1992m/s , 0.172m/s 和 0.1529m/s 。而对于同一高度的沙丘, 粒径为 0.3mm 时, 沙丘坡底($x=0.05\text{m}$)沙粒起动需要的来流临界摩阻风速为 0.3413m/s , 沙丘顶部的来流临界摩阻风速仅为 0.262m/s , 而 $x=0.20\text{m}$ 处的来流临界摩阻风速为 0.2939m/s 。对于沙丘坡度为 15.95° 的情况, 可以得到类似的规律。这些结果很好的验证了对于给定沙粒粒径的情况, 来流临界起动摩阻风速随坡面位置从坡底到坡顶是逐渐减小的。

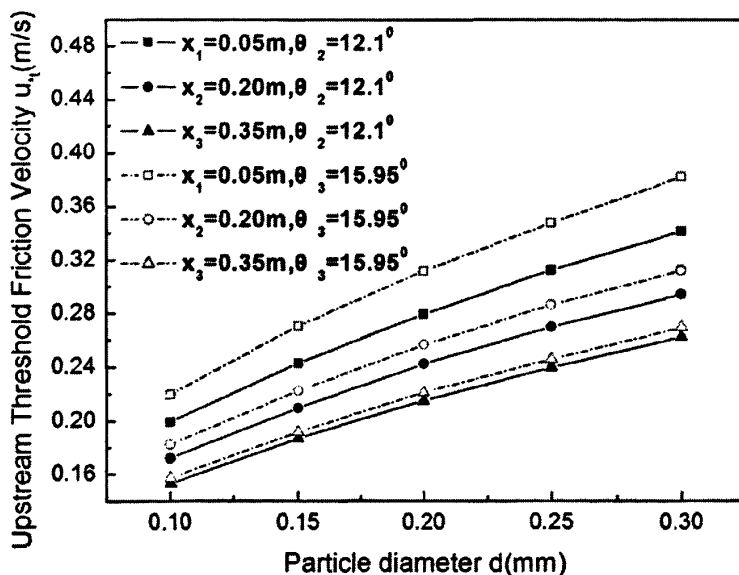


图4.17 两种沙丘坡度, 三个坡面位置
来流临界摩阻风速随沙粒粒径的变化

4.4 小结

本章从坡面颗粒受力出发, 推导了坡面颗粒的来流临界起动风速的计算公式, 通过理论分析与数值模拟, 分析了三种坡面坡度和坡面不同位置对来流临界起动摩阻风速的影响。得出以下结论:

(1) 从坡面颗粒受力出发, 推导了坡面颗粒的来流临界起动风速的计算公

式:

(2) 通过对流过坡面风场的理论分析, 得到气流流过余弦面和高斯面迎风坡的风场信息, 可以看出气流沿迎风坡是加速的, 同时给出了风施加于余弦和高斯迎风面上不同位置的局部摩阻风速计算公式;

(3) 通过三种坡面颗粒起动的局部临界起动摩阻风速的计算结果可以看出, 在颗粒粒径一定的情况下, 余弦坡面上颗粒的局部临界起动摩阻风速在余弦面中点达到最大值, 而高斯坡面最大值在 $x = -22.88m$ 处, 三角形坡面的局部临界起动摩阻风速为定值, 均说明沙粒的局部临界起动风速随着坡度的增加而增大;

(4) 从理论分析和数值模拟均可以看出, 三种坡面颗粒起动的来流临界摩阻风速从坡底到坡顶均是递减的, 不同的是由于坡面形态各异, 导致递减的函数图像形状不同, 但单调性相同, 说明坡面位置是影响坡面沙粒起动的重要因素。

(5) 对于同一坡面位置的沙粒来说, 来流临界摩阻风速随颗粒粒径的增加而快速增大, 这一结论与以往平地上得到的结果一致。

第五章 复杂地形下的近地层风沙运动模拟

真实环境中的沙漠地表均是由沙波纹、沙丘和稀疏植被构成的复杂地形区域,因此研究复杂地形的风场和输沙量,对预测野外真实环境下的风沙运动具有重要的指导意义。

然而目前对于复杂地形风场和输沙量的研究还很少。Gillette 等人^[164, 165]对奇华胡安沙漠 (Chihuahuan Desert) 北部的一个复杂地形区域在非定常风速风向条件下的流场和输沙量进行了测量; Bowker 等人^[166, 167]结合 Gillette 等人的测量结果,使用 QUIC 3.5 (Quick Urban & Industrial Complex) 软件对这一复杂地形风场进行了模拟并计算了一些测量点的输沙量,但由于 QUIC 软件自身存在缺陷,例如不能给出障碍物背风面的尾涡等,导致模拟结果与计算结果相比误差很大。为此,我们尝试利用 FLUENT 软件对奇华胡安沙漠复杂地形流场进行模拟,并与实测结果进行对比,验证方法的可行性。然后再使用此方法模拟流过甘肃省民勤治沙综合试验站气象塔旁边的一个新月型沙丘的流场,在此基础上结合野外实测数据进一步对复杂地形下的风场和输沙量进行了研究。

5.1 复杂地形的风场、输沙量的实测与模拟

5.1.1 模拟对象

首先以美国新墨西哥州奇华胡安沙漠 (Chihuahuan Desert) 北部的一个复杂地形区域作为模拟对象 (见图 5.1)。图 5.1 (a) 表示由沙丘、矮树丛等地表障碍物组成原始流场区域,图中绿色区域为沙丘、矮树丛等障碍物,障碍物以外的地方为平坦沙床面。图 5.1 (b) 为 Bowker 等人^[167]对原始流场区域地表障碍物进行模化后得到的计算区域,沙丘和矮树丛等障碍物被模化成方柱和圆柱的组合物体。障碍物的颜色代表其高度,其中红色的障碍物高度为 2m,桔黄色的障碍物高度为 1.5m,黄绿色的障碍物高度为 1.25m,浅蓝绿色的障碍物高度为 1m,蓝色的障碍物高度为 0.75m,深蓝色的障碍物高度为 0.5m。为了与 Bowker 等人^[167]的结果对比,本章也是根据图 5.1 (b) 中所示的模型进行建模的。

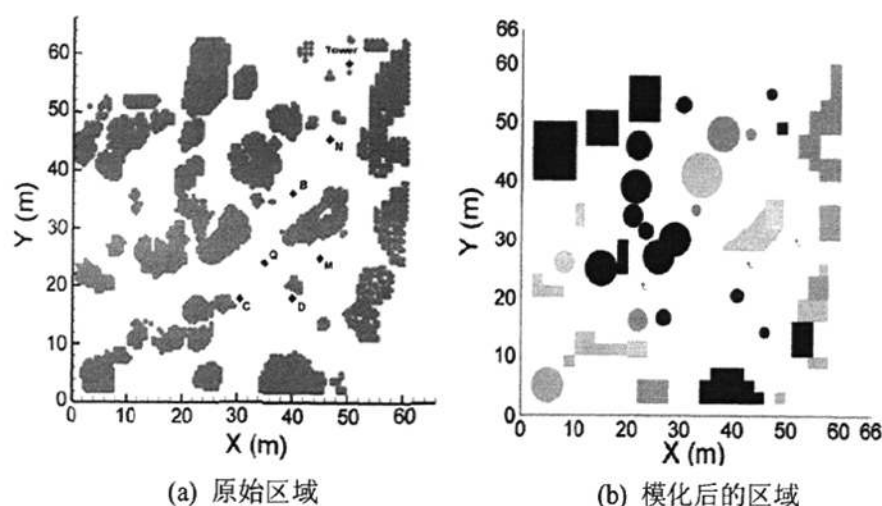


图 5.1 复杂地形示意图 (摘自 Bowker, 2006)

第二个模拟的对象为巴丹吉林沙漠和腾格里沙漠交汇的甘肃省民勤治沙综合试验站三号气象塔附近的一个典型新月型沙丘, 与第二章 2.1.3 描述的是同一个沙丘。根据 GPS 测量结果显示沙丘的具体位置是东经 $102^{\circ}55'12''$, 北纬 $38^{\circ}38'00''$ 。沙丘形态参数: 高度为 14.28m , 沙丘两脊角之间的距离为 159.40m , 迎风坡长 81.26m , 迎风坡坡度为 10.12° , 背风坡长 22.61m , 背风坡坡度为 30.27° , 具体形态如图 5.2 所示。

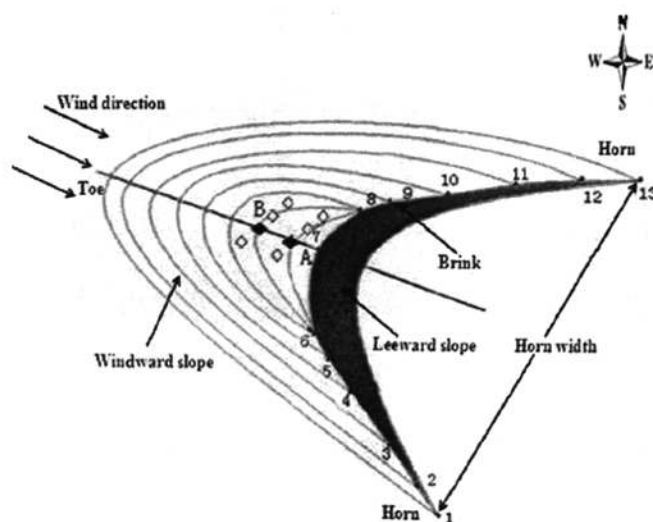
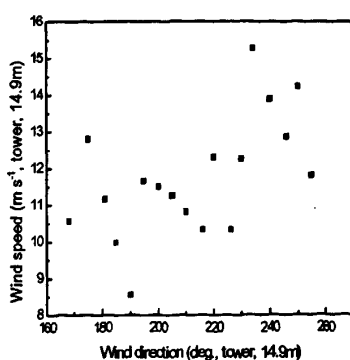


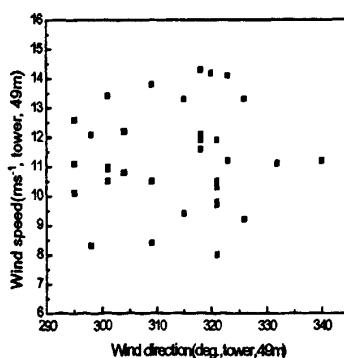
图 5.2 沙丘几何形状示意图

5.1.2 风速及输沙量的测量

奇华胡安沙漠复杂地形的风速和输沙量的实测值取自于 Gillette 等人^[164, 165]的实验结果, 同时模拟过程中需要给定边界条件, 具体是采用了气象塔上 18 组高度为 14.9 m 的风速和风向数据作为模拟计算的参考风速和风向 (见图 5.3 (a)), 关于边界条件如何设定详见 5.2.3。民勤沙丘迎风坡上的风速和输沙量的测量是在 2008 年 3 月 17 日民勤发生的一次沙尘暴期间进行的。测量点的设置如图 5.2 所示, 图中白色菱形 (6 个) 表示输沙量测量点, 所测量的输沙量是其在整个沙尘暴期间的集沙总量。黑色菱形标志 (2 个) 为风速测量点, 每个风速测量点处有四个风杯和一个风向仪, 风速测量点 A 处 4 个风杯距离沙丘表面垂直距离分别为 8 cm、43 cm、93 cm 和 192 cm; 风速测量点 B 处 4 个风杯距离沙丘表面垂直距离分别为 12 cm、45 cm、89 cm 和 192 cm, 风速与风向的测量频率是 1Hz, 参考风速及参考风向数据取自沙丘附近气象塔在同一次沙尘暴期间 49 m 高度上的风速及风向测量数据 (如图 5.3 (b) 所示)。民勤地区 2008 年 3 月 17 日发生的这次沙尘暴持续了 330min, 由于气象塔上仪器测量频率的限制, 只能给出的参考风速和风向数据测量周期为 10min。据此, 我们将该沙尘暴的持续时间 330min 分成 33 个时间段, 每个时间段为 10min, 即将整个沙尘暴期间不同来流条件下的沙丘流场分成 33 种情况, 对这 33 种不同来流情况下的沙丘流场分别进行了模拟。



