



同濟大學

TONGJI UNIVERSITY

博士学位论文

# 风致建筑屋盖表面及其周边 积雪分布研究

国家自然科学基金创新研究群体科学基金（50621062）

国家自然科学基金（50608060）

科技部国家重点实验室基金资助（SLDRCE10-B-04）

科技部科技支撑计划（2006BAJ06B05）联合资助

姓 名：李雪峰

学 号：0610020075

所在院系：土木工程学院

学科门类：工 学

学科专业：风工程

指导教师：顾 明教授

副指导教师：周昶毅副教授

二〇一一年一月



同濟大學

TONGJI UNIVERSITY

A dissertation submitted to

Tongji University in conformity with the requirements for

the degree of Doctor of Philosophy

## **Research on snowdrifting on building roof and around building**

Supported by:

National Natural Science Foundation of China (50621062)

National Natural Science Foundation of China (50638010)

National Key Laboratory Fundamental Research Program from Ministry of  
Science and Technology of China (SLDRCE08-A-03)

National Science and Technology Pillar Program (2006BAJ06B05)

Candidate: Xuefeng Li

Student Number: 0610020075

School/Department: School of Civil Engineering

Discipline: Engineering

Major: Wind Engineering

Supervisor: Prof. Ming Gu

Vice Supervisor: Associate Professor Xuanyi Zhou

Jan, 2011

## 学位论文版权使用授权书

本人完全了解同济大学关于收集、保存、使用学位论文的规定，同意如下各项内容：按照学校要求提交学位论文的印刷本和电子版；学校有权保存学位论文的印刷本和电子版，并采用影印、缩印、扫描、数字化或其它手段保存论文；学校有权提供目录检索以及提供本学位论文全文或者部分的阅览服务；学校有权按有关规定向国家有关部门或者机构送交论文的复印件和电子版；在不以赢利为目的的前提下，学校可以适当复制论文的部分或全部内容用于学术活动。

学位论文作者签名：

年 月 日

## 同济大学学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人创作的、已公开发表或者没有公开发表的作品的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本学位论文原创性声明的法律责任由本人承担。

学位论文作者签名：

年 月 日

## 摘要

雪灾被认为是世界面临的十大灾害之一。建筑表面积雪的不均匀分布可能导致建筑物的坍塌，输电线上的积雪形成覆冰导线后可导致输电线塔毁坏，路面上的积雪可以导致交通的中断等等，严重影响了人类的生产实践活动。目前，对风雪运动在建筑方面的应用研究较少，本文从理论分析、数值模拟、风洞实验三方面入手，对建筑屋盖表面及其周边的积雪分布进行了研究，提供了一套系统的方法。本文主要进行了以下几方面的工作：

1. 风雪运动的机理研究。在假定风雪两相流中的空气相为连续相，雪相为分散相的基础上，通过对雪颗粒进行受力分析，发现在研究风雪运动中，除重力、浮力和阻力外的其他作用在雪颗粒上的力都可以近似忽略。在此简化基础上，推导出雪颗粒的沉降速度和阈值摩擦速度表达式，并给出了风雪运动中雪颗粒运动的近似轨迹方程。

2. 风雪运动中自保持边界条件的给定。边界条件的自保持性是正确模拟风雪运动的重要条件。文中首先结合低温风洞实验室的风雪实验数据，把文献的方法应用于风雪运动数值模拟中。经对比验算发现，文献的方法应用于风雪数值模拟中不能很好满足自保持性。为了进一步满足自保持性要求，引入等效物理粗糙高度，建立起雪跃移高度与等效物理粗糙高度的关系。结果表明，通过引入等效物理粗糙高度，边界条件的自保持特性得到了进一步的提高。最后对该方法的应用进行了推广验证。

3. 风致积雪运动的数值模拟。首先在单相耦合假定的基础上，引入了风致积雪漂移运动的单方程模型方法，并以北京火车南站为例，采用单方程模型方法对屋盖表面的风致积雪分布进行了研究。接着在考虑雪颗粒运动对风场影响的基础上，提出改进的单方程模型方法，并以立方体模型为例，验证了改进单方程模型的有效性。最后，根据雪跃移和雪悬移的运动机理不同，提出两方程模型方法，并用两方程模型方法对开阔场地条件下的风致积雪运动进行了模拟，将模拟结果与实测数据和经典文献的计算结果进行了比较。文中同时还对影响计算结果的两个因素（升华和湍流度）进行了分析。为了方便结构设计人员使用，文中采用两方程模型方法对一典型屋盖—高低屋盖上的积雪分布进行了研究，将模拟结果与各国规范进行了对比，提出了高低屋盖上积雪的最不利分布情况。为了考察雪面高度变化对风场的影响，文中最后采用动网格方法对高低屋盖上的积雪分布进行了研究。

4. 风致积雪运动的风洞实验研究。实验中首先测量了五种颗粒：细硅砂、粗

硅砂、工业用盐、小苏打和玻璃珠的物理属性，接着根据风雪运动的理论分析，推导出需要满足的相似准则数，在介绍已有文献认为重要的实验准则数的基础上，提出本文认为必须满足的相似准则数。最后，根据相似准则数，选用细硅砂模拟雪颗粒进行实验，对高低屋盖模型和立方体模型进行了风致积雪分布实验，并将实验结果与数值模拟结果和实测结果进行了比较。

**关键词：**风雪流；颗粒运动轨迹方程；自保持性；粗糙高度；单方程模型方法；两方程模型方法；跃移；悬移；风洞实验；相似准则；

## ABSTRACT

Snow disaster is considered to be one of the top ten disasters on the earth. Non-uniform distribution of snow on the building surface could lead to the collapse of building, iced transmission lines could cause the damage of transmission tower, the accumulated snow on the road could result in traffic accident, etc., all of these affect human activity seriously. For the current research on snowdrifting in the aspect of building is not well developed, the thesis intend to provide a systematic method to research the snowdrifting through theoretical analysis, numerical simulation and wind tunnel test. The research is mainly focused on the following aspects:

1. Research on the mechanism of snowdrifting. It is assumed that the air phase is continuous phase and the snow phase is dispersed phase in the thesis. Through the analysis of forces imposed on the snow particles, the forces except for gravity, buoyancy and drag are found to be approximately ignored. Based on this simplification, the settling velocity and threshold friction velocity of snow particle are derived, and the approximate particle trajectory equation governing snowdrifting is presented.

2. Research on the self-sustaining equilibrium boundary condition of numerical simulation on snowdrifting. The property of self-sustaining equilibrium is very important for numerical simulation on snowdrifting. In the thesis, the method of the literature is applied to fit the data from snowdrifting experiments in cold laboratory firstly. By comparison, the self-sustaining equilibrium is found not to be satisfied well. In order to reach the requirement of self-sustaining equilibrium, the equivalent physical roughness height is introduced and the relationship between the equivalent physical roughness height and the saltation height is developed. The results show that self-sustaining equilibrium is improved though setting the equivalent physical roughness height reasonably. Finally, the application of the method is verified.

3. Numerical simulation of snowdrifting. Based on the assumption of one-way coupled, one-equation model method is introduced to simulate the snowdrifting, and the result of the one-equation model method is illustrated by the case of snowdrifting on the roof of the Beijing South Railway Station. Then, in order to represent the influence of snow particles on the wind field, the improved one-equation model method is presented, and snowdrifting around a cube model is simulated by using the

improved one-equation model method. At last, according to the difference of saltation and suspension, two-equation model method is presented. Snow drifting in open area is simulated using the two-equation model method, and the results are compared with results from the field tests and numerical simulation from classical literatures respectively. The effects of two parameters including sublimation and turbulence intensity on the numerical results are analyzed. For the convenient usage of structural designers, snowdrifting on a stepped roof is simulated by using the two-equation model method, and the worst snow distribution of the stepped roof is presented. Additionally, dynamic mesh method is adopted to consider the effect of snow surface on the wind field.

4. Wind tunnel test on snowdrifting. Firstly, the physical properties of five particles including fine silica sand, coarse silica sand, industrial salt, sodium bicarbonate and glass beads are measured. Secondly, the similarity criteria for snowdrifting experiment is derived. Finally, fine silica sand is selected to simulate the snow particle, and the experimental results with the numerical results and experimental results were compared.

**Key Words:** snowdrifting, particle trajectory equation, self-sustaining, roughness height, one-equation model method, two-equation model method, saltation, suspension, wind tunnel test, similarity criteria

## 目录

第 1 章 绪论.....	1
1.1 雪灾.....	2
1.1.1 房屋建筑在积雪作用下的坍塌.....	2
1.1.2 雪对生命线工程的威胁.....	6
1.1.3 草原牧区雪灾.....	7
1.1.4 雪致交通灾害.....	8
1.1.5 雪崩.....	9
1.2 风致积雪运动的研究方法及研究现状.....	10
1.2.1 理论分析.....	11
1.2.2 实地观测.....	12
1.2.3 数值模拟.....	15
1.2.4 风洞及水槽试验.....	18
1.3 存在的问题及本文的相应工作.....	20
1.3.1 存在的问题和不足.....	20
1.3.2 本文的工作.....	21
第 2 章 风致积雪运动理论研究.....	24
2.1 气固两相流.....	24
2.1.1 混合相特征量的定义.....	25
2.1.2 分散雪相特征量的定义.....	26
2.2 连续空气相.....	26
2.2.1 连续性方程(continuity equation).....	27
2.2.2 动量方程(momentum equation).....	27
2.2.3 湍流模型(turbulence model).....	28
2.3 分散雪相.....	31
2.3.1 物理属性.....	32
2.3.2 运动属性.....	35
2.3.3 雪颗粒运动形式.....	45
2.4 本章小结.....	51
第 3 章 风雪运动数值模拟中边界条件研究.....	53
3.1 来流边界条件.....	54
3.1.1 风工程中的来流边界条件.....	54
3.1.2 风雪运动中的来流边界.....	55
3.2 适用性验证.....	59

3.2.1 风雪试验介绍.....	60
3.2.2 计算方案.....	61
3.2.3 对比结果分析.....	62
3.3 等效物理粗糙高度.....	64
3.4 算例验证.....	66
3.5 推广应用.....	67
3.6 本章小结.....	68
第4章 风致积雪运动的数值模拟.....	69
4.1 单方程模型方法.....	70
4.1.1 单方程模型方法.....	70
4.1.2 改进的单方程模型方法.....	76
4.2 两方程模型方法.....	85
4.2.1 模型的提出.....	85
4.2.2 计算方案与参数取值.....	87
4.2.3 参数确定及与单方程的对比.....	88
4.2.4 与实测及经验公式对比.....	98
4.2.5 参数及影响因素分析.....	110
4.2.6 两方程模型方法的在房屋建筑领域的应用.....	116
4.2.7 与规范对比.....	130
4.2.8 本文建议.....	132
4.3 动态网格在风致积雪分布中的应用.....	134
4.3.1 动态网格方法的守恒方程.....	134
4.3.2 弹簧光滑法.....	135
4.3.3 应用算例.....	136
4.4 本章小结.....	138
第5章 风致积雪运动的风洞实验研究.....	140
5.1 实验概述.....	140
5.2 实验设备.....	142
5.3 风场标定.....	143
5.4 颗粒属性测量.....	144
5.4.1 雪颗粒.....	145
5.4.2 细硅砂.....	145
5.4.3 粗硅砂.....	146
5.4.4 玻璃珠.....	147
5.4.5 工业用盐.....	147
5.4.6 小苏打.....	148
5.5 试验准则.....	149
5.5.1 颗粒运动轨迹相似.....	150

---

5.5.2 运动时间相似(Kind, 1976).....	153
5.5.3 本文提出的实验准则.....	154
5.6 模型试验.....	158
5.6.1 高低屋盖模型.....	158
5.6.2 立方体模型.....	163
5.7 本章小结.....	169
第6章 结论与展望.....	171
6.1 本文的工作总结.....	171
6.2 未来研究工作的展望.....	173
致谢.....	175
参考文献.....	176
个人简历、在读期间发表的学术论文与研究成果.....	182



## 第1章 绪论

积雪是重要的淡水资源,对人类有很大的好处,这不仅体现在积雪对人体健康有利,而且体现在积雪有利于农作物的种植。雪水中所含的重水比普通水中重水的数量要少四分之一,而重水能严重地抑制生物的生命过程。经常用雪水洗澡,不仅能增强皮肤与身体的抵抗力,减少疾病,而且能促进血液循环,增强体质。如果长期饮用洁净的雪水,还可益寿延年。积雪对农作物的好处表现在,积雪的导热本领很差,土壤表面的积雪不仅可以减少土壤热量的外传,而且还能为农作物储蓄水分,增强土壤的肥力。然而,人类在认识到雪给人类生活带来好处的同时,也意识到了积雪危害和可怕。积雪可以造成多种灾害,被认为是世界面临的十大灾害之一(王中隆,1999)。近年来我国雪灾频发,当然与人类漠视生态平衡,居住环境日益恶化是分不开的,但也与人们对抗雪、防雪工作的忽视有关。

积雪在地球上分布广泛,大致可以分为静止积雪、风雪运动两类。静止积雪是指降雪形成的积雪,在我国大致分布在东北区域。风雪运动是指积雪在较大风速作用下发生复杂的漂移、堆积运动,又被称为风致积雪运动或风雪流。世界上风雪运动灾害分布广泛,出现频繁。中国、日本、美国、加拿大、挪威等地雪灾时常发生。1978年2月上旬,美国东北部的的新英格兰地区一场暴风雪造成的经济损失就达80亿美元(应成亮,2007)。1983年4月中旬,中国黑龙江省西部暴风雪阻塞交通,中断电网,大庆停工,经济损失达1.6亿元。日本2005年12月至2006年1月期间的雪灾致使63人死亡,1040人受伤,因雪灾死亡人数已经连续三年位居自然灾害遇难者之首(新华网,2006)。2009年11月10日至11日,河北省中南部普降大到暴雪,致使该省部分市县出现交通阻塞、旅客滞留、树木折断、房屋和农业大棚受损。省会石家庄灾情最重,积雪厚度最深已达五十厘米,为有气象记录以来极值。据河北省民政厅统计,截止十二日早间,雪灾已致该省八点六万人受灾,因灾死亡一人,二十五人受伤,直接经济损失逾两亿元人民币(中国新闻网,2009)。2010年1月,中国内蒙古自治区乌兰察布、锡林郭勒、巴彦淖尔等部分盟市遭遇持续大雪寒潮灾害,造成240多万人(次)受灾,近20万头(只)牲畜死亡(中国日报网,2010)。2010年1月,新疆也发生特大雪灾,根据新疆民政厅统计数据显示,截止1月25日,雪灾已造成一百三十多万人受灾,因雪崩死亡六人,直接经济损失达五亿多元人民币,其危害程度六十年一遇(中国新闻网,2010)。所幸雪灾越来越引起人们的重视,也开展了相关的研究。雪灾严重的国家都投入了较多的人力和物力,积极开展对雪灾预测、防御的研究,取得了显著的成果。随着人们对雪灾的进一步认识,风雪运动的机理研

究也随之展开,并开始从物理学、地球环境学、灾害科学等多学科、多专业角度进行综合研究,形成了一门新学科—雪工程学。

国内外雪工程的研究有很多方面。常见的有:屋盖表面积雪分布研究、雪水循环研究、雪崩等灾害研究、公路积雪研究、草原积雪研究等等。国外开展雪工程的研究较早,早在20世纪60年代,Mellor(Mellor, 1965)等人便开始了雪工程的研究。我国在20世纪80年代也开始了雪工程的研究(王中隆, 1983; 王中隆, 1982),但对与建筑相关的风雪运动研究较少,应用时仅凭结构荷载规范和设计经验取值。比如屋盖表面雪荷载的取值,一般都是采用我国荷载规范规定的积雪分布系数。我国荷载规范虽然考虑了积雪的不均匀分布,但是仅给出几种简单外形屋面的积雪分布系数,并不能适用于大量涌现的外形独特的大跨屋盖结构。再比如建筑周围的积雪分布。建筑会对周围风场产生巨大影响,从而使建筑周围的积雪产生重新分布,可能会形成大量积雪,影响到人们的日常生活,而现行的规范并未对相关的情况做出说明或规定。本文就重点考察与建筑有关的风致积雪分布,力图建立起一套系统研究方法,用于研究建筑物表面及其周围的风致积雪分布。

本章首先对雪灾进行简单的分类,并对其进行相应的描述,然后介绍目前经常采用的风致积雪运动的四种研究方法,并对国内外风雪研究的现状进行概述,最后在指出目前研究存在的问题的同时,提出本文所做的工作。

## 1.1 雪灾

雪灾被认为是世界面临的十大灾害之一(王中隆, 1999)。本文根据雪灾的具体情况,将其大致分为以下几类。

### 1.1.1 房屋建筑在积雪作用下的坍塌

雪致房屋建筑坍塌的事件经常出现于大跨屋盖结构和简易钢结构。首先对近年来一些雪致大跨屋盖的坍塌进行简单的回顾。国外,2005年12月24日,日本中部山形县一所学校的体育馆在积雪作用下发生毁坏(新华网, 2005);2006年1月2日,德国东南部小镇巴特赖兴哈尔(Bad Reichenhall)一座溜冰馆在积雪作用下倒塌,造成15人死亡,30人受伤,其中大多数是儿童(新浪网, 2006);2006年1月29日波兰卡托维茨(Katowice)国际博览会展厅在雪荷载作用下发生坍塌,事故造成63人死亡,140多人受伤(新浪网, 2006);2006年2月23日凌晨5时左右,俄罗斯首都莫斯科东部的鲍曼室内市场屋顶由于局部积雪过多

及设计方面的原因突然发生坍塌，塌陷面积约 3000 平方米，到 24 日上午搜救结束时，坍塌事故一共造成包括一名儿童在内的 57 人死亡，30 多人受伤(中华网，2006)。2010 年 12 月 12 日，美国中西部地区遭遇暴风雪袭击，明尼苏达州局部地区的积雪达到了近 2 英尺（约合 61 厘米）高，明尼苏达维京人队体育场的圆型屋顶被积雪压塌。该体育场装有聚四氟乙烯充气顶棚，从公开的资料中可以看出，顶棚先在积雪的作用下向下凹陷，最后被撕裂而发生毁坏(新华网，2010)。国内，1997 年 1 月，辽宁省鞍山市出现暴风雪，鞍山某集团饲料公司库房（5 栋拱形钢屋顶，总建筑面积 15311 m<sup>2</sup>）因大风引起积雪在屋盖上的不均匀分布，形成半跨雪荷载，致使屋盖局部屈曲，从而引起整体失稳而造成屋盖大面积倒塌(中国石材网，2005)；2009 年 11 月，河北省中南部突降大雪，河北省永年县龙凤学校餐厅被雪压塌，造成 3 名学生死亡，多名学生被压(新华网，2009)。

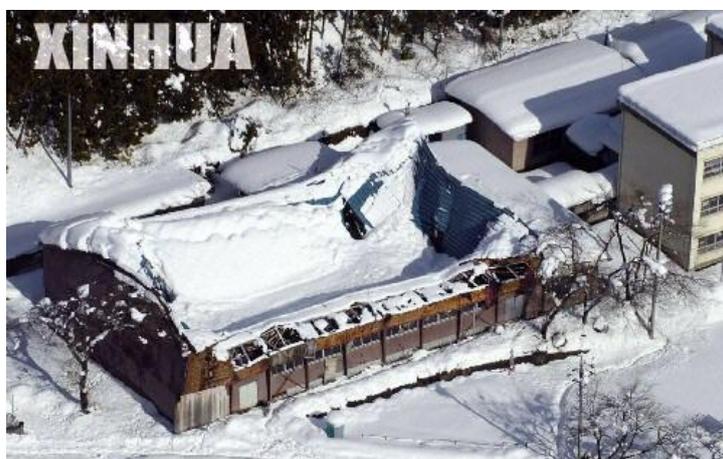


图 1.1 日本山形县体育馆雪毁照片(新华网，2005)



图 1.2 遭受雪毁的德国巴特赖兴哈尔滑雪馆(新浪网，2006)



图 1.3 波兰卡托维茨国际博览会展厅雪毁照片(新浪网, 2006)



图 1.4 遭受雪毁的美国明尼苏达维京人队体育场(中新网, 2010)

另一种容易在积雪作用下坍塌的建筑是加油站和工业厂房。加油站和工业厂房设计简单, 跨度较大, 容易发生雪毁, 近年来在我国频发, 威胁到人们生命安全的同时, 也造成了一定的经济损失。2008年1月19日, 安徽合肥瑶海区工业园5000多平方米仓库厂房被积雪压塌, 所幸没有造成人员伤亡(新浪网, 2008)。2009年11月, 河南省开封县新宇中学钢架结构简易餐棚在积雪作用下倒塌, 事故造成了1名学生死亡, 3名学生重伤(开封网, 2009)。据不完全统计(范峰, 2010), 2008年1月至2010年7月, 全国有8处较大的加油站在雪荷载作用下倒塌。沈阳市建委2007年的专项调查表明, 沈阳市内7处工业厂房发生不同程度的雪毁。



图 1.5 安徽合肥瑶海区工业园厂房雪毁照片(新浪网, 2008)



图 1.6 河北邢台加油站雪毁照片(新浪网, 2009)



图 1.7 山东威海某钢结构厂房雪毁照片

降雪突增，致使屋盖上的积雪大大超过设计时考虑的雪荷载设计值，是雪致房屋建筑坍塌的原因之一，但风致屋盖上积雪的不均匀分布，也是其不可忽略的因素。

我国现行的建筑结构荷载规范 GB5009-2001（2006 版）也考虑了积雪的不均匀分布，给出了几种简单外形屋盖的积雪分布系数，但随着经济的发展、科技的

进步,各种大跨度屋盖结构大量涌现。对于体型独特的大跨建筑,气流经过屋盖时会出现复杂的绕流、再附现象,导致风力作用下的积雪分布更加复杂,很难通过经验和类比来确定其积雪分布系数。因此研究屋盖上积雪的不均匀分布非常具有现实意义。

### 1.1.2 雪对生命线工程的威胁

雪对生命线工程的威胁最直接的体现在雪致输电线塔的毁坏。雪致输电线塔的毁坏主要发生在我国南方。大气中过冷却水遇到温度低于冰点的电缆表面而释放潜热并凝固,就会形成裹冰电缆(夏正春,2008)。裹冰电缆在风的作用下会发生“舞动”,从而引起输电线塔的倒塌。2008年1月18日,安徽境内4座500千伏输电线塔在风雪中倒塌,三峡电力外送华东的大动脉宜华线输电中断,造成大面积停电(新浪网,2008)。贵州的输电线塔在这次雪灾中倒塌更为严重,220千伏以下低压配电线路遭到严重损坏,累计停运500千伏线路13条、变电站5座,220千伏线路62条、变电站27座,110千伏线路268条、变电站165座。雪灾致使贵州省50个县市先后受到停电影响,贵阳市一度面临全部停止供电的威胁。同时,停电还影响了湘黔电气化铁路等相关路段13座牵引变电站的正常运行,并停止了向广东送电,造成的经济损失无法估量(罗思敏,2009),因此雪致输电线塔的毁坏也不可忽视。



图 1.8 降雪形成裹冰电缆



图 1.9 雪致输电线塔毁坏情况(人民网, 2008)

### 1.1.3 草原牧区雪灾

我国雪致草原牧区灾害主要集中在新疆、青海、西藏、四川西部高原、甘肃、内蒙古以及东北的山区和平原。我国现有草场面积 400 多万平方公里,居世界第二位,但牧业落后,其中一个重要原因是牧区雪灾严重(黄朝迎, 1988)。2001 年 1 月的降雪给北方牧区带来了巨大灾难。内蒙古中东部的 5 个盟市(锡林郭勒、赤峰、通辽、兴安、呼伦贝尔)受灾农牧户达 48.32 万户,受灾人口 256.65 万人;受灾草场面积 2805 万  $hm^2$ ,受灾牲畜 2322.9 万头(只),因灾死亡牲畜 38.4 万头(只)。有 29 人在暴风雪中丧生。仅锡林郭勒盟就有 2.59 万户、10.15 万人被大雪围困,318.11 万头(只)牲畜出牧采食困难(张殿发, 2002)。2003 年 11 月 19 日,内蒙古呼伦贝尔草原出现大雪天气,降雪面积达 9500 万亩,46 个乡镇的 300 万头牲畜被困和 5 万多名牧民的正常生活受到严重威胁。据初步统计,我国六大牧区平均每年因风雪灾害死亡牲畜总计约 500 万头,年均损失达 15 亿元(王中隆, 1999)。

我国较早的开展了对草原牧区雪害的研究,从战略和战术上提出了一系列有效的措施,比如修建家畜棚圈和在放牧转场途中利用地形垒筑防风墙、防雪墙(黄朝迎, 1988);建立雪灾的监测、预测、预警评估系统(董芳蕾, 2008);平衡草原生态系统以提高生产力和承灾能力(董芳蕾, 2008)等等。虽然这些措施都取得了一定的效果,但我们仍然不能掉以轻心,应该继续努力,提高对雪灾的预测预报能力,将雪灾带来的损失减至最小。



图 1.10 雪致草原牧区灾害示意 (中国天气网)

#### 1.1.4 雪致交通灾害

雪致交通灾害包括两个方面：静态的路面积雪和动态的视程障碍(席建锋, 2006)。静态的路面积雪会导致交通中断，造成经济损失；动态的视程障碍，会引起交通事故，危及到生命安全。清除道路上的积雪，需要投入很大的人力和物力。在我国新疆、内蒙、吉林和黑龙江等省、自治区，雪致公路灾害几乎年年发生，这给公路交通运输安全和畅通带来了相当大的威胁。为了抢险保通，每年政府、交通部门都要花费大量的人力、物力、财力(席建锋, 2006)。雪致公路灾害已是长期困扰公路运输的一个难题。以美国为例，1976 年，由于暴风雪阻塞交通，中断输电网，停工停产的经济损失达 200 亿美元；2001 年 3 月 5 日，一场强暴风雪袭击了美国东北部的的新英格兰地区，公路和铁路全部停运，3500 次航班被迫取消，所有的学校被迫关闭。国内，2004 年 2 月黑龙江省鹤大公路 K115—K160 发生风吹雪，45 公里长的道路右半幅几乎所有路段积雪 1.2m 深，左半幅部分路段积雪，形成雪阻，造成交通中断 4 天(席建锋, 2006)。

美国怀俄明州较早的采用雪栅栏 (snow fence) 用于减少道路上的积雪，据怀俄明州交通部调查，在 I-80 公路大约 45 公里长范围内使用了雪栅栏，使其雪移除的费用减少了三分之一以上(Tabler, 1991)。日本，加拿大等地也都使用防雪栅栏用于减少公路上的积雪。

我国针对雪灾的机理也采用了相应的对策。如在公路的两侧设置挡雪墙和防雪栅栏，利用阻碍物对墙体的阻挡作用减弱风雪流运动速度，减少公路上的积雪。同时也提高了除雪和融雪技术，保证道路使用者的安全通行，但并未涉及风雪运动在建筑方面的应用，也未对风雪流形成的微观机制进行深入的研究(席建锋, 2006； 应成亮, 2007)。



图 1.11 机械除雪



图 1.12 防雪栅栏的应用

### 1.1.5 雪崩

雪崩是种自然现象，通常发生在山区地区。2010年3月16日，新疆天山果子沟的西气东输二线工程一处隧道施工现场发生雪崩，现场共有施工人员60余人，22人被困或掩埋，事故至少致使3人死亡(天山网，2010)。2010年3月20日，新疆伊宁县先后发生两次雪崩，并伴有泥石流和山体滑坡，造成4户牧民房屋和棚圈被掩埋，一些羊和马被埋，15公里道路被封堵(新华网，2010)。

积雪内部具有内聚力，在寒冷的气候条件下，随着时间的增加，积雪的内聚力会增加，但随着积雪数量的增加，当内部的内聚力抗拒不了积雪受到的重力时，便会向下滑动，同时破坏了雪体的稳定，引起大量雪体崩塌。交通部依托国道312线天山果子沟路段的雪崩防治试验工程建立交通部西部交通建设科技项目—《公路雪害成套技术研究》，其中由新疆交通科学研究院、交通建设管理局、中国科学院新疆分院等单位共同完成的《公路雪崩灾害及防治技术研究》子项目在掌握大量国内外资料和现场雪崩力学试验，气象资料采集，理论分析，依托工程应用，最后进行现场效应分析的基础上，提出了“以生物防治为主、工程治理和机械防护为辅”的雪崩综合防治理念(新疆交通科学研究院，2006)。

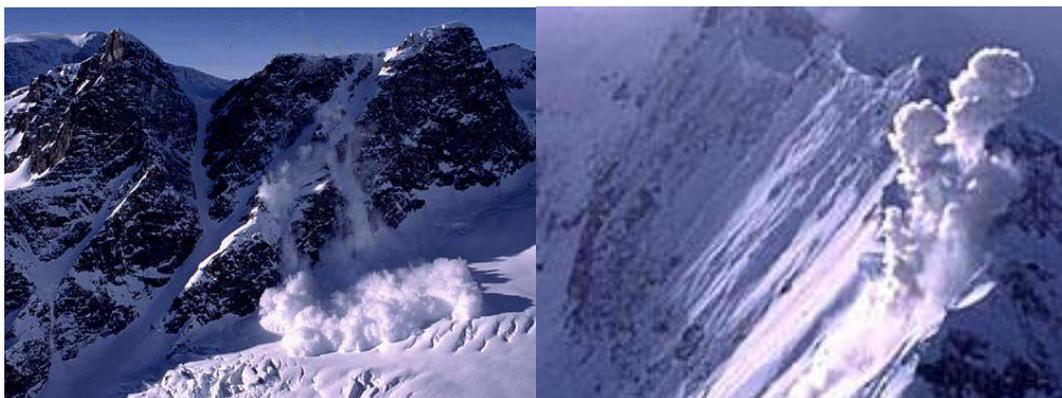


图 1.13 雪崩发生



图 1.14 新疆雪崩灾害(新华网, 2010)

从以上的总结可以看出，雪灾是当今人类社会面临的不可忽视的一大灾害，尤其雪致建筑物的毁坏，严重威胁到人民生命的安全，造成的损失无法估量，但迄今为止，我国开展得相关研究较少，与房屋建筑结合的更少。本论文以此为目 标，从雪灾的形成机理出发，通过各种研究方法考察与建筑物相关的风致积雪分布，以期提出一套系统的研究风致建筑物表面及其周边积雪分布的研究方法，用以指导建筑结构设计，减少雪灾的发生。

## 1.2 风致积雪运动的研究方法及研究现状

风致积雪运动涉及到多相流问题。多相流有很多种，按参与流动的相的数目来分类，可以分为两相流、三相流和四相流等等，其中尤以两相流最为常见。两相流是由两种连续介质或一种连续介质和一种不连续介质组成。连续介质称为连

续相，不连续介质称为分散相（或非连续相）。两相流主要有四种形式：气体和固体颗粒一起流动的称为气固两相流；气体和液体一起流动的称为气液两相流；液体和固体一起流动的称为液固两相流；两种不能均匀混合的液体一起流动的称为液液两相流。根据连续相中含有分散相的分布情况，又可将两相流分为均匀混合物流动和非均匀混合物流动。风雪运动属于气固两相流。与单相气体流相比，由于气固两相流中含有两种不相溶混的相，描述其流动的参数要远多于描述单相流的参数。同时，固体分散相的颗粒大小变化会引起流动性质及流动结果的很大变化等等。这些都使得气固两相流的运动情况远比单相流复杂，严格进行求解几乎是不可能实现(车得福, 2007)。

目前风雪两相流的研究方法大致有四种方法：理论分析、实地观测、数值模拟及风洞试验。四种方法各有其优缺点。实地观测、数值模拟及风洞试验都是建立在理论分析基础上的，但由于风雪运动的复杂性，很难通过理论分析建立显式的函数关系。即使进行某种简化得到的表达式，也只适用于某种特定的状态，无法将其推广应用。实地观测是获得最真实可靠数据的来源，但实地观测受到自然条件的约束，周期较长，只能获得某种条件下的结果。实地观测能获得对现象最直接的认识，但却不容易揭示其内在的变化规律。数值模拟方法作为一种主要研究手段，其成本低，所需周期短，越来越得到人们的重视；而且数值模拟可以方便地变化各种参数，用以研究各参数对结果的影响规律。风洞试验是进行风致积雪运动研究的另一主要手段。在风洞实验室里可以改变某种参数研究其变化趋势，总结规律，指导实际应用。风洞试验的缺点是，周期较长，耗费大量的人力物力，同时要受到实验准则的限制，难以满足所有相似参数。

### 1.2.1 理论分析

风雪运动的理论分析是指在对气流作用下的雪粒进行受力分析基础上，用牛顿运动定律描述其运动；在某种简化的前提下，通过数学推导得出描述其运动物理量的解析表达式，从而给出规律性的结果或变化趋势。由于风雪运动的复杂性，很难得出精确的解析表达式，需要经过一定的简化处理，得到近似的表达式。理论分析是数值模拟和风洞实验的基础。通过理论分析才能确定哪些因素是主要影响因素，在数值模拟和风洞实验中必须需要考虑；哪些因素是次要因素，可以简化处理或忽略。理论分析又是在实地观测基础上进行的，理论分析与实测相结合可以获得一些实用的公式。

风雪运动理论方面的研究历史要追溯到 20 世纪 40 年代。Bagnold(Bagnold, 1941)对风沙运动的研究奠定了风沙两相流运动的基础，同时也对后来风雪运动

的研究产生了巨大的影响。Bagnold(Bagnold, 1941)通过理论分析,给出了输沙率与壁面摩擦速度的关系,阈值速度与颗粒粒径的关系等等,同时 Bagnold 还进行了风沙运动的风洞试验,首次通过摄影的方法给出了跃移颗粒的轨迹,其提出的雪蠕移(Snow Creep)、雪跃移(Snow Saltation)和起动速度(Threshold Velocity)等等概念、这些概念被后来学者无数次的引用。Owen(Owen, 1964)也对风致颗粒的运动进行了仔细的理论研究,Owen 给出的跃移高度公式一直沿用至今。Shiotani(Shiotani, 1953)提出的均匀雪颗粒湍流扩散理论和 Budd(Budd, 1966)提出的非均匀雪颗粒湍流扩散理论则为雪颗粒悬移运动的研究提供了理论基础。Schmidt 在考虑床面雪粒间粘聚力的基础上建立了雪粒的起动模型(Schmidt, 1980),并从理论上探讨了平均风速廓线分布规律与风雪流密度之间的关系,给出不同输运层风速廓线的分布规律(Schmidt, 1981)。

## 1.2.2 实地观测

实地观测是在户外结合研究内容进行的有针对性的观测,是非常重要的基础性工作。风雪运动作为自然现象,最可靠、最直接的信息是来自于实地观测。通过实地观测,可以对风致积雪的运动机理有清晰的认识,同时实地测量到的结果可以对其他研究手段进行验证。然而,实地观测周期长,耗费大,而且风雪运动发生具有随机性和突发性的特点,都给实测工作带来困难。

国外, Mellor(Mellor, 1965)较早的进行了风雪运动实地观测,通过实地观测发现当风速很高时,特别是在高层建筑周围的紊流区域,悬移运动对于雪粒传输影响较大。Budd(Budd, 1966)在 Byrd 研究站通过分析得出,雪颗粒的平均粒径随高度增加而减小。Kobayashi(Kobayashi, 1972)通过分析实地观测结果,探讨了风速分布与风雪运动中湍流尺度的关系。Kind(Kind, 1981)对决定雪粒起动的临界摩阻速度进行了观测研究,指出在不同条件下雪粒的临界摩阻速度并不一样。新鲜、干燥的雪粒临界摩阻速度在  $0.07\sim 0.25\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  范围内,而经过一段时间风蚀后积雪的临界摩阻速度在  $0.25\sim 1.00\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  范围内。Schmidt(Schmidt, 1981)通过实地观测,分析了不同粒径雪颗粒的起动风速,提出雪颗粒间的粘性力对阈值摩擦速度影响较大,而雪颗粒的粒径大小对阈值摩擦速度影响则较小,同时 Schmidt(Schmidt, 1982)也对雪的升华进行了研究,用热电偶干湿球温度计测量了水蒸汽的垂直梯度,指出雪颗粒的平均直径是随高度呈幂函数规律减小。此外, Schmidt(Schmidt, 1986)通过对九次大风雪的实地观测,指出在给定风速下雪颗粒的传输率随着气动粗糙度的减小而显著增加,并采用 Bagnold(Bagnold, 1941)的风沙跃移传输理论进行了分析。Kind(Kind, 1986)通过实地观测指出在开阔的

平坦区域，当风速较低时，跃移是风雪运动中雪粒传输的主要途径。Tabler (Tabler, 1988) 的研究表明当 10 米高度风速为 12m/s 左右时，86% 的雪粒传输过程在离地高度 30cm 的范围内完成；而当 10 米高度风速为 22m/s 左右时，这个比例下降到 51%。Pomeroy (Pomeroy, 1990) 通过实测，对跃移层的雪流量进行了分析，得到了跃移层侵蚀雪流量与壁面摩擦速度、壁面阈值摩擦速度、雪密度有关的经验公式。Pomeroy 发现当壁面摩擦速度超过阈值摩擦速度后，侵蚀雪流量与壁面摩擦速度基本成线性关系；同时指出该经验公式对雪粒之间的粘结特性非常敏感。Pomeroy (Pomeroy, 1992) 根据对悬移浓度的实测数据，提出了计算稳定态下悬移层雪浓度及雪流量的理论模型。Pomeroy 认为雪颗粒在悬移层的传输率与 10m 高度风速的四次方成正比关系，并且当风速增加时，雪粒在悬移层传输率的增加大大超过其在跃移层传输率的增加。Bintanja (Bintanja, 1998; Bintanja, 2000) 的研究报告指出，在风雪运动中数量众多的雪粒相互作用、共同运动，形成了跃移层和悬移层。一方面不断受到风力作用而加速，另一方面又不断消耗能量，最终形成充分发展的稳定态。Thiis (Thiis, 2003) 通过实地观测，记录了一个长方体建筑及两个并列放置的立方体建筑周边的积雪情况（见图 1.15）。文中指出受到建筑遮挡的区域与无遮挡效应区域的临界摩擦速度不一样。Beyers (Beyers, 2003) 通过对南非国家南极探险队基地建筑周围风雪运动的测量，根据实测数据得到了基于地面有效粗糙度的风速剖面，这种风速剖面考虑了由于雪粒跃移运动对地面粗糙度的影响。文中还对 1:25 的模型建筑（相应于基地建筑原型）周边的积雪进行了测量。模型与原型建筑周边的积雪情况吻合得很好。Beyers 指出弗劳德数及跃移距离在模型试验中的相似性可以放宽；利用由 Anno (Anno, 1984)、Iversen (Iversen, 1979) 给出的无量纲时间缩尺比公式，原型与模型数据吻合得很好。Doorschot (Doorschot, 2004) 采用超声波风速仪和雪粒计数器 (Snow Particle Counter, 简称 SPC, 见图 1.16) 分别测量风速和雪流量，对风雪运动进行了实测工作，并通过对实测数据的分析给出阈值摩擦速度与雪质量传输率的关系。

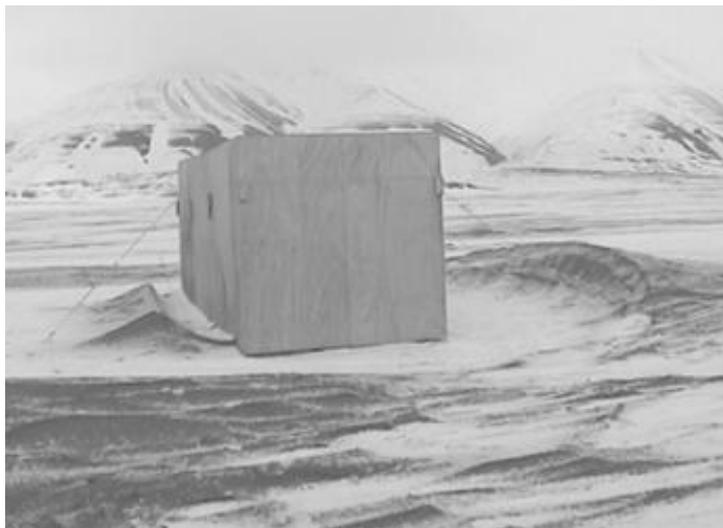


图 1.15 长方体建筑周围积雪实测图(Thiis, 2003)

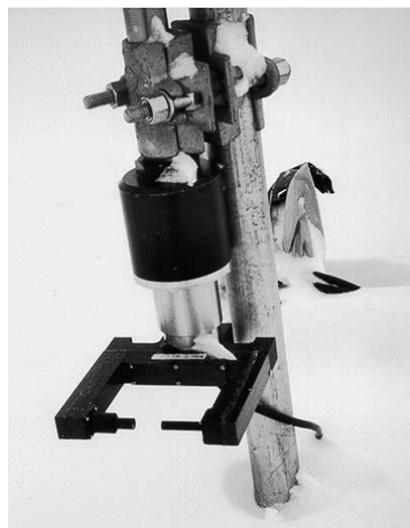


图 1.16 雪粒计数器 SPC 示意图(Doorschot, 2004)

国内, 1967 年我国科学院兰州冰川冻土研究所、新疆地理所等多家单位联合建立了天山风雪流半定位站, 对风雪运动进行了实地观测, 为我国开展风雪运动积累了宝贵的数据和经验(张洁, 2008)。如: 李培基(李培基, 1983)研究并确定了我国积雪分布及其变化特征; 王中隆(王中隆, 1999)经过大量研究提出了中国风吹雪区域划分理论、划分指标和方法; 陈晓光(陈晓光, 2001)通过分析风吹雪对公路的危害和风雪流的运动规律, 提出了生物和工程防治公路雪害的对策措施; 李立军(李立军, 2005)研究了风吹雪的特征、类型、影响因素、发生机制、规模以及发生的规律, 并结合精伊铁路工程提出防治风吹雪灾害的工程措施; 等等。这些研究成果都对我国风雪研究奠定了基础。

### 1.2.3 数值模拟

数值模拟是根据物理现象的本质建立相应的数学模拟并在计算机上实现物理现象的再现。风雪运动数值模拟是利用两相流理论,分别对空气相和雪相建立控制方程,并用数值方法在计算机上对控制方程进行求解。

数值模拟较之传统的风洞试验主要有以下优点:①成本低,所需周期短、效率高;②不受模型尺度影响,可以进行全尺度的模拟,能克服边界层风洞试验中难以满足的相似性困难;③可以方便地变化各种参数,以便于及早发现问题;④可直观地显示流场的各种参数,易于对风雪运动的力学机理进行分析。数值模拟方法也有其不足之处,建筑周围的流场模拟结果需要风洞试验进行验证。

有关雪荷载的数值模拟始于20世纪90年代前期,模拟方法可以分为欧拉-欧拉方法和欧拉-拉格朗日方法两类,通常采用的是欧拉-欧拉方法。欧拉-拉格朗日方法是把雪相认为离散介质,通过受力分析结合牛顿运动定律,获得雪颗粒的运动轨迹,从而得到风致积雪的分布情况。Sundsbo(Sundsbo, 1997)就采用欧拉-拉格朗日方法研究了风雪运动,并对雪栅栏周围的积雪分布进行了考察。欧拉-欧拉方法则把雪相认为是种连续介质,通过在空气相的控制方程中增加雪相的控制方程进行求解计算,在风雪数值模拟较常采用。Uematsu较早的便采用有限单元法对二维风雪运动进行了数值模拟,考虑了雪跃移过程(Uematsu, 1989);在此基础上,Uematsu又考虑了雪悬移过程,提出模拟三维风雪运动的方法(Uematsu, 1991);Sato(Sato, 1993)对Uematsu先前的模型进行了优化,利用普朗特混合长度理论模拟了湍流,提出用有限体积法模拟风雪运动的方法。1993年Liston采用 $k-\varepsilon$ 模型模拟了湍流,对二维地形上的风雪运动进行了数值模拟(Liston, 1993);并于1998年通过控制边界附近的网格考虑了三维风雪运动中雪粒发生侵蚀或沉积后的边界变化情况,提出积雪迁移模型SnowTran-3D,模拟了定常状态下起伏地形区域(2km×3km)积雪在风雪运动中的高度变化情况(Liston, 1998)。Sundsbo(Sundsbo, 1998)在悬移层雪相浓度控制方程中考虑了空气相的湍流粘性系数对雪粒运动的影响。Sundsbo认为悬移层中雪粒与空气相的相对速度与湍流动力粘性有关;在与实测结果对比后,Sundsbo指出这种观点比较吻合实际情况,但文中的公式过于简单,还需要进一步完善。为了简化计算,文中认为跃移层的高度为一不变的常数。Sundsbo对气流越过台阶时的风雪运动进行了模拟,指出气流越过台阶时悬移运动对雪粒传输影响较大,并将设置了导风板后雪粒的堆积情况与没有导风板的结果进行了比较。为了降低计算时间,文中采用了一方程模型模拟湍流。Tominaga(Tominaga, 1999)对一个九层建筑周边的风雪运动进行了数值模拟,由于侧重分析雪粒进入楼内电梯的情况,所以雪相

的浓度控制方程仅考虑了雪粒的悬移过程。为了避免标准  $k-\varepsilon$  模型的不足之处, Tominaga 采用了改进的  $k-\varepsilon$  模型 (LK 模型) 来模拟湍流。Alhajraf (Alhajraf, 2004) 在跃移层和悬移层的雪相浓度控制方程中采用了不同的源项来模拟雪相的运动。文中分析了雪粒在风力作用下经过栅栏的运动过程。Beyers (Beyers, 2004) 于前人的基础上, 试图在数值模拟中考虑更多的影响因素, 以较准确地重现风雪运动中雪粒绕一个立方体的运动过程 (见)。Beyers 在商业软件 FLOW-3D 上用 Fortran 语言进行了二次开发, 计算了雪粒在风力作用下绕立方体运动的过程, 并与实地观测的数据进行了对比。在速度入口边界条件中, 对跃移层、悬移层的雪浓度采用了不同的经验公式。利用 Humphrey (Humphrey, 1990) 的经验公式, Beyers 考虑了雪粒碰撞对侵蚀雪流量的影响。与前面研究人员不同的是, Beyers 模拟的风雪作用不完全局限在空气相与雪相的单向耦合关系。为了真实反映由于雪粒发生跃移运动对地貌粗糙度的影响 (对风场的修正), Beyers 在入口风速剖面中采取了基于实测数据拟合的风速剖面函数。Beyers 在结论中指出, 文中采用的  $k-\varepsilon$  模型基于各向同性湍流的假设, 因此难以预测钝体顶部的分离区并过高估计了湍流。Beyer 认为湍流模拟的不准确性主要体现在顺风向的回流区域及立方体侧面的旋涡脱离区域。Tominaga (Tominaga, 2008) 也对立方体周边的积雪分布进行了数值模拟, 将数值模拟结果与 Oikawa (Oikawa, 1999) 的实测结果进行了比较。比较结果显示, 迎风角处的侵蚀和背风面的沉积与实测结果吻合较好。Thiis (Thiis, 2008) 对一拱型屋盖上的积雪进行了数值模拟, 并将数值模拟结果与实测结果进行了比较。Beyers (Beyers, 2008) 采用数值模拟方法研究了两个相邻立方体建筑周边的积雪分布情况。

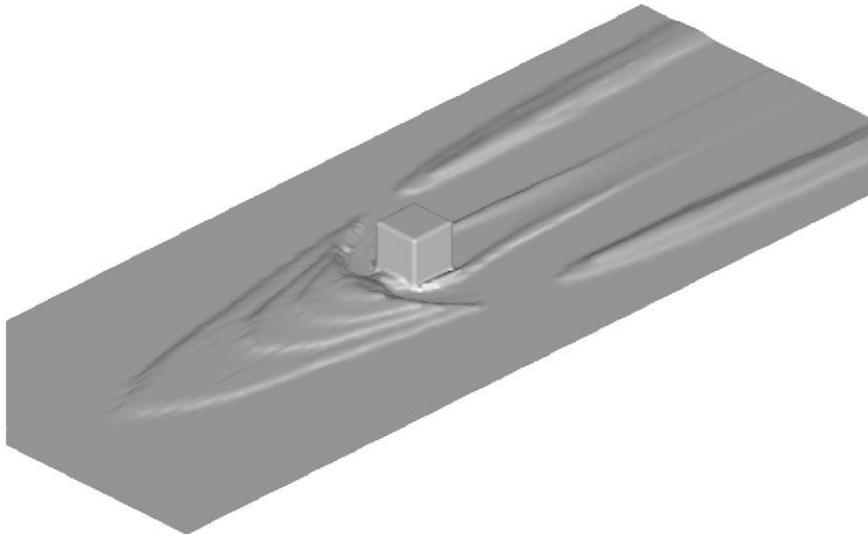


图 1.17 立方体周围积雪分布的数值模拟 (Beyers, 2004)

表 1.1 给出了各学者提出的风致积雪漂移数值模拟中雪相的控制方程。根据表 1.1 的总结,以雪相浓度控制方程的个数为依据,大致将数值模拟方法分为两类:单方程模型方法和两方程模型方法。单方程模型方法中对雪相的控制方程没有区分跃移运动和悬移运动,控制方程只有一个;两方程模型方法则考虑到雪跃移和悬移运动的力学机理不同,分别对跃移和悬移运动建立控制方程。Sundsbo(Sundsbo, 1998)、Naaim(Naaim, 1998)、Alhajraf(Alhajraf, 2004)采用的是两方程模型方法,对雪跃移和悬移分别建立了控制方程;Beyers(Beyers, 2004)采用的是单方程模型方法,未区分跃移和悬移运动;Uematsu(Uematsu, 1991)、Liston(Liston, 1994)、Tominaga(Tominaga, 2008)的数值模型虽然采用了两个方程,但对跃移运动的处理采用的是经验公式,本质上只有悬移运动的一个控制方程,仍归为单方程模型方法。

表 1.1 风致积雪漂移数值模型

作者	数值模拟模型
Uematsu (1991)	$\text{跃移: } q = C \left( \frac{\rho}{g} \right) \frac{ w_f }{u_{*t}} u_*^2 (u_{*t} - u_*)$ $\text{悬移: } \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial(\phi u)}{\partial x} + \frac{\partial(\phi v)}{\partial y} + \frac{\partial(\phi w)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left( K_s \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_s \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_s \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) - \frac{\partial(w_f \phi)}{\partial z}$
Liston (1994)	$\text{跃移: } Q_s(x) = C \frac{\rho U_F}{g u_{*t}} u_* (u_*(x) - u_{*t})$ $\text{悬移: } \frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + (\bar{v} -  U_F ) \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{v_t}{\sigma_s} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{v_t}{\sigma_s} \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} \right)$
Sundsbo (1998)	$\text{跃移: } \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (fu) + \frac{\partial}{\partial z} (fw) = -\frac{\partial}{\partial z} (fw_{sal})$ $\text{悬移: } \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (fu) + \frac{\partial}{\partial z} (fw) = \frac{\partial}{\partial x} \left( c_t v_t \frac{\partial f}{\partial x} \right) + \frac{d}{dz} \left( c_t v_t \frac{\partial f}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial z} (fw_{sus})$
Naaim (1998)	$\text{跃移: } \frac{\partial \bar{C}_s}{\partial t} + \frac{\partial \bar{C}_s u_i}{\partial x_i} = \bar{e}_i \iint_{S_{sal}} (\varphi_s + \varphi_g) \bar{n} dS$ $\text{悬移: } \frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{C} (u_i - U_{Fi})}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{v_t}{\sigma_s} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_i} \right) + \bar{e}_i \iint_{S_{sal}} \varphi_s \bar{n} dS$
Alhajraf (2004)	$\text{跃移: } \frac{\partial(\rho \phi_i)}{\partial t} + \frac{1}{V_f} \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \phi_j A_{fj}) = \frac{1}{V_f} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi_i A_{fj}}{\partial x_j} \right) - \beta_{sus} \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_p u_{Relj})$ $\text{悬移: } \frac{\partial(\rho \phi_i)}{\partial t} + \frac{1}{V_f} \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \phi_j A_{fj}) = \frac{1}{V_f} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi_i A_{fj}}{\partial x_j} \right) - \beta_{sal} \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_p (1 - \alpha_p) u_{Relj} U_R^*)$

Beyers (2004)	单方程: $\frac{\partial}{\partial t}(f) + u_j \frac{\partial}{\partial x_j}(f) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( v_i \frac{\partial}{\partial x_j}(f) \right) = - \frac{\partial}{\partial x_j}(f U_{nj})$
Tominaga (2008)	跃移: $\phi_s = \frac{0.68}{cu_*gh} (u_*^2 - u_{*i}^2)$ 悬移: $\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial \phi \langle u_j \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \phi W_s}{\partial x_3} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{v_i}{\sigma_s} \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right)$

#### 1.2.4 风洞及水槽试验

风雪运动的实地观测受到自然条件的约束,存在一定的偶然性,短期内难以得到足够的观测资料。因此,风洞试验是研究风雪运动的另一主要方法。风洞试验通过模型与原型之间的相似关系,使风雪运动在条件可控的实验室中得到重现。同时,在实验室中可设定不同的参数,有利于揭示物理量之间内在的变化规律。当然,风洞试验方法也必须通过实测数据的验证,才能进行推广应用。我国目前尚没有风雪专业风洞,只能用模拟介质来代替雪粒进行试验。但由于雪粒直径较小,重量较轻,很难找到满足各种相似准则的合适介质,因此需要对实验准则进行选择性的取舍。

Anno、Iversen、Kind 等人都对风雪运动的风洞试验作出了杰出的贡献。Iversen(Iversen, 1979)指出有效粗糙高度是一个关键参数,但同时也指出有效粗糙高度随地域有差异,并通过调查给出了合适的范围。Anno(Anno, 1984; Anno, 1990)、Kind(Kind, 1986)、Isyumov(Isyumov, 1989)等学者指出在某些环境中模拟风雪运动时,弗劳德数的相似性可以放宽。1989年 Kim(Kim, 1989)通过风洞试验研究南极风雪运动的时候,测试了12种颗粒用于模拟雪颗粒,得出较经济的方案是采用碳酸氢钠(小苏打)来模拟雪颗粒。Smedley(Smedley, 1993)在前人的基础上,采用了碳酸氢钠(小苏打)来模拟雪颗粒,在风洞试验中模拟了南极戴维斯站建筑周边的风雪运动,预测了建筑附近雪粒运动的状况。为了使处于南极的建筑免受大雪堆积的苦恼,Smedley设计了两种安装在建筑周边的屋檐(圆形屋檐和T形屋檐),并比较了带屋檐建筑与没有屋檐建筑周边的积雪情况。Smedley得出结论,圆形屋檐能够显著地减小建筑周边的积雪。Delpech(Delpech, 1998)在风洞试验中利用人造雪预测了南极建筑周边的风雪运动,实验室的气温控制在零下15度。为了回避试验中模拟雪颗粒的难处,有的研究人员仅通过风洞试验测量建筑表面的风速,再结合其它方法预测建筑表面的积雪分布。Sugiura通过风洞试验分析了风雪运动中雪的质量通量和传输率与阈值风速和雪粒粒径的关系(Sugiura, 1998),并给出了雪颗粒运动的击溅函数

(Sugiura, 2000)。Nemoto(Nemoto, 2001)采用改进的测力计在风洞中对风雪运动时的壁面剪切力进行了直接的测量,风洞示意图 1.18。

除了测量积雪分布的风洞试验,还可以仅通过风洞试验测量建筑表面的风速,再结合雪粒运动的经验公式预测建筑表面的积雪分布。有限面积单元法(FAE)最初于1988年Irwin(Irwin, 1988)将其用于预测加拿大多伦多市一个大跨屋盖表面雪荷载在风力作用下的不均匀分布情况,后来逐渐发展为模拟屋盖表面雪荷载不均匀分布的方法(Gamble, 1992; Irwin, 1988; Irwin, 1989; Irwin, 1993; Irwin, 1995)。有限面积单元法将屋盖表面分成若干面积单元,依靠风洞试验获得屋盖表面风速(对应于实际离地高度1.0米的风速),然后利用风速与雪粒运动关系的经验公式计算雪粒的侵蚀、沉积流量。将长期记录(一般为20~30个冬季)的气象信息(如降雪量、风速、风向等)输入已编制的计算机程序,即可计算得到20~30年内屋盖表面的积雪随单位时间(每小时)变化的规律。在风洞试验中,不仅要测量屋盖表面风速的大小,还必须测量风速的方向。为此, Irwin采用了全方位欧文探头进行测量(Irwin, 1981),该探头可以通过压差获得风速。Hanqing wu(Wu, 1994)对欧文探头进行了进一步的研究,标定了用于测量平均风速和脉动风速的欧文探头,指出探头高度、探头之间的距离对测量结果的影响。Tsuchiya(Tsuchiya, 2002)在风洞试验中测量了一个台阶式屋盖模型表面的风速,并对屋盖原型的表面雪深度进行了实地观测。Tsuchiya分析了表面风速与积雪深度之间的关系,指出积雪深度与近屋盖表面风的加速度存在很大的负相关性,但在来流分离区不具有这一关系。

