

太原理工大学

硕士学位论文

风沙运输中湍流风场与颗粒运动的耦合机理

姓名：郭春丽

申请学位级别：硕士

专业：工程力学

指导教师：邢茂

201205



风沙输运中湍流风场与颗粒运动的耦合机理

摘要

土地荒漠化和沙尘暴自然灾害严重影响着我国北方干旱半干旱地区人们的生产生活，为此党和政府都采取了许多有效措施治沙防沙。地表沙粒在风力作用下在地表附近做跃移运动从而形成的风沙流动，是导致土壤风蚀地貌与沙尘暴等风沙灾害产生的主要动因，因此，治沙防沙工程和风沙物理学领域的研究重点在于对风沙跃移运动的力学机理的研究。本文在同时考虑了风沙跃移边界层中的风场具有湍流的特性和跃移沙粒与风场的相互耦合作用的基础上，建立了风场-沙粒相互耦合作用的跃移运动数学模型，采用有限容积法数值模拟了湍流风场条件下的风沙跃移层中的质量流量的垂向分布和风场-沙粒耦合机制作用下风沙跃移层中的风速廓线。本文的主要研究内容如下：

1. 通过对风沙跃移运动力学运动机理研究现状的分析，指出目前对风沙跃移运动进行数值模拟研究方面中的不足之处：以往建立的风-沙跃移运动的理论数学模型中很少同时考虑风沙跃移边界层中的风场具有湍流的特性和跃移沙粒与风场的相互耦合机制作用。
2. 在考虑跃移沙粒受到大气边界层风场湍流特性影响的基础上，通过对沙粒在跃移运动过程中受到的各种作用力进行定量分析，建立了风沙跃移层中跃移沙粒的跃移运动的控制方程。
3. 在风场的时均控制方程的基础上，引入能反映风场湍流特性的 $\kappa-\varepsilon$

双方程模型使时均控制方程封闭,考虑风沙跃移运动过程中风沙耦合作用,在非稳态 N-S 动量方程中添加了跃移沙粒对单位体积风场的阻滞力,建立了风沙跃移层内的风场控制方程。

4. 通过有限容积法对湍流风场控制方程及其边界条件进行离散,采用 SIMPLE 算法对离散方程进行数值求解,得到风沙跃移层内不同高度处的输沙量以及风速。

5. 对不同沙粒粒径、不同摩阻风速条件下的风沙跃移运动进行数值模拟,将数值模拟结果与前人的风洞实验结果进行对比分析,证实所建立的风-沙耦合跃移运动理论模型合理、可行;数值模拟结果说明湍流风场与风沙耦合作用对输沙量与风速的垂向分布有很大的影响。

关键词: 风沙跃移运动, 湍流风场, 风沙耦合机制, 数值模拟

THE COUPLING MECHANISM BETWEEN TURBULENT WIND FLOW AND PARTICLE DYNAMICS IN AEOLIAN SAND TRANSPORT

ABSTRACT

Desertification and sandstorm are the severe environmental problems in northern arid and semi-arid regions, and are great concerns of the whole society. Aeolian sand transport which is primarily comprised of the saltations of a large number of sand grains near the surface under the action of wind flow is the main initiating and maintaining mechanism of the wind erosion and sandstorm. Therefore, the study of aeolian sand transport is crucial to understanding the physics of sandstorm and further to controlling the disaster. Considering the importance of the turbulence characteristics of wind flow and the wind-sand coupling, this paper sets up an equilibrium aeolian sand transport model, applying finite difference method to simulating the turbulent wind flow. The wind vertical profiles were investigated by considering sand-wind coupling in the aeolian sand transport. The outline of the main research work is as follows:

1. From analyzing the research development of the mechanics mechanism of aeolian sand transport, the deficiency of the current numerical research of Aeolian sand transport is presented. Previous mathematical models of Aeolian

sand transport did not consider the turbulence characteristics of wind flow and the effect of wind-sand coupling.

2. Considering that the Aeolian sands is influenced by the turbulence of atmospheric boundary layer wind flow, we quantitatively analysed of of the forces acting on the sand saltating in aeolian sand transport, and set up the controlling equations of gas-solid two phase flow for aeolian sand transport.

3. Based on the incompressible N-S equations closed with $\kappa-\varepsilon$ turbulence model which can reflect the wind turbulent properties. The wind-sand coupling is involved in the gas-solid two phase model by adding a drag term induced by the sand particle movements in the unsteady N-S momentum equation.

4. steady-state Navier-Stokes momentum equations ,adds the unit volume resistance against wind field by Aeolian sands, and sets up control equations of wind field.

5. The controlling equations of turbulent wind field and boundary conditions are discretized with finite volume method. solves discrete equation applying SIMPLE algorithm is applied to solve the discretized equations. thus the flux profile and wind vertical profile in the aeolian sand transport are simulated.

6. Aeolian sand transports for different particle sizes and different friction wind velocities are simulated. Compared the simulated results with the measured results of wind tunnel by Dong et al., the established wind-sand coupling model of aeolian sand transport is verified to be reasonable and feasible. The simulated results indicate that the turbulent characteristics of

wind field and sand-wind coupling have important effects on sand massflux profile and wind vertical profile in aeolian sand transport .

KEY WORDS: Aeolian sand transport, turbulence, sand-wind coupling, modelling

第一章 绪论

1.1 研究背景

近几十年以来，随着科技水平和人类生活水平的不断提高，世界人口急剧的增长，人类居住区、城市和工业区的迅速扩大，再加上长期以来人类对自然资源的不合理地开发利用，人类的生存环境（生态系统）已经受到严重的破坏，人类正常的生产生活收到了自然灾害频频发生的严重影响。

沙漠化与全球气候变化、生物多样性一起构成了当今世界三大科学前沿课题，已经作为历史性和全球性的生态问题，受到了全社会的广泛关注。长期以来，为了生存人类进行的许多不合理的活动（过度放牧、乱砍乱伐、盲目开发、浪费水资源）严重破坏了了植被，再加上气候环境不断恶化导致的干旱等极端气象灾害等原因导致了干旱、半干旱和具有干旱灾害的半湿润地区的土地发生了退化，即土地荒漠化或着沙漠化。土地沙漠化的危害是：丧失大面积的可利用土地资源；严重退化土地生产能力。工农业生产、交通运输及基础设施等经济社会领域遭受着前所未有的破坏性威胁，这些都严重制约着人类社会的和谐、可持续发展。我国是世界上受土地荒漠化（中国学者称沙漠化）危害程度最深、影响范围最广的地区之一，我国人口众多，人们对自然资源的过度开采利用严重破坏了生态环境的平衡，农民耕地和牧民牧场的生产能力严重下降，使我国北方大部分干旱半干旱地区人们的生命财产受到损失，严重威胁了人们正常的生产、出行。根据相关资料统计，我国目前沙漠化的土地总面积已经达到二百六十三点六二万平方公里，占国总土面积的三分之一；一百七十多万平方公里的沙化土地面积大约达到占国土总面积的五分之一。而且一些地区沙漠化土地面积仍在持续扩展，每年由于土地荒漠化带来的直接经济损失已经超过五百亿人民币，土地荒漠化、土壤风蚀严重影响了全国总共有将近四亿人正常的的生产、生活。其中，大约一半的贫困人口居住在这些地区，土地荒漠化已经成为了阻碍我国经济大发展的巨大障

碍。据有关资料统计,我国的荒漠化比例已经高出世界平均土地荒漠化比例很多。我国的沙漠化土地的分布范围十分广,处于北纬 35—50 度之间的内陆盆地和高原是我国沙漠化土地分布的主要区域,沙漠化土地面积大约为 172 万平方公里,占到国土总面积的 17.82%左右。我国荒漠化土地总面积 $3.4 \times 10^5 \text{ km}^2$ 。其中已荒漠化了的土地共 $1.76 \times 10^5 \text{ km}^2$,潜在荒漠化土地 $1.58 \times 10^5 \text{ km}^2$ 。中国土地荒漠化研究结果表明,在人为活动继续强化利用及风力作用下,荒漠化将会继续蔓延。50-70 年代,荒漠化土地增加了 $3.9 \times 10^4 \text{ km}^2$,年扩大面积达 1560 km^2 ;70-80 年代,荒漠化年扩大的面积达 2100 km^2 ,如果按照 50-70 年代的荒漠化土地增长速度来预测目前中国荒漠化土地面积高达 $4.34 \times 10^5 \text{ km}^2$ 。

除了土地荒漠化,我国北方干旱半干旱地区的另一风沙灾害就是沙尘暴天气。沙暴和尘暴二者的总称为沙尘暴,是指地面上大量的沙粒和尘粒被强风吹起并且随风运动,从而使地表附近的大气变得十分混沌,而且能见度不足一百米的严重的风沙灾害现象,是一种危害极大的灾害性天气。沙尘暴天气的危害:北方地区持续多天的沙尘暴天气致使大面积肥沃的农田被沙埋,大片农作物被风吹到,农田生产能力严重下降;风力大的沙尘暴天气致使部分农户的房屋坍塌,牲畜的窝棚倒塌,严重威胁到人们的生命安全和财产安全;除此之外,沙尘暴天气还可摧毁供电线路,严重污染大气环境,使能见度大大降低,阻碍交通,严重影响了人们正常的生活和出行;最后,沙尘暴会加剧土地荒漠化。总之,沙尘暴天气对人们正常的生活带来很多不便,严重损害了人们的生命财产安全。沙尘暴主要是自然原因和人为原因两个方面产生的结果:(1)土壤风蚀、强风等自然条件是产生沙尘暴的自然原因;(2)人为过度放牧、滥伐植被等与人类活动相关的行为时加速沙尘暴天气形成和发育(陕西、北京等地)是主要的沙尘暴天气地区。由于沙尘飞扬是风力作用的产物,所以人为原因。据有关资料统计,我国北方干旱半干旱地区(新疆、内蒙、陕西、以沙尘暴天气集中发生在春季和秋季,因为春秋两季气候相对干旱且有一定的温度,这便有利于风的形成。根据相关资料统计,仅仅 2006 年一年北京就经历了 17 次沙尘暴天气。2010 年 4 月 24 日,沙尘暴天气到达甘肃民勤县,给民勤县带来了一年严重的损害。据记者报道,大棚上覆盖的塑料薄膜被吹得满天飞舞,一些拱棚的钢物架被连根拔起,散落一地,有的甚至被吹到邻近的拱棚上,破坏面积极大。大棚

蔬菜生产农户损失惨重，据统计，银达镇近 3339 座育苗拱棚、175 座日光温室的棚膜及 8250 亩地膜几乎全部被毁，给当地带来的直接经济损失高达 940 多万元。这次沙尘暴，给河西走廊地区造成了不仅造成了严重的经济损失而且打乱了人们正常的生产生活秩序。（见图 1-1）



图 1-1: 甘肃省民勤县特大沙尘暴

Figure 1-1: A dust storm in Minqin county of gansu province

综上所述，土地荒漠化和沙尘暴风沙灾害对我国尤其是北方一些地区造成了很大的破坏，主要表现在：一是加剧了整个生态环境的恶化，如水土流失越来越严重，土地生产力严重衰退；二是给严重破坏了工农业生产、交通运输、基础工程设施等社会经济领域，人民的生命财产安全和生活质量受到了严重的影响；三是人们赖以生存的空间范围逐渐缩小。这些严重制约着我国某些地区的经济和社会的可持续发展，进而影响到我国整个国家的构建和谐社会的现代化进程。在生产水平不断提高的今天，对此党和政府采取多种措施对沙漠化和沙尘暴风沙灾害进行综合治理与改造，如：保护天然植被，注意封育植被、合理轮牧、科学放牧，调整农牧业结构，合理利用土地；贯彻实施国家计划生育政策使人口数量得到控制，加强教育投入使全民素质得到提高，有效控制乱砍滥伐。近年来，在各级政府和广大人民群众共同努力下，我国的环境得到了很大改善，但是我国的自然环境的污染问题还不是很乐观。为了能够有效地预防和防治风沙灾害，许多的风沙科技工作者开始对风沙的运动机理进行了深入的研究^[1-5]。沙粒受风场气流作用在地表附近的风沙运动是土地荒漠化、沙尘暴天气形成的主要原因，因此为了有效控制

土地荒漠化和沙尘暴天气等风沙灾害,对风沙运动的机理研究是十分必要的。风场对近地表沙粒的输运就构成了风沙运动,风沙物理学家将风场对沙粒的输运形式划分为:悬移、蠕移和跃移。其中跃移运动输运的沙粒数大约占到总输沙量的75%^[4],而且沙粒跃移运动加强了贴近地表的蠕移运动和大气中的悬移运动,因此沙粒的跃移运动是土地荒漠化产生的主要原因;在空中做悬移运动的沙粒在足够大风速的气流作用下在空气中漂浮,这一部分沙粒是沙尘暴灾害最主要的尘源。综上所述,土地荒漠化和沙尘暴等风沙灾害主要是由地表沙粒在风场作用下的跃移运动的产物,只有了解了风沙跃移运动中的跃移沙粒的运动机理,才能掌握风沙跃移运动规律,进而遏制风沙灾害,减缓风沙灾害给人类造成的巨大经济和社会损失,因此,对风沙跃移运动机理的深入了解是能够达到对沙尘暴开展有效预报和对土地荒漠化进行有效控制和防治的根。只有对风沙跃移运动的力学机理的更加深入、细致地研究,才可能从本质上更加精准地了解跃移沙粒在风场中的运动状态以及风-沙相互耦合作用,从而才能建立有效的风沙防治工程体系。所以,长期以来风沙物理学领域和防沙治沙工程的着重点一直落在研究风沙跃移运动的力学机理。

1.2 风沙跃移运动数值模拟研究现状

20世纪20~30年代,地貌学家将研究重点放在引起风蚀地貌的风沙运动上,大批地貌学者主要是通过野外观测手段对风蚀地貌的形成进行了定性研究,但是并没有真正了解风蚀地貌形成的原因。因此,地貌学者开始对引起风蚀地貌的风沙跃移运动的力学机理展开了深入的研究。研究结果发现:风-沙之间的相互耦合作用机制直接导致了风沙运动,风沙运动过程中伴随着风场与地表沙粒之间有复杂的物质交换和能量传输,土地荒漠化以及土壤风蚀地貌是风沙跃移运动的产物。

由于早期对风沙运动的力学研究。风沙跃移运动过程中,风力对地表沙粒的拖曳作用力使地表沙粒随风做跃移运动过程是机理的研究是归属于物理学范畴的原因,对风沙运动动力学的机理研究一直被称为风沙物典型的气固二相流体行为,风沙流中跃移沙粒对风场的反馈作用使风场的特征发生改变也是气固二相流体行为,因此主要采用流体力学方法对风沙跃移运动进行研究。由于风沙跃移运动系统受多种特征影响,风沙物理学是综合运用地质学、流体力学和空气动力学等学科内容来揭示风沙跃移运动力学机理的一门综合、交叉学科。

单颗沙粒的微观特性研究和整个风沙流结构的宏观研究是风沙物理学研究的两个主要方面^[6]。对整个风沙流宏观结构的研究是风沙流宏观研究的主要内容,如风沙跃移层内输沙量沿高度的分布、风速沿高度的垂向分布即风速廓线、沙粒浓度沿高度的分布、沙粒跃移运动轨迹等等,其中宏观研究方面的主要研究手段是实验观测,包括野外观测和风洞实验,并辅以理论分析和估算;通过定量分析单颗跃移运动沙粒的受力情况进而研究单颗跃移沙粒的运动情况以及变化规律是单颗沙粒微观特性研究的重点,由于风沙流跃移运动过程实质上是气体-固体颗粒的两相流动,气固二相流又是流体力学的重要分支,因此对微观研究的主要手段可以借助流体力学的研究手段,如高度摄影实验研究和数值模拟。

风沙物理学对风沙跃移运动的研究体系主要分为三个阶段^[2]:

第一个主要阶段是 20 世纪 30-50 年代,这一阶段风沙物理学者采用野外观测和风洞实验方法对整个风沙流的宏观特性进行研究,进而对风沙运动获得初步的定性认识,在此基础上构建了风沙物理学研究体系的基本构架。这一阶段的代表人物是英国风沙物理学者拜格诺(R.A.Bagnold)。1941 年,英国工程师拜格诺(R.A.Bagnold)进行了大量的野外观测实验和风洞实验,并且吸收与他同时代的冯卡门(von.Karman)、普朗特(L.Prandtl)等风沙物理学者建立的现代流体力学理论出版了风沙物理学的奠基著作《风沙和荒漠沙丘物理学》,这部巨著至今为止仍然是风沙运动研究中的最重要的著作,此书中首次提出了了风沙物理的一些基本物理量,如风场对地表沙粒的三种基本输运形式(蠕移、跃移和悬移),风沙跃移层中输沙量垂向分布,沙粒在跃移层中的风速廓线等。美国风沙流研究工作者的代表人物是美国土壤学家切皮尔(W.S.Chepil),在对土壤风蚀做了比较全面系统分析的基础上提出了风蚀预报的方程,他主要研究了不同沙床面对地表风蚀的影响;日本学者对风沙流的,对治沙防沙提供了有效地理论依据;以兹纳门斯基是前苏联风沙流的研究工作的代表研究以河村龙马为代表,他对对风沙跃移层内的不同高度处的风速进行了测量。

第二个阶段是 60-80 年代,风沙物理学者通过数学建模和定量模拟方法对跃移沙粒的微观特性进行的研究。随着荒漠化土地面积急剧扩大和沙尘暴天气的频频发生,各国风沙流物理学者竞相应用高速摄影技术,并结合大量的风洞实验和数值模拟计算对单颗沙粒的起跳和运动特征进行了比较深入细致的研究。在拜格诺已有的研究成果的基础上,Owen、Ungar 通过假设沙粒在地表附近的风场中的运行轨道是单一的,即每个起跳沙

粒都以相同的起跳速度和角度沿着铅直方向起跳,并且借助流体力学的研究手段,对单颗跃移沙粒的受力分析进行定量分析,在此基础上建立了单颗跃移沙粒运动的数学模型,从而得出风沙跃移层内沙粒跃移运动的一些基本规律;根据牛顿第三定律,跃移沙粒在风场拖曳作用下跃移运动的同时,跃移沙粒群对风场同样很强阻滞作用,在此基础上,Ungar 和 Haff 结合单颗沙粒跃移运动模型首次建立了考虑风-沙耦合机制作用的风沙跃移运动的数学模型,并且进行了数值模拟,通过分析数值模拟结果发现,考虑到风沙耦合作用机制得到的风沙跃移层内的风速廓线与 Bagnold 风洞实验测量得到的风速廓线形式在定性上基本相同。由此可知,风沙流中跃移沙粒群对风场的阻滞作用对整个风沙流宏观特性有很大影响,大小不容忽视。所以,为了准确发现风沙运输过程的运动机理,风沙跃移运动研究中必须考虑风沙耦合机制作用。

风沙流研究的第三阶段是 1985 年至今采用数值模拟和风洞实验方法对风沙流宏观现象和单颗沙粒微观运动研究联合的阶段。随着对风沙跃移运动机理的深入研究,风沙物理学者发现除了沙粒的宏观物理特性不仅受沙粒自身的受力情况和风场的特性,在很大程度上还取决于沙粒的初始起跳运动状态。风沙物理学者在对以往风沙跃移运动单颗沙粒的力学机理进行全面分析总结的基础上,研究沙粒起跳初始运动状态分布函数。美国的风沙物理学研究学者 Anderson 是这阶段的主要代表人物,1998 年,他在“自然科学报”上发表了题目为“风沙跃移运动数值模拟”的论文,该论文首次提出了跃移沙粒的击溅函数,并且根据击溅函数计算出反弹和被溅起的沙粒数目以及其起跳速度,同时考虑了跃移运动沙粒群对风场的阻滞作用力,模拟对风沙跃移运动起起到风沙流达到自平衡稳定状态的整个过程进行了数值模拟。1990 年 Anderson 在第二届以主题为“风沙过程与风蚀环境”的风沙物理学国际会议上出的已有定量理论模型还远远不能够对单宽输沙率进行可靠准确预测的程度;2002 年第 5 届风版了以题目为“风沙运动研究的进展”的综述性文章,他在该文章中指出了对风沙流研究沙物理学国际会议在美国 Lubec 召开了,虽然此次国际会议对风沙运动的理论数学模型和理论预测以及风沙运动的动力学过程等各个方面都没有什么大的突破性的研究进展,但是对风沙跃移运动的理论数值模拟提供了一定的理论基础,此阶段的一系列风沙国际会议推动了风沙运动研究的全面发展,各国风沙物理学研究工作者利用理论、风洞实验和数值模拟各种手段相结合的方法对风沙运动的跃移过程进行了大量研究,各种形式各异的风沙跃移运动的的数学理论模型应运而生。