(a) 奇华胡安沙漠的 18 种情况



(b) 民勤沙丘的 33 种情况

图 5.3 参考风速及参考风向的关系

5.2 数值模拟方法

在对奇华胡安沙漠复杂地形和民勤沙丘两个模拟对象进行流场模拟时,涉及到的几何建模、网格划分、边界条件选取、湍流模型选择及求解参数设置等方法均是相同的。

5.2.1 几何建模

用前处理模块 GAMBIT 2.2.30 对两个模拟对象建立几何模型, 设定水平来流风速方向为 X 轴的正方向, 垂直来流风速方向为 Y 轴的正方向, 垂直地面向上的方向为 Z 轴的正方向, 建立右手坐标系。奇华胡安沙漠中的这一复杂地形的模拟流场区域为 $X \times Y \times Z = 150\text{ m} \times 130\text{ m} \times 12\text{ m}$, 民勤沙丘的模拟流场区域为 $X \times Y \times Z = 360\text{ m} \times 280\text{ m} \times 60\text{ m}$ 。

5.2.2 网格划分

网格是所研究模型的几何表达形式, 也是模拟与分析的载体。其中非结构网格 (Unstructured grid) 虽然生成过程比较复杂, 但却具有很好的灵活性和适应性, 易于进行网格自适应, 尤其对具有复杂边界的流场计算问题特别有效^[158]。由于本章两个模拟对象几何形态均较为复杂, 故采用非结构网格对其周围流体进行网格划分。为了更好的描述模拟对象附近的流场细节特征, 在计算区域中模拟对象附近划分较为密集的网格, 远离模拟对象的区域网格逐渐变稀疏。

网格主要由四面体网格构成, 个别位置允许有六面体、锥体或楔形体, 即采用非结构混合网格 (Tet/Hybrid)。网格划分的数量较少会影响模拟的精度, 使得计算结果失真, 但由于本章工作是用一台 PC 机计算完成的, 如果网格数量太多会导致内存溢出, 所以需要找到一个平衡点。经过多次试划, 最终确定奇华胡安沙漠复杂地形流场的网格体单元数控制在 1.9×10^6 左右, 相应的节点数在 4.7×10^5 左右; 民勤沙丘流场的网格体单元数控制在 1.1×10^6 左右, 相应的节点数在 2.3×10^6 左右。

5.2.3 边界条件

(1) 进口边界条件

进口边界条件采用速度进口边界条件, 设定风速沿高程服从对数分布。第一个模拟对象奇华胡安沙漠中的复杂地形的入口风速廓线是根据 18 种参考风速与

最优化 z_0 确定的, 详细确定过程可参阅参考文献^[167]。第二个模拟对象民勤沙丘的入口风速廓线确定方法如下: 对任意一种来流条件来说, 预先规定来流风速廓线中粗糙度 z_0 值为 z_{01} 、 z_{02} 、 z_{03} 、 z_{04} , 再根据 49 m 高度上参考风速测量值分别求出四个对应的摩阻速度值, 从而得到 4 个进口风速廓线, 然后用这四种不同的入口边界条件对沙丘流场进行模拟。这样, 对任一确定的风杯测量位置而言, 均可得到四个不同的模拟风速值 u_1 、 u_2 、 u_3 、 u_4 , 再对这 4 个风速模拟值及其对应的来流风速廓线的粗糙度值 (z_{01} 、 z_{02} 、 z_{03} 、 z_{04}) 进行最小二乘法拟合, 进而得出拟合函数为 $y = a \ln(x) + b$ 。而后将该来流条件下风速实测值代入拟合函数, 从而确定出该来流条件下该风杯位置对应的最佳入口风速廓线方程的粗糙度值。

根据上述方法, 我们预先设定的四个来流风速廓线中粗糙度 z_0 值分别为 0.05 m 、 0.1 m 、 0.3 m 、 0.6 m , 设定的五个参考风速分别为 8.3 m/s 、 12.2 m/s 、 9.4 m/s 、 10.3 m/s 、 9.2 m/s , 对应的参考风向分别为 298° 、 304° 、 315° 、 321° 、 326° 等五种情况, 再计算风速测量点 A、B 处不同风杯位置对应的最佳来流风速廓线方程中的粗糙度 z_0 值 (如图 5.4 所示, 小于 0.01 m 及大于 3.0 m 的 z_0 值, 由于不符合实际已被剔除)。图 5.4 中 x 轴为风杯距离地面的垂直高度, y 轴为不同风杯位置对应的最佳来流风速廓线中粗糙度 z_0 值。对图 5.4 中所示的所有粗糙度值取平均值, 从而得到平均的粗糙度值为 0.465 m , 则认为整个沙尘暴期间对于所有来流条件 (共 33 种) 来说, 最佳的粗糙度值为 0.465 m 。

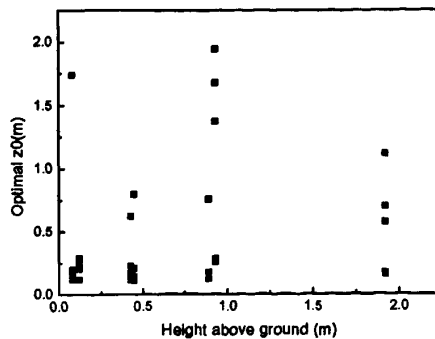


图 5.4 不同风杯位置对应的最佳来流风速廓线中的粗糙度值

关于进口边界处湍动能 k 和耗散率 ε 的初始值, 至今为止仍没有从理论角度给出这两个参数的精确计算公式, 通常是采用实验得到的经验公式来估算^[158]。本章模拟时估算的湍流强度为 2%, 粘性比为 5。

(2) 出口边界条件

完全发展出流边界条件 (Outflow) 如 4.3.2 所述, 一般选在离几何扰动足够远的地方来施加。在这样的位置, 流动是充分发展的, 沿流动方向没有变化。我们在此位置可选择垂直于流动方向的面, 即确定一个“出口面”, 然后便可施加完全发展出流边界条件。

(3) 顶部和两侧的边界条件

计算流域顶部和两侧采用对称边界条件 (Symmetry)。对称边界条件适用于所求问题在物理上存在对称性的情况, 具有镜像对称特征的情况^[156]。在对称轴或者对称面上既无质量交换, 又无热量等物理量的交换, 在垂直对称面的方向上物理量梯度为零。也可用来描述粘性流动中的自由移动壁面, 在对称边界上, 不需要定义任何内容, 只需要定义对称边界的位置。

(4) 底部边界条件

假设模拟对象表面和地面是固定不动, 不发生移动的, 故采用默认的无滑移壁面条件 (No-slip boundary condition)^[156]。

5.2.4 SST $k-\omega$ 湍流模型

由于本章的模拟对象外形较为复杂, 所求流场信息均要求足够靠近模拟对象表面, 故采用剪切应力输运模型 (Shear Stress Transport Model $k-\omega$, SST $k-\omega$ 模型) 对复杂地形流场进行模拟。因为 SST $k-\omega$ 模型求解依赖网格, 如果近壁面的网格 y^+ 足够小, 则 SST $k-\omega$ 模型自动采用低雷诺数模型计算边界层, 如果 y^+ 太大了, 则自动切换为壁面函数来计算, 这是一个自动过渡的方法, 综合了 $k-\omega$ 模型在近壁模拟和 $k-\varepsilon$ 模型在外部区域计算的优点, 能有效的描述复杂地形附近的流场信息^[168]。

类似于标准 $k-\varepsilon$ 模型和标准 $k-\omega$ 模型, SST $k-\omega$ 模型同样求解两个方程, 一个是关于湍动能 k 的方程, 一个是关于特殊湍动耗散率 (Specific dissipation rate) ω 的方程^[156]:

湍动能 k 方程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j}) + \widetilde{G}_k \quad (5.2.1)$$

特殊湍动耗散率 ω 方程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j}) + G_\omega + D_\omega \quad (5.2.2)$$

方程中, 参数 $\widetilde{G}_k$ 是根据由于平均速度梯度引起的湍动能 k 的产生项 G_k 计算的, 而 G_k 与本文第四章4.3.1给出的 $k-\varepsilon$ 模型中的表达式一致, G_ω 为特殊湍动耗散率 ω 的产生项。 D_ω 为交错扩散项(Cross-diffusion term)。

Γ_k 和 Γ_ω 分别是 k 和 ω 的有效扩散系数, 可用如下公式计算:

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}, \Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (5.2.3)$$

其中湍流粘度 μ_t 用如下公式计算:

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{a1\omega}]} \quad (5.2.4)$$

S 是应变率 (Strain rate magnitude):

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (5.2.5)$$

其中:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (5.2.6)$$

σ_k 和 σ_ω 分别是 k 和 ω 的湍流 Prandtl 数

$$\sigma_k = \frac{1}{F_1/\sigma_{k,1} + (1-F_1)/\sigma_{k,2}} \quad (5.2.7)$$

$$\sigma_\omega = \frac{1}{F_1/\sigma_{\omega,1} + (1-F_1)/\sigma_{\omega,2}} \quad (5.2.8)$$

混合函数 F_1 和 F_2 用如下公式给出:

$$F_1 = \tan h(\Phi_1^4) \quad (5.2.9)$$

$$\Phi_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2} D_{\omega}^+ y^2} \right] \quad (5.2.10)$$

$$D_{\omega}^+ = \max \left[2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 1.0 \times 10^{-10} \right] \quad (5.2.11)$$

$$F_2 = \tanh(\Phi_2^2) \quad (5.2.12)$$

$$\Phi_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right) \quad (5.2.13)$$

其中 y 为到另一个面的距离, D_{ω}^+ 为正交扩散项的正方向。

$\widetilde{G}_k$ 用如下公式计算:

$$\widetilde{G}_k = \min(G_k, 10\rho\beta^* k \omega) \quad (5.2.14)$$

注意, 本章考虑的是不可压流体, 故 $\beta^* = \beta_i^*$

$$\beta_i^* = \beta_{\infty}^* \left(\frac{4/15 + (\text{Re}_t / R_{\beta})^4}{1 + (\text{Re}_t / R_{\beta})^4} \right) \quad (5.2.15)$$