此外,水槽试验也可以用来模拟风雪运动。Irwin(Irwin, 1983)在水槽试验中采用硅砂模拟雪颗粒,试验预测了一个高层建筑周边的积雪状况。Rourke(O'Rourke, 2004)在水槽试验中则利用压碎的胡桃壳颗粒来模拟雪粒在风力作用下绕一双坡屋顶低矮房屋的运动。

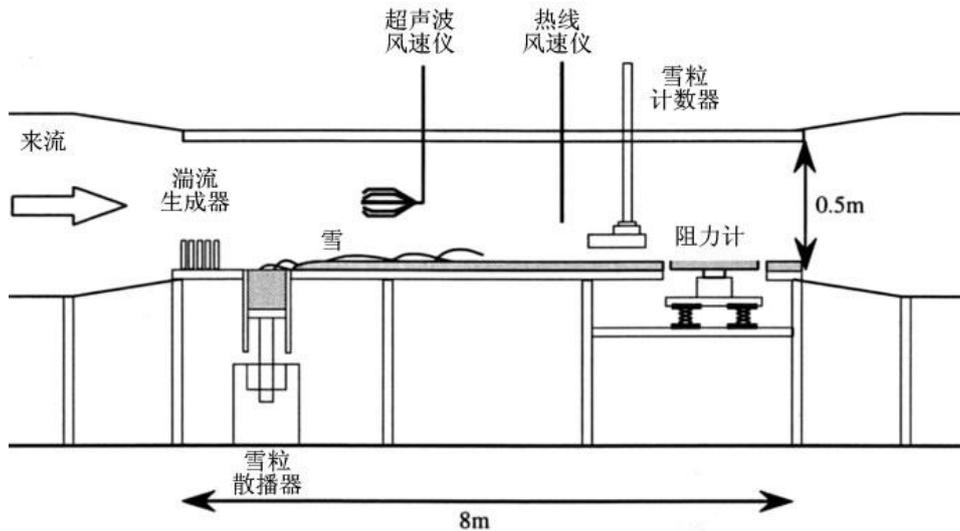


图 1.18 风雪运动的风洞实验示意 (Nemoto, 2001)

### 1.3 存在的问题及本文的相应工作

国外开展与建筑有关的风雪运动较早，也取得了一定的成果；而在国内，风雪运动的研究主要集中在公路积雪方面的应用，很少涉及建筑方面的应用。本文就重点考察风致积雪运动在建筑方面的应用。本节首先指出过去风雪研究中的不足之处，然后介绍本文的工作。

#### 1.3.1 存在的问题和不足

##### 1. 风雪运动数值模拟中边界条件问题

数值模拟方法是目前风雪运动较常采用的一种研究方法，而边界入口的给定对于数值模拟非常重要，对风雪运动数值模拟尤其重要。雪颗粒在风的作用下，发生漂移运动。当风速一定时，在开阔地域雪漂移会随距离的增加而达到一种稳定状态，同时雪的漂移运动也会对风速的分布产生影响。如所给的边界条件并不能满足自保持性要求，即随着流经距离的增加，风速剖面会有所改变，就会对雪相的稳定产生影响。已有风雪数值模拟文献给出的边界入口并未考虑雪漂移运动对边界入口的影响，也并未对边界条件的自保持性进行过研究。此外壁面边界入口的雪通量公式也是采用经验公式，并未对雪通量公式的影响参数进行过仔细研究。

##### 2. 风雪运动的数值模拟模型

风雪运动数值模拟方法目前常采用的方法是在单相耦合（即雪相在空气相的作用下发生漂移，而雪相的搬运、堆积过程对空气相不产生影响）的假定条件下，

利用欧拉-欧拉方法，分别对空气相和雪相建立控制方程。空气相的控制方程是连续性方程、动量方程和湍流控制方程。雪相的控制方程是根据雪漂移运动的属性，利用质量守恒定律推导而得。目前，针对雪相的控制方程形式多样，各研究者都根据自己的观点提出了雪相的控制方程，并且都没考虑雪相对空气相的影响。同时大部分的研究工作是针对降雪过后风致积雪分布展开，很少文献考虑风对降雪的影响。此外，已有的文献较少采用欧拉-拉格朗日方法对风雪运动进行研究。

### 3. 风洞实验的实验准则以及模拟颗粒的选择

风洞实验方法是另一研究风雪运动的主要方法。为了达到物理现象的相似，实验中必须要满足一定的相似准则。由于雪颗粒的粒径较小，满足几何相似比的模拟介质很难发现。风雪运动的风洞实验关键是模拟风致雪颗粒的重新分布，因此雪颗粒在气流中的的受力相似显得尤为重要。各研究者都采用的不同的模拟介质，对实验准则数的看法也不尽相同。

### 4. 风雪运动的实测

风雪运动实地观测是风雪运动研究中非常重要的基础性工作，但由于受到自然条件的约束，目前已有的实测资料较少。同时，实测过程中也存在着一些问题，比如积雪厚度的测量（包括初始积雪厚度、风作用过后的积雪厚度等等），积雪密度的测量，雪质量传输率的测量等等。不同的测量方法可能导致测量结果的误差，目前并未有较统一的测量标准。

## 1.3.2 本文的工作

本文的主要研究工作具体安排如下：

第一章为文献综述部分，文中首先对雪灾进行了大致的分类，并相应列举了国内外一些影响较大的雪灾情况；然后分别从理论分析、实地观测、数值模拟和风洞及水洞实验四个方面，回顾了风致积雪运动的研究情况。最后在指出目前研究存在的问题和不足的同时，提出本文的工作。

第二章分别对空气相和雪相的运动属性和控制方程进行了详细的考察。首先介绍了气固两相流的一些主要参数，如固体相体积浓度、固体相质量浓度、混合相密度、固体相质量传输率等等；然后对空气相进行研究，给出空气相的控制方程，包括连续性方程、动量方程和湍流控制方程；最后对雪相进行了考察，对雪颗粒的物理属性和运动属性，包括雪粒形状、雪粒粒径、积雪密度等进行了详细描述，推导了雪颗粒沉降速度和阈值摩擦速度的表达式，并在借鉴已有风沙文献的基础上，对雪颗粒进行受力分析，给出简化的单个雪颗粒跃移轨迹模型。通过

第二章的研究，为风致积雪运动的数值模拟和风洞实验打好了坚实的基础。

第三章结合目前风场自保持的研究，重点考察了风雪运动中自保持边界条件的给定。文中首先以标准  $k-\varepsilon$  模型为例，基于湍流平衡态假设，从标准  $k-\varepsilon$  模型控制方程出发，推导了一类近似满足控制方程的湍动能表达式。然后基于文献中低温风洞试验的风雪试验数据，对所给入口边界进行拟合。经对比验算发现，自保持性仍然不能很好满足。最后，引入等效物理粗糙高度。通过等效物理粗糙高度的应用，边界条件的自保持特性得到了较大的提高。

第四章以两相流理论为基础，提出了风雪运动的数值模拟模型。首先在单相耦合假定的基础上，引入单方程数值模型方法，并以北京南站为工程背景，验证了单方程模型的实际应用。在此基础上，考虑了雪颗粒的运动对风场的影响，提出改进的单方程模型方法，并以立方体为例，验证了改进单方程模型方法的有效性。单方程模型方法和改进的单方程模型方法，没有把雪颗粒的运动区分为跃移运动和悬移运动，使得模拟的悬移雪质量浓度大大偏高，以此为切入点，本文根据跃移和悬移的运动机理不同，提出两方程模型方法。通过对平坦流域风致积雪运动雪浓度分布的比较，表明两方程模型方法的模拟结果与实测比较一致，悬移雪质量浓度又很大幅度的降低。同时对影响计算结果的几个参数和因素(升华、湍流度)进行了分析。为了使数值模拟方法与结构设计相结合，文中采用两方程模型方法对一典型屋盖—高低屋盖上的积雪分布进行了研究，将模拟结果与中国规范、美国规范、欧洲规范、加拿大规范进行了对比，提出了高低屋盖上积雪的最不利分布情况。为了考察雪面高度变化对风场的影响，文中最后采用动网格方法对高低屋盖的风致积雪分布进行了研究比较。

第五章详细介绍了风雪运动的风洞实验。实验中首先测量了五种颗粒：细硅砂、粗硅砂、工业用盐、小苏打和玻璃珠的物理属性，接着根据风雪运动的理论分析，推导出需要满足的相似准则数，在介绍已有文献认为重要的实验准则数的同时，提出本文认为需要满足的相似准则数。最后，根据相似准则数，选用细硅砂模拟雪颗粒进行实验，对阶梯屋盖模型和立方体模型进行了风致积雪分布实验，并将实验结果与数值模拟结果和实测结果进行了比较。

第六章对本文的研究工作进行了总结，并提出了未来工作的展望。

图 1.19 给出了本文的结构框图。

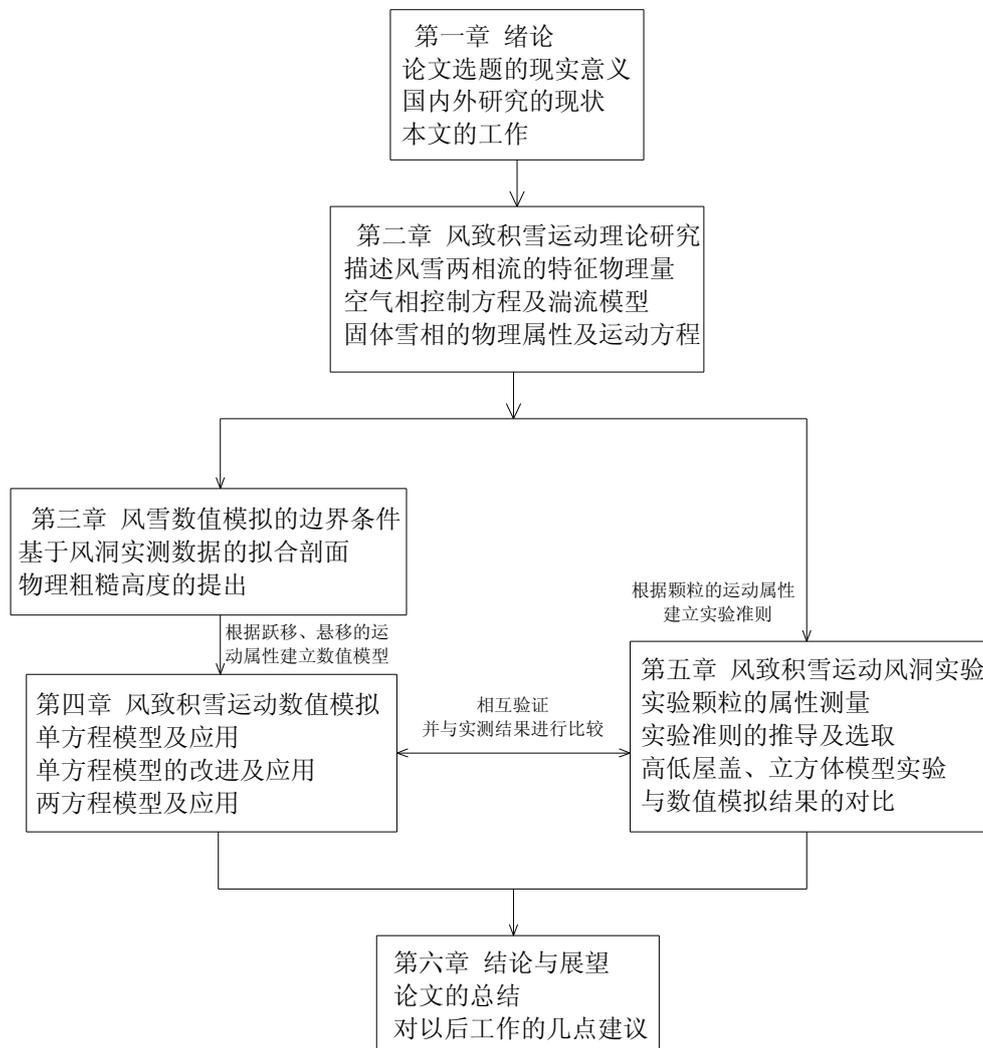


图 1.19 本文的结构框图

## 第2章 风致积雪运动理论研究

风致积雪运动是指积雪在风力的作用下发生复杂的漂移堆积运动,属于气固两相流。与单相气体流相比,风雪两相流中含有两种不相溶混的相:空气相和雪相,这使得描述风雪流动的参数要远多于描述气体流的参数,同时雪相的性质(粒径、密度等等)都会引起风雪流动性质及流动结果的很大变化。这些都使得风雪两相流的运动情况远比单相气体流复杂。本章在假定空气相为连续介质,雪相为离散介质的基础上,通过合理的简化推导了雪粒沉降速度的表达式和阈值摩擦速度的表达式,并给出简化的雪颗粒运动轨迹方程。

文中首先介绍了气固两相流的一些主要概念及参数,如固体相体积浓度、固体相质量浓度、混合相密度、固体相质量传输率等等;然后对空气相的控制方程进行了介绍,包括空气相的连续性方程、动量方程和湍流控制方程;最后对雪相进行了考察,对雪颗粒的物理属性和运动属性,包括雪粒形状、雪粒粒径、积雪密度等进行了详细描述,推导出雪颗粒沉降速度和阈值摩擦速度的简化表达式,并在借鉴已有风沙文献的基础上,对雪颗粒进行受力分析,给出简化的单个雪颗粒运动轨迹方程。通过本章的研究,为风致积雪运动的数值模拟和风洞实验打下了坚实的基础。

### 2.1 气固两相流

气固两相流是指固体颗粒在气流作用下发生复杂的运动。根据空气动力学特性,气固两相流可以分为稀相气固两相流和密相气固两相流。稀相气固两相流是指气固混合物中固体相的浓度相对较小,固体相的存在对气体相运动的影响较小,固体相在气体相的作用下进行运动,其运动规律基本与气体相一致。密相两相流是指气固混合物中固体相的浓度相对较大,固体相的存在对气体相的流动形成很大的影响。稀相和密相的划分是指相对而言,严格的划分标准目前尚无统一论(车得福, 2007)。

与稀相和密相对应,气固两相流的研究方法有两类:单相耦合方法和两相流方法。单相耦合方法适用于稀相气固两相流,即其前提是固体相浓度较低,固体相对气体相的影响可以忽略。求解时要根据气体相和固体相的相互影响对控制方程加以修正,这种相互影响包括固体相对气体相的相对滑移,气体相对固体相的作用力等等。两相流方法适用于密相气固两相流,即其前提是固体相浓度较高,固体相对气体相的影响不能忽略。运动的描述不能简单通过对控制方程修正获

得，通常是把气体相和固体相认为是两种相互作用的连续流体，分别建立各自的质量守恒方程和动量守恒方程同时进行耦合求解。

### 2.1.1 混合相特征量的定义

混合相中设固体相的体积为  $V_p$ ，密度为  $\rho_p$ ，质量为  $m_p$ ；气体相的体积为  $V$ ，密度为  $\rho$ ，质量为  $m$ 。

混合相的体积可表达为

$$V_m = V + V_p \quad (2.1)$$

固体相体积浓度为

$$f = \frac{V_p}{V_p + V} = \frac{V_p}{V_m} \quad (2.2)$$

固体相质量浓度为

$$\phi = \frac{\rho_p V_p}{\rho_p V_p + \rho V} = \frac{m_p}{m_p + m} = \frac{m_p}{m_m} \quad (2.3)$$

气固两相流中，密度的定义有两种：真密度和分密度。

真密度又称为物质密度：

$$\rho_p = \frac{m_p}{V_p}; \quad \rho = \frac{m}{V} \quad (2.4)$$

分密度又称为表观密度：

$$\rho'_p = \frac{m_p}{V_m}; \quad \rho' = \frac{m}{V_m} \quad (2.5)$$

混合相密度为

$$\begin{aligned} \rho_m &= \frac{m_m}{V_m} = \frac{m_p + m}{V_m} = \frac{V_p}{V_m} \frac{m_p}{V_p} + \frac{V}{V_m} \frac{m}{V} \\ &= \rho'_p + \rho' = f \rho_p + (1-f) \rho \end{aligned} \quad (2.6)$$

对于气固两相流，通常情况下气固密度比很小 ( $\rho \ll \rho_p$ ,  $\rho/\rho_p$  很小)，两相体积浓度比质量浓度小很多 ( $f \ll \phi$ )，这样就可以简化颗粒和流体的运动方程，忽略颗粒所占的体积。

### 2.1.2 分散雪相特征量的定义

雪质量传输率  $Q$  (snow transport rate) 是指单位时间内，竖直剖面的单位宽度内通过的雪的质量，单位为  $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$ 。

雪质量通量  $q$  (snow mass flux) 是指单位时间内，竖直剖面的单位面积内通过的雪的质量，单位为  $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ 。

雪质量浓度  $\phi$  (snow mass concentration) 是指空间单位体积内雪的质量，单位为  $kg \cdot m^{-3}$ 。

雪体积组分  $f$  (snow volume fraction) 是指空间单位体积内雪的体积，为无量纲的变量。

图 2.1 给出了特征物理量的示意图，其关系可用下列表达式表示：

$$Q = q \times h = \phi \times h \times u_p = \rho_p \times f \times h \times u_p \quad (2.7)$$

$$\phi = \rho_p \times f \quad (2.8)$$

式中， $h$  表示高度； $u_p$  表示颗粒运动速度； $\rho_p$  表示雪颗粒密度。

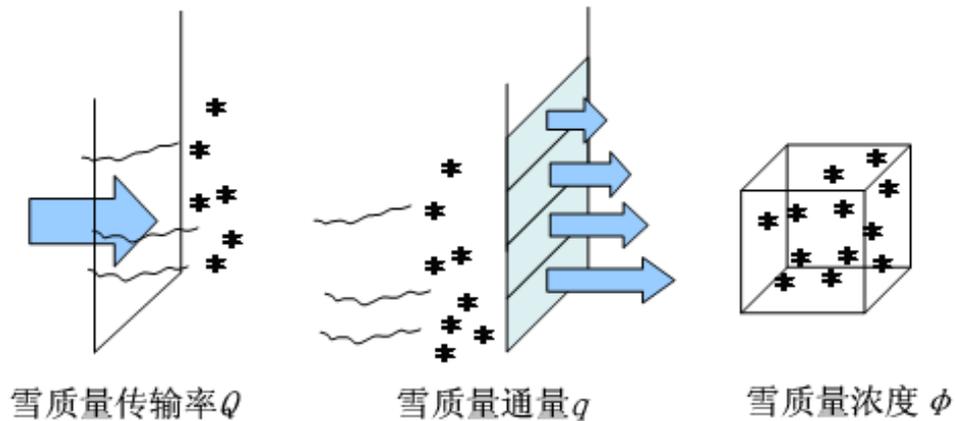


图 2.1 特征物理量示意

## 2.2 连续空气相

空气相属于连续介质，其运动要受物理守恒定律的支配，包括质量守恒定律、

动量守恒定律和能量守恒定律，运动控制方程是这些守恒定律的数学描述。与建筑有关的气流多为不可压缩湍流，除需要满足上述守恒定律外，还要遵守附加的湍流输运方程。本小节直接给出不可压缩流体的控制方程，包括连续性方程、Navier-Stokes 方程和湍流控制方程(Versteeg, 1996)。

### 2.2.1 连续性方程(continuity equation)

任何流动问题都必须满足质量守恒定律，即：单位时间内流体微元体中质量的增加等于同一时间间隔内流入该微元体的净质量。按照这一定律便可得出连续性方程。对于不可压缩流体，连续性方程为(Versteeg, 1996)：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.9)$$

式中  $u$ 、 $v$  和  $w$  分别为流体质点在  $x$ 、 $y$  和  $z$  方向的速度。

### 2.2.2 动量方程(momentum equation)

动量守恒定律也是任何流动系统都必须满足的基本定律，即：微元体中流体的动量对时间的变化率等于外界作用在该微元体上的各种力之和。按照这一定律，根据牛顿流体假设，即流体的粘性应力和应变率成正比，便可得到动量方程(Versteeg, 1996)：

$$\begin{aligned} \frac{Du}{Dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \operatorname{div}(\operatorname{grad}u) \\ \frac{Dv}{Dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{\rho} \operatorname{div}(\operatorname{grad}v) \\ \frac{Dw}{Dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\mu}{\rho} \operatorname{div}(\operatorname{grad}w) \end{aligned} \quad (2.10)$$

式中， $t$  为时间； $\rho$  为流体密度； $p$  表示压力； $\mu$  表示流体的动力粘度，而

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.11)$$

表示物质导数。式(2.10)就是 Navier-Stokes 方程，是计算流体动力学(Computational Fluid Dynamics, CFD)研究的起始点。

以上方程组是封闭的，加上合适的初值和边界条件，可以用来描述特定的流体运动，甚至可以有解析解。然而，这种情况并不多见。

### 2.2.3 湍流模型(turbulence model)

粘性流体的流动形态有三种：层流、湍流以及从层流到湍流的转捩。从工程应用的角度看，大多数情况下转捩过程对流体流动的影响不大，层流在很少情况下才出现，而在自然界和工程中最普遍存在的是湍流(陶文铨，2001)。

非定常的 Navier-Stokes 方程理论上可以用来描述湍流，但由于湍流中最小的涡尺寸要比流域小好几个数量级，一般来讲，要模拟  $1\text{cm}^3$  区域的流场需要  $10^5$  网格数，就目前计算机资源而言，这给直接采用 Navier-Stokes 方程模拟湍流带来困难。

为了考察脉动的影响，目前广泛采用的方法是雷诺时间平均法，即把湍流运动看作由两个运动叠加而成。雷诺平均的基本假设是湍流流动状态是各态遍历过程，因此，可用雷诺平均量描述湍流过程。

以任一变量  $\phi$  为例，用平均值与脉动值之和代替瞬时值，

$$\phi(x,t) = \bar{\phi}(x) + \phi'(x,t) \quad (2.12)$$

式中， $\phi(x,t)$  为瞬时量，是空间和时间的函数； $\bar{\phi}(x)$  为时间平均量，与时间无关，只与空间位置有关； $\phi'(x,t)$  是脉动量，是空间和时间的函数。

平均量由雷诺平均法定义，可由下式给出

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \phi(x,t) dt \quad (2.13)$$

将式(2.9)和式(2.10)中的瞬时量用平均值与脉动值之和代替，并对时间取平均，得到雷诺时均的控制方程如下：

雷诺平均连续性方程

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (2.14)$$

式中， $\bar{u}$ 、 $\bar{v}$  和  $\bar{w}$  分别为  $x$ 、 $y$  和  $z$  方向的时间平均速度。

雷诺平均动量方程

$$\begin{aligned} \rho \frac{D\bar{u}}{Dt} &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \text{div}(\text{grad} \bar{u}) + \rho \left[ -\frac{\partial (\overline{u'^2})}{\partial x} - \frac{\partial (\overline{u'v'})}{\partial y} - \frac{\partial (\overline{u'w'})}{\partial z} \right] \\ \rho \frac{D\bar{v}}{Dt} &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \mu \text{div}(\text{grad} \bar{v}) + \rho \left[ -\frac{\partial (\overline{u'v'})}{\partial x} - \frac{\partial (\overline{v'^2})}{\partial y} - \frac{\partial (\overline{v'w'})}{\partial z} \right] \\ \rho \frac{D\bar{w}}{Dt} &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \mu \text{div}(\text{grad} \bar{w}) + \rho \left[ -\frac{\partial (\overline{u'w'})}{\partial x} - \frac{\partial (\overline{v'w'})}{\partial y} - \frac{\partial (\overline{w'^2})}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (2.15)$$

式中,  $\bar{p}$  为平均压力,  $\tau_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j}$  ( $i, j=1, 2, 3$ ; 对于  $\tau_{ij}$ , 1, 2, 3 分别表示  $x$ ,  $y$  和  $z$ ; 对于  $u_i$ , 1, 2, 3 分别表示  $u$ ,  $v$  和  $w$ ) 为方程中新出现的 6 个未知的雷诺应力分量。雷诺应力有一个简单的物理解释如图 2.1 所示。

方程(2.15)中采用了雷诺平均法, 常被称为雷诺时均 Navier-Stokes 方程 (Reynolds Averaged Navier-Stokes, 简称 RANS 方程)。原来具有封闭性的 Navier-Stokes 方程经过雷诺平均后由于出现 6 个雷诺应力分量而丧失了封闭性, 因此必须对雷诺应力作出某种假定, 即建立应力的表达式 (或引入新的湍流模型方程), 通过这些表达式或湍流模型, 把湍流的脉动值和时均值等联系起来, 使方程组(2.14)和(2.15)封闭。根据对雷诺应力作出的假定或处理方式不同, 常可把湍流模型分为两大类: 基于 Boussinesq 涡旋粘度假设的涡旋粘度模型 (Eddy Viscosity Model: EVM) 和直接对方程中新出现的雷诺应力进行求解的雷诺应力模型 (Reynolds Stresses Model: RSM)。

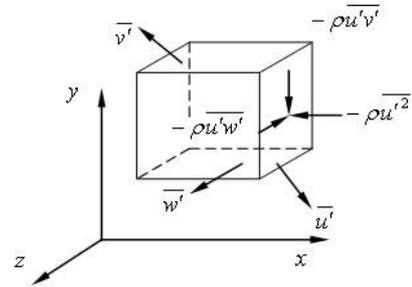


图 2.2 雷诺应力的物理解释

湍流模型种类较多, 本文只针对文中使用的两种湍流模型给出介绍 (陶文铨, 2001)。

### 1. 标准 $k-\varepsilon$ 模型

标准  $k-\varepsilon$  模型属于涡粘模型中的一种。在涡粘模型方法中不直接处理雷诺应力项, 而是引入湍动粘度 (turbulent viscosity) 或称涡粘系数 (eddy viscosity), 然后把湍流应力表示成湍动粘度的函数。

1887 年, Boussinesq 仿照分子运动论给出雷诺应力的表达式, 提出涡粘假定:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (2.16)$$

式中,  $\tau_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j}$  为雷诺应力;  $\mu_t$  为湍动粘度;  $\bar{u}_i$ ,  $\bar{u}_j$  为时均速度;  $k = \overline{u'_i u'_i} / 2 = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) / 2$  为湍动能;  $\delta_{ij}$  为 Kronecker delta 符号 (当  $i = j$  时,  $\delta_{ij} = 1$ ; 当  $i \neq j$  时,  $\delta_{ij} = 0$ )。

涡粘假定建立了湍动粘度  $\mu_t$  与时均参数的关系, 这样雷诺应力的模型化就变成了湍动粘度的模型化。标准  $k-\varepsilon$  模型 (standard  $k-\varepsilon$  model) 是由 Launder 和 Spalding (Launder, 1972) 提出。利用量纲分析, 用  $k$  和  $\varepsilon$  定义涡旋粘度如下:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.17)$$

式中， $C_\mu$  为经验常数； $k$  为湍动能； $\varepsilon$  为湍动耗散率。湍动耗散率  $\varepsilon$  被定义为：

$$\varepsilon = \frac{\mu}{\rho} \overline{\left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \right)} \quad (2.18)$$

$k-\varepsilon$  模型通过式 (2.17) 给出了湍动粘度的表达式，但同时引入新的变量  $k$ ， $\varepsilon$ 。通过推导，得出  $k$  和  $\varepsilon$  的输运方程如下：

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \text{div} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \text{grad} k \right] + 2\mu_t E_{ij} \cdot E_{ij} - \rho \varepsilon \quad (2.19)$$

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \text{div} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \text{grad} \varepsilon \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t E_{ij} \cdot E_{ij} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.20)$$

式中， $E_{ij} = (\partial \bar{u}_i / \partial x_j + \partial \bar{u}_j / \partial x_i) / 2$ ； $C_{1\varepsilon}$  和  $C_{2\varepsilon}$  为经验参数； $\sigma_k$  和  $\sigma_\varepsilon$  分别是与湍动能和耗散率对应的 Prandtl 数。根据 Launder 等的推荐值及后来的实验验证，模型常数常用的取值为： $C_\mu = 0.09$ ， $C_{1\varepsilon} = 1.44$ ， $C_{2\varepsilon} = 1.92$ ， $\sigma_k = 1.00$ ， $\sigma_\varepsilon = 1.30$ 。

## 2. 雷诺应力模型

雷诺应力模型是直接对湍流脉动应力建立微分方程，这样就可以考虑雷诺应力的各向异性。雷诺应力模型可以分为微分应力模型和代数应力模型，工程中经常采用的是 Launder, Reece 和 Rodi 提出的微分应力模型 (Launder, 1975)。

模型化的雷诺应力模型可表示为：

$$\frac{D \overline{u_i' u_j'}}{Dt} = P_{ij} + \pi_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (2.21)$$

其中， $P_{ij}$  表示湍流应力  $\overline{u_i' u_j'}$  的生成项

$$P_{ij} = - \left( \overline{u_i' u_k} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} + \overline{u_j' u_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right) \quad (2.22)$$

$\pi_{ij}$  表示由于压力应力作用导致的再分配项

$$\pi_{ij} = \frac{p}{\rho} \overline{\left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)} \quad (2.23)$$

$D_{ij}$  表示由于扩散作用导致的再分配项

$$D_{ij} = -\frac{\partial}{\partial x_k} \left( \overline{u_i' u_j' u_k'} - \nu \frac{\partial (\overline{u_i' u_j'})}{\partial x_k} + \delta_{ik} \frac{\overline{u_j' p'}}{\rho} + \delta_{jk} \frac{\overline{u_i' p'}}{\rho} \right) \quad (2.24)$$

$\varepsilon_{ij}$  表示湍流应力  $\overline{u_i' u_j'}$  的耗散项

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k}} \quad (2.25)$$

### 2.3 分散雪相

在本章中雪相假定为分散相。雪相运动是风雪两相流中的重要组成部分。流经静止雪面的风速当大于某一临界值（即起动风速）时，静止的雪颗粒便开始运动，运动形式大致可以分为三类：蠕移（Creep）、跃移（Saltation）和悬移（Suspension）。“蠕移”和“跃移”概念是 Bagnold 首先用于描述风沙运动（Bagnold, 1941）。Bagnold 发现跳跃的沙粒对沙床撞击会促使沙床表面沙粒向前移动，并建议用“跃移”一词来表达沙粒的这种跳跃运动，而将床面沙粒的缓慢向前移动称为“蠕移”。后来许多研究学者把蠕移和跃移概念引入风雪运动的描述。

蠕移是指雪颗粒沿着雪面滑动或滚动前进。在研究风沙运动时，Bagnold 认为蠕移沙粒不受气流的直接作用，其动力来源于跃移沙粒的碰撞作用（Bagnold, 1941）。这一观点已被人们普遍接受，同样也适用于雪颗粒的蠕移。

跃移是指雪颗粒在风力的作用下，沿靠近雪面的某一曲线轨道运动，并在重力的作用下落回雪面。跃移的高度一般在 0.1m 以下。

悬移是指当风速较大时，雪颗粒脱离跃移轨道进入空中，随着气流运动。雪颗粒的悬移运动杂乱无章，并无有规律可循的轨迹。悬移高度一般在 0.1~100m 左右。图 2.3 给出了风致积雪运动的示意图（Tominaga, 2010）。

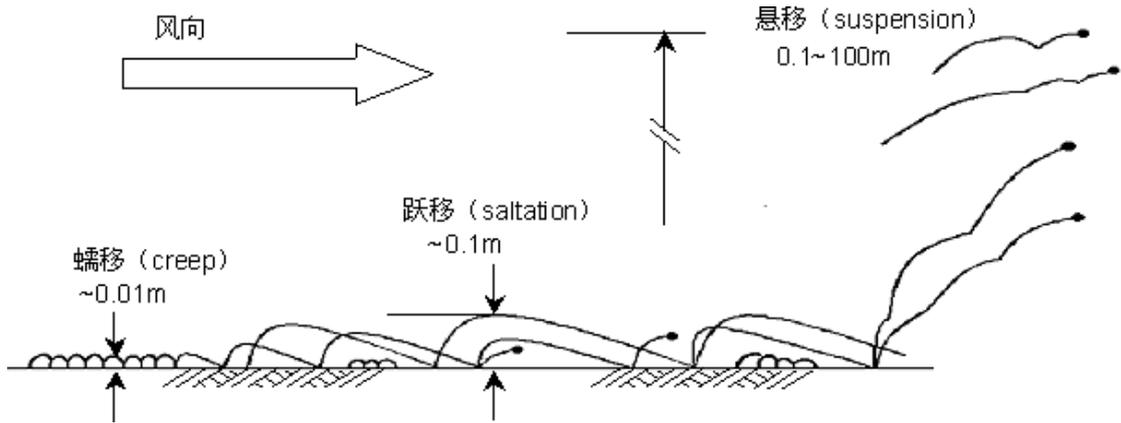


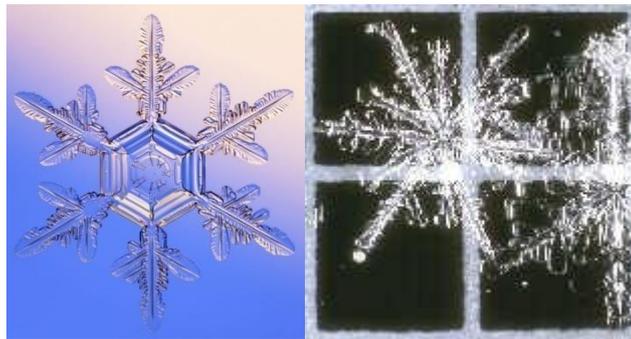
图 2.3 风致积雪漂移运动示意(Tominaga, 2010)

### 2.3.1 物理属性

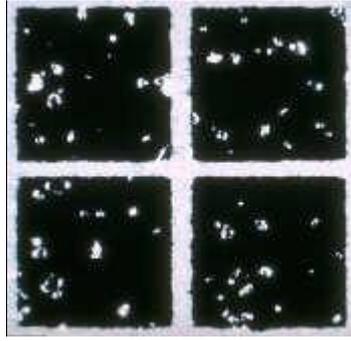
雪颗粒在风力的作用下发生漂移运动，其运动方式不仅与外部作用力有关，而且与雪颗粒本身的物理属性也有关。不同直径、形状、密度的雪颗粒，其受到的气动力是不同的，导致其运动轨迹也不尽相同。

#### 2.3.1.1 雪粒形状

风雪运动中的雪颗粒与雪花并不相同。雪花是一种美丽的六角形结晶体，单个雪花大小通常在 0.5~3.0mm 之间(朱光耀, 2007)。雪花降落到地面后，当风速较大时，雪花便随风发生复杂的漂移运动，运动中的雪颗粒，由于颗粒之间的碰撞，其晶体形状破坏，而形成粒状。风雪运动中的雪颗粒可近似认为呈球状。图 2.4 给出显微镜下雪花与风雪运动中的雪颗粒的对比(怀俄明大学官方网站)。



(a) 雪花



(b) 风雪运动中的雪颗粒

图 2.4 显微镜下雪花与风雪运动中的雪颗粒对比 (怀俄明大学官方网站)  
(<http://www-wwrc.uwyo.edu/wrds/rmfres/morbasic.html>)

### 2.3.1.2 雪粒粒径

雪粒粒径大小对起动风速和雪粒的运动有很大的影响。粒径大, 起动风速较大, 起动后重力作用占主导地位, 容易发生跃移运动; 粒径小, 起动风速较小, 起动后受湍流作用影响较大, 容易发生悬移。

Budd(Budd, 1966)和 Schmidt (Schmidt, 1982)分别测量了运动雪颗粒的尺寸。Budd 根据对测量数据的拟合, 认为雪颗粒的半径符合两参数的 $\Gamma$ 分布:

$$f(r) = \frac{r^{(\alpha-1)} \exp(-r/\beta)}{\beta^\alpha \Gamma(\alpha)} \quad (2.26)$$

$$\Gamma(\alpha) = \int_0^\infty x^{\alpha-1} \exp(-x) dx \quad (2.27)$$

式中,  $f$  是概率密度;  $r$  是雪颗粒半径;  $\alpha$  是无量纲的形状参数;  $\beta$  是长度比例参数;  $\Gamma$  是 gamma 函数。悬移雪颗粒半径的均值等于  $\alpha\beta$ , 方差等于  $\alpha\beta^2$ 。

式(2.26)中,  $\alpha$  和  $r$  随高度  $z$  变化, 是高度的函数。Budd(Budd, 1966)给出  $\alpha$  和  $r_m$  的取值,  $\alpha$  近似取 15,  $r_m$  近似取  $80 \mu m$ ; Schmidt(Schmidt, 1982)根据在 American Great Plain 的观测得出,  $\alpha$  从壁面到 1m 高处是随高度直线变化的。在跃移层中,  $\alpha$  近似取 5,  $r_m$  近似取  $100 \mu m$ 。Dover(Dover, 1993)根据在南极的实测给出  $\alpha$  取 2,  $r_m$  取  $75 \mu m$ 。图 2.5 给出了雪颗粒粒径的 Gamma 分布。

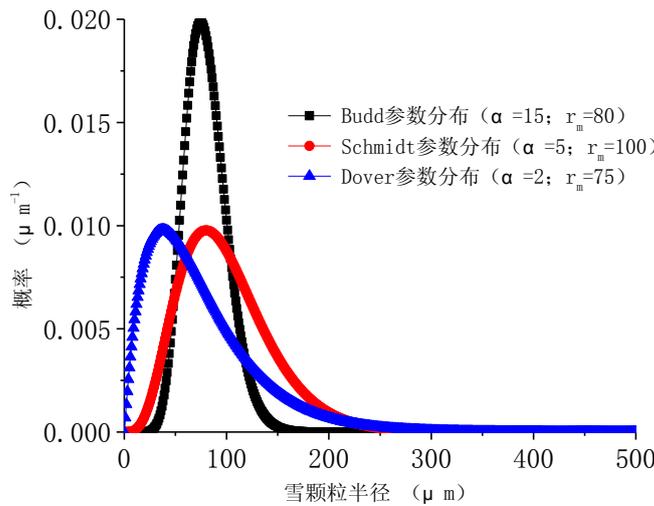


图 2.5 雪颗粒粒径的 Gamma 分布

### 2.3.1.3 积雪密度

除了雪粒粒径外，积雪密度也会对起动风速产生较大的影响(王中隆, 1983)，同时积雪密度也会影响到雪质量浓度分布和雪质量传输率的大小。雪密度较小时，起动风速较小。反之，起动风速则较大。未扰动的新雪较疏松，平均密度较小，仅有  $50\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ，甚至能观测到  $4.9\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$  的罕见数据，因此新雪较容易起动。新雪随着时间的增长会进一步的密实，密度有所增大，起动风速也会随之增大(详见下文图 2.9)。表 2.1 给出了我国天山地区积雪密度的大致范围(朱光耀, 2007)。

表 2.1 我国新疆天山地区积雪密度

名称	新雪 (干雪)	新雪 (湿雪)	细粒雪	中粒雪	粗粒雪	融冻雪	深霜
直径 (mm)	<0.5		0.5~1	1~2	2~3	3~4	<4
密度 ( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ )	40~80	100~200	110~170	170~230	180~240	200~270	220~270

### 2.3.1.4 积雪分类

地球表面积雪受到地域气候、气温的影响表现为不同的物理性质，体现在雪的密度、雪的起动速度等等并不相同。同时，积雪的时间历程也会对雪粒的物理性质产生影响。随着积雪时间的增长，积雪进一步的密实，粒径、密度都有所变化，在气流作用下更不容易起动。国内外各研究机构通过雪的粒径对积雪进行了分类(见表 2.2)。

表 2.2 国内外积雪分类(朱光耀, 2007)

粒径 (mm)	国际分类 (1954)	日本冰雪学会分类 (1967)	兰州冰川冻土所分类 (1978)
	名称	名称	名称
<0.5	降雪	新雪	新雪
0.5~1	积雪初期	稍密实雪	细雪
1~2	不规则积雪	密实雪	中雪
2~3	平面上有颗粒	少再结霜粗砂粒状雪	粗雪
3~4			深霜
<4	深部深霜	再结霜粗砂粒状雪	聚合深霜

## 2.3.2 运动属性

### 2.3.2.1 雪粒受力分析(岑可法, 1990; 倪晋仁, 2006)

#### 1. 阻力

雪颗粒受力运动时与气流存在相对速度, 使得雪颗粒受到气流的作用力, 称为粘性阻力, 或简称为阻力。根据流体力学知识(吴望一, 1982), 雪颗粒受到的阻力可采用阻力系数  $C_D$  进行表示:

$$F_D = \frac{1}{2} \rho u_r^2 A C_D = \frac{\pi}{8} \rho u_r^2 d_p^2 C_D \quad (2.28)$$

式中,  $\rho$  为空气密度;  $u_r$  为雪颗粒与空气的相对速度;  $C_D$  为阻力系数;  $A$  为雪颗粒迎风面横截面面积,  $d_p$  为雪颗粒直径。

#### 2. 升力

根据流体力学知识, 球状雪颗粒的升力系数  $C_L$  为 0。

#### 3. 重力

雪颗粒在空气中受到的重力作用, 可用下式表达:

$$F_G = m_p g = \rho_p V_p g = \frac{1}{6} \pi \rho_p d_p^3 g \quad (2.29)$$

式中,  $\rho_p$  为雪颗粒密度;  $d_p$  为球状雪颗粒的直径;  $g$  为重力加速度。

#### 4. 浮力

空气施加于雪颗粒上的浮力, 可表达为:

$$F_F = \rho V_p g = \frac{1}{6} \pi \rho d_p^3 g \quad (2.30)$$

### 5. 附加质量力

雪颗粒相对空气作加速运动时, 会带动或推动颗粒周围的空气作相同加速度的非恒定运动。推动雪颗粒运动的力不但增加雪颗粒本身的动能, 而且也增加了空气的动能, 好似雪颗粒的质量增加了, 即附加质量力, 或称表观质量效应。附着球状雪颗粒上的空气体积近似等于球状雪颗粒体积的一半。

$$F_A = \frac{1}{12} \pi \rho d_p^3 \frac{d(u - u_p)}{dt} \quad (2.31)$$

### 6. 压力梯度力

雪颗粒是在有压力梯度的气流中运动, 会受到由压力梯度引起的作用力:

$$F_T = \frac{1}{6} \pi \rho d_p^3 \frac{dp}{dy} \quad (2.32)$$

### 7. Basset 力

由于气流的非恒定性运动, 雪颗粒在其中运动时会对过去的加速过程产生记忆效应, 为此引入 Basset 力, 用于计及雪颗粒的加速历程。

$$F_B = \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\rho \pi \mu} \int_0^t \frac{d(u - u_p)/d\tau}{\sqrt{t - \tau}} d\tau \quad (2.33)$$

### 8. Magnus 力

气流中速度梯度存在, 使颗粒上部的气流速度大于下部的气流速度, 从而引起雪颗粒的旋转。由雪颗粒旋转产生的作用力, 称为 Magnus 升力。Rubinow 和 Keller (Rubinow, 1961) 导出在简单切变流中旋转小球所受 Magnus 升力的表达式为:

$$F_M = \frac{\pi}{8} \rho d_p^3 (u - u_p) \left( \omega - \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2.34)$$

### 9. Saffman 力

颗粒在有速度梯度的流场中运动时, 由于颗粒上部处的速度比下部处的速度高, 颗粒将受到一个升力的作用, 称为 Saffman 升力。在低颗粒雷诺数情况下, 对平面剪切流绕圆球的流动可用奇异摄动法求得颗粒所受的 Saffman 升力。

$$F_S = 1.61 \sqrt{\mu \rho} d_p^2 (u - u_p) \sqrt{\frac{du}{dy}} \quad (2.35)$$

式 (2.35) 是在颗粒雷诺数  $Re_p \ll 1$  情况下推导而得。当颗粒雷诺数较高时, Saffman 升力还没有相应的计算公式。

雪颗粒在气流中受力较多,但并不是每个受力在运动分析时都需要考虑。而且颗粒的受力情况直接影响其运动方程。同时,考虑到重力和阻力是雪颗粒运动的主要驱动力,因此可将其他力与重力和阻力进行比较,以确定其他作用力在考察雪颗粒的运动方程时是否可以忽略。

$$\frac{F_F}{F_G} = \frac{\frac{1}{6}\pi\rho d_p^3 g}{\frac{1}{6}\pi\rho_p d_p^3 g} = \frac{\rho}{\rho_p} \quad (2.36)$$

式(2.36)表示,雪颗粒所受浮力与重力之比等于空气密度与雪颗粒密度之比。浮力对雪颗粒运动影响程度仅次于重力和阻力之后,因此相比附加质量力等其他作用力而言,浮力需要考虑。

$$\frac{F_A}{F_G} = \frac{\frac{1}{12}\pi\rho d_p^3 \frac{d(u-u_p)}{dt}}{\frac{1}{6}\pi\rho_p d_p^3 g} = \frac{1}{2} \frac{\rho}{\rho_p g} \frac{d(u-u_p)}{dt} \quad (2.37)$$

$$\frac{F_T}{F_G} = \frac{\frac{1}{6}\pi\rho d_p^3 \frac{dp}{dy}}{\frac{1}{6}\pi\rho_p d_p^3 g} = \frac{\rho}{\rho_p g} \frac{dp}{dy} \quad (2.38)$$

由于  $\rho \ll \rho_p g$ , 故附加质量力和压力梯度力可以忽略。

$$\frac{F_B}{F_G} = \frac{\frac{3}{2}d_p^2 \sqrt{\rho\pi\mu} \int_0^t \frac{d(u-u_p)/d\tau}{\sqrt{t-\tau}} d\tau}{\frac{1}{6}\pi\rho_p d_p^3 g} \approx \frac{\sqrt{\rho\mu}}{\rho_p d_p g} \int_0^t \frac{d(u-u_p)/d\tau}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \quad (2.39)$$

由于  $\sqrt{\rho\mu} \ll \rho_p d_p g$ , 一般情况 Basset 力可以忽略。

$$\frac{F_M}{F_G} = \frac{\frac{\pi}{8}\rho d_p^3 (u-u_p) \left( \omega - \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial y} \right)}{\frac{1}{6}\pi\rho_p d_p^3 g} = \frac{3\rho(u-u_p) \left( \omega - \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial y} \right)}{4\rho_p g} \quad (2.40)$$

由于雪颗粒与气流之间相对速度  $(u-u_p)$  较小,速度在竖直方向的梯度  $\partial u/\partial y$  与  $\omega$  相比也较小,且  $\rho \ll \rho_p$ , 即使  $\omega$  达到  $100r/s$ ,  $F_M$  仍比  $F_G$  小两个数量级,故 Magnus 升力可以忽略。

$$\frac{F_S}{F_G} = \frac{1.61\sqrt{\mu\rho}d_p^2(u-u_p)\sqrt{\frac{du}{dy}}}{\frac{1}{6}\pi\rho_p d_p^3 g} = \frac{3\sqrt{\mu\rho}(u-u_p)}{\rho_p g d_p} \sqrt{\frac{du}{dy}} \quad (2.41)$$

从式(2.41)可以看出, Saffman 升力也可以忽略。

从以上的分析可以发现, 雪颗粒的重力、浮力和阻力是运动中需要考虑的作用力。本文以后章节的分析都近似忽略除重力、浮力和阻力之外的其他力的作用。

### 2.3.2.2 雪粒沉降速度

假设在空中从静止释放一个雪颗粒, 则该颗粒在重力的作用下, 向下做加速运动。雪颗粒受到重力的同时, 由于向下运动受到空气的抵抗力, 该抵抗方向与运动方向相反, 称之为阻力, 其大小可以通过空气动力学知识得到, 用下式表示:

$$F_D = \frac{1}{2}\rho w_r^2 \times C_D A \quad (2.42)$$

式中,  $\rho$  为空气密度;  $w_r = w_p - w$  为雪颗粒与空气的竖向相对速度;  $C_D$  为阻力系数;  $A$  为雪颗粒迎风面横截面面积。根据牛顿第二定律, 颗粒沿竖向的运动方程可表达为:

$$-m_p \frac{dw_r}{dt} = G + F_D + F_f \quad (2.43)$$

$$-\frac{1}{6}\pi d_p^3 \rho_p \frac{dw_r}{dt} = -\frac{1}{6}\pi d_p^3 \rho_p g + \frac{1}{8}\pi d_p^2 \rho w_r^2 C_D + \frac{1}{6}\pi d_p^3 \rho g \quad (2.44)$$

$$\rho_p d_p \frac{dw_r}{dt} = (\rho_p - \rho) d_p g - \frac{3}{4}\rho w_r^2 \times C_D \quad (2.45)$$

式中,  $G$ 、 $F_D$ 、 $F_f$  分别为雪颗粒受到的重力、阻力和浮力;  $d_p$  为雪颗粒直径;  $\rho_p$  为雪颗粒密度;  $g$  为重力加速度。

建筑方面涉及到的大气边界层, 可近似认为竖直方向的平均风速  $w=0$ 。因此雪颗粒与空气的竖向相对速度近似等于雪颗粒的竖向速度  $w_r = w_p$ , 将  $w_r = w_p$  代入式(2.45)可化简为:

$$\frac{dw_p}{dt} = \frac{(\rho_p - \rho)}{\rho_p} g - \frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{C_D}{d_p} w_p^2 \quad (2.46)$$

雪粒在释放的初始时刻, 在重力、阻力和浮力的作用下向下做加速运动。运动过程中, 颗粒受到的重力和浮力大小、方向不变, 而阻力随着下降速度的增大而增大。当速度达到某一临界值时, 雪颗粒受到的重力、阻力和浮力的合力变为

零，雪颗粒开始匀速下降，该临界风速便为雪粒沉降速度，此时雪颗粒速度不再随时间变化，即  $dw_p/dt \rightarrow 0$  时， $w_p$  即为颗粒的沉降速度  $w_f$ 。

$$w_f^2 = \frac{(\rho_p - \rho)}{\rho_p} g \times \frac{4}{3} \frac{\rho_p}{\rho} \frac{d_p}{C_D} \quad (2.47)$$

$$w_f = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{(\rho_p - \rho)}{\rho} \frac{d_p}{C_D} g} \quad (2.48)$$

在考虑雪颗粒的沉降速度时，作用在雪颗粒上的浮力可以近似忽略不计 (Malcolm, 1991)，则雪颗粒在的沉降速度可表达为：

$$w_f = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\rho_p}{\rho} \frac{d_p}{C_D} g} \quad (2.49)$$

对于 Stokes 流，惯性项的影响可以被忽略，阻力系数可表达为 (Pruppacher, 1997)：

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} \quad (2.50)$$

式中， $\text{Re}_p$  为颗粒速度雷诺数，可用下式表达：

$$\text{Re}_p = \frac{u_r d_p}{\nu} \quad (2.51)$$

式中， $u_r$  为雪颗粒与空气的相对速度； $\nu$  为空气运动粘性系数。根据上面的阐述，当计算雪颗粒的沉降速度时， $u_r$  可取为  $w_r$ ，最终化简为  $w_f$ 。

对于 Oseen 流，阻力系数可表达为 (Pruppacher, 1997)：

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} \left( 1 + \frac{3}{16} \text{Re}_p \right) \quad (2.52)$$

Carrier (Carrier, 1953) 针对 Oseen 流提出了半经验的修正公式。Carrier 认为 Stokes 理论忽略了惯性的影响，而 Oseen 理论则高估了惯性的影响。如果能结合两种理论则可以给出较合理的表达式，在此基础上引入系数  $c_a$ ，同时给出  $c_a$  的取值 0.43。Carrier 的阻力系数公式可表达为：

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} \left( 1 + \frac{3c_a}{16} \text{Re}_p \right) = \frac{24}{\text{Re}_p} (1 + 0.0806 \text{Re}_p) \quad (2.53)$$

当 $c_a$ 取0时即为 Stokes 流；当 $c_a$ 取1时即为 Oseen 流。

将 Carrier 的阻力系数公式 (2.53) 代入沉降速度表达式 (2.49)，化简可得：

$$w_f = \frac{-v + \sqrt{v^2 + 0.0179(\rho_p/\rho)gd_p^3}}{0.1612d_p} \quad (2.54)$$

根据表 2.1 的积雪密度分类，通过式 (2.54) 可获得各种类型积雪的沉降速度随雪颗粒直径的变化规律，见图 2.6。式 (2.54) 中 $v$ 为空气运动粘性系数，根据建筑结构荷载规范 GB50009-2001 (2006 版)，取为 $v=1.45 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ； $\rho$ 为空气密度，根据规范取为 $\rho=1.25 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 。

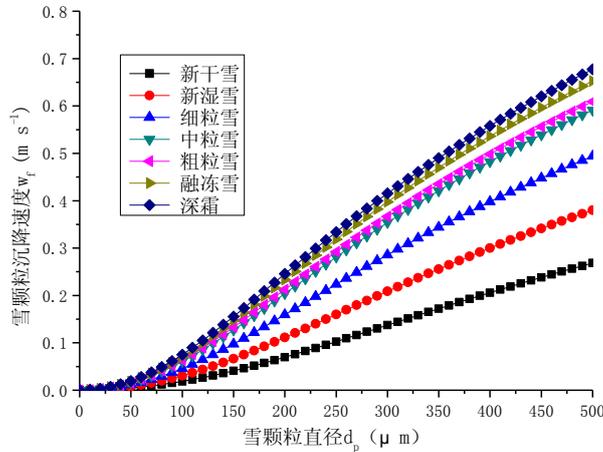


图 2.6 雪颗粒沉降速度随雪颗粒直径的变化规律

### 2.3.2.3 壁面摩擦速度

大气边界层的气流中存在应力，使得水平风速沿高度的增加而增大，产生竖向梯度。气流流经雪面时，气流在雪面便会产生水平方向的剪切应力。当应力足够大时，雪颗粒便在应力的作用下产生运动。

Owen (Owen, 1964) 在研究沙粒跃移层中风速沿高度分布时，提出“颗粒剪切应力”的概念，将其视为由于向下和向上运动沙粒的水平速度差所造成的作用于单位面积气流上的力。在沙粒跃移层内，风沙流的总剪切应力 $\tau$ 由气流剪切应力 $\tau_a$ 和颗粒剪切应力 $\tau_p$ 组成，即 $\tau = \tau_a + \tau_p$ 。

Pomeroy (Pomeroy, 1988) 在研究雪跃移时则把雪面剪切应力分为三部分：

$$\tau = \tau_n + \tau_s + \tau_r \quad (2.55)$$

其中， $\tau_n$ 表示不可侵蚀的单元（如：植被，建筑）表面产生的剪切应力； $\tau_s$ 表示

静态可侵蚀表面产生的剪切应力； $\tau_p$ 表示颗粒跃移层产生的剪切应力。

壁面的摩擦速度与壁面剪切应力有关，可用下式表达：

$$u_* = \sqrt{\tau/\rho} \quad (2.56)$$

#### 2.3.2.4 壁面阈值摩擦速度

壁面阈值摩擦速度，是表征雪漂移运动发生与否的特征量。当壁面摩擦速度大于壁面阈值摩擦速度时，雪颗粒便开始向下游运动。任何静止的雪颗粒，在起动的瞬间都是围绕着下游方向和底部雪颗粒的接触点发生转动，如图 2.7 所示。