20 世纪 80 年代随着数值计算方法的发展水平和 CPU 处理速度的逐渐提高,许多风沙物理学者通过建立风沙跃移运动的数学理论模型,并且采用有效地数值计算对风沙跃移运动过程(开始到自平衡)进行了数值模拟。野外观测和风洞实验方法由于受到实验设备、实验环境和人为因素等多种因素的影响不能完全地反映沙粒由起跳到风沙流自平衡稳定输运的整个过程,而理论数值模拟通过抓住主要因素忽略客观次要因素对风沙跃移运动过程进行简化和近似,建立了合理的风-沙耦合数学模型,通过有效地数值计算方法数值模拟出风沙运动由起跳到自平衡的整个过程,不仅能够直观地观察到风沙跃移运动的全过程,弥补实验方法的不足,而且数值模拟结果对风洞实验又有一定的指导意义。由于风沙跃移运动是典型的气-固二相流,大量研究结果表明,只有通过起跳沙粒的初始运动状态函数才能将单颗沙粒的微观特性研究与风沙流宏观特性研究结合^[2]。因此,为了从本质上揭示风沙运动的形成和发展过程必须引入沙粒的初始起跳运动状态分布函数,将风沙宏观运动研究和单颗粒的微观运动研究相结合。此阶段许多风沙物理学者建立了形式各异的描述风沙跃移运动;理论数学模型,对沙粒在近地表附近的跃移运动的形成和发展进行了数值模拟。此阶段的风沙物理学家虽然对风沙运动过程的数值模拟有些方面还没有达成共识,但是此阶段的风沙运动数值模拟已经取得了很大的研究成果,得出的风沙跃移运动的许多结论为防沙治沙工作做了很大的贡献。

Hunt 和 Nalpanis(1985),Anderson 和 Hallet(1986)通过假定跃移沙粒的跃移运动轨道是单一的,建立了单颗沙粒的跃移运动轨迹的数学模型,采用数值计算方法对沙粒的跃移轨迹进行了数值模拟^[7]。该模型虽然对沙粒的跃移运动过程做了大量的简化,但是该模型得出了跃移沙粒的跃移高度与摩阻风速成正比等跃移沙粒的一些基本特征;

在沙粒-床面碰撞的基础上,Ungar 和 Haff(1987)提出了击溅函数(Splash function)将单颗沙粒微观特性研究和风沙流宏观特性研究有效地结合,并且考虑了跃移沙粒群对风场的阻滞作用力,建立了单颗沙粒在风-沙相互耦合作用下的跃移运动轨迹的数学模型,并且对风沙跃移层内的沙粒跃移轨迹、风速廓线、质量流量曲线等宏观特性进行了数值模拟,这些宏观物理量揭示了沙粒跃移运动过程的许多基本特征,为防沙治沙工作提供了有效地依据^[7];

跃移沙粒的初始起跳运动状态分布(起跳速度和起跳角度的分布)是联系风沙流宏观特性研究和单颗沙粒微观特性研究的纽带,Werner(1987)用风洞实验方法得出跃移沙粒的初始起跳速度和起初始起跳角度的概率分布函数,Werner(1990)结合初始起跳沙粒

运动状态的分布函数建立了风沙耦合机制作用下的风沙跃移运动的理论数学模型,并且以时间为迭代基础,采用迭代算法使风沙跃移运动达到自平衡的稳定输运状态,数值模拟出了大量沙粒的跃移运动轨迹,该研究成果使风沙跃移运动的研究有了进一步的进展^[7];

刘绍忠(1999)在以往风沙物理学研究的基础上,考虑了大气边界层的风场具有湍流的特性,运用大涡模型数值

21世纪以来,研究风沙跃移运动的气氛计算风场,并且对风沙跃移运动自启动发展至自平衡稳定输运的过程进行了数值模拟^[7];依然活跃,风沙物理学研究体系更加趋于系统化:

清华大学孙其诚、王光谦(2001)根据风沙跃移运动的特点建立了基于单颗沙粒动力学的离散动力学模型,并且数值模拟了9000个沙粒在风的载荷作用下由启动到自平衡稳定输运的全过程^[8]。数值模拟结果真实反映出了风沙跃移运动整个动态变化过程,与其它理论模型相比,该模型描述了跃移沙粒的真实的物理特性,能正确反映沙粒跃移运动的整个动态变化规律,与以往连续介质模型相比,离散动力学模型更加适合于对风沙跃移运动的研究。但是由于目前的CPU处理能力和计算机发展水平的局限性,离散动力学模型目前还不能够同步模拟出大量的沙粒跃移运动动态过程。因为现实环境条件下造成沙尘暴和土壤风蚀的沙粒数目往往数不胜数,所以该模型不能准确反映真实环境条件下的大量沙粒在风场中的跃移运动;

随着CPU计算速度的提高和计算流体力学的发展,最近Almeida等人(2006)运用计算流体力学软件(FLUENT)来计算湍流风场,在考虑风沙耦合机制作用条件下,对沙粒跃移运动自启动到自平衡稳定输运的过程进行了数值模拟^[7];

兰州大学教授黄宁、郑晓静等人(2006)考虑了由于沙粒带电引起的静电力对风沙跃移层中宏观物理量的影响的基础上,建立了风场-沙粒-静电三者相互耦合作用的沙粒跃移运动理论数学模型,采用数值计算方法数值模拟了沙粒跃移运动中风速廓线的分布曲线、单宽输沙率沿高程的分布曲线等风沙流的宏观物理量,数值模拟结果表明静电力对跃移运动的风沙流从启动至自平衡稳定输运过程所需要的时间、风沙跃移层内的风速沿高度的分布、质量流量沿高度的分布都有显著的影响,考虑静电力的影响使总输沙量增加,沙粒跃移轨迹降低,这个模型对风沙跃移运动的描述更加接近真实情况^[9]。

1.2.1 风沙流结构的研究现状

风沙流结构是指风沙跃移层内跃移沙粒浓度随高度的分布规律,一般用单位时间内通过某高度处单位面积的沙粒数来描述。地学工作者习惯于将风沙流结构就是风沙跃移层内的沙粒浓度沿高程的分布。风沙流结构能反映风沙跃移运动的输沙风沙流结构,所以,风沙流结构一直以来都是是风沙物理学研究的重点,能为防沙治沙工程提供重要的理论参考依据。准确地预测风沙流结构这一物理参数在理论上不仅具有重要意义,而且能有效地指导治沙防沙工程实践。国内外许多风沙物理学者通过风洞实验结果再结合理论分析拟合了相当多的经验、半经验公式来计算输沙率(见表 1-1)。

由表 1-1 可以看出,输沙率计算公式都是通过实验测量输沙率数据,再经过理论分析拟合得到的经验公式或半经验公式,但是由于风沙运动固有的复杂性和风洞实验设备和条件等因素的影响,得到的输沙率公与实际情况存在差异,由于理论研究中不存在风洞实验中的许多的不利因素,而且理论模式拟结果不仅能预测风沙运动的发展规律,而且对风洞的实验观测有一定的指导作用,因此由理论模拟得到的输沙率公式更加有说服力,采用数值模拟方法得出输沙率的计算公式是今后研究的趋势。

自 Bagnold (1941) 以来,许多风沙物理学者通过野外观测、风洞实验和数值模拟等方法对风沙流结构进行了广泛、深入的研究:

1945 年 Chepil 根据风洞实验测量结果发现风沙流中垂向输沙量沿高度呈负指数分布,这一结论得到大量风洞实验测量结果的证实^[10];

1951 年,河村龙马假定风沙运动为沙粒的集体运动,通过统计处理得出了跃移层内垂向输沙量沿高程的分布为^[3]:

$$q(y) = \frac{2m_0}{\sqrt{gh}} K_0 \left(\sqrt{\frac{2y}{h}} \right) \quad (1-1)$$

其中 $q(y)$ 是高度 y 处单位时间单位体积的含沙量,单位为 $(g/cm^3 s^{-1})$, m_0 是单位时间内、单位面积地表上的含沙量,单位为 $(g/cm^2 s)$, h 是沙粒平均跃移高度,单位是 cm, K_0 是临界 Bessel 函数。

1965 年,通过野外观测实验,我国的风沙物理学者吴正、凌裕泉等人提出的风沙

流结构为：垂向输沙量的对数与高度之间存在良好的线性关系，垂向输沙量随着高程的增加遵循指数规律递减，而且风速越大，递减速度越快^[3]；

2002 年董冶宝、2005 年邵亚平都根据风洞实验测量结果证实均匀沙床面上的垂向输沙量高度的分布遵循指数递减分布；、

长期以来，人们都认为风沙流中的垂向输沙量沿高度遵循负指数递减规律^[10-12]，但是近年来，许多风沙物理学者在风洞实验和数值模拟研究中得出了不同的结论：

2002 年，倪晋仁、李振山等人通过风洞实验测量得到的实验数据表明垂向输沙量高度的分布在近地表区严重偏离负指数分布^[13]，

Table 1-1 Empirical and semi-empirical formula of sand transport rate

表1-1 输沙率的有关经验、半经验公式

研究者	输沙率公式
Bagnold(1941 年)	$q_s = C \sqrt{\frac{D}{D_0}} \frac{\rho_g}{g} u_*^3$
Zingg (1953 年)	$q_s = C \frac{D^{3/4}}{D_0} \frac{\rho_g}{g} u_*^3$
刘振兴 (1960 年)	$q_s = 2.13 \sqrt{\frac{2}{3} C_D} \frac{\rho_g}{g} u_*^3$
Owen(1964 年)	$q_s = \left(0.25 + 0.33 \frac{u_* u_F}{u_* u_*} \right) \left(1 - \left(\frac{u_*^*}{u_*} \right)^2 \right) \frac{\rho_g}{g} u_*^3$
Schmidt(1982 年)	$q_s = C \frac{u_F}{u_*} \left(1 - \frac{u_*^*}{u_*} \right) \frac{\rho_g}{g} u_*^3$
Zhou(2002 年)	$q_s = 0.0125 w \tilde{A}(u_*) \tilde{B}(u_*) \exp\left(\frac{4.5}{\tilde{B}(u_*)}\right)$ 其中w是集沙效率，参数 \tilde{A} 和 \tilde{B} 依赖于摩阻风速

2007 年，冯大军等通过风洞实验测量结果发现在非均匀沙床面上粗粒径沙粒的垂向输沙量在在 0-40cm 高度偏离指数递减规律分布，在 40-60cm 高程内遵循负指数分布，细粒径沙粒仍然遵循负指数递减规律^[13]；

2008 年董玉祥根据野外观测测量结果发现并提出细粒径的垂向输沙量沿高度遵循

负指数递减规律,但是细粒径沙粒的垂向输沙量符合幂函数分布,中粒径的沙粒垂向输沙量有的符合负指数递减分布,有的符合幂函数分布^[14];

Werner、Anderson 和 Hallet 等人根据理论数值模拟输沙量沿高程分布发现在地表附近输沙量沿高程的分布偏离负指数分布^[14]。

一直以来风沙研究工作者用单位时间单位体积的输沙量沿高度的分布表征风沙流结构,这种量化的难点在于测量某一高度处单位时间单位体积的输沙量。通过野外观测测量时风场受到诸多因素的影响,风沙流中的输沙量是瞬变的,比较难测量;风洞实验中测量时,虽然风场条件可以人为地控制,但是风洞实验往往不能满足所有条件都与实际情况相似;因此野外观测和风洞实验都有一定的局限性,得出的结果不能满足风沙物理学的要求,数值模拟通过忽略一些客观因素能弥补实验的不足,不仅能预测出风沙运动的发展规律,而且对风洞的实验观测有一定的指导作用,因此对风沙跃移层内输沙量的垂向分布的研究必须将风洞实验结果与数值模拟结合起来。

目前很多关于风场湍流以及风沙输运的相关性研究面还有很多不足,一些研究者发现摩擦风速并不是决定输沙量的唯一因素,在很大程度上,输沙量还受到脉动风速的影响。Butterfield 根据风洞实验研究认为受湍流风速的影响的输沙量大于稳定风速下的输沙量,Leenders 认为瞬时速度对沙粒输运具有重要的作用。风沙跃移运动的研究中风场的湍流特性不容忽视。

1.2.2 风速廓线的研究现状

风速廓线是指风沙跃移层内风速沿着高度的分布规律。

风场对地表沙粒的拖曳作用使风随风场运动从而形成风沙流。在一定风速条件下,风场对沙粒的运输能力是有限的,风沙跃移运动发生的主力因素,当风场速度达到沙粒的起动风速时,大量地表沙粒脱离地表场运输能力的大小主要取决于风场风速的大小,因此要研究风沙运动的运动机理必须首先了解近地表风场的性质,风速廓线是揭示风沙运动规律的有效途径,是研究近地表风场特性的一个主要指标,一直以来都是风沙物理学研究的核心内容之一。风沙跃移层内含有大量的沙粒,根据牛顿第三定律,跃移运动沙粒在风场拖曳力作用下跃移运动的同时对风场又有一定的阻滞作用,由于风场-沙粒的相互耦合作用而建立的负反馈机制使风沙跃移层中的沙粒数目保持动态不变,风沙跃移运动达到动态平衡状态,所以起沙后风沙跃移层内的风速廓线与起沙前净风场的风速

廓线有显著的不同。自 1941 年 Bagnold 首次提出风速廓线以及相关理论以来, 风沙物理学者对风速廓线的研究主要采用野外观测、风洞实验和理论数值模拟等方法, 并且取得了卓越的成就, 但是由于以往风洞实验条件、环境的局限性和数值模拟条件的不确定性, 目前对对风速廓线还没有形成统一的理论。

大量野外观测和风洞实验资料表明; 起沙前的净风场的风速廓线大致遵循对数分布^[3], 风速廓线公式表示为:

$$u(y) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{y}{y_0} \right) \quad (1-2)$$

其中 $u(y)$ 是在 y 高度上的风速, u_* 是摩阻风速, κ 是卡门常数, y_0 是床面粗糙度, 一般认为 $y_0 = D/30$, 其中 D 是研究沙粒的直径。风沙耦合作用机制形成了风沙跃移运动, 在风场作用下地表沙粒介入风场中从而形成风沙流, 跃移运动的沙粒在风场拖曳作用下跃移运动的同时对风场存在阻滞作用, 而且这种阻滞作用会随着跃移沙粒数目的增加而明显增加, 相对应的风场速度逐渐降低, 直到介入风沙跃移层内的沙粒数目与落入地表的沙粒数目达到动态平衡。所以, 风沙跃移层内的风速廓线分布与定床情况下的风速廓线明显不同。

1941 年, Bagnold 根据理论分析结合风洞实验发现风沙跃移层内的风速分布仍然遵循对数分布, 他认为风力的增加只会使跃移阻力增加, 而靠近地面的风速并不会因为风力的增大而增加。在对数-线性坐标系中, 风沙跃移层内风速沿高度的分布是一系列通过定点 (u_i, y_0) 的直线, 风速廓线公式表示为^[15]:

$$u(y) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{y}{y_0} + u_i \quad (1-3)$$

其中 u_i 是地表的冲击起动风速, Bagnold 根据分析风洞实验结果认为 $\kappa=0.4$, y_0 是与沙粒级配有关。

1953 年, Zingg 根据风洞实验测量结果得出的风速廓线公式与 Bagnold 风速廓线公式形式相同, 但是他提出了不同的见解, 他认为风沙流运动的 κ 应该小于 Bagnold 的 κ , 取 $\kappa=0.375$, $y_0=10D$, $u_i=8.49D$ 他提出的风速廓线计算公式表示为^[15]:

$$u(y) = 6.13 u_* \ln \frac{y}{10D} + 8.49D \quad (1-4)$$

Zingg 通过风洞实验研究发现当 y 小于 1.5cm 时, 近地表的风沙流中的风速分布不再遵循半对数直线分布, 而是表现为下凹的曲线。

1964 年, Owen 提出了不同的认识, 他认为由于跃移阻力的作用, 表征床面粗糙度的特征长度 y_0 只取决于沙粒跃移高度 y , 风沙跃移层内风速廓线表达式为^[15]:

$$u(y) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{2gy}{u_*^2} + C \quad (1-5)$$

其中 $\kappa = 0.4, C = 9.7$, $y_0 = 0.021 \times \frac{u_*^2}{2g}$

1985 年以来, 许多风沙物理学者试图通过数值模拟来研究研究风沙跃移层内的风速廓线。

1987 年 Ungar 和 Haff, 1990 年 Werner 等人建立了描述风沙流中风场与沙粒相互耦合作用的简单数学模型将 N-S 方程通过混合长度理论化为封闭形式, 得到沙粒对风场的阻滞作用力与风速之间的关系^[17]:

$$F_x + \frac{d}{dy} \left[\rho_p K^2 y^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \right] = 0 \quad (1-6)$$

1991 年, MecEwan 等人通过数值模拟出了风沙流中风速廓线为具有上凸特征的风速廓线^[16], 但是该模拟结果还没有得到实验验证。

1995 年, 刘贤万等人试图求解两相流体力学方程组来得到风沙流中的风速廓线计算公式^[17], 但是由于大气边界条件有很多的不确定性, 都需要风洞实验来实现。

通过比较 Bagnold 公式、Zingg 公式和 Owen 公式可以发现, 他们都认为风沙跃移层中的风速廓线呈对数分布, 不同之处主要是沙床表面的粗糙成度 y_0 不同。而且以上三个风速廓线公式都是根据风洞实验测量得到的风速拟合得到的经验公式, 而且都是在定床理论的基础上得到的, 但是都没有考虑风场沙粒的耦合机制, 真实环境下的风沙跃移运动中跃移运动沙粒对风场存在很强的阻滞作用, 而且越靠近地表阻滞作用越强烈, 所以以往的风速廓线表达式不能满足风沙物理学的要求, 而且由于风洞实验条件的局限性, 还没有统一对起沙后风沙跃移层中的风速廓线表达式, 通过数值模拟来研究风沙跃移层中风速分布还需要更进一步的深入研究。

1.2.3 沙粒受力分析研究现状

风沙流中沙粒的运动形式有贴近地表的蠕移、地表层附近的跃移和空中的悬移三种基本形式, Bagnold (1941) 根据风洞实验研究发现跃移运动运输的的输沙量占总输沙量的 75%左右, 其中沙粒跃移运动是风沙运动的主体部分, 跃移运动是造成土壤风蚀地貌的主要原因, 也是引发沙尘暴等风沙灾害的动因, 因此有效地防沙治沙的关键是定量研究跃移运动沙粒的受力情况, 准确预测出防沙工程中所需要的风沙宏观物理量的关键是了解单颗沙粒的跃移运动特性, 而跃移运动沙粒的受力机制又是了沙粒跃移运动状态的基础。

自 Bagnold 对风沙运动的研究以来, 许多风沙学者通过风洞实验、理论数值模拟对沙粒的受力机制进行了大量深入的研究, 并且取得了卓越的成果, 但是受实验条件和方法等客观因素的限制, 目前为止风沙物理学对跃移沙粒的受力分析还没有达到统一的认识, 仍然存在争议。

研究初期, 风沙物理学者都认为跃移运动的沙粒只是受到沙粒自重和风场对沙粒的拖曳作用的影响, 仅仅考虑沙粒的自身重力和风场对沙粒阻力虽然不能准确描述沙粒的跃移运动过程, 但是却能反映出沙粒跃移运动的一些主要特性, 如沙粒跃移运动轨迹等, 而且计算过程方便, 所以在相当长的一段时期内, 对跃移沙粒受力情况进行定量分析的理论研究中都仅仅考虑沙粒的自重和风场对沙粒的拖曳作用。随着对风沙跃移运动的深入了解, 风沙物理学家发现仅仅考虑沙粒的自重和风场对沙粒的拖曳作用时得到的沙粒跃移轨迹与风洞实验测量结果存在偏差。风沙物理学者通过风洞实验研究发现当沙粒在风场中作跃移运动时, 跃移沙粒还受到由于沙粒间的碰撞作用会导致跃移沙粒的自身旋转而产生的 Magnus 力。White 和 Schulz(1977), 刘绍忠(1985)通过理论分析认为 Magnus 力对沙粒的跃移运动有明显的影响^[18-23], 考虑 Magnus 力时数值模拟得出的沙粒跃移高度较不考虑 Magnus 力时数值模拟出来的跃移高度上升 20%左右, 1995 年, 刘贤万等人通过风洞实验研究发现沙粒跃移运动的旋转速度可高达每秒几百甚至上千转, 因此, 沙粒的受力机制中必须考虑 Magnus 力^[20]。Anderson 和 Hallet (1987) 通过数值模拟跃移沙粒的跃移轨迹的研究中首次提出跃移沙粒还受由于压力差导致的空气上升力 (Saffman 力) 的影响。2006 年, 郑晓静、黄宁等人通过风洞实验和理论研究发现由于跃移沙粒自身具有带电性, 静电力影响着跃移沙粒的运动状态: 即风沙跃移层中的沙粒