G_{ω} 为特殊湍动耗散率 ω 的产生项, 用如下公式计算:

$$G_{\omega} = \alpha \frac{\omega}{k} G_k \quad (5.2.16)$$

其中系数 α 为:

$$\alpha = \frac{\alpha_{\infty}}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha_0 + \text{Re}_t / R_{\omega}}{1 + \text{Re}_t / R_{\omega}} \right) \quad (5.2.17)$$

上式中 $R_{\omega} = 2.95$, $\alpha^* = \alpha_{\infty}^* \left(\frac{\alpha_0^* + \text{Re}_t / R_k}{1 + \text{Re}_t / R_k} \right)$, $\text{Re}_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}$, $R_k = 6$, $\alpha_0^* = \frac{\beta_{i,1}}{3}$, 对于

高雷诺数的情况 $\alpha^* = \alpha_{\infty}^* = 1$ 。计算 α_{∞} 方程如下:

$$\alpha_{\infty} = F_1 \alpha_{\infty,1} + (1 - F_1) \alpha_{\infty,2} \quad (5.2.18)$$

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_{\infty}^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega,1} \sqrt{\beta_{\infty}^*}} \quad (5.2.19)$$

$$\alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_{\infty}^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega,2} \sqrt{\beta_{\infty}^*}} \quad (5.2.20)$$

其中 $\kappa = 0.41$ ，常数 β_i 由下面的方程给出

$$\beta_i = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2} \quad (5.2.21)$$

交错扩散项 D_ω 为：

$$D_\omega = 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (5.2.22)$$

所需常数取自参考文献^[156]：

$$\begin{aligned} \alpha_\infty^* &= 1, \quad \alpha_\infty = 0.52, \quad \alpha_0 = \frac{1}{9}, \quad \beta_\infty^* = 0.09, \quad \beta_{i,1} = 0.075, \\ \beta_{i,2} &= 0.0828, \quad R_\beta = 8, \quad R_k = 6, \quad R_\omega = 2.95, \quad \zeta^* = 1.5, \\ \sigma_{k,1} &= 1.176, \quad \sigma_{\omega,1} = 2.0, \quad \sigma_{k,2} = 1.0, \quad \sigma_{\omega,2} = 1.168. \end{aligned}$$

5.2.5 计算参数

本章不考虑热交换，即屏蔽能量方程。流体介质选取的是空气，具有不可压缩性，密度为常数，其他参数均使用缺省值。选择合适的离散格式既能保证解的稳定性，又能具有较高的精度。一阶精度离散格式是无条件稳定的，保证了解的稳定性，但其截断误差小于二阶而引起较大数值计算误差的现象称为假扩散 (False diffusion)；二阶离散格式可以获得较高的精度，但存在稳定性问题^[158]。本章的主要目的是模拟复杂地形的速度场，故采用高精度二阶迎风格式，对动量方程进行数值离散并配以较小的松弛系数，湍动能和耗散率的离散则采用一阶迎风格式。

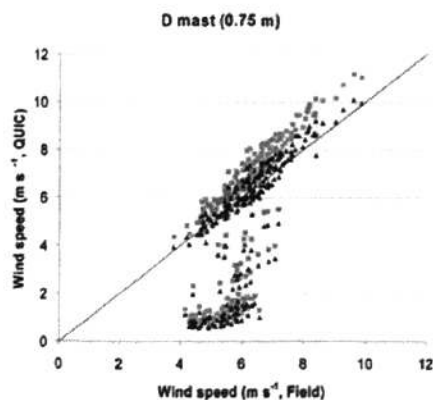
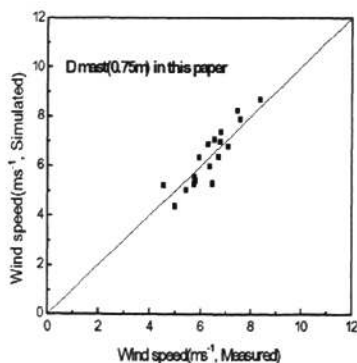
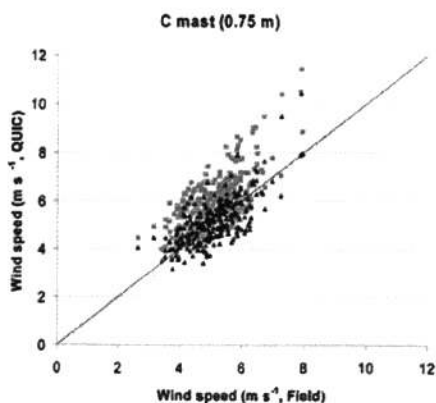
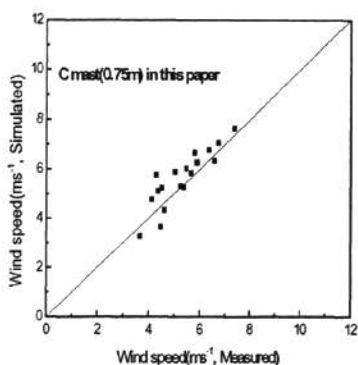
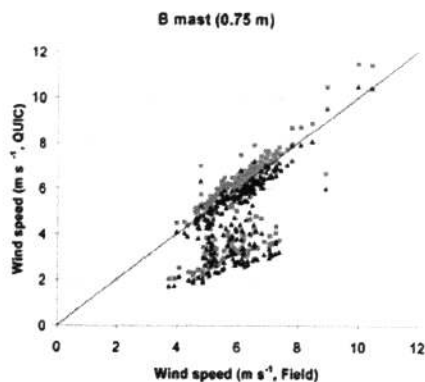
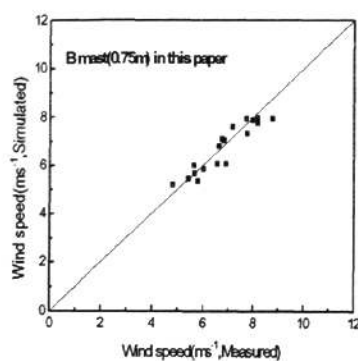
本章仍然采用SIMPLEC (SIMPLE Consistent) 算法，取压力松弛系数为0.3，其它项取0.5。计算收敛性的标准是所有残差都达到稳定且均小于 1.5×10^{-5} 。

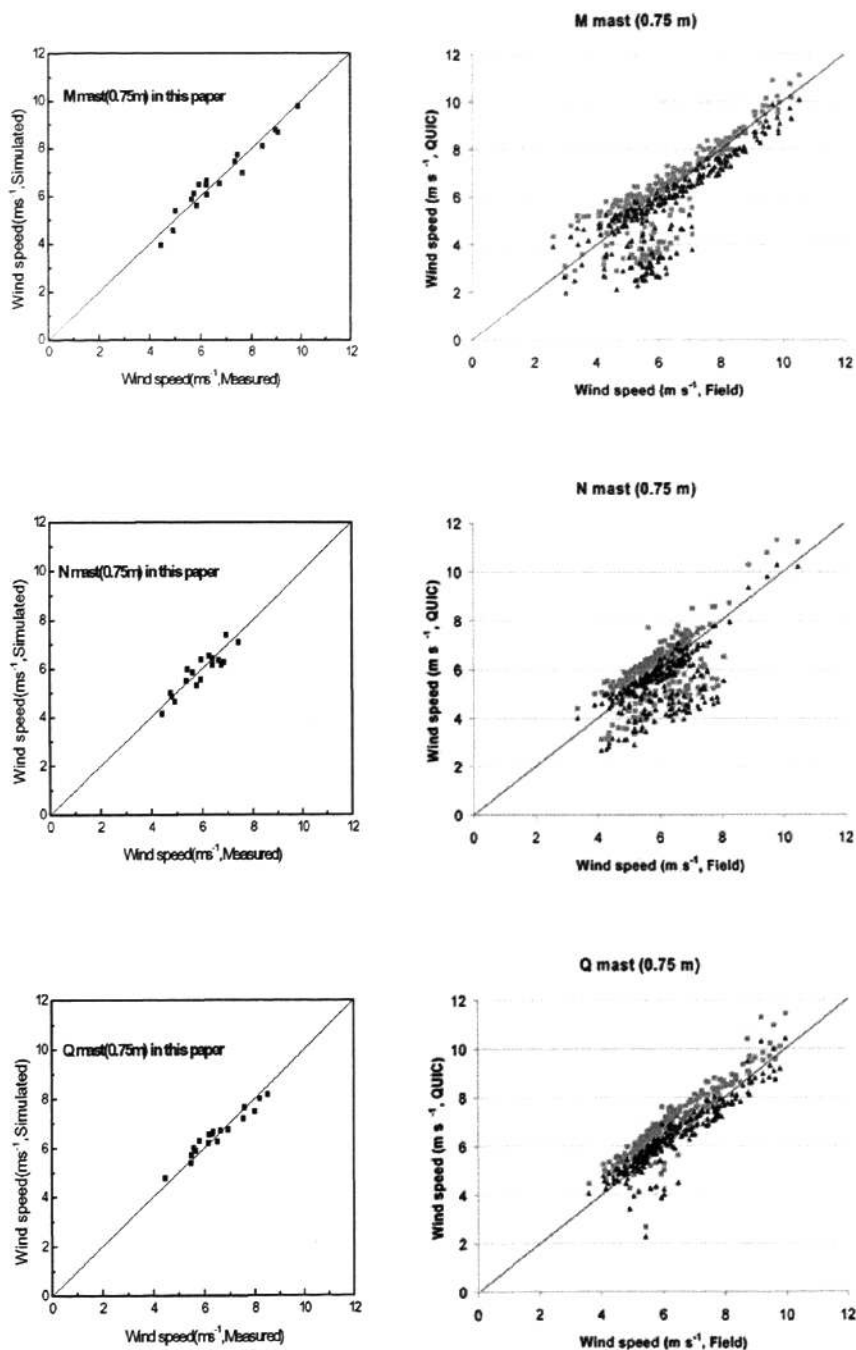
5.3 结果与分析

5.3.1 奇华胡安沙漠风速模拟结果分析

图 5.5 给出的是 18 种来流条件下风速测量点 B、C、D、M、N、Q 处本章风速模拟结果与 Bowker 等人^[167]模拟结果和实测风速结果的对比图，图中 x 轴为风速实测值， y 轴为风速模拟值。由图 5.5 可以看出，QUIC 软件模拟结果显示对测量点实际风速较低的情况下风速的模拟误差相对较大。而本章用 FLUENT