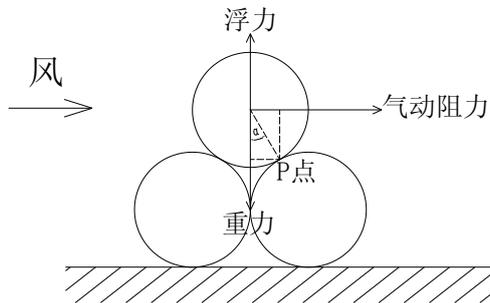


图 2.7 雪颗粒受力示意图

图 2.7 中  $\alpha$  为休止角，即雪颗粒在自然堆积状态下，与水平面能形成的最大的夹角。对于无粘结的球状颗粒，休止角近似等于 60 度。

雪颗粒在气动阻力的作用下有绕  $P$  点转动的趋势，转动力矩的大小与气动阻力有关。一般情况下，平整雪面单位面积上的平均气动阻力  $\tau$  等于  $\rho u_*^2$ ，作用在颗粒的投影面上，作用面积的大小与雪颗粒直径的平方  $d_p^2$  成正比，比例系数设为  $\eta$ ，则气动阻力绕  $P$  点的主动力矩为：

$$\eta \rho u_*^2 d_p^2 \times \xi \frac{d_p}{2} \cos \alpha \quad (2.57)$$

式 (2.57) 中  $\xi$  是考虑到气动阻力并不作用在球状雪颗粒的球心而引入的修正系数。同时，雪颗粒在重力作用下，阻止雪颗粒发生转动。重力和浮力对  $P$  点产生的力矩为：

$$\frac{\pi}{6} (\rho_p - \rho) d_p^3 g \times \frac{d}{2} \sin \alpha \quad (2.58)$$

临界状态下，气动阻力、重力和浮力产生的力矩达到平衡：

$$\eta \rho u_*^2 d_p^2 \times \xi \frac{d_p}{2} \cos \alpha = \frac{\pi}{6} (\rho_p - \rho) d_p^3 g \times \frac{d}{2} \sin \alpha \quad (2.59)$$

求解式(2.59)可获得 $u_*$ 的起动值,即为壁面阈值摩擦速度,用 $u_{*t}$ 表示,

$$u_{*t} = \sqrt{\frac{\pi \sin \alpha}{12\eta\xi \cos \alpha}} \sqrt{\frac{(\rho_p - \rho)}{\rho} g d_p} = D \sqrt{\frac{(\rho_p - \rho)}{\rho} g d_p} \quad (2.60)$$

式中 $D$ 为系数。式(2.60)表明,壁面阈值摩擦速度与颗粒的密度和直径有关。

壁面阈值摩擦速度除与密度和直径有关外,还与雪颗粒之间的粘性、温度、湿度等因素有关。1990年Kind列出了一些情况下的阈值摩擦速度:(1)低于 $-2.5^\circ\text{C}$ 的新鲜干燥且松散的雪颗粒, $u_{*t} = 0.15\text{m/s}$ ; (2) $0^\circ\text{C}$ 时刚降的雪颗粒, $u_{*t} = 0.25\text{m/s}$ ; (3) $0^\circ\text{C}$ 左右已降数小时后的雪颗粒, $u_{*t} = 0.40\text{m/s}$ 。

### 2.3.2.5 起动风速

由于壁面剪切应力 $\tau$ 不容易测量,即壁面摩擦速度不易获得,许多学者采用某一高度处的风速作为判断雪颗粒发生漂移与否的特征量,称为起动风速。各国的研究者进行了大量的观测来研究影响起动速度的因素,并给出了许多关系图和经验表达式(Baskaran, 1997; 朱光耀, 2007; 席建锋, 2006)。图2.8给出了温度低于 $-6^\circ\text{C}$ 时,起动风速随雪粒粒径的变化规律。从图中可以看出,当雪粒粒径小于 $2\text{mm}$ 时,随着雪粒粒径的增大起动风速也增大,但其增加的速度越来越慢。起动风速随雪粒粒径的平方根呈线性增加的关系(席建锋, 2006)。

$$u_t = 3.4 + 1.5\sqrt{d_p} \quad (2.61)$$

式中, $u_t$ 为雪颗粒的起动风速; $d_p$ 为雪颗粒直径。

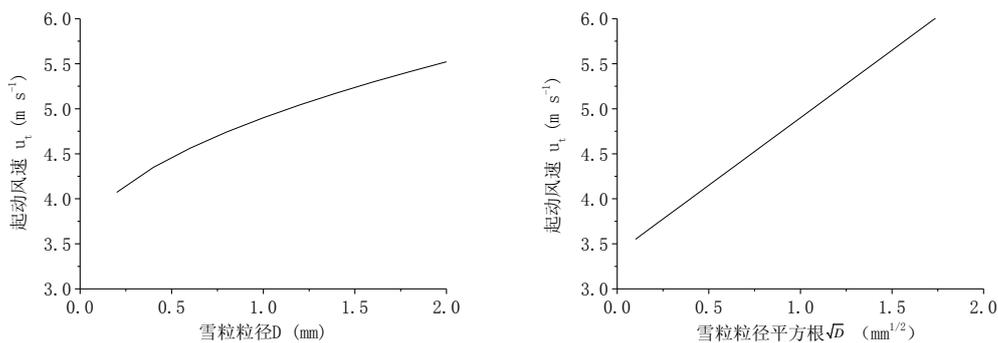


图 2.8 起动风速与雪粒粒径的关系(席建锋, 2006)

图 2.9 给出了起动风速随积雪密度的变化规律。从图中可以看出,起动风速(离雪面 $1\text{m}$ 和 $10\text{m}$ 高处)随积雪密度的增加先以线性关系增加,后呈指数关系增加。

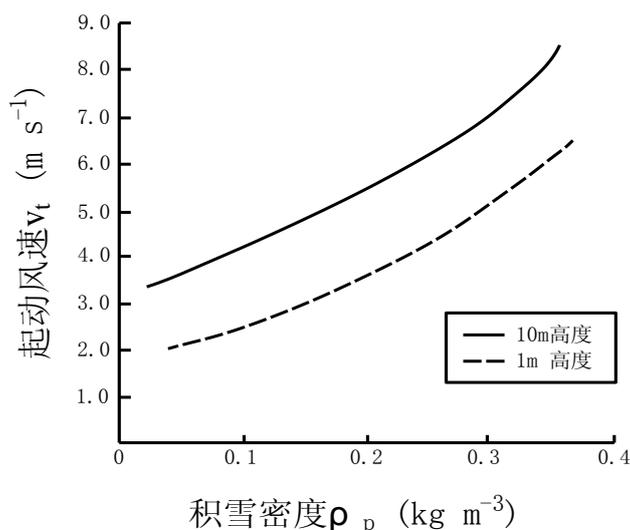


图 2.9 起动风速与积雪密度的关系(席建锋, 2006)

温度对起动风速影响也较大。不同的雪面温度会使积雪的物理性质发生变化,如雪粒粒径、雪的含水量、积雪密度、摩擦系数、附着力、雪粒之间的固结力、积雪表面状态等等都发生变化,从而影响雪粒子的起动速度及运动。图 2.10 给出了起动风速与温度的关系。从图中可以看出,随着气温从  $2^{\circ}\text{C}$  下降,起动风速迅速下降;当气温小于  $-5^{\circ}\text{C}$  以后,起动风速随温度的变化较缓慢。

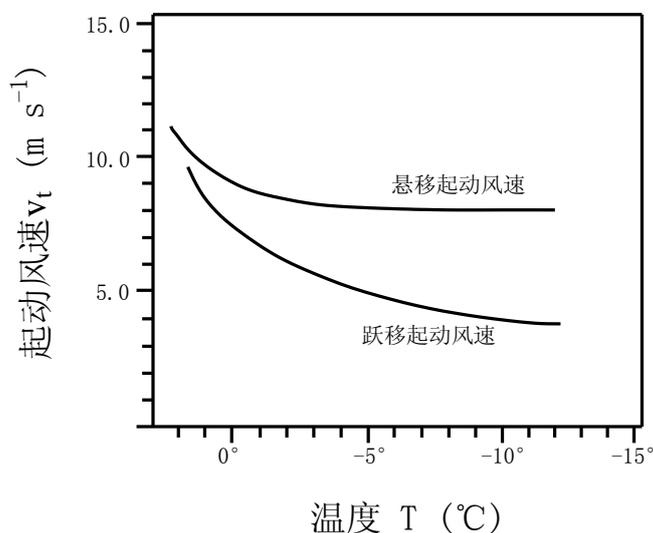


图 2.10 起动风速与温度的关系(朱光耀, 2007)

### 2.3.2.6 粗糙高度

壁面粗糙度的存在使壁面对气流的水平运动产生阻力,使接近地表的风速随着离地面高度的减小而降低。描述平均风速随高度变化的规律曲线称为风速剖

面。通常情况下,可以采用壁面粗糙高度和壁面摩擦速度给出对数律的风速剖面,见式(2.62)

$$u(z) = \frac{u_*}{K} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (2.62)$$

式中:  $z$  为高度;  $K$  为冯卡门常数;  $u_*$  为壁面摩擦速度;  $z_0$  为壁面粗糙高度,反映了地面粗糙度的变化情况。宏观的  $z_0$  涉及到地形、建筑等对风剖面的影响。Simiu 和 Scanlan(Simiu, 1996)给出各种类型地貌粗糙高度  $z_0$  的大致范围。受地理条件的影响,各国规范对  $z_0$  的取值不尽相同。欧洲规范规定了四类风场,其粗糙高度取值分别为 0.01m、0.05m、0.3m 和 1m。张相庭根据实测统计给出 20cm 深度以上的雪面,壁面粗糙高度可取为 0.0005m(张相庭, 1998)。Tominaga 在数值模拟中将雪面粗糙高度取为 0.00003m(Tominaga, 2008)。

宏观的  $z_0$  并不足以描述风雪运动对风剖面的影响。风雪运动对风剖面的影响,相当于壁面粗糙高度有所增加。Owen(1964)提出跃移发生时,雪面的粗糙高度与  $u_*^2/2g$  成比例,即:

$$z_0 = c_1 \frac{u_*^2}{2g} \quad (2.63)$$

式中,  $c_1$  为比例系数,取决于雪表面的类型。对于平坦雪面可取  $c_1 = 0.12$ 。图 2.11 给出了式(2.63)描述的壁面摩擦速度与雪面粗糙高度的关系。从图中可以看出,随着  $u_*$  从  $0.1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  变到  $1.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $z_0$  从  $0.00006\text{m}$  变到  $0.006\text{m}$ , 变化幅度较大。与静态雪面粗糙高度相比,有较大变化。

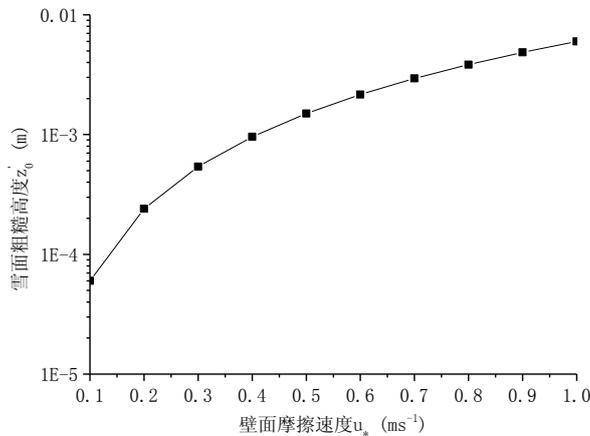


图 2.11 壁面摩擦速度与雪面粗糙高度关系图

### 2.3.2.7 颗粒运动轨迹方程

球状颗粒在流体中的运动可用 BBO 方程 (Basset-Boussinesq-Oseen Equation) 描述 (S. L. Soo, 1967; Thomas, 1992):

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = & \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p G (\vec{u} - \vec{u}_p) - \frac{\pi}{6} d_p^3 \nabla p + \frac{\pi}{12} d_p^3 \rho \frac{d}{dt} (\vec{u} - \vec{u}_p) \\ & + \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \rho \mu} \times \int_{t_0}^t \frac{(d/d\tau)(\vec{u} - \vec{u}_p)}{\sqrt{t_p - \tau}} d\tau + F_a \end{aligned} \quad (2.64)$$

其中,

$$G = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho}{\rho_p} \frac{1}{d_p} |\vec{u} - \vec{u}_p| \quad (2.65)$$

方程(2.64)右边, 从左至右5项分别为, 斯托克斯阻力项、压力梯度力项, 附加质量力项, Basset 力项, 其他外部力项。根据前文的讨论, 对于雪颗粒可近似只考虑阻力项与重力项的影响, 则方程(2.64)可化简为:

$$\frac{d\vec{u}_p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{C_D}{d_p} \frac{\rho}{\rho_p} |\vec{u} - \vec{u}_p| (\vec{u} - \vec{u}_p) - \vec{a} \quad (2.66)$$

设雪颗粒的运动轨迹可用  $(x_p, y_p, z_p, t)$  表示, 则可得到运动轨迹方程为:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x_p}{dt^2} = & \frac{3}{4} \frac{C_D}{d_p} \frac{\rho}{\rho_p} \left( u - \frac{dx_p}{dt} \right)^2 \\ \frac{d^2 z_p}{dt^2} = & \frac{3}{4} \frac{C_D}{d_p} \frac{\rho}{\rho_p} \left( w - \frac{dz_p}{dt} \right)^2 - g \end{aligned} \quad (2.67)$$

式中,  $C_D$  为阻力系数;  $d_p$  为雪颗粒直径;  $\rho$  为空气密度;  $\rho_p$  为雪颗粒密度;  $u$ ,  $v$ ,  $w$  分别为空气相  $x$ ,  $y$ ,  $z$  方向的速度;  $g$  为重力加速度。

## 2.3.3 雪颗粒运动形式

### 2.3.3.1 雪蠕移运动

蠕移是指当流经雪面的风速接近起动风速时, 积雪表面的雪颗粒在雪面上迂回、滚动并向前滑移。蠕移与跃移没有明显的界限。蠕移状态下的雪颗粒基本不离开雪面, 蠕移的运动高度不超过 1cm, 对雪的输运贡献较小, 在计算雪传输量时可以忽略不计 (Sundsbo, 1998)。

### 2.3.3.2 雪跃移运动

许多学者包括 Dyunin (Dyunin, 1980), Schmidt (Schmidt, 1982) 等认为雪漂移中, 雪跃移量占有很大比重, 因此对雪跃移进行细致的研究很有必要。

#### 1. 单个雪颗粒跃移模型

颗粒的跃移是指一些固体颗粒(如: 雪, 沙, 谷物等等)在外力的作用下, 沿着某一曲线轨道, 进行周期性的前进运动, 前进的方向由外力决定。1972 年 Kobayashi 采用摄像的方法再现了雪颗粒的跃移运动, 发现雪颗粒的跃移跟沙粒的跃移运动相似。图 2.12 给出了低风速(1m 高处风速为  $2\sim 4\text{ms}^{-1}$ ) 并伴随少量降雪情况下, 雪颗粒跃移的情况。图 2.13 给出了降雪不发生情况下, 雪颗粒跃移的情况, 此时 1m 高处的风速约为  $3\sim 5\text{ms}^{-1}$ 。

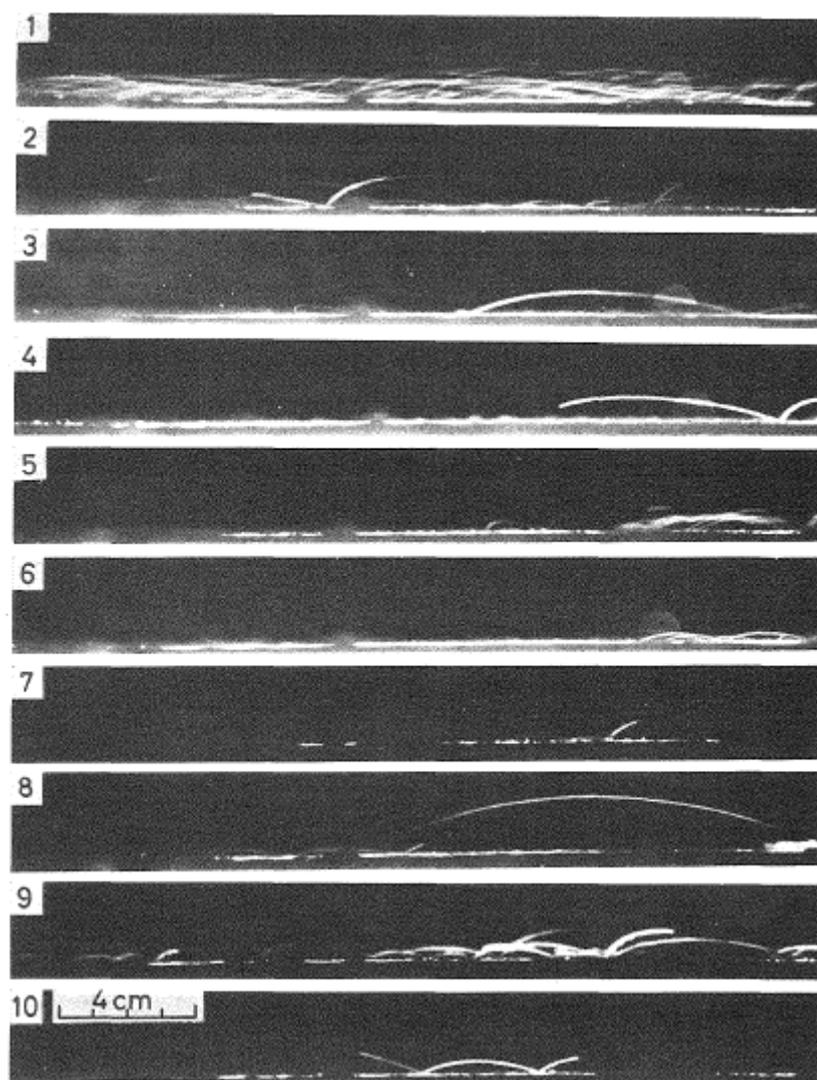


图 2.12 降雪发生情况下雪颗粒跃移 (Kobayashi, 1972)

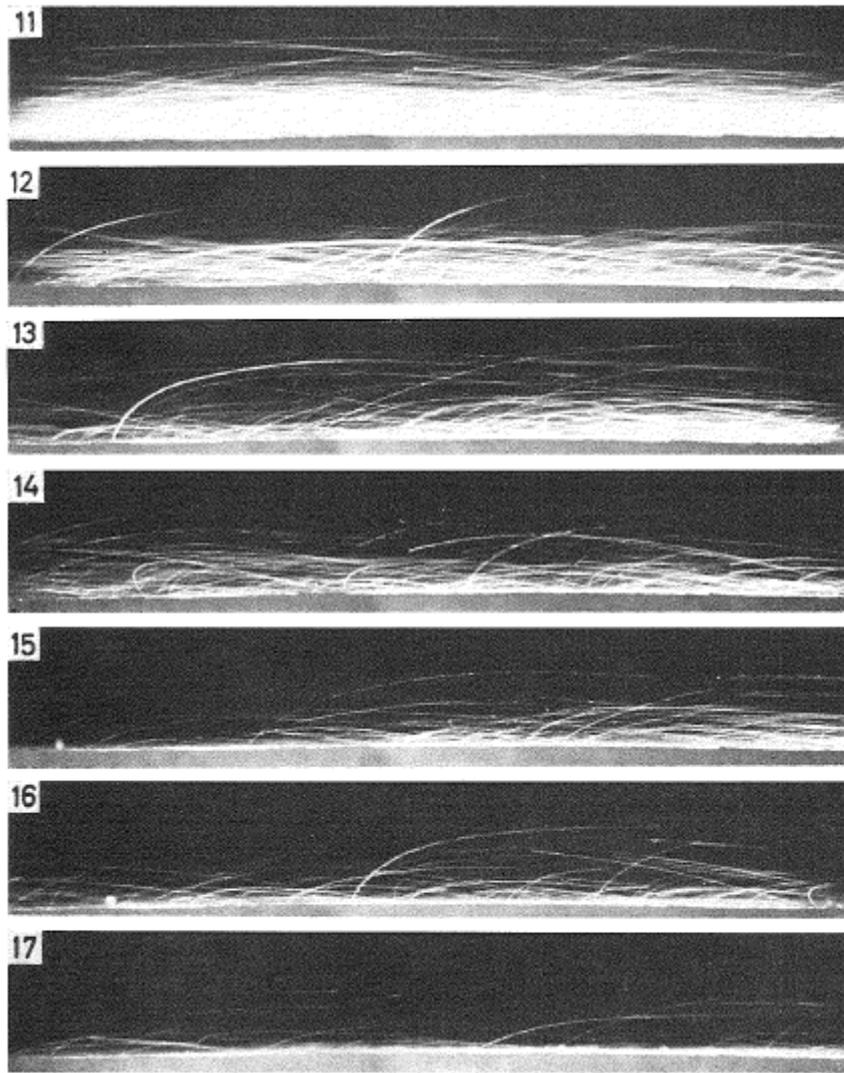


图 2.13 降雪不发生情况下雪颗粒跃移图像 (Kobayashi, 1972)

当流经静止雪面的风速超过某一临界值时，雪颗粒便开始跃移运动。跃移中的雪颗粒几乎是竖直离开雪面，在轨道顶部附近进行加速，斜向落回雪面。对雪颗粒的运动进行受力分析，可知雪颗粒在上升过程中受到气动阻力的作用，在水平方向做加速运动；同时受到重力的作用，在竖直方向做竖直上抛运动，最后在重力的作用下落回了雪面。落回雪面时，雪颗粒具有一定的动能。动能的一部分用于破坏雪颗粒之间的粘性力，一部分通过碰撞传递给其他颗粒，使其他颗粒可以继续跃移运动。跃移轨道示意图见下：

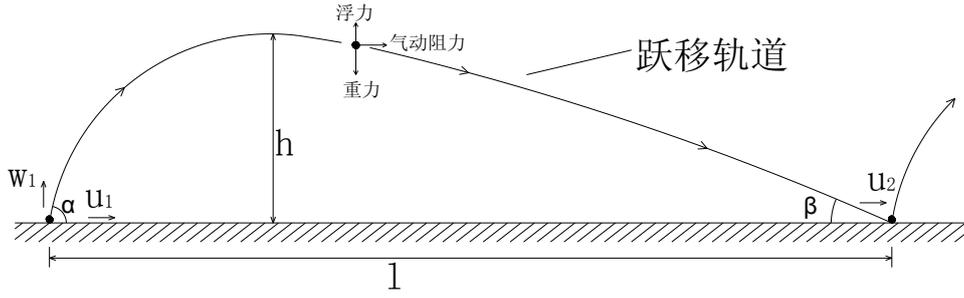


图 2.14 跃移轨道示意

## 2. 雪跃移量

由质量守恒定律可得，雪跃移质量传输率为：

$$Q_{sal} = \int_0^{h_{sal}} u_{sal}(z) \phi_{sal}(z) dz \quad (2.68)$$

式中： $h_{sal}$  表示雪颗粒的跃移高度； $u_{sal}(z)$  表示  $z$  高度处雪颗粒跃移水平平均速度； $\phi_{sal}(z)$  表示  $z$  高度处雪跃移的浓度，即跃移层中  $z$  高度处单位体积内雪的质量。

$u_{sal}(z)$ ， $\phi_{sal}(z)$  都随高度变化，需将两者乘积沿高度积分才能获得  $Q_{sal}$ 。为了分析简便，假想一跃移层，跃移量为  $Q_{sal}$ ，跃移速度和跃移浓度沿高度为常数  $\bar{u}_{sal}$ 、 $\bar{\phi}_{sal}$ ，跃移层高度为  $h_{sal}$ ，此时下式成立：

$$Q_{sal} = \bar{u}_{sal} \times \bar{\phi}_{sal} \times h_{sal} \quad (2.69)$$

跃移层平均雪浓度可表达为：

$$\bar{\phi}_{sal} = \frac{1}{h_{sal}} \int_0^{h_{sal}} \phi_{sal}(z) dz \quad (2.70)$$

跃移高度可用下式表达 (Pomeroy, 1990)：

$$h_{sal} = 1.6 \frac{u_*^2}{2g} \quad (2.71)$$

## 3. 雪跃移量经验公式

作用于雪面的气动阻力  $\tau$  是雪颗粒进行运动的动力来源。雪面上雪颗粒静止时受到气动阻力的作用。当气动阻力足够大时，雪颗粒便从静止的雪面升起，其水平速度为  $u_1$ ，竖直速度为  $w_1$ （见图 2.14）。在风力作用下经过  $l$  的水平距离后落回雪面，落回时水平速度为  $u_2$ 。在单位时间，单位侧向宽度内有质量为  $Q_{sal}$  的雪粒沿着风力作用进行了运动，而运动的能量  $Q_{sal}(u_2 - u_1)$  是由单位侧向宽度的气动阻力给予。根据牛顿第二定律，则有下式成立：

$$\tau = Q_{sal} \frac{u_2 - u_1}{l} \quad (2.72)$$

式中,  $Q_{sal}$  为单位时间单位侧向宽度的雪跃移质量传输率,  $u_1$  是雪颗粒自地面升起时的水平速度,  $u_2$  是雪颗粒经过跃移运动过落回地面时的水平速度,  $l$  为雪颗粒跃移的水平距离。

作用于雪面的气动阻力  $\tau$  可用下式表达:

$$\tau = \rho u_*^2 \quad (2.73)$$

式中,  $\rho$  为空气密度;  $u_*$  为壁面摩擦速度。

把式(2.73)代入式(2.72)中, 可得单位时间单位侧向宽度雪跃移量的计算公式:

$$Q_{sal} = \rho u_*^2 \frac{l}{(u_2 - u_1)} \quad (2.74)$$

式中,  $u_1$  与  $u_2$  相比是个小量, 可以略去。

假定水平只受到气动阻力, 水平加速度为常数, 并忽略气动阻力的竖直分量。根据牛顿定律可得, 雪颗粒水平和竖直方向的运动方程。

水平方向的运动方程为:

$$l = \frac{1}{2} u_2 t^2 \quad (2.75)$$

竖直方向的运动方程为:

$$w_1 = g \frac{t}{2} \quad (2.76)$$

把式(2.75)代入式(2.76)中得:

$$\frac{l}{u_2} \sim \frac{w_1}{g} \quad (2.77)$$

把式(2.77)代入式(2.74)中, 可得跃移雪质量传输率的简化公式:

$$Q_{sal} = \rho u_*^2 \frac{w_1}{g} \quad (2.78)$$

式中,  $w_1$  为跃移雪颗粒离开雪面时的竖直平均速度。

Bagnold (Bagnold, 1941) 研究风沙跃移运动时, 认为沙颗粒离开雪面是由气动阻力引起, 因此可以认为  $w_1$  与风速的分布有关。即:

$$w_1 \sim u(z) \quad (2.79)$$

风速的分布是由下式给出:

$$u(z) = \frac{u_*}{K} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (2.80)$$

因此可以认为沙粒离开沙面的竖向平均速度  $w_1$  与壁面摩擦速度  $u_*$  成正比, 即下式成立:

$$w_1 = Bu_* \quad (2.81)$$

其中,  $B$  为系数, 描述颗粒的撞击作用。为了分析简化, 对于给定状态下的颗粒, 取  $B$  为某一常数。

把式 (2.81) 代入式 (2.78) 中, 可得计算雪跃移量的简化公式 (Bagnold, 1941):

$$Q_{sal} = B \frac{\rho u_*^3}{g} \quad (2.82)$$

式 (2.82) 是 Bagnold 研究风沙运动时, 提出的沙跃移简化公式, 本文引入该公式用于描述风雪运动, 同时通过数值实验 (详见第四章), 给出  $B$  取 0.25。

Iversen (Iversen, 1980) 假定跃移雪颗粒的起动速度  $w_1$  是与  $u_* - u_{*t}$  相关, 给出跃移雪质量传输率的经验公式:

$$Q_{sal} = \frac{\rho}{g} u_*^2 (u_* - u_{*t}) \quad (2.83)$$

式中,  $\rho$  为空气密度;  $g$  为重力加速度;  $u_*$  为壁面摩擦速度;  $u_{*t}$  为阈值摩擦速度。

Pomeroy (Pomeroy, 1990) 结合平坦流域雪跃移的实测数据, 给出跃移雪质量传输率的经验公式:

$$Q_{sal} = \frac{0.68\rho}{u_*g} u_{*t} (u_*^2 - u_{*t}^2) \quad (2.84)$$

### 2.3.3.3 雪悬移运动

随着超过临界值的风速进一步增大, 部分跃移雪颗粒或雪面上的雪颗粒受到湍流的作用便脱离跃移轨道, 进入悬移层做悬移运动。雪颗粒的悬移运动杂乱无

章，其运动轨迹受湍流作用的影响较大，并无规律可循。

Prandtl (Prandtl, 1952) 给出了悬移层均匀颗粒在理想平衡状态下雪质量浓度的方程。当不考虑雪升华时，湍流作用下的向上扩散和雪的向下沉降达到平衡，竖向雪通量为零。

$$w_f \phi_{sus} + K_p \frac{\partial \phi_{sus}}{\partial z} = 0 \quad (2.85)$$

其中， $w_f$  表示雪颗粒沉降速度， $K_p$  表示颗粒的湍流扩散系数， $\phi_{sus}$  表示悬移雪质量浓度。

Shiotani and Arai (Shiotani, 1953) 假定  $K_p = Ku_* z$ ，给出悬移雪质量密度的近似表达式：

$$\phi_{sus}(z) = \phi_0 \left( \frac{z}{z_0} \right)^{-w_f/Ku_*} \quad (2.86)$$

其中， $\phi_0$  表示  $z_0$  高度处的雪质量浓度， $K$  表示 Von Karman 常数； $u_*$  表示壁面摩擦速度。雪悬移质量通量及质量传输率的竖向分布可以通过飘移浓度和风速的乘积得到，

$$q(z) = \phi(z) \times u(z) = \frac{u_* \phi_0}{K} \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) \times \left( \frac{z}{z_0} \right)^{-w_f/Ku_*} \quad (2.87)$$

$$Q_{sus} = \int_{h_{sal}}^{h_{sus}} q(z) dz = \frac{u_* \phi_0}{K} \int_{h_{sal}}^{h_{sus}} \left[ \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) \times \left( \frac{z}{z_0} \right)^{-w_f/Ku_*} \right] dz \quad (2.88)$$

## 2.4 本章小结

本章在假定风雪两相流中的空气相为连续相，雪相为分散相的基础上，对风致积雪运动进行了研究。在合理的假定基础上，推导出雪颗粒沉降速度的表达式和阈值摩擦速度的表达式，给出了风雪运动中雪颗粒的近似轨迹方程。

文中首先介绍了气固两相流的一些主要参数，然后分别空气相和雪相的运动属性进行了考察。连续介质空气相的控制方程包括连续性方程、Navier-Stokes 方程和湍流控制方程。为了对分散雪相的运动属性有深入的认识，文中先总结了分散雪相的物理属性(雪粒形状、雪粒粒径、积雪密度等)和运动属性特征量的分布规律)，推导出雪颗粒沉降速度和阈值摩擦速度的表达式。风雪运动中的雪颗

粒可近似认为呈球状，其粒径服从两参数的 Gamma 分布。在假定雪颗粒呈球状的基础上，对风雪运动中的雪颗粒进行了受力分析，给出各个受力的代数表达式。将各个受力与重力对比中发现，在研究风雪运动中，除重力、浮力和阻力外的其他作用在雪颗粒上的力都可以近似忽略。在对雪颗粒进行受力分析的基础上，给出了雪颗粒运动轨迹方程的简化表达式。

文中最后分别针对风雪运动中蠕移、跃移和悬移三种运动方式给出相应的描述。风雪运动中蠕移量相对较小可以忽略不计；一般情况下，跃移量所占比重较大；当风速较高时，悬移量所占总漂移量的比重会有所增加。

### 第3章 风雪运动数值模拟中边界条件研究

入口边界条件的给定对于数值模拟非常重要。边界条件的好坏直接影响到模拟结果是否与实际相吻合,是否能反映实际情况。适当的边界条件不仅与实际相吻合,而且能很好的满足自保持性要求,即让来流通过没有任何障碍物的计算域,入口的速度和湍动能剖面能维持到出口边界上保持不变。由于风雪运动数值模拟的基础是风场的模拟,因而风雪运动的模拟也涉及到该问题。在开阔的流域,当风速一定时,雪漂移会随距离的增加而达到一种稳定状态。此时与静止雪面相比,运动中的雪颗粒特别是跃移层的雪颗粒相当于增加了地表面的粗糙程度,从而使边界层的性质发生改变。

壁面粗糙度大致可以分为四类(Harris, 2003; Nikuradse, 1933)。按尺度的由小到大,分别为:①砂粒粗糙度(sand-grain roughness);②生物粗糙度(biogenic roughness);③跃移粗糙度(saltation roughness);④床形粗糙度(bed-form roughness)。静态雪面的粗糙度属于砂粒粗糙度,其粗糙高度随地域的变化,受干湿状态的影响较大。张相庭(张相庭, 1998)根据调查统计,近似给出静止雪面的粗糙度为 0.0005m; Tominaga(Tominaga, 2008)在计算中采用的粗糙高度为 0.00003m。风雪运动时则属于动态雪面,其壁面粗糙度属于跃移粗糙度,粗糙高度与跃移的高度有关。Beyers(Beyers, 2004)提出了一种在风速入口边界处,考虑雪漂移运动对风速影响的方法,但在文中数值模拟中并没有应用,也未对边界条件是否满足自保持性进行过考察。目前国内外很少文献涉及风雪运动数值模拟中雪漂移运动对入口边界的影响和雪跃移对壁面粗糙度的影响。

文中参考文献(Yang Yi and Gu Ming, 2009)的方法,首先结合低温风洞实验室的风雪试验数据,把文献的方法应用于风雪运动数值模拟中。经对比验算发现,文献的方法应用于风雪数值模拟中不能很好满足自保持性。为了进一步满足自保持性要求,引入等效物理粗糙高度,建立起雪跃移高度与等效物理粗糙高度的关系。研究表明,通过等效物理粗糙高度的应用,边界条件的自保持特性得到了进一步的提高。

### 3.1 来流边界条件

#### 3.1.1 风工程中的来流边界条件

计算风工程数值模拟中,在计算域的入流边界上通常需要给定来流速度边界条件;涉及湍流计算,还需给定来流湍流边界条件。

##### 3.1.1.1 平均风速剖面

在梯度风高度以下,由于地面摩擦的作用,平均风速随着离地面高度的减小而降低,描述平均风速随高度变化的规律曲线称为平均风速剖面。目前常用的风速剖面有两种:

##### 1. 平均风速剖面指数律分布

Hellman(Hellmann, 1916)提出了指数规律,后来 Davenport(Davenport, 1965)根据多次观测资料整理出不同场地的风剖面,提出平均风速随高度变化的规律可用指数函数来描述,即:

$$u(z) = u_s \left( \frac{z}{z_s} \right)^\alpha \quad (3.1)$$

式中,  $z$  和  $u(z)$  分别是任意高度和这一高度处的平均风速;  $z_s$  和  $u_s$  分别是标准高度和这一高度处的平均风速;  $\alpha$  是地面粗糙度系数,随不同地形而变化。我国建筑结构荷载规范 GB50009-2001(中华人民共和国建设部, 2006)将地貌条件分成 A、B、C、D 四类,其对应的风速剖面指数  $\alpha$  分别为 0.12、0.16、0.22、0.30。

##### 2. 平均风速剖面对数律分布(Holmes, 2004)

平均风速随高度的变化规律也可用对数函数来描述。气象学家认为用对数率表示大气底层强风风速廓线比较理想,即:

$$u(z') = \frac{u_*}{K} \ln \left( \frac{z'}{z_0} \right) \quad (3.2)$$

式中,  $z' = z - z_d$  表示离地有效高度,  $z$  是离地高度,  $z_d$  零平面位移;  $u(z')$  是  $z'$  高度处的平均风速;  $u_* = \sqrt{\tau_w / \rho}$  为壁面摩擦速度,  $\tau_w$  是地面剪切应力,  $\rho$  是空气密度;  $z_0$  为地面粗糙长度,反映了地面粗糙度的变化情况。  $K$  为 von karman 常数,一般取为 0.42。对数律平均风速剖面是理论模型,适合梯度风高度范围内地面附近平均风速的描述,和指数律模型形成互补。欧洲规范规定的五类风场的地面

粗糙长度  $z_0$  分别为 0.003m、0.01m、0.05m、0.3m 和 1m。受地理条件的影响，不同国家规范的取值不一样。

### 3.1.1.2 湍流边界条件

来流边界条件包括平均量和脉动量两部分。平均量用平均风速来表示；脉动量的表达方式有多种，本文采用  $k-\varepsilon$  湍流模型，用湍动能  $k$  和湍动能耗散率  $\varepsilon$  来表示脉动量。

#### 1. 湍动能 $k$ 的给定

计算风工程中湍动能的给定通常可以分为两类：

1) 在没有参考数值情况下，可近似假定湍流具有各向同性，即认为三个方向的湍流度相同，采用下列近似公式给定 (Sagrado, 2002)：

$$k(z) = \frac{3}{2} [u_{\infty}(z) \times I(z)]^2 \quad (3.3)$$

式中， $I(z)$  为湍流强度。

2) 考虑实际大气边界层湍流的各向异性，认为横向、竖向湍流强度与纵向湍流强度成比例，比例系数小于 1。为了方便应用，有时不考虑它们之间的数量关系，笼统用下式表达 (Lakehal, 1998; Lakehal, 1999)：

$$k(z) = 1.2 \times [u(z) \times I_u(z)]^2 \quad (3.4)$$

式中， $I_u(z)$  为流向湍流强度。

#### 2. 湍动能耗散率 $\varepsilon$ 的给定

湍动能耗散率表示小尺度涡由机械能转化为热能的速率，其定义式为：

$$\varepsilon = \nu \overline{\left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \right) \left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \right)} \quad (3.5)$$

式中， $\nu$  为流体的分子粘性，重复下标表示求和。

### 3.1.2 风雪运动中的来流边界

Naa'im (Naa'im, 1998) 和 1999 年 Tominaga (Tominaga, 1999) 在进行风雪运动数值模拟时采用的湍动能入口沿高度为常数。2004 年 Beyers (Beyers, 2004) 在

缺乏雪漂移时湍动能入口资料的情况下，采用了完全发展湍流的入口边界。周昶毅等(周昶毅, 2007)采用的湍动能入口则是日本建筑协会提出的湍流度经验公式，没有考虑雪漂移对风速的影响。本小节基于湍流平衡态假设，从标准  $k-\varepsilon$  模型控制方程出发，推导满足控制方程的湍动能表达式。

### 3.1.2.1 风速剖面的推导

雪漂移运动时，雪面的等效粗糙高度属于跃移粗糙高度，其粗糙度要受到雪跃移高度的影响。雪颗粒的跃移高度可用下式近似表达：

$$h_{sal} = 1.6 \frac{u_*^2}{2g} \quad (3.6)$$

雪面粗糙高度可用下式近似表达：

$$z_0 = 0.12 \frac{u_*^2}{2g} \quad (3.7)$$

数值模拟时采用对数律风速剖面：

$$u(z) = \frac{u_*}{K} \ln(z/z_0) \quad (3.8)$$

$u_*$  与  $z_0$  的耦合关系可用式(3.7)来表达。在已知某高度处风速时，可用牛顿-拉普森法迭代求解。

### 3.1.2.2 湍流剖面的推导(Yang Yi and Gu Ming, 2009)

#### 1. 湍动能剖面推导

标准  $k-\varepsilon$  模型中，湍动能方程为：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\mu_t E_{ij} E_{ij} - \rho \varepsilon \quad (3.9)$$

其中， $\rho$  为空气密度， $C_\mu$  为模型常数， $\mu_t$  为湍流粘性系数，可以表达为

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.10)$$

$E_{ij}$  为平均速度应变张量，可以表达为

$$\begin{aligned}
2\mu_t E_{ij} E_{ij} &= \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \\
&= \mu_t \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right\}
\end{aligned} \quad (3.11)$$

建筑风工程中所处理的问题为低速流动，可合理地认为流体不可压缩。考虑定常情况：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) = 0 \quad (3.12)$$

充分发展湍流  $\mu_t \gg \mu$ ：

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \cong \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (3.13)$$

认为风速只与高度有关，则：

$$\begin{aligned}
\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial x} &= 0 \\
\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial w}{\partial y} &= 0 \\
\frac{\partial u}{\partial z} &\neq 0 \\
\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial w}{\partial z} &= 0
\end{aligned} \quad (3.14)$$

认为湍动能只与高度有关，则：

$$\begin{aligned}
\frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial k}{\partial y} &= 0 \\
\frac{\partial k}{\partial z} &\neq 0
\end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) \quad (3.16)$$

建筑风工程中，竖向速度较小，可近似取为：

$$w \cong 0 \quad (3.17)$$

$$w \frac{\partial k}{\partial z} = 0 \quad (3.18)$$

对于不可压缩流，根据上面各式，可得：

$$u_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho k) = u \frac{\partial}{\partial x} (\rho k) + v \frac{\partial}{\partial y} (\rho k) + w \frac{\partial}{\partial z} (\rho k) = 0 \quad (3.19)$$

故式(3.11)可化简为：

$$\begin{aligned} 2\mu_t E_{ij} E_{ij} &= \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \\ &= \mu_t \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right\} \\ &= \mu_t \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \end{aligned} \quad (3.20)$$

代入式(3.9)中，化简可得：

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \mu_t \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \rho \varepsilon = 0 \quad (3.21)$$

假定局部区域的湍流处于平衡状态，湍动能的生成量等于耗散量 (Mochida, 2002; Watakabe, 2002)，即

$$\varepsilon = C_\mu^{1/2} k(z) \cdot \frac{\partial u}{\partial z} \quad (3.22)$$

把式(3.22)代入式(3.21)中：

$$\frac{C_\mu}{\sigma_k} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial k}{\partial z} \right) = 0 \quad (3.23)$$

$$\frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial k}{\partial z} = \text{const.} \quad (3.24)$$

根据风速剖面式(3.8)，得到式(3.24)的解为：

$$k = \sqrt{D_1 \cdot \ln(z/z_0) + D_2} \quad (3.25)$$

其中， $D_1, D_2$ 为常数。

## 2. 湍流耗散率剖面的推导

标准  $k-\varepsilon$  模型中，湍动能耗散率方程为：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + 2C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t E_{ij} E_{ij} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3.26)$$

其中， $C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}$  为模型参数。

根据定常、不可压缩假定，把式 (3.22) 带入上式化简得：

$$\left( \frac{\partial k}{\partial z} \right)^2 + k \frac{\partial^2 k}{\partial z^2} - \frac{2k}{z+z_0} \frac{\partial k}{\partial z} + \frac{(C_{1\varepsilon} - C_{2\varepsilon}) \sigma_\varepsilon}{K^2} u_*^2 \cdot \frac{k}{(z+z_0)^2} + \frac{k^2}{(z+z_0)^2} = 0 \quad (3.27)$$

式 (3.27) 为湍动能的非线性常微分方程，没有解析解。

根据局部区域的湍流平衡态假设，把式 (3.8) (3.25) 代入式 (3.22) 中：

$$\varepsilon = C_\mu^{1/2} \cdot \frac{u_* k(z)}{Kz} \quad (3.28)$$

## 3.2 适用性验证

为了验证本章所提方法的有效性，选取了四种风雪运动计算的入口边界（见表 3.1），采用日本 Okaze (Okaze, 2008) 低温风洞实验室的风雪试验数据对其进行验证比较。Case1 是 Naaaim (Naaaim, 1998) 风雪数值模拟中采用的湍流边界条件。Tominaga (Tominaga, 1999) 在计算时也采用了此类湍流边界条件，只是模型参数的取值与 Naaaim 略有不同。该类湍流边界条件假定湍动能不沿高度变化，然而实际情况并非如此。无论风洞试验还是现场实测均表明，湍流参数随高度而改变；Case2 是 Beyers (Beyers, 2004) 采用的完全发展湍流的边界条件；Case3 是周晖毅 (周晖毅, 2007) 采用的湍流边界条件，湍动能参考日本建筑协会的 A 类地貌湍流度经验公式取值；Case4 为本章采用的湍流边界。该边界考虑了湍流参数随高度的变化，与实际情况更加吻合，其中  $D_1, D_2$  为常数，通常根据实验或实测的数据拟合得到。

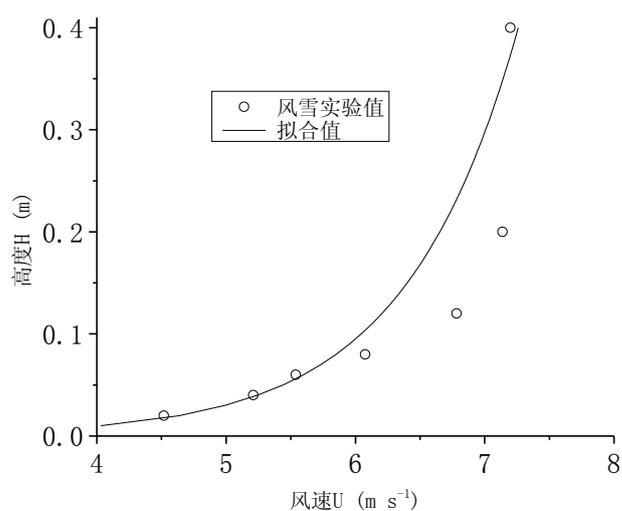
表 3.1 湍流边界条件

	湍动能	湍动能耗散率	文献来源
Case1	$k = \sigma_k \frac{(c_{\varepsilon 2} - c_{\varepsilon 1})}{K^2} u_*^2$	$\varepsilon = \sigma_\varepsilon \frac{(c_{\varepsilon 2} - c_{\varepsilon 1})}{K^2} \frac{u_*^3}{Ky}$	文献(Naaim, 1998)
Case2	$k = 10^{-4} u(z)^2$	$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{0.1h}$	文献(Beyers, 2004)
Case3	$k = 1.2(uI)^2$ $I = 0.1 \left( \frac{z}{H_g} \right)^{-\alpha-0.05}$	$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{Kz}$	文献(周炬毅, 2007)
Case4	$k = \sqrt{D_1 \ln(z/z_0) + D_2}$	$\varepsilon = C_\mu^{1/2} k(z) \frac{\partial U}{\partial z}$	本章采用

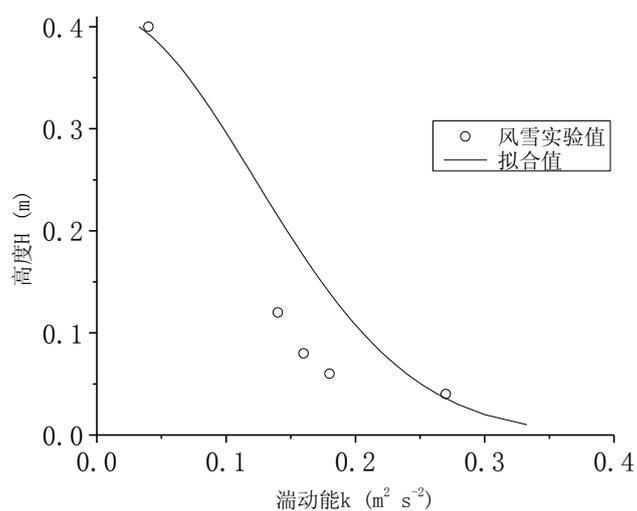
### 3.2.1 风雪试验介绍

Okaze(Okaze, 2008)在日本新庄的低温风洞实验室采用真实雪颗粒进行风雪试验,测量了雪漂移对风剖面的影响。实验室工作段尺寸为 $14 \times 1 \times 1\text{m}$ (长 $\times$ 宽 $\times$ 高)。试验中采用超声波风速仪测量了不同位置、不同高度共36个测点处的风雪运动时的风速。由于仪器数量的限制,试验并不能同时测得36个点处的风速;因此必须进行多次实验。在进行每次试验前,都尽量设置初始状态相同,可近似忽略没有同步测量对结果的影响。

采用式(3.8)、式(3.25)对实验数据进行拟合。拟合所得结果见图3.1。从图3.1可以看出,风速和湍动能剖面对近壁面测点拟合较好,中间测点拟合较差。由于风雪运动对近壁面处风速的影响最大,故采用如图所示拟合曲线。



(a) 风速拟合



(b) 湍动能拟合

图 3.1 入口边界条件拟合

$$u(z) = \frac{0.3676}{K} \ln(z/0.0001) \quad (3.29)$$

$$k = \sqrt{-0.0297 \ln(z/0.0001) + 0.2474} \quad (3.30)$$

### 3.2.2 计算方案

分别以表 3.1 中的四类入口边界进行 2D 数值模拟计算。根据测点的分布，计算域取  $4\text{m} \times 0.4\text{m}$  ( $x \times z$ )，其中  $x$  表示流向方向， $z$  表示竖向方向。计算域中

没有任何障碍物，采用非均匀结构化网格。靠近地面采用边界层网格，沿高度方向最小网格尺寸为 0.004m，网格增长因子为 1.02，无量纲距离  $y^+ = \Delta y u_* / \nu$  为 60 左右，在合理范围内（ $\Delta y$  表示沿壁面法线方向到壁面的距离）；沿长度方向最小网格尺寸为 0.03m，网格总数为 5320。

### 3.2.3 对比结果分析

图 3.2 给出了四种计算工况下，入口与出口的风速比较。从图可以看出，Case1 出口风速与入口相比，越远离或越靠近壁面差别越大。近壁面处最大相差达到 20%；远壁面处最大差别为 3%；Case2 的出、入口风速吻合较好，最大差别为 7%；Case3 出口风速与入口差别较大，最大达到 34%。Case4 出口风速和 Case1 出口风速较接近，规律也同 Case1，近壁面处最大相差 20%。

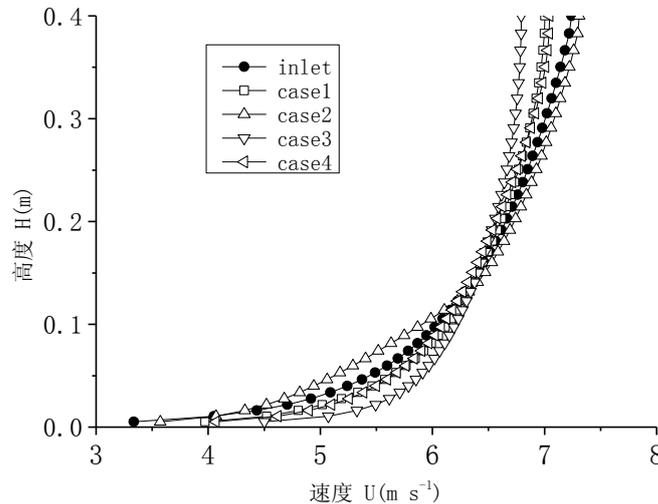
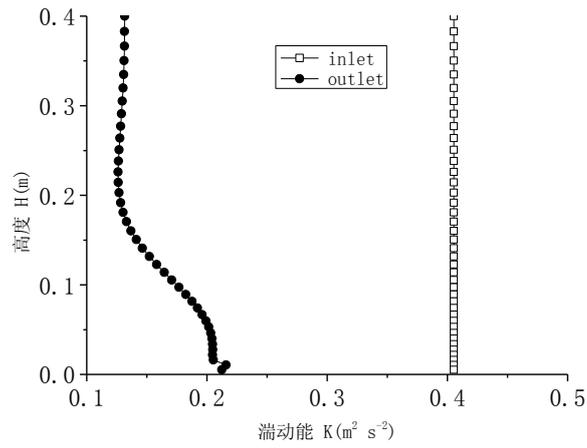
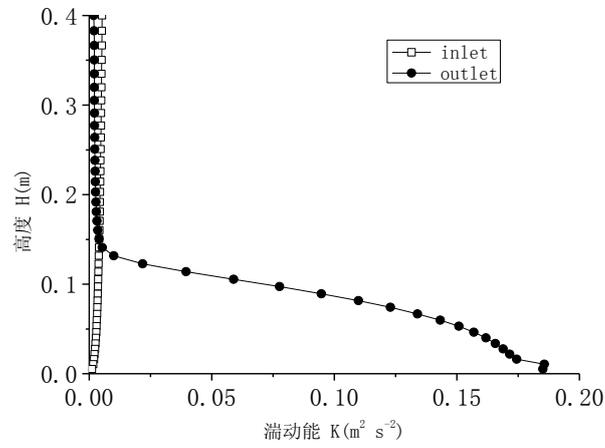


图 3.2 出口与入口风速比较

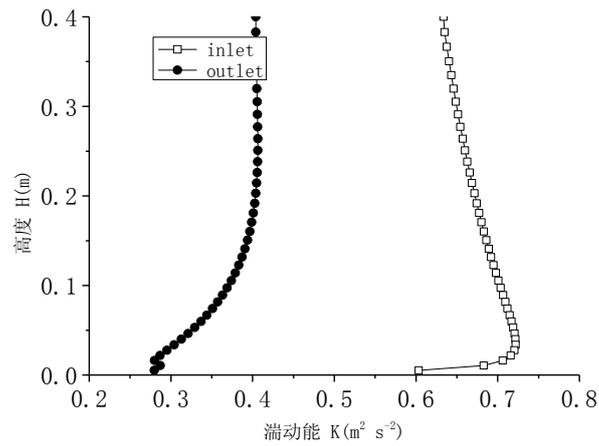
图 3.3 给出各计算工况入口和出口湍动能的比较结果。Case1 给出的湍动能沿高度为常数，但出口的湍动能沿高度不再保持为常数，出口湍动能较入口偏小至少 50%；Case2 给出的湍动能入口与速度的平方成比例，即随着高度的增加，湍动能会变大，显然与实际不符，并且出口与入口比较相差较大，尤其靠近壁面处差别更大；Case3 采用了日本建筑协会建议的湍流度公式，出口与入口相比相差至少 40%以上；Case4 出口与入口中间段吻合较好，远壁面处和近壁面相差也较大，近壁面处最大相差 36%，远壁面处最大相差 30%。



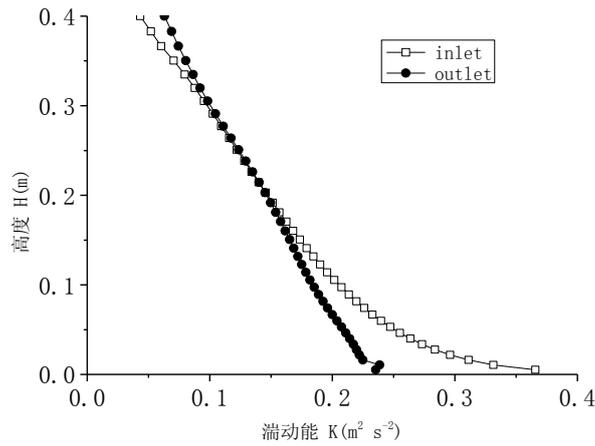
Case1



Case2



Case3



Case4

图 3.3 出口与入口湍动能比较

相对而言, Case4 的湍流入口更加符合实际, 但计算时物理粗糙高度  $K_s$  取为 0, 使壁面处的湍动能有所减小, 造成出口风速和湍动能与入口仍有不小差别。风速最大差别达到 20%, 湍动能最大差别达到 36%。物理粗糙高度取 0 与实际情况不相符, 更没有考虑雪颗粒跃移运动引起的气动粗糙度对风剖面的影响。因此文后引入等效物理粗糙高度  $K_{seq}$ , 用于考虑气动粗糙度对风剖面的影响。

### 3.3 等效物理粗糙高度

在一般情况下, 壁面都是有粗糙度的。粗糙度会改变壁面附近壁面剪应力的分布, 从而改变壁面附近的平均速度分布, 进而影响其它物理量的分布。表征粗糙度的特征量为粗糙高度, 其定义为地表风速为零的高度, 反映了地表对大气湍流的阻抗作用。

假定靠近壁面时, 平均速度梯度  $\frac{\partial u}{\partial y}$  与  $u_*$ ,  $\frac{v}{u_*}$  和  $y$  存在函数关系, 由量纲分析得出

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{u_*}{y} f\left(\frac{u_* y}{\nu}\right) \quad (3.31)$$

式中,  $f\left(\frac{u_* y}{\nu}\right)$  为一个通用函数。对很宽广范围的边界层实验数据的分析表明, 可取

$$f\left(\frac{u_* y}{\nu}\right) \rightarrow \frac{1}{K} \quad \left(\text{当 } \frac{u_* y}{\nu} \rightarrow \infty\right) \quad (3.32)$$