跃移运动轨迹、输沙量沿高度的分布、风速廓线等风沙宏观物理量,当沙粒带电量达到 $60 \mu\text{C}/\text{kg}$ 时,数值模拟出来的风沙宏观物理量与风洞实验测量结果大致相同。^[9]1999年,杨保、邹学勇等通过风洞实验和理论分析对沙粒自身重力、空气阻力、Magnus 力以及 Saffman 力进行了定性比较,研究结果说明风场对沙粒的拖曳作用是最主要的,沙粒自重次之,Magnus 力相对比较小,跃移沙粒运动状态受 Saffman 力的影响力较小,沙粒自身重力大小大致为 Saffman 力大小的几十至几百倍。Saffman 力是由于跃移上下表面流速差值使得跃移沙粒上表面的压力小于下表面的压力,这样跃移沙粒就会受到与流速递减方向或者压力梯度法线方向相反的作用,上下表面流速差值越大 Saffman 力越大^[24-25]。

1.3 本文的主要内容

1.3.1 已有研究的不足之处

风沙跃移运动引起的土地荒漠化和沙尘暴天气等风沙灾害一直受到全社会的极大关注,自 Bagnold 以来,国内外许多风沙物理学者及地貌工作者对风沙跃移运动的力学机理进行了大量深入的研究,为风沙物理学的研究作出了卓越贡献,为治沙防沙工程提供了有效的科学依据。1985年 Aarhus 国际风沙会议以来,数值模拟方法在风沙跃移运动的机理研究中得到了广泛应用,并且已经取得了重大的进展,但是由于实验条件和环境的局限性以及数值模拟边界条件的不确定性,以往的数值模拟研究得出的一些结论在定量上与风洞实验结果还存在差异,风沙跃移运动的数值模拟研究还存在着许多不足之处^[26-33],主要表现在:

1. 风沙流结构主要指风沙跃移层中输沙量沿高度的分布,是表征风沙跃移运动的重要特征,以往风沙物理学者通过风洞实验和数值模拟对风沙跃移层中的风沙流结构进行了大量的研究,并且得出了风沙跃移层内输沙量浓度沿高度的不同分布。但是,为了把握风速的变化趋势以及计算的方便,以往数值模拟中都对风沙跃移运动过程简化过多,认为风场的湍流特性对风沙流的结构影响很小,可以忽略,风沙耦合运动模型中均采用时均 N-S 方程来描述沙漠近地表附近的风场,而实际风沙跃移运动的近地表大气边界层的风场中的风速是随时间与空间发生随机变化的,具有湍流的特性,同时风速湍流特性影响着做跃移运动沙粒的运动状态.,但是由于采用的风洞实验和数值模拟方湍流

特性对风沙跃移层中不同高度处的输沙量有影响的不同，不同研究者得出的结论不同：Butterfield 根据风洞实验得出湍流风场条件下的输沙量大于稳定风速条件下的输沙量；而武建军等人通过风洞实验和数值模拟得出湍流风场条件下的输沙量小于平均风场条件下的输沙量。因此，为了准确真实地描述风沙流结构，在建立的风沙耦合跃移运动的理论数学模型中不能忽略风场的湍流特性，

2. 风沙跃移层中风速高度的变化趋势最直观地表现为风速廓线形式的变化，是风沙耦合机制作用的结果。Bagnold 认为风速廓线中蕴含着风沙跃移运动的丰富信息。地表沙粒在风力作用下随风运动形成挟沙气流，由于跃移沙粒的介入，挟沙气流的风速变化趋势与净风场的风速变化趋势表现有很大不同。当风场风速达到沙粒的起动风速时，地表沙粒在风力作用下随风运动形成风沙流，随着跃移运动沙粒数目的增加，跃移沙粒对湍流风场的阻滞力增加，使风场的风速降低，在“风沙自平衡机制”作用下，风沙跃移层内的沙粒数目保持不变，从而使风沙跃移运动达到动态自平衡。以往风沙跃移运动的数值模拟中很少考虑跃移沙粒群对风场的阻滞作用。大量研究结果表明，不考虑沙粒对湍流风场的反馈作用时数值模拟得出风沙跃移层内的风速廓线不能与风洞实验拟合出来的风速廓线较好吻合。这主要是以往对风速廓线的数值模拟和风洞实验研究中，都是基于平均风场的基础上，而实际风沙跃移运动发生在湍流风场的复杂环境条件下，所以，为了真实准确地描述风沙跃移运动，本文在考虑风沙跃移边界层中风场具有湍流特性的基础上，同时考虑到了跃移沙粒群对湍流风场的反馈作用。

3. 近地表沙粒在风力载荷作用下跃入风场中作跃移运动，受到地表附近大气边界层的影响，而实际风沙跃移运动在近地表附近大气边界层的风场具有湍流的特性，以往对风沙跃移运动的研究中，没有考虑风场的湍流特性之后，跃移沙粒的跃移高度主要由风场风速来决定，如果忽略风场的湍流特性就性对跃移沙粒的影响，认为影响很小，可以忽略。在确定跃移沙粒的起跳角度和起跳速不能准确描述跃移沙粒的跃移轨迹，数值模拟风沙跃移运动时不能忽略考虑湍流风场对跃移沙粒的影响。

1.3.2 本文的主要研究内容

第一章阐述了风沙跃移运动数值模拟的研究背景和意义，并且对风沙跃移运动相关内容的研究现状进行了分析总结，提出了现阶段风沙跃移运动存在的不足之处和本文的主要研究内容。

第二章在考虑真实环境下的风沙跃移运动中风场风速具有脉动的特性的基础上同时考虑了跃移沙粒群对湍流风场的反馈阻滞作用的基础上,结合风沙跃移运动的初始边界条件,建立了风场-沙粒耦合机制作用条件下的风沙跃移运动的理论数学模型。

第三章表述了湍流数值模拟方法,详细说明了风场-沙粒耦合风沙跃移运动模型中风场控制方程组及边界条件等的离散、计算过程,并运动的理论数学模型,通过对模拟结果的分析总结得出了湍流风场风速下输高度的分布及其变化规律,风沙跃移层内的风速廓线的变化,并且将数值模拟结果与风沙量沿且采用有限容积的数值计算方法数值模拟了建立好的风场-沙粒耦合机制条件下风沙跃移洞实测数据进行对比说明建立风沙跃移运动模型的可行性。讨论了湍流风场风速对输沙量沿高度分布的影响以及跃移沙粒群对风场反馈作用对风速廓线的影响。

第四章分析总结了本论文的研究成果,找出本论文研究的不足之处,并且展望了风沙输运领域在未来的主要研究工作。

第二章 建立湍流风速下的风场-沙粒相互耦合的风沙跃移运动模型

2.1 跃移沙粒控制方程

2.1.1 跃移运动沙粒的受力分析:

假定直径、密度分别为 D_p 、 ρ_p 的球型沙粒在空气密度为 ρ 、速度为 u 的 xoy 二维平面内的风场中作跃移运动, 设 x 轴正方向为风场风速方向, y 轴正方向为跃移沙粒距离沙床面的高度。

跃移沙粒的受力机制为: 沙粒自重 F_g 、风场对跃移沙粒的拖曳力 F_d 、Magnus 力 F_m 、Saffman 升力 F_s 和静电力 F_e 等。

跃移沙粒的受力示意图 (图 2-1)。

跃移沙粒的自重 F_g : (2-1)

空气阻力 F_d : 风场跃移运动沙粒所受到的自重:

$$F_g = \frac{1}{6} \pi D_p^3 (\rho_p - \rho) g \text{ 对跃移沙粒的拖曳作用:}$$

$$F_d = \frac{1}{2} C_d \rho A V_r^2 \quad (2-2)$$

其中: C_d - 阻力系数,

V_r - 相对速度 $V_r = \sqrt{(u - u_p)^2 + V_p^2}$, u 是高度 y 处的风速, u_p, V_p 分别为水平方向和垂直方向的沙粒速度, A 是沙粒的最大截面积;

Magnus 力 F_m : 由于跃移沙粒间相互碰撞导致跃移沙粒自身高速旋转, 从而产生了 Magnus 力, Zheng 等人在 2004 年的数值计算结果表明, 跃移运动沙粒的运动状态在

很大程度上还受到 Magnus 力的影响：

$$F_m = \frac{1}{8} \pi D_p^3 \rho C_M \omega u_r \quad (2-3)$$

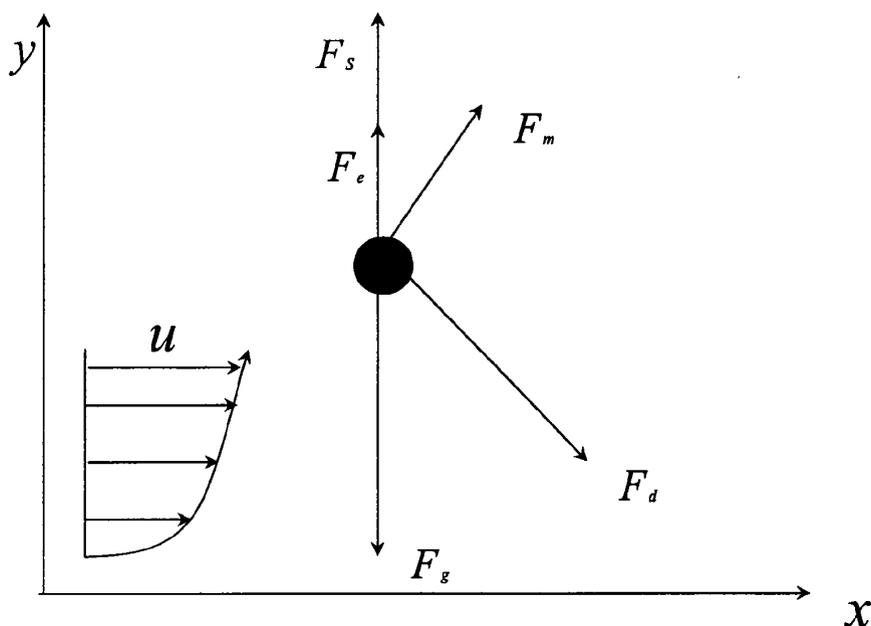


图 2-1 跃移沙粒的受力分析

Figure 2-1 The force analysis of particle in wind flow

其中 ω 为跃移沙粒的角速度， C_M 为升力系数， $C_M = 1 + o(D)$ ，一般取 $C_M = 1$ ， u_r 为来流风场速度与跃移沙粒的相对速度；

Saffman 升力 F_s ：跃移运动的沙粒的上表面与小表面流速的差值导致沙粒上下表面的压力存在差异，从而跃移沙粒受到由于上下表面压力差异导致的一种升力作用：

$$F_s = \frac{1}{8} \pi C_s \rho D_p^2 \left[\left(u^{top} \right)^2 - \left(u^{bot} \right)^2 \right] \quad (2-4)$$

其中 C_s 为升力系数； u^{top} 、 u^{bot} 分别为跃移沙粒上下表面的流速；

研究发现，当沙粒在强剪切流中跃移运动时才考虑 Saffman 力，实际风沙流中并不是出于强剪切流中，因此本文忽略 Saffman 力。

静电力 F_e ：做跃移运动的沙粒自身带电，静电力影响着跃移运动沙粒：

$$F_e = Eq \quad (2-5)$$

其中 E 为电场强度； q 为跃移沙粒的带电量。郑晓静等人在 2003 年的研究结果表明静电力影响着沙粒跃移运动轨迹，可使跃移运动轨迹提升 20% 左右，由于目前对跃移沙粒的带电量的实验数据还比较缺乏，因此本文沙粒的受力机制中暂不考虑静电力。

综上所述，跃移运动沙粒的受力机制中仅仅考虑沙粒自重 F_g 、风场对沙粒的拖曳作用 F_d 和 Magnus 力 F_m 。

2.1.2 跃移沙粒运动控制方程

根据牛顿第二定律，跃移运动沙粒的运动状态可以表示为：

$$m_p a = F_g + F_d + F_m \quad (2-6)$$

其中 a 为跃移运动沙粒的加速度，

将式 (2-1) - (2-2) 代入式 (2-6) 整理得到平均风场下沙粒跃移运动微分控制方程可表示为：

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{3}{4} C_d \frac{\rho}{\rho_p} \frac{1}{d} |u_p - u| (u - u_p) + \left(\varpi - \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial x} \right) (u_p - u) \sin \beta \quad (2-7)$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = g + \frac{3}{4} C_d \frac{\rho}{\rho_p} \frac{1}{d} |v_p - v| (v - v_p) + \left(\varpi - \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial x} \right) (u_p - u) \cos \beta \quad (2-8)$$

式中： u 、 v —气流水平、垂向风速；

u_p 、 v_p —沙粒水平、垂向速度；

u' 、 v' —气流水平、垂向脉动风速；

ϖ —沙粒的旋转角速度；

β —风场与沙粒的相对速度与 x 轴方向的夹角。

湍流风场由尺度不同的涡构成，本文采用随机轨道法（即随机行走跟踪法）来计算湍流速度。湍流速度的计算方法为^[35-39]： $u' = \zeta \sqrt{\bar{u}^2} = \zeta \sqrt{2k/3}$ ；

$v' = \zeta \sqrt{v^2} = \zeta \sqrt{2k/3}$ 。湍流风场 Lagrange 积分时间 $Tl = Cl \frac{\kappa}{\varepsilon}$ ，涡的特征生存时间 $Te = 2Tl$ ，表征涡的特征长度 $Le = Bk^{3/2}/\varepsilon$ 。其中 ζ 为呈正态分布的随机数； κ 为紊动能； ε 为耗散率。

初始条件： $t = 0: x = 0, y = 0, u_p = v_0 \cos \beta, v_p = v_0 \sin \beta$

其中 v_0 为跃移沙粒初始起跳速度。

根据拉格兰日方法求解式 (2-7)、(2-8) 可以得出跃移沙粒在平均风场中的跃移运动轨迹

然而，真实环境下近地表附近的大气边界层中的风场具有湍流的特性，极其不稳定，风场每一点的风速的大小和方向随时间和空间随机变动，每一点在不同时刻的速度在平均速度附近作不大的但很急促的跳跃，湍流风速的大小是指瞬时风速大小与平均风速大小的差值。由于引起风沙跃移运动的风场风速具有湍流特性和粒床随机碰撞的本质，因此风场的湍流特性影响着在湍流风场中做跃移运动的沙粒的运动状态，跃移沙粒的运动状态必须考虑风场的湍流特性。一般将风场的瞬时风速分解为平均速度和湍流速度两部分，水平方向的瞬时风速等于水平平均风速 \bar{u} 和水平湍流风速 u' 之和，即 $u = \bar{u} + u'$ ，垂直方向的瞬时风速等于垂直平均风速 \bar{v} 和垂直湍流风速 v' 之和，即 $v = \bar{v} + v'$ ，有关研究资料显示^[40]，水平湍流风速一般为零，仅考虑垂向湍流风速。

因此，湍流风场下沙粒跃移运动微分控制方程可表示为：

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{3}{4} C_d \frac{\rho}{\rho_p} \frac{1}{d} |u_p - u - u'| (u + u' - u_p) + \left(\sigma - \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial x} \right) (u_p - \bar{u}) \sin \beta \quad (2-9)$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = g + \frac{3}{4} C_d \frac{\rho}{\rho_p} \frac{1}{d} |v_p - v - v'| (v + v' - v_p) + \left(\sigma - \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial x} \right) (u_p - \bar{u}) \cos \beta$$

(2-10)

式中： u — x 轴方向的风速， $u = u(y, t)$ ；

x 、 y —跃移沙粒的空间横坐标、纵坐标；

u 、 v —气流水平、垂向风速；

u_p 、 v_p —沙粒水平、垂向速度;

u' 、 v' —气流水平、垂向脉动风速;

ω —沙粒的旋转角速度;

β —风场与沙粒的相对速度与 x 轴方向的夹角, 即跃移沙粒初始起跳角度。

初始条件: $t = 0: x = 0, y = 0, u_p = v_0 \cos \beta, v_p = v_0 \sin \beta$

其中 v_0 为跃移沙粒起跳初始速度。

根据拉格朗日方法求解式 (2-9)、(2-10), 结合初始条件就可以得出跃移沙粒在湍流风场中的跃移运动轨迹。

2.2 湍流风场控制方程

2.2.1 Navier-Stokes 方程

风沙流运动是一种贴近地表的风场对沙粒的输运过程, 风力作用使风沙跃移运动发生的主要动力因素, 当风场速度达到沙粒的临界起动风速时, 大量地表沙粒受风场作用得到动量脱离地表随风运动从而形成风沙流。风场输运能力的大小主要取决于风速的大小, 因此要研究风沙运动的运动机理必须首先了解近地表风场的性质。根据风速实测资料, 近地表附近的风场的风速随着时间的变化在某一个值附近上下变动, 风场的风速具有湍流的特性。图 2-2 为 DONG 等人通过野外观测测得到的风速随时间的变化图。

实测资料显示: 实际风沙跃移运动中的大气边界层中的风场具有湍流特性。湍流运动中风场的风速并不是固定不变的, 而是随着时间和空间随机发生变化, 随着时间的变化风速在某一值处上下波动, 即风场风速具有脉动性。风场的风速脉动性主要是由于流体内不同尺度的涡旋随机运动形成的。

Favre 的质量加权平均是对湍流物理量时间平均的一种定义, 这种定义虽然能使方程在形式上稍微简单些, 但是因为由此得到的结果与实验数据(时均值)难于作直接比较, 使得它的应用范围受到了一定的限制, 本论文对不可压缩流体的湍流流动采用 Reynolds 平均方法来研究。

Reynolds 是对湍流物理量时间平均的另一定义方法,它对任一湍流物理变量 Φ 的时间平均值这样定义:

$$\bar{\Phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \Phi(t) dt \quad (2-11)$$

式中, Δt —时间间隔。 $\Delta t \gg$ 脉动周期。

瞬时风速、脉动风速和平均风速的关系如下:

$$u = \bar{u} \pm u' \quad (2-12)$$

式中:

u —瞬时风速;

\bar{u} —平均风速;

u' —脉动风速。

以往的数值模拟中建立数学模型风场控制方程都没有考虑风场的湍流特性,都用风场的平均风速代替瞬时速度。直接采用平均风速来描述风场虽然能揭示风沙跃移运动的一些基本特征,比较容易把握风速变化趋势,但是真实环境下的风沙跃移运动的风场风速具有湍流特性,如果忽视风速的湍流特性势必不能准确、细致地描述风沙跃移运动。

因此建立风沙跃移运动的理论数学模型必须考虑风场风速的湍流特性。研究表明,非稳态的 Navier-Stokes 方程适用于任何湍流运动^{[6][40]}。风沙跃移运动过程中,风场对地表沙粒的拖曳作用使地表沙粒跃入风生改变也是流体行为,因此采用流体力学方法研究风沙跃移运动。沙跃移层跃移运动是流体行为,风沙跃移层内跃移沙粒对风场的反馈作用使风场的特征发

通常情况下,采用二维 N-S 动量风场求解风场的平均速度场,本文通过引入 $\kappa - \varepsilon$ 双方程湍流模型来补充时均控制方程,从而求解湍流速度场。

风场时均控制方程为:

1) 连续性方程:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (2-13)$$

$$2) \text{ 动量方程: } \frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\eta \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) (i=1,3) \quad (2-14)$$

$$3) \text{能量方程: } \frac{\partial(\rho\bar{\Phi})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\bar{u}_j\bar{\Phi})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial\bar{\Phi}}{\partial x_j} - \rho\overline{u'_j\Phi'} \right) + S \quad (2-15)$$

目前工程实践中经常采用的就是雷诺方程，雷诺方程就是对非稳态瞬时 Navier-Stokes 方程进行时间平均得到的时均控制方程组，由此得到的风场时均控制方程组是不封闭的，即方程的个数少于未知量的个数，因此为了使时均控制方程得到封闭，就得添加方程，即反映湍流特性的湍流模型方程