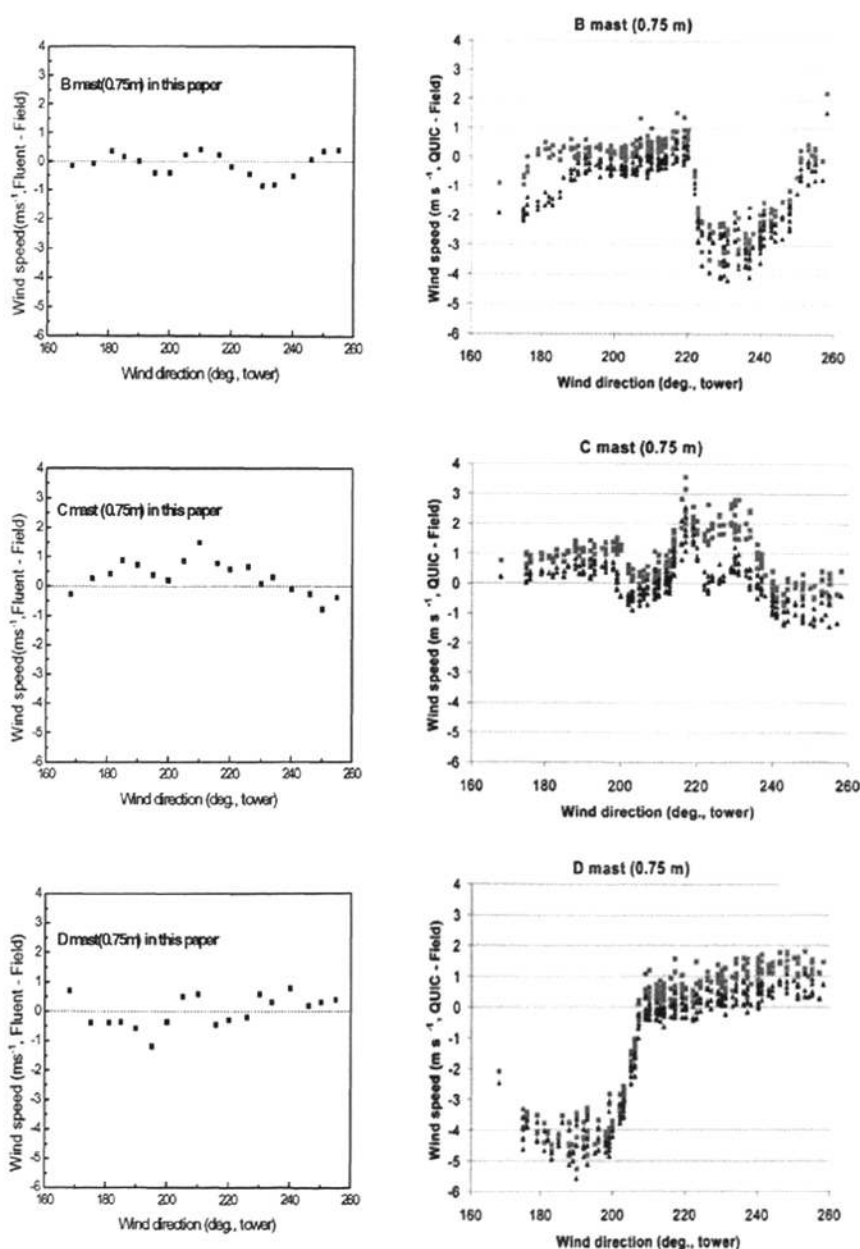
软件模拟的结果显示 18 种来流条件下风速模拟与实测值的误差并不随测量点的实际风速值的变化而改变, 并与实测风速值吻合较好, 说明本章的风速模拟结果是准确的。

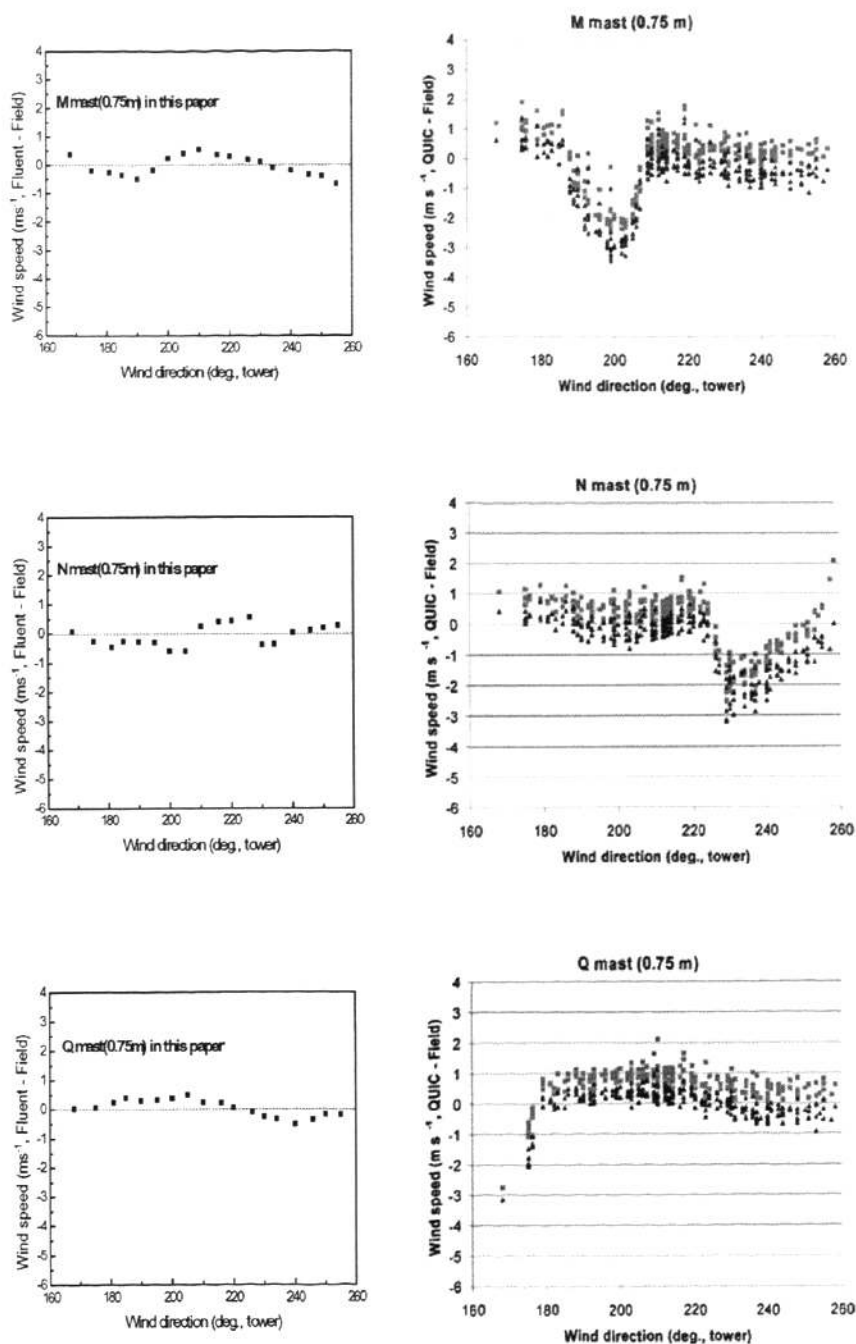


图 5.5 本章风速模拟结果与 Bowker 等人^[167]

模拟结果和实测结果的对比图

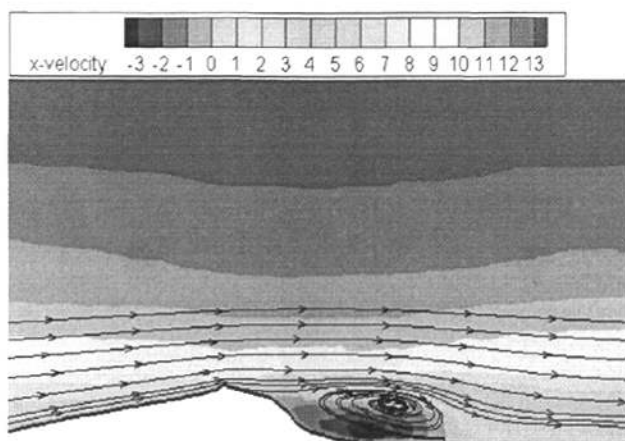
为了更加清楚的描述风速模拟误差, 图 5.6 给出了本章与 Bowker 等人^[167]在同一位置风速模拟误差对比图, 由图 5.6 可以看出, 本章在不同来流条件下的风速模拟误差大部分在 $\pm 1.0 \text{ m/s}$ 以内, 只有极少数情况下模拟误差大于 $\pm 1.0 \text{ m/s}$, 本章风速模拟精度明显优于 Bowker 等人^[167]用 QUIC version 3.5 (Quick Urban & Industrial Complex) 软件模拟结果。



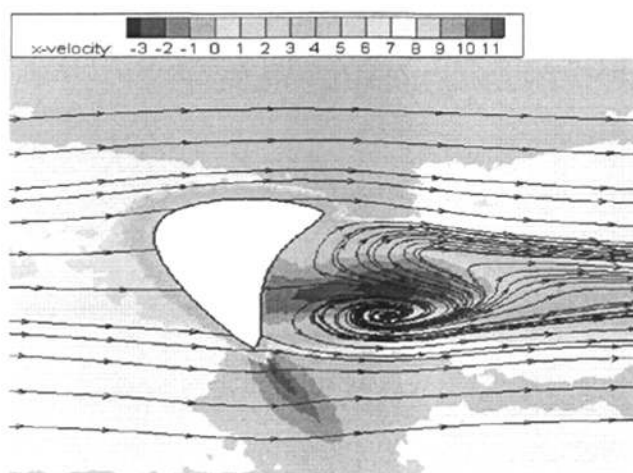
图 5.6 本章与 Bowker 等人^[167]风速模拟误差对比图

5.3.2 民勤沙丘流场模拟结果分析

图5.7 (a) 和图5.7 (b) 表示的是在 321° 的来流风向条件下, 沙丘的纵截面和水平横截面的水平速度云图。纵截面指的是通过沙丘顶点且与来流风向平行的截面, 水平横截面为距地面高度 $8m$ 处的截面。由纵截面水平速度云图可以看出, 气流在越过沙丘顶部之后, 开始发生分离, 沙丘背风坡的低速涡流区域清晰可见; 而由横截面水平速度云图可以看出, 沙丘背风坡涡流区出现两个不完全对称的涡, 这与本章沙丘的几何形态及来流风向有关。



(a) 纵截面



(b) 横截面

图5.7 水平速度云图

图 5.8 给出的是不同来流条件下 (33 种), 沙丘上风速测量点 A 和 B 处四个风杯位置的模拟风速值与实测风速值对比图。测量点 A 处的四个风杯距沙丘表面高度分别为 8cm、43cm、93cm 和 192cm; 测量点 B 处的四个风杯距沙丘表面高度分别为 12cm、45cm、89cm 和 192cm。由图 5.8 可以看出, 33 种不同来流条件下模拟的沙丘迎风面上风速测量点 A 和 B 处, 不同风杯位置的模拟风速与实测值吻合较好。