将式(3.31)对  $y$  积分, 即可得到著名的壁面定律

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{K} \ln \left( \frac{u_* y}{\nu} \right) + C \quad (3.33)$$

式中,  $C$  为无量纲积分常数。测量表明, 在光滑壁面条件下,  $C=5.5$ 。

对于有着平均物理粗糙高度为  $K_s$  的粗糙表面, 壁面定律仍然成立, 但此时  $C$  是物理粗糙高度  $K_s$  的函数。定义无量纲粗糙高度为:

$$K_s^+ = \frac{u_* K_s}{\nu} \quad (3.34)$$

对于较大  $K_s u_* / \nu$  ( $K_s u_* / \nu \approx 80$  以上), Nikuradse (Nikuradse, 1933) 的测量表明:

$$C \approx 8.5 - \frac{1}{K} \ln K_s^+ \quad (3.35)$$

把式(3.35)代入方程(3.33), 则对于粗糙壁面有

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{K} \ln \left( \frac{y}{K_s} \right) + 8.5 \quad (3.36)$$

由式(3.8)和式(3.36)可得:

$$K_s = z_0 \times \exp(8.5K) \quad (3.37)$$

从式(3.6)(3.7)知  $h_{sal}$  与  $z_0$  成比例, 故物理粗糙高度与跃移高度  $h_{sal}$  也成比例。引入等效粗糙高度, 假定雪面等效物理粗糙高度与雪的跃移高度成比例,

$$K_{seq} = \alpha \times h_{sal} \quad (3.38)$$

式中,  $\alpha$  为比例系数, 通过数值实验调整其取值, 使边界条件的自保持性更好得满足;  $h_{sal}$  为雪颗粒的跃移高度。

风雪运动中, 雪颗粒的跃移高度和粗糙高度都与  $u_*^2$  成比例 (Owen, 1964), 即:

$$h_{sal} = C_h \frac{u_*^2}{2g}, \quad z_0 = C_z \frac{u_*^2}{2g} \quad (3.39)$$

式中,  $C_h$  和  $C_z$  分别是与跃移高度和粗糙高度对应的比例常数。从上式可以看出  $h_{sal}$  与  $z_0$  成比例。Owen 随后建议对于风沙运动,  $C_h$  可取为 1.6。Kikuchi (Kikuchi,

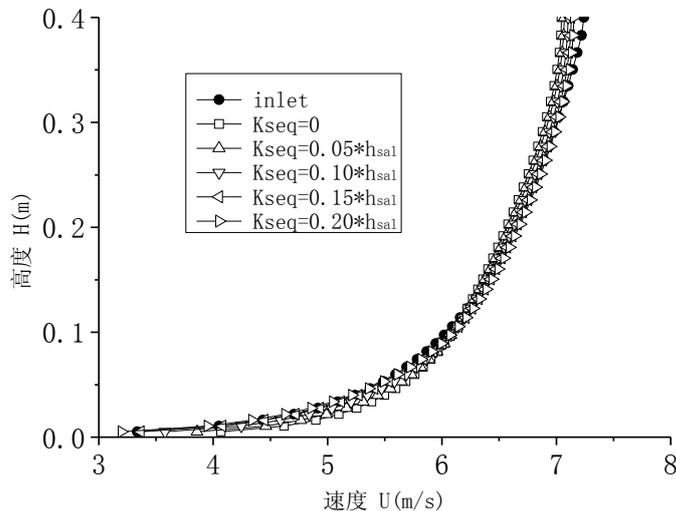
1981)测量了风雪运动雪的跃移高度,认为该常数同样适合于风雪运动。该常数也被很多风雪研究者所接受和引用。本文也采用该常数,即雪颗粒的跃移高度表达为:

$$h_{sal} = 1.6 \frac{u_*^2}{2g} \quad (3.40)$$

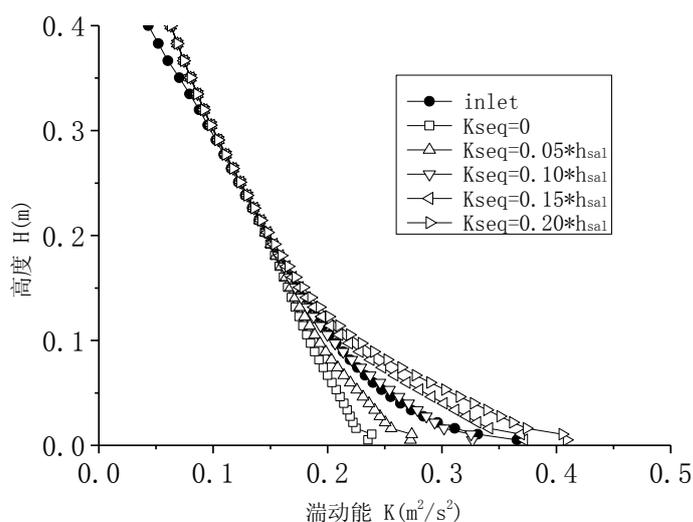
### 3.4 算例验证

本小节仍以 Okaze 的风雪试验为例考察等效物理粗糙高度对边界条件自保持性的影响。图 3.4 给出了不同等效物理粗糙高度对计算结果的影响。由图可见,  $K_{seq}$  对湍动能的影响较大。随着  $K_{seq}$  的增大,出口与入口风速和湍动能的误差都是先减小后增大。当  $K_{seq} = 0.15h_{sal}$  (其中  $h_{sal}$  由式 (3.6) 确定), 风速的差别最小 (最大差别为 1.5%)。当  $K_{seq} = 0.10h_{sal}$  时, 湍动能的差别最小 (最大差别为 10%)。

综合考虑,  $K_{seq} = 0.10h_{sal}$  时风速最大差别为 7%, 近壁面湍动能最大差别为 10%;  $K_{seq} = 0.15h_{sal}$  时风速最大误差为 1.5%, 近壁面湍动能最大差别为 14%。因此本文推荐进行风雪数值模拟时, 等效物理粗糙高度可取为  $K_{seq} = 0.10 \sim 0.15h_{sal}$ 。



(a) 等效粗糙高度对风速的影响



(b) 等效粗糙高度对湍动能的影响

图 3.4 不同等效物理粗糙高度的计算结果

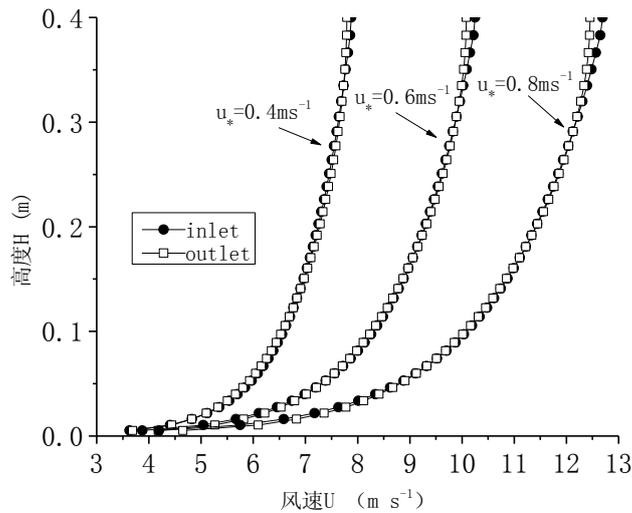
### 3.5 推广应用

为了进一步验证等效物理粗糙高度的适用性，另取几种不同风速进行验证。

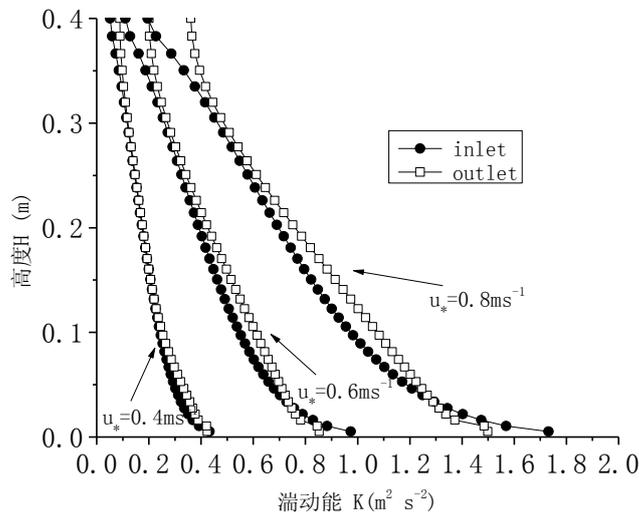
不同风速情况下，入口湍动能可根据比例变换得到。在风雪运动模拟中，可近似忽略不同风速对湍流度和粗糙高度的影响，认为湍动能与壁面摩擦速度的平方成正比：

$$\frac{k(z)}{k'(z)} \approx \frac{u^2(z)}{u'^2(z)} = \left( \frac{u_* \ln(z/z_0)}{K} \right)^2 / \left( \frac{u'_* \ln(z'/z'_0)}{K} \right)^2 \approx \left( \frac{u_*}{u'_*} \right)^2 \quad (3.41)$$

根据式(3.41)可对上文拟合所得湍动能表达式(3.30)进行比例变换，得到不同风速下的边界入口。图5给出从 $u_* = 0.4m \cdot s^{-1}, 0.6m \cdot s^{-1}, 0.8m \cdot s^{-1}$ 三种工况下，出口与入口风速和湍动能的比较。计算时，等效物理粗糙高度取 $K_{seq} = 0.15h_{sal}$ 。从图中可以看出，三种计算工况风速和湍动能都吻合较好。



(a) 出口与入口风速比较



(b) 出口与入口湍动能比较

图 3.5 出口与入口风速与湍动能比较

### 3.6 本章小结

边界条件的自保持性是正确模拟风雪运动的重要条件。本文把文献(Yang Yi and Gu Ming, 2009)的方法应用于风雪运动的数值模拟。虽然比其他文献所给风雪运动的边界条件自保持性有所提高,但结果仍不能令人满意。为了更好的满足自保持性要求,引入雪面等效物理粗糙高度,建立起等效物理粗糙高度与雪跃移高度的关系,通过数值实验得到了比例系数的在 0.10~0.15 之间取值,该范围可推广应用于风雪运动数值模拟。通过本文研究表明,合理设置物理粗糙高度的取值,可进一步满足风雪运动数值模拟时边界条件自保持性的要求。

## 第4章 风致积雪运动的数值模拟

风雪运动的研究主要有理论分析、实地观测、风洞试验及数值模拟四种方式。实地观测是风雪研究中非常重要的基础性工作，可以获得风雪运动的第一手资料，但实测周期较长，容易受到自然条件的影响。风洞试验是研究风雪运动的主要试验方法，但风洞实验受到实验条件和实验准则的限制，往往要花费大量的人力物力。因此 CFD (Computational Fluid Dynamics) 数值模拟技术近年来被应用于研究建筑物周围的雪漂移。

风致积雪运动的数值模拟涉及到了两相流。与单相流不同，风雪两相流中，既有连续性质的气体（常称为连续相），又有离散性质的雪颗粒（常称为离散相）。离散的雪相弥漫于连续相中，两相之间发生相互作用，使得其运动规律更加复杂。关于描述两相流的理论方法有两种：欧拉-欧拉方法和欧拉-拉格朗日方法。风致积雪运动的数值模拟目前较常采用的是欧拉-欧拉方法。模拟的思路是利用两相流理论，在考察风致积雪运动的力学机理基础上，通过在空气相的 N-S 方程中增加雪相浓度控制方程进行求解计算。由于不同运动类型对雪颗粒漂移的贡献大小有所不同，一般仅模拟跃移及悬移运动。

本章首先未区分雪跃移运动和悬移运动，采用两相流欧拉-欧拉方法，引入单方程模型方法，以北京火车南站为例，对屋盖表面的风致积雪分布进行了研究，给出屋盖表面的分块积雪分布系数；接着在考虑雪颗粒气动阻力、重力和浮力对空气影响的基础上，基于各向异性的湍流模型—雷诺应力模型，提出改进的单方程模型方法，并以立方体模型周边风致积雪分布为例，将改进模型的模拟结果与实测结果进行了比较。最后，在考察雪颗粒运动机理的基础上，对雪跃移和悬移运动分别建立控制方程，提出两方程模型方法。为了验证两方程模型方法的有效性，一方面，以无建筑开阔场地的风致积雪运动为例，将两方程模型方法的模拟结果与单方程模拟结果、经典公式的结果、经典文献的模拟结果和实测数据进行了比较；另一方面，以高低屋盖为例，将两方程模型方法模拟的积雪分布与实测结果进行了比较。比较结果显示，两方程模型方法与实际情况更加吻合。

## 4.1 单方程模型方法

### 4.1.1 单方程模型方法

#### 4.1.1.1 方法介绍

假定空气相和雪相的关系为单向耦合，即雪相在空气相的作用下发生漂移，而雪的搬运、堆积过程对空气不产生影响。

风在大气边界层中低速流动，可近似看作不可压缩湍流的粘性流动。基于雷诺平均的空气相控制方程是连续性方程及雷诺方程。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ -\rho \overline{u'_i u'_j} \right] \quad (4.2)$$

式中， $\rho$  为空气密度； $u_i$  为风速矢量； $p$  为压力； $\mu$  为动力粘性系数； $-\rho \overline{u'_i u'_j}$  为运动方程时均化处理后产生的含有脉动值的附加项，代表了由于湍流脉动所引起的能量转移，称为雷诺应力。计算时采用  $k-\varepsilon$  方程模拟雷诺应力，近壁面采用壁面函数模拟壁面附近复杂的流动现象。

根据两相流理论和质量守恒定律，可建立雪相的控制方程：

$$\frac{\partial(\rho_s f)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_s f u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\nu_i}{\sigma_s} \frac{\partial \rho_s f}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} (-\rho_s f u_{Ri}) \quad (4.3)$$

式中， $\rho_s$  为雪密度； $f$  为单位体积里雪相所占的组分； $\nu_i$  为空气相的湍流涡粘系数； $u_{R,j}$  为雪相对空气的运动速度。

壁面上的雪是否发生侵蚀或沉积由近壁面的摩擦速度（风速）决定。当摩擦速度  $u_*$  超过阈值速度  $u_{*f}$ ，壁面上的雪被风刮起进入计算域，发生侵蚀。侵蚀量（当摩擦速度  $u_*$  高于阈值速度  $u_{*f}$  时）可用下式表达：

$$q_{ero} = A_{ero} (u_*^2 - u_{*f}^2) \quad (4.4)$$

式中， $A_{ero}$  为常系数； $u_*$  为壁面摩擦速度； $u_{*f}$  为壁面阈值摩擦速度。

当摩擦速度  $u_*$  低于阈值速度  $u_{*f}$ ，飘移至壁面上方的雪离开计算域，沉积在壁面。壁面上雪沉积流量（当摩擦速度  $u_*$  低于阈值速度  $u_{*f}$  时）可用下式表达：

$$q_{dep} = \phi w_f \frac{u_{*f}^2 - u_*^2}{u_{*f}^2} \quad (4.5)$$

式中， $\phi$  为近壁面网格中单位体积里雪相的质量浓度（ $\phi = f \times \rho_s$ ，在求解雪相控制方

程的基础上获得);  $w_j$  为雪颗粒的沉降速度;  $u_*$  为壁面摩擦速度;  $u_{*t}$  为壁面阈值摩擦速度。

壁面积雪的侵蚀或沉积会引起积雪厚度的变化。积雪厚度的改变量可用下式表达:

$$q = \begin{cases} q_{ero} & (u_* > u_{*t}) \\ q_{dep} & (u_* < u_{*t}) \end{cases} \quad (4.6)$$

$$\Delta h = \frac{q}{\rho_s \Delta x \Delta y} \quad (4.7)$$

式中,  $\Delta h$  为积雪厚度改变量, 与雪流量和雪的密度有关。

#### 4.1.1.2 应用实例

本小节以北京南站为例, 采用单方程模型模拟了北京南站屋盖上积雪的分布。北京南站地处北京市, 降雪频率较高, 降雪量较大, 雪荷载是其结构设计控制荷载之一。风致积雪在屋盖上的不均匀分布对结构的强度设计、稳定性分析等结果都有较大的影响。

北京南站是京沪高速铁路的北京车站, 包括主楼和雨篷。其中主楼为椭圆大跨屋盖, 南北长约 350m, 东西宽 190m, 最高处约 40m, 有约 2 米的悬挑, 属于超大跨度空间结构; 主楼两侧为悬挑雨篷, 西雨篷由雨篷 A、B 组成, 东雨篷由雨篷 C、D 组成, 建筑体型十分独特。雨篷 A、C 对称轴线处宽约 64m, 最高处约 31m; 雨篷 B、D 对称轴线处宽约 56m, 最高处约 26m。雨篷南北长约 330m。(见图 4.1)。



图 4.1 北京南站

## 1. 几何建模及网格划分

根据结构的对称性及周边环境的特点,选取了 4 个典型风向角下的工况进行计算: 0、30、60、90 度风向角。划分网格时,建筑物的中心区域采用非结构网格,其它区域采用结构网格,体网格分布在结构附近具有足够的密度且分布合理(局部放大图见图 4.2)。总共 900963 个网格节点,2733133 个体网格。收敛标准设定无量纲均方根残差为  $10^{-7}$ ,采用二阶离散格式进行求解。

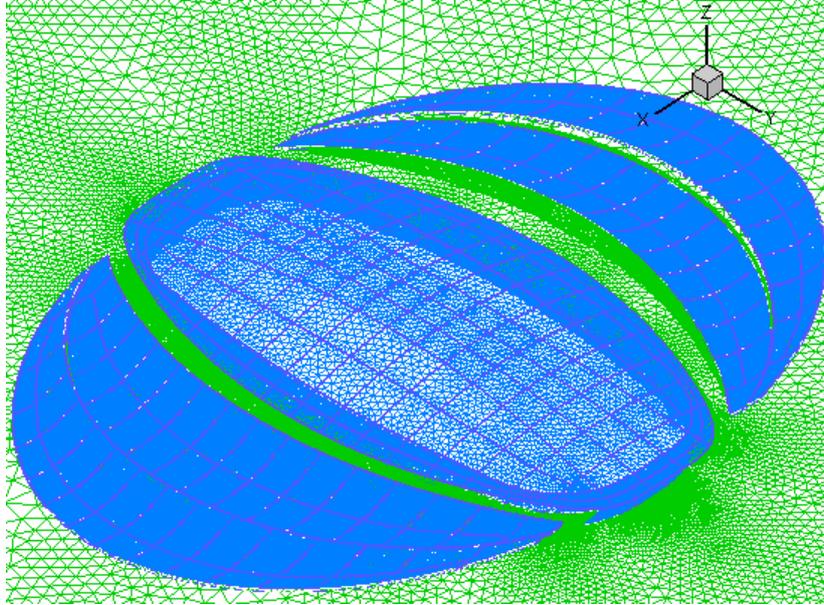


图 4.2 计算网格划分

## 2. 边界条件设定

入流面: 采用速度入流边界条件。大气边界层风速剖面按指数分布模拟,  $\bar{u}/u_0 = (z/z_0)^\alpha$ , 式中  $z_0$ ,  $u_0$  分别为参考高度 10 米处及相应的风速(此处为 19.8 米/秒, 对应于 50 年重新期 1 小时时距);  $z$ ,  $\bar{u}$  是流域中某高度和对应的平均风速;  $\alpha$  为地面粗糙度系数, 北京南站所处地貌类型为 C 类, 对应  $\alpha$  为 0.22。出流面: 采用压力出口边界条件。流域顶部和两侧: 采用自由滑移的壁面。屋盖表面和地面: 采用无滑移的壁面条件。

## 3. 模拟结果及分析

### 1) 单位时间内雪荷载的改变量

主要模拟了 4 个主要风向下(见图 4.3)屋盖表面雪荷载的分布规律。限于篇幅, 这里仅给出主楼和雨篷屋面在  $90^\circ$  风向角下单位时间内雪荷载的改变量, 见图 4.4。图中正值表示该区域处于沉积状态, 负值表示处于侵蚀状态。

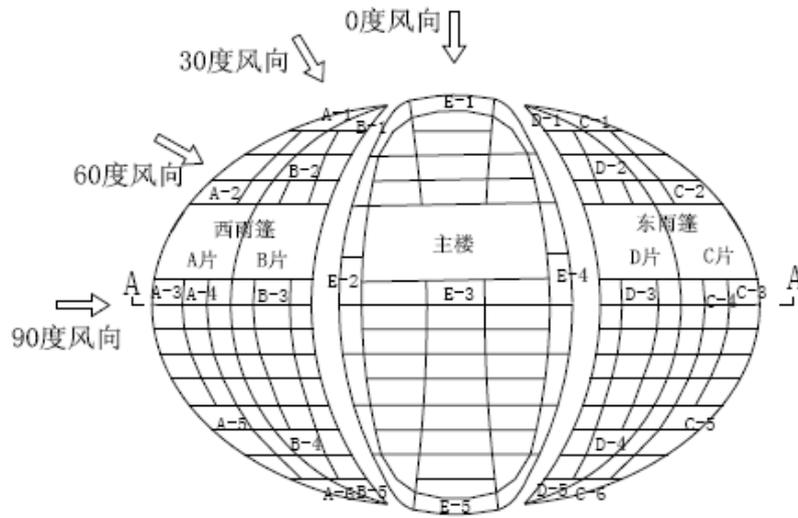


图 4.3 编号示意图

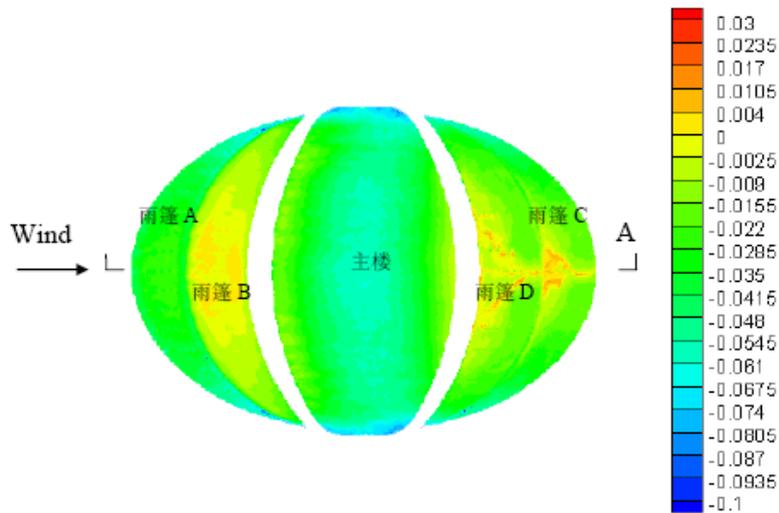


图 4.4 90°时单位时间雪压力的改变量

90°风向角下，雨篷对来流的遮挡，使主楼在悬挑屋面的大部分区域及其部分相邻区域的屋盖表面风速降低，摩擦速度  $u_*$  低于阈值速度  $u_{*t}$ ，雪沉积在这些区域的屋面上；主楼顶面上的大部分区域风速则比较高，摩擦速度高于阈值速度，该区域上的积雪在风荷载作用下发生迁移。

迎风侧的雨篷 A 表面风速高，其表面中央区域的积雪发生侵蚀现象。图 4.5 给出了 A-A 剖面的风速矢量分布图，从图中可以看出，由于雨篷 A 相对雨篷 B 位于迎风前侧，对雨篷 B 有遮挡效应，使雨篷 B 的表面风速较低，雪沉积在雨篷 B 的大部分区域上；处于背风侧的雨篷 C、D 由于主楼的影响，中间部分形成了雪的沉积，边角部分形成雪的侵蚀。

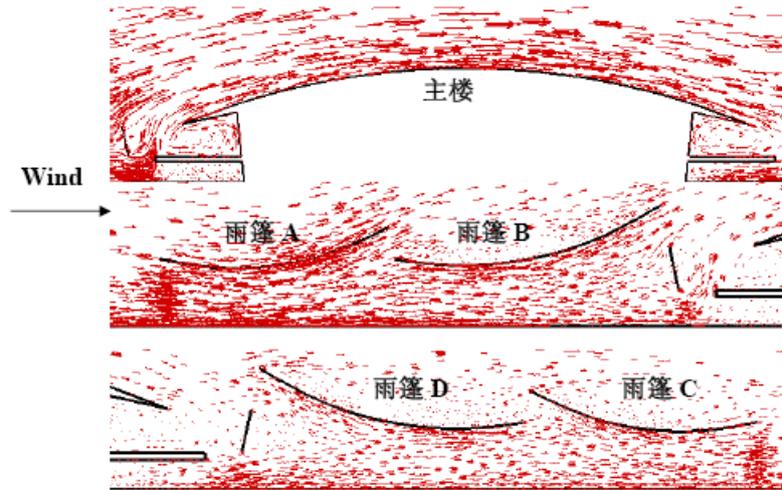


图 4.5 风速矢量分布图

## 2) 屋盖积雪分布系数随风向变化的情况

我国建筑结构荷载规范给出了屋面水平投影面上雪荷载标准值的计算公式：

$$S_k = \mu_r S_0 \quad (4.8)$$

式中  $S_k$  为雪荷载标准值； $S_0$  为基本雪压； $\mu_r$  为屋盖积雪分布系数。在实际应用中， $S_0$  根据荷载规范给出的 50 年一遇的雪压进行取值，下面将计算结果以积雪分布系数形式给出。

选取屋盖表面的几个典型分块（分块编号见图 4.3），分析其积雪分布系数随风向角的变化情况（见图 4.6）。雨篷 A 中，各分块积雪分布系数随风向角的变化规律并不相同。A-6 块随风向角的增加单调减小，由雪的沉积变为雪的侵蚀；A-3、A-4 块的变化相对比较平缓；A-1 块在  $60^\circ$  时侵蚀量最大，积雪分布系数为 0.51。雨篷 B 中，随着风向角的增加，B-4、B-5 变化规律相似，并且 B-4 块一直呈现沉积状态。B-1 块只在  $0^\circ$  时呈现沉积状态，其它风向角呈现为侵蚀状态。雨篷 C 中，C-3、C-4 块的积雪分布系数随着风向角的增加单调上升，但变化比较平缓；其它各块则在斜风向角时积雪分布系数达到最大或最小的数值。C-1 块只在  $90^\circ$  时表现为侵蚀，斜风向  $30^\circ$  时积雪分布系数达最大 1.61；C-6 块在  $0^\circ$  和  $30^\circ$  时为沉积，在  $60^\circ$  和  $90^\circ$  时为侵蚀，斜风向  $60^\circ$  时积雪分布系数达最小 0.61。雨篷 D 中，D-1、D-2 块变化规律相似，随着风向角的增加积雪分布系数先增大后减小， $30^\circ$  时两者都达到最大；D-4、D-5 块变化规律相似，随着风向角的增加积雪分布系数先减小后增大， $60^\circ$  时两者都达到最小；D-3 块在  $0^\circ$  和  $30^\circ$  时表现为积雪的侵蚀， $60^\circ$  和  $90^\circ$  时表现为雪的沉积。主楼屋顶上积雪分布系数，随着风向角的增加，E-1、E-5 块在 0 度风向角时处于迎风前缘及背风后端，屋盖表面风

速小，雪颗粒发生沉积；而 90 度时风速大，发生侵蚀现象。E-4 块单调增加，随着风向角的增加，由侵蚀变为沉积；E-3 块处于屋盖的最高部位，风速较大，一直处于侵蚀状态，变化比较平缓。

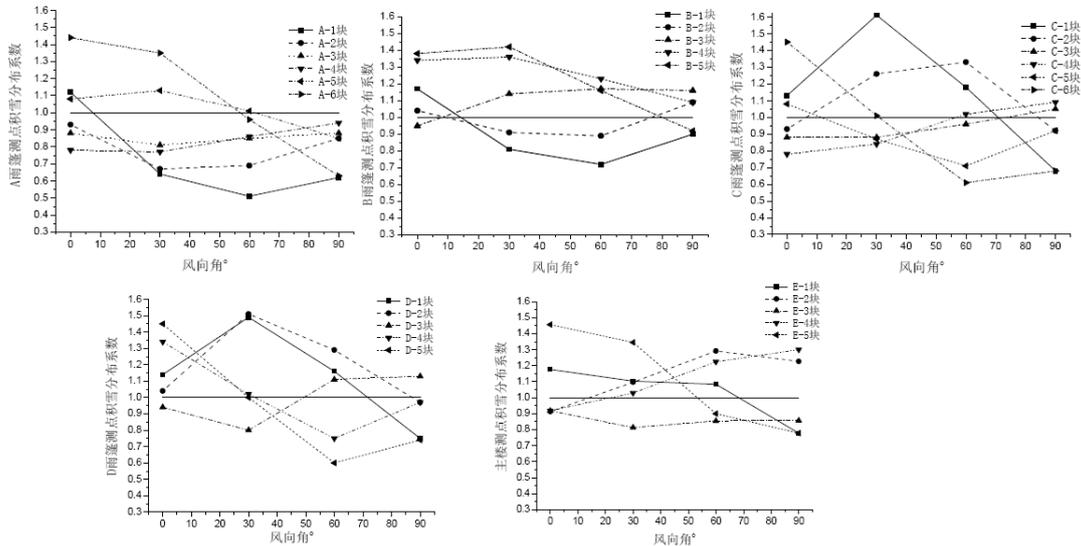


图 4.6 积雪分布系数随风向角的变化图

整体看来，处于屋盖中央的分块，积雪分布系数随风向角的变化相对平缓；其它分块的积雪分布系数多在在斜风向角时达到极大或极小值。主楼屋顶的中央区域是最高处，在各个风向角的作用下，风速都比较高，一直处于侵蚀状态。

### 3) 屋盖表面雪荷载分布系数图

以单位时间内雪荷载改变量为基础，结合中国荷载规范，计算得到考虑风荷载（50 年重现期）对雪迁移作用后的屋盖积雪分布系数图（见图 4.7）。限于篇幅，只给出 90°风向角作用下的分布。从图中可以看出，迎风侧的雨篷 A 上各块都处于侵蚀状态，雪荷载相对标准值有所降低；雨篷 B 则由于雨篷 A 的遮挡作用，除了边角上的分块以外，都表现为沉积状态，雪荷载相对标准值有所提高。背风侧的雨篷 C、D，则由于主楼的影响，分布规律较相似，除了边角上一些分块以外，表现为沉积状态。主楼的雪荷载呈中央区域小，两侧区域偏大的分布。

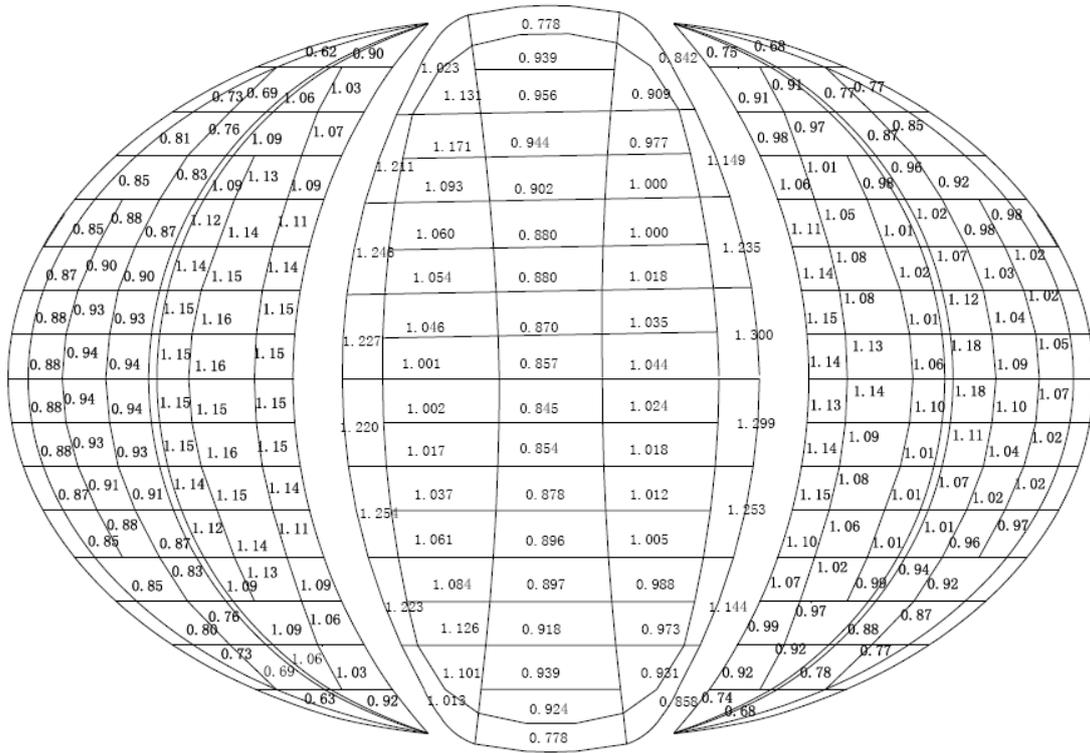


图 4.7 北京南站积雪分布系数

在北京地区，荷载规范中对应于 50 年重现期的雪荷载标准值为 0.40kPa(中华人民共和国建设部，2006)。经过风荷载迁移作用，主楼和雨篷屋盖表面许多区域的雪荷载相对均匀分布的情况有所增加。主楼在悬挑屋面大部分区域及其部分相邻区域出现沉积现象，雪荷载较大。此外需要说明的是，50 年重新期基本雪压和 50 年重现期的风压不一定会同时出现；并且可能在某个较低速度来流的持续作用下，屋盖上的雪荷载分布是最不利情况。

#### 4.1.2 改进的单方程模型方法

国内外对雪漂移的研究大多数采用单相耦合假定(即雪在空气相的作用下发生飘移，而雪的搬运、堆积过程对空气相不产生影响)，并且一般利用各向同性的  $k-\varepsilon$  湍流模型进行模拟。实际上，雪颗粒在空气中受到空气的作用力产生运动，雪颗粒的运动反过来会对空气的运动产生影响。Okaze(Okaze, 2008)采用数值模拟方法考察了风雪运动中雪颗粒浮力对空气的影响。本节在参考已有文献的基础上，进一步考察了雪颗粒的重力、浮力和气动阻力对空气运动产生的影响。由于雪颗粒在各方向对空气产生的影响不同，因此采用各向异性的 RSM 湍流模型对风

雪运动进行模拟，并通过改进动量方程和雷诺应力方程源项，考虑雪颗粒对空气的影响。

#### 4.1.2.1 改进的单方程模型

考虑了颗粒重力、浮力和气动阻力对流体影响的 Navier-Stokes 方程表达形式如下：

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} + \Delta_i \quad (i=1,2,3) \quad (4.9)$$

式中， $u_i$  为瞬时速度； $p$  为瞬时压力； $t$  为时间。 $\Delta_1$ 、 $\Delta_2$  和  $\Delta_3$  是本文考虑雪颗粒运动对空气的影响而添加的修正项。 $\Delta_1$  表示  $x$  方向（顺风向）雪颗粒受到的气动阻力对空气相的影响 (Yang, 1990)； $\Delta_2$  表示  $y$  方向（水平横方向）雪颗粒受到的气动阻力对空气相的影响 (Yang, 1990)； $\Delta_3$  表示  $z$  方向雪颗粒由于重力和浮力对空气相的影响。图 4.8 给出了雪颗粒受力示意图。

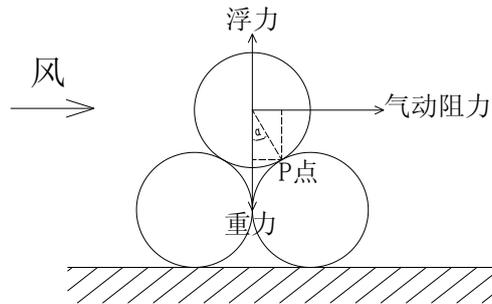


图 4.8 雪颗粒受力示意图

$\Delta_1$ 、 $\Delta_2$  和  $\Delta_3$  可用下列表达式表示：

$$\Delta_1 = -\frac{R}{St}(u_1 - u_{p1}) = -A(u_1 - u_{p1}) \quad (4.10)$$

$$\Delta_2 = -\frac{R}{St}(u_2 - u_{p2}) = -A(u_2 - u_{p2}) \quad (4.11)$$

$$\Delta_3 = -g \frac{\Delta\rho}{\rho} \quad (4.12)$$

其中， $R$  为实际作用于雪颗粒上的力的系数（根据文献 (Yang, 1990) 本文取  $R=1$ ）； $St = (\rho_p d_p^2 / 18\mu) / (\theta_0 / U_0)$  为颗粒斯托克斯数（根据文献 (Yang, 1990) 本文取  $St=10$ ，其中  $\theta_0$ 、 $U_0$  分别为混合层流场的特征长度和特征速度）； $u_{R, \neq i, p}$  为雪相对空气在  $i$  方向的相对速度； $g$  为重力加速度； $\Delta\rho = \rho_m - \rho$  为雪和空气混合密度与空气密度的差值，反映了浮力的影响； $\rho_m$  为混合相密度； $\rho$  为空气密度。

根据两相流理论可得混合相密度表达式：

$$\rho_m = f\rho_p + (1-f)\rho \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned} \Delta\rho &= [f\rho_p + (1-f)\rho] - \rho \\ &= f\rho_p - f\rho \end{aligned} \quad (4.14)$$

则(4.12)可写成

$$\Delta_3 = -g \frac{f\rho_p - f\rho}{\rho} = -g \frac{\rho_p - \rho}{\rho} f \quad (4.15)$$

把方程(4.9)中瞬时量表示成时均值与脉动值之和

$$\frac{\partial(\bar{u}_i + u_i')}{\partial t} + (\bar{u}_k + u_k') \frac{\partial(\bar{u}_i + u_i')}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2(\bar{u}_i + u_i')}{\partial x_k^2} + \Delta_i \quad i=1,2,3 \quad (4.16)$$

考虑了颗粒重力、浮力和气动阻力对流体影响的雷诺时均方程为:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_k^2} - \frac{\partial \overline{u_i' u_k'}}{\partial x_k} + \bar{\Delta}_i \quad (i=1,2,3) \quad (4.17)$$

将式(4.16)展开, 并与式(4.17)相减

$$\begin{aligned} &\frac{\partial(\bar{u}_i + u_i')}{\partial t} + (\bar{u}_k + u_k') \frac{\partial(\bar{u}_i + u_i')}{\partial x_k} - \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} - \bar{u}_k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2(\bar{u}_i + u_i')}{\partial x_k^2} + \Delta_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_k^2} + \frac{\partial \overline{u_i' u_k'}}{\partial x_k} - \bar{\Delta}_i \end{aligned} \quad (4.18)$$

对于不可压缩流体, 连续性方程为 (Versteeg, 1996):

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.19)$$

把方程(2.9)中瞬时量同样表示成时均值与脉动值之和

$$\frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{v} + v')}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{w} + w')}{\partial z} = 0 \quad (4.20)$$

将(4.20)展开, 则有

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \quad (4.21)$$

因为

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (4.22)$$

则有以下式成立

$$u_i \frac{\partial u_k}{\partial x_k} = u_i \left( \frac{\partial u_i}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (4.23)$$

$$u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} = u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + u_i \frac{\partial u_k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} (u_i u_k) \quad (4.24)$$

将(4.23)(4.24)代入(4.18)中化简整理得到*i*方向脉动速度方程:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + u_k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} - \frac{\partial}{\partial x_k} (u_i u_k - \overline{u_i u_k}) + \Delta_i \quad (4.25)$$

其中:

$$\Delta_1 = -A(u_i - u_{p1}) \quad (4.26)$$

$$\Delta_2 = -A(u_2 - u_{p2}) \quad (4.27)$$

同理可写出*j*方向脉动速度的方程:

$$\frac{\partial u_j}{\partial t} + u_k \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + u_k \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_k^2} - \frac{\partial}{\partial x_k} (u_j u_k - \overline{u_j u_k}) + \Delta_j \quad (4.28)$$

将(4.25)乘以 $u_j$ 与(4.28)乘以 $u_i$ 相加:

$$\begin{aligned} & u_j \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + u_j u_k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + u_i \frac{\partial u_j}{\partial t} + u_i u_k \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + u_i u_k \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} \\ &= -\frac{u_j}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + u_j \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} - u_j \frac{\partial}{\partial x_k} (u_i u_k - \overline{u_i u_k}) + u_j \Delta_i - \frac{u_i}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} \\ & \quad + u_i \nu \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_k^2} - u_i \frac{\partial}{\partial x_k} (u_j u_k - \overline{u_j u_k}) + u_i \Delta_j \end{aligned} \quad (4.29)$$

将(4.29)化简整理得:

$$\begin{aligned}
 & \left( u_j \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_j}{\partial t} \right) + \left( u_j u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + u_i u_k \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \right) + \left( u_j u_k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + u_i u_k \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} \right) \\
 &= - \left( \frac{u_j}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{u_i}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} \right) + \nu \left( u_j \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} + u_i \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_k^2} \right) \\
 & \quad - \left[ u_j \frac{\partial}{\partial x_k} (u_i u_k - \bar{u}_i \bar{u}_k) + u_i \frac{\partial}{\partial x_k} (u_j u_k - \bar{u}_j \bar{u}_k) \right] + u_j \Delta_i + u_i \Delta_j
 \end{aligned} \tag{4.30}$$

因为下列表达式成立：

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_j}{\partial t} = \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial t} \tag{4.31}$$

$$u_j u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + u_i u_k \frac{\partial u_j}{\partial x_k} = u_k \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_k} \tag{4.32}$$

$$\frac{u_j}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{u_i}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial (p u_j)}{\partial x_i} - p \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial (p u_i)}{\partial x_j} - p \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \tag{4.33}$$

$$\begin{aligned}
 \nu \left( u_j \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} + u_i \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_k^2} \right) &= \nu \left[ \frac{\partial}{\partial x_k} \left( u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left( u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \right) \right] - 2\nu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \right) \\
 &= \nu \frac{\partial^2 (u_i u_j)}{\partial x_k^2} - 2\nu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \right)
 \end{aligned} \tag{4.34}$$

$$\begin{aligned}
 & u_j \frac{\partial}{\partial x_k} (u_i u_k - \bar{u}_i \bar{u}_k) + u_i \frac{\partial}{\partial x_k} (u_j u_k - \bar{u}_j \bar{u}_k) \\
 &= u_j \frac{\partial u_i u_k}{\partial x_k} + u_i \frac{\partial u_j u_k}{\partial x_k} - u_j \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_k}{\partial x_k} - u_i \frac{\partial \bar{u}_j \bar{u}_k}{\partial x_k} \\
 &= u_j \frac{\partial u_i u_k}{\partial x_k} + u_i u_k \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + u_i u_j \frac{\partial u_k}{\partial x_k} - u_j \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_k}{\partial x_k} - u_i \frac{\partial \bar{u}_j \bar{u}_k}{\partial x_k} \\
 &= \frac{\partial u_i u_j u_k}{\partial x_k} + u_i u_j \frac{\partial u_k}{\partial x_k} - u_j \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_k}{\partial x_k} - u_i \frac{\partial \bar{u}_j \bar{u}_k}{\partial x_k}
 \end{aligned} \tag{4.35}$$

代入式(4.30)，再取时均值，可得改进后的雷诺应力方程：

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial t} + \bar{u}_k \left( \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_k} \right) &= - \left( \bar{u}_i u_k \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} + \bar{u}_j u_k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right) + \left( \frac{p}{\rho} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right) \\
 & \quad - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \bar{p} u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{p} u_i}{\partial x_j} \right) + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_k^2} - 2\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} - \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j u_k}{\partial x_k} + \bar{u}_j \Delta_i + \bar{u}_i \Delta_j
 \end{aligned} \tag{4.36}$$

即:

$$\frac{D\overline{u'_i u'_j}}{Dt} = P_{ij} + \pi_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} + \Delta_{ij} \quad (4.37)$$

其中,  $P_{ij}$  为应力产生项;

$$P_{ij} = - \left( \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \right) \quad (4.38)$$

$\pi_{ij}$  为压力应变再分配项;

$$\pi_{ij} = \frac{\overline{p'}}{\rho} \left( \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \right) \quad (4.39)$$

$D_{ij}$  为扩散项;

$$D_{ij} = - \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \overline{u'_i u'_j u'_k} - \nu \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_k} + \delta_{ik} \frac{\overline{u'_j p'}}{\rho} + \delta_{jk} \frac{\overline{u'_i p'}}{\rho} \right) \quad (4.40)$$

$\varepsilon_{ij}$  为耗散项;

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k} \quad (4.41)$$

$\Delta_{ij}$  为雪颗粒浮力和气动阻力对湍流的影响项。

$$\Delta_{11} = -2A\overline{u'_{R1} u'_1} \quad (4.42)$$

$$\Delta_{22} = -2A\overline{u'_{R2} u'_2} \quad (4.43)$$

$$\Delta_{33} = -2g \frac{\rho_s - \rho}{\rho} \overline{f' u'_3} \quad (4.44)$$

$$\Delta_{12} = -A\overline{u'_{R1} u'_2} - A\overline{u'_{R2} u'_1} \quad (4.45)$$

$$\Delta_{23} = -A\overline{u'_{R2} u'_3} - g \frac{\rho_s - \rho}{\rho} \overline{f' u'_2} \quad (4.46)$$

$$\Delta_{13} = -A\overline{u'_{R1} u'_3} - g \frac{\rho_s - \rho}{\rho} \overline{f' u'_1} \quad (4.47)$$

#### 4.1.2.2 算例验证

##### 1. 几何建模及网格划分

本节考察边长为  $b=1m$  的立方体模型。计算区域长 $\times$ 宽 $\times$ 高选为  $22b\times 6b\times 6b$  (其中  $b=1m$  为立方体长度)。网格剖分时采用结构化网格,靠近壁面采用边界层网格最小网格尺寸为  $0.01m$ ,网格增长因子为  $1.06$ ,量纲一距离  $y^+ = \Delta y u_w / \nu$  为  $100$  左右,在合理范围内 ( $\Delta y$  表示沿壁面法线方向到壁面的距离)。网格总数为  $120$  万左右。网格划分见图 4.9。

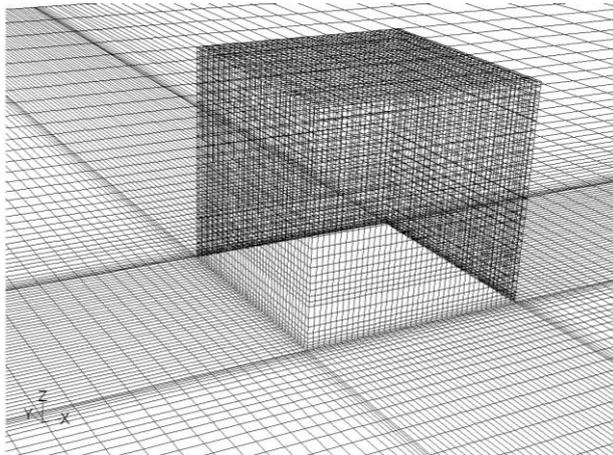


图 4.9 计算网格划分

##### 2. 边界条件的设定和计算参数的选取

入流面: 采用速度入流边界条件。大气边界层风速剖面按指数分布模拟,  $\bar{u}/u_0 = (z/z_0)^\alpha$ 。为了与 Oikawa 的实测数据 (Oikawa, 2003; Oikawa, 1999) 进行对比, 式中  $z_0$  取为立方体顶面的高度  $1m$ ; 立方体高度处风速  $u_0$  为  $5.0 m \cdot s^{-1}$ ;  $\alpha$  取为  $0.25$ , 对应的来流雷诺数  $Re=3.2 \times 10^5$ 。

出流面: 由于出流接近完全发展, 采用完全发展出流边界条件。

流域顶部和两侧: 采用自由滑移的壁面。立方体表面和地面: 采用无滑移的壁面条件。

以均方根残差等于  $10^{-7}$  为迭代计算的收敛标准, 采用二阶离散格式进行求解。

Oikawa (Oikawa, 2003; Oikawa, 1999) 在文中并未给出雪沉降速度, 雪密度等计算参数的取值。Tominaga (Tominaga, 2008) 采用数值方法模拟了立方体周边的积雪分布, 并与 Oikawa 的实测数据进行了比较。本文参考 Tominaga (Tominaga, 2008) 数值模拟时的取值, 详见表 4.1。

表 4.1 计算参数取值表

	沉降速度 $w_f (m \cdot s^{-1})$	雪粒直径 $D_s (m)$	雪密度 $\rho_s (kg \cdot m^{-3})$	雪面粗糙高度 $h_s (m)$	阈值摩擦速度 $u_{*f} (m \cdot s^{-1})$
Tominaga (2008)	0.2	$1.5 \times 10^{-4}$	150	$3.0 \times 10^{-5}$	0.15
本文取值	0.2	$1.5 \times 10^{-4}$	150	$3.0 \times 10^{-5}$	0.15

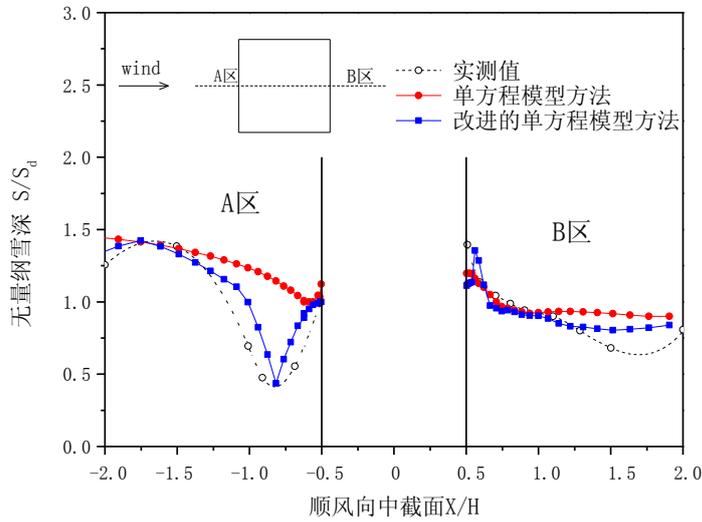
### 3. 计算结果及分析

图 4.10 给出了立方体中截面 CFD 数值模拟结果与实测值的比较。Oikawa 实测中由于风速的大小与方向时刻在变,无法给出一个确切的风速大小与作用时间;风向的变化也导致了实测中 C 区和 D 区的积雪分布并不对称(详见图 4.10)。CFD 数值模拟的时间取为 24h。图中横坐标为离立方体中截面中心的距离(采用立方体边长量纲一化),0 代表立方体中截面中心,0.5 代表立方体表面;纵坐标为积雪深度(采用雪的初始深度  $s_0$  进行量纲一化,小于 1 代表侵蚀;大于 1 代表沉积)。比较采用的实测值为 Oikawa(Oikawa, 2003; Oikawa, 1999)2000 年 1 月份在日本札幌市郊区进行的实测结果。实测中采用的立方体方块边长为 1m,将其放置在  $10m \times 10m \times 0.5m$  的板床上,记录每次降雪和风作用过后积雪的深度。

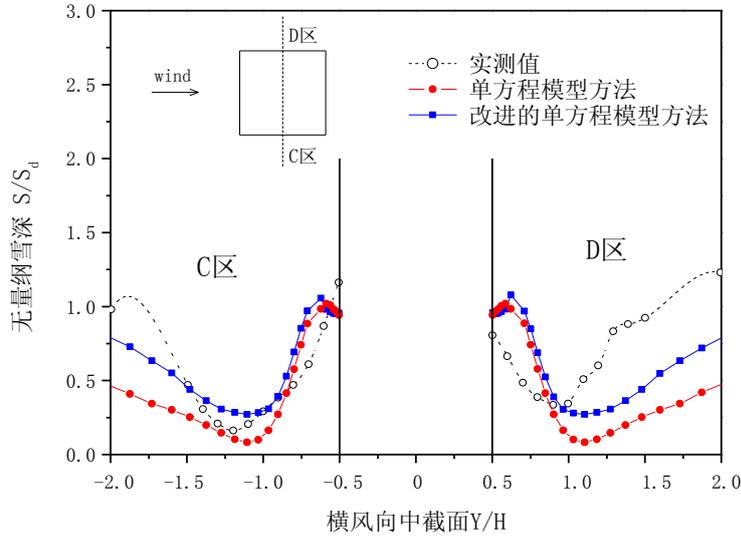
顺风向方向,气流在立方体的前缘发生分离绕流。立方体迎风 A 区域,改进的单方程模型方法与实测值更加吻合。远离立方体的地方发生沉积,靠近立方体的地方发生侵蚀;在离立方体中心 0.8H(图中坐标为-0.8H)的地方,侵蚀达到最大(此时无量纲积雪深度为  $s/s_0 = 0.5$ )。在该区域,单方程模型方法由于没有考虑颗粒对气流湍流的影响,平均风速较小,没有侵蚀出现。单方程模型方法模拟结果显示,在离立方体中心 0.55H 的地方,沉积和侵蚀达到平衡,积雪深度不随时间发生变化。立方体背风 B 区域,随着离立方体的距离增加,雪颗粒先沉积后侵蚀。改进的单方程模型方法模拟结果显示,离立方体中心 0.55H 的地方,沉积量达到最大值(此时无量纲积雪深度为  $s/s_0 = 1.5$ );当离立方体中心的距离增加到 0.65H 的时候,雪飘移状态由沉积转为侵蚀;离立方体中心 1.6H 的地方,侵蚀量达到最大,无量纲积雪深度为  $s/s_0 = 0.8$ 。与实测值相比,数值模拟的侵蚀量偏小,这一定程度可能是由于没有考虑雪颗粒碰撞引起的跃移飘移量。

横风向方向,气流沿立方体两侧分离绕流。数值模拟结果与实测值在趋势上一致,靠近立方体壁面的地方有少部分沉积;随着离立方体的距离增加,发生侵蚀。侵蚀区域正好处于气流的分离区,风速较高,故发生侵蚀。改进的单方程模

型方法的模拟结果，在离立方体中心约  $1.15H$  的地方，侵蚀达到最大值，无量纲积雪深度为  $s/s_d = 0.4$ 。从图中看出，实测值存在一定的不对称性，这主要是由于在实测过程中，来流风向并不是一直保持不变。



(a) 顺风向



(b) 横风向

图 4.10 积雪深度比较图

数值模拟结果与实测值存在一定的差别，主要是由于数值模拟的条件比较理想，而在实测中来流风向并不是一直保持不变，并不能达到数值模拟的理想状态。

## 4.2 两方程模型方法

风致积雪有两种主要运动形式：跃移和悬移，两种运动的机理不尽相同。两方程模型方法即是对跃移运动和悬移运动分别建立控制方程。

跃移雪颗粒尺寸和质量相对较大，颗粒之间的相互撞击和风的作用力是其运动的主因，湍流影响较小；相比之下，悬移雪颗粒尺寸和质量相对较小，湍流运动成为其运动的主因。根据其运动机理的不同，参考已有的文献 (Alhajraf, 2004; Naaim, 1998; Sundsbo, 1998)，提出下列四种两方程模型进行比较研究。

### 4.2.1 模型的提出

#### 1. 模型 I：不同扩散系数和相同源项

模型 I 的控制方程中，跃移运动近似忽略湍流扩散的影响，但认为跃移运动中，雪相与空气相之间存在相对滑移速度；悬移运动中不仅考虑湍流扩散的影响，同时也考虑雪相与空气相之间存在相对滑移速度。此外，假设跃移运动与悬移运动中相对滑移速度相同，并不沿高度变化，取为常数。

跃移运动方程：

$$\frac{\partial(\rho_s f)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_s f u_i)}{\partial x_i} = S_{sal} \quad (4.48)$$

悬移运动方程：

$$\frac{\partial(\rho_s f)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_s f u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{v_i}{\sigma_s} \frac{\partial \rho_s f}{\partial x_i} \right) + S_{sus} \quad (4.49)$$

式中： $S_{sal}$  和  $S_{sus}$  分别是跃移和悬移计算时的源项。

$$S_{sal} = S_{sus} = \frac{\partial}{\partial x_i} (-\rho_s f u_{Ri}) \quad (4.50)$$

#### 2. 模型 II：相同扩散系数和不同源项

模型 II 的控制方程中，跃移运动和悬移运动都考虑了湍流扩散的影响和相之间存在的相对滑移速度，但对相对滑移速度做出了不同的假设。假设跃移运动中，相对滑移速度不随高度变化，为常数；悬移运动中，相对滑移速度随着高度的增加直线递减，直至为 0，即雪相与空气相之间不存在相对滑移速度，雪相随着空气相一起进行运动。