零方程模型、一方程模型、两方程模型^[40] 是目前求解湍流风场常用的三种主要湍流模型。

(1) 零方程模型：所谓零方程模型就是不建立偏微分方程，而是采用简单的代数关系式将湍流涡粘性系数与时均值联系起来模型。

①常系数模型是最简的零方程模型，常系数模型的形式简单，且所得结果与实验测定的符合也能满足一般工程计算的需要，因此，该模型曾广泛应用于湍流射流的计算中。

②Prandtl 混合长度理论也是一种常见的零方程模型。

二维 Prandtl 混合长度理论的表达式为：

$$-\rho\overline{u'v'} = \rho l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2-16)$$

$$\text{或} \quad \eta_t = \rho l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \quad (2-17)$$

其中 u —风场的时均风速；

l_m —混合长度。

Prandtl 混合长度理论模型局限性：不能计算复杂的、有回流的流体。

(2) 一方程模型：Prandtl 混合长度理论的局限性在于 η_t 与湍流的特性参数完全不想关，而只是与几何位置以及时均速度场有关。为了准确描述湍流必须引入与湍流特性量有关的特性参数。引入湍流脉动动能 k ，一方程模型表达式为：

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\eta + \frac{\eta_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \eta_t \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - c_D \rho \frac{k^{3/2}}{l} \quad (2-18)$$

$$\eta_t = c_\mu \rho k^{1/2} l \quad (2-19)$$

一方程模型虽然能将表征湍流流动特性的脉动动能与湍流涡粘性系数结合起来,但是一方程模型中长度标尺的计算式要采用经验方法来规定。

(3) $\kappa-\varepsilon$ 两方程模型:

为了确定湍流的长度标尺,必须建立一个偏微分方程,两方程模型就产生了。 $\kappa-\varepsilon$ 两方程模型在湍流的工程计算中应用最广^[41],时均连续性方程、动量方程、能量方程及 k 、 ε 方程及 η_i 表达式共同构成了求解湍流风场的控制方程。

4) κ 方程:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\eta + \frac{\eta_i}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \eta_i \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \rho \varepsilon \quad (2-20)$$

5) ε 方程:

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho u_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\eta + \frac{\eta_i}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] + \frac{c_1 \varepsilon}{k} \eta_i \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - c_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2-21)$$

$$6) \quad \eta_i = c_\mu \rho k^2 / \varepsilon \quad (2-22)$$

目前 c_1, c_2, c_μ 及 $\sigma_k, \sigma_\varepsilon, \sigma_T$ 这几个经验常数的取值见表 2-1。

Table 2-1 The coefficient of $\kappa-\varepsilon$ model

表 2-1 $\kappa-\varepsilon$ 模型中的系数

C_μ	C_1	C_2	σ_k	σ_ε	σ_T
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3	0.9-1.0

采用 $\kappa-\varepsilon$ 两方程模型求解二维风场问题时,共有六个变量: u 、 v 、 p 、 T 、 k 、 ε , 其中 u 、 v 、 T 、 k 、 ε 的控制方程都可以写成统一的形式。这些方程在离散时,对流项离散格式的选取及速度与压力耦合关系的处理为:在假定了各量的初始分布(包括

η_i 之值)以后,逐一用迭代法求解 u 、 v 、 p 、 T 、 k 、 ε 诸离散方程。在获得了 k 、 ε 的新值后确定 η_i , 从而可以进行下一层次的迭代计算。

2.2.2 湍流风场的修正

当风速达到近地表沙粒的临界起动风速时,地表沙粒受风场拖曳力的作用得到动量,在风场中加速运动形成风沙流,同时跃移沙粒对风场有反馈作用,使风场风速降低,跃移沙粒数目越多,跃移沙粒群对风场的反馈作用越大,风场的风速减的越快,这样风场能够溅起的沙粒的数目逐渐减少,直到风沙跃移层内的沙粒数目保持不变,即风沙跃移运动达到稳定输运的自平衡状态。根据牛顿第三定律,跃移沙粒受到风场拖曳作用的同时对风场又有阻滞作用,而且跃移沙粒对风场的阻滞力与风场对跃移沙粒的空气阻力大小相等,方向相反。研究证明由于跃移沙粒的介入,风沙跃移层内的风速廓线较净风场的风速廓线会发生明显改变,而且会影响到风沙跃移运动状态,因此风沙跃移运动的研究必须考虑风场-沙粒相互耦合作用。风沙跃移层中的跃移运动沙粒通过对风场的反馈作用来改变风沙跃移层中的风速分布,跃移沙立群对风场风速分布的改变等效为在非稳态 Navier-Stokes 中添加一项体积力 $F(x)$ 来修正。

床面起沙率是指在任意时刻 t 单位时间内从单位面积沙床上起跳的沙粒数目,床面起沙率主要由两部分构成:(1)由风力直接带起的沙粒数;(2)跃移沙粒落入沙床面,与沙床面碰撞反弹击溅起的沙粒数。

假定床面起沙率为 P ,沙粒的起跳垂向速度为 v ,跃移上升沙粒在 $[y, y + dy]$ 高度区间内的平均垂向速度为 \dot{y}_\uparrow ,下落沙粒在 $[y, y + dy]$ 高度区间内的平均垂向速度为 \dot{y}_\downarrow ,

在则某时刻在 $[y, y + dy]$ 高度区间内含有的沙粒数为:
$$P \left(\frac{1}{\dot{y}_\uparrow} + \frac{1}{\dot{y}_\downarrow} \right) dy$$

设上升跃移沙粒与下落跃移沙粒在高度 y 处的加速度分别为 $a_{y\uparrow}$ 、 $a_{y\downarrow}$, 根据牛顿

第二定律,单颗跃移沙粒对风场的阻滞力
$$f = P m_p \left(\frac{a_{y\uparrow}}{\dot{y}_\uparrow} + \frac{a_{y\downarrow}}{\dot{y}_\downarrow} \right)$$

设沙粒的初始起跳速度分布函数为 $f(v_c)$, 初始起跳角度分布函数为 $f(\alpha)$, 跃移沙

粒群对单位体积的风场的反馈作用可表示为：
$$F(x) = \rho m_p \int f(v_e) \left(\frac{a_{y\uparrow}}{\dot{y}_\uparrow} + \frac{a_{y\downarrow}}{\dot{y}_\downarrow} \right) dv$$

由跃移沙粒的控制方程可以看出，湍流风场风速 $u(y,t)$ 直接影响着跃移沙粒的运动情况，而由跃移沙粒群对单位体积的风场的阻滞力公式可以发现湍流风场风速 $u(y,t)$ 与沙粒初始起跳速度分布、沙床起沙率和跃移沙粒运动状态有直接关系。风沙跃移运动自启动到稳定输运过程是风场-沙粒相互耦合作用的过程，这种耦合作用建立的风沙流自平衡机制使得跃移风沙流达到自平衡。

由于跃移沙粒群对湍流风场的风速 $u(y,t)$ 的反馈作用，风沙跃移层内风场的 N-S 动量方程可表示为：

$$\frac{\partial(\overline{\rho u_i})}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{\rho u_i u_j})}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\eta \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_i u'_j} \right) + F_i \quad (i=1,3) \quad (2-23)$$

初始条件：

$$t=0: u(y) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{y}{y_0},$$

其中取 $y_0 = D/30$

边界条件：

$$\begin{aligned} y = y_0: u(y) &= 0 \\ y \rightarrow \infty: ky \frac{du}{dy} &= u_* \end{aligned} \quad (2-24)$$

2.2.3 跃移沙粒起跳初始运动状态分布函数

单位时间内，以速度 \vec{v}_e 起跳的沙粒数目占从单位面积沙床面上起跳的沙粒数目的百分比就是跃移沙粒的起跳运动状态初始速度分布函数 $f(v_e)$ 。

Bagnold 在 1941 年开始对风沙跃移运动的力学机理进行研究，此后国内外许多地貌学、力学工作者采用理论分析和风洞实验方法分别从宏观研究和微观研究两个方面对风

沙跃移运动进行了深入的研究，并且拟合出了许多经验、半经验公式，而风沙运动是一个受诸多因素影响的复杂的运动，仅仅依靠经验、半经验公式不能对风沙跃移运动进行准确描述，风沙物理学的发展要求将风沙流宏观特性研究与沙粒的微观特性研究结合起来研究风沙跃移运动的形成和发展规律。研究资料显示^[3]：只有通过起跳沙粒初始运动状态分布函数才能将风沙跃移运动宏观研究和单颗跃移沙粒微观研究联系起来，对沙粒起跳初始运动状态的分布函数的准确表达对预测风沙流的宏观物理量具有重要的意义。在清楚地了解单颗沙粒跃移运动情况的基础上，假定起跳沙粒初始运动状态分布函数，用数学统计方法对遵循已知沙粒起跳运动状态分布函数的大量跃移运动沙粒的跃移运动情况作统计平均就能得到整个风沙跃移运动的宏观特性物理量^[3]。

到目前为止许多风沙物理研究者通过风洞实验和数值模拟对起跳沙粒初始运动状态分布函数进行了大量的研究，但是由于采用的实验方法和条件的不同，不同研究者得到了不同的起跳沙粒初始运动状态分布函数：Anderson 和 Hallet 通过风洞实验发现起跳沙粒的起跳速度和角度都服从正态分布；White 和 Schulz 通过高速摄影发现起跳沙粒的起跳速度服从正态分布，而起跳角度服从指数分布；董治宝等人通过风洞实验观测指出沙粒的起跳速度服从单调下降的指数分布，而起跳角度仍服从正态分布^[35]等等。

Nalpanis&Hunt 根据风洞实验，通过高速摄影技术跟踪沙粒跃移轨迹发现初始起跳角 α_e 和起跳速度 v_e 都服从正态分布函数形式，即沙粒初始起跳运动状态函数为^[38]：

$$f(v_e) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot 2u_*} \cdot e^{-\frac{(v_e - 4u_*)^2}{8u_*^2}} \quad (2-25)$$

$$f(\alpha_e) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot 19} \cdot e^{-\frac{(\alpha_e - 38)^2}{2 \cdot 19^2}} \quad (2-26)$$

采用 Nalpanis&Hunt 沙粒初始起跳运动状态分布函数数值计算出来的质量流量垂向分布为：质量流量通量 q 随着高度 h 增大而增大，当质量流量通量 q 达到最大值后，质量流量 q 随着高度 h 增大反而减小（如图 2-2 所示）。而大量实测结果显示为：质量流量沿高度的分布为单调衰减。

2005 年，邢茂、郭烈锦等人在西安交通大学动力工程多相流国家重点风洞实验室内对风沙跃移运动进行了风洞实验研究，风洞实验数据显示：输沙量沿高度的分布服从指数衰减规律，这与以往实验研究结果相符，将质量流量廓线在半对数坐标中你合成为

直线，拟合式为：

$$\lg q(y) = Ay + B \quad (2-27)$$

其中，A、B 是拟合系数； q 是输沙量； y 是跃移沙粒距离地表的高度。

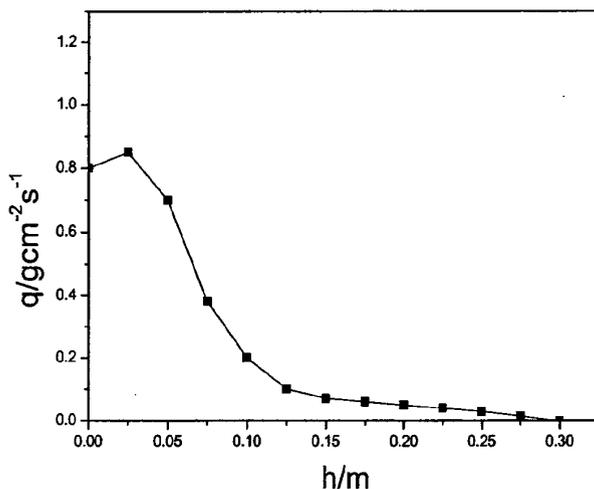


图 2-2 采用 Nalpanis&Hunt 沙粒初始起跳运动状态分布函数数值计算出来的质量流量垂向分布

Figure 2-2 Simulated mass flux profile using ejection distribution of Nalpanis&Hunt

2006 年邢茂、郭烈锦等人结合风洞实验测量数据提出起跳沙粒的起跳速度和起跳角度的初始运动状态分布函数并非单一的正态分布函数或单调下降指数函数，而应该采用分段函数来描述：沙粒的初始起跳角度 α_e 服从正态分布，而初始起跳速度 v_e 采用了分段函数描述，当 $v_e > 4u_*$ 时初始起跳速度 v_e 服从正态分布，当 $v_e < 4u_*$ 时初始起跳速度 v_e 服从指数分布。沙粒初始起跳运动状态函数为^[36]：

$$f(v_e) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot 2u_*} e^{-\frac{(v_e - 4u_*)^2}{8u_*^2}}, & v_e \geq 4u_* \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot 2u_*} e^{-\frac{v_e}{4u_*}}, & v_e < 4u_* \end{cases}$$

(2-28)

$$f(\alpha_e) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot 19} \cdot e^{-\frac{(\alpha_e - 38)^2}{2 \times 19^2}} \quad (2-29)$$

采用邢茂等人提出的沙粒起跳运动状态分布函数数值模拟了风沙跃移运动, 模拟结果显示: 数值模拟得到的输沙量廓线结果风洞实验测量结果能较好的吻合^[42] (如图 2-3 所示)。

风沙物理学的发展要求将风沙流宏观特性研究与沙粒的微观特性研究结合起来研究风沙跃移运动的形成和发展规律。研究资料显示^[3]: 只有通过起跳沙粒初始运动状态分布函数才能将风沙跃移运动宏观研究和单颗跃移沙粒微观研究联系起来, 对沙粒起跳初始运动状态的分布函数的准确表达对预测风沙流的宏观物理量具有重要的意义。

在清楚地了解单颗沙粒跃移运动情况的基础上, 假定起跳沙粒初始运动状态分布函数, 用数学统计方法对遵循已知沙粒起跳运动状态分布函数的大量跃移运动沙粒的跃移运动情况作统计平均就能得到整个风沙跃移运动的宏观特性物理量^[3]。

研究结果发现, 风沙跃移层中的输沙量在半对数坐标 (对数-线性) 中的斜率主要取决于起跳沙粒的初始运动状态分布和场风风速, 因此, 为了合理地对风沙跃移运动进行数学描述, 本文采用邢茂 (2004) 给出的起跳沙粒初始运动状态分布函数。

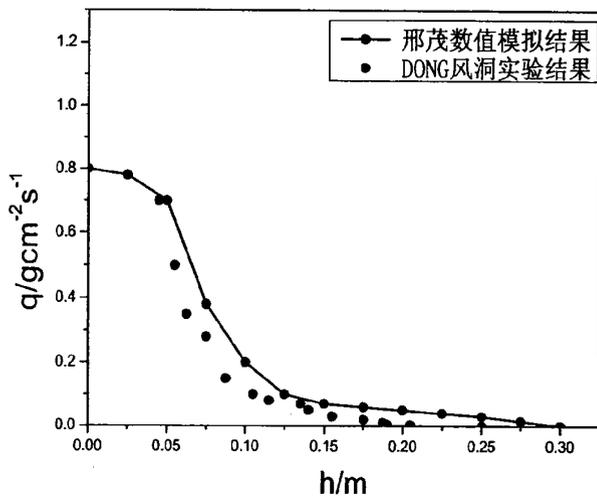


图 2-3 采用修正的起跳沙粒初始运动状态分布函数模拟得到的质量流量垂向分布图

Figure 2-3. Simulated mass flux profile using modified probability distribution of ejection states

2.2.4 风沙跃移层输沙量的垂向分布

输沙量是指单位时间内通过距离沙床面 y 高度处的沙粒的总重量,输沙量的大小反映了风沙输运能力,风沙跃移层内输沙量的垂向分布规律能反映土壤风蚀程度,对输沙量垂向分布的准确描述不仅能验证建立的风沙耦合跃移运动理论数学模型的合理性,而且是制定治沙防沙预防措施的重要理论依据。因此,国内外许多风沙物理学者通过风洞实验、野外观测和数值模拟方法对风沙跃移层内的输沙量的垂向分布进行了大量的研究,并且提出了许多经验、半经验公式来描述跃移层内不同高度处的输沙量(如第二章所述)。

为了准确描述风沙跃移层内不同高度处的输沙量,本文以沙粒初始起跳速度分布函数为出发点来建立风沙跃移层内的不同高度处的输沙量的计算表达式。

假定沙粒起跳初始分布函数为 $f(\bar{v}_e)$,沙床面起沙率为 p ,当跃移风沙流达到动态稳定输运平衡状态时,单位时间内,以初速度 \bar{v}_e 从单位面积沙床面上起跳的沙粒总质量可表示为:

$$m_p p f(\bar{v}_e) d\bar{v}_e \quad (2-29)$$

单位时间内,在距离沙床面 y 高度处以初速度 \bar{v}_e 从沙床面起跳的处于上升阶段的跃移沙粒的单位体积的沙粒质量浓度为:

$$m_p p f(\bar{v}_e) \dot{y}_\uparrow(y, \bar{v}_e)^{-1} d\bar{v}_e \quad (2-30)$$

单位时间内,在距离沙床面 y 高度处以初速度 \bar{v}_e 从沙床面起跳的处于下落阶段的跃移沙粒的单位体积的沙粒质量浓度为:

$$m_p p f(\bar{v}_e) \dot{y}_\downarrow(y, \bar{v}_e)^{-1} d\bar{v}_e \quad (2-31)$$

单位时间内,在距离沙床面 y 高度处,以初速度 \bar{v}_e 从沙床面起跳的沙粒总质量浓度为:

$$m_p p \left[\frac{\dot{x}_\uparrow(y, \bar{v}_e)}{\dot{y}_\uparrow(y, \bar{v}_e)} - \frac{\dot{x}_\downarrow(y, \bar{v}_e)}{\dot{x}_\downarrow(y, \bar{v}_e)} \right] f(\bar{v}_e) d\bar{v}_e \quad (2-32)$$

则单位时间内,风沙跃移层内在距离沙床面高 y 度处,以初速度 \bar{v}_e 从单位面积的

沙床面起跳的所有沙粒的总质量，即风沙跃移层内不同高度处的输沙量可表示为：

$$q(y) = m_p P \int_{v_{e,\min}}^{\infty} \left[\frac{\dot{x}_\uparrow(y, \bar{v}_e)}{\dot{y}_\uparrow(y, \bar{v}_e)} - \frac{\dot{x}_\downarrow(y, \bar{v}_e)}{\dot{y}_\downarrow(y, \bar{v}_e)} \right] f(\bar{v}_e) d\bar{v}_e \quad (2-33)$$

其中 m_p 为跃移沙粒的质量； $\dot{x}_\uparrow(y, \bar{v}_e)$ 为在距离沙床面高度 y 处，在上升阶段的跃移沙粒的水平速度的分量； $\dot{y}_\uparrow(y, \bar{v}_e)$ 为在距离沙床面高度 y 处，在上升阶段的跃移沙粒的垂直速度的分量； $\dot{x}_\downarrow(y, \bar{v}_e)$ 为在距离沙床面高度 y 处，在下落阶段的跃移沙粒的水平速度的分量； $\dot{y}_\downarrow(y, \bar{v}_e)$ 为在距离沙床面高度 y 处，在下落阶段的跃移沙粒的垂直速度的分量； $v_{e,\min}$ 为到达距离沙床面 y 高度处所需要的最低起跳速度。

2.2.5 风沙跃移层中的风速廓线

风速廓线是指风沙跃移层内风场的风速沿高度的分布曲线，McEwan 在 1993 年提出风沙跃移层内的风速廓线中蕴涵着有关风沙跃移运动的丰富信息。由于风沙耦合机制作用，风场风速的大小决定了风沙跃移运动输运沙粒的能力（即输沙率），近地表风场的特性可以通过风速廓线表征。在近地表附近，离地表距离越大地表摩擦力对风场的影响越小，因此，离地表距离越大风场的风速越大。

起沙前，净风场的湍流边界层中的风速廓线服从对数分布，即 $u = \frac{u_*}{k} \ln \left(\frac{y}{y_0} \right)$ 。20

世纪 30 年代，Bagnold 通过野外观测和风洞实验发现由于跃移沙粒的介入，风沙跃移运动明显改变了风沙跃移层中的风速廓线形式。当风力作用大于近地表沙粒的起动风速后，地表沙粒在风场作用下随风运动形成风沙流，跃移运动的沙粒对风场有很强的反馈作用，跃移沙粒数目越多，跃移沙粒群对风场的反馈作用越大，相应地风场风速变小，风场能够溅起的沙粒的数目逐渐减少，直到介入风沙跃移层内的沙粒数目与落入地表的沙粒数目动态保持不变，风沙跃移运动达到稳定状态，风沙跃移层内不同高度的风速发生了变化，风速廓线相应地发生了改变，因此风沙跃移运动是自平衡过程。