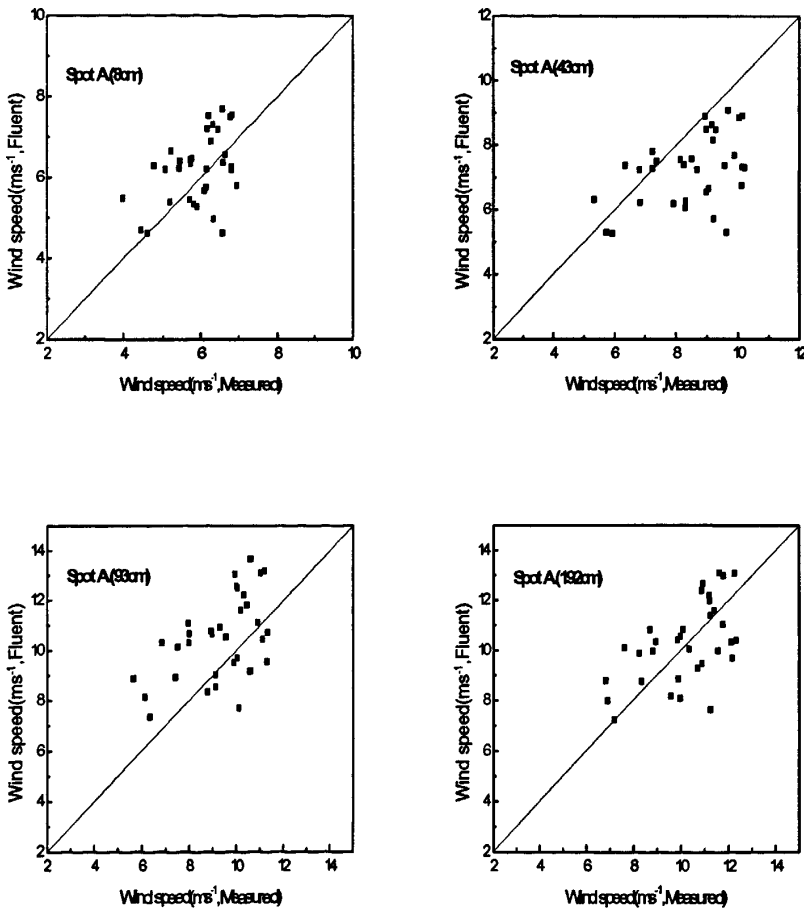


图 5.8 (a) 不同来流条件下风速测量点 A 处
4 个风杯位置上模拟风速与实测风速的对比图

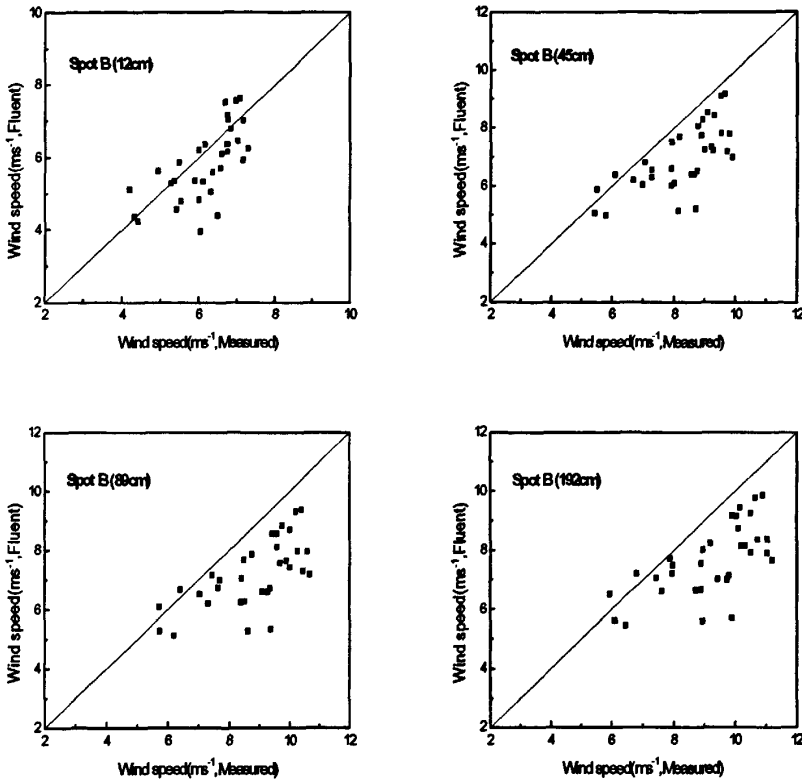


图 5.8(b) 不同来流条件下风速测量点 B 处

4 个风杯位置上模拟风速与实测风速的对比图

为了更加清楚的显示风速模拟误差, 图 5.9 是不同来流条件(共 33 种)下, 风速测量点 A 和 B 处不同风杯位置上的风速模拟误差(误差=模拟值-实测值)。由图 5.9 可以看出, 在 8 个风杯位置上, 不同来流条件下的风速模拟误差大部分在 $\pm 2.5 m/s$ 以内, 少数情况下模拟误差大于 $\pm 3.0 m/s$ 。

虽然民勤沙丘的风速模拟精度总体较好, 但与奇华胡安沙漠复杂地形模拟结果相比误差较大, 大部分误差在 $\pm 2.5 m/s$ 以内, 误差范围扩大了 2.5 倍。造成误差的主要原因是: (1) 因为民勤沙丘处在沙漠复杂地形条件下, 虽然沙丘周围相对平坦, 但来流难免要受到目标沙丘周围地表状况的影响, 而在计算时并没有考虑这种影响; (2) 沙丘几何模型带来的误差。由于测量手段的限制, 对沙丘外形参数的测量不够精细, 导致利用前处理软件 GAMBIT 建立的沙丘几何外形与沙丘实际外形之间有一定差异, 进而导致的风速模拟误差。

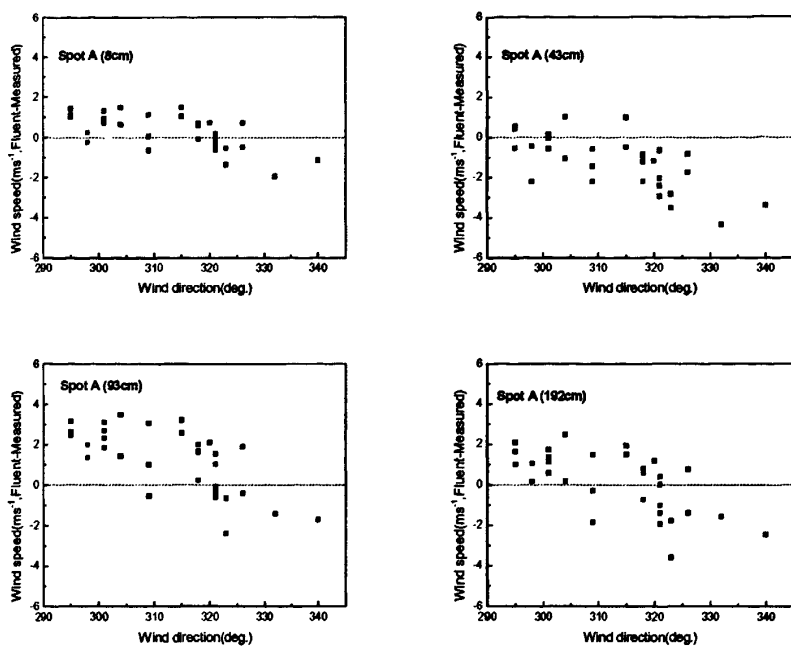


图 5.9 (a) 不同来流条件下风速测量点 A 处的风速模拟误差

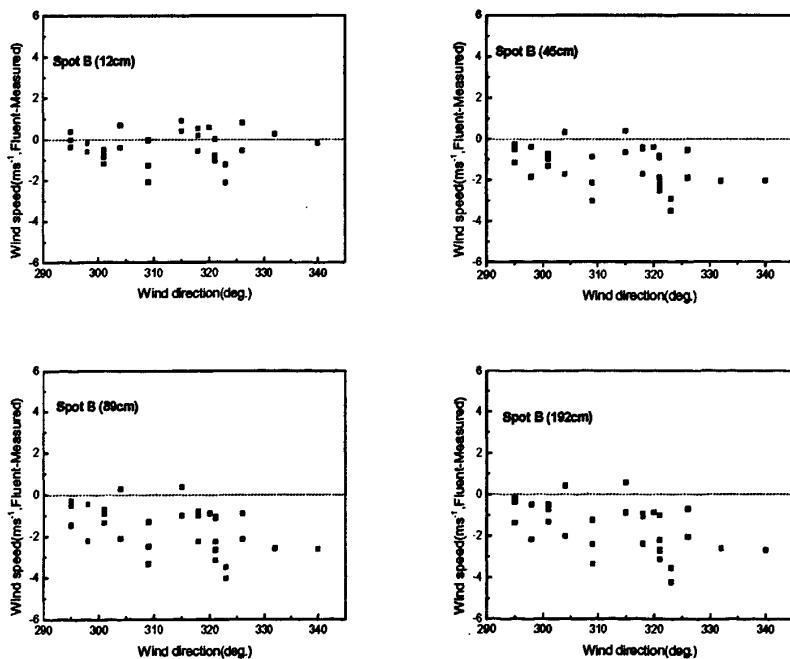


图 5.9 (b) 不同来流条件下风速测量点 B 处的风速模拟误差

5.3.3 民勤沙丘输沙量的模拟

基于本章 5.3.2 民勤沙丘的流场模拟结果，再结合第三章给出的跃移云模型计算了迎风坡上 6 个位置的输沙量和沙丘丘基线上 13 个位置处的单宽输沙率，并与实测值进行对比，如图 5.10 和图 5.11 所示。

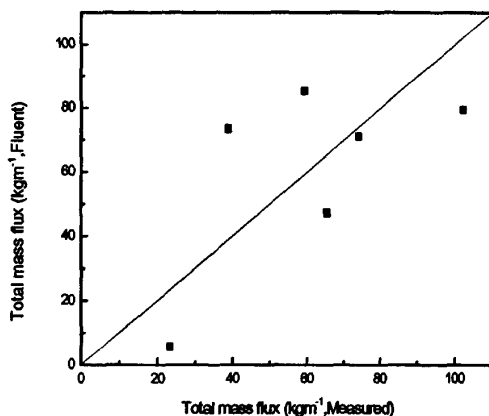


图 5.10 6 个位置输沙量的模拟值与实测值对比图

图 5.10 给出了 6 个位置输沙量测量值与实测值对比图。由图 5.10 可知，实测的输沙量较大时，输沙量的模拟误差较小。总体来看，6 个测量点输沙量模拟结果和实测结果吻合较好，证明利用本章的模拟方法模拟沙丘表面输沙量是可行的。

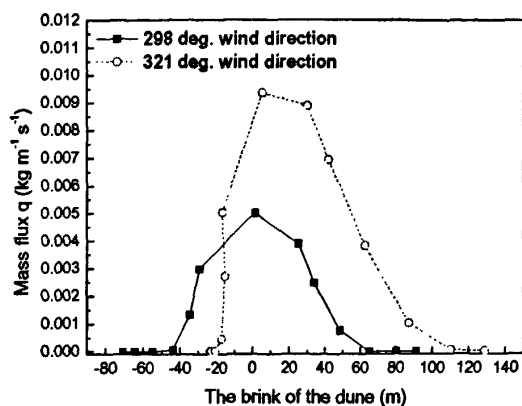


图 5.11 风向为 298°和 321°条件下丘基线上 13 个位置的输沙率

图 5.11 给出了在风向分别为 298° 和 321° 时沙丘丘基线上 13 个位置的单宽输沙率。由图 5.11 可知, 丘基线上的单宽输沙率从沙丘的右角开始逐渐增加, 在沙丘纵剖面与丘基线的交点处达到最大, 而后又逐渐减小, 这一规律不受风向的影响而改变; 但由于风向的变化导致沙丘的纵剖面与来流方向发生偏移, 使得沙丘右侧的单宽输沙率增大, 这也是导致沙丘右角相对于左角较长的原因。