跃移采用方程：

$$\frac{\partial(\rho_s f)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_s f u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{v_i}{\sigma_s} \frac{\partial \rho_s f}{\partial x_i} \right) + S_{sal} \quad (4.51)$$

悬移采用方程：

$$\frac{\partial(\rho_s f)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_s f u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{v_i}{\sigma_s} \frac{\partial \rho_s f}{\partial x_i} \right) + S_{sus} \quad (4.52)$$

式中： $S_{sal}$  和  $S_{sus}$  分别是跃移和悬移计算时的源项。

$$S_{sal} = \frac{\partial}{\partial x_i} (-\rho_s f u_{R,sal}), \quad S_{sus} = \frac{\partial}{\partial x_i} (-\rho_s f u_{R,sus}) \quad (4.53)$$

$$u_{R,sus} = \begin{cases} u_{R,sal} - \frac{h-h_{sal}}{h_{sus}-h_{sal}} u_{R,sal} & (h_{sus} \geq h \geq h_{sal}) \\ 0 & (h \geq h_{sus}) \end{cases} \quad (4.54)$$

### 3. 模型III：不同扩散系数和不同源项

模型III的控制方程中对湍流影响的处理与模型 I 相同，即跃移运动不考虑湍流的影响；空气相与雪相之间相对滑移的处理与模型 II 相同，即假设跃移运动中，相对滑移速度不随高度变化，为常数；悬移运动中，相对滑移速度随着高度的增加直线递减，直至为 0。

跃移运动方程：

$$\frac{\partial(\rho_s f)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_s f u_i)}{\partial x_i} = S_{sal} \quad (4.55)$$

悬移运动方程：

$$\frac{\partial(\rho_s f)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_s f u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{v_i}{\sigma_s} \frac{\partial \rho_s f}{\partial x_i} \right) + S_{sus} \quad (4.56)$$

式中： $S_{sal}$  和  $S_{sus}$  分别是跃移和悬移计算时的源项。

$$S_{sal} = \frac{\partial}{\partial x_i} (-\rho_s f u_{R,sal}), \quad S_{sus} = \frac{\partial}{\partial x_i} (-\rho_s f u_{R,sus}) \quad (4.57)$$

$$u_{R,sus} = \begin{cases} u_{R,sal} - \frac{h-h_{sal}}{h_{sus}-h_{sal}} u_{R,sal} & (h_{sus} \geq h \geq h_{sal}) \\ 0 & (h \geq h_{sus}) \end{cases} \quad (4.58)$$

### 4. 模型IV：不同扩散系数和不同源项

模型IV的控制方程中，跃移运动不考虑湍流的影响，但考虑相之间的相对滑移速度；悬移运动考虑湍流的影响，但不考虑相之间的相对滑移速度，即认为雪颗粒随着空气相一起运动，雪相的扩散系数取为空气相的扩散系数。

跃移层中, 雪颗粒受到气动力的作用沿某一轨迹进行运动, 扩散过程对运动的影响很小, 故在跃移运动方程中不考虑扩散项。跃移运动的雪颗粒来源于雪面的侵蚀, 或最终沉积在雪面, 因此跃移源项应与雪的沉积/侵蚀量有关。本文提出跃移源项表达式见下式(4.60)。式中根据壁面摩擦速度与阈值摩擦速度的相对大小决定了空气相和雪相相对速度的大小及方向; 从公式的表达形式可以看出, 对于不同的雪面及风速, 比例系数 $\lambda$ 有不同的取值。

悬移层中, 雪颗粒悬浮于空中, 随着湍流以相同的速率进行扩散运动。悬移运动的雪颗粒来源于跃移层, 据此本文提出在跃移层与悬浮层的交界处, 悬移源项的表达式如式(4.63)所示,

跃移运动方程:

$$\frac{\partial(\rho_s f)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_s f u_i)}{\partial x_i} = S_{sal} \quad (4.59)$$

式中,  $S_{sal}$  为跃移源项。

$$S_{sal} = \frac{\partial}{\partial x_i} (-\rho_s f u_{R,sal}), \quad u_{R,sal} = \lambda w_f \quad (4.60)$$

$$\lambda = \beta_{sal} \frac{(u_*^2 - u_{*f}^2)}{u_{*f}^2} \quad (4.61)$$

式中,  $u_{R,sal}$  为跃移层空气相和雪相的竖向相对速度;  $\lambda$  为相对速度与雪粒沉降速度的比例系数;  $w_f$  为雪粒沉降速度;  $\beta_{sal}$  为常数, 通过试算得到(详见 4.2.3.1)。

悬移运动方程:

$$\frac{\partial(\rho_s f)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_s f u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_s} \frac{\partial \rho_s f}{\partial x_i} \right) + S_{sus} \quad (4.62)$$

式中,  $\nu_t$  为空气相的涡粘系数, 体现了空气相对雪相的影响;  $\sigma_s$  为 SCHIMIDT 数;  $\nu_t/\sigma_s$  为雪相扩散系数;  $S_{sus}$  为悬移源项, 可用下式表达,

$$S_{sus} = \frac{1}{V} \int_A \rho_s u_{R,sal} dA \quad (4.63)$$

式中,  $V$  为控制体体积;  $A$  为跃移层和悬移层分界面面积。

## 4.2.2 计算方案与参数取值

为了验证两方程模型方法的有效性, 选取长 $\times$ 宽 $\times$ 高为 500m $\times$ 60m $\times$ 60m 的无建筑开阔场地作为计算域, 进行风雪运动数值模拟。

网格划分是采用非均匀结构化网格, 靠近壁面采用边界层网格, 最小网格尺寸为 0.01m, 网格增长因子为 1.02, 网格总数为 60 万左右。

入流面采用速度入流边界条件(Naa'im, 1998)。风速剖面按对数分布模拟

$$u(z) = \frac{u_*}{K} \ln(z/z_0) \quad (4.64)$$

式中,  $u_*$  为壁面摩擦速度, 取为 0.42m/s;  $K$  为 von Karman 常数, 取 0.4;  $z_0$  为雪面粗糙高度, 根据式(4.65)取值。

$$z_0 = 0.12 \frac{u_*^2}{2g} \quad (4.65)$$

湍动能和湍动能耗散率根据文献(Naa'im, 1998), 取为

$$k = \sigma_k \frac{(c_{\varepsilon 2} - c_{\varepsilon 1})}{K^2} u_*^2 \quad (4.66)$$

$$\varepsilon = \sigma_\varepsilon \frac{(c_{\varepsilon 2} - c_{\varepsilon 1})}{K^2} \frac{u_*^3}{K_y} \quad (4.67)$$

式中,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\varepsilon$ ,  $c_{\varepsilon 2}$ ,  $c_{\varepsilon 1}$  为模型常数。根据文献(Naa'im, 1998)取值,  $\sigma_k = 1$ ,  $\sigma_\varepsilon = 1.3$ ,  $c_{\varepsilon 2} = 1.92$ ,  $c_{\varepsilon 1} = 1.44$ 。

出流面采用完全发展出流边界条件。流域顶部和两侧采用自由滑移的壁面。地面采用无滑移的壁面条件, 物理粗糙高度取  $K_s = 0.15h_{sal}$  (其中  $h_{sal}$  为跃移高度, 根据式(4.68)取值)。

$$h_{sal} = 1.6 \frac{u_*^2}{2g} \quad (4.68)$$

计算参数的取值参考文献(Naa'im, 1998), 详见表 4.2。

表 4.2 计算参数取值

	沉降速度 $w_f (m \cdot s^{-1})$	壁面摩擦速度 $u_* (m \cdot s^{-1})$	阈值摩擦速度 $u_{*t} (m \cdot s^{-1})$
Naa'im (1998)	0.28	0.42	0.36
本文取值	0.28	0.42	0.36

### 4.2.3 参数确定及与单方程的对比

本节先通过数值实验得出  $\beta_{sal}$  的取值, 然后将两方程模型方法的数值模拟结果与单方程模型方法的模拟结果进行对比, 用以说明两方程模型方法的优越性,

同时也对四种两方程模型进行比较, 优选出与实际最吻合的模型作为模拟风雪运动的两方程模型方法。

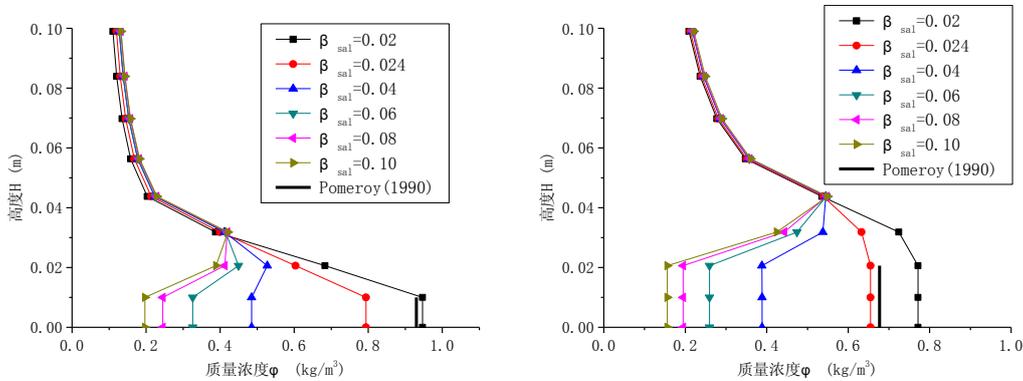
### 4.2.3.1 $\beta_{sal}$ 值的确定

选取六种工况用于研究  $\beta_{sal}$  取值对计算结果的影响。根据 Kind(Kind, 1990) 描述: (1) 低于  $-2.5^{\circ}\text{C}$  的新鲜干燥且松散的雪颗粒,  $u_{*t} = 0.15\text{m/s}$ ; (2)  $0^{\circ}\text{C}$  时刚降的雪颗粒,  $u_{*t} = 0.25\text{m/s}$ ; (3)  $0^{\circ}\text{C}$  左右已降数小时后的雪颗粒,  $u_{*t} = 0.40\text{m/s}$ 。计算时选取了三种阈值摩擦速度。六种工况分别为:

表 4.3 计算工况

工况	A	B	C	D	E	F
壁面摩擦速度 $u_* (\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	0.3	0.5	0.8	0.5	0.8	0.8
阈值摩擦速度 $u_{*t} (\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	0.15	0.15	0.15	0.25	0.25	0.4

图 4.11 给出了  $\beta_{sal}$  取值对雪质量浓度分布的影响。从图中可以看出,  $\beta_{sal}$  的取值会影响到跃移和悬移的比例。数值模拟的跃移质量浓度随着  $\beta_{sal}$  的增加而减小;  $\beta_{sal}$  的增加使得跃移层更多的雪进入悬移层中(雪颗粒运动原理见图 4.12), 从而导致了跃移质量浓度的减小。  $\beta_{sal}$  的取值对悬移质量浓度的影响, 随着竖直高度  $H$  的增高影响越来越小。以  $u_{*t} = 0.25\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $u_* = 0.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  为例, 进行详细说明。当  $\beta_{sal} = 0.02$  时, 模拟的跃移质量浓度为  $0.63\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ;  $\beta_{sal} = 0.024$  时, 模拟的跃移质量浓度为  $0.54\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ;  $\beta_{sal} = 0.10$  时, 模拟的跃移质量浓度为  $0.13\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ 。由 Pomeory 根据实测给出的跃移浓度计算公式(4.72)得,  $u_{*t} = 0.25\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $u_* = 0.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时, 跃移质量浓度为  $0.56\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , 与  $\beta_{sal} = 0.024$  的模拟结果相差较小, 因此文中  $\beta_{sal}$  取为 0.024。文中的其他算例也验证了  $\beta_{sal}$  取值的适用性(详见 4.2.4)。



(a) A 工况  $u_* = 0.3\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$   $u_{*t} = 0.15\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

(b) B 工况  $u_* = 0.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$   $u_{*t} = 0.15\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

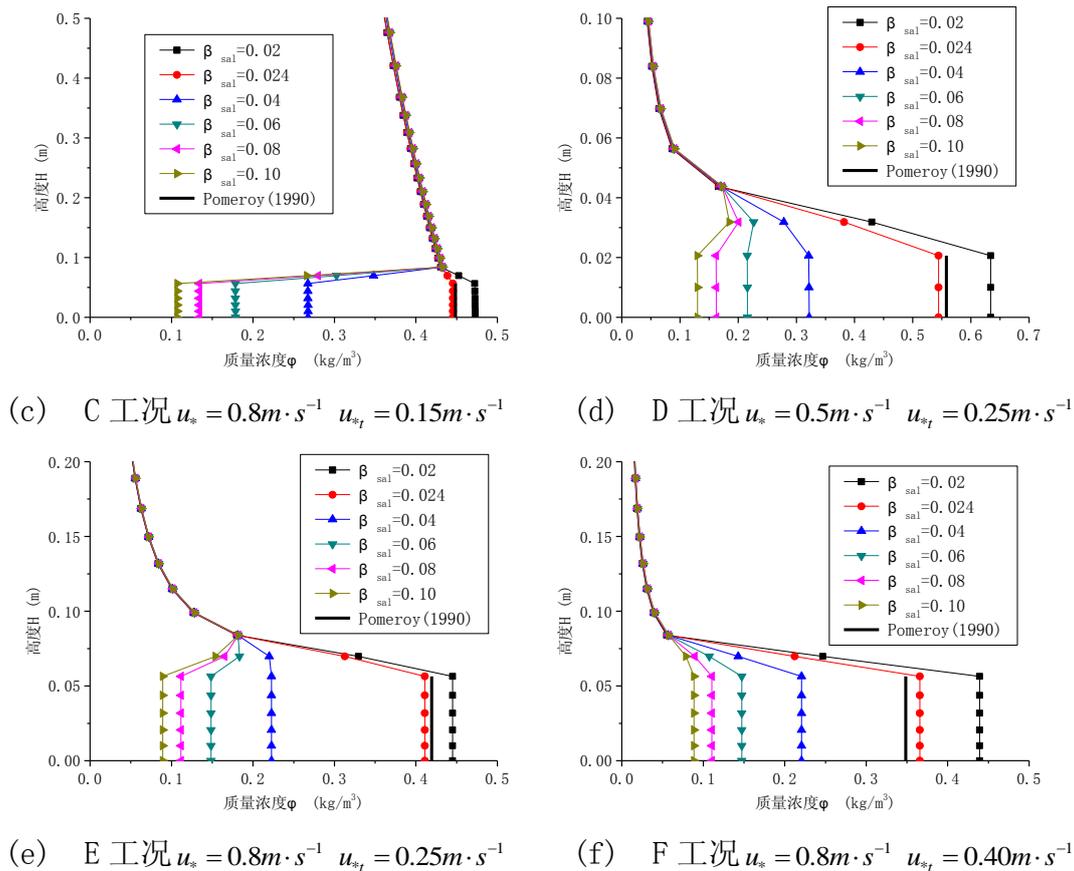


图 4.11  $\beta_{sal}$  对计算结果的影响

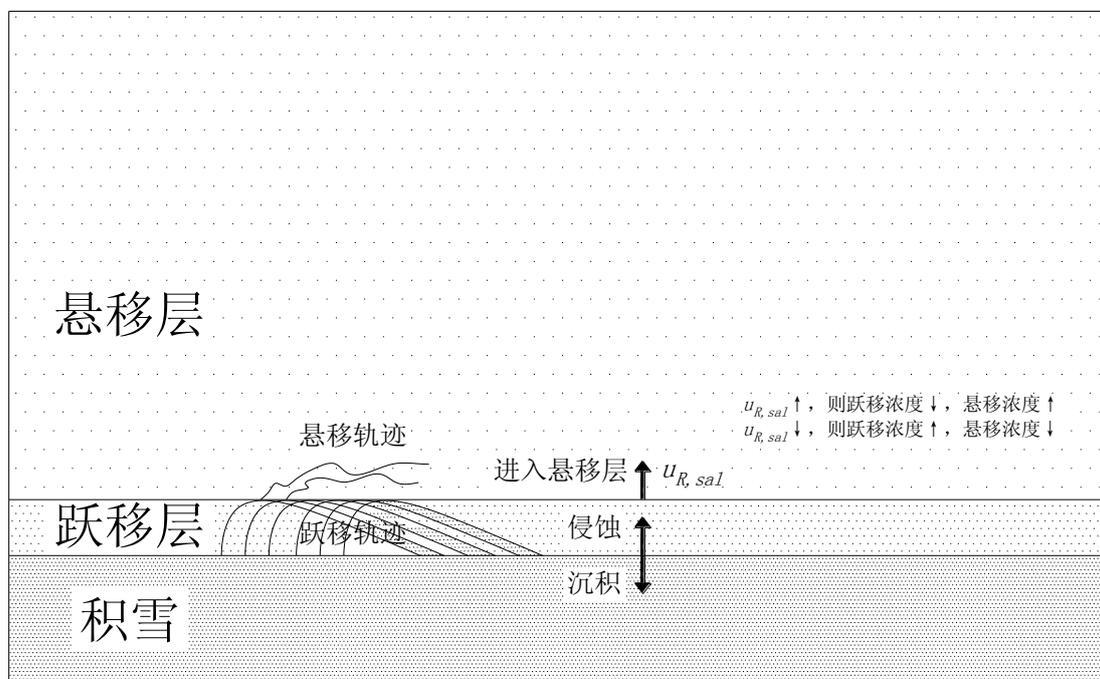


图 4.12 雪颗粒运动原理图

### 4.2.3.2 与单方程模型方法对比

图 4.13 给出了单方程模型(见 4.1 节)模拟的雪质量浓度随高度变化情况。从图中可以看出,模拟的跃移雪质量浓度沿跃移高度并不保持常数,模拟的悬移雪质量浓度则比文献(Pomeroy, 1992)描述偏高(见下文图 4.25)。出口处( $x=500m$ ),跃移层最大雪质量浓度为 $0.14kg \cdot m^{-3}$ ;  $H=1m$ 时,悬移雪质量浓度为 $0.13kg \cdot m^{-3}$ ;  $H=10m$ 时,悬移雪质量浓度为 $0.08kg \cdot m^{-3}$ ;  $H$ 超过 32m 以后,雪质量浓度才降到 $0.001kg \cdot m^{-3}$ 以下,即出口处( $x=500m$ ),10m 高度以上仍有明显的雪飘移。在所计算工况下( $u_* = 0.42m \cdot s^{-1}$ ),显然与实测结果偏差较大(实测结果见图 4.25)。

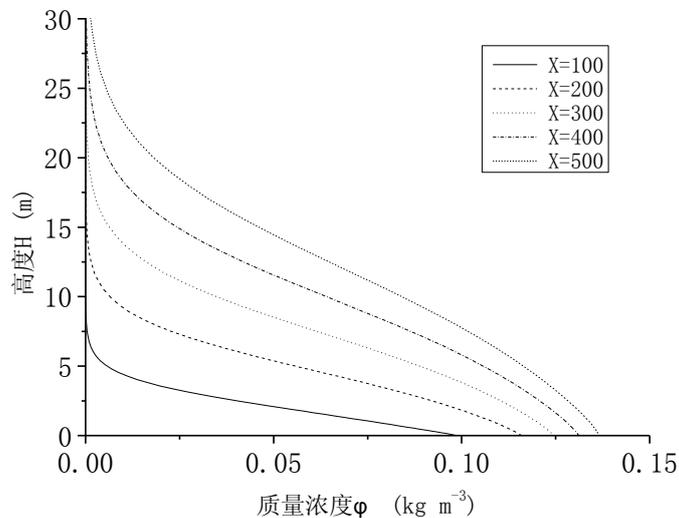


图 4.13 单方程模型雪质量浓度沿高度分布情况

图 4.14 给出了单方程模型模拟的近壁面跃移雪质量浓度随距离的变化情况。图中显示,从零点不发生雪漂移运动开始,随着水平距离的增加,跃移层的雪质量浓度逐渐在增加。当 $x>100m$ 时,基本上是直线增加。这与 Naaim(Naaim, 1998)和 Dewalle(DeWalle, 2008)所描述的雪漂移会随着水平距离的增加逐渐达到稳定状态不一致,即随着距离的增加,雪跃移量一直在增加,并不能达到稳定状态。

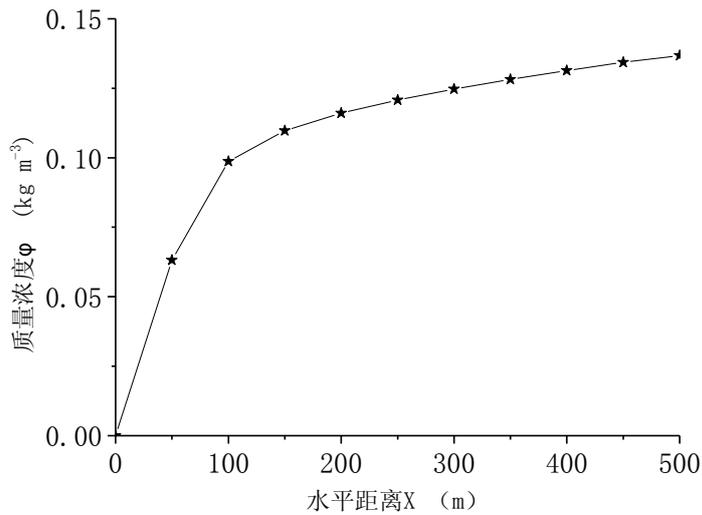


图 4.14 单方程跃移最大雪质量浓度随水平距离变化

图 4.15 给出了模型 I 模拟的雪质量浓度随高度变化情况。从图中可以看出，模拟的跃移雪质量浓度沿跃移高度近似保持为常数，模拟的悬移雪质量浓度仍然偏高。

模型 I 与单方程模型相比，跃移运动中忽略了湍流扩散的影响，因此模拟的跃移浓度随着高度保持为常数，但出口处 ( $x=500m$ )，模拟的跃移层最大雪质量浓度为  $0.28kg \cdot m^{-3}$ ，是单方程模型模拟结果的 2 倍； $H=1m$  时，悬移雪浓度为  $0.27kg \cdot m^{-3}$ ，是单方程模型模拟结果的 2 倍； $H=10m$  时，悬移雪浓度为  $0.17kg \cdot m^{-3}$ ，比单方程模型模拟结果偏大 9 倍左右； $H$  超过 35m 以后，雪质量浓度才降到  $0.001kg \cdot m^{-3}$  以下。

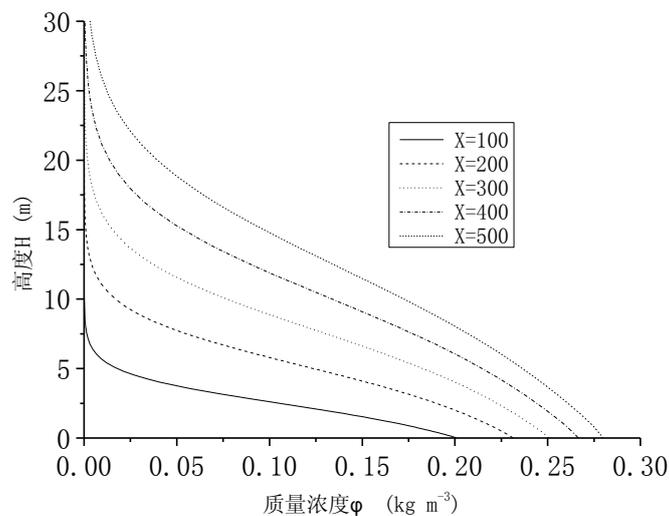


图 4.15 模型 I 雪质量浓度沿高度分布情况

图 4.16 给出了模型 I 模拟的近壁面跃移雪质量浓度随距离的变化情况。图中显示,从零点不发生雪漂移运动开始,随着水平距离的增加,跃移层的雪质量浓度逐渐在增加。当  $x > 100m$  时,基本上是直线增加,不能达到稳定状态。模型 I 的模拟结果仍然达不到雪质量浓度随着水平距离的增加逐渐稳定的要求。

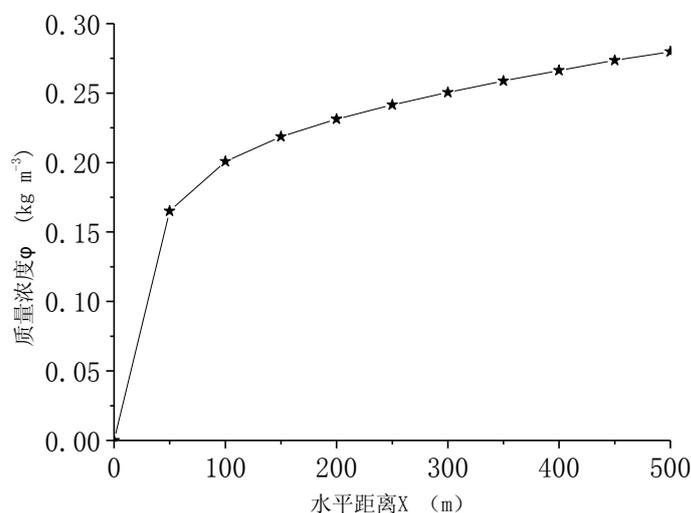


图 4.16 模型 I 跃移雪质量浓度随水平距离变化

图 4.17 给出了模型 II 模拟的雪质量浓度随高度变化情况。从图中可以看出,模拟的跃移雪质量浓度沿跃移高度并不保持常数,模拟的悬移雪质量浓度仍然偏高,并且悬移雪质量浓度在某段高度内大于跃移最大雪质量浓度。

模型 II 与单方程模型相比,对悬移运动的相对滑移速度做出了不同的假设,即相对滑移速度随着高度的增加直线递减,这样不仅使得跃移质量浓度模拟结果仅比单方程模型偏大,而且使得悬移质量浓度在某段高度内大于雪质量浓度。出口处 ( $x = 500m$ ),跃移层最大雪质量浓度为  $0.84kg \cdot m^{-3}$ ,是单方程模型模拟结果的 6 倍;  $H = 1m$  时,悬移雪浓度仍为  $0.84kg \cdot m^{-3}$ ;  $H = 10m$  时,悬移雪浓度为  $0.56kg \cdot m^{-3}$ ,比单方程模型模拟结果偏大 2 个数量级;  $H$  超过 40m 以后,雪质量浓度才降到  $0.001kg \cdot m^{-3}$  以下。显然模型 II 的模拟结果与实际情况偏差更大,同时得出了其规律:如果考虑悬移运动的相对滑移速度小于跃移运动的相对滑移速度,则不应该再考虑跃移运动的湍流影响。

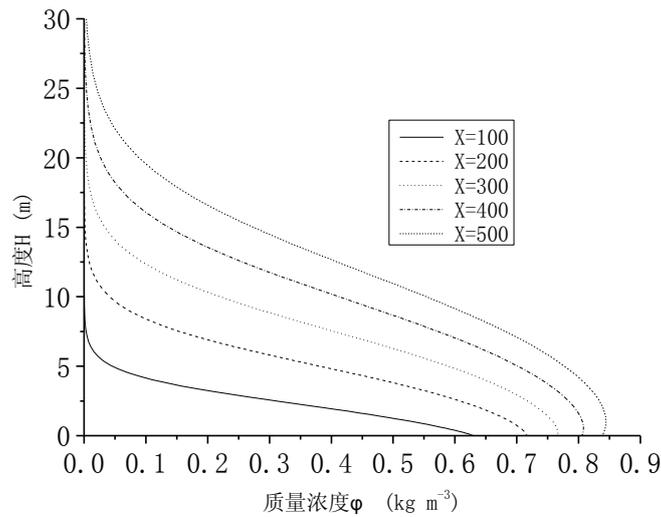


图 4.17 模型 II 雪质量浓度沿高度分布情况

图 4.18 给出了模型 II 模拟的近壁面跃移雪浓度随距离的变化情况。图中显示，从零点不发生雪漂移运动开始，随着水平距离的增加，跃移层的雪浓度逐渐在增加。同样是  $x > 100m$  时基本直线增加，与实际不符。

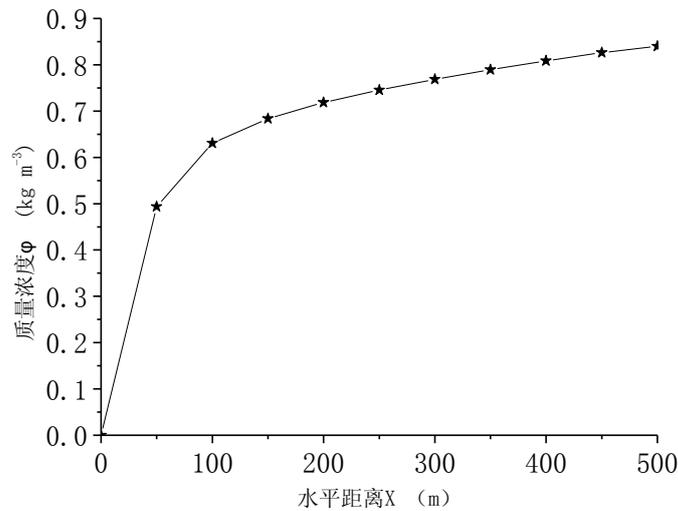


图 4.18 模型 II 跃移雪质量浓度随水平距离变化

图 4.19 给出了模型 III 模拟的雪质量浓度随高度变化情况。从图中可以看出，模拟的跃移雪质量浓度与模型 I 的模拟结果接近，但悬移雪质量浓度比模型 I 的模拟结果偏高。出口处 ( $x = 500m$ )，跃移层最大雪质量浓度为  $0.28kg \cdot m^{-3}$ ，是单方程模型模拟结果的 2 倍； $H = 1m$  时，悬移雪浓度为  $0.27kg \cdot m^{-3}$ ，是单方程模型模拟结果的 2 倍； $H = 10m$  时，悬移雪浓度为  $0.17kg \cdot m^{-3}$ ，比单方程模型模拟结果偏大 9 倍左右； $H$  大于 35m 以后时，雪质量浓度才降到  $0.001kg \cdot m^{-3}$  以下。

模型III与模型I都没考虑跃移运动中湍流的影响,所得跃移质量浓度的分布较接近。模型III与模型I的区别在于模型III假设相之间的相对滑移速度随着高度的增加在减小,模型III的相对滑移速度的假设较模型I更接近实际情况。

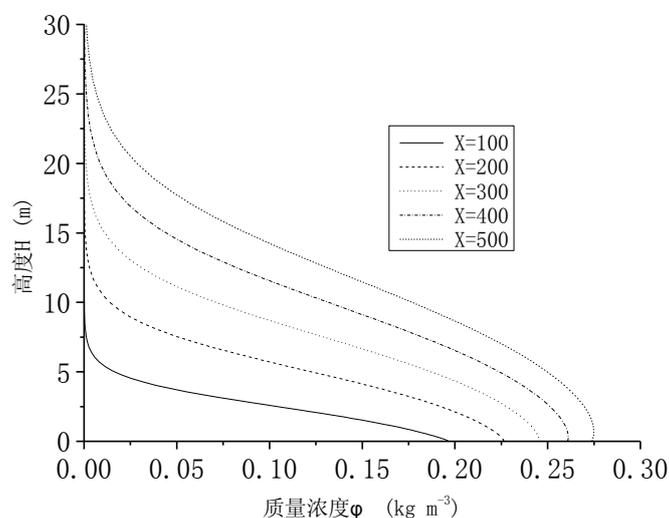


图 4.19 模型III雪质量浓度沿高度分布情况

图 4.20 给出了模型III模拟的近壁面跃移雪质量浓度随距离的变化情况,与模型I的变化规律相似。图中显示,从零点不发生雪漂移运动开始,随着水平距离的增加,跃移层的雪质量浓度逐渐在增加。当  $x > 100m$  时,基本上是直线增加,与实际不符。

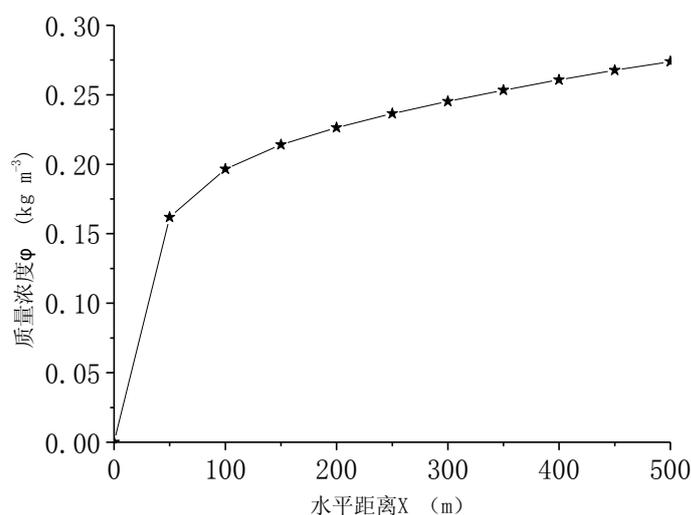


图 4.20 模型III跃移雪质量浓度随水平距离变化

综合以上的计算分析以后,提出模型IV。模型IV中,跃移运动不考虑湍流扩散的影响,悬移运动不考虑相之间的相对速度,认为悬移雪颗粒随着空气相一起

运动。

图 4.21 给出了模型IV模拟的雪浓度随高度的变化情况。从图中可以看出，跃移层内雪浓度沿高度保持常数，悬移层内雪移浓度随着高度的增加迅速减小，与 Naaim(Naaim, 1998)、Liston(Liston, 1998)的计算结果较吻合。出口处 ( $x=500m$ )，跃移层最大雪质量浓度为  $0.23kg \cdot m^{-3}$ ； $H=0.1m$ 时，悬移雪质量浓度为  $0.008kg \cdot m^{-3}$ ； $H=1m$ 时，悬移雪质量浓度为  $0.0034kg \cdot m^{-3}$ 。这与文献描述(Pomeroy, 1990； Pomeroy, 1992)雪浓度的分布规律基本一致，详细对比情况见以下章节。

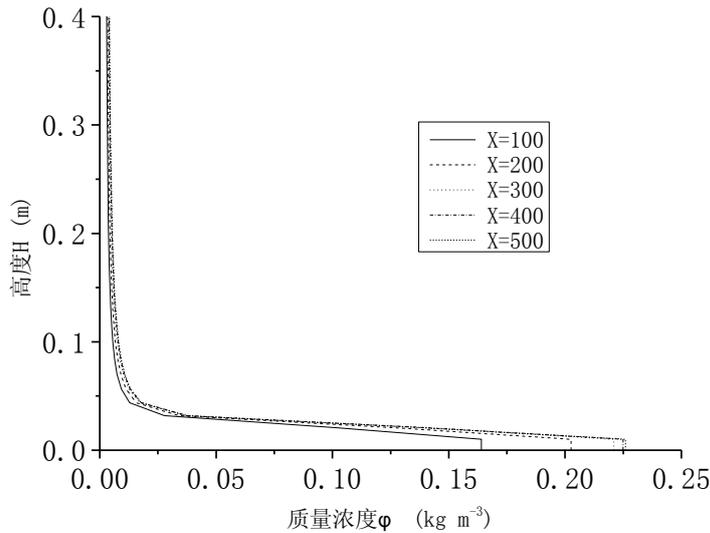


图 4.21 模型IV雪质量浓度沿高度分布情况

图 4.22 给出了模型IV模拟的跃移雪质量浓度随水平距离的变化情况。图中显示，随着水平距离的增加，雪漂移运动逐渐达到稳定状态，跃移层的雪浓度趋于某一数值。这与 Naaim (Naaim, 1998)和 Dewalle (DeWalle, 2008)所描述的雪漂移经过 300m 的水平距离后逐渐达到稳定相一致。

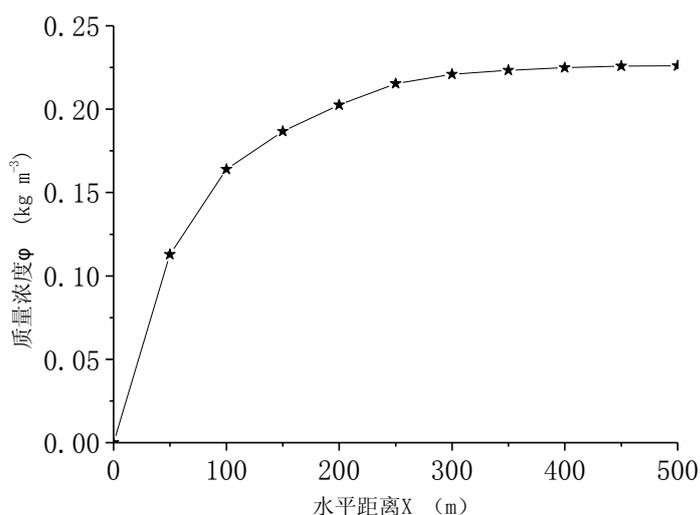


图 4.22 模型IV跃移雪质量浓度随水平距离变化

从计算结果可以看出，模型IV的模拟结果与实际情况更加吻合，即跃移层雪质量浓度沿高度为常数，并且跃移层近壁面雪质量浓度随着水平距离的增加能达到稳定状态（近似300m以后达到稳定状态）；悬移层雪质量随着高度的增加迅速减小，1m高度处的雪质量浓度为每立方米几克左右，与实测结果(Pomeroy, 1992)较接近。因此将模型IV作为本文最终提出的两方程模型，以下章节的两方程模型特指模型IV。

图 4.23 给出了单方程模型和四种两方程模型模拟的出口处 ( $x=500m$ ) 质量浓度随高度变化的对比情况。从图中可看出，模型I和模型III的模拟结果接近，模型I和模型III在悬移控制方程源项方面的差别较大，说明源项（相之间的相对滑移）对悬移运动的影响较小；单方程模型和两方程模型I、II、III模拟的雪质量浓度在5m以下随高度变化较小，在10m高度处雪质量浓度仍较大（都大于 $0.08kg \cdot m^{-3}$ ），这显然与实际差别较大(Pomeroy, 1990; Pomeroy, 1992)；两方程模型IV模拟的雪质量浓度随高度的增加迅速减小，与Naaim(Naaim, 1998)、Liston(Liston, 1998)的计算结果较吻合（后文将详细进行比较）。

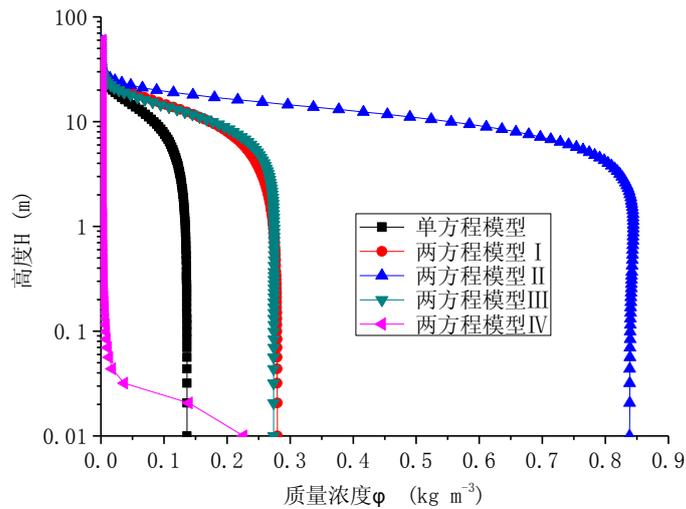


图 4.23 质量浓度随高度变化对比情况

#### 4.2.4 与实测及经验公式对比

为了进一步验证两方程模型方法的有效性,将两方程模型方法的模拟结果与实测结果、基于实测的经验公式和经典的数值模拟结果进行比较。

##### 4.2.4.1 与 Pomeroy 实测结果对比

Pomeroy (Pomeroy, 1990; Pomeroy, 1992) 在加拿大萨斯卡通市郊区一块空旷地面上进行了雪漂移实测工作。分别于 1987 年 1 月 18 日、1 月 20 日和 1 月 26 日记录了 237 组雪质量通量、风速、空气温度和湿度等数据的竖向分布,并对数据进行 7.5 分钟平均处理,绘制出雪浓度的竖向剖面。测量时的气候条件分别为:①1 月 18 日,在气温迅速下降条件下,新降雪发生风雪运动时测量;②1 月 20 日午后,强降雪并伴有冻雨 (freezing rain) 条件下,发生风雪运动时测量;③1 月 26 日,经过几天风致雪面坚实,断断续续发生风雪运动后测量。表 4.4 给出了 Pomeroy 进行实测时的气候条件。

图 4.24 给出了本文模拟的跃移质量浓度与 Pomeroy 实测结果 (Pomeroy, 1990) 的对比情况。从图中可以看出,除  $u_* = 0.50m \cdot s^{-1}$ ,  $u_{*t} = 0.25m \cdot s^{-1}$  时,本文模拟的跃移质量浓度比 Pomeroy 实测值偏小以外,其他工况下本文模拟结果都介于 Pomeroy 实测范围之内,吻合较好。

表 4.4 Pomeroy 实测时的气候条件

日期	阈值摩擦速度 ( $\text{m s}^{-1}$ )	降雪量 (mm)	雪面硬度 ( $\text{KN m}^{-2}$ )	温度 ( $^{\circ}\text{C}$ )	相对湿度 (%)
01.18	0.2	4.5 (1月17日降雪) 2.0 (1月18日降雪)	370	+1~-17	50~60
01.20	0.27	2.2 (与冻雨同发生)	625	+1~-3	50~62
01.26	0.23~0.27	无	760	-2~-7	55~65

(注: 降雪量是气象观测人员用标准容器将 12 小时或 24 小时内采集到的雪化成水后, 测量得到的数值, 以毫米为单位)

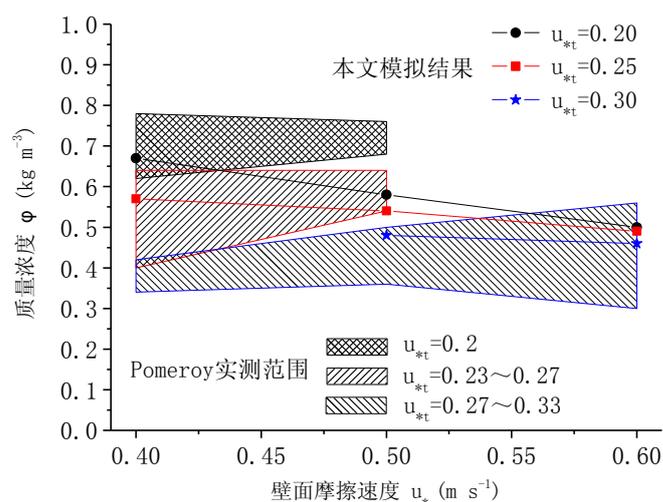
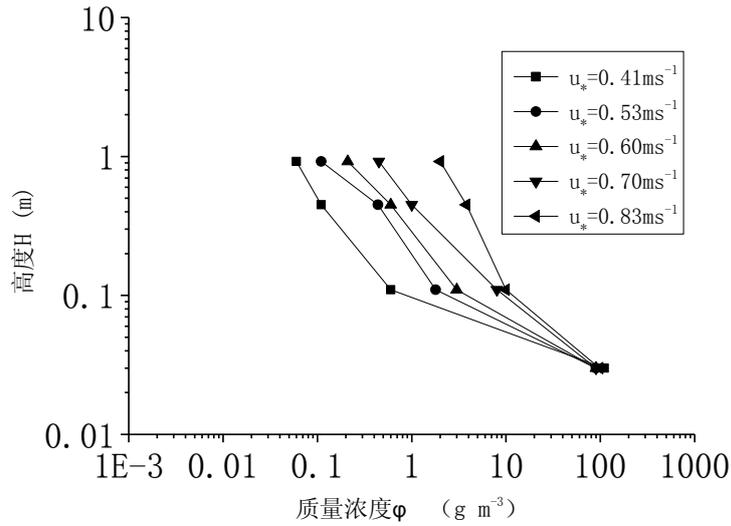
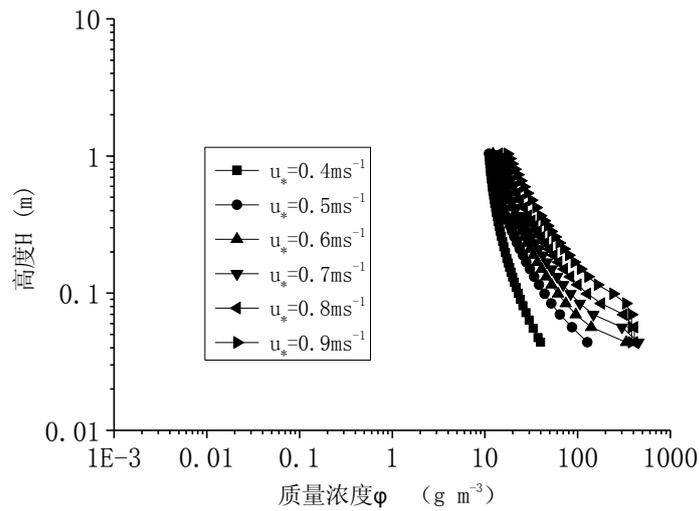


图 4.24 跃移层质量浓度对比

图 4.25 给出了阈值摩擦速度为  $u_{*t} = 0.25 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$  时, 本文模拟的质量浓度分布与 Pomeroy 实测悬浮层结果(Pomeroy, 1992)的对比情况。以  $u_* = 0.6 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$  为例进行阐述, 在  $H = 0.03 \text{m}$  处, Pomeroy 实测的雪质量浓度约为  $90 \text{g} \cdot \text{m}^{-3}$ , 本文模拟的雪质量浓度约为  $350 \text{g} \cdot \text{m}^{-3}$ , 比实测结果偏大 4 倍左右; 在  $H = 1 \text{m}$  处, Pomeroy 实测的雪质量浓度为  $0.21 \text{g} \cdot \text{m}^{-3}$ , 本文模拟的雪质量浓度为  $12 \text{g} \cdot \text{m}^{-3}$ , 比实测结果大 2 个数量级。Naaim、Liston 等也对无建筑开阔场地的风雪运动进行了数值模拟, 但并未给出较高处的雪悬移的质量浓度, 也未与实测结果进行过比较。本文不仅与实测结果进行了比较, 而且与 Naaim、Liston 给出的数值模拟结果也进行了详细比较(见 4.3.3.5 和 4.3.3.6)。



(a) Pomeroy 实测值



(b) 本文计算结果

图 4.25 悬浮层质量浓度对比

#### 4.2.4.2 与 Budd 等实测结果对比

Budd(Budd, 1965), Takeuchi(TAKEUCHI, 1980), Kobayashi(Kobayashi, 1972), Tabler(Tabler, 1991), Pomeroy(Pomeroy, 1989) 都对平坦流域风致积雪运动进行了实测, 并给出某高度以下总的质量传输率。总质量传输率是指单位时间内通过单位宽度竖向截面的雪质量, 可用式(4.69)表达:

$$Q = \int_0^h u(z) \rho_s f(z) dz \quad (4.69)$$

式中,  $Q$  为  $h$  高度以下总质量传输率;  $u(z)$  为  $z$  高度处风速;  $\rho_s$  为雪密度;  $f(z)$  为

$z$  高度处单位体积里雪相所占体积比例。

受到环境的限制，测量最高高度不尽相同。Budd, Takeuchi, Kobayashi 通过实测给出了 2m 高度以下总质量传输率随 1m 高处风速  $u_{100}$  的变化规律；Tabler, Pomeroy 给出的则是 5m 高度以下总质量传输率与 10m 高处风速  $u_{1000}$  的关系。由于实测时气候条件和地域的差别，实测结果存在一定的差异。图 4.26 给出了本文模拟的 2m 高度以下总的的质量传输率与 Budd, Takeuchi, Kobayashi 实测结果的比较。从图中可以看出，Budd 的实测结果最大，质量传输率随着风速的增加呈对数增加；Kobayashi 的实测结果最小，质量传输率随着风速的增加近似呈对数增加。本文模拟的结果介于 Budd 和 Takeuchi 的实测结果之间。

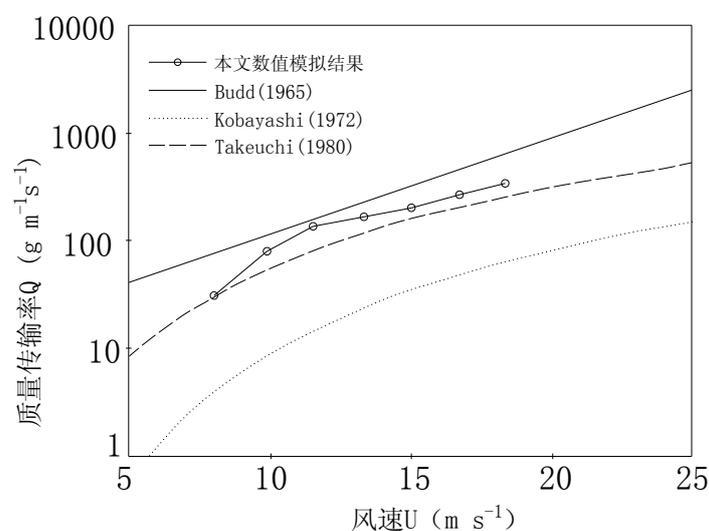


图 4.26 2m 高度以下总质量传输率随 1m 高处风速的变化规律

图 4.27 给出了本文模拟的 5m 高度以下总质量传输率与 Tabler, Pomeroy 实测结果的比较。从图中可以看出，当 10m 高度处风速  $u_{1000} < 18m \cdot s^{-1}$  时，本文的模拟结果比 Tabler 和 Pomeroy 的实测结果都偏大；当 10m 高度处风速  $u_{1000} > 20m \cdot s^{-1}$  时，本文的模拟结果比 Tabler 和 Pomeroy 的实测结果都偏小；当 10m 高度处风速  $18m \cdot s^{-1} < u_{1000} < 20m \cdot s^{-1}$  时，本文的模拟结果介于 Tabler 和 Pomeroy 实测结果之间。

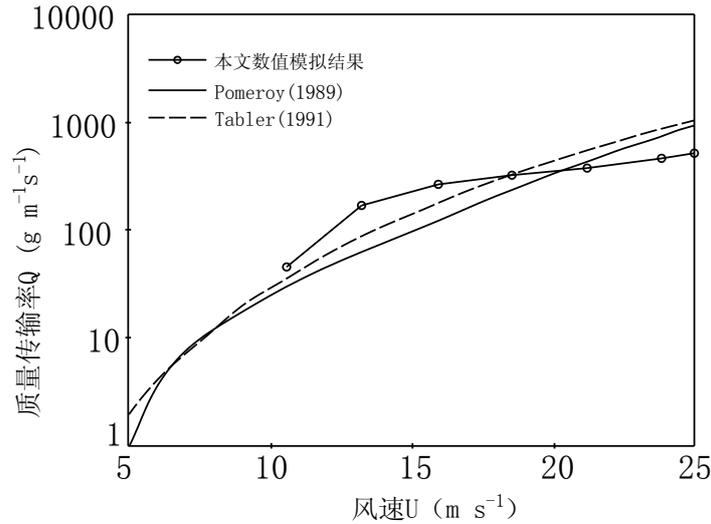


图 4.27 5m 高度以下总质量传输率随 10m 高处风速的变化规律

#### 4.2.4.3 与经验公式对比

Bagnold (Bagnold, 1941) 研究开阔场地的风沙跃移运动, 根据理论推导结合实测数据给出了计算沙跃移质量传输率的计算公式:

$$Q_{sal} = B \frac{\rho u_*^3}{g} \quad (4.70)$$

式中,  $Q_{sal}$  为质量传输率;  $B$  为系数;  $\rho$  为空气密度;  $u_*$  为壁面摩擦速度;  $g$  为重力加速度。本文将该公式引入, 用于描述风雪运动, 并通过数值实验, 给出  $B$  取 0.25。

Iversen (Iversen, 1980) 给出跃移雪质量传输率的经验公式:

$$Q_{sal} = \frac{\rho}{g} u_*^2 (u_* - u_{*t}) \quad (4.71)$$

式中:  $u_*$  为壁面摩擦速度;  $u_{*t}$  为阈值摩擦速度。

Pomeroy (Pomeroy, 1990) 结合开阔场地的雪跃移实测数据, 给出跃移雪质量传输率的经验公式:

$$Q_{sal} = \frac{0.68\rho}{u_*g} u_{*t} (u_*^2 - u_{*t}^2) \quad (4.72)$$

Prandtl (Prandtl, 1952) 给出了悬移层均匀颗粒在理想平衡状态下雪质量浓度的方程。当不考虑雪升华时, 湍流作用下的向上扩散和雪的向下沉降达到平衡, 竖向雪通量为零。

$$w_f \phi_{sus} + K_p \frac{\partial \phi_{sus}}{\partial z} = 0 \quad (4.73)$$

其中,  $w_f$  表示雪颗粒沉降速度,  $K_p$  表示颗粒的湍流扩散系数,  $\phi_{sus}$  表示悬移雪质量浓度。

Shiotani and Arai (Shiotani, 1953) 假定  $K_p = Ku_* z$ , 给出悬移雪质量密度的近似表达式:

$$\phi_{sus}(z) = \phi_0 \left( \frac{z}{z_0} \right)^{-w_f/Ku_*} \quad (4.74)$$

其中,  $\phi_0$  表示  $z_0$  高度处的雪质量浓度,  $K$  表示 Von Karman 常数;  $u_*$  表示壁面摩擦速度。

Pomeroy (Pomeroy, 1992) 根据实测认为悬移雪浓度不仅与高度有关, 而且与壁面摩擦速度有关, 给出了悬移雪质量浓度沿高度分布的近似表达式:

$$\phi_{sus}(z) = 0.8 \exp \left[ -1.55 \left( 4.78 u_*^{-0.544} - z^{-0.544} \right) \right] \quad (4.75)$$

雪相特征量之间的关系可由下列表达式给出:

$$Q = q \times h = \phi \times h \times u_p = \rho_p \times f \times h \times u_p \quad (4.76)$$

$$\phi = \rho_p \times f \quad (4.77)$$

式中,  $Q$  表示雪质量传输率 (snow transport rate);  $q$  表示雪质量通量 (snow mass flux);  $\phi$  表示雪质量浓度 (snow mass concentration);  $f$  表示雪体积组分 (snow volume fraction);  $h$  表示高度;  $u_p$  表示雪颗粒运动速度;  $\rho_p$  表示雪颗粒密度。

Pomeroy (Pomeroy, 1990) 的实测表明, 跃移层高度和跃移层雪颗粒水平速度可由下列表达式给出 (在下文的数值模拟中, 跃移层高度均采用式 (4.78)):

$$h_{sal} = 1.6 \frac{u_*^2}{2g} \quad (4.78)$$

$$u_{sal} = 2.8 u_{*t} \quad (4.79)$$

图 4.28 给出了阈值摩擦速度为  $0.2m \cdot s^{-1}$ , 壁面摩擦速度  $u_*$  从  $0.4m \cdot s^{-1}$  变化到

$1.0m \cdot s^{-1}$  (间隔  $0.1m \cdot s^{-1}$ ) 时, 跃移雪质量浓度的变化规律。从图中可以看出, 本文数值模拟和 Pomeroy 公式所得的跃移雪质量浓度随着壁面摩擦速度的增加逐渐减小, 而 Bagnold 公式和 Iversen 公式所得的跃移质量浓度的变化规律正好相反, 即随着壁面摩擦速度的增加跃移质量浓度逐渐增大。跃移质量传输率随着壁面摩擦速度的增大而增大 (详见图 4.30), 但跃移高度也随着壁面摩擦速度的增大在增大, 从而跃移层浓度反而有所减小。本文模拟的跃移质量浓度与 Pomeroy 根据实测提出的经验公式吻合较好。 $u_*$  为  $0.6m \cdot s^{-1}$  时误差最大, 本文模拟结果为  $0.49kg \cdot m^{-3}$ , Pomeroy 公式结果为  $0.55kg \cdot m^{-3}$ , 误差为 10%;  $u_*$  等于  $1.0m \cdot s^{-1}$  时误差最小, 本文模拟结果为  $0.34kg \cdot m^{-3}$ , Pomeroy 公式结果为  $0.36kg \cdot m^{-3}$ , 误差为 5.6%。值得注意的是, Bagnold (Bagnold, 1941) 和 Iversen (Iversen, 1980) 并未给出颗粒跃移高度  $h_{sal}$  和跃移速度  $u_{sal}$  的表达式, 图中计算跃移质量浓度时, 采用了 Pomeroy 给出的跃移高度 (式 (4.78)) 和跃移速度 (式 (4.79)) 的公式, 因此会对结果产生一定的误差。