Owen(1964)根据跃移沙粒与风场气流之间作用力的强弱程度，将风沙跃移运动湍流边界层分为含沙跃移边界层和不含沙的外边界层。跃移边界层内跃移沙粒与风场气流之

间有复杂的动量传输，而在外边界层中的含沙量可以忽略不计，所以外边界层中沙粒与沙粒之间的作用力极其微弱，忽略不计^[34]。

Owen 认为风沙跃移运动自平衡过程为图 2-5 所示^[44]

Owen^[27]认为外边界层中不受沙粒影响的气流剪应力 τ (shear stress) 等于风沙跃移层内的气载剪应力 τ_a (folw shear stress)和粒载剪应力 τ_p (particle shear stress)之和，即

$$\tau = \tau_a + \tau_p \text{。 (见图 2-6)}$$

$$\tau = \rho u_{*t}^2 \text{， 其中 } \rho \text{ 为空气密度， } u_{*t} \text{ 为入口摩阻风速}$$

风沙跃移层内的风沙流是典型的气固二相流，所以对风沙流的研究采用流体力学的研究方法。

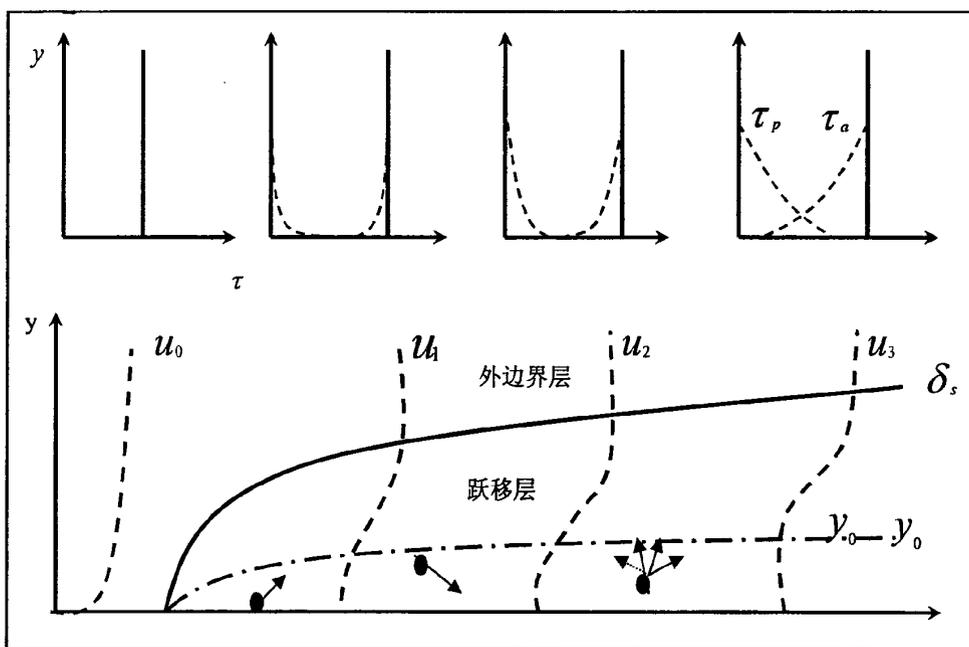


图 2-5 风沙跃移运动自平衡过程示意图

Figure 2-5 The self-balancing process of Aeolian sand transport

其中 τ 为外边界层气流剪应力， τ_a 为跃移层内的气流切应力， τ_p 为粒载剪应力， δ_s

为跃移层高度， y_0 为床面粗糙度， u 为风速

通过分析风沙跃移层内气相与沙粒相互耦合受力建立风沙跃移层内气相和沙粒相

的平衡方程: $\frac{d\tau_p}{dy} = F$, 假定沙粒的最大跃移高度为 y_{\max} , 则风沙跃移层内的沙粒剪

应力 τ_p 为:

$$\tau_p = \int_0^{y_{\max}} F dy \quad (2-34)$$

风沙跃移层内的气载剪应力 τ_a 是由于风沙跃移层内不同高度处的风速不同造成的, 即不同高度处的速度梯度导致的, 所以风沙跃移层内的气载剪应力 τ_a 是速度梯度的函数, 可以表示为:

$$\tau_a = \rho_p ky u_* \frac{du}{dy}, \quad (2-35)$$

其中 u_* 为有效摩阻风速, 定义 $u_* = \sqrt{\frac{\tau_a}{\rho_p}}$

联立以上几个式子可以得到风沙跃移层内的风速廓线式为:

$$\frac{du}{dy} = \frac{1}{ky} \sqrt{\frac{\left(\rho u_*^2 - \int_0^{y_{\max}} F dy\right)}{\rho_p}} \quad (2-36)$$

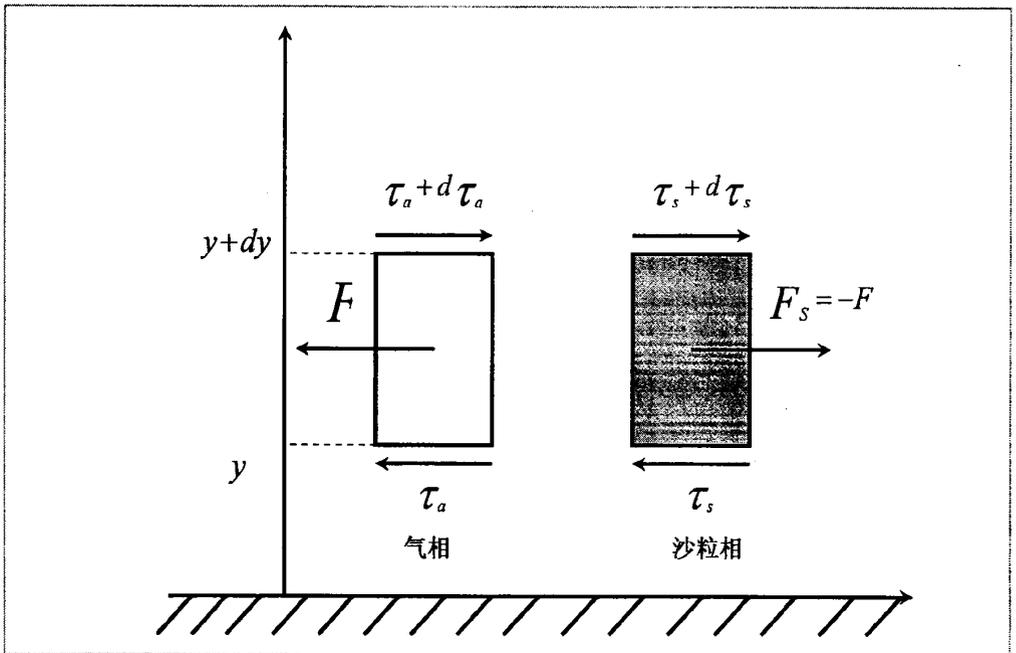


图 2-6 风沙跃移层内气相与沙粒相耦合受力示意图

Figure 2-6 The forces in gas phase coupling with sand phase in aeolian sand transport

2.2.6 计算区域与边界条件

真实环境下的风沙跃移运动是三维运动，但是为了计算简单方便，本文建立的风沙跃移运动数学模型只考虑水平 x 方向和垂向 y 方向， x 方向为风沙流来流方向， y 方向为与风沙流来流方向垂直方向，取平行于风沙流来流方向与垂直方向的截面作为数值计算区域，计算区域为 $1\text{m} \times 1\text{m}$ 的矩形区域，如图 2-7 所示：

沙床面处采用无滑移的边界条件，风场进出口处采用循环的边界条件。

初始条件： $t = 0: u(y) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{y}{y_0}$ ，其中取 $y_0 = D/30$

边界条件：
 $y = y_0: u(y) = 0$
 $y \rightarrow \infty: ky \frac{du}{dy} = u$

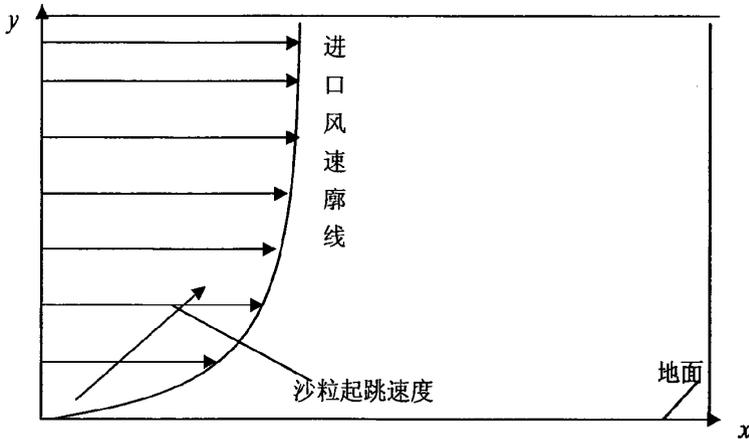


图 2-7 计算区域示意图

Figure 2-7 The sketch of calculated regional

初值条件：

跃移沙粒初始起跳运动状态函数采用邢茂（2004）给出的起跳沙粒初始运动状态分布函数：

$$f(v_e) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot 2u_*} e^{-\frac{(v_e - 4u_*)^2}{8u_*^2}}, & v_e \geq 4u_* \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot 2u_*} e^{-\frac{v_e}{4u_*}}, & v_e < 4u_* \end{cases} \quad (2-37)$$

$$f(\alpha_c) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot 19} \cdot e^{-\frac{(\alpha_c - 38)^2}{2 \times 19^2}} \quad (2-38)$$

本章小结

建立合理的风沙耦合跃移运动的理论数学模型是对风沙跃移运动准确进行数值模拟的关键，本文建立了湍流风场-沙粒耦合作用机制条件下的风沙跃移运动的理论数学模型。

1. 风沙跃移运动过程中跃移运动沙粒会受到湍流风场脉动性的影响，本章在考虑跃移沙粒受风场脉动性影响的基础上建立了跃移沙粒控制方程。

2. 风沙跃移层中的风场风速具有湍流特性，为了准确描述风场，本章在以往风场时均控制方程的基础上，添加 $\kappa - \varepsilon$ 双方程模型来补充时均控制方程。

3. 风沙跃移运动是典型的气固二相流，跃移运动时风沙相互耦合作用，沙粒在风力作用下跃移运动，同时风场会受到跃移沙粒的反馈作用，使风场风速发生改变。本章在非稳态 N-S 动量方程中添加体积力 $F(x)$ 来描述跃移沙粒群对风场的反馈作用。

4. 通过将不同学者的沙粒初始起跳运动状态分布函数与邢茂等的沙粒初始起跳运动状态函数的数值模拟结果与风洞实验结果进行对比，对以往提出的沙粒起跳运动状态函数进行了修正，提出了新的分布函数。

5. 引入沙粒初始起跳运动状态函数建立了风沙跃移层中不同高度处的输沙量与风速的计算表达式。

6. 根据风洞实验确定风沙跃移运动的计算区域与边界条件。

第三章 湍流风场-沙粒相互耦合作用的风沙跃移运动的数值模拟

3.1 风场-沙粒耦合的风沙跃移运动数学模型的数值计算

上世纪 50 年代,电子计算机的横空出世,改变了人类的生活和思想。随着近年来计算机软硬件技术的突飞猛进,以前大量无法解决的工程实际问题,已经可以用新的计算方法来加以解决了。计算流体力学和数值模拟技术是一个以理论流体力学和计算数学为基础,以大型计算机为工具,来模拟仿真物理过程的方法。数值模拟方法采用适当的前提假设(如空气的不可压缩性假定、地表沙粒粒径相同等),建立跃移沙粒在风场中跃移运动控制方程和风场风速的控制方程,然后采用有效地数值计算方法对跃移运动方程和风场风速方程进行数值求解,得出风沙跃移运动的宏观物理量(风速廓线、输沙量沿高度的分布、沙粒跃移运动轨迹等等)。近十年来计算机技术飞速发展,数值模拟技术也逐步开始实用化,在治沙防沙工程中起到举足轻重的作用。数值模拟技术发展的最终要得一个分支就是计算流体力学,它已经成为科学研究和工程实践中的一个不可或缺的工具。计算可以在很大程度上避免理论分析和风洞实验的缺陷,计算可以更多的面向非线性和有复杂几何外形的问题,由于采用离散的数值计算方法可以不受数学解析能力的限制,具有更大的适应性和求解能力。数值模拟的优点主要体现在:首先不受地形地貌、原型尺度的影响,空间范围几乎不受限制;其次可以任意设定风向、风速、高度,能比较真实地模拟风场,而且能自动满足所有相似性参数和相似率;第三,计算结果可以直接提供,结论直截了当、清晰明确,获取数据快捷、数据量丰富;第四,数值模拟成本低。

3.1.1 湍流运动的计算方法

目前风沙物理学中主要采用以下三种模拟方法求解湍流^[40]:

(1) 直接模拟(direct numerical simulation,DNS)

采用三维非稳态的 N-S 方程直接对高度复杂的湍流直接求解的方法叫做直接模拟。采用直接模拟直接计算时必须采用极小的时间步长和空间步长。直接模拟方法的最大缺

陷在于对计算机内存空间和 cpu 计算速度的要求非常高,到目前为止,只有从事超级计算机的研究工作者才能使用直接模拟方法对湍流运动进行数值计算,实际的工程数值计算中还不能广泛应用直接模拟方法进行直接计算。

(2) 大涡模拟 (large eddy simulation,LES)

湍流的涡旋学说认为湍流的大尺度涡是造成湍流脉动特性的主要原因。小尺度的涡通过大尺度涡之间的相互作用获取能量,小尺度涡的主要作用是耗散能量,它们几乎是各向通行的,而且不同流动中的小尺度涡有许多共性。大涡模拟方法是采用非稳态 Navier-Stokes 方程对大尺度的涡直接模拟,但不对小尺度涡进行直接的数值计算,通过近似模型考虑小尺度涡对大尺度涡的影响,亚格子 Reynolds 应力 (subgrid Reynolds stress) 就是指小尺度涡对大尺度涡的影响。一般情况下都采用涡粘性系数,即湍流脉动引起的湍流粘性系数来描述亚格子 Reynolds 应力模型。大涡模拟方法的优越性在于虽然对计算机的内存以及 cpu 处理速度的要求相对较高,但是明显不如直接模拟方法对计算机的要求,在普通配置的计算机上能够实现数值计算,大涡模拟已经广泛应用于工程实践中。

(3) Reynolds 时均方程 (Reynolds-averaging equations) 的模拟方法

Reynolds 时均方程模拟方法是对非稳态 Navier-Stokes 方程作时间平均,由此得到的时均控制方程组中由于引入了脉动速度乘积的时均值,时均控制方程组不封闭,即未知量的个数大于得到的时均控制方程的个数。为了使时均控制方程组封闭, Reynolds 应力方程对在时均过程中引入的脉动速度乘积的时均值建立偏微分方程。20 世纪 40 年代我国著名的科学家周培源教授,为了使 Reynolds 应力方程组封闭又添加一个涡量脉动平方平均值的方程式构成了 17 方程模型。Reynolds 应力方程模型 (Reynolds stress model) 是目前工程实践中最广为采用的湍流数值计算方法。

3.1.2 湍流风场的计算方法

本文建立的风场控制方程都是非线性偏微分方程,直接求解复杂,不方便应用。

据 Manole 与 Lage 对 1990-1992 三年内发表在 Int J Heat Mass Transfer 及 ASME J Transfer 两杂志上论文的统计,用有限容积法计算的论文占总数的 47%[40]。计算流体力学和数值传热学研究领域应用最广泛的离散方法就是有限容积法。本文主要采用有限容积法数值计算方法来求解风场控制方程组。

SIMPLE 算法 (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) 是 1972 年 Patankar 与 Spalding 提出的目前求解不可压缩粘性流场的主导数值方法, 是求解压力耦合方程的半隐方法。为了解决交叉网格中压力没有独立方程的问题, SIMPLE 算法中对压力的修正采用“猜测-修正”的原则。

SIMPLE 算法的关键之处在于 (1) 构造合适压力修正方程; (2) 构造合适的速度修正方程, SIMPLE 算法的具体计算步骤如下:

- (1) 动量离散方程组中的系数以及源项由给定的速度分布 (u^0, v^0) 来计算;
- (2) 假设初始的压力分布 P^0 ;
- (3) 动量离散方程 (\dot{u}, \dot{v}) 根据初试压力分布 P^0 求解;
- (4) 压力修正值 P' 根据压力修正方程求解;
- (5) 改进速度值 (u, v) 根据压力修正值 P' 求解;
- (6) 动量离散方程系数以及源项中影响流场的其他物理量根据改进后的速度场 (u, v) 求解;
- (7) 以改进后的压力场作为初值进行下一次迭代计算, 获得收敛解之前重复计算步骤 (1) — (6), 本文采用时间迭代法使离散方程收敛。

求解风场的步骤为:

- (1) 采用有限容积法将所计算的区域划分成一系列控制容积, 通过将守恒性控制在控制容积上对风场微分控制方程进行积分来导出离散方程;
- (2) 采用 SIMPLE 算法求解非稳态 Navier-Stokes 动量离散方程组, 本文采用交叉网格对速度、压力进行离散, 如图 3-1 所示。为了解决压力没有独立控制方程的问题, 本文采用 SIMPLE 系列算法求解风场;
- (3) 将跃移运动沙粒对风场的阻滞力添加到非稳态 Navier-Stokes 动量方程的广义源项中进行风-沙相互耦合运算。

求解风场的流程图如图 3-1 所示。

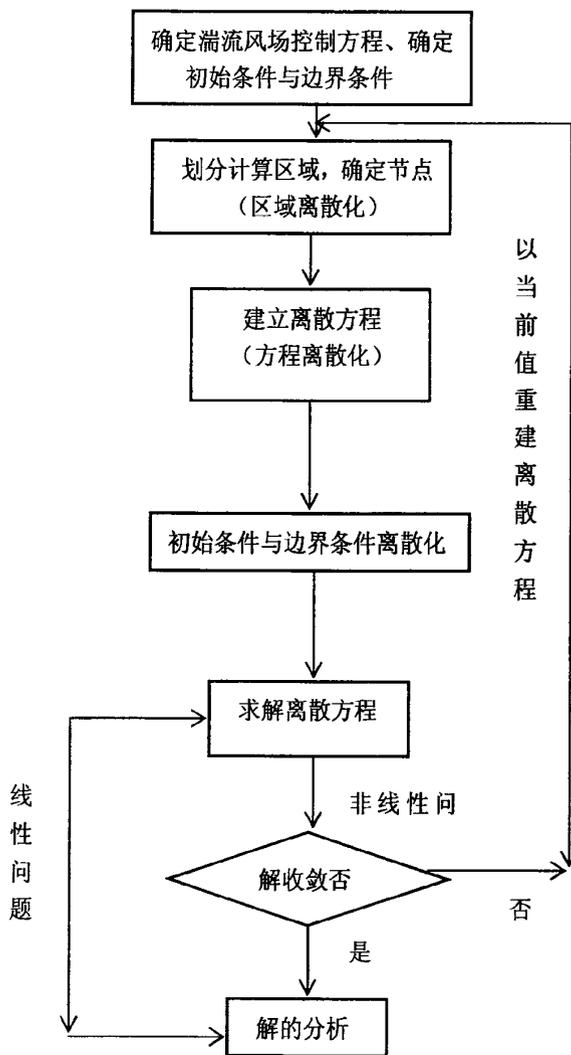


图 3-1 求解风场的流程图

Figure 3-1 The chart of the wind flow solving

3.1.3 风沙跃移运动的计算过程

1. 采用有限容积法对非稳态 N-S 进行离散。采用 SIMPLE 算法求解非稳态 N-S 动量离散方程，计算出初始风速风布 $u^1(y)$;

2. 将初始风速分布 $u^1(y)$ 带入跃移沙粒控制方程计算出沙粒跃移轨道 $x^1(t)$ 、 $y^1[t]$;

3. 确定床面起沙率 P^0 ，根据修正的沙粒初始起跳运动状态函数计算出沙粒的起跳

初速度分布, 记为 $f^1(v)$;

4. 将 P^0 、 $f^1(v)$ 、 $x^1(t)$ 、 $y^1(t)$ 代入单位体积沙粒对风场的反作用力公式, 计算出不同高度处沙粒群对风场的反作用力 F^i ;

5. 将 P^0 、 $f^1(v)$ 、 $x^1(t)$ 、 $y^1(t)$ 代入式 (2-33) 计算得到 $q^1(y)$, 重复步骤 3-5 计算得出风沙跃移层内不同高度处的输沙量分布;