5.4 小结

本章对 18 种来流条件下奇华胡安沙漠中的复杂地形流场进行了模拟, 并与 Bowker 等人^[167]模拟和实测风速进行了对比分析。而后又对民勤典型新月型沙丘 33 种不同来流条件下的流场进行了模拟, 结合第三章风沙跃移云模型计算了沙丘迎风面上 6 个测量点的输沙量, 并与实测数据进行了对比, 具体结论如下:

(1) 本章的风场模拟结果与实测风速值吻合较好, 模拟精度明显优于 QUIC 软件模拟结果, 说明本章选用的 FLUENT 软件较之 QUIC 软件模拟复杂地形下的风速更为合理。

(2) 沙丘上 6 个输沙量测量点处模拟的输沙量与实测值吻合较好, 说明可以用本章方法计算复杂地形下的输沙量。

(3) 本章数值模拟结果显示沙丘丘基线上的单宽输沙率从沙丘的右角开始逐渐增加, 在沙丘纵剖面与丘基线的交点处达到最大, 而后又逐渐减小。

第六章 结束语

本文针对当前运用理论分析与数值模拟方法来研究在定常风速、平坦沙面等给定控制条件下,沙粒输运及其与风场相互作用的规律,使得现有的风沙运动理论与数值模型,远未达到准确预测野外真实环境下风沙流运动的程度这一问题,进行了野外真实环境下,风沙运动机理微、宏观方面的一些基础性实验与理论建模及数值模拟。现将主要研究结果总结如下:

(1) 野外同一位置不同高度风速脉动的变化规律基本相同,而输沙强度具有很高的间歇性;当平均风速逐渐减小,沙尘暴强度逐渐减弱时,温度也随之降低,而相对湿度反而增大;

(2) 时间步长不同时,水平瞬时速度和跃移强度相关性有很大变化。相关系数随时间步长的增大成对数增加。当时间步长大于 40s 时,相关系数趋于稳定,平均风速服从对数分布;

(3) 应用 Stout 提出的 TFEM 方法计算野外临界起动风速,发现由于局部地表特征的变化导致临界起动风速随时间波动很大;

(4) 利用建立的风—沙相互耦合的风沙跃移运动模型,研究了脉动风速作用下的输沙率,与实测数据对比说明该模型的合理性;

(5) 从坡面颗粒受力出发,推导了坡面颗粒起动要求的来流临界摩阻风速计算公式,并利用 FLUENT 软件模拟了流过沙丘的风场,进一步分析了坡度和坡面位置对临界起动风速的影响;

(6) 对 18 种来流条件下奇华胡安沙漠中的复杂地形流场进行了模拟,并与 Bowker 等人^[167]模拟和实测风速进行了对比,发现本文的风场模拟精度优于 QUIC 软件模拟结果,说明本文选用的 FLUENT 软件模拟复杂地形较之 QUIC 软件更为合理。再结合第三章给出的风沙跃移云模型模拟了沙丘上 6 个输沙量测量点处的输沙量,与实测值的比较发现模拟的输沙量与实测值吻合较好。随后计算

发现丘基线上的输沙率从沙丘的右角开始逐渐增加,在沙丘纵剖面与丘基线的交点处达到最大,而后又逐渐减小。

总之,通过本论文的研究工作,对野外风沙运动规律有了进一步的认识,但在野外实验方面,动态 BSNE 在设计原理方法仍存在一些问题,需要进一步研发,用以解决输沙率的直接高频同步测量,使得能更好的反映和验证脉动风速、野外临界起动风速和输沙率的关系。理论模型和计算机模拟方面仍存在很多简化,还有待于进一步完善,例如在计算机模拟方面没有考虑三维空间风速、沙粒和沙丘的耦合作用等。

参考文献

1. Thomas DSG, Knight M, Wiggs GFS. 2005. Remobilization of southern African desert dune systems by twenty-first century global warming. *Nature*, 435:1218-1221
2. 秦大河, 孙鸿烈, 孙枢, 刘英金. 2005. 2005-2020 年中国气象事业发展战略. *地球科学进展*, 20:268-274
3. Lancaster N. 2006. Linear dunes on Titan. *Science*, 312:702-703
4. Greeley R, Squyres SW, Arvidson RE, Bartlett P, Bell JF, Blaney D, Cabrol NA, et al. 2004. Wind-Related Processes Detected by the Spirit Rover at Gusev Crater, Mars. *Science*, 305, 810, doi:10.1126/science.1100108
5. Schwammle V, Herrmann HJ. 2003. Geomorphology: Solitary wave behaviour of sand dunes - Colliding dunes appear to traverse through one another and emerge unscathed. *Nature*, 426:619-620
6. Werner BT. 1999. Complexity in natural landform patterns. *Science*, 284:102-104
7. Anderson R. 1996. The attraction of sand dunes. *Nature*, 379:24-25
8. Anderson R, Bunas K. 1993. Grain size segregation and stratigraphy in aeolian ripples modelled with a cellular automaton. *Nature*, 365:740-743
9. Zheng XJ, Xie L, Zou XY. 2006. Theoretical prediction of liftoff angular velocity distributions of sand particles in windblown sand flux. *Journal of Geophysical Research*, 111, D11109, doi:10.1029/2005JD006164
10. Zheng XJ, Huang N, Zhou Y. 2006. The effect of electrostatic force on the evolution of sand saltation cloud. *The European Physical Journal E*, 19:129-138
11. Zhou YH, He QS, Zheng XJ. 2004. Attenuation of electro-magnetic wave propagating in sandstorms with consideration of charged sands. *The European Physical Journal E*, 17:181-187
12. Zheng XJ, He LH, Wu JJ. 2004. Vertical profiles of mass flux for windblown sand movement at steady state. *Journal of Geophysical Research*, 109, doi:10.1029/2003JB002656

13. Zheng XJ, Bo TL, Zhu W. 2009. A scale-coupled method for simulation of the formation and evolution of aeolian dune field. *International Journal of Nonlinear Sciences & Numerical Simulation*, 10:387-395
14. 曾庆存, 董超华, 彭公炳, 赵思雄, 方宗义. 2006. 千里黄云-东亚沙尘暴研究. 科学出版社, 北京
15. 陈渭南, 董光荣, 董治宝. 1994. 中国北方土壤风蚀问题研究的进展与趋势. *地球科学进展*, 9:6-12
16. Goudie A. 1977. Arid Geomorphology. *Progress in Physical Geography*, 1:333-338
17. Tsoar H. 1994. Bagnold, R.A. 1941: The physics of blown sand and desert dunes. London: Methuen *Progress in Physical Geography* 18:91-96
18. Bagnold RA. 1941. The Physics of Blown Sand and Desert Dunes. William Morrow & Company, New York
19. 倪晋仁, 李振山. 2005. 风沙两相流理论及其应用. 科学出版社
20. 黄宁. 2002. 沙粒带电及风沙电场对风沙跃移运动影响的研究. Ph.D, 兰州大学
21. Shao YP. 2008. Physics and Modelling of Wind Erosion. Springer, University of Cologne, Germany
22. Chepil WS, Woodruff NP. 1963. The Physics of Wind Erosion and its Control. *Advances in Agronomy*, 15:211-302
23. Kawamura R. 1964. Study of Sand Movement by Wind. Hydraulic Engineering Laboratory. HEL-2-8, 99-108. Berkeley: University of California
24. Zingg A, McNown J, Boyer M. 1953. Wind tunnel studies of the movement of sedimentary material. *Proceedings of the Fifth Hydraulic Conference*. Iowa City
25. Owen PR. 1964. Saltation of uniform grains in air. *Journal of Fluid Mechanics*, 20:225-242
26. Ungar JE, Haff PK. 1987. Steady state saltation in air. *Sedimentology*, 34:289-299
27. Anderson RS, Haff PK. 1988. Simulation of Eolian Saltation Science, 241:820-823
28. Huang N, Zheng XJ. 2003. Theoretical simulation of developing process of wind-blown sand movement. *Key Engineering Materials*, 243:589-594
29. Williams G. 1964. Some aspects of the eolian saltation load. *Sedimentology*, 3:257-287
30. Lancaster N. 1996. Response of Aeolian Processes to Global Climate Change. *Earth Surface Processes and Landforms*, 21:587
31. Pye K. 1993. Introduction: the nature and significance of aeolian sedimentary systems.

- Geological Society, London, Special Publications, 72:1-4
32. Lancaster N. 1995. *Geomorphology of desert dunes*. Routledge, London
33. Pye K, Tsoar H. 2009. *Aeolian sand and sand dunes*. Springer, Berlin
34. Barndorff-Nielsen O, Willetts B. 1991. *Aeolian grain transport. 2. The erosional environment*. Springer
35. Barndorff-Nielsen O, Willetts B. 1991. *Aeolian grain transport. 1. Mechanics*. Springer
36. 王涛. 2003. *中国沙漠与沙漠化*. 河北科学技术出版社
37. 董玉祥. 2007. 国际风沙研究的新进展——记第六届风沙研究国际会议. *中国沙漠*, 27:347-348
38. Lancaster N, Marticorena B. 2008. Introduction to special section on Aeolian Processes: Field Observations and Modeling. *Journal of Geophysical Research-Earth Surface*, 113, F02S00, doi:10.1029/2008JF001056
39. Bauer BO. 2009. Contemporary research in aeolian geomorphology. *Geomorphology*, 105:1-5
40. Shao YP, Kohfeld KE. 2008. ICAR 6: Aeolian Processes. *Earth Surface Processes and Landforms*, 33:1805-1805
41. 董治宝. 2005. 风沙起动形式与起动假说. *干旱气象*, 23:64-69
42. Shao YP, Lu H. 2000. A simple expression for wind erosion threshold friction velocity. *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, 105:22437-22443
43. Chepil WS. 1945. Dynamics of wind erosion: II. Initiation of soil movement. *Soil Sci*, 60:397-411
44. Anderson R, Haff P. 1991. Wind modification and bed response during saltation of sand in air. *Acta Mechanica*, 1(Suppl.):21-51
45. Strockton P, Gillette D. 1990. Field measurement of the sheltering effect of vegetation on erodible land surfaces. *Land Degradation and Rehabilitation* 2:77-85
46. Stout JE, Zobeck TM. 1997. Intermittent saltation. *Sedimentology*, 44:959-970
47. Wiggs GFS, Atherton RJ, Baird AJ. 2004. Thresholds of aeolian sand transport: establishing suitable values. *Sedimentology*, 51:95-108
48. Davidson-Arnott RGD, MacQuarrie K, Aagaard T. 2005. The effect of wind gusts, moisture content and fetch length on sand transport on a beach. *Geomorphology*, 68:115-129
49. Wiggs GFS, Baird AJ, Atherton RJ. 2004. The dynamic effects of moisture on the entrainment and transport of sand by wind. *Geomorphology*, 59:13-30