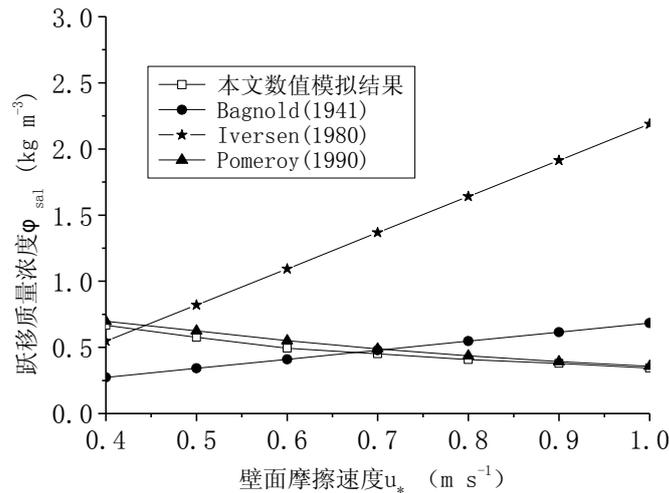


图 4.28 跃移质量浓度随壁面摩擦速度的变化规律

图 4.29 给出了壁面摩擦速度为  $0.8m \cdot s^{-1}$ , 阈值摩擦速度  $u_{*t}$  从  $0.15m \cdot s^{-1}$  变化到  $0.40m \cdot s^{-1}$  (间隔  $0.05m \cdot s^{-1}$ ) 时, 跃移雪质量浓度的变化规律。从图中可以看出, 本文模拟结果和 Pomeroy 经验公式吻合较好, 随着阈值摩擦速度的增加, 跃移雪质量浓度呈线性减小; 本文模拟的  $u_{*t} = 0.15m \cdot s^{-1}$  时跃移雪质量浓度是  $u_{*t} = 0.40m \cdot s^{-1}$  时的 1.3 倍。Iversen 经验公式的结果显示, 随着阈值摩擦速度的增加, 跃移雪质量浓度呈指数减小, 但变化幅度较大,  $u_{*t} = 0.15m \cdot s^{-1}$  时跃移雪质量浓度是  $u_{*t} = 0.40m \cdot s^{-1}$  时的 4.3 倍。Bagnold 经验公式的变化幅度介于 Pomeroy 经验公式和 Iversen 经验公式之间,  $u_{*t} = 0.15m \cdot s^{-1}$  时跃移雪质量浓度是  $u_{*t} = 0.40m \cdot s^{-1}$  时的 2.7 倍。

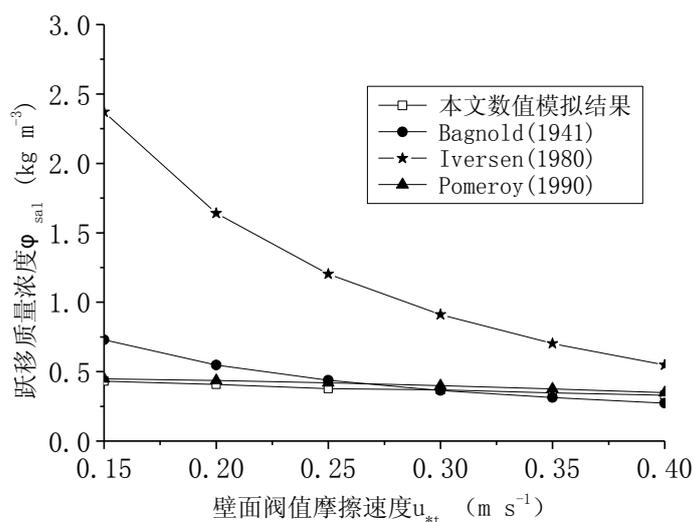
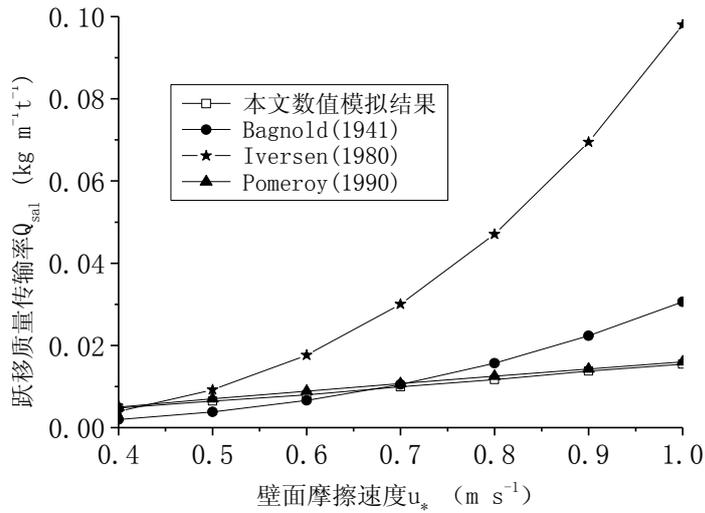
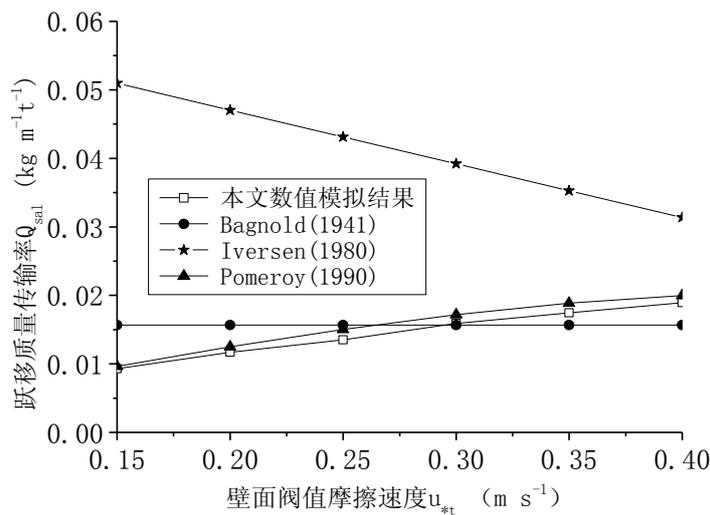


图 4.29 跃移质量浓度随阈值摩擦速度的变化规律

图 4.30 给出了跃移质量传输率的变化规律。图 4.30 (a) 为跃移质量质量传输率在阈值摩擦速度为  $0.2m \cdot s^{-1}$  时, 随壁面摩擦速度  $u_*$  的变化规律。从图中可以看出, 四条曲线变化规律一致, 即跃移雪质量传输率都随壁面摩擦速度的增加而增加。本文模拟结果和 Pomeroy 公式较为吻合, 跃移质量传输率随壁面摩擦速度的增加基本呈直线增加。本文模拟结果与 Pomeroy 公式所给的跃移质量传输率变化规律与跃移质量浓度的变化规律相反, 这是由于跃移层高度随着壁面摩擦速度的增大在增加而导致。Bagnold 公式和 Iversen 公式随着壁面摩擦速度的增大, 跃移雪质量传输率呈指数增加。图 4.30 (b) 为跃移质量质量传输率在壁面摩擦速度为  $0.8m \cdot s^{-1}$  时, 随阈值摩擦速度  $u_{*t}$  的变化规律。从图中可以看出, 本文模拟结果和 Pomeroy 公式的跃移雪质量传输率随着阈值摩擦速度增大近似呈直线增加; Bagnold 公式的跃移雪质量传输率随着阈值摩擦速度的增加保持不变; Iversen 公式的跃移雪质量传输率随着阈值摩擦速度的增大近似呈直线减小。



(a) 随壁面摩擦速度变化



(b) 随阈值摩擦速度变化

图 4.30 跃移质量传输率随壁面摩擦速度及阈值摩擦速度的变化

图 4.31 给出了悬移雪质量浓度随高度的变化规律。图 4.31 (a) 为  $u_* = 0.50 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $u_{*t} = 0.20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  时, 悬移雪质量浓度随高度的分布规律。从图中可以看出, 本文模拟结果与 Shiotani 公式 (见式 (2.85)) 较接近, 在  $H/H_{sal} < 12$  时, 本文模拟结果较 Shiotani 公式偏小; 在  $H/H_{sal} = 3.5$  时, 误差最大, 达到 40%。本文模拟结果比 Pomeroy 公式偏大。图 4.31 (b) 为  $u_* = 0.80 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $u_{*t} = 0.20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  时, 悬移雪质量浓度随高度的分布规律。总体来说, 本文模拟的悬移雪质量浓度沿高度的分布介于 Shiotani 公式和 Pomeroy 公式之间, 较 Shiotani 公式偏小, 较 Pomeroy 公式偏大。

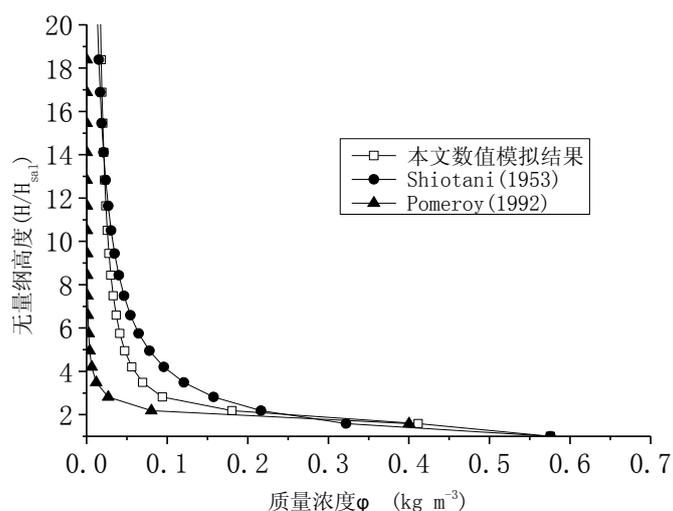
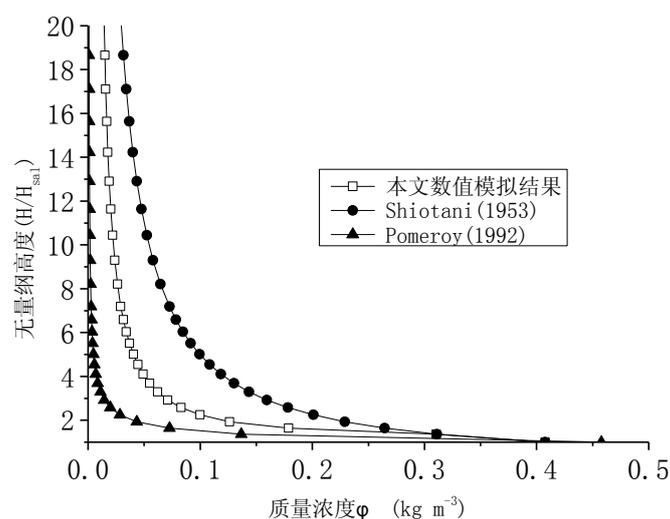
(a) 壁面摩擦速度  $u_* = 0.50 m \cdot s^{-1}$ (b) 壁面摩擦速度  $u_* = 0.80 m \cdot s^{-1}$ 

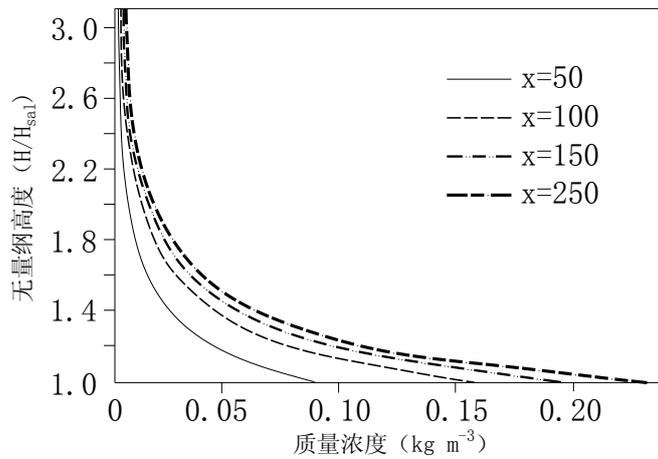
图 4.31 悬移雪质量浓度随高度的变化

#### 4.2.4.4 与 Naa'im 模拟结果对比

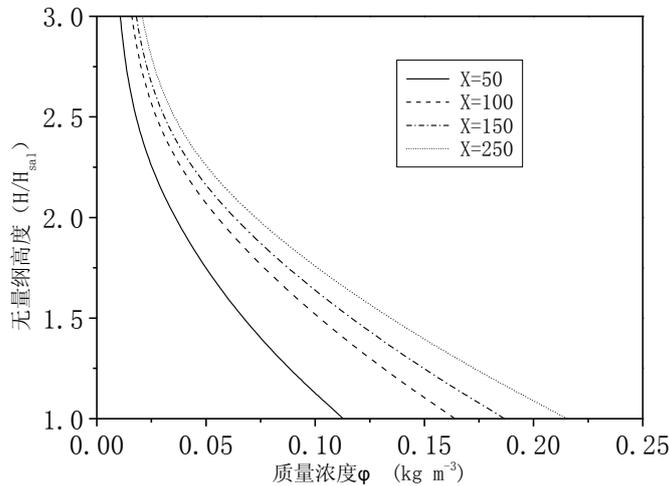
由于实测时气候条件（如温度、湿度）和地域的差异，导致实测结果有较大的差别。为了进一步验证本文模型的有效性，将计算结果与一些经典文献中开阔地形下的计算结果进行了比较。

Naa'im (Naa'im, 1998) 采用数值模型对  $u_* = 0.42 m s^{-1}$ ， $u_{*t} = 0.36 m s^{-1}$  工况下的风致积雪漂移进行了研究，给出了跃移层和悬移层的雪质量浓度分布，此时跃移层高

度按式(4.68)取值,即  $H_{sal} = 0.014m$ 。本文对相同条件下的风致积雪运动进行了数值模拟。图 4.32 给出了本文模拟的雪质量浓度分布与 Naaime(Naaime, 1998)模拟结果的对比。从图中可以看出,本文模拟结果与 Naaime 模拟结果的变化趋势一致,悬移层雪质量浓度随高度的增加迅速减小。 $x = 250m$  处,跃移质量浓度两者吻合较好;高度  $H/H_{sal} = 3.0$  ( $H = 0.042m$ ) 处, Naaime 模拟的雪质量浓度约为  $0.010kg \cdot m^{-3}$ ,本文模拟的雪质量浓度为  $0.025kg \cdot m^{-3}$ ,比 Naaime 模拟结果偏大 2.5 倍左右。而根据 Pomeory 基于实测的拟合公式(4.75),  $H/H_{sal} = 3.0$  处,悬移雪质量浓度为  $0.033kg \cdot m^{-3}$ ,本文的模拟结果较 Naaime 的模拟结果更接近实测值。



(a) Naaime 模拟结果



(b) 本文模拟结果

图 4.32 雪质量浓度沿高度分布的对比

实地的观测显示风致积雪运动会随水平距离的增加达到稳定状态(DeWalle, 2008),为了表达风雪运动的这种特性, Naaime 给出了跃移质量浓度与悬移层

$H = 2\text{cm}$  (即  $H/H_{sal} = 1.4$ ) 高度处的质量浓度随水平距离的变化规律。图 4.33 将本文模拟结果与 Naaim 结果进行了对比, (a) 图为 Naaim 的模拟结果, (b) 图为本文两方程模型模拟结果。从图中可以看出, 本文两方程模型模拟的跃移层和悬移层 ( $H = 2\text{cm}$ ) 质量浓度随水平距离的增加都逐渐趋于稳定值, 与 Naaim 模拟趋势一致。  $x = 250\text{m}$  处, 本文模拟的跃移层雪质量浓度为  $0.215\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , 比 Naaim 模拟结果偏小 10%; 模拟的悬移层  $H = 2\text{cm}$  雪质量浓度为  $0.135\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , 比 Naaim 模拟结果偏小 4%。

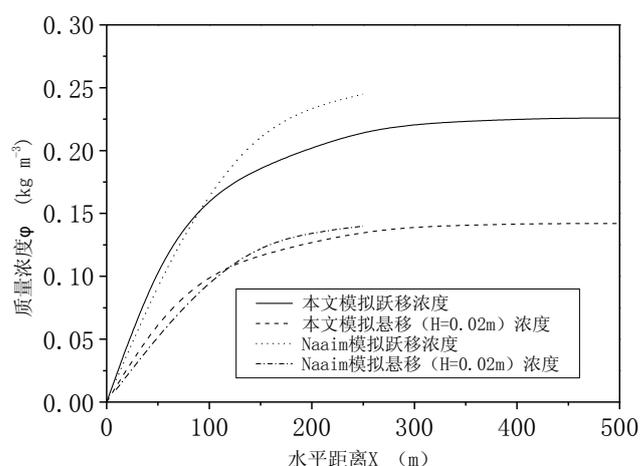
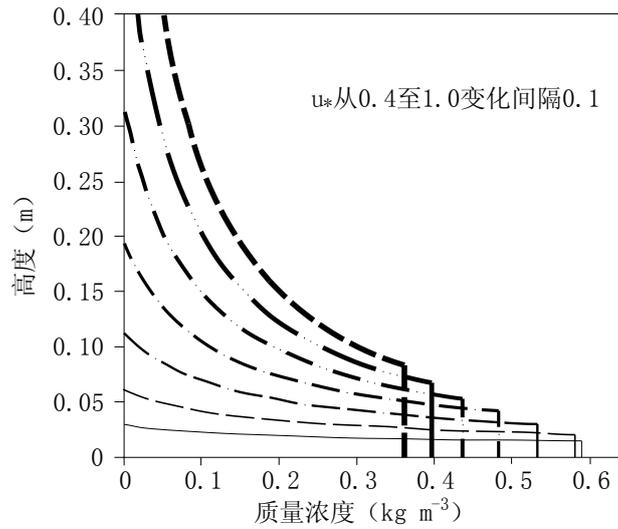


图 4.33 雪质量浓度随水平距离变化规律

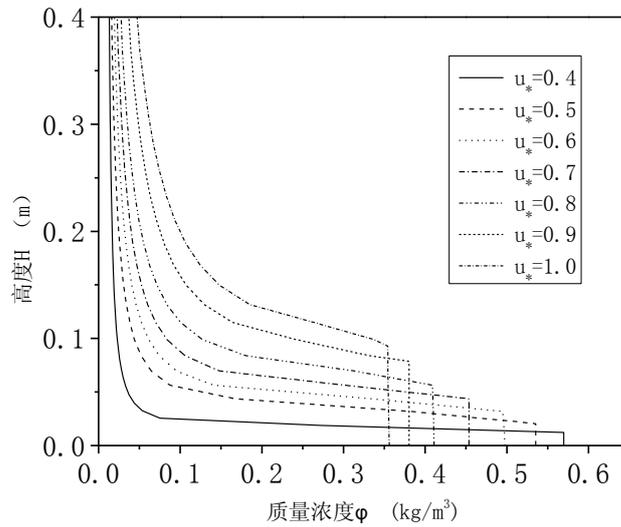
#### 4.2.4.5 与 Liston 模拟结果对比

1998 年 Liston (Liston, 1998) 给出了壁面阈值摩擦速度为  $u_{*t} = 0.25\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $u_*$  从  $0.4\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  以间隔为  $0.1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  变化至  $1.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  七种工况下雪质量浓度沿高度分布的情况。本文也将模拟结果与 Liston 的模拟结果进行了比较, 见图 4.34。

图 4.34 (a) 为 Liston 的模拟结果, 图 4.34 (b) 为本文两方程模型的模拟结果。从图中可以看出, 随着壁面摩擦速度的增大, 跃移层高度在逐渐增高, 跃移层雪质量浓度值逐渐在减小。本文模拟的跃移雪质量浓度与 Liston 模拟结果较吻合, 在  $u_* \leq 0.8\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时模拟的悬移雪质量浓度比 Liston 模拟结果偏大, 在  $u_* > 0.8\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时模拟的悬移雪质量浓度与 Liston 模拟结果较吻合。当  $u_* = 0.4\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时, 本文模拟的跃移层浓度为  $0.57\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , Liston 模拟的结果为  $0.59\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , 本文比 Liston 结果偏小 3.3%; Liston 的模拟结果在  $H = 0.03\text{m}$  处, 雪质量浓度便为 0; 本文模拟结果在  $H = 0.03\text{m}$  处, 雪质量浓度仍有  $0.06\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , 根据 Pomeory 基于实测的拟合公式 (4.75), 悬移雪质量浓度为  $0.13\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , 本文的模拟结果较 Liston 的模拟结果更接近实测值。



(a) Liston 计算结果



(b) 本文计算结果

图 4.34 不同壁面摩擦速度的雪质量浓度分布

## 4.2.5 参数及影响因素分析

### 4.2.5.1 升华对计算结果的影响(Liston, 1998)

在风致积雪发生跃移和悬移的同时，雪由于升华的作用会导致质量损失。不仅在积雪运动时会发生雪升华，静止的积雪由于积雪表面与空气的湿度交换也会导致雪升华发生，但静止积雪发生的升华远远小于积雪运动发生的升华。本节在参考文献(Liston, 1998)的基础上，对特定条件下的升华量进行定量分析，以获得升华对风雪运动影响程度的认识。

积雪运动导致的单位水平面积产生的升华率可用下式表达:

$$Q_{sub}(x) = \int_0^{h_{sus}} \varphi(x, z) \phi(x, z) dz \quad (4.80)$$

式中,  $Q_{sub}$  表示升华率, 单位为  $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ ;  $\varphi$  表示升华损失率系数, 单位为  $s^{-1}$ ;  $\phi$  表示雪质量浓度, 单位为  $kg \cdot m^{-3}$ ;  $h_{sus}$  表示雪悬移高度, 单位为  $m$ 。

如果假定跃移层的损失率系数和雪质量浓度为常数, 则式(4.80)可简化为下式:

$$Q_{sub}(x) = \varphi_{sal} \phi_{sal} h_{sal} + \int_{h_{sal}}^{h_{sus}} \varphi_{sus}(x, z) \phi_{sus}(x, z) dz \quad (4.81)$$

升华损失率系数可用下式表达:

$$\varphi(x, z) = \frac{d\bar{m}(z)/dt}{\bar{m}(z)} \quad (4.82)$$

式中,  $t$  表示时间,  $\bar{m}(z)$  表示  $z$  高度处的雪颗粒平均质量, 可近似用下式表达:

$$\bar{m}(z) = \frac{4}{3} \pi \rho_i [\bar{r}_r(z)]^3 \left( 1 + \frac{3}{\alpha} + \frac{2}{\alpha^2} \right) \quad (4.83)$$

式中,  $\rho_i$  表示冰的密度;  $\bar{r}_r(z)$  表示  $z$  高度处的雪颗粒的平均半径;  $\alpha$  表示系数;  $\bar{r}_r(z)$ ,  $\alpha$  可近似用下列表达式表示:

$$\bar{r}_r(z) = 4.6 \times 10^{-5} z^{-0.258} \quad (4.84)$$

$$\alpha = 4.08 + 12.6z \quad (4.85)$$

质量损失率可用下式表达:

$$\frac{d\bar{m}(z)}{dt} = \frac{2\pi\bar{r}\sigma - \frac{S_p}{\lambda_i T_a Nu} \left[ \frac{h_s M}{RT_a} - 1 \right]}{\frac{h_s}{\lambda_i T_a Nu} \left[ \frac{h_s M}{RT_a} - 1 \right] + \frac{1}{D\rho_v Sh}} \quad (4.86)$$

式中,  $M$  表示水的分子量, 取为  $18 kg \cdot kmole^{-1}$ ;  $R$  表示通用气体常数, 取为  $8313 J \cdot kmole^{-1} \cdot K^{-1}$ ;  $T_a$  表示空气的温度, 单位为开尔文 ( $K$ );  $\lambda_i$  表示空气导热系数, 取为  $0.024 J \cdot m^{-1} \cdot s^{-1} \cdot K^{-1}$ ;  $h_s$  表示升华热, 取为  $2.838 \times 10^6 J \cdot kg^{-1}$ ;  $D$  表示空气中水蒸气的扩散系数, 可用下式表达:

$$D = 2.06 \times 10^{-5} \left( \frac{T_a}{273} \right)^{1.75} \quad (4.87)$$

$\rho_v$  表示温度为  $T_a$  时水蒸气的饱和密度，可用下式表达：

$$\rho_v = 0.622 \frac{e_s}{R_d T_a} \quad (4.88)$$

式中， $R_d$  表示干燥空气的气体常数，取为  $287 J \cdot \text{deg}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$ ； $e_s$  表示饱和蒸气压，可用下式近似表达：

$$e_s = 610.78 \exp \left( \frac{21.875(T_a - 273.16)}{T_a - 7.66} \right) \quad (4.89)$$

平均质量为  $\bar{m}(z)$  的雪颗粒的平均粒径  $\bar{r}(z)$ ，可近似用下式表达：

$$\bar{r}(z) = \left( \frac{3\bar{m}(z)}{4\pi\rho_i} \right)^{1/3} \quad (4.90)$$

$\sigma(z)$  表示水蒸气相对于冰的未饱和度，可用下式近似表达 (Pomeroy, 1992)：

$$\sigma(z) = \sigma_r (1.02 - 0.027 \ln(z)) \quad (4.91)$$

式中， $\sigma_r$  表示相对湿度观测点  $z_{rh}$  高度处的未饱和度，可用下式表达：

$$\sigma_r = RH(z_{rh}) - 1 \quad (4.92)$$

式中， $RH(z_{rh})$  表示  $z_{rh}$  高度处的相对湿度。

$Nu$  表示 *Nusselt* 数， $Sh$  表示 *Sherwood* 数，都与颗粒雷诺数有关，分别可用下列表达式表示：

$$Nu(z) = Sh(z) = 1.79 + 0.606 Re^{0.5}(z) \quad (4.93)$$

$Re(z)$  表示  $z$  高度处的颗粒雷诺数，可表达为：

$$Re(z) = \frac{2\bar{r}(z)w_v(z)}{\nu} \quad (4.94)$$

式中， $\nu$  表示空气运动粘性系数，取为  $1.45 \times 10^{-5} m^2 \cdot s^{-1}$ ； $w_v$  表示雪颗粒通风速度，可近似用下式表达：

$$w_v(z) = \bar{w}(z) + 3w_r(z) \cos\left(\frac{\pi}{4}\right) \quad (4.95)$$

其中,  $\bar{w}(z)$  表示雪颗粒的平均沉降速度, 可表达为:

$$\bar{w}(z) = 1.1 \times 10^7 [\bar{r}(z)]^{1.8} \quad (4.96)$$

$w_r$  表示雪颗粒通风速度的脉动部分, 可表达为:

$$w_r(z) = 0.005u(z)^{1.36} \quad (4.97)$$

$S_p$  表示雪颗粒吸收的太阳辐射, 可表达为:

$$S_p = \pi [\bar{r}_r(z)]^2 (1 - \alpha_p)(1 + \alpha_s) S_i \quad (4.98)$$

式中,  $\alpha_p$  表示雪颗粒的反照率, 取为 0.5;  $\alpha_s$  表示积雪覆盖表面的反照率, 取为 0.8;  $S_i$  表示到达地球表面的太阳辐射能量, 可用下式表达:

$$S_i = S^* \Upsilon \sin \omega \quad (4.99)$$

其中,  $S^*$  表示大气顶层的太阳辐射能量, 取为  $1370W \cdot m^{-2}$ ;  $\omega$  表示太阳高度角;  $\Upsilon$  表示净透射率。

现以沈阳为例, 评估雪升华率。沈阳冬季太阳高度角大约为 24 度左右, 气温取为  $-10^\circ C$ , 相对湿度取为 0.8, 冰的密度取为  $900kg \cdot m^{-3}$ 。假设大气顶层的太阳辐射能量有 50% 到达地球表面, 即  $S_i$  取为  $685W \cdot m^{-2}$ 。雪质量浓度采用两方程模型方法模拟的结果, 壁面阈值摩擦速度  $u_{*y}$  取为  $0.25m \cdot s^{-1}$ , 水平位置  $x$  取为  $500m$  (即计算域出口处)。

图 4.35 给出了升华损失率系数随高度的变化规律。从图可知, 升华损失率取负值, 其绝对值随着高度的增加而增加, 但增加速率 (切线的斜率) 逐渐在减小。1m 高度处的损失率系数为  $-0.04s^{-1}$ ; 5m 高度处的损失率系数为  $-0.09s^{-1}$ 。

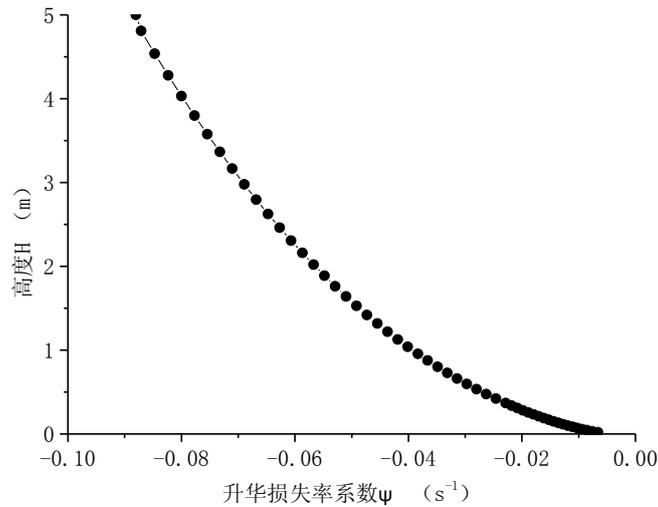


图 4.35 升华损失率系数随高度变化规律

表 4.5 给出了四种风速，5m 以下总升华率占总质量传输率的比例。从表可知，升华率占总质量传输率的比例较小。当  $u_*$  为  $0.5m \cdot s^{-1}$  时，5 米高度以下总升华率仅占总质量传输率的 1.5%；随着风速的增加，所占比例还有所下降。

表 4.5 5m 以下总升华率占总质量传输率比例

摩擦速度 $u_*$ ( $m \cdot s^{-1}$ )	升华率 ( $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$ )	总质量传输率 ( $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$ )	升华率占总质量 传输率比例
0.5	-0.0031	0.2027	1.5%
0.6	-0.0034	0.2646	1.3%
0.7	-0.0036	0.3082	1.2%
0.8	-0.0037	0.3563	1.0%

表 4.6 给出了四种风速，10m 以下总升华率占总质量传输率的比例。从表可知，升华率占总质量传输率的比例较小。当  $u_*$  为  $0.5m \cdot s^{-1}$  时，10 米高度以下总升华率仅占总质量传输率的 1.9%；随着风速的增加，所占比例还有所下降。

表 4.6 10m 以下总升华率占总质量传输率比例

摩擦速度 $u_*$ ( $m \cdot s^{-1}$ )	升华率 ( $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$ )	总质量传输率 ( $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$ )	升华率占总质量 传输率比例
0.5	-0.0075	0.3941	1.9%
0.6	-0.0079	0.4794	1.6%
0.7	-0.0080	0.5588	1.4%
0.8	-0.0080	0.6157	1.3%

### 4.2.5.2 湍流度对计算结果的影响

为了验证湍流度对计算结果的影响，选取  $u_{*f} = 0.25m \cdot s^{-1}$ ， $u_* = 0.5m \cdot s^{-1}$  工况，比较五种不同湍流度下雪质量浓度沿高度分布的情况。1m 高处五种不同湍流度分别取为  $I_u=10\%$ 、 $15\%$ 、 $20\%$ 、 $25\%$ 和  $30\%$ ，图 4.36 给出五种湍流度的剖面。

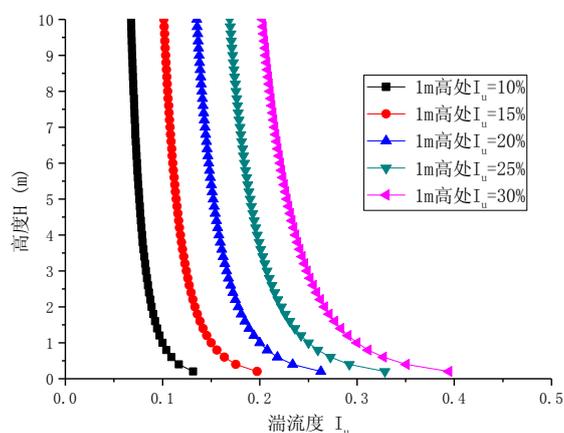


图 4.36 湍流度剖面

图 4.37 给出了五种情况下，雪质量浓度分布的分布情况。从图中可以看，随着湍流的增加，雪跃移和悬移质量浓度都有所增大，但总体上湍流度对计算结果的影响较小。 $I_u=10\%$ 时，跃移质量浓度为  $0.53kg \cdot m^{-3}$ ； $I_u=30\%$ 时，跃移质量浓度为  $0.55kg \cdot m^{-3}$ ，较  $I_u=10\%$ 时偏大 4%。

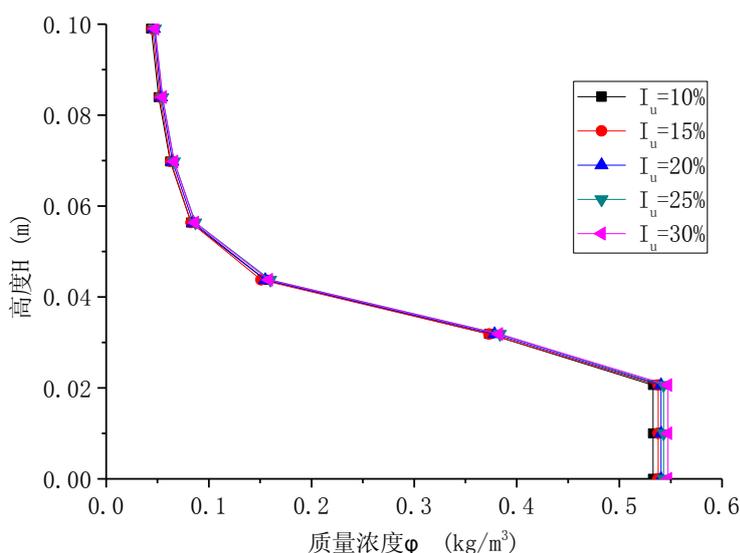


图 4.37 湍流度对雪质量浓度分布的影响

#### 4.2.6 两方程模型方法的在房屋建筑领域的应用

Tsuchiya(Tsuchiya, 2002)在日本北海道工业大学进行了高低屋盖(见图4.38)的雪漂移实测工作,并在日本鹿岛建设研究所的直流式边界层风洞进行了高低屋盖的风场测量工作,试图建立起雪漂移与风场的关系。日本鹿岛建设研究所的直流式边界层风洞宽2.0m,高1.2m,实验室模型离实验收缩段大约11m远,缩尺比与实测模型相比取为1/20,采用尖劈和粗糙元模拟风场,平均风速剖面采用指数规律 $\alpha=0.1$ ,低屋盖高度处,顺风向和横风向方向的湍流度分别为7.5%和4%。

本小节采用两方程模型方法模拟了高低屋盖表面的积雪分布,并将数值模拟结果与实测结果进行了比较,以进一步验证两方程模型方法的有效性。图4.39给出了高低屋盖实验与实测时的风向角示意。实测时H取为0.9m。

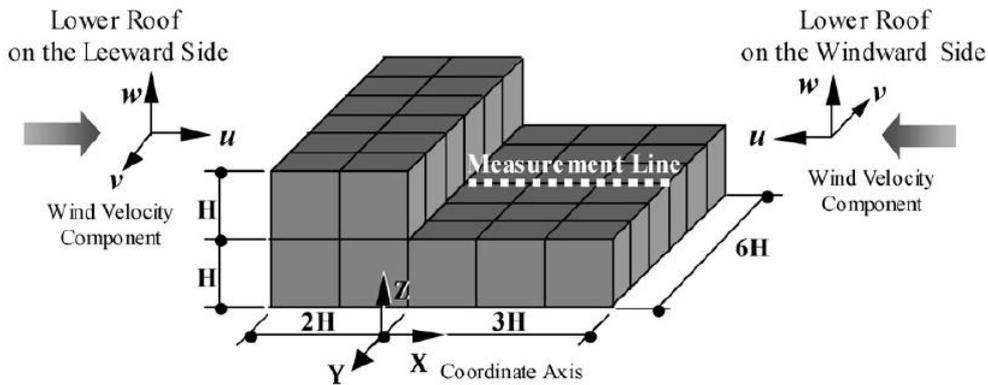


图 4.38 高低屋盖模型(Tsuchiya, 2002)

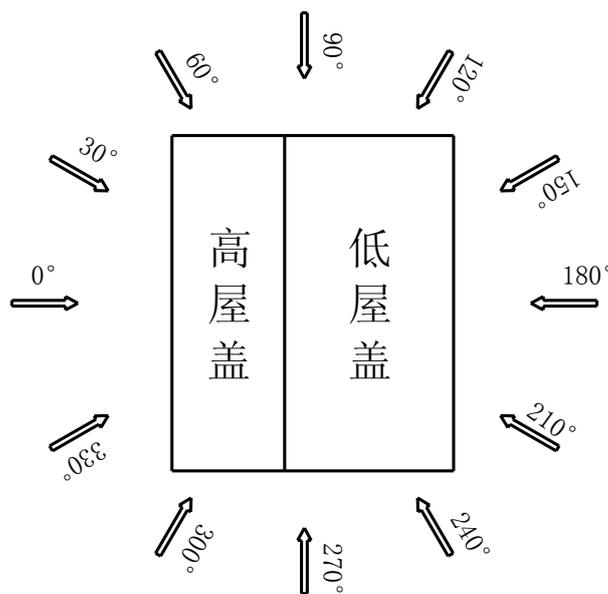


图 4.39 风向角示意

#### 4.2.6.1 几何建模及网格划分

计算区域长×宽×高选为 $300\times 30\times 20m$ 。网格剖分时对于0度、90度和180度风向角三种工况采用结构化网格方案；其他风向角工况采用分区混合网格方案，即靠近建筑物的区域网格采用非结构化网格，远离建筑物区域的网格采用结构化网格。靠近壁面采用边界层网格最小网格尺寸为0.09m，网格增长因子为1.05， $y^+ = \Delta y u_w / \nu$ 为150左右，在合理范围内（ $\Delta y$ 表示沿壁面法线方向到壁面的距离）。结构化网格方案网格总数为80万左右，混合网格方案网格总数为96万左右。网格划分见图4.40（结构化网格方案）。

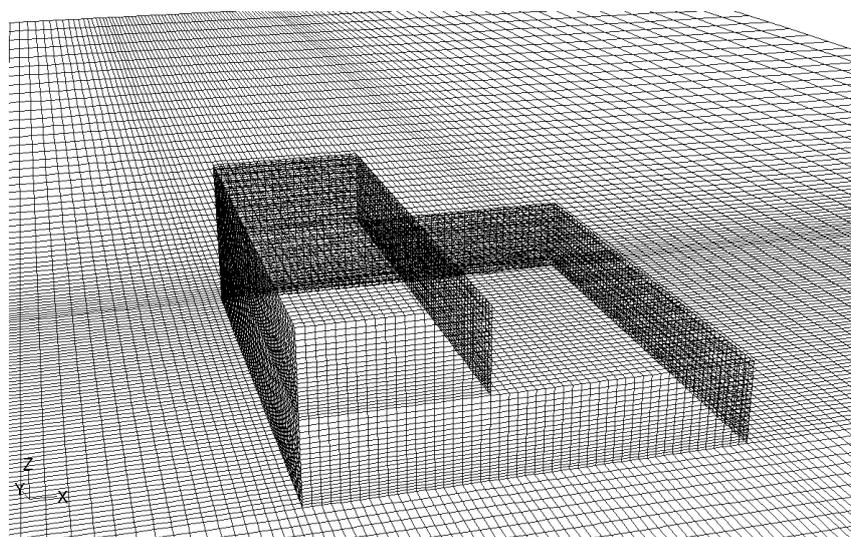


图 4.40 计算网格划分

#### 4.2.6.2 边界条件的设定和计算参数的选取

入流面：采用速度入流边界条件。大气边界层风速剖面按指数分布模拟， $\bar{u}/u_0 = (z/z_0)^\alpha$ 。为了与Tsuchiya (Tsuchiya, 2002) 的实验进行对比，式中 $z_0$ 取为低屋盖的高度 $z_0 = 0.9m$ ；低屋盖高度 $z_0$ 处的风速取为 $u_0 = 7.4m \cdot s^{-1}$ ； $\alpha$ 取为0.1。

出流面：由于出流接近完全发展，采用完全发展出流边界条件。

流域顶部和两侧：采用自由滑移的壁面。立方体表面和地面：采用无滑移的壁面条件。

以均方根残差等于 $10^{-7}$ 为迭代计算的收敛标准，采用二阶离散格式进行求解。

计算参数参考Tominaga (Tominaga, 2008) 数值模拟时的取值，详见表4.7。

表 4.7 计算参数取值表

	沉降速度 $w_f (m \cdot s^{-1})$	雪粒直径 $D_s (m)$	雪密度 $\rho_s (kg \cdot m^{-3})$	雪面粗糙高度 $h_s (m)$
Tominaga (2008)	0.2	$1.5 \times 10^{-4}$	150	$3.0 \times 10^{-5}$
本文取值	0.2	$1.5 \times 10^{-4}$	150	$3.0 \times 10^{-5}$

### 4.2.6.3 风场对比

图 4.41 给出了高屋盖迎风的速度矢量图。从图中可以知来流在高屋盖迎风前沿发生分离，在 B 区形成漩涡，高屋盖表面产生负压。由于来流对高屋盖形成绕流，在 D 区形成漩涡，并在低屋盖后沿产生弱分离，C 区也形成漩涡。

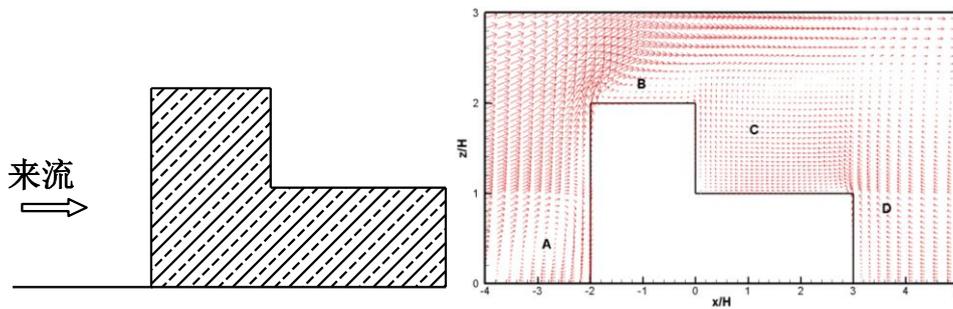


图 4.41 高屋盖迎风速速度矢量图

图 4.42 给出了低屋盖迎风的速度矢量图。从图中可以看出，来流在低屋盖迎风前沿发生分离，在 B 区形成漩涡，使低屋盖的表面产生负压。流经 B 区的来流，经过高屋盖时，在其前缘进一步发生弱分离，在 C 区形成相对尺寸较小的漩涡。由于建筑的阻挡效应，在迎风面 A 区靠近地面形成小的漩涡，建筑物表面为正压；在背风面 D 区形成大的漩涡，建筑物表面为负压。

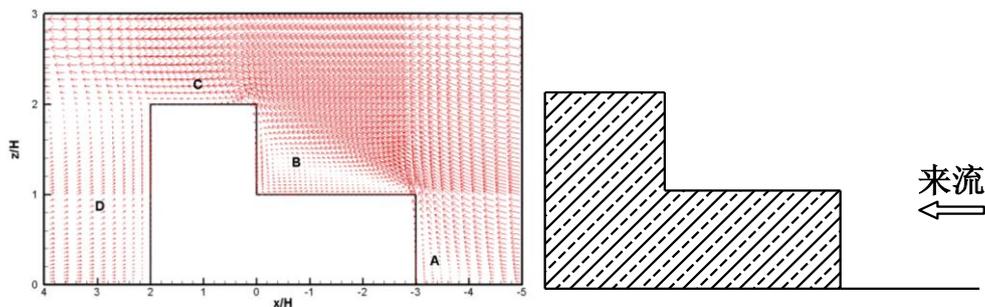


图 4.42 低屋盖迎风速速度矢量图

屋盖近表面的风速场主要决定了积雪迁移的结果,为了证实了本文模拟的积雪漂移结果的准确性,现将 CFD 方法模拟的风速与实验结果进行了比较。图 4.43 给出了高屋盖迎风速度的等值线图,速度采用参考风速进行无量纲化处理。从图中可以看出,数值模拟结果与风洞实验结果(Tsuchiya, 2002)基本一致(图中风速已被来流在低屋盖高度处风速  $U_0$  无量纲化)。靠近迎风面  $z/H=0.5$  处,风速  $u$  为 0,与实验结果一致;靠近高屋盖表面的风速基本为负值,当  $x/H$  约为-1 时,  $u/U_0$  取最大值为-0.3;靠近低屋盖表面的风速也基本为负值,当  $x/H$  约为 1 时,  $u/U_0$  取最大值为-0.2,实验结果为-0.3,数值模拟结果比实验结果偏小。图 4.44 给出了数值模拟的高屋盖迎风时湍动能等值线图(图中湍动能的数值已被来流在低屋盖高度处风速的平方无量纲化)。从图中可以看出,在高屋盖迎风前缘,来流产生分离,在该区域湍动能数值较大,梯度也较大;在低屋盖表面,由于高屋盖的遮挡效应,风速较小,湍动能也较小。

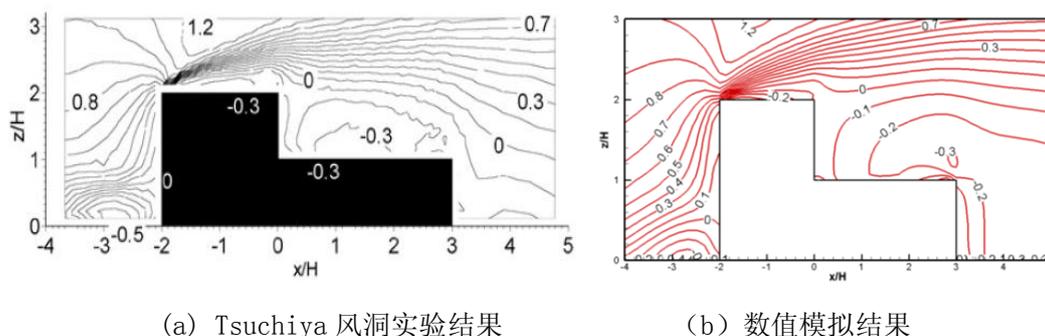
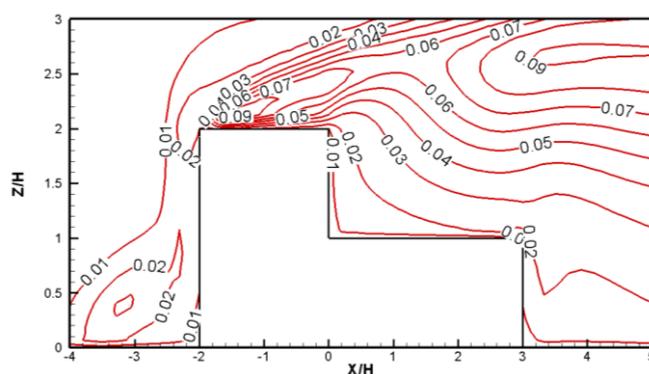
图 4.43 高屋盖迎风速度的  $(u/U_0)$  等值线图

图 4.44 高屋盖迎风数值模拟的湍动能等值线图

图 4.45 给出了低屋盖迎风速度的等值线图。从图中可以看出,数值模拟结果与风洞实验结果基本一致。靠近低屋盖表面的风速基本为负值,当  $x/H$  约为-0.5 时,  $u/U_0$  取最大值为-0.3,实验结果为-0.4,与实验结果存在误差;靠近高屋盖表面的风速为正值,当  $x/H$  约为 0.2 时,  $u/U_0$  取最大值为 0.5;靠近背风

面表面的风速为负值，数值模拟结果比实验结果偏小。图 4.46 给出了低屋盖迎风时的湍动能等值线图。从图中可以看出，在高屋盖和低屋盖的迎风前缘，来流都产生了分离，相应湍动能数值较大，梯度也较大。

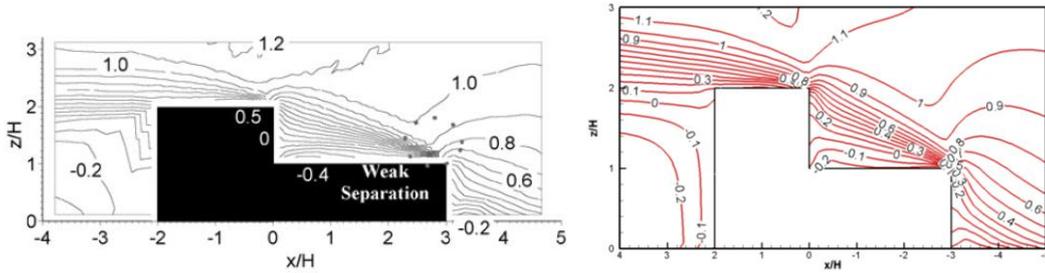


图 4.45 低屋盖迎风速速度 ( $u/U_0$ ) 等值线图

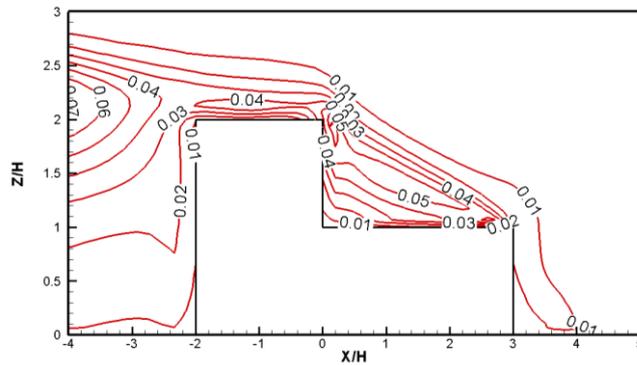


图 4.46 低屋盖迎风数值模拟的湍动能等值线图

#### 4.2.6.4 雪场对比

风致积雪的分布与壁面摩擦速度的分布关系密切。当壁面摩擦速度大于壁面阈值摩擦速度时，积雪处于侵蚀状态；当壁面摩擦速度小于壁面阈值摩擦速度时，积雪处于沉积状态。本小节在给出积雪深度分布的同时，给出了壁面摩擦速度的分布情况，用于两者之间的互相验证。

图 4.47 给出了 0 度风向角（即高屋盖迎风）时屋盖表面的壁面摩擦速度分布情况。从图中可以看出，高屋盖前缘壁面摩擦速度较大，达到  $0.5m \cdot s^{-1}$ ；低屋盖受到高屋盖的遮挡效应，壁面摩擦速度较小（小于壁面阈值摩擦速度  $u_{st}$ ），积雪未发生运动，保持静止。风雪风洞实验中也观察到该现象。

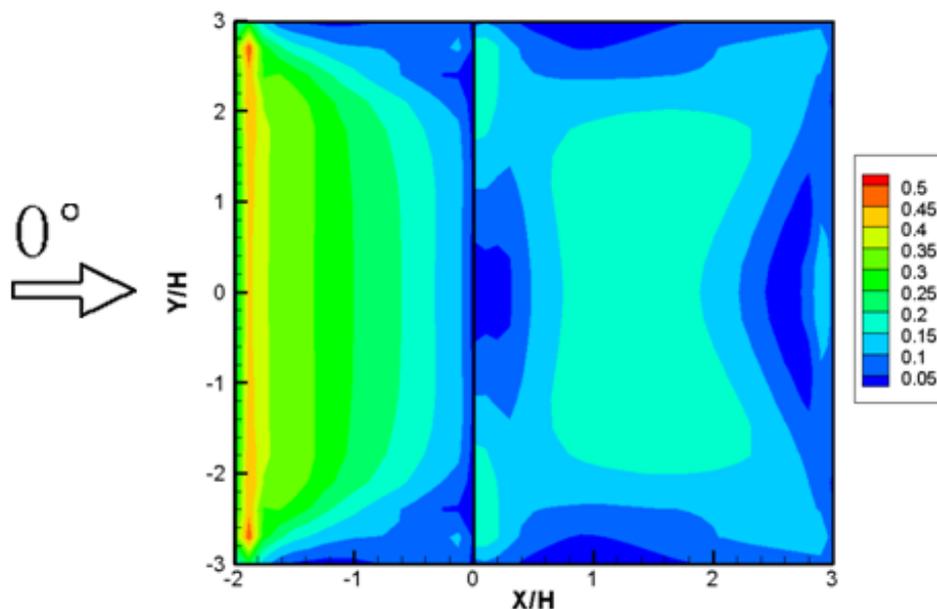


图 4.47 0 度风向角壁面摩擦速度分布图

图 4.48 给出了 30 度风向角时高低屋盖上壁面摩擦速度的分布情况。从图中可以看出，高屋盖迎风的拐角处壁面摩擦速度较大，最大约为  $0.5m \cdot s^{-1}$  左右；低屋盖左下区域壁面摩擦速度较小，在  $0.05 \sim 0.1m \cdot s^{-1}$  范围内；图 4.49 给出了 30 度风向角时低屋盖中间轴心截面上表面积雪深度的数值模拟结果与实测结果对比。实测中由于风向和风速的不断变化，无法给出确切风作用时间。同时实测高屋盖迎风时，主要风速作用的风向角在  $0 \sim 30$  度之间变化 (Tsuchiya, 2002)，因此本文将 30 度的数值模拟结果与实测进行比较，用于说明积雪分布趋势。数值模拟的时间为 24h。从图中可以看出，数值模拟结果与实测结果趋势基本一致。由于实测中风向角的变化，两者之间存在一定的差异。数值模拟结果显示， $x/H < 0.8$  的区域里，由于受到高屋盖的遮挡效应，该区域的积雪处于沉积，最大沉积量发生在  $x/H = 0.3$  处，此时无量纲积雪深度为  $S/S_d = 1.16$ ；在  $x/H > 0.8$  的区域里，积雪表现为侵蚀状态。当  $x/H = 1.4$  时，无量纲积雪深度达到极小值  $S/S_d = 0.78$ ；当  $x/H = 2.0$  时，无量纲积雪深度达到极大值  $S/S_d = 0.91$ 。最小值发生在  $x/H = 3.0$  处，无量纲积雪深度为  $S/S_d = 0.2$ 。