6. 将 F^i 代入式 (2-36) 计算得到 $u^1(y)$, 重复 3-6 计算得出风沙跃移层内的风速廓线。

3.2 湍流风场-沙粒相互耦合作用的风沙跃移运动的数值模拟

风沙耦合跃移运动的理论数学模型是对风沙跃移运动的数值模拟的关键, 为了验证第二章建立的风沙耦合机制条件下的风沙跃移运动的理论数学模型的可行性和合理性, 本章采用第三章的数值计算方法对风-沙耦合跃移运动的数学模型进行数值求解。通过对数值模拟结果的整理分析, 得出风沙跃移层内的输沙量沿高度的分布规律以及风速随高度的分布趋势, 将数值模拟结果与董治宝等人的风洞实验结果进行对比说明。

为了说明不同条件下风沙跃移层内输沙量沿高度的分布, 在同一前提条件的情况下, 将平均风场条件下输沙量沿高度的分布规律与湍流风场条件下的输沙量沿高度的分布规律进行对比分析。同时为了进一步说明风-沙耦合作用对风沙跃移层内风速廓线形式的影响, 在同一前提下, 将考虑风-沙耦合作用条件下的风速廓线形式与未考虑风-沙耦合作用条件下的风速廓线形式进行对比说明。

3.2.1 模型的验证

为了验证第二章建立的风-沙耦合风沙跃移运动的数学模型的合理性和可行性, 本文对风沙跃移层内输沙量沿高程的分布规律进行数值模拟, 并且将数值模拟结果与董治宝等人的风洞实验测量结果进行对比。

图 3-2 给出了风速分别为 0.54m/s、0.84 m/s、1.02 m/s、1.23 m/s 时, 粒径 $D=0.23\text{mm}$ 的沙粒在平均风场和湍流风场两中条件下数值模拟出来的质量流量曲线以及 DONG 等

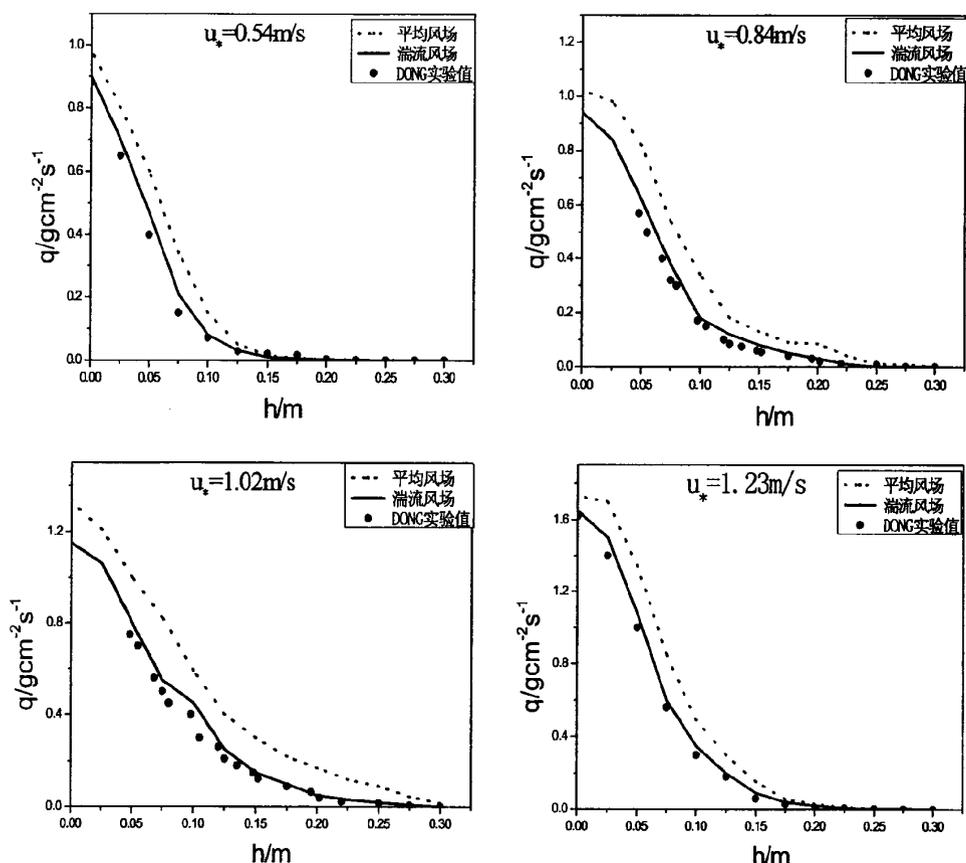


图 3-2 D 为 0.23mm 的沙粒在平均风场条件和湍流风场条件下的质量流量曲线与风洞实验结果的比较图

Figure 3-2 The comparisons between the mass flux profile in the average wind field , that in turbulent wind field and wind tunnel measured results for the grain size of 0.23 mm

人在风洞实验中测得的实验结果。

通过图 3-2 可以发现，湍流风场条件下的输沙量与风洞实验结果基本一致，平均风场条件下的输沙量大于湍流风场条件下的输沙量，如在距离沙床面 12mm 处，沙粒粒径为 0.23mm 的跃移沙粒，当风速；风速 u_* 为 0.84m/s 时，在平均风场条件下的输沙量为 $0.105 g/cm^2 s^{-1}$ ，湍流风 u_* 为 0.54m/s 时，在平均风场条件下的输沙量为 $0.022 g/cm^2 s^{-1}$ ，在湍流风场条件下的输沙量为 $0.02 g/cm^2 s^{-1}$ ，DONG 根据风洞实验测得的输沙量为 $0.0196 g/cm^2 s^{-1}$ 场条件下的输沙量为 $0.08 g/cm^2 s^{-1}$ ，DONG 根据风洞实验测得的输沙量为 $0.062 g/cm^2 s^{-1}$ ；风速 u_* 为 1.02m/s 时，在平均风场条件

下的输沙量为 $0.3 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，湍流风场条件下的输沙量为 $0.15 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，DONG 根据风洞实验测得的输沙量为 $0.13 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ；风速 u_* 为 1.23m/s 时，在平均风场条件下的输沙量为 $0.151 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，湍流风场条件下的输沙量为 $0.09 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，DONG 根据风洞实验测得的输沙量为 $0.06 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ；由此可见，本文建立的湍流风场风沙耦合运动数学模型合理、可行，而且风场的湍流特性对风沙跃移层中的输沙量有很大影响，考虑风场湍流特性时的输沙量明显小于稳定风场时的输沙量，风场的湍流特性对风沙跃移运动宏观特性的影响一定不能忽略。

3.2.2 湍流风场下输沙量的垂向分布

为了说明，平均风场条件下和湍流风场条件下输沙量沿高度分布的不同，本文对相同沙粒粒径在不同风速条件的不同高度处输沙量进行了数值模拟。

图 3-3 给出了跃移沙粒粒径 $D=0.23\text{mm}$ ，在风速分别为 0.54m/s、0.84 m/s、1.02 m/s、1.23 m/s 时在平均风场条件下的输沙量沿高度的分布曲线。

图 3-4 给出了跃移沙粒粒径 $D=0.23\text{mm}$ ，在风速分别为 0.54m/s、0.84 m/s、1.02 m/s、1.23 m/s 时在湍流风场条件下的输沙量沿高度的分布曲线。

为了进一步说明风场的湍流特性对输沙量沿高度分布的影响，本文对不同沙粒粒径和不同风速条件下的输沙量沿高度的分布进行了数值模拟。

图 3-5 给出了风速为 0.68m/s，沙粒粒径分别 0.23 mm、0.32 mm、0.5 mm 时，在湍流风场和平均风场两种情况下的输沙量沿高程的分布。

图 3-6 给出了沙粒粒径为 0.23mm，风速分别为 0.54m/s、0.84m/s、1.02m/s 时，在湍流风场和平均风场两种情况下的输沙量沿高程的分布。

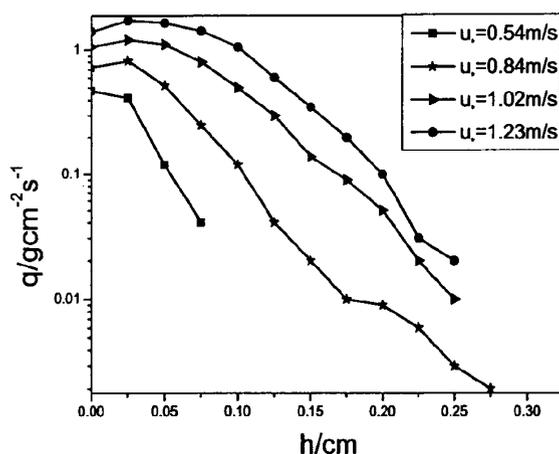


图 3-3 跃移沙粒粒径 $D=0.23\text{mm}$ ，在风速分别为 0.54m/s 、 0.84m/s 、 1.02m/s 、 1.23m/s 时在平均风场条件下的输沙量沿高度的分布曲线图

Figure 3-3 Simulated mass profiles in average wind field for $D=0.23\text{mm}$ and $u_1=0.54\text{m/s}$ 、 0.84m/s 、 1.02m/s 、 1.23m/s

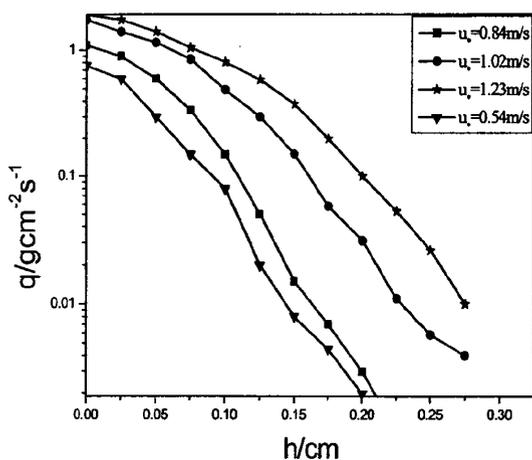


图 3-4 跃移沙粒粒径 $D=0.23\text{mm}$ ，在风速分别为 0.54m/s 、 0.84m/s 、 1.02m/s 、 1.23m/s 时在湍流风场条件下的输沙量沿高度的分布曲线图

Figure 3-4 Simulated mass profile in the turbulent wind field for $D=0.23\text{mm}$ and $u_1=0.54\text{m/s}$ 、 0.84m/s 、 1.02m/s 、 1.23m/s

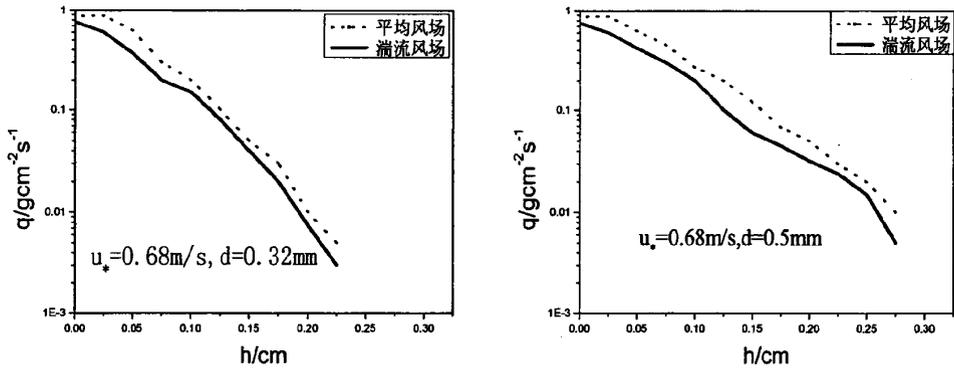


图 3-5 $u_* = 0.68\text{m/s}$, D 分别为 0.32、0.5mm 时湍流风场与平均风场条件下输沙量沿高度的分布曲线比较图

Figure 3-5 Comparison between the mass flux profiles in average wind field and those in turbulent wind field for $u_* = 0.68\text{m/s}$, $D = 0.32, 0.5\text{mm}$

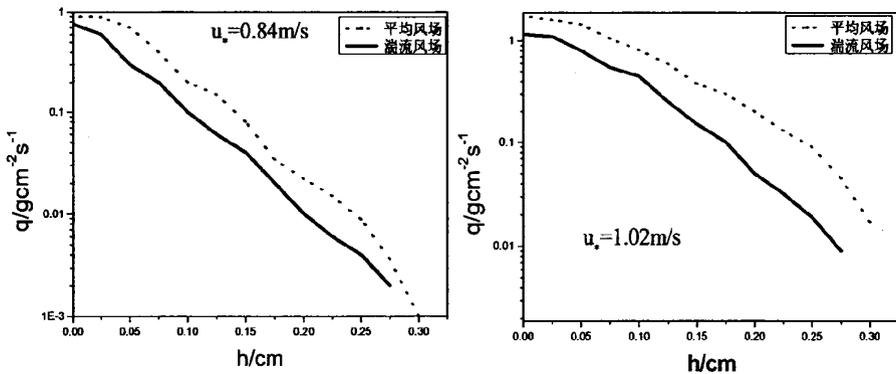


图 3-6 D 为 0.23mm, u_* 分别为 0.84、1.02m/s 时湍流风场与平均风场条件下输沙量沿高度的分布曲线比较图

Figure 3-6 Comparison between the simulated mass flux profiles in average wind field and those in turbulent wind field for $D = 0.23\text{mm}$, $u_* = 0.84, 1.02\text{m/s}$

为了说明不同沙粒粒径和不同风速对输沙量沿高度分布的影响,图 3-7 给出了沙粒粒径 $D = 0.23\text{mm}$, 风速分别为 0.84、1.02m/s 时的输沙量沿高度的分布,图 3-8 给出了风速为 0.68m/s, 沙粒粒径分别为 0.23、0.5mm 时的输沙量沿高度的分布。

由图 3-2 至图 3-6 可以发现:

1. 通过图 3-2 与图 3-4 可以发现, 在平均风场条件下下的输沙量的对数在贴近地表处先迅速增多, 到达一定高度处再线性衰减; 通过图 3-3 与图 3-4 可以发现, 在湍流风场作用下, 输沙量随高度的分布为: 输沙量对数随着高度近似为线性衰减。在近沙床面处, 输沙量变化不大, 离沙床面距离越远, 输沙量随高度变化越大。

3. 通过分析图 3-5 与图 3-6 发现, 同一高度处, 湍流风场作用下的输沙量明显小于平均风场作用下的输沙量。湍流风场作用下的输沙量与风洞实验测量结果趋于一致。比如, 在距离沙床面 7.5cm 处, 当沙粒粒径 D 为 0.23mm, 风速 u_* 为 0.84m/s 时, 在平均风场条件下的输沙量为 $0.25 \text{ g/cm}^2 \text{ s}^{-1}$, 湍流风场条件下的输沙量为 $0.13 \text{ g/cm}^2 \text{ s}^{-1}$; 在距离沙床面 7.5cm 处, 当沙粒粒径为 0.32mm, 风速 u_* 为 0.68m/s 时, 在平均风场条件下的输沙量为 $0.3 \text{ g/cm}^2 \text{ s}^{-1}$, 湍流风场条件下的输沙量为 $0.2 \text{ g/cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 。

4. 通过图 3-5 与图 3-6 可以得出, 湍流风场条件下风沙跃移层内, 输沙量沿高度单调下降, 在半对数坐标纸上近似呈线性趋势, 在同一高度处, 同一沙粒粒径, 摩阻风速越大, 输沙量越大; 同一风速, 沙粒粒径越小, 输沙量越大。在距离沙床面 15cm 处, 沙粒粒径 D 为 0.23mm 的沙粒, 当风速 u_* 为 0.54m/s 时的输沙量为 $0.04 \text{ g/cm}^2 \text{ s}^{-1}$, 当摩阻风速 u_* 为 0.84m/s 时的输沙量为 $0.05 \text{ g/cm}^2 \text{ s}^{-1}$, 当风速 u_* 为 1.02m/s 时的输沙量为 $0.06 \text{ g/cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 。在距离沙床面 10cm 处, 风速为 0.68m/s 时, 当沙粒粒径为 0.23mm 时的输沙量为 $0.24 \text{ g/cm}^2 \text{ s}^{-1}$, 当沙粒粒径为 0.32mm 时的输沙量为 $0.19 \text{ g/cm}^2 \text{ s}^{-1}$, 当沙粒粒径为 0.5mm 时的输沙量为 $0.12 \text{ g/cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 。

5. 通过分析图 3-7 得到, 在相同沙粒粒径条件下, 风速越大, 同一高度处, 湍流风场作用下的输沙量与平均风场作用下的输沙量的差值越大, 风速越大, 风场的湍流特性对输沙量的垂向分布影响越大。在距离沙床面 15cm 处, 沙粒粒径为 0.23mm 的跃移沙粒, 当风速 u_* 为 0.54m/s 时, 在平均风场条件下的输沙量为 $0.02 \text{ g/cm}^2 \text{ s}^{-1}$, 在湍流风场条件下的输沙量为 $0.019 \text{ g/cm}^2 \text{ s}^{-1}$, 平均风场条件下与湍流风场条件下的输沙

量差值为 $0.001 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ；当风速 u_* 为 0.84 m/s 时，在平均风场条件下的输沙量为 $0.14 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，在湍流风场条件下的输沙量为 $0.07 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，平均风场条件下与湍流风场条件下的输沙量差值为 $0.07 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ；当风速 u_* 为 1.02 m/s 时，在平均风场条件下的输沙量为 $0.35 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，在湍流风场条件下的输沙量为 $0.15 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，平均风场条件下与湍流风场条件下的输沙量差值为 $0.15 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 。

6. 通过分析图 3-8 得到，在相同风速条件下，沙粒粒径越大，同一高度处，湍流风场作用下的输沙量与平均风场作用下的输沙量的差值越大，沙粒粒径越大，风场的湍流特性对输沙量的垂向分布影响越大。在距离沙床面 15 cm 处，风速 u_* 为 0.68 m/s 时，当沙粒粒径为 0.23 mm ，在平均风场条件下的输沙量为 $0.12 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，在湍流风场条件下的输沙量为 $0.05 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，平均风场条件下与湍流风场条件下的输沙量差值为 $0.07 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ；当沙粒粒径为 0.32 mm ，在平均风场条件下的输沙量为 $0.05 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，在湍流风场条件下的输沙量为 $0.04 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，平均风场条件下与湍流风场条件下的输沙量差值为 $0.01 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ；当沙粒粒径为 0.5 mm ，在平均风场条件下的输沙量为 $0.009 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，在湍流风场条件下的输沙量为 $0.003 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，平均风场条件下与湍流风场条件下的输沙量差值为 $0.006 \text{ g/cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 。

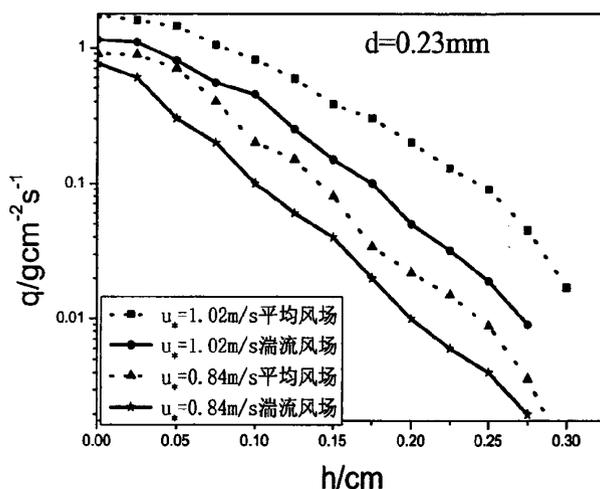


图 3-7 跃移沙粒粒径 $D=0.23\text{mm}$ ，在风速分别为 0.84 m/s 、 1.02 m/s 、时在湍流风场条件下的输沙量沿高度的分布曲线图

Figure 3-7 Simulated mass flux profile in the turbulent wind field for $D=0.23\text{mm}$: $u_* = 0.84\text{ m/s}$, 1.02m/s

3.2.3 湍流风场与沙粒耦合机制作用下的风速廓线

风场对地表沙粒的拖曳作用使风沙跃移运动发生的主力因素，当风场速度达到沙粒的起动风速时，大量地表沙粒脱离地表随风场运动从而形成风沙流。在一定风速条件下，风场对沙粒的运输能力是有限的，风场运输能力的大小主要取决于风场风速的大小，因此要研究风沙运动的运动机理必须首先了解近地表风场的性质，在净风场情况下，大气边界层中的风速沿高度的分布遵循对数分布，在半对数纸上风速与高度呈线性关系。随着跃移沙粒的介入，跃移沙粒受到风场拖曳力的同时对湍流又有反馈作用，风场与沙粒的耦合机制作用改变了风速廓线形式。风速廓线是揭示风沙运动规律的有效途径，是研究近地表风场特性的一个主要指标，一直以来都是风沙物理学研究的核心内容之一。风沙跃移层内含有大量的沙粒，根据牛顿第三定律，跃移运动沙粒在风场拖曳力作用下跃移运动的同时对风场又有一定的阻滞作用，由于风场-沙粒的相互耦合作用而建立的负反馈机制使风沙跃移层中的沙粒数目保持动态不变，风沙跃移运动达到动态平衡状态，所以起沙后风沙跃移层内的风速廓线与起沙前净风场的风速廓线有显著的不同。