50. Schonfeldt HJ. 2004. Establishing the threshold for intermittent aeolian sediment transport. *Meteorologische Zeitschrift*, 13:437-444
51. Stout JE, Zobeck TM. 1996. Establishing the threshold condition for soil movement in wind-eroding fields. International Conference on Air Pollution from Agricultural Operations, February 1996, Kansas City, Missouri, USA, Midwest Plan Service (MWPS C-3), Iowa State University, Ames, Iowa, USA:65-71
52. Stout JE. 2004. A method for establishing the critical threshold for aeolian transport in the field. *Earth Surface Processes and Landforms*, 29:1195-1207
53. Stout JE. 2007. Simultaneous observations of the critical aeolian threshold of two surfaces. *Geomorphology*, 85:3-16
54. 吴正. 2003. 风沙地貌与治沙工程学. 科学出版社, 北京
55. O'Brien M, Rindlaub B. 1936. The transportation of sand by wind. *Civil Engineering*, 6:325-327
56. Sorensen M. 2004. On the rate of aeolian sand transport. *Geomorphology*, 59:53-62
57. Lettau K, Lettau HH. 1978. Experimental and micrometeorological field studies of dune migration. In: Lettau HH, Lettau K (eds) *Exploring the World's Driest Climate*, Madison: Center for Climatic Research, University of Wisconsin-Madison, pp 110-147
58. White BR. 1979. Soil Transport by Winds on Mars. *Journal of Geophysical Research*, 84:4643-4651
59. Bagnold RA. 1936. The movement of desert sand. *Proceedings of the Royal Society of London Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 157:594-620
60. Bagnold R. 1937. The transport of sand by wind. *Geographical Journal*:409-438
61. Chepil WS. 1945. Dynamics of wind erosion: III. The transport capacity of the wind. *Soil Sci*, 60:475-480
62. Kadib A. 1965. A function for sand movement by wind. Hydraulic Engineering Laboratory. HEL-2-12, Berkeley: University of California
63. Zhou YH, Guo X, Zheng XJ. 2002. Experimental measurement of wind-sand flux and sand transport for naturally mixed sands. *Physical Review E*, 66, doi:10.1103/PhysRevE.66.021305
64. Hsu S. 1971. Wind stress criteria in eolian sand transport. *J Geophys Res*, 76:8684-8686
65. Sorensen M. 1991. An analytical model of windblown sand transport. *Acta Mechanica*,

1(Suppl.):67-81

66. Lancaster N. 2009. Dune Morphology and Dynamics. In: Parsons AJ, Abrahams AD (eds) *Geomorphology of Desert Environments*. Springer, pp 517-555
67. Fryberger S, A.S. G. 1981. Arid Geomorphology. *Progress in Physical Geography*, 5:420-428
68. Hunter R, Richmond B, Alpha T. 1983. Storm-controlled oblique dunes of the Oregon coast. *Bulletin of the Geological Society of America*, 94:1450-1465
69. Sauermann G, Rognon P, Poliakov A, Herrmann HJ. 2000. The shape of the barchan dunes of Southern Morocco. *Geomorphology*, 36:47-62
70. Finkel H. 1959. The barchans of southern Peru. *Journal of Geology*, 67:614-647
71. Sweet M, Nielson J, Havholm K, Farrelley J. 1988. Algodones dune field of southeastern California: case history of a migrating modern dune field. *Sedimentology*, 35:939-952
72. Lancaster N. 1982. Linear dunes. *Progress in Physical Geography*, 6:475-504
73. Dong ZB, Wang T, Wang XM. 2004. Geomorphology of the megadunes in the Badain Jaran desert. *Geomorphology*, 60:191-203
74. Livingstone I, Warren A. 1996. *Aeolian Geomorphology: An Introduction*. Addison Wesley Longman, London
75. Nickling WG, Neuman CM. 1999. Recent Investigations of Airflow and Sediment Transport Over Desert Dunes. In: Goudie A, Livingstone I, Stokes S (eds) *Aeolian environments, sediments, and landforms*. John Wiley & Sons Inc
76. Walker IJ, Nickling WG. 2002. Dynamics of secondary airflow and sediment transport over and in the lee of transverse dunes. *Progress in Physical Geography*, 26:47-75
77. Wiggs GFS. 2001. Desert dune processes and dynamics. *Progress in Physical Geography*, 25:53-79
78. Livingstone I, Wiggs GFS, Weaver CM. 2007. Geomorphology of desert sand dunes: A review of recent progress. *Earth-Science Reviews*, 80:239-257
79. Best J. 1993. On the interactions between turbulent flow structure, sediment transport and bedform development: some considerations from recent experimental research. In: Clifford N, French J, Hardisty J (eds) *Turbulence: perspectives on flow and sediment transport*. Wiley, Chichester, UK, pp 61-92
80. Mulligan K. 1988. Velocity profiles measured on the windward slope of a transverse dune. *Earth Surface Processes and Landforms*, 13:573-582

81. Frank AJ, Kocurek G. 1996. Airflow up the stoss slope of sand dunes: Limitations of current understanding. *Geomorphology*, 17:47-54
82. Wiggs GFS, Livingstone I, Warren A. 1996. The role of streamline curvature in sand dune dynamics: Evidence from field and wind tunnel measurements. *Geomorphology*, 17:29-46
83. Lancaster N, Nickling WG, Neuman CKM, Wyatt VE. 1996. Sediment flux and airflow on the stoss slope of a barchan dune. *Geomorphology*, 17:55-62
84. Butterfield G. 1991. Grain transport rates in steady and unsteady turbulent airflows. *Acta Mechanica*, 1(Suppl.):97-122
85. Butterfield GR. 1998. Transitional behaviour of saltation: wind tunnel observations of unsteady winds. *Journal of Arid Environments*, 39:377-394
86. Sterk G, Jacobs AFG, Van Boxel JH. 1998. Effect of turbulent flow structures on saltation sand transport in the atmospheric boundary layer. *Earth Surface Processes and Landforms*, 23:877-887
87. van Boxel JH, Sterk G, Arens SM. 2004. Sonic anemometers in aeolian sediment transport research. *Geomorphology*, 59:131-147
88. Leenders JK, van Boxel JH, Sterk G. 2005. Wind forces and related saltation transport. *Geomorphology*, 71:357-372
89. Baas ACW, Sherman DJ. 2005. Formation and behavior of aeolian streamers. *Journal of Geophysical Research*, 110, F03011, doi:10.1029/2004JF000270
90. Leenders J, Van Boxel J, Sterk G. 2005. Wind forces and related saltation transport. *Geomorphology*, 71:357-372
91. Jackson PS, Hunt JCR. 1975. Turbulent wind flow over a low hill. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 101:929-955
92. Howard AD. 1977. Effect of slope on the threshold of motion and its application to orientation of wind ripples. *Geological Society of America Bulletin*, 88:853-856
93. Howard AD, Morton JB, Gadelhak M, Pierce DB. 1978. Sand transport model of barchan dune equilibrium. *Sedimentology*, 25:307-337
94. Weng WS, Hunt JCR, Carruthers DJ, Warren A, Wiggs GFS. 1991. Air flow and sand transport over sand-dunes. *Acta Mechanica (Suppl)*, 2:1-22
95. Stam JMT. 1997. On the modelling of two-dimensional aeolian dunes. *Sedimentology*, 44:127-141

96. 张春来, 郝青振, 邹学勇, 严平. 1999. 新月形沙丘迎风坡形态及沉积物对表面气流的响应. 中国沙漠, 19:359-363
97. 王训明, 董治宝, 屈建军, 赵爱国. 2003. 塔克拉玛干沙漠简单线形沙丘形态—动力学过程研究. 中国沙漠, 23:257-262
98. Herrmann HJ, Andrade JS, Schatz V, Sauermann G, Parteli EJR. 2005. Calculation of the separation streamlines of barchans and transverse dunes. *Physica a-Statistical Mechanics and Its Applications*, 357:44-49
99. Fryrear DW. 1986. A Field Dust Sampler. *Journal of Soil and Water Conservation*, 41:117-120
100. Shao Y, Raupach MR. 1993. Effect of saltation bombardment on the entrainment of dust by wind. *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, 98:12719-12726
101. 李振山, 倪晋仁. 2003. 风沙流中风速脉动的实验测量. 应用基础与工程科学学报, 11:352-360
102. McEwan IK, Willetts BB. 1993. Adaptation of the near-surface wind to the development of sand transport. *Journal of Fluid Mechanics*, 252:99-115
103. Anderson RS, Haff PK. 1991. Wind modification and bed response during saltation of sand in air. *Acta Mechanica*, 1(Suppl.):21-51
104. Nemoto M, Nishimura K, Kobayashi S, Izumi K. 2004. Numerical study of the time development of drifting snow and its relation to the spatial development. *Annals of Glaciology*, 38:343-350
105. Simmons L, Salter C. 1934. Experimental investigation and analysis of the velocity variations in turbulent flow. *Proceedings of the Royal Society of London Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*:212-234
106. Kuo A, Corrsin S. 1971. Experiments on internal intermittency and fine-structure distribution functions in fully turbulent fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 50:285-319
107. Maitani T. 1979. A comparison of turbulence statistics in the surface layer over plant canopies with those over several other surfaces. *Boundary-Layer Meteorology*, 17:213-222
108. Zheng XJ. 2009. *Mechanics of Wind-blown Sand Movements*. Springer
109. Rubinow S, Keller J. 1961. The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 11:447-459
110. White BR, Schulz JC. 1977. Magnus effect in saltation. *Journal of Fluid Mechanics*,

81:497-512

111. Huang N, Zheng XJ, Zhou YH, Van Pelt RS. 2006. Simulation of wind-blown sand movement and probability density function of liftoff velocities of sand particles. *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, 111, D20201, doi:10.1029/2005JD006559
112. Saffman PG. 1965. The lift on a small sphere in a slow shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 22:385-400
113. Zou XY, Cheng H, Zhang CL, Zhao YZ. 2007. Effects of the Magnus and Saffman forces on the saltation trajectories of sand grain. *Geomorphology*, 90:11-22
114. Odar F, Hamilton W. 1964. Forces on a sphere accelerating in a viscous fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 18:302-314
115. Vojir DJ, Michaelides EE. 1994. Effect of the history term on the motion of rigid spheres in a viscous fluid. *International Journal of Multiphase Flow*, 20:547-556
116. 周又和, 郑晓静. 1999. 电磁固体结构力学.
117. Schmidt D, Schmidt R, Dent J. 1998. Electrostatic force on saltating sand. *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, 103:8997-9001
118. Zheng XJ, Huang N, Zhou YH. 2003. Laboratory measurement of electrification of wind-blown sands and simulation of its effect on sand saltation movement. *Journal of Geophysical Research*, 108(D10), doi:10.1029/2002JD002572
119. Raupach MR. 1992. Drag and drag partition on rough surfaces. *Boundary-Layer Meteorology*, 60:375-395
120. Neuman CM, Nickling WG. 1994. Momentum Extraction with Saltation - Implications for Experimental Evaluation of Wind-Profile Parameters. *Boundary-Layer Meteorology*, 68:35-50
121. Neuman CM, Maljaars M. 1997. Wind tunnel measurement of boundary-layer response to sediment transport. *Boundary-Layer Meteorology*, 84:67-83
122. Spies PJ, McEwan IK, Butterfield GR. 1995. On wind velocity profile measurements taken in wind tunnels with saltating grains. *Sedimentology*, 42:515-521
123. Brown S, Nickling WG, Gillies JA. 2008. A wind tunnel examination of shear stress partitioning for an assortment of surface roughness distributions. *Journal of Geophysical Research*, 113, doi:10.1029/2007JF000790
124. Bauer BO, Houser CA, Nickling WG. 2004. Analysis of velocity profile measurements from