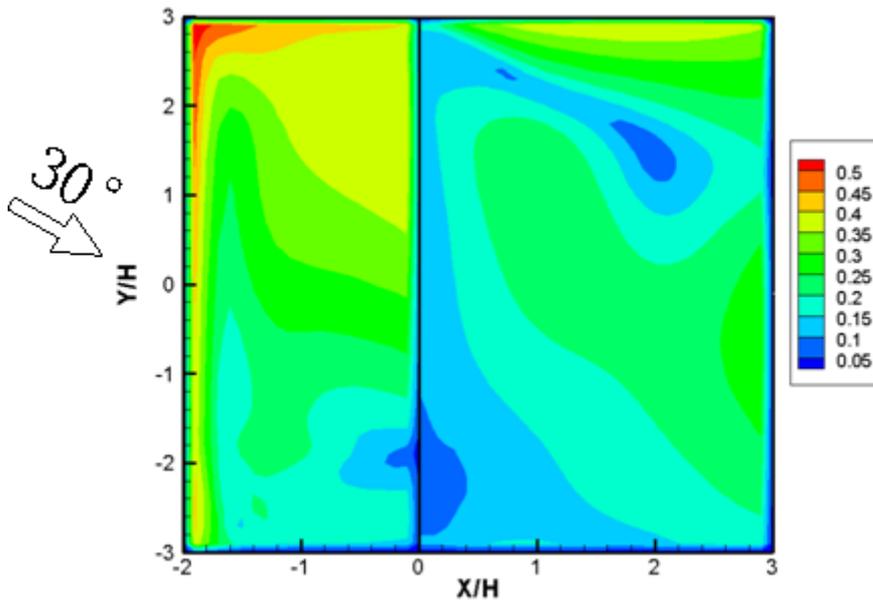


图 4.48 30 度风向角壁面摩擦速度分布

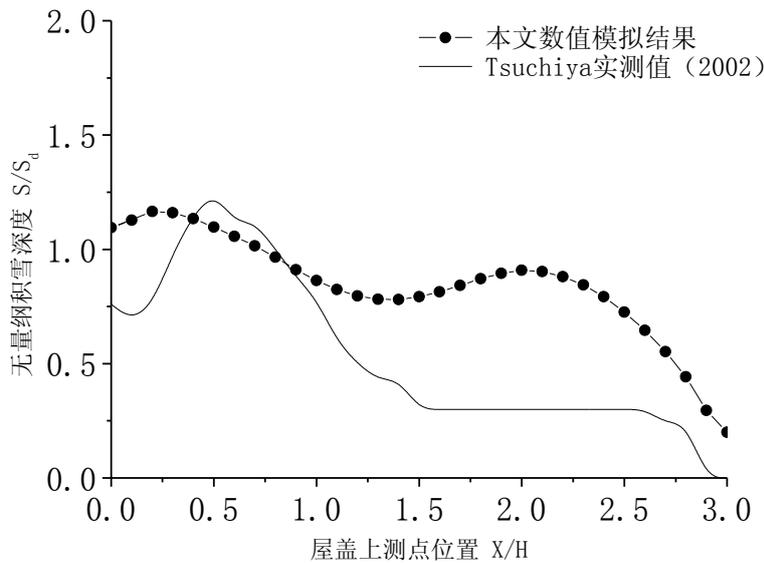


图 4.49 30 度风向角低屋盖表面积雪深度

图 4.50 给出了 60 度风向角时高低屋盖上壁面摩擦速度的分布情况。从图中可以看出，高屋盖  $Y/H=3.0$  附近的区域壁面摩擦速度较大，最大值约为  $0.5m \cdot s^{-1}$  左右；低屋盖  $Y/H=3.0$  附近的区域同样壁面摩擦速度较大，达到  $0.5m \cdot s^{-1}$ 。低屋盖上，由  $0.5 < Y/H < 1.2$  和  $1.0 < X/H < 2.0$  围成的区域壁面摩擦速度较小，最小值约为  $0.05m \cdot s^{-1}$  左右。图 4.51 给出了 60 度风向角  $t=24h$  时低屋盖表面积雪深度的数值模拟结果。结果显示，当  $X/H < 0.2$  时，壁面摩擦速度较小，积雪处于沉积状态，

$x/H=0$  处沉积量最大, 无量纲积雪深度达到  $s/s_d=1.30$ ; 在  $0.2 < x/H < 1.2$  范围内, 无量纲积雪深度  $s/s_d$  随着  $x/H$  的增大, 先减小后增大。当  $x/H=0.6$  时无量纲积雪深度取最小值  $s/s_d=0.25$ 。当  $x/H > 1.2$  时, 积雪深度变化趋于缓慢, 无量纲积雪深度  $s/s_d$  在 1.0 左右波动。

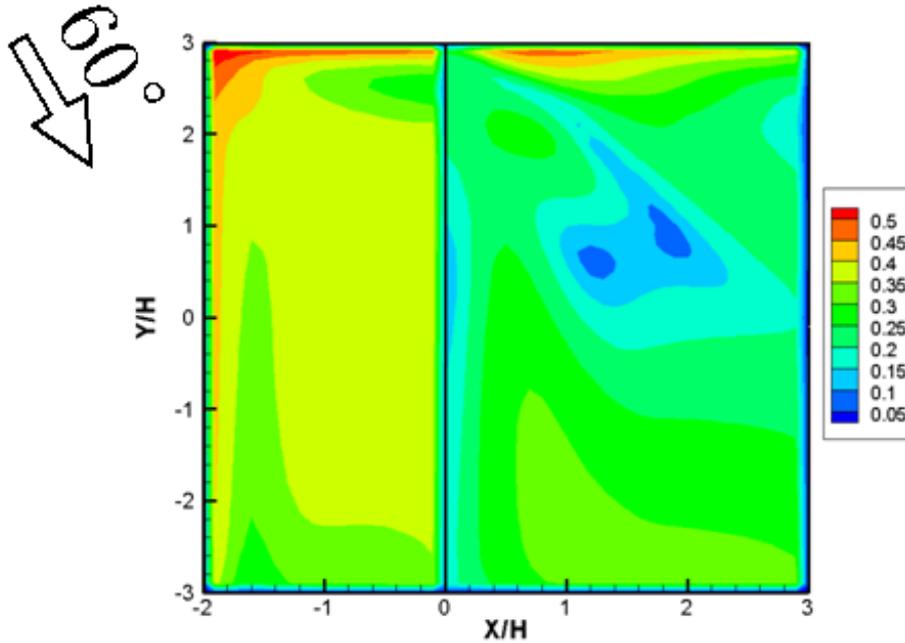


图 4.50 60 度风向角壁面摩擦速度分布

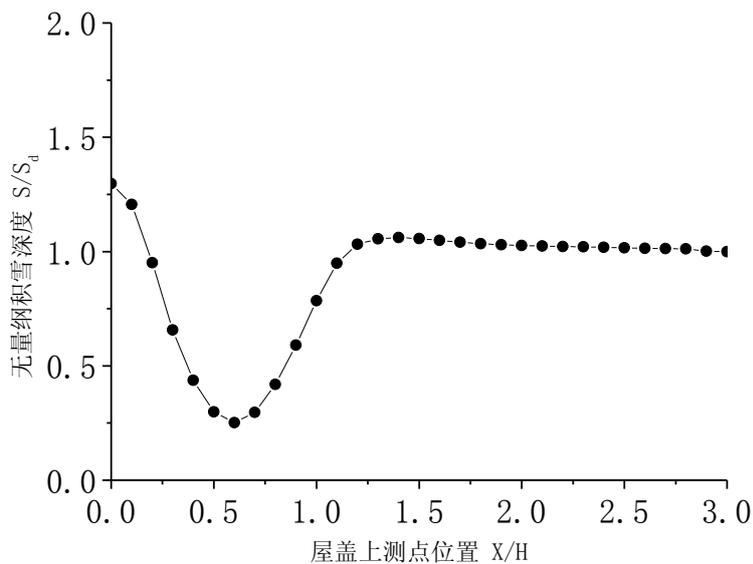


图 4.51 60 度风向角低屋盖表面雪深分布

图 4.52 给出了 90 度风向角时高低屋盖上壁面摩擦速度的分布情况。从图

中可以看出，壁面摩擦速度的最大值发生在高屋盖和低屋盖的迎风前沿区域，最大壁面摩擦速度达到 $0.45m \cdot s^{-1}$ 。有3个区域的壁面摩擦速度相对较小，最小值约为 $0.05m \cdot s^{-1}$ 左右。图 4.53 给出了 90 度风向角  $t=24h$  时低屋盖表面积雪深度的数值模拟结果。结果显示，当  $X/H < 2.7$  时，积雪处于沉积状态， $X/H=0.6$  处沉积量最大，无量纲积雪深度达到  $S/S_d = 1.33$ ；当  $X/H > 2.2$  时，积雪处于侵蚀状态， $X/H=3.0$  处侵蚀量最大，无量纲积雪深度为  $S/S_d = 0.81$ ；。

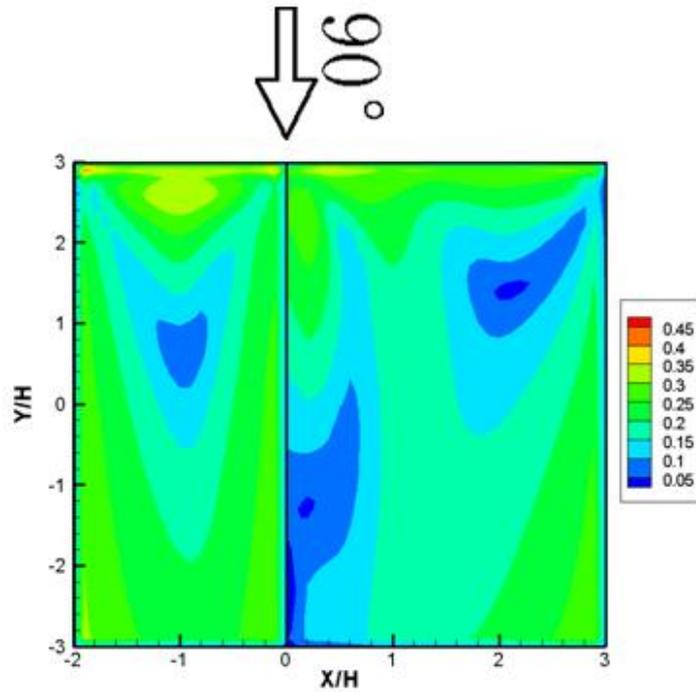


图 4.52 90 度风向角壁面摩擦速度分布

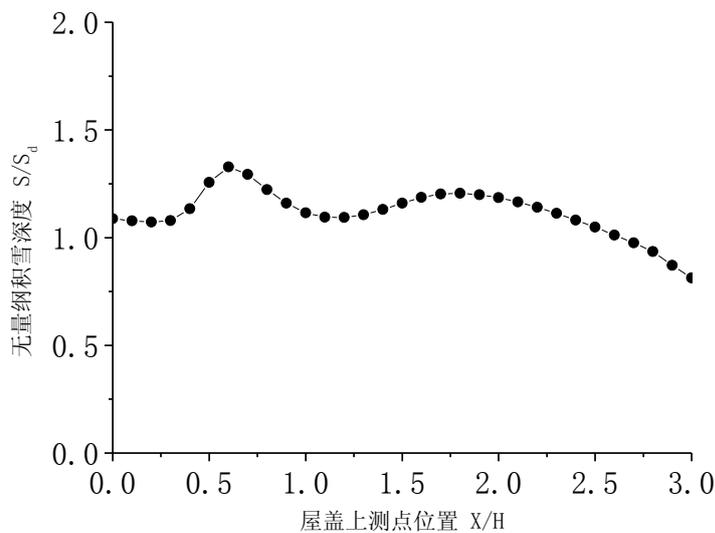


图 4.53 90 度风向角低屋盖表面雪深分布

图 4.54 给出了 120 度风向角时高低屋盖上壁面摩擦速度的分布情况。从图中可以看出，高屋盖迎风的拐角处（俯视图中右上角区域）壁面摩擦速度最大，最大约为  $0.5m \cdot s^{-1}$  左右；低屋盖迎风拐角处（俯视图中左上角区域）的壁面摩擦速度也较大，达到  $0.45m \cdot s^{-1}$ 。低屋盖上，由  $1.4 < Y/H < 2.6$  和  $0.4 < X/H < 1.4$  围成的区域壁面摩擦速度较小，最小值约为  $0.05m \cdot s^{-1}$  左右。图 4.55 给出了 120 度风向角  $t=24h$  时低屋盖表面积雪深度的数值模拟结果。结果显示，除  $0.3 < X/H < 0.7$  区域内积雪发生沉积以外，其他区域都发生了侵蚀。最大沉积量发生在  $X/H=0.5$  处，无量纲积雪深度为  $S/S_d=1.07$ ；最大侵蚀量发生在  $X/H=3.0$  处，无量纲积雪深度为  $S/S_d=0.31$ 。

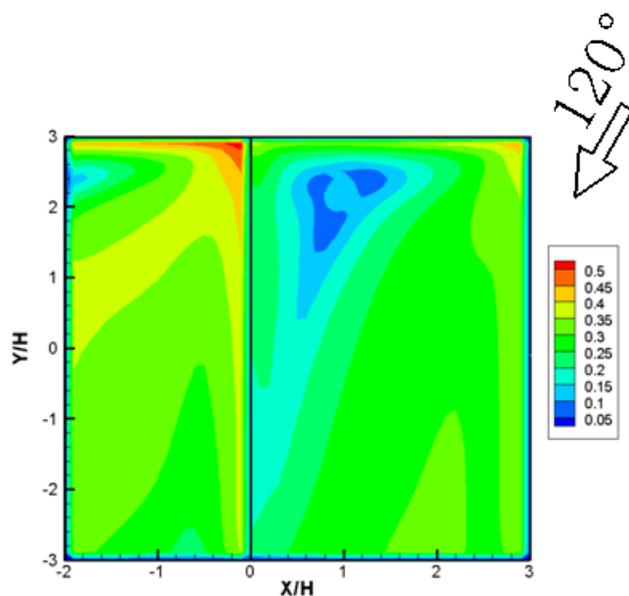


图 4.54 120 度风向角壁面摩擦速度分布

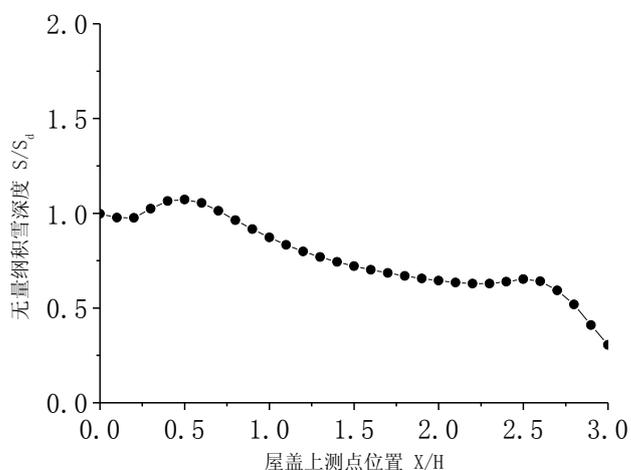


图 4.55 120 度风向角低屋盖表面雪深分布

图 4.56 给出了 150 度风向角时高低屋盖上壁面摩擦速度的分布情况。从图中可以看出，高屋盖迎风前沿区域的壁面摩擦速度较大，最大值发生在高屋盖的右上角区域，最大值达到  $0.5m \cdot s^{-1}$  左右。低屋盖右上角区域的壁面摩擦速度也较大，达到  $0.45m \cdot s^{-1}$ 。低屋盖上，由  $1.4 < Y/H < 2.6$  和  $0.4 < X/H < 1.4$  围成的区域壁面摩擦速度较小，最小值约为  $0.05m \cdot s^{-1}$  左右。图 4.57 给出了 150 度风向角  $t=24h$  时低屋盖表面积雪深度的数值模拟结果。从图中可以看出，低屋盖中线位置上积雪都处于侵蚀状态，最大侵蚀量发生在  $X/H=3.0$  处，无量纲积雪深度为  $S/S_d=0.42$ ，最小侵蚀量发生在  $X/H=2.5$  处，无量纲积雪深度为  $S/S_d=0.94$ 。当  $X/H < 0.7$  时，无量纲积雪深度  $S/S_d$  随着  $X/H$  的增大而减小。在  $X/H=0.7$  处，无量纲积雪深度达到极小值  $S/S_d=0.62$ 。当  $0.8 < X/H < 2.1$  时，积雪深度变化较平缓，无量纲积雪深度  $S/S_d$  在 0.7 左右波动。当  $X/H > 2.0$  后，无量纲积雪深度  $S/S_d$  随着  $X/H$  的增大，先增大后减小。

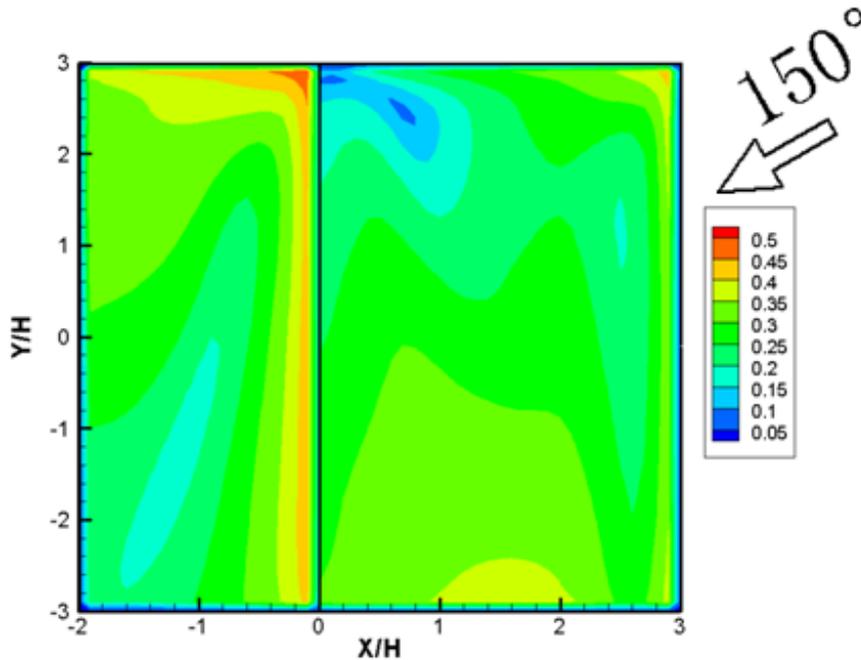


图 4.56 150 度风向角壁面摩擦速度分布

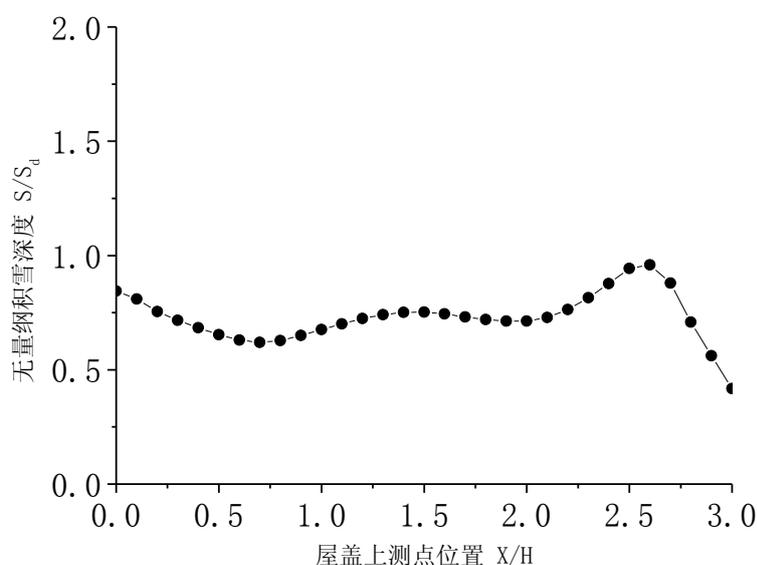


图 4.57 150 度风向角低屋盖表面雪深分布

图 4.58 给出了 180 度风向角时高低屋盖上壁面摩擦速度的分布情况。从图中可以看出，高屋盖迎风的拐角处壁面摩擦速度较大，最大约为  $0.5m \cdot s^{-1}$  左右；低屋盖左下区域壁面摩擦速度较小，在  $0.05 \sim 0.1m \cdot s^{-1}$  范围内；图 4.59 给出了 180 度风向角  $t=24h$  时低屋盖表面积雪深度的数值模拟结果与 Tsuchiya 实测结果 (Tsuchiya, 2002) 的对比情况。从图中可以看出，数值模拟结果与实验结果和实测结果趋势基本一致，但极大值和极小值出现的位置稍有不同。数值模拟结果显示， $0 < X/H < 0.3$  和  $0.7 < X/H < 1.4$  的范围内，积雪处于沉积状态； $X/H=0$  时，沉积量最大，无量纲积雪深度为  $S/S_d = 1.43$ ； $X/H=1.1$  时，无量纲积雪深度取极大值  $S/S_d = 1.09$ 。风洞实验的结果显示，只有  $0.3 < X/H < 1.4$  的范围内，积雪处于沉积状态； $X/H=0$  时，积雪处于侵蚀状态； $X/H=0.6$  时，沉积量最大，无量纲积雪深度为  $S/S_d = 1.35$ 。实测结果显示， $0 < X/H < 0.2$  和  $0.5 < X/H < 0.8$  的范围内，积雪处于沉积状态； $X/H=0$  时，沉积量最大，无量纲积雪深度为  $S/S_d = 1.90$ ； $X/H=0.6$  时，无量纲积雪深度取极大值  $S/S_d = 1.30$ 。三种结果在低屋盖的迎风区域（即  $X/H > 1.3$  范围内），吻合较好，随着  $X/H$  的增加，无量纲积雪深度减小。

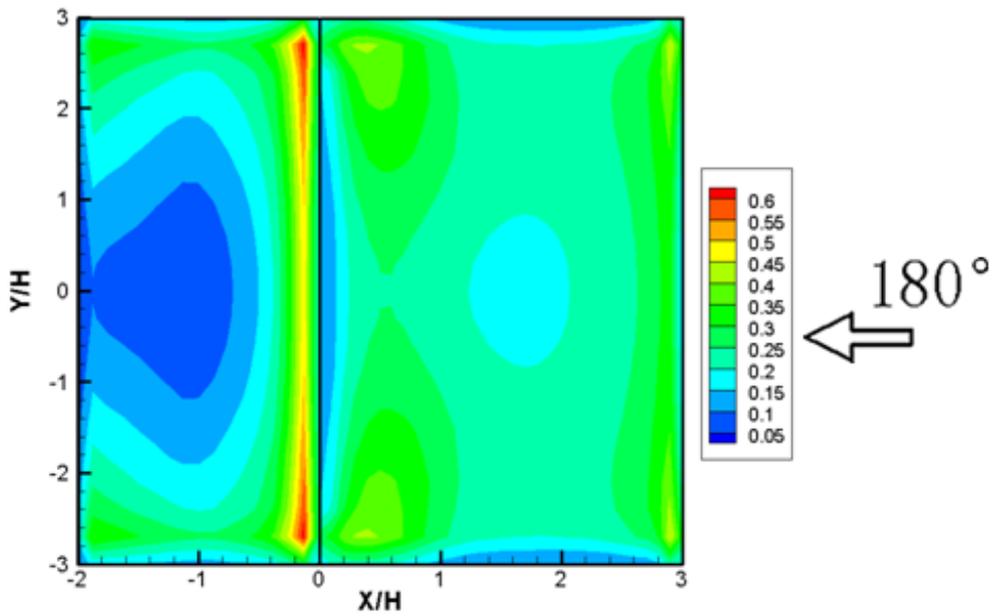


图 4.58 180 度风向角低屋盖迎风壁面摩擦速度分布

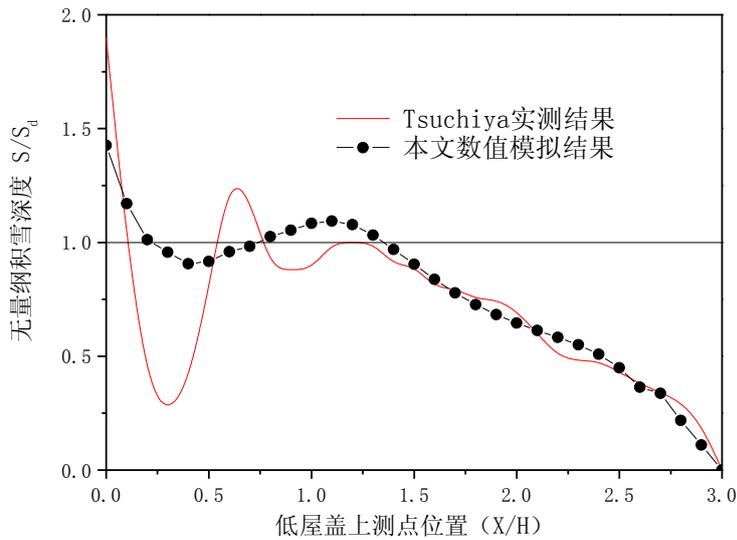


图 4.59 180 度风向角低屋盖表面雪深分布

选取低屋盖上几个典型测点，分析其无量纲积雪深度随风向角的变化情况，详见。三个测点选为  $X/H=0$ 、 $X/H=1.0$  及  $X/H=2.0$  处。图 4.60 给出了各测点无量纲积雪深度随风向角的变化情况。从图中可以看出， $X/H=0$  处在 120 度和 150 度风向角时发生侵蚀；其余几个方向角发生沉积。150 度时侵蚀量达到最大，无量纲积雪深度达到  $S/S_d=0.84$ ；180 度时沉积量达到最大，无量纲积雪深度达到  $S/S_d=1.43$ 。 $X/H=1.0$  处在 90 度和 180 度风向角时发生沉积；其余几个方向角发生侵蚀。150 度时侵蚀量达到最大，无量纲积雪深度达到  $S/S_d=0.68$ ；90 度时沉

积量达到最大,无量纲积雪深度达到 $s/s_d=1.12$ 。 $X/H=2.0$ 处在60度和90度风向角时发生沉积;其余几个方向角发生侵蚀。180度时侵蚀量达到最大,无量纲积雪深度达到 $s/s_d=0.64$ ;90度时沉积量达到最大,无量纲积雪深度达到 $s/s_d=1.20$ 。

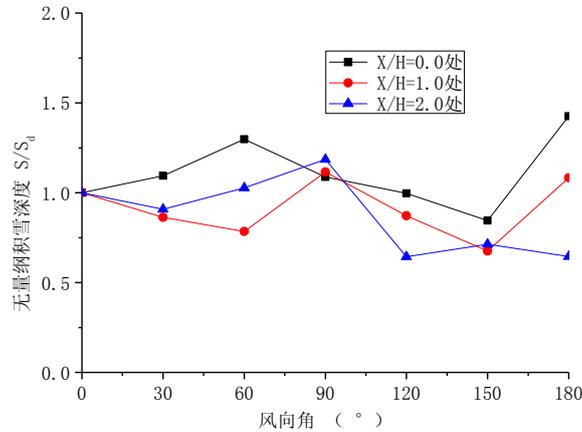


图 4.60 测点无量纲积雪深度随风向角变化情况

图 4.61 给出了 5 个风向角作用下,低屋盖表面的积雪极限分布及其包络线。积雪的极限分布是指当屋盖上某点的积雪侵蚀深度达到 $s_d$  (即 $s/s_d=0$ )时的积雪分布。从图中可以看出,180度风向角时,低屋盖上 $X/H=0$ 处无量纲积雪深度最大,达到为 $s/s_d=1.43$ 。0度风向角作用时,低屋盖受到高屋盖的遮挡效应,表面的积雪基本静止,取最值时未考虑;90度风向角作用时,高低屋盖的建筑特性已经改变,且作用到极限分布需要较长时间,故未考虑该风向角的积雪分布对包络图的影响。

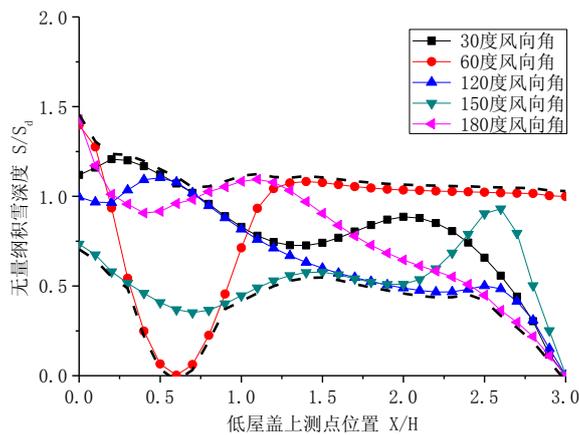


图 4.61 低屋盖表面所有风向角的雪深分布

#### 4.2.7 与规范对比

对于高低屋面的积雪分布,各国规范都给出了分布形式和相应的积雪分布系数。我国与前苏联、加拿大、北欧等国相比,积雪情况不甚严重,积雪期也较短,因此我国雪荷载规范是根据以往的设计经验,同时参考国际标准 ISO4355 及国外有关资料进行制定,规范规定了 8 种典型屋面的积雪分布系数,其中高低屋面的积雪分布系数是根据我国积雪情况调查,参考前苏联规范给出(前苏联是根据西伯利亚地区的屋面雪荷载调查,规定积雪按三角形分布,而根据调查,我国高低屋面堆雪集中程度远次于西伯利亚地区,因此简化为矩形分布)(中华人民共和国建设部,2006)。本节将数值模拟的高低屋面积雪分布与中国规范、美国规范、欧洲规范、加拿大规范逐一进行对比,并给出几种新的高低屋面积雪分布系数。

##### 1. 中国规范 (GB50009-2001)

图 4.62 (a) 为中国结构荷载规范给出的高低屋盖中低屋盖上积雪分布系数的取值。规范中指出,  $a=2H$ , 但  $a$  不小于 4m, 不大于 8m。本文的计算模型可认为实际模型的缩尺, 故在文中不考虑  $a$  的限制, 取  $a=2H$ 。从图中可以看出, 中国规范给出的积雪分布系数呈阶梯形分布。当  $X/H < 2$  时, 积雪分布系数  $\mu_r$  取为 2; 当  $2 < X/H < 3$  时, 积雪分布系数取为 1。为了与规范的形式进行对比, 本文的数值模拟结果也可简化为阶梯形分布, 如图 4.62 (b) 所示。从图中可以看出, 以  $X/H=2$  为分界线,  $X/H < 2$  时, 积雪分布系数  $\mu_r$  可近似取 1.2; 当  $2 < X/H < 3$  时, 积雪分布系数  $\mu_r$  近似取最大值和最小值的平均值, 取为 0.25; 与  $X/H < 2$  时的积雪分布系数相差 0.95, 风致积雪的不均匀分布程度与我国结构荷载规范的规定相接近。

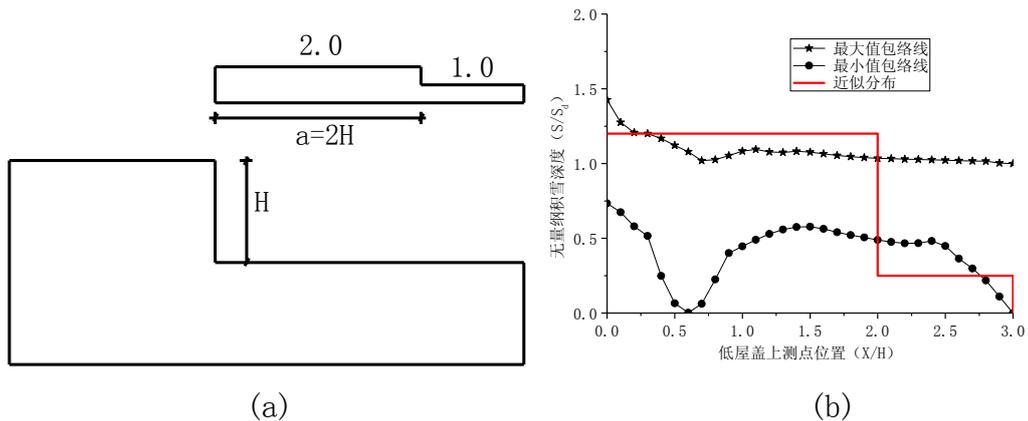


图 4.62 数值模拟结果与我国规范对比

##### 2. 欧洲规范 (Eurocode 1 - Actions on Structures2001)

欧洲规范给出的低屋盖积雪分布系数呈三角形分布, 如图 4.63 (a) 所示。欧洲规范给出  $X/H=0$  时积雪分布系数最大, 达到 2.5;  $X/H=2.0$  时积雪分布系数

为 1.0；从  $x/H=0$  到  $x/H=2.0$  积雪分布系数呈直线递减；当  $2.0 < x/H < 3.0$  时，积雪分布系数取常数 1.0。图 4.63 (b) 给出了本文数值模拟结果的近似分布。图中显示，以  $x/H=2$  为分界线， $x/H < 2$  时，积雪分布系数可近似取为直线变化； $x/H=0$  时，积雪分布系数最大，取为 1.43； $x/H=2$  时，积雪分布系数取为 0.50；则低屋盖上积雪分布系数相差最大为 0.93，小于欧洲规范的差值 1.5，不均匀分布程度小于欧洲规范。

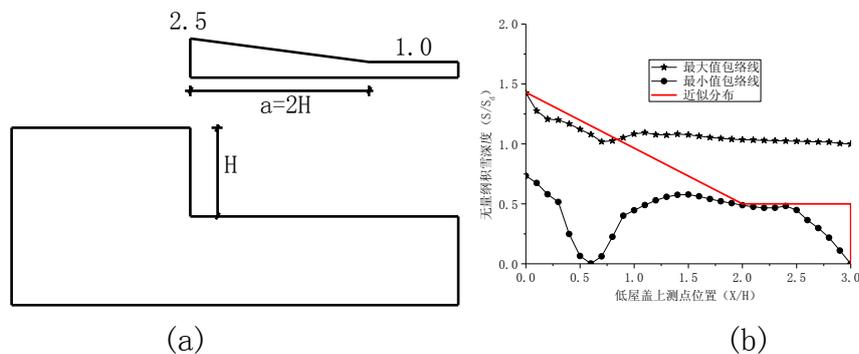


图 4.63 数值模拟结果与欧洲规范对比

### 3. 美国规范 (MBMA96)

美国规范对低屋盖表面积雪分布的规定分为两种情况：背风情况与迎风情况。积雪高度分布呈三角形。根据文中高低屋盖的尺寸，计算所得背风情况与迎风情况的积雪分布形式差别很小，可用图 4.64 (a) 表示。从图中可以看出， $x/H=0$  时积雪分布系数最大，为 1.48； $x/H=0.32$  时积雪分布系数为 1.0；从  $x/H=0$  到  $x/H=0.32$  积雪分布系数呈直线递减；当  $0.32 < x/H < 3.0$  时，积雪分布系数取常数 1.0。图 4.64 (b) 给出了本文数值模拟结果的近似分布。图中显示，以  $x/H=0.32$  为分界线， $x/H < 0.32$  时，积雪分布系数可近似取为直线变化； $x/H=0$  时，积雪分布系数最大，取为 1.43； $x/H=0.32$  时，积雪分布系数取为 0.50；则低屋盖上积雪分布系数相差最大为 0.93，大于美国规范的差值 0.48，不均匀分布程度大于美国规范。

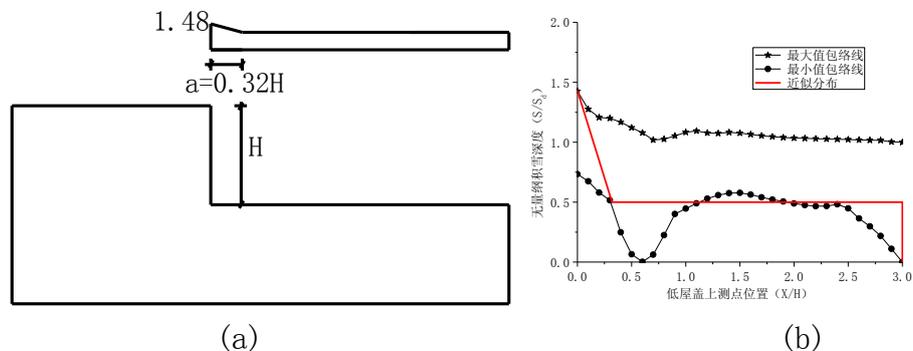


图 4.64 数值模拟结果与美国规范对比

#### 4. 加拿大规范 (NBC2005)

加拿大规范给出的低屋盖积雪分布系数呈梯形分布, 如图 4.65 (a) 所示。从图中可以看出  $x/H=0$  时积雪分布系数最大, 达到 2.87;  $x/H=3.0$  时积雪分布系数最小, 为 1.58; 从  $x/H=0$  到  $x/H=3.0$  积雪分布系数呈直线递减。本文的数值模拟结果也可简化成梯形分布, 如图 4.65 (b) 所示。从图中可以看出,  $x/H=0$  时积雪分布系数最大, 为 1.4;  $x/H=3.0$  时积雪分布系数最小, 为 0.2; 低屋盖上积雪分布系数相差最大为 1.2, 小于加拿大规范的差值 1.3, 不均匀分布程度小于加拿大。

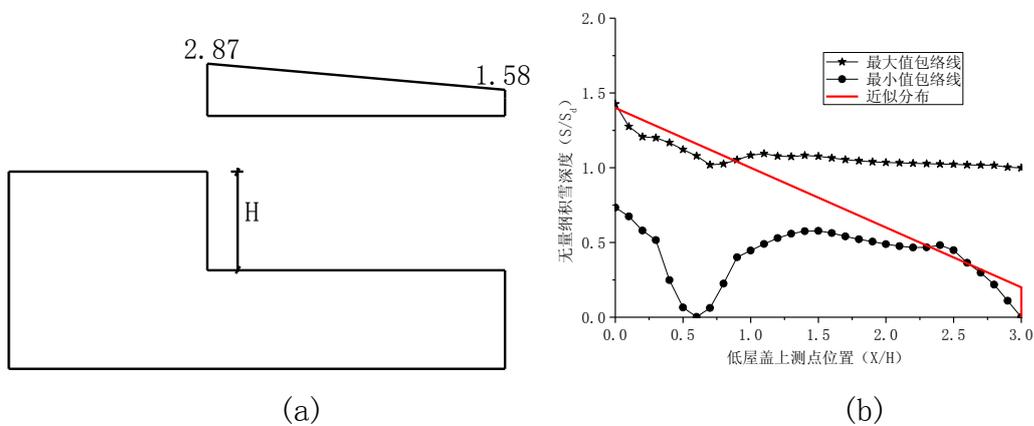


图 4.65 数值模拟结果与加拿大规范对比

#### 4.2.8 本文建议

本文在数值模拟各风向角情况下积雪分布的基础上, 给出无量纲积雪深度的最大值和最小值包络线图。根据积雪沉积与侵蚀的平衡 (即在不考虑高屋盖和低屋盖积雪滑落的情况下, 低屋盖表面的积雪沉积量应该等于积雪侵蚀量), 本文提出: 介于包络线范围内的、对面积加权平均为 1 的分布形式都有可能发生。基于此原则, 给出以下几种分布形式, 供结构设计人员参考。图 4.66 (a) 为积雪均匀分布的情况, 其他三种情况都为不均匀分布。图 4.66 (b) 给出了阶梯形分布情况; 图 4.66 (c) 给出了三角形分布情况, 此时靠近高屋盖的区域发生沉积, 远离高屋盖的区域发生侵蚀; 图 4.66 (d) 给出的也是三角形分布情况, 与 (c) 图不同的是, 靠近高屋盖的区域出现了侵蚀, 远离高屋盖的区域出现了沉积。

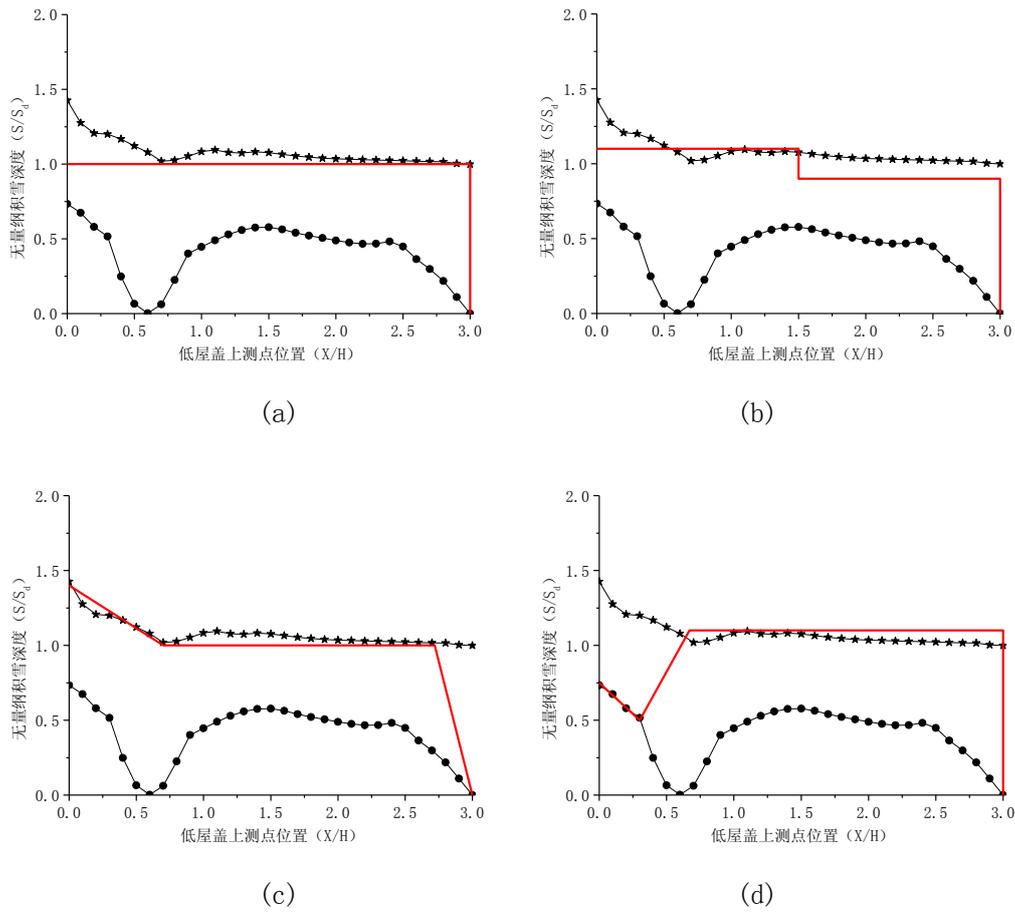
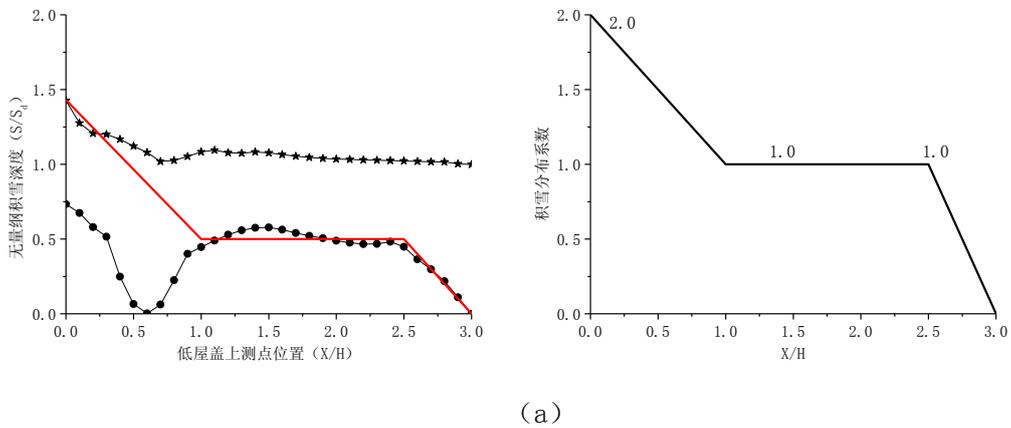


图 4.66 本文模拟的积雪分布情况

各国规范都是根据多年实践经验的积累，偏于安全考虑给出的积雪分布系数，其积雪分布系数的值都大于 1.0，而本文仅是模拟积雪的不均匀分布情况，因此参考各国规范的取值，在上述的不均匀分布形式的基础上，本文提出两种新的积雪分布系数形式，供结构设计人员参考，见图 4.67。



(a)

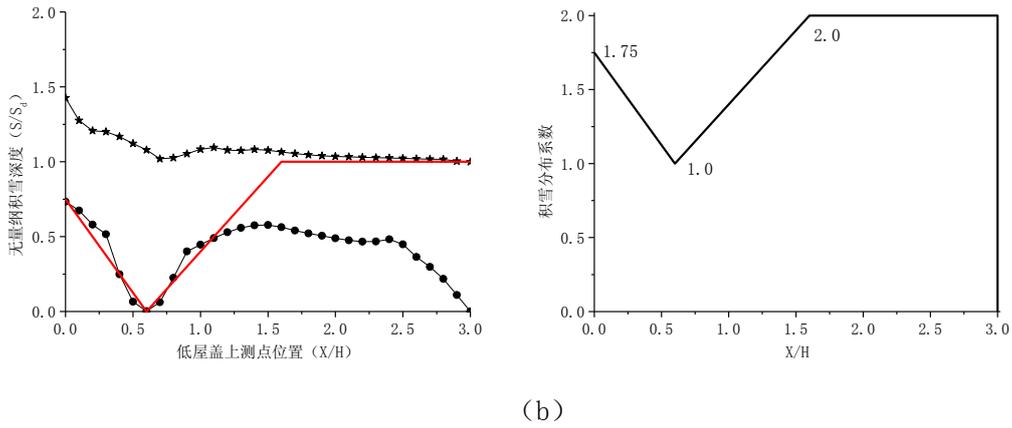


图 4.67 本文建议的分布形式

### 4.3 动态网格在风致积雪分布中的应用

积雪深度的变化会对风场产生一定的影响。本小节通过通用 CFD 求解软件 Fluent 提供的动态网格方法研究了积雪深度变化对风场产生的影响。计算流程图见图 4.68。

通用 CFD 求解软件 Fluent 中提供了三种网格变形方式：弹簧光滑法 (Spring-Based Smoothing Method)、动态分层法 (Dynamic Layering Method) 和局部网格重构法 (Local Remeshing Method)。

#### 4.3.1 动态网格方法的守恒方程

对于边界移动的任意控制体  $V$ ，标量  $\phi$  的通用守恒方程可表达为：

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV + \int_{\Sigma} \rho \phi (\vec{u} - \vec{u}_g) d\vec{A} = \int_{\Sigma} \Gamma \nabla \phi d\vec{A} + \int_V S_{\phi} dV \quad (4.100)$$

式中， $t$  为时间； $\rho$  为流体密度； $\Sigma$  为控制体的边界； $\vec{u}$  为流体的速度矢量； $\vec{u}_g$  为运动边界的运动速度； $\vec{A}$  为面积矢量； $\Gamma$  为扩散系数； $S_{\phi}$  为源项。

式 (4.100) 中的时间导数项可用一阶向后差分公式表示为：

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV = \frac{(\rho \phi V)^{n+1} - (\rho \phi V)^n}{\Delta t} \quad (4.101)$$

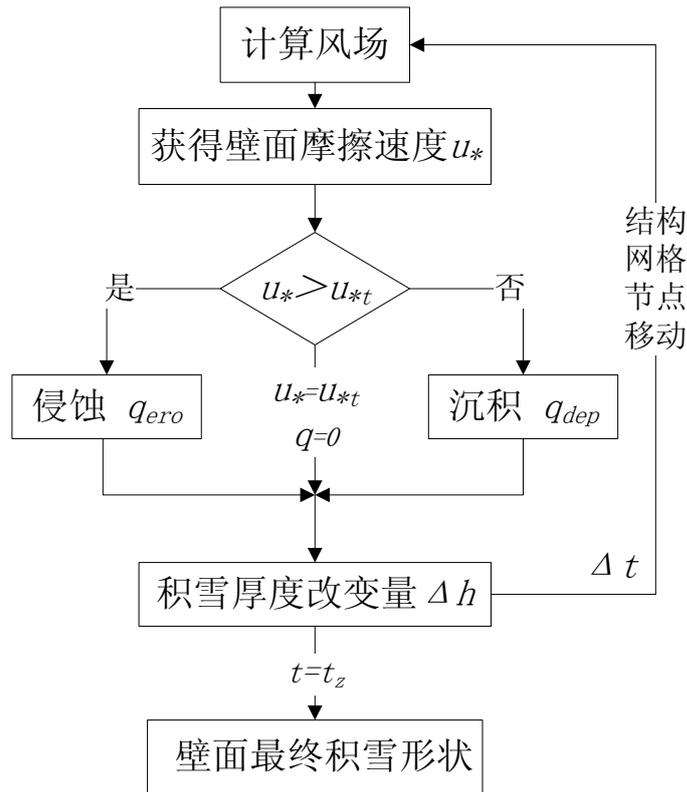


图 4.68 风致积雪运动动态网格计算流程图

式中， $n$  和  $n+1$  分别代表当前时间步和下一时间步。第  $n+1$  个时间步的控制体积  $V^{n+1}$  可由下式获得：

$$V^{n+1} = V^n + \frac{dV}{dt} \Delta t \quad (4.102)$$

式中， $dV/dt$  为控制体对时间的导数；可根据网格守恒律表达如下：

$$\frac{dV}{dt} = \int_{\Sigma} \vec{u}_g \cdot d\vec{A} = \sum_{j=1}^m \vec{u}_{gj} \cdot \vec{A}_j \quad (4.103)$$

式中， $m$  为控制体上面的个数； $j$  代表控制体上的第  $j$  个面。 $\vec{u}_{gj} \cdot \vec{A}_j$  又可表达为下式：

$$\vec{u}_{gj} \cdot \vec{A}_j = \frac{\delta V_j}{\Delta t} \quad (4.104)$$

### 4.3.2 弹簧光滑法

本小节采用了 Fluent 的弹簧光滑法，仅给出该方法的介绍。

弹簧光滑法是一种调整内部网格节点位置的方法。它是基于已知边界节点的

位移，在更新计算域内的网格时不改变网格节点数目和节点之间的相互连接关系。在这种方法中，任意两个网格节点之间的网格边界被理想化为内部相互连接的弹簧网络，于是边界节点的位移就通过计算域内的网格传递。一个给定边界节点的位移会产生一个与位移成正比的沿着所有与节点连接的弹簧方向的力。应用弹簧虎克定律，作用在节点上的力可以描述为：

$$\bar{F}_i = \sum_j^{n_i} k_{ij} (\Delta x_j - \Delta x_i) \quad (4.105)$$

式中， $\Delta x_i$  和  $\Delta x_j$  分别是  $i$  节点和其相邻  $j$  节点的位移； $n_i$  为与  $i$  节点相邻的节点个数； $k_{ij}$  为  $i$  节点和其相邻  $j$  节点的弹簧系数，可由下式定义：

$$k_{ij} = \frac{1}{\sqrt{|x_i - x_j|}} \quad (4.106)$$

在平衡状态，所有通过弹簧作用在某节点上的合力应为 0，即

$$\Delta x_i^{-m+1} = \frac{\sum_j^{n_i} k_{ij} \Delta x_j^{-m+1}}{\sum_j^{n_i} k_{ij}} \quad (4.107)$$

当计算域边界发生运动时，就可通过 Jacobi 迭代或得其他节点的位移改变量，从而获得网格点变形后的位置：

$$x_i^{n+1} = x_i^n + \Delta x_i^{n, converged} \quad (4.108)$$

### 4.3.3 应用算例

以低屋盖迎风 180 度风向角为例进行动网格进行计算，考虑壁面积雪深度对风场的影响。为了比较壁面的变化是否会对计算结果产生影响，同时对二维高低屋盖进行了定常计算。图 4.69(a) 给出了计算 1h 以后，网格的变化情况以及无量纲积雪深度的变化。从图中可以看出，当  $t=1h$  时，动网格的计算结果与定常计算结果在  $x/H > 0.5$  范围内相差较小；在  $x/H < 0.5$  范围内，动网格计算结果比定常计算结果偏小。 $x/H=0$  时，动网格计算的无量纲积雪深度为  $S/S_d = 1.00023$ ，定常计算结果为  $S/S_d = 1.00105$ ，比动网格计算结果偏大不到 0.1%。图 4.69(b) 给出了计算 6h 以后，网格的变化情况以及无量纲积雪深度的变化。两种方法的计算结果在  $t=6h$  时，相差较小。图 4.69(c) 给出了计算 12h 以后，网格的变化情况以及无量纲积雪深度的变化。从图中可以看出，随着时间的增长，动网格方法

模拟的  $X/H=0$  处的积雪深度增长较快, 从  $t=1h$  时小于定常计算结果, 到  $t=6h$  时等于定常计算结果, 到  $t=12h$  时已大于定常计算结果。其增长较快的原因正是由于动网格方法考虑了积雪厚度变化对风场的影响, 使得  $X/H=0$  的积雪沉积导致风速进一步减小从而形成更多的积雪沉积。

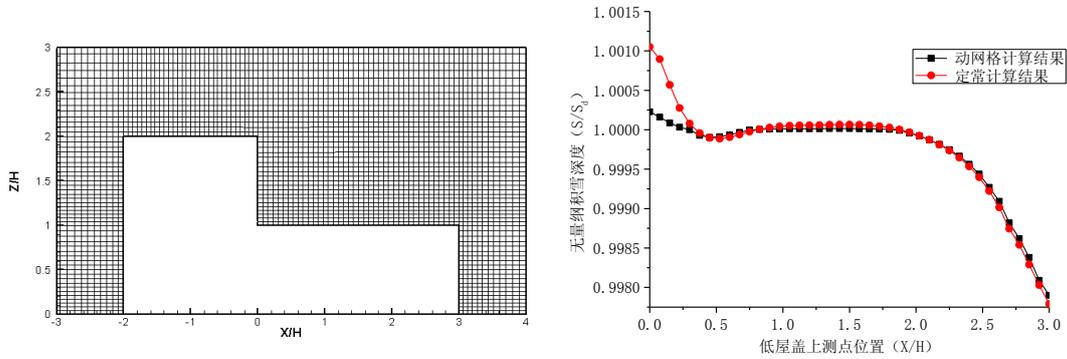
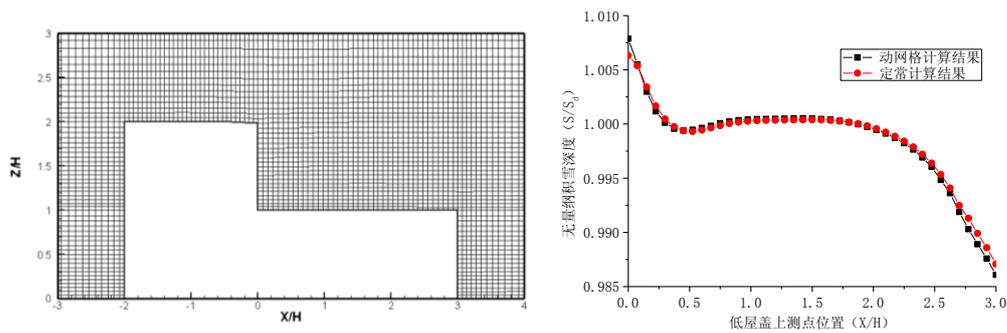
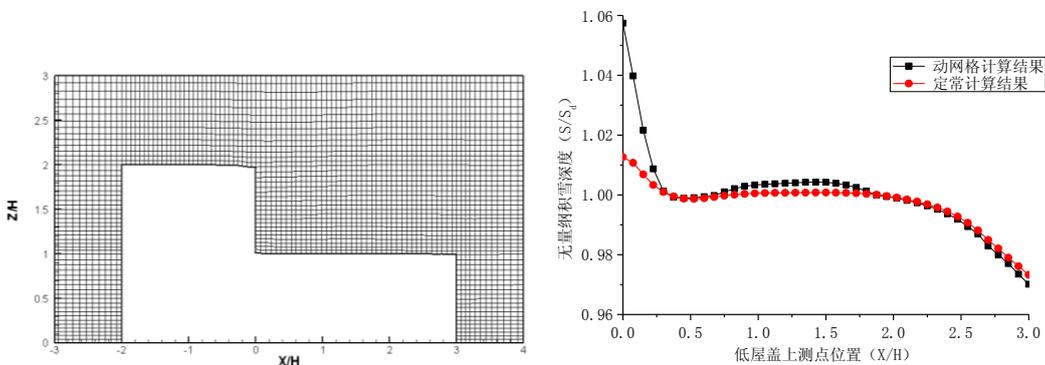
(a)  $t=1h$  时网格变化及无量纲积雪深度(b)  $t=6h$  时网格变化及无量纲积雪深度(c)  $t=12h$  时网格变化及无量纲积雪深度

图 4.69 动网格计算结果与比较

## 4.4 本章小结

本章采用两相流理论的欧拉-欧拉方法,对风致积雪漂移运动进行了数值模拟研究。文中首先在单相耦合假定的基础上,引入了单方程模型方法,并以北京火车南站为例,对风致屋盖上的积雪分布进行了数值模拟。模拟结果显示,风致积雪的不均匀分布较明显,在90度风向角时,最大积雪分布系数达到1.3(1.0代表积雪为均匀分布)。

单方程模型方法是建立在单相耦合假定的基础上,并未考虑雪相气动阻力、重力与浮力对空气相的影响。为此本文对单方程模型方法进行了进一步的优化,在水平方向考虑了雪相气动阻力对空气相的影响;在竖直方向考虑了雪相重力与浮力对空气相得影响。由于雪相在各方向对空气相产生的影响不同,因此在改进的单方程模型方法中,对湍流的模拟采用的是各项异性的RSM湍流模型。为了验证改进单方程模型方法的有效性,对立方体模型周边的风致积雪分布进行了数值模拟研究,并将数值模拟结果与Oikawa的实测结果进行了对比。对比结果显示,改进的单方程模型方法的数值模拟结果与Oikawa的实测值,侵蚀沉积趋势一致。在立方体的四周都出现了侵蚀。迎风区域的侵蚀范围较小;两侧区域的侵蚀量较大,侵蚀范围也较广;背风区域的侵蚀相对较小。