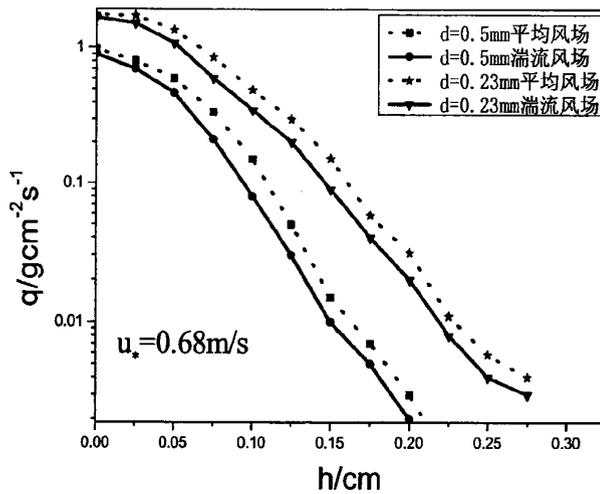


图 3-8 风速为 0.68m/s 时，沙粒粒径分别为 0.23、0.5mm 时，在湍流风场条件下的输沙量沿高度的分布曲线图

Figure 3-8 Simulated mass flux profile in the average wind field for $u_* = 0.68\text{m/s}$; $D = 0.23, 0.5\text{mm}$

为了说明湍流风场-沙耦合机制作用下风速廓线如何变化的，本文根据第三章阐述的数值计算方法对第二章建立的风-沙耦合跃移运动的数学模型进行求解，综合分析，将考虑湍流风场-沙耦合机制作用的风沙跃移层内的风速廓线形式与未考虑湍流风场-沙耦合机制作用的风沙跃移层内的风速廓线形式进行对比说明，为了进一步说明不同沙粒粒径和不同风速条件下风-沙耦合作用对风沙跃移层内风速廓形式的影响程度，本文将相同沙粒粒径，不同风速时，考虑湍流风场-沙耦合机制作用的风沙跃移层内的风速廓线形式与未考虑湍流风场-沙耦合机制作用的风沙跃移层内的风速廓线形式进行对比，同时将相同风速，不同沙粒粒径的跃移沙粒在考虑湍流风场-沙耦合机制作用的风沙跃移层内的风速廓线形式与未考虑湍流风场-沙耦合机制作用的风沙跃移层内的风速廓线形式进行了对比。

为了验证第二章建立的风-沙耦合作用风沙跃移运动的数学模型的合理性，将风洞实验研究和数值模拟研究统一结合起来，本文根据第三章阐述的数值计算方法对第二章建立的风-沙跃移运动数学模型进行了数值模拟，通过对数值模拟结果的分析整理，将数值模拟出来的风沙跃移层内的风速廓线与 DONG 风洞实验测量结果进行对比分析。

图 3-9 对沙粒粒径 D 为 0.23mm 时, 风速 u_s 分别为 0.68m/s 、 0.54m/s 、 0.84m/s 、 1.02m/s 时, 数值模拟了考虑湍流风场-沙粒耦合机制作用和未考虑湍流风场-沙粒耦合机制作用下的风速廓线, 并将数值模拟出来的风速廓线与 Dong 的风洞实验测量得到的实验数据进行比较。

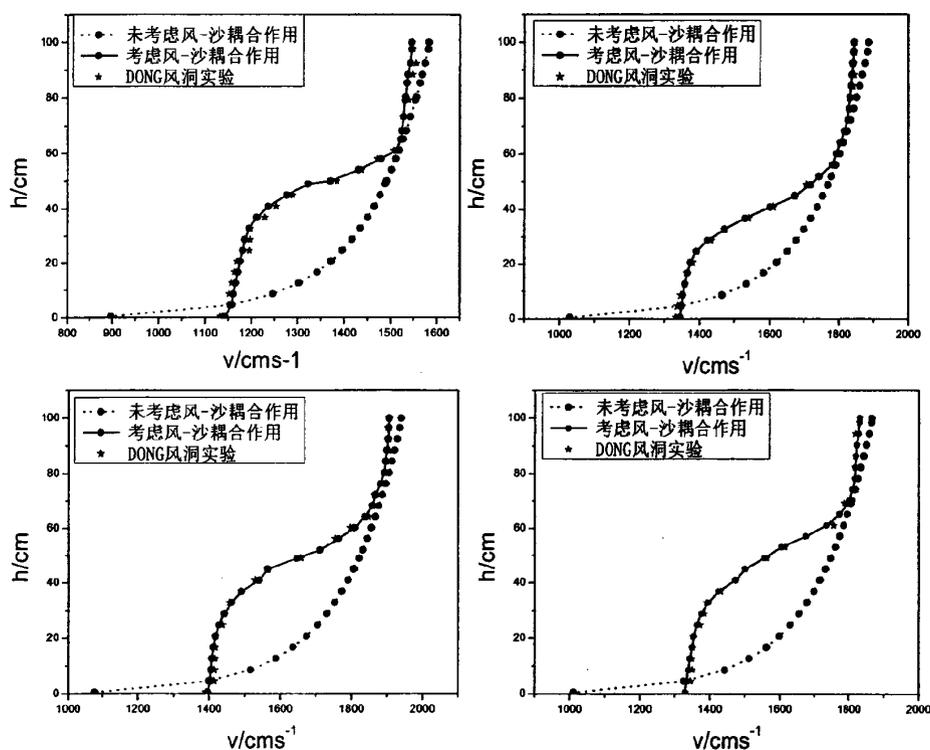


图 3-9 沙粒粒径 D 为 0.23mm 时, 风速 u_s 分别为 0.68m/s 、 0.54m/s 、 0.84m/s 、 1.02m/s 时, 在考虑风场-沙粒耦合作用和未考虑风场-沙粒耦合作用两种情况下的风速廓线

Figure 3-9 Comparison between simulated wind velocity profile and measured wind velocity profiles for $D=0.263\text{mm}$, $u_s=0.68\text{m/s}$ 、 0.54m/s 、 0.84m/s 、 1.02m/s

根据图 3-9 可以看出, 风沙跃移运动数值模拟中未考虑风-沙耦合作用时得到的风沙跃移层内的风速与风洞实验测量得到的风速存在偏差, 考虑风-沙耦合作用时得到的风沙跃移层内的风速与风洞实验测量得到的风速比较吻合。由此可验证本文建立的风沙跃移运动数学模型合理、可行。风沙跃移运动中必要考虑风-沙之间的相互耦合作用才能对风沙跃移运动进行准确描述。

为了说明考虑风-沙耦合机制作用下风沙跃移层内风速廓线与不考虑风-沙耦合机

制作用下风沙跃移层内风速廓线的不同, 本为对沙粒粒径 D 为 0.23mm . 风速 u_* 为 0.68m/s 、 0.54m/s 、 0.84m/s 、 1.02m/s 时, 未考虑湍流风场-沙耦合机制作用条件下和考虑湍流风场-沙耦合机制作用条件下的不同高度处的输沙量进行了数值模拟

图 3-10 给出了沙粒粒径 D 为 0.23mm . 风速 u_* 为 0.68m/s 、 0.54m/s 、 0.84m/s 、 1.02m/s 时, 数值模拟出来的未考虑湍流风场-沙耦合机制作用条件下风沙跃移层内的风速廓线形式。

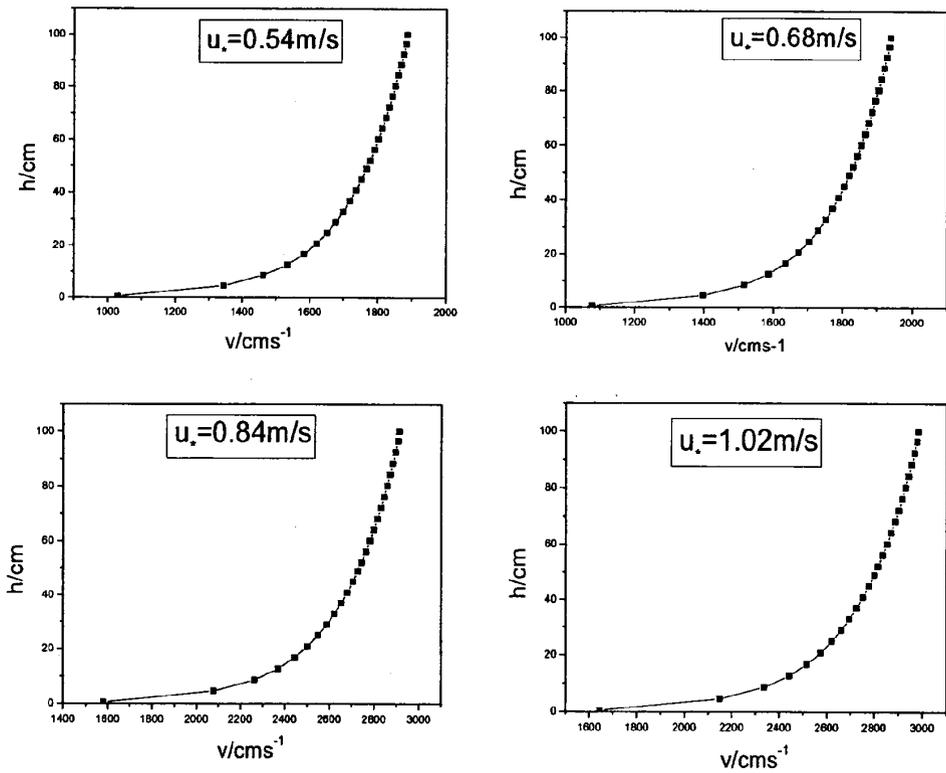


图 3-10 给出了沙粒粒径 D 为 0.23mm . 风速 u_* 为 0.68m/s 、 0.54m/s 、 0.84m/s 、 1.02m/s 时, 未考虑风-沙耦合作用条件下数值模拟出来的风沙跃移层内的风速廓线形式。

Figure 3-10 Simulated wind velocity profiles without considering the wind-sand coupling for

$$D=0.23\text{mm}, u_* = 0.68\text{m/s}, 0.54\text{m/s}, 0.84\text{m/s}, 1.02\text{m/s}$$

由于湍流风场与沙粒的耦合机制，风沙跃移层内的风速廓线形式发生了改变，图 3-11 给出了沙粒粒径 D 为 0.23mm 、风速 u_* 为 0.68m/s 、 0.54m/s 、 0.84m/s 、 1.02m/s 时，考虑风-沙耦合作用条件下数值模拟出来的风沙跃移层内的风速廓线形式。

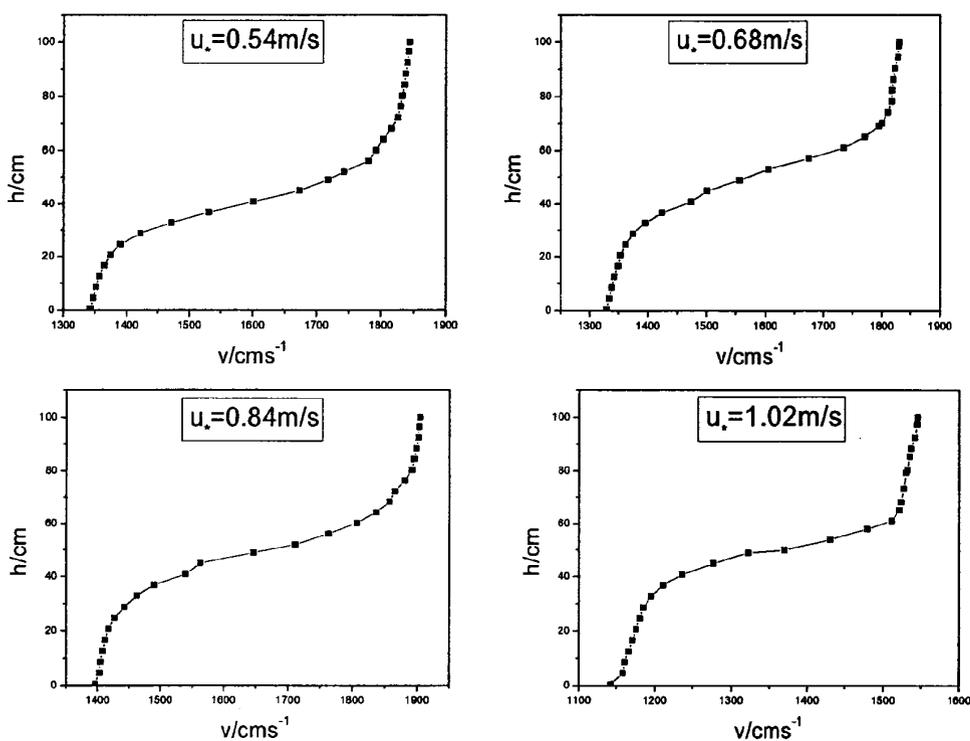


图 3-11 沙粒粒径 D 为 0.23mm 、风速 u_* 为 0.58m/s 、 0.68m/s 、 0.84m/s 、 1.02m/s 时，考虑风-沙耦合作用条件下数值模拟出来的风沙跃移层内的风速廓线形式

Figure3 -11 Simulated wind velocity profile with considering the wind-sand coupling for $D=0.23\text{mm}$, $u_*=0.58\text{m/s}$ 、 0.68m/s 、 0.84m/s 、 1.02m/s

为了说明沙粒粒径对风沙跃移层内风速廓线形式的影响，本文对风速 u_* 为 0.68m/s ，沙粒粒径分别为 0.325mm 、 0.426mm 、 0.524mm 时，在考虑风-沙耦合作用和未考虑风-沙耦合作用两种条件下的风沙跃移运动进行数值模拟，对数值模拟结果进行整理得到风速廓线如图 3-12 所示。

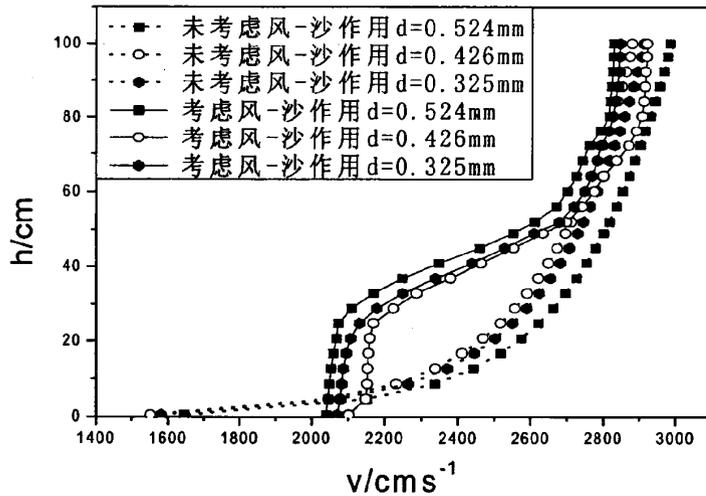


图 3-12 风速 u_* 为 0.68m/s, 沙粒粒径分别为 0.325mm、0.426mm、0.524mm 时, 在考虑风-沙耦合作用和未考虑风-沙耦合作用两种条件下的风速廓线

Figure 3-12 Comparison between simulated wind velocity profilea considering wind-sand coupling conditions and those without considering wind-sand coupling for $u_* = 0.68\text{m/s}$, $D = 0.325\text{mm}$ 、 0.426mm 、 0.524mm

为了说明风速对风沙跃移层内风速廓线形式的影响, 本文对沙粒粒径为 0.23mm, 风速 u_* 分别为 0.54m/s、0.68m/s、0.84m/s、1.02m/s 时, 在未考虑风-沙耦合作用和考虑风-沙耦合作用两种条件下的风沙跃移运动进行数值模拟, 对数值模拟结果经过整理得到风沙跃移层内的风速廓线如图 3-13 所示:

根据上述图可以发现:

1. 由图 3-9 可以看出, 在风沙跃移层内的同一高度处考虑风-沙耦合作用条件下的风沙跃移层内的风速远小于未考虑风-沙耦合作用条件下的风沙跃移层内的风速, 比如。沙粒粒径 D 为 0.23mm, , 风速 u_* 为 0.68m/s 条件下, 在距离沙床面 2cm 处, 未考虑风-沙耦合作用时风沙跃移层内的风速为 1.598cm/s, 考虑风-沙耦合作用时风沙跃移层内的风速为 1.35cm/s; 沙粒粒径 D 为 0.23mm, , 风速 u_* 为 1.02m/s 条件下, 在距离沙床面 2cm 处, 未考虑风-沙耦合作用时风沙跃移层内的风速为 1.620cm/s, 考虑风-沙耦合作用时风沙跃移层内的风速为 1.379cm/s。这主要是因为风沙跃移运动时, 由于跃移沙粒的

介入, 跃移沙粒群对风场的阻滞力作用, 使风场的风速减小。

2. 由图 3-9 可以看出, 考虑风-沙耦合作用条件下数值模拟风沙跃移运动, 在不同高度处风速廓线偏离对数分布的程度不同, 在某一高度处偏离程度最大。沙粒粒径 D 为 0.23mm , 风速 u_* 为 0.68m/s 条件下, 在在距离沙床面 2cm 处, 未考虑风-沙耦合作用时风沙跃移层内的风速为 1.620cm/s ; 考虑风-沙耦合作用时风沙跃移层内的风速为 1.379cm/s , 差值为 0.241cm/s ; 在距离沙床面 3.2cm 处, 未考虑风-沙耦合作用时风沙跃移层内的风速为 1.699cm/s , 考虑风-沙耦合作用时风沙跃移层内的风速为 1.471cm/s , 差值为 0.228cm/s ; 在距离沙床面 4.8cm 处, 未考虑风-沙耦合作用时风沙跃移层内的风速为 1.767cm/s , 考虑风-沙耦合作用时风沙跃移层内的风速为 1.707cm/s , 差值为 0.06cm/s ; 在距离沙床面 6.4cm 处, 未考虑风-沙耦合作用时风沙跃移层内的风速为 1.813cm/s , 考虑风-沙耦合作用时风沙跃移层内的风速为 1.803cm/s , 差值为 0.01cm/s 。

3. 根据图 3-10 可以看出, 未考虑风沙跃移运动过程中的风-沙相互耦合作用时, 风沙跃移层内的风速廓线完全遵循对数分布。根据图 3-11 可以看出, 考虑风沙跃移运动过程中的风-沙相互耦合作用时, 风沙跃移层内的风速廓线偏离对数分布, 风场风速改变分为三个阶段: 自沙床面到距离沙床 3.5cm 之间风速缓慢增加; 自距离沙床面 3.5cm 到 6cm 之间风速急速增加; 自距离沙床面 6cm 到跃移边界层处风速又缓慢增加。这主要是因为当风场风速大于沙粒的起动风速时, 沙粒被风场加速随风运动形成风沙流, 由于跃移沙粒的介入, 跃移沙粒对风场的阻滞力作用, 风沙流中的风速廓线发生了明显的改变, 偏离了对数分布。因此建立风沙跃移运动进行数值模拟的数学模型必须考虑风-沙之间的耦合作用。

4. 由图 3-11 还可以看出, 在不同高度处风速廓线偏离对数分布的程度不同, 在某一高度处偏离程度最大。由图 3-11 可以看出风速越大, 偏离程度越大, 这主要因为风速越大跃移沙粒的跃移高度越高, 跃移沙粒群对风场的反作用也就越大。

5. 根据图 3-12 可以看出未考虑风-沙耦合作用和考虑风-沙耦合作用时风沙跃移层内的风速都随沙粒粒径的增大而增大。比如, 风速 u_* 为 0.68m/s 时, 在距离沙床面 2.0cm 处, 当沙粒粒径为 0.324mm 时, 在未考虑风-沙耦合作用条件下, 风沙跃移层内的风速为 2.59cm/s , 在考虑风-沙耦合作用条件下, 风沙跃移层内的风速为 2.168cm/s ; 未考虑风-沙耦合作用与不考虑风-沙耦合作用时的风速差值为 0.422cm/s 、当沙粒粒径为 0.426mm 时, 在未考虑风-沙耦合作用条件下, 风沙跃移层内的风速为 2.623cm/s , 在考