- wind-tunnel experiments with saltation. *Geomorphology*, 59:81-98
125. Creyssels M, Dupont P, El Moutar A, Valance A, Cantat I, Jenkins J, Pasini J, Rasmussen K. 2009. Saltating particles in a turbulent boundary layer: experiment and theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 625:47-74
126. Duran O, Herrmann H. 2006. Modelling of saturated sand flux. *Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment*, P07011, doi:10.1088/1742-5468/2006/07/P07011
127. Parteli EJR, Duran O, Herrmann HJ. 2007. Minimal size of a barchan dune. *Physical Review E*, 75, 011301, doi:10.1103/PhysRevE.75.011301
128. Momiji H, Nishimori H, Bishop SR. 2002. On the shape and migration speed of a proto-dune. *Earth Surface Processes and Landforms*, 27:1335-1338
129. Werner B. 1995. Eolian dunes; computer simulations and attractor interpretation. *Geology*, 23:1107-1110
130. Werner B, Gillespie D. 1993. Fundamentally discrete stochastic model for wind ripple dynamics. *Physical Review Letters*, 71:3230-3233
131. Zheng XJ, Bo TL, Xie L. 2008. DPTM simulation of aeolian sand ripple. *Science in China Series G-Physics Mechanics & Astronomy*, 51:328-336
132. Nishimori H, Ouchi N. 1993. Formation of Ripple Patterns and Dunes by Wind-Blown Sand. *Physical Review Letters*, 71:197-200
133. Potter K, Zobeck T, Hagen L. 1990. A microrelief index to estimate soil erodibility by wind. *Transactions of the ASAE*, 33:151-155
134. Liu M, Wang J, Yan P, Liu L, Ge Y, Li X, Hu X, Song Y, Wang L. 2006. Wind tunnel simulation of ridge-tillage effects on soil erosion from cropland. *Soil Tillage Res*, 90:242-249
135. Greeley R, Iversen JD. 1985. *Wind as a Geological Process: On Earth, Mars, Venus and Titan*. Cambridge University Press, New York
136. Phillips M. 1980. A force balance model for particle entrainment into a fluid stream. *Journal of Physics D-Applied Physics*, 13:221-233
137. Phillips M. 1984. Threshold wind velocity for particle entrainment at sub-atmospheric pressures as on the planet Mars. *Atmospheric Environment*, 18:831-835
138. Iversen JD, White BR. 1982. Saltation Threshold on Earth, Mars and Venus. *Sedimentology*, 29:111-119

139. Sarre RD. 1987. Aeolian sand transport. *Progress in Physical Geography*, 11:157-182
140. Allen J. 1980. Sand waves: a model of origin and internal structure. *Sedimentary Geology*, 26:281-328
141. Allen JRL. 1982. Simple models for the shape and symmetry of tidal sand waves: (1) Statically stable equilibrium forms. *Marine Geology*, 48:31-49
142. Hardisty J, Whitehouse RJS. 1988. Evidence for a New Sand Transport Process from Experiments on Saharan Dunes. *Nature*, 332:532-534
143. Iversen JD, Rasmussen KR. 1994. The effect of surface slope on saltation threshold. *Sedimentology*, 41:721-728
144. Hunt JCR, Leibovich S, Richards KJ. 1988. Turbulent shear flows over low hills. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 114:1435-1470
145. Hunt JCR, Richards KJ, Brighton PWM. 1988. Stably stratified shear flow over low hills. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 114:859-886
146. Bradley EF. 1980. An experimental study of the profiles of wind speed, shearing stress and turbulence at the crest of a large hill. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 106:101-123
147. Gong WM, Ibbetson A. 1989. A Wind-Tunnel Study of Turbulent-Flow over Model Hills. *Boundary-Layer Meteorology*, 49:113-148
148. Walmsley JL, Salmon JR, Taylor PA. 1982. On the application of a model of boundary-layer flow over low hills to real terrain. *Boundary-Layer Meteorology*, 23:17-46
149. Mason PJ, Sykes RI. 1979. Flow over an isolated hill of moderate slope. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 105:383-395
150. Sykes RI. 1980. An asymptotic theory of incompressible turbulent boundary layer flow over a small hump. *Journal of Fluid Mechanics*, 101:647-670
151. Stam JMT. 1996. Migration and growth of aeolian bedforms. *Math Geol*, 28:519-536
152. Momiji H, Bishop SR. 2002. Estimating the windward slope profile of a barchan dune. *Sedimentology*, 49:467-481
153. Parsons DR, Wiggs GFS, Walker IJ, Ferguson RI, Garvey BG. 2004. Numerical modelling of airflow over an idealised transverse dune. *Environmental Modelling & Software*, 19:153-162
154. Neuman CM, Lancaster N, Nickling WG. 2000. The effect of unsteady winds on sediment

- transport on the stoss slope of a transverse dune, Silver Peak, NV, USA. *Sedimentology*, 47:211-226
155. 陶文铨. 2001. 数值传热学 (第二版). 西安交通大学出版社, 西安
156. FLUENT. 2006. FLUENT 6.3 User's Guide. Fluent Inc
157. Launder BE, Spading DB. 1974. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3:269-289
158. 王福军. 2004. 计算流体动力学分析: CFD 软件原理与应用. 清华大学出版社
159. Parsons DR, Walker IJ, Wiggs GFS. 2004. Numerical modelling of flow structures over idealized transverse aeolian dunes of varying geometry. *Geomorphology*, 59:149-164
160. Patankar S, Spalding D. 1972. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15:1787-1806
161. Sweet M, Kocurek G. 1990. An empirical model of aeolian dune lee-face airflow. *Sedimentology*, 37:1023-1038
162. Frank AJ. 1994. Models for airflow velocity profiles in natural settings: Accounting for atmospheric conditions and secondary flow over eolian dunes. Ph. D., University of Texas at Austin
163. Walker IJ, Nickling WG. 2003. Simulation and measurement of surface shear stress over isolated and closely spaced transverse dunes in a wind tunnel. *Earth Surface Processes and Landforms*, 28:1111-1124
164. Gillette DA, Pitchford AM. 2004. Sand flux in the northern Chihuahuan desert, New Mexico, USA, and the influence of mesquite-dominated landscapes. *Journal of Geophysical Research*, 109, F04003 doi:10.1029/2003JF000031
165. Gillette DA, Herrick JE, Herbert GA. 2006. Wind characteristics of mesquite streets in the northern Chihuahuan Desert, New Mexico, USA. *Environmental Fluid Mechanics*, 6:241-275
166. Bowker GE, Gillette DA, Bergametti G, Marticorena B, Heist DK. 2007. Sand flux Simulations at a small scale over a heterogeneous mesquite area of the northern chihuahuan desert. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 46:1410-1422
167. Bowker GE, Gillette DA, Bergametti G, Marticorena B. 2006. Modeling flow patterns in a small vegetated area in the northern Chihuahuan Desert using QUIC (Quick Urban &

Industrial Complex). *Environmental Fluid Mechanics*, 6:359-384

168. Menter F. 1994. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA journal*, 32:1598-1605

作者简介

史锋, 男, 1982 年生, 甘肃泾川县人。2000 年考入兰州大学理论与应用力学专业读本科; 2004 年 9 月考入兰州大学固体力学专业提前攻博, 从事风—沙两相流的研究, 该研究内容属 973 课题。

研究生期间的主要成果

1. **Shi Feng and Huang Ning**, 2010: Computational simulations of blown sand fluxes over the surfaces of complex microtopography. *Environmental Modelling & Software*, 25(3):362-367. (SCI, IF=2.659)
2. **Ning Huang, Feng Shi, R. Scott Van Pelt**. 2008. The effects of slope and slope position on local and upstream threshold wind velocities, *Earth Surface Process and Landform*, 33 (12): 1814-1823. (SCI, IF=1.716)
3. 史锋, 刘奇伟, 黄宁, 2008: 复杂地形下的近地层风沙运动模拟, 计算力学学报 (增刊), 25: 52-57 (EI)
4. **Feng Shi, Ning Huang and Xiaojing Zheng**, 2008: Some investigations into near surface wind saltation intensity Minqin area. Proceedings of the 12th Asian Congress of Fluid Mechanics, Daejeon, Korea, 18-21 August.
5. **Feng Shi and Ning Huang**, 2006: A study on the threshold wind velocity of particles on slope. 8th International Conference on Development of Dry lands. Beijing, China, 25-28 February.

致 谢

时光荏苒，一晃间兰州大学的十年光阴悄然流逝，回想18岁刚入学的那份率真、那份天下任我行的豪情，至今已所剩无几。十年的兰大生活，使自己逐渐成熟起来，能够理性的去选择自己未来的道路。我庆幸六年前选择了黄宁教授作为我重要求学阶段的导师，导师对科学的敏锐洞察和对研究的严谨求实，令我敬佩；在求知和为人处事方面的谆谆教诲将使我终生受益。

黄老师既是严师又是慈父，在学习上从风沙物理学的基本概念教起，一步步引导我走上科研的道路。为我修改论文极其认真，仔细斟酌每个措辞，不放过一处错误；在生活上均是有求必应。他凡事为他人着想，宽以待人、甘为人梯的人格魅力是我的学习榜样。

在论文完成之际，谨向导师表示我最崇高的敬意和最衷心的感谢！

在课题研究和论文写作过程中，也得到了郑晓静教授、周又和教授、武建军教授、王省哲教授、武生智教授、高原文教授、谢莉副教授、王萍老师、薄天利老师、张洁老师、张静红同学和潘喜英师妹的大力帮助和关心；在野外实验期间，王志强、郭磊、佟鼎、詹科杰以及314室的其他同学给予了我极大的帮助，谢谢你们的支持和理解！

父母亲大人节衣缩食地供我上了10年的大学。他们的辛勤劳动使我能全身心投入到学习中，我感谢他们，祝你们身体健康，安享天伦之乐！同时感谢朝夕相处，互相勉励，我的生活伴侣和事业伙伴——杨凤梅博士。

感谢院办郝桂昌老师、原阳老师和杨刚老师，以及我的挚友资环学院胡宏昌博士和鄂崇毅博士，感谢他们对我学习和生活上的关怀和帮助。感谢所有关心和支持我的老师、同学和朋友们！

本学位论文得到国家重点基础研究发展规划(973)项目(2009CB421304)，国家自然科学基金(10772073)，国家自然科学基金中法合作研究项目(10811130470)，高等学校博士学科点专项科研基金(20060730014)的资助。在此，一并致以谢意。

2010年4月于兰州