虑风-沙耦合作用条件下,风沙跃移层内的风速为 2.248cm/s,未考虑风-沙耦合作用与不考虑风-沙耦合作用时的风速差值为 0.375cm/s;当沙粒粒径为 0.524mm 时,在未考虑风-沙耦合作用条件下,风沙跃移层内的风速为 2.695cm/s,在考虑风-沙耦合作用条件下,风沙跃移层内的风速为 2.368cm/s,未考虑风-沙耦合作用与不考虑风-沙耦合作用时的风速差值为 0.327cm/s。

6. 通过分析可以发现,在相同的风速条件下,沙粒粒径越大,考虑风-沙耦合作用的风速与不考虑的风速的差值越小。这主要是因为沙粒粒径越大,对应的临界速度越大,进入风沙流的跃移沙粒数目越少,沙粒群对风场的阻滞力作用越小,从而使风速改变越小,风沙流跃移层内的风速廓线偏离对数分布的程度越小;相对的,沙粒粒径越小,对应的临界速度越小,风沙流跃移层中的跃移沙粒数越多,对风场的阻滞力作用越大,风速较小的越多,风速廓线偏离对数分布的程度越大。

7. 根据图 3-13 可以看出,未考虑风-沙耦合作用与考虑风-沙耦合作用条件下数值模拟出来的风速廓线中,同一沙粒粒径,在同一高度处,风沙跃移层内的风速都随着风速的增大而减小。比如沙粒粒径为 0.23mm,在距离沙床面 2.0cm 处,当风速 u_* 为 0.54m/s 时,在未考虑风-沙耦合作用条件下,风沙跃移层内的风速为 1.371cm/s,在考虑风-沙耦合作用条件下,风沙跃移层内的风速为 1.175cm/s,未考虑风-沙耦合作用时的风速与考虑风-沙耦合作用时的风速差值为 0.196cm/s;当风速 u_* 为 0.68m/s 时,在未考虑风-沙耦合作用条件下,风沙跃移层内的风速为 1.598cm/s,在考虑风-沙耦合作用条件下,风沙跃移层内的风速为 1.352cm/s,未考虑风-沙耦合作用时的风速与考虑风-沙耦合作用时的风速差值为 0.246cm/s;当风速 u_* 为 0.84m/s 时,在未考虑风-沙耦合作用条件下,风沙跃移层内的风速为 1.620cm/s,在考虑风-沙耦合作用条件下,风沙跃移层内的风速为 1.364cm/s,未考虑风-沙耦合作用时的风速与考虑风-沙耦合作用时的风速差值为 0.255cm/s;当风速 u_* 为 1.02m/s 时,在未考虑风-沙耦合作用条件下,风沙跃移层内的风速为 1.672976cm/s,在考虑风-沙耦合作用条件下,风沙跃移层内的风速为 1.406852cm/s,未考虑风-沙耦合作用时的风速与考虑风-沙耦合作用时的风速差值为 0.266124cm/s。

8. 通过分析可以看出,在相同沙粒粒径条件下,风速越大,考虑考虑风-沙耦合作用的风速与不考虑风-沙耦合作用的风速的差值越大,这主要是因为风速越大,激起沙

床面的沙粒数目越多，风沙流跃移层中的沙粒数目越多，对风场的阻滞力越大，风速减小的越多，风速廓线偏离对数分布越明显；相对的，风速越小，激起沙床面沙粒跃入跃移层中的沙粒数目越少，对风场的阻滞力越小，风速减小的越少，风速廓线的改变就越不明显。

9. 由图 3-13 可以看出，不考虑风-沙耦合作用时，风沙跃移层内风速沿高度呈对数分布关系，在近沙床面处风速汇于一点，考虑风-沙耦合作用时，风沙跃移层内的风速发生了变化，近沙床面风速几乎没有变化，距离沙床面大约 3.5cm 处，风速快速增加，当风速增加到一定程度时，风速与高度仍然呈对数分布关系，但是风速梯度较进沙床面大，这一结论与 Bagnold 等人的野外观测和风洞实验结果相符。

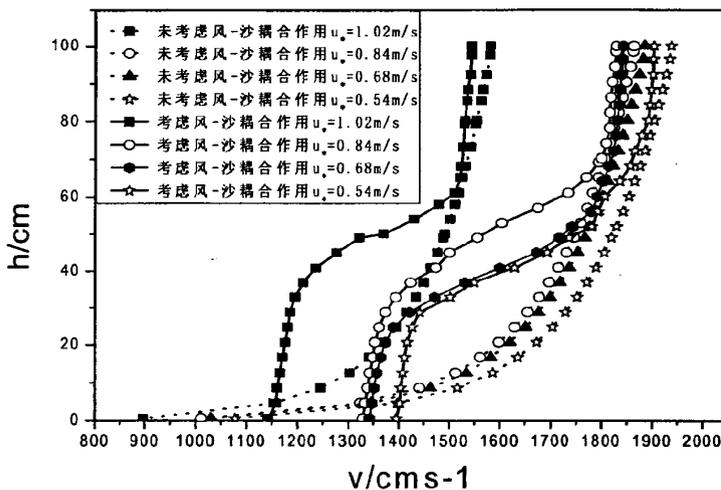


图 3-13 沙粒粒径为 0.23mm，风速 u_s 分别为 0.54m/s、0.68m/s、0.84m/s、1.02m/s 时，在未考虑风-沙耦合作用和考虑风-沙耦合作用两种条件下的风速廓线

Figure 3-13 Comparison between the simulated wind velocity profile considering wind-sand coupling conditions and those without considering wind-sand coupling for $D=0.23\text{mm}$, $u_s=0.54\text{m/s}$ 、 0.68m/s 、 0.84m/s 、 1.02m/s

本章小结

风力作用于沙床面时,当风速达到沙粒的临界起动风速时,沙床面上的沙粒在风场拖曳力作用下被激起随风跃移运动,激起的沙粒被风场加速获得能量的同时激起更多的沙粒进入风沙流。由于湍流风场与沙粒的相互耦合机制使风沙跃移运动达到了动态自平衡。因此,本文建立的风-沙耦合跃移运动模型中同时考虑了(1)风沙跃移边界层中的风场具有湍流的特性;(2)跃移沙粒对湍流风场反馈作用。

风沙跃移层中的输沙量沿高程的分布规律以及风速廓线中蕴含着风沙跃移运动的重要信息,通过数值模拟风沙跃移运动从而准确预测风沙跃移层中的输沙量廓线以及风速廓线对治沙防沙工程具有非常重要的现实指导意义。本文通过建立风-沙耦合机制作用下的跃移运动的理论数学模型,并且对风沙跃移运动进行数值模拟,得出以下结论:

1. 平均风场条件下数值模拟出来的输沙量与风洞实验测量结果不吻合,而风洞实验测量结果能与湍流风场条件下数值模拟出来的输沙量比较一致,因此,风沙跃移过程必须考虑风沙跃移边界层风场的湍流特性。

2. 湍流风场条件下,风沙跃移层内输沙量的垂向分布在半对数坐标纸上近似呈直线衰减分布,而平均风场条件下,输沙量沿高度的分布在半对数坐标纸上偏离直线呈上凸随高度衰减的曲线分布。

3. 湍流风场对风沙跃移运动的输沙量有很大的影响,相同前提条件下,湍流风场条件下的输沙量明显比平均风场条件下的输沙量少,而且相同摩阻风速前提下,跃移沙粒粒径越大,差值越大;相同沙粒粒径的前提下,风速越大,差值越大。

4. 未考虑风-沙耦合作用时数值模拟出来的风速远大于风洞实验测量结果,而考虑风-沙耦合作用时数值模拟出来的风速与风洞实验测量结果基本一致,能比较好的吻合,因此风沙跃移数值模拟中必须考虑风-沙耦合作用。

5. 未考虑风-沙耦合作用时的风速廓线完全遵循对数分布,而考虑风-沙耦合作用时的风速廓线偏离对数分布,风沙跃移层内的风速大致分为三个阶段:风速缓慢增加;风速急速增加;风速缓慢增加。

6. 在风沙跃移层内的同一高度处,未考虑风-沙耦合作用时的风速大于考虑风-沙耦合作用时的风速。在相同沙粒粒径前提条件下,风速越大,差值越大;在相同风速前提条件下,沙粒粒径越小,差值越大。

第四章 结论与展望

风沙跃移运动是土地荒漠化和沙尘暴等风沙灾害的主要动因,风沙灾害破坏了人类的生存环境,影响了人们正常的生产生活,严重威胁了人们的生命财产安全。为了有效地治沙防沙,风沙物理学者采用数值模拟手段对风沙跃移运动的运动机理进行了大量深入的研究,并且提出了形式多样的风沙跃移运动数学模型,但是以往建立的风沙跃移运动数学模型中很少同时考虑到风沙跃移边界层中风场的湍流特性以及湍流风场与沙粒的耦合机制作用。

本文在以往对风沙跃移运动数值模拟研究的基础上,同时考虑了(1)风沙跃移边界层中的风场具有湍流的特性;(2)湍流风场与跃移沙粒的耦合机制作用,建立了风沙跃移运动的理论数学模型。本文通过引入 $\kappa-\varepsilon$ 双方程模型来补充非稳态 N-S 时均方程来求解湍流风场,风沙跃移层内风-沙之间的耦合作用等效为在非稳态 N-S 动量方程中添加一项体积力 $F(x)$ 来修正,建立了风沙跃移运动的理论数学模型,对风沙输运中湍流风场条件下的湍流风场与沙粒耦合机制进行了研究。

为了验证建立的风-沙跃移运动数学模型的合理性和可行性,本文采用有限容积的数值计算方法对建立的湍流风场条件下的风-沙耦合跃移运动数学模型进行数值求解。将数值模拟结果与 DONG 等人风洞实验测量结果进行对比说明,证实建立的风-沙跃移运动模型合理、有效。

为了说明风场的湍流特性以及湍流风场与沙粒的耦合机制对风沙跃移层内的输沙量沿高度的分布以及风速廓线的影响,本文通过对数值模拟结果进行分析整理得出以下结论:

1. 平均风场条件下数值模拟出来的输沙量与风洞实验测量结果不吻合,湍流风场条件下数值模拟出来的输沙量与风洞实验测量结果比较一致,因此,风沙跃移过程必须考虑风沙跃移边界层风场的湍流特性。

2. 湍流风场条件下,输沙量沿高度的分布在半对数坐标纸上近似呈直线衰减分布,而平均风场条件下,输沙量沿高度的分布在半对数坐标纸上偏离直线呈上凸随高度衰减

的曲线分布。

3. 湍流风场对风沙跃移运动的输沙量有很大的影响, 相同前提条件下, 湍流风场条件下的输沙量明显比平均风场条件下的输沙量少, 而且相同摩阻风速前提下, 跃移沙粒粒径越大, 差值越大; 相同沙粒粒径前提下, 摩阻风速越大, 差值越大。

4. 未考虑风-沙耦合作用时数值模拟出来的风速远大于风洞实验测量结果, 而考虑风-沙耦合作用时数值模拟出来的风速与风洞实验测量结果基本一致, 能比较好的吻合, 因此风沙跃移数值模拟中必须考虑风-沙耦合作用。

5. 未考虑风-沙耦合作用时的风速廓线完全遵循对数分布, 而考虑风-沙耦合作用时的风速廓线偏离对数分布, 风沙跃移层内的风速大致分为三个阶段: 风速缓慢增加; 风速急速增加; 风速缓慢增加。

6. 在风沙跃移层内的同一高度处, 未考虑风-沙耦合作用时的风速大于考虑风-沙耦合作用时的风速。在相同沙粒粒径前提下, 风速越大, 差值越大; 在相同风速前提下, 沙粒粒径越小, 差值越大。

本文是基于平坦沙床面的基础上, 对均匀沙床面上的相同粒径沙粒的风沙跃移运动进行了数值模拟, 研究得出了风场湍流特性以及湍流风场与沙粒耦合机制对风沙跃移运动的影响, 得出风沙跃移层中输沙量的垂向分布规律为线性对数衰减, 风速廓线偏离对数分布为风速随高度缓慢增加、急速增加和缓慢增加三个阶段。本文的结论虽然对治沙防沙工程提供了一定的理论意义, 但是实际风沙跃移运动发生在凹凸不平的复杂环境中, 而且地表沙粒的粒径并不完全相同, 因此, 为了更加有效地治沙防沙, 对非均匀沙床面不同粒径组沙粒在风沙跃移层中的输沙量与风速的垂向分布的研究是以后研究的重要课题, 是笔者今后的研究方向。

参考文献

- [1] 董治宝, 王涛, 屈建军. 风沙物理学学科建设的若干问题. 中国沙漠, 2002, 22 (3) : 206-209.
- [2] 黄宁, 郑晓静. 风沙运动力学机理研究的历史、进展与趋势. 力学与实践, 2007, 29 (4) : 10-15.
- [3] 董飞, 刘大有, 贺大量. 风沙运动的研究进展和发展趋势. 力学进展, 1995, 25 (3) : 368-388.
- [4] 王萍, 胡文文, 郑晓静. 沙粒的跃移与悬疑. 中国科学, 2008, 38 (7) : 908-918.
- [5] 郑晓静. 风沙运动中的若干力学问题研究. 中国科学基金, 2006, 5 (1) : 285-292.
- [6] 倪晋仁, 李振山. 风沙两相流理论及其应用[M]. 科学出版社, 2005.
- [7] 闫光虎, 武建军. 脉动风场下风沙流结构的数值模拟 1. 中国科技论文在线.
- [8] 孙其诚, 王光谦. 模拟风沙运动的离散颗粒动力学模型. 泥沙研究, 2001, 8 (4) : 12-17.
- [9] 黄宁, 郑晓静. 风沙跃移运动发展过程及静电力影响的数值模拟. 力学学报, 2003, 38 (2) : 146-151.
- [10] 刘奇伟. 复杂地形下的风沙流场模拟及输沙率的计算[D], 兰州, 兰州大学, 2008.
- [11] 李志勇, 李荫堂, 王双, 方飞, 耿永明. 近地层输沙量数值模拟研究. 干旱区研究, 24 (6) : 802-804.
- [12] 郭毅, 李荫堂, 李军. 非均匀沙风沙运动悬移层数值模拟. 干旱区资源与环境, 2004, 18 (4) : 34-38.
- [13] 任春勇, 武生智. 沙源供给条件对风沙流结构的影响. 中国沙漠, 2011, 31 (3) : 598-600.
- [14] 屈建军, 黄宁, 拓万全等. 戈壁风沙流结构特性及其意义. 地球科学进展, 2005, 20 (1) : 20-22.
- [15] 王洪涛, 董治宝, 钱广强等. 关于风沙流中风速廓线的进一步实验研究. 中国沙漠, 2003, 23 (6) : 722-724.
- [16] 张克存, 屈建军, 俎瑞平等. 戈壁风沙流结构和风速廓线特征研究. 水土保持研究, 2005, 12 (1) : 55-58.

- [17] 何丽红, 武建军, 郑晓静. 影响拜诺格结的若干因素分析. 中国沙漠, 2003 (7) : 348-353.
- [18] 闫光虎. 风沙跃移运动中若干问题的数值模拟[D], 兰州: 兰州大学, 2008.
- [19] 董治宝, 慕青松, 王洪涛. 风沙流中风速廓线的数值模拟模拟与实验验证. 气象学报, 66 (2) : 158-166.
- [20] 潘喜英. Magnus 力对风沙流结构与能量的影响和以公切角表征的非均匀沙起动风速[D], 兰州: 兰州大学.
- [21] 刘长庆. 沙尘暴中沙粒跃移和悬移的数值模拟. 长沙: 国防科技大学, 2002.
- [22] 杨保, 邹学勇, 王周龙等. 气流中跃移颗粒的受力分析. 地理科学, 1999, 19 (5) : 476-478.
- [23] 武建军, 闫光虎. 风沙电多场耦合中沙粒跃移运动的受力. 中国科学, 38 (8) : 973-983.
- [24] 李万清. 风沙跃移运动的粒-床随机碰撞数值模拟研究[D]. 兰州: 兰州大学, 2007.
- [25] 黄宁、郑晓静. 风沙跃移运动中的 Magnus 效应. 兰州大学学报, 2001, 37(3):20-25.
- [26] 李万清, 周又和, 郑晓静. 风沙跃移运动发展过程的离散动力学模拟. 中国沙漠, 2006, 26 (1) : 48-53.
- [27] 马高生, 郑晓静. 沙粒跃移运动的数值模拟. 计算力学学报, 2008, 25: 34-37.
- [28] 蒋红, 佟鼎, 黄宁. 坡面地表下的风场的风洞实验与数值模拟. 中国沙漠, 2011, 31 (3) : 627-631.
- [29] 吉艳丽. 沙粒跃移轨迹的数值模拟与实验研究[D]. 西安: 西安建筑科技大学, 2006.
- [30] 史锋. 野外风沙跃移运动的观测实验与数值模拟[D]. 兰州: 兰州大学, 2010.
- [31] 岳高伟. 热扩散、热对流对风沙运动的影响研究[D]. 兰州: 兰州大学, 2007.
- [32] 赵玉军. 不同床面对风沙运动的影响[D]. 兰州: 兰州大学, 2010.
- [33] 蒋红. 坡面风沙跃移运动的风洞实验与数值模拟[D]. 兰州: 兰州大学, 2011.
- [34] J. R. Ni, Z. S. Li, C. Mendoza, Vertical profiles of Aeolian sand mass flux, Geomorphology 49(2002)205-218.
- [35] 邢茂, 郭烈锦. 对风沙输运中起跳沙粒运动状态分布的讨论. 工程热物理学报, 2005, 26 (4) : 614-616.
- [36] 邢茂, 郭烈锦. 紊流风场中起跳沙粒的轨迹特征. 中国沙漠, 2003, 23(6): 629-631.

- [37] 顾正萌, 郭烈锦. 沙粒跃移运动的动力学模拟. 工程热物理学报, 2004, 25:80-82.
- [38] Mao Xing, Liejin Guo, A modified probability distribution of ejection state of sand grains in equilibrium Aeolian sand transport, Physics Letters A 332 (2004) 389-397.
- [39] Mao Xing, The harmonious character in equilibrium Aeolian transport on mixed sand bed, Geomorphology 86(2007)230-242.
- [40] 陶文铨. 数值传热学[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 2001:337-349.
- [41] 王明. 三维湍流风沙运动的大涡模拟及沙漠地貌的数值模拟[D], 南京: 河海大学, 2007.
- [42] Zhibao Dong, Xiaoping Liu, Hongtao Wang, Aiguo Zhao, Xunmin Wang, The flux profile of a blowing sand cloud:a wind tunnel investigation, Geomorphology 49(2002)219-230.
- [43] 武建军, 罗生虎, 闫光虎, 何丽红. 脉动风场下风沙流结构的数值模拟. 中国沙漠, 2011, 31 (3) : 603-606.
- [44] 姚建. 沙粒空中碰撞对风沙跃移运动的影响[D]. 兰州: 兰州大学, 2003.
- [45] 程宏, 邹学勇, 张春来. 摩阻风速与平均风速的转化关系研究. 水土保持研究, 2007, 14 (2) : 133-134.

致谢

岁月如梭，如歌。在本毕业论文完成之际，回过头想想在这三年的研究生求学生涯，尤其是最近这一年的毕业论文的撰写过程，我感慨良多。本论文在撰写过程中得到了我的导师，同门师兄师弟和朋友们的热心帮助和大力支持，在本论文即将完成之际，我想向所有在学习、生活中支持和帮助过我的人献上我最真诚的谢意！

首先，感谢我的导师邢茂老师，本论文的顺利完成离不开邢老师的悉心指导。邢老师为人学识渊博、治学严谨，从我入学那天起就对我严格要求，要定时写文献综述，汇报风沙领域的最新研究进展；我的论文从选题、选材、撰写到修改过程，邢老师都耐心修改、提出意见供我参考；邢老师教会了我学习不仅要掌握学习方法，最重要的是要端正态度、踏踏实实、一步一个脚印。

其次，感谢在本论文的撰写过程中给予我许多帮助的老师 and 同学们。三年研究生求学期间班主任田韶华老师在日常生活上给予我很多的关心；于丽雅同学、李明敏同学、陈金明同学、刘志祥同学、苏娟同学三年来在精神上对我爱护、包容和帮助，在学习上他们不畏艰苦、工作认真，在我的论文撰写过程中都付出了心血，愿我们友谊长存！

最后要感谢我的父母，没有他们在生活上对我无微不至的照顾和关爱，没有他们在学习上的大力支持，就没有现在的我，在此向他们献上最崇高的敬意！

攻读学位期间发表的学术论文目录

- [1] 郭春丽, 邢茂. 湍流风场下风沙流结构的数值模拟[J]. 太原理工大学学报, 2012. 5.