与Oikawa实测值相比,改进的单方程模型方法模拟的侵蚀量偏小,这一程度是由于没有考虑雪颗粒的碰撞引起的流量。改进的单方程模型方法同时存在一些缺点,如①雷诺应力(RSM)模型作为一种较精确的湍流模型,需要较多的计算机资源,并不一定能应用于实际一些复杂的工程中,但可以作为一种研究雪飘移的手段。②改进的单方程模型方法和单方程模型方法一样,未区分雪的跃移运动和悬移运动,使得悬移积雪浓度偏高,因此提出了两方程模型方法。

两方程模型方法将风致积雪漂移运动进行了分层,分为跃移层和悬移层。跃移雪颗粒尺寸和质量相对较大,颗粒之间的相互撞击和风的作用力是其运动的主因,湍流影响较小;相比之下,悬移雪颗粒尺寸和质量相对较小,湍流运动成为其运动的主因。根据其运动机理的不同,分别对跃移和悬移建立守恒方程,提出两方程模型方法。为了验证两方程模型方法的有效性,模拟了无建筑开阔场地的风致积雪运动情况,将模拟结果与实测结果进行了对比。比较发现,两方程模型模拟的跃移层雪质量浓度与Pomeroy的实测结果比较一致;而悬移层模拟的雪质量浓度偏高。模拟的5m高度以下总质量传输率在低风速时较Pomeroy实测偏高;在高风速时较Pomeory实测偏小。总质量传输率还是落在实测结果的范围之内。由于影响实测结果的因素很多,文中同时将计算结果与和经典文献计算结果进行了比较。比较结果显示,两方程模型模拟的跃移雪质量浓度与Naa'im和Liston

模拟结果吻合较好。在低风速时,本文模拟的悬移雪质量浓度较 Naaim 和 Liston 模拟结果偏高;在高风速时,模拟结果与 Naaim 和 Liston 模拟结果吻合较好。为了进一步验证两方程模型方法的有效性,文中还模拟了高低屋盖的积雪分布,并将模拟结果与 Tsuchiya 的实测结果进行了比较,并与中国规范、欧洲规范、美国规范和加拿大规范中规定的高低屋盖的积雪分布系数进行了对比,给出本文建议的几种分布形式。通过本章的研究,建立了风致积雪漂移运动的数值模拟方法,为以后风致积雪漂移的实际应用奠定了坚实的基础。

## 第5章 风致积雪运动的风洞实验研究

风洞实验是研究风雪运动的主要手段之一。风洞实验通过模型与原型之间的相似关系,使风雪运动在条件可控的实验室中得到重现。在实验中可以任意改变条件(风速、风向等),反复进行实验,用以探明各种现象之间的内在关系。为了使风洞实验中的现象与实际现象具有相似的规律,实验中必须满足一定的规则。相似理论是指导实验的理论,要用模型来进行实验研究,就必须符合相似理论的要求。相似理论认为,相似的现象其同名相似准则数的数值相同。相似准则数是指由若干个物理量组合而成,能够表征或判定两个现象是否相似的无量纲比值。相似准则数是现象相似的特征和标志,是衡量现象相似与否的判据。

风致积雪运动的风洞实验涉及到气(风)固(颗粒)两相流,影响因素较多,使得相似准则数要远远超过单相流体,而实验中要满足所有相似准则数相同,几乎是不可能实现的,因此需要针对所关心的现象,侧重考虑对所关心的实验结果影响较大的相似准则数。我国现时还没有专业的风雪风洞,无法采用真实的雪颗粒进行实验,需要用模拟介质来模拟雪颗粒,这也给研究带来一定的困难。因此选取合适的模拟介质和相似准则数,使得风洞实验结果与实际的风致积雪分布规律相似是本章考察的重点。将风洞实验用于研究风雪运动在国内尚属首例,因此本文仅对风雪运动实验做一初步探讨,其中的一些实验步骤仍可以进一步的优化和改进。通过风雪运动实验,不仅加深了对风致积雪运动机理的认识,而且对数值模拟方法进行了再次验证。

文中首先简单介绍了风雪实验的操作步骤和准备工作,分别选取了五种不同粒径的颗粒(细硅砂、粗硅砂、玻璃珠、工业用盐、小苏打),对颗粒的属性进行了详细的测量;接着在第二章风雪运动属性研究的基础上,给出风雪运动中需要考虑的相似准则数,并介绍了前人对相似准则数的观点,提出本文认为需要重点关注的相似准则数;最后通过相似准则数选取了合适的颗粒(细硅砂)进行风雪实验,对阶梯型屋盖和立方体两种典型建筑的风致积雪分布进行了研究,为了验证风洞实验方法的有效性,将实验结果与前文的数值模拟结果和实测结果进行了比较。比较结果显示,三者吻合较好。

### 5.1 实验概述

实验在同济大学土木工程防灾国家重点实验室 TJ-1 风洞中进行。TJ-1 风

洞试验段高 1.8m，宽 1.8m，长 18m。空风洞试验风速范围为 1m/s~30m/s，连续可调，均匀流场的湍流度小于 1%。风洞外形及试验段见图 5.1 和图 5.2。



图 5.1 TJ-1 风洞外形



图 5.2 TJ-1 风洞试验段

试验时在风洞内铺设 10cm 厚的木板，并在风洞尾部水平放置集雪盒，用于收集实验颗粒。集雪盒有三种尺寸， $20 \times 2 \times 10\text{cm}$  的集雪盒 1 个，编为 0 号块，置于中线位置，用于收集木板上滑落的颗粒，认为其为蠕移量，不计入跃移量中； $20 \times 5 \times 10\text{cm}$ （长 $\times$ 宽 $\times$ 高）的集雪盒共 40 个，依次编为 1-40 号块，置于 0 号块后，用于收集跃移的颗粒，风力作用过后测量其收集的颗粒的质量，即可获得颗粒在风力作用下的传输量随距离的变化情况； $40 \times 40 \times 10\text{cm}$ （长 $\times$ 宽 $\times$ 高）的积雪盒共 20 个，用于收集颗粒，并不对其进行称重。图 5.3 给出了集雪盒的示意图。

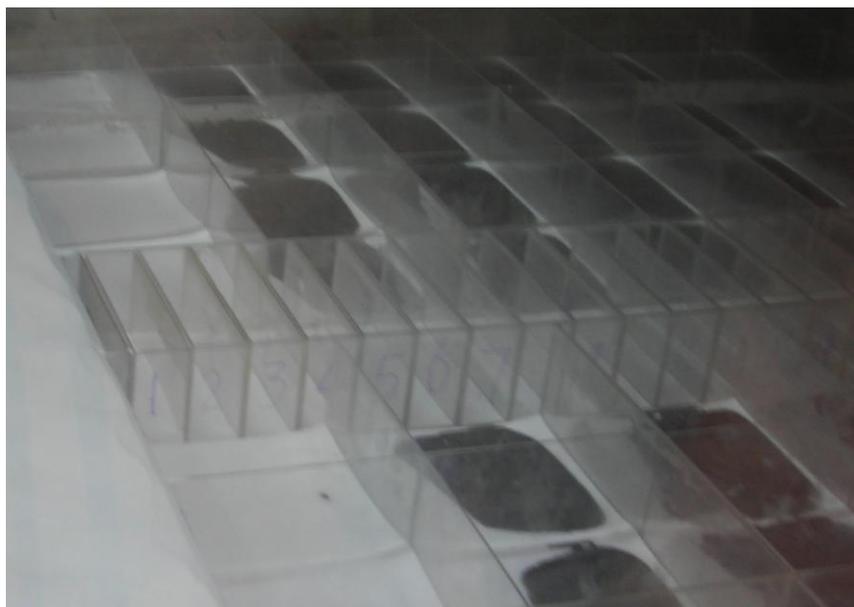


图 5.3 集雪盒示意图

## 5.2 实验设备

试验流场的参考风速是采用皮托管和微压计来测量和监控。

风场标定采用由美国 Scanivalve 扫描阀公司的量程为 $\pm 254$  和 $\pm 508$  mm 水柱的 DSM3000 电子式压力扫描阀系统进行。

颗粒质量的测量采用数字天平，精度为 0.01g。

积雪厚度的测量采用 FARO Technologies Inc.公司生产的地面三维激光扫描系统，产品型号为 FARO Laser Scanner LS (HE80)，示意图见图 5.4。该三维激光扫描仪的工作原理是通过发射红外线光束到旋转式镜头的中心，旋转检测环境周围的激光，一旦接触到物体，光束立刻被反射回扫描仪，红外线的位移数据被测量，从而反映出激光与物体之间的距离。最后用编码器来测量镜头旋转角度与激光扫描仪的水平旋转角度，以获得每一个点的 X、Y、Z 的坐标值。测量的结果可生成 CAD 模型。FARO 三维激光扫描仪一次扫描可获得 2800 万 3D 像素；每秒可产生高达 12 万 3D 扫描点，可在不到一分钟时间内扫描周围环境 8 百万像素，比常用三维激光扫描仪速度快一百倍；误差小于 0.3mm/m(即每米产生的误差 0.3 毫米)。



图 5.4 FARO 三维激光扫描仪示意图

### 5.3 风场标定

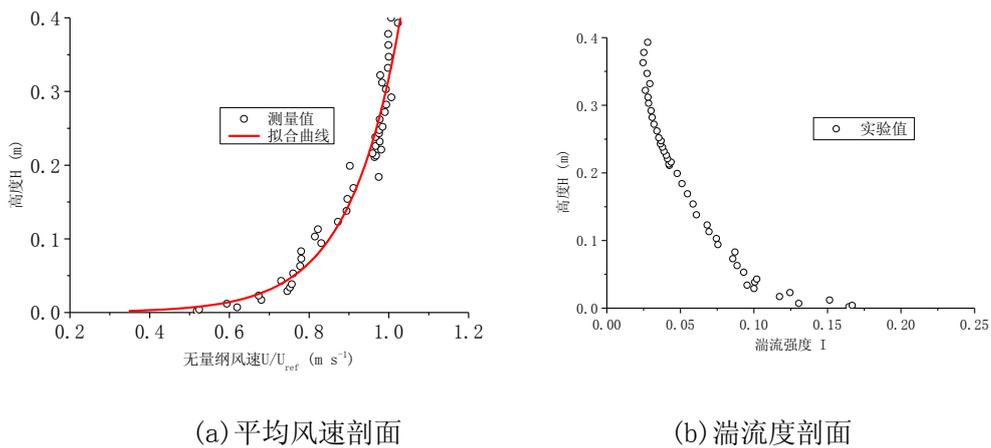
采用实验室设计的风速耙结合电子式压力扫描阀系统对铺设木板后的风洞进行了风场标定。风速耙上沿高度布有 23 个探针，见图 5.5 示意。对  $6.5m \cdot s^{-1}$  和  $9.5m \cdot s^{-1}$  两个风速进行了标定。





图 5.5 风速靶示意

图 5.6 给出了在实验段测得的平均风速剖面 and 湍流度剖面。图中的风速已采用梯度风速进行无量纲化。从图中可以看出，近壁面的湍流度为 16% 左右。



(a) 平均风速剖面

(b) 湍流度剖面

图 5.6 平均风速剖面 and 湍流度剖面

## 5.4 颗粒属性测量

本文选择了五种不同粒径的颗粒，对其物理属性进行了测量。原型雪颗粒的属性，由于受到地域和气候的影响，变化范围较大，本文仅对已有文献的雪颗粒属性进行统计，并未进行实地测量。模型颗粒的属性在 TJ-1 风洞进行测量。需要指出的是，由于无法采用精细的电子设备监控颗粒的运动，因此仅通过肉眼观察来判断颗粒的起动速度（即肉眼观察到有明显颗粒运动时的风速为起动风速）。肉眼观察的起动风速肯定比实际起动风速偏大，本文约定肉眼观察的起动风速为实际起动风速的 1.5 倍。

### 5.4.1 雪颗粒

雪颗粒受到地域和气候的影响，其属性变化较大。本文未对雪颗粒的物理属性进行测量，而是根据已有的资料，给出雪颗粒特征物理量的大致范围。

表 5.1 雪颗粒物理属性

	雪密度 ( $\text{kg m}^{-3}$ )	阈值摩擦速度 ( $\text{m s}^{-1}$ )	沉降速度 ( $\text{m s}^{-1}$ )	雪粒直径 (mm)
Kwok (1992)	700	—	—	0.15
Sundsbo (1998)	700	0.25	0.30	—
Naaïm (1998)	—	0.36	0.28	—
Beyers (2004)	450~550	0.28	0.50	—
Thiis (2008)	50	0.20	0.50	0.20
Tominaga (2008)	150	0.15~0.21	0.20	0.15

需要注意的是，新降雪和降落一段时间后的雪的阈值摩擦速度并不相同。Kind (Kind, 1990) 列出了一些情况下的阈值摩擦速度：(1) 低于  $-2.5^{\circ}\text{C}$  的新鲜干燥且松散的雪颗粒， $u_{*t} = 0.15\text{m/s}$ ；(2)  $0^{\circ}\text{C}$  时刚降的雪颗粒， $u_{*t} = 0.25\text{m/s}$ ；(3)  $0^{\circ}\text{C}$  左右已降数小时后的雪颗粒， $u_{*t} = 0.40\text{m/s}$ 。

### 5.4.2 细硅砂

文中选取了两种不同粒径的硅砂，粒径分别为  $0.2\text{mm}$  的细硅砂和  $0.3\text{mm}$  的粗硅砂。细硅砂实验在梯度风速为  $6.5\text{ms}^{-1}$  时，有少量硅砂起动；在风速为  $7.0\text{ms}^{-1}$  时，能看到砂面有明显的砂迁移；测量得细硅砂的休止角在  $31^{\circ}$  左右。图 5.7 (a) 给出了风速从  $6.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  变化到  $8.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时（间隔  $0.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ）集雪盒中细硅砂质量随水平距离的变化情况。从图中可以看出， $x < 0.5\text{m}$  时随着水平距离的增加，集雪盒中细硅砂的质量迅速减小， $x > 0.5\text{m}$  后质量随水平距离的变化幅度不大。图 5.7 (b) 给出细硅砂质量传输率随水平距离的变化情况。质量传输率随水平距离变化的规律与质量的变化规律相似，不再赘述。从图中可以看出，细硅砂颗粒在风速为  $8.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时的水平跃移长度近似为  $0.8\text{m}$ 。

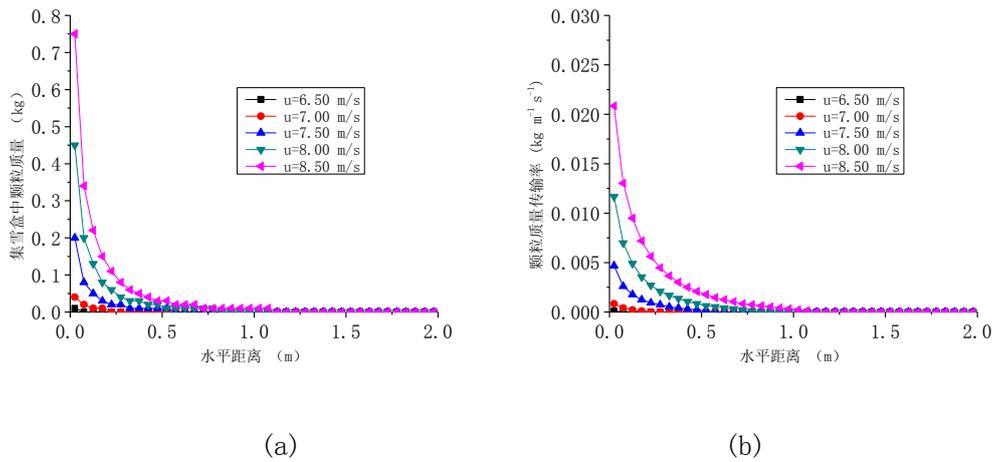


图 5.7 细硅砂测量结果

### 5.4.3 粗硅砂

粗硅砂实验在风速为  $7.0\text{ms}^{-1}$  时，有少量硅砂起动；在风速为  $8.0\text{ms}^{-1}$  时，能看到砂面有明显的砂迁移；测量得硅砂的休止角在  $32^\circ$  左右。图 5.8 (a) 给出了风速从  $7.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  变化到  $8.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时（间隔  $0.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ）集雪盒中粗硅砂质量随水平距离的变化情况。从图中可以看出， $x < 0.75\text{m}$  时随着水平距离的增加，集雪盒中粗硅砂的质量迅速减小， $x > 0.75\text{m}$  后质量随水平距离的变化幅度不大。图 5.8 (b) 给出粗硅砂质量传输率随水平距离的变化情况。质量传输率随水平距离变化的规律与质量的变化规律相似。从图中可以看出，细硅砂颗粒在风速为  $8.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时的水平跃移长度近似达到为  $1.5\text{m}$ 。

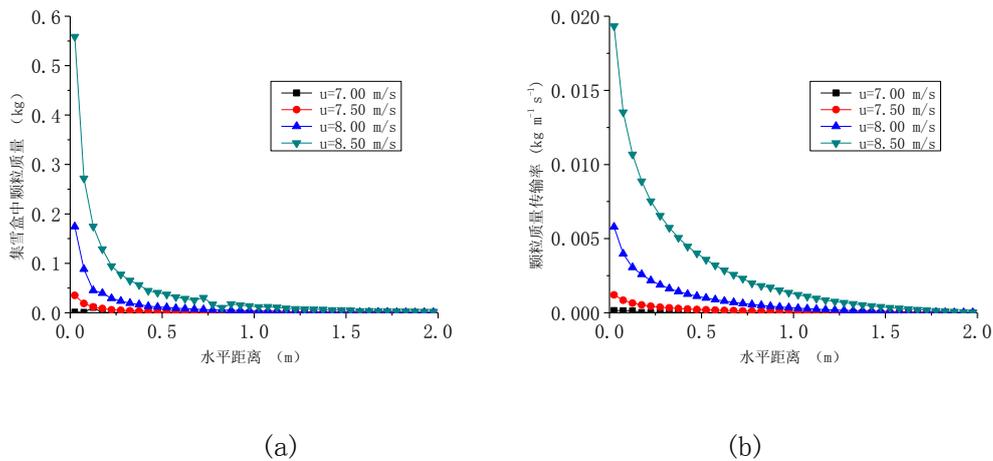


图 5.8 粗硅砂测量结果

#### 5.4.4 玻璃珠

玻璃珠的粒径为  $0.6\text{mm}$ 。由于其密度较大，起动困难，起动风速较大。在风速达到  $12.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时，才能观察到有少量起动，在风速为  $13.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时能观察玻璃珠明显的迁移运动。；测量得其休止角在  $23^\circ$  左右。从实验中可以观察到，玻璃珠的运动基本属于蠕移滚动，与雪颗粒的跃移运动有所区别，因此不建议采用玻璃珠模拟雪颗粒进行实验。图 5.9 (a) 给出了风速从  $12.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  变化到  $13.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时（间隔  $0.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ）集雪盒中玻璃珠质量随水平距离的变化情况。从图中可以看出，随着风速从  $12.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  变为  $13.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ，集雪盒中玻璃珠的质量迅速增加，这是由于当风速相比起动风速较大时，玻璃珠会不停的进行“滚动”，无法形成平衡状态。 $X < 1.0\text{m}$  时随着水平距离的增加，集雪盒中玻璃珠的质量迅速减小， $X > 1.0\text{m}$  后质量随水平距离的变化幅度不大。图 5.9 (b) 给出玻璃珠质量传输率随水平距离的变化情况。质量传输率随水平距离变化的规律与质量的变化规律相似。

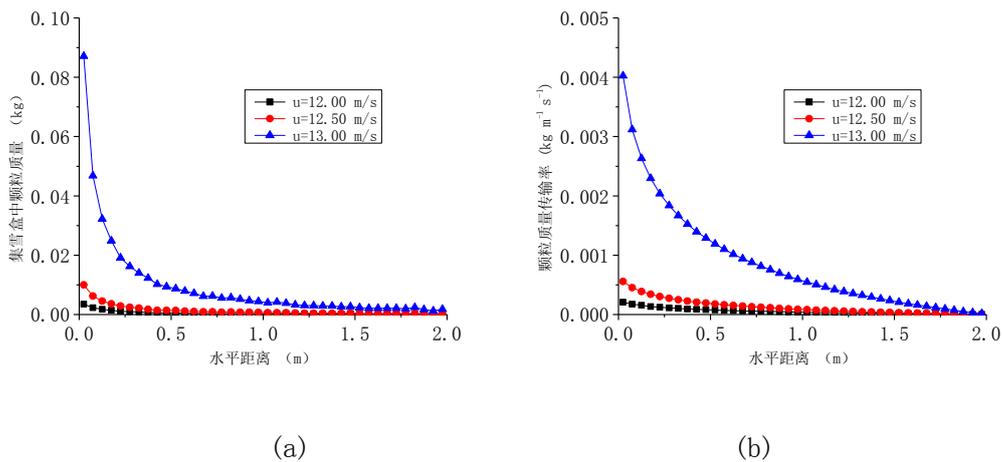


图 5.9 玻璃珠测量结果

#### 5.4.5 工业用盐

采用的工业用盐粒径为  $0.3\text{mm}$ 。实验中在风速为  $8.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时，能观察到有少量颗粒起动；在风速为  $9.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时能观察表面颗粒明显的迁移运动。测量得其休止角在  $32^\circ$  左右。图 5.10 (a) 给出了风速从  $8.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  变化到  $9.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时（间隔  $0.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ）集雪盒中工业用盐质量随水平距离的变化情况。从图中可以看出， $X < 1.0\text{m}$  时随着水平距离的增加，集雪盒中工业用盐的质量迅速减小， $X > 1.0\text{m}$  后质量随水平距离的变化幅度不大。图 5.10 (b) 给出工业用盐质量传输率随水平距离的变化情况。质量传输率随水平距离变化的规律与质量的变化规律相似。工

业用盐在温度较高或潮湿的环境会液化，而且其主要成分为亚硝酸钠，为有毒物质，具有腐蚀性，也不建议采用工业用盐模拟雪颗粒。

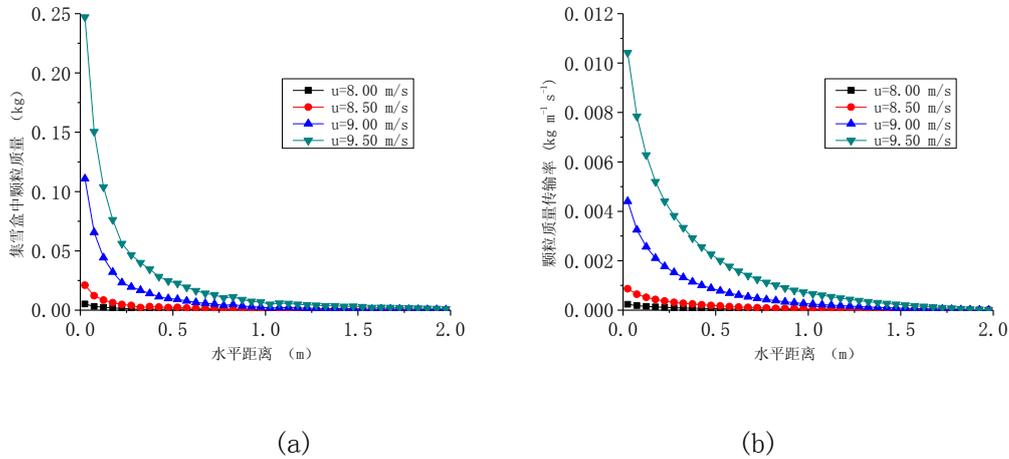


图 5.10 工业用盐测量结果

#### 5.4.6 小苏打

小苏打化学名为碳酸氢钠，具有弱碱性，呈白色粉末状。实验中选取的小苏打粒径为  $0.1\text{mm}$ 。在风速为  $6.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时，能观察到有少量颗粒起动，在风速为  $7.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时能观察表面颗粒明显的迁移运动。测量得其休止角在  $30^\circ$  左右。图 5.10 (a) 给出了风速从  $6.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  变化到  $7.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时（间隔  $0.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ）集雪盒中小苏打质量随水平距离的变化情况。从图中可以看出，当风速从  $6.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  增加为  $6.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  时，集雪盒中小苏打的质量迅速增大。 $X < 0.5\text{m}$  时随着水平距离的增加，集雪盒中小苏打的质量迅速减小， $X > 0.5\text{m}$  后质量随水平距离的变化幅度不大。图 5.10 (b) 给出小苏打质量传输率随水平距离的变化情况。质量传输率随水平距离变化的规律与质量的变化规律相似。小苏打粒径较小，呈白色粉末状，在实验时由于对小苏打的操纵，会使小苏打颗粒弥散于空气中，会对人体呼吸系统造成危害，也不建议采用。

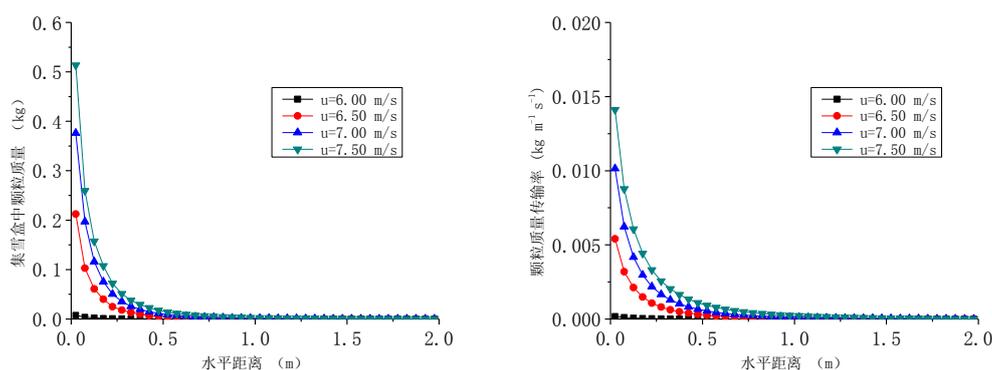


图 5.11 小苏打测量结果

以上给出了本文实验的五种颗粒的属性，这五种颗粒的密度都较大。为了进行适用性验证，本文参考文献(Isyumov, 1990)选取了一种密度较小的颗粒：糠进行对比验证。表 5.2 给出了实验颗粒物理参数统计表。

表 5.2 实验颗粒物理参数统计表

	雪颗粒	细硅砂	粗硅砂	玻璃珠	工业用盐	小苏打	糠
粒径(mm)	0.15~ 0.2	0.2	0.3	0.64	0.3	0.1	0.4
密度(kg m <sup>-3</sup> )	50~700	2569.0	2250.0	2738.0	2165.0	2159.0	340
起动速度(ms <sup>-1</sup> )	4.0~9.5	6.5	7	12	8	6	5.5
阈值摩擦速度(ms <sup>-1</sup> )	0.15~ 0.36	0.25	0.26	0.45	0.30	0.23	0.2
休止角(°)	30~50	31	32	23	32	30	39
沉降速度(ms <sup>-1</sup> )	0.2~0.5	3.5	4.0	6.5	4.0	2.0	1.0

## 5.5 试验准则

风洞试验的理论基础是相似理论，原则上只有保证几何相似、运动相似、动力相似、热力学相似以及质量相似才可能保证模型与原型的完全相似，在此基础上获得的试验数据才能真实反映原型结构的受力及变形。但是实践表明，在风洞试验中满足所有的相似比几乎是不可能实现的，对于风致积雪运动的风洞试验而

言, 难度更大。在模型和原型关系导出的诸多相似参数中, 必然有些是支配物理现象的, 有的是相对次要的, 有的甚至可以忽略。比如, 雷诺数对流线形或圆形断面结构的空气动力特性的模拟来说是很重要的相似参数, 而对具有尖锐棱角的方形或其它开头的结构的空气动力特性的模拟来说, 则可忽略。

一般情况下, 选择长度比、速度比、密度比作为基本相似比, 其它相似参数可由这三个相似比直接导出。

长度比:

$$\lambda_L = \frac{L_m}{L_p} \quad (5.1)$$

速度比:

$$\lambda_U = \frac{U_m}{U_p} \quad (5.2)$$

密度比:

$$\lambda_\rho = \frac{\rho_m}{\rho_p} \quad (5.3)$$

式中, 下标  $m$  表示模型, 下标  $p$  表示原型。

为了达到风致积雪的运动情况相似, 必须使颗粒在运动中所受的力成比例或者使颗粒的运动轨迹相似。

## 5.5.1 颗粒运动轨迹相似

### 5.5.1.1 起动条件相似

根据第二章的推导, 壁面阈值摩擦速度可写成下式

$$u_{*t} = D \sqrt{\frac{(\rho_p - \rho)}{\rho} g d_p} \quad (5.4)$$

式中,  $d_p$  表示颗粒直径。

阈值摩擦速度参数  $D$  可表达为:

$$D^2 = u_{*t}^2 \left/ \frac{(\rho_p - \rho)}{\rho} g d_p \right. \quad (5.5)$$

故为了使起动条件相似需要满足:

$$\left( \frac{\rho}{(\rho_p - \rho)} \frac{u_{*t}^2}{gd_p} \right)_m = \left( \frac{\rho}{(\rho_p - \rho)} \frac{u_{*t}^2}{gd_p} \right)_p \quad (5.6)$$

式(5.6)为弗洛德数的一种表达形式。

Kind(Kind, 1976; Kind, 1986; Kind, 1982)认为颗粒起动条件的相似需要满足:

$$\left( \frac{u_*}{u_{*t}} \right)_m = \left( \frac{u_*}{u_{*t}} \right)_p \quad \text{或} \quad \left( \frac{u(H)}{u_t(H)} \right)_m = \left( \frac{u(H)}{u_t(H)} \right)_p \quad (5.7)$$

$$\left( \frac{u_{*t}^3}{2gv} \right)_m \geq 30 \quad (5.8)$$

$$\left( \frac{\rho_p}{\rho} \right) \geq 600 \quad (5.9)$$

式中,  $u_*$  表示壁面摩擦速度;  $u_{*t}$  表示壁面阈值摩擦速度;  $u_t(H)$  表示  $H$  高度处的起动风速。

式(5.8)表示基于粗糙高度的 Reynolds 数。因为雪面粗糙高度  $z_0$  可表达为:

$$z_0 = c_1 \frac{u_*^2}{2g} \quad (5.10)$$

把式(5.10)代入式(5.8)中, 则式(5.8)可变换成 Reynolds 数的表达形式。

Kind(Kind, 1986)同时也通过对颗粒受力相似分析得到速度比的另一种表达形式。

由气动阻力与惯性力成比例, 可得下式(Kind, 1986),

$$\left( \frac{w_f}{u(H)} \right)_m = \left( \frac{w_f}{u(H)} \right)_p \quad (5.11)$$

式中,  $w_f$  表示颗粒沉降速度。

### 5.5.1.2 运动轨迹相似(Iversen, 1979)

边界层对数部分的水平风速可用下式表示:

$$u = \frac{u_*}{K} \ln \frac{z}{z_0} \quad (5.12)$$

假定颗粒运动中只受到水平方向的气动阻力和竖直方向的重力, 根据第二章的分析, 可得雪颗粒的运动轨迹方程可表达为:

根据水平和竖直运动方程可表达为:

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= \frac{3 C_D}{4} \frac{\rho}{d_p \rho_p} \left( u - \frac{dx}{dt} \right)^2 \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= \frac{3 C_D}{4} \frac{\rho}{d_p \rho_p} \left( w - \frac{dz}{dt} \right)^2 - g \end{aligned} \quad (5.13)$$

式中,  $u, v, w$  分别表示  $x, y, z$  三个方向的风速;  $C_D$  表示阻力系数;  $d_p$  表示颗粒直径;  $\rho_p$  表示颗粒密度;  $g$  表示重力加速度。

对式 (5.13) 的变量进行无量纲化:

$$X = \frac{x}{L}; \quad Z = \frac{z}{L}; \quad U = \frac{u}{u_*}; \quad W = \frac{w}{u_*}; \quad T = t \frac{u_*}{L} \quad (5.14)$$

式中,  $L$  表示特征长度;  $u_*$  表示壁面摩擦速度。

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= u_* \frac{dX}{dT}; \quad \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{u_*^2}{L} \frac{d^2X}{dT^2} \\ \frac{dz}{dt} &= u_* \frac{dZ}{dT}; \quad \frac{d^2z}{dt^2} = \frac{u_*^2}{L} \frac{d^2Z}{dT^2} \end{aligned} \quad (5.15)$$

把式 (5.14), (5.15) 代入式 (5.13) 中, 雪颗粒的运动轨迹方程变为:

$$\begin{aligned} \frac{d^2X}{dT^2} &= \frac{3}{4} C_D \frac{\rho L}{\rho_p d_p} \left( U - \frac{dX}{dT} \right)^2 \\ \frac{d^2Z}{dT^2} &= \frac{3}{4} C_D \frac{\rho L}{\rho_p d_p} \left( W - \frac{dZ}{dT} \right)^2 - \frac{gL}{u_*^2} \end{aligned} \quad (5.16)$$

为了保证运动轨迹相似, 式 (5.16) 中的无量纲数需要满足, 从而得到相似准则:

气动阻力相似:

$$\left( C_D \frac{\rho L}{\rho_p d_p} \right)_m = \left( C_D \frac{\rho L}{\rho_p d_p} \right)_p \quad (5.17)$$

弗洛德数:

$$\left( \frac{u_*^2}{gL} \right)_m = \left( \frac{u_*^2}{gL} \right)_p \quad (5.18)$$

式(5.18)即为弗洛德数。Kind(Kind, 1986)通过颗粒受力相似分析也得到了类似于弗洛德数的表达形式。由惯性力与重力成比例, 可得(Kind, 1986):

$$\left( \frac{\rho_p}{\rho_p - \rho} \frac{u^2(H)}{Lg} \right)_m = \left( \frac{\rho_p}{\rho_p - \rho} \frac{u^2(H)}{Lg} \right)_p \quad (5.19)$$

式中,  $\rho_p$  表示颗粒密度;  $\rho$  表示空气密度;  $u(H)$  表示  $H$  高度处的风速;  $H$  表示特征高度;  $L$  表示特征长度;  $g$  表示重力加速度。式(5.19)称为基于密度的弗洛德数。

### 5.5.1.3 沉积形式相似

为了使风致积雪运动的形式相似, 需要满足休止角相似。

$$(\theta)_m = (\theta)_p \quad (5.20)$$

式中,  $\theta$  为颗粒静止时的休止角。 $\theta$  参数较难满足, 而且只有在研究雪崩的时候才显得重要, Strom(Strom, 1962)、Iversen(Iversen, 1980)、Kind(Kind, 1982)、Anno(Anno, 1984)风雪实验采用的颗粒都没有较好的满足该参数(Kim, 1992)。

### 5.5.2 运动时间相似(Kind, 1976)

根据颗粒沉积的体积可得, 模型与原型的时间比需要满足:

$$\left( \frac{\rho}{\rho_p} \frac{ut}{L} \right)_m = \left( \frac{\rho}{\rho_p} \frac{ut}{L} \right)_p \quad (5.21)$$

根据颗粒沉积的质量可得, 模型与原型的时间比需要满足:

$$\left( \frac{ut}{L} \right)_m = \left( \frac{ut}{L} \right)_p \quad (5.22)$$

### 5.5.3 本文提出的实验准则

根据相似定律, 如果要求两个现象相似, 理论上, 上面介绍的实验准则数都需要得到满足。实际条件的限制使得许多准则数都不能得到满足。因此需要根据研究对象的特点决定哪些实验参数必须要得到满足, 哪些实验参数又可以适当放宽。

本文作者认为, 上面实验准则数的要求归根结底是在起动初始条件相似的前提下实现运动传输量的相似, 从而用于模拟风致积雪的再分布情况。如果直接从质量传输率或质量浓度建立相似准则, 则可实现风致积雪分布的模拟。因此本文提出自己认为重要的相似准则, 后文将对所提出的相似准则进行验证。

起动初始条件相似可通过要求来流风速与起动风速或壁面摩擦速度与阈值摩擦速度相似来满足, 即满足式 (5.23) 或式 (5.24)。

$$\left( \frac{u(H)}{u_t(H)} \right)_m = \left( \frac{u(H)}{u_t(H)} \right)_p \quad (5.23)$$

$$\left( \frac{u_*}{u_{*t}} \right)_m = \left( \frac{u_*}{u_{*t}} \right)_p \quad (5.24)$$

运动传输率相似可用式 (5.25) 表达:

$$\left( \frac{Q}{\rho_p u(H)L} \right)_m = \left( \frac{Q}{\rho_p u(H)L} \right)_p \quad (5.25)$$

式中,  $Q$  表示质量传输率 (单位:  $kg \cdot m^{-1} \cdot t^{-1}$ )。雪颗粒的质量传输率可以通过数值模拟得到; 细硅砂、粗硅砂、玻璃珠、工业用盐、小苏打五种颗粒的质量传输率则通过实验得到, 见 5.4。

式 (5.25) 是指在风速、几何、时间等成比例的情况下模型和原型的无量纲质量通量相似。实际应用中, 可将式 (5.25) 与时间比相乘进行放宽:

$$\left( \frac{Q}{\rho_p u(H)L} \frac{u_t(H)t}{L} \right)_m = \left( \frac{Q}{\rho_p u(H)L} \frac{u_t(H)t}{L} \right)_p \quad (5.26)$$

即:

$$\left( \frac{tQ}{\rho_p L^2} \frac{u_t(H)}{u(H)} \right)_m = \left( \frac{tQ}{\rho_p L^2} \frac{u_t(H)}{u(H)} \right)_p \quad (5.27)$$

式 (5.27) 综合考虑起动初始条件相似、质量通量相似和时间相似。

表 5.3 列出了常见的风雪实验需要考虑的相似参数。

表 5.3 相似参数汇总表

参数序号	相似参数	描述	
(1)	$L_m/L_p$	几何缩尺比	长度
(2)	$d_p/L$	颗粒的粒径长度比	
(3)	$z_0/L$	跃移层粗糙长度相似	
(4)	$u(H)/w_f$	参考速度与沉降速度比	速度
(5)	$w_f/u_{*t}$	沉降速度与阈值速度比	
(6)	$u_*/u_{*t}$	摩擦速度比	
(7)	$\rho/\rho_p$	密度比	密度
(8)	$C_D \frac{\rho}{\rho_p} \frac{L}{d_p}$	颗粒运动轨迹相似	阻力系数
(9)	$\theta$	休止角相似比	休止角
(10)	$e$	恢复系数相似比	恢复系数
(11)	$[u(H)]^2/gL$	Froude 数	Froude 数
(12)	$u_*^2/gL$	摩擦速度 Froude 数	
(13)	$\frac{\rho}{\rho_p} \frac{u^2(H)}{gL}$	基于密度的 Froude 数	
(14)	$\frac{\rho}{\rho_p} \frac{u^2(H)}{gd_p}$	基于密度和颗粒直径的 Froude 数	
(15)	$\frac{\rho}{(\rho_p - \rho)} \frac{u_{*t}^2}{gd_p}$	基于密度和颗粒直径的 Froude 数	
(16)	$\frac{\rho_p}{\rho_p - \rho} \frac{u^2(H)}{gL}$	基于密度的 Froude 数	

(17)	$u(H)L/\nu$	流体 Reynolds 数	Reynolds 数
(18)	$u_* d_p/\nu$	颗粒 Reynolds 数	
(19)	$u_*^3/2g\nu > 30$	基于粗糙高度的 Reynolds 数	
(20)	$\frac{\rho}{\rho_p} \frac{ut}{L}$	基于密度的无量纲速度	时间比
(21)	$\frac{ut}{L}$	无量纲速度	
(22)	$\frac{tQ}{\rho_p L^2} \frac{u_t(H)}{u(H)}$	无量纲质量通量	本文提出

表中对于空气的特性，本文根据我国建筑结构荷载规范(中华人民共和国建设部，2006)，取值如下。空气密度取为  $\rho = 1.25 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ；空气运动粘性系数取为  $\nu = 1.45 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ；空气动力粘性系数  $\mu = \rho \times \nu = 1.81 \times 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

由上面推导可得，要保证雪颗粒的运动轨迹的相似，必须要满足直径、速度、密度、雷诺数和弗洛德数的相似。但要同时达到这些参数的相似几乎是不可能的。

假设在边界层风洞中进行模拟研究，按照一定的几何缩尺比（1:100）建立模型。实际中雪颗粒的直径在 1mm 左右，严格按照几何缩尺比，要模拟雪颗粒的材料必须是直径为 0.01mm 的颗粒，即使找到合适的模拟材料，雷诺数相似  $u(H)L/\nu$  则要求模型风速为原型风速的 100 倍，几乎不可能实现（空气的运动粘性系数  $\nu$  不变）；弗洛德数相似  $[u(H)]^2/gL$  则要求模型风速为原型风速的 10 倍（重力加速度  $g$  不变），即如果要考察积雪在 10m/s 左右风速作用下的漂移运动，根据雷诺数相似准则，实验风速要达到 1000m/s；根据弗洛德数相似准则，实验风速要达到 100m/s。这几乎是不可能实现，同时两个相似准则要求的风速相互矛盾。

表 5.4 列出了八篇代表文献中考虑的相似参数。从表中可以看出，文献中对相似参数的认识各不相同。相比而言，其中 Strom (Strom, 1962)、Odar (Odar, 1965)、Calkins (Calkins, 1974)、Norem (Norem, 1975)、Kind (Kind, 1976)、Isyumov (Isyumov, 1990)、Iversen (Iversen, 1981) 共七篇文献提到了参数  $[u(H)]^2/gL$ ，有六篇文献提到了参数  $u(H)/w_f$ ，提到  $d_p/L$  参数的共有五篇文献。需要指出的是，虽然文献中在三个参数  $[u(H)]^2/gL$ 、 $u(H)/w_f$ 、 $d_p/L$  上达到一定的共识，但由于诸多因素的限制（颗粒直径等），实验时也不一定能满足。

表 5.4 相似参数统计表

相似参数	Strom (1962)	Odar (1965)	Calkins (1974)	Norem (1975)	Kind (1976)	Isyumov (1990)	Iversen (1981)	Anno (1984)
$d_p/L$	√			√		√	√	√
$z_0/L$					√		√	
$u(H)/w_f$	√		√	√	√	√	√	
$u_f/u_{*t}$			√	√	√		√	
$u_*/u_{*t}$		√	√				√	√
$\rho/\rho_p$	√	√				√	√	
$C_D \frac{\rho}{\rho_p} \frac{L}{d_p}$							√	
$\theta$					√			√
$e$	√						√	
$[u(H)]^2/gL$	√	√	√	√	√	√	√	
$u_*^2/gL$								
$\frac{\rho}{\rho_p} \frac{u^2(H)}{gL}$		√	√					
$\frac{\rho}{\rho_p} \frac{u^2(H)}{gd_p}$	√	√		√				
$\frac{\rho}{(\rho_p - \rho)} \frac{u_{*t}^2}{gd_p}$								
$\frac{\rho_p}{\rho_p - \rho} \frac{u^2(H)}{gL}$								
$u(H)L/\nu$						√	√	
$u_{*t}d_p/\nu$	√	√	√				√	
$\frac{\rho}{\rho_p} \frac{ut}{L}$								
$\frac{ut}{L}$							√	√

## 5.6 模型试验

### 5.6.1 高低屋盖模型

高低屋盖模型是现实中一种简单常见的建筑外形。屋盖表面的积雪会在风力的作用下发生复杂的漂移堆积运动。由于高屋盖对低屋盖的遮挡效应，经常会在低屋盖表面形成大量积雪，导致积雪的不均匀分布。Tsuchiya (Tsuchiya, 2002) 在日本北海道工业大学进行了高低屋盖模型（见图 5.12）的雪漂移实测工作，并在日本鹿岛建设研究所测量了高低屋盖模型的风场，试图建立起雪漂移与风场的关系。

高低屋面模型由木板制成。为了使模型不至于在持续大量降雪中埋入雪中，将模型比地面抬高 0.5m 高。实测中，采用杯式风速仪记录了 1.8m 高度处的风速和风向。1.8m 高相当于高屋盖（高 2.3m）与低屋盖（高 1.4m）的中间位置。采用超声波电子雪深计（SSL-100 Koyo Electronics）记录了降雪的深度，并在低屋盖表面中线位置中每隔 0.05m 设置一个测点，采用量雪尺（snow scale gauge）测量了其积雪深度。

作为对风致积雪运动风洞实验的探讨，本文对该模型进行了风致积雪分布的风洞实验，并将实验结果与数值模拟结果和 Tsuchiya 的实测结果进行了对比。

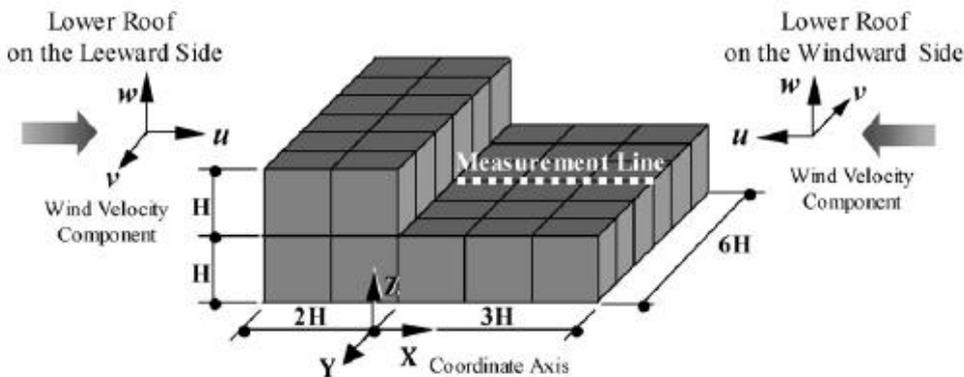


图 5.12 高低屋盖模型(Tsuchiya, 2002)

#### 5.6.1.1 相似参数及实验颗粒的选择

原型中  $H_p$  为 0.9m，风洞实验中的模型  $H_m$  取为 0.1m。将六种颗粒的实验准则数统计如下，见表 5.5。实测中并没对雪颗粒的某些属性进行测量，如颗粒直径等等，故雪颗粒的一些参数参考相关文献，根据表 5.1 和表 5.2 进行取值，给出常见的范围。

表 5.5 颗粒参数统计表

相似参数	雪颗粒	细硅砂	粗硅砂	玻璃珠	工业用盐	小苏打	糠
$d_p/L$	0.00017 ~0.00022	0.002	0.003	0.006	0.003	0.001	0.004
$u(H)/u_f$	14.8~37	1.86	1.75	1.85	2.00	3.00	5.50
$u_f/u_{*t}$	0.56 ~3.33	14.00	15.38	14.44	13.33	8.70	5.00
$\rho/\rho_p$	0.002 ~0.02	4.77E-04	5.44E-04	4.47E-04	5.66E-04	5.67E-04	3.60E-04
$\theta$	30~50	31.000	32.000	23.000	32.000	30.000	39.00
$[u(H)]^2/gL$	6.08	42.250	49.000	144.000	64.000	36.000	30.25
$\frac{\rho}{\rho_p} \frac{u^2(H)}{gL}$	0.010 ~0.149	0.020	0.027	0.064	0.036	0.020	0.109
$\frac{\rho}{\rho_p} \frac{u^2(H)}{gd_p}$	0.048 ~0.89	0.010	0.009	0.010	0.012	0.020	0.027
$\frac{\rho}{(\rho_p - \rho)} \frac{u_{*t}^2}{gd_p}$	1.91E-05~ 2.16E-03	1.49E-05	1.23E-05	1.42E-05	1.70E-05	3.00E-05	3.62E-05
$\frac{\rho_p}{(\rho_p - \rho)} \frac{u_{*t}^2}{gL}$	4.25E-06~ 3.60E-04	2.98E-05	3.68E-05	9.06E-05	5.10E-05	3.00E-05	1.45E-04
$u(H)L/\nu$	4.59E+05	4.48E+04	4.83E+04	8.28E+04	5.52E+04	4.14E+04	3.79E+04
$u_{*t}d_p/\nu$	1.55E+03~ 4.97E+03	3.45E+03	5.38E+03	1.99E+04	6.21E+03	1.59E+03	5.52E+03
$u_{*t}^3/2g\nu > 30$		53.88	60.61	314.22	93.10	41.96	27.59

从上表中可以看出，各颗粒的参数相差并不大，无法选出较合适的颗粒。为此，采用本文提出的实验准则（式(5.27)）对颗粒进行选择。实验中测得的颗粒质量传输量为8min的总传输量（即 $t_m = 8 \text{ min} = 480 \text{ s}$ ）。根据式(5.27)的相等可得，

$$\begin{aligned}
 t_m &= t_p \left( \frac{Q}{\rho_p L^2} \frac{u_t(H)}{u(H)} \right)_p \bigg/ \left( \frac{Q}{\rho_p L^2} \frac{u_t(H)}{u(H)} \right)_m \\
 &= t_p \left( \frac{Q_p}{Q_m} \right) \left( \frac{(\rho_p L^2)_m}{(\rho_p L^2)_p} \right) \left( \frac{(u_t(H)/u(H))_p}{(u_t(H)/u(H))_m} \right)
 \end{aligned} \tag{5.28}$$

式中， $Q_p$  表示雪颗粒的质量传输率，采用数值模拟得到； $Q_m$  表示模型颗粒的质量传输率，由颗粒实验测得(详见 5.4)； $(\rho_p)_p$  表示雪颗粒的密度，根据表 5.1 进行取值； $(\rho_p)_m$  表示模型颗粒的密度，根据表 5.2 取值； $L_p$  表示实测时模型的特征长度，取为  $0.9m$ ； $L_m$  表示实验时模型的特征长度，取为  $0.1m$ 。根据式(5.28)各参数的大概范围确定为实验的  $8\text{min}$  ( $t_p = 8\text{min} = 480s$ )，对应的原型时间为  $1h$  ( $t_p = 1h = 3600s$ )，即风洞实验风作用  $8\text{min}$  的实验结果对应实际风作用  $1h$  的实测结果。图 5.13 给出了六种颗粒的无量纲风速与无量纲质量传输率的关系图。雪颗粒的质量传输率采用数值模拟得到。无量纲质量传输率与颗粒密度有关，因此图中针对统计到的雪颗粒最小密度  $\rho_{p\min} = 50\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$  和最大密度  $\rho_{p\max} = 700\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$  给出需要满足的无量纲质量传输率的范围，采用阴影部分表示。同时也给出了 Oikawa 实测的积雪密度  $\rho_p = 150\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$  对应的无量纲质量传输率。实验采用的颗粒需要介入阴影范围之内，并且与  $\rho_p = 150\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$  获得的曲线越接近越好。根据此规则，可选用细硅砂和小苏打进行实验，考虑到细硅砂可进行实验的风速范围较广，原材料容易获得，且相对小苏打而言使用安全，最终采用细硅砂进行实验。

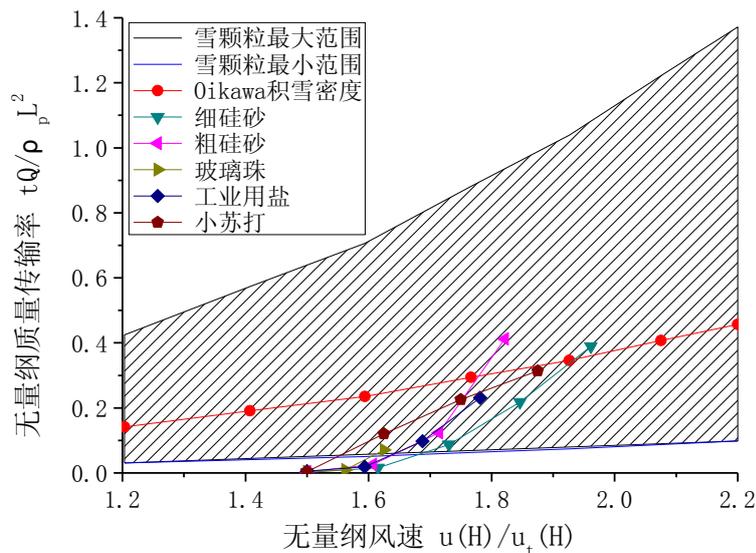


图 5.13 六种颗粒无量纲风速与无量纲质量传输率的关系

图 5.14 给出了高低屋盖模型在低屋盖迎风工况下的实验示意图。实验中采用微压计和皮托管结合在不受建筑物干扰的地方测量了低屋盖高度处的风速；采用三维激光扫描仪测量了积雪深度的分布情况，并用集雪盒收集了尾流的颗粒。实验风速取低屋盖高度处风速为  $6.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ，初始颗粒深度为  $S_d = 0.04\text{m}$ 。



图 5.14 低屋盖迎风实验

#### 5.6.1.2 实验结果比较

图 5.15 给出低屋盖迎风 180 度风向角时（风向角示意图 4.37），作用  $t = 1440\text{s}$  后高低屋盖模型的积雪分布图。从图中可以看出，低屋盖上迎风前沿区域发生了侵蚀；中间区域发生了沉积；在靠近高屋盖的区域发生了侵蚀。

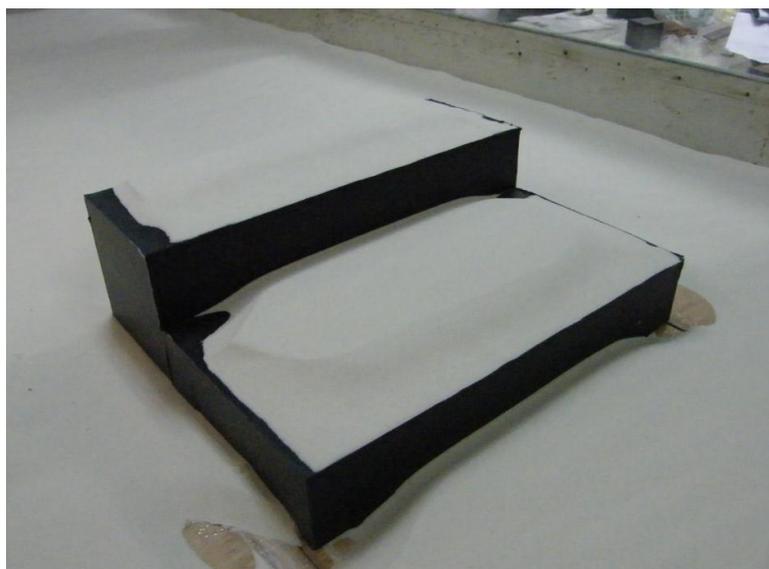


图 5.15 低屋盖迎风积雪分布图



图 5.16 低屋盖迎风时低屋盖表面的积雪分布

图 5.17 给出了 180 度风向角时，低屋盖表面积雪分布实验结果与实测结果的对比情况。实测中由于风速的大小与方向时刻在变，无法给出一个确切的风速大小与作用时间；风洞实验时间取为 1440s；数值模拟的时间取为 24h。从图中可以看出两者吻合较好，侵蚀/沉积趋势表现一致。风洞实验结果显示，当  $x/H=0.6$ ，沉积量最大，无量纲积雪深度为  $s/s_d=1.35$ ；在  $x/H=0.6$  处，实测的无量纲积雪深度为  $s/s_d=1.30$ ，实验结果比实测结果偏大 4%。实测结果的最大值发生在  $x/H=0$  处，此时的无量纲积雪深度达到  $s/s_d=1.90$ ；次大值发生在  $x/H=0.6$  处，此时的无量纲积雪深度达到  $s/s_d=1.30$ 。实验结果则显示，在  $x/H=0$  处，积

雪表现为侵蚀状态，两者结果并不吻合，原因可能是由于硅砂的休止角（ $31^\circ$ ）小于雪颗粒的休止角（最大  $50^\circ$ ）所引起。当在  $x/H < 0.6$  范围内时，实验和实测的无量纲积雪深度都随  $x/H$  的增大呈先减小后增大的规律，实验结果显示  $x/H=0.2$  时，无量纲积雪深度取极小值  $S/S_d=0.75$ ，实测结果显示  $x/H=0.3$  时，无量纲积雪深度取极小值  $S/S_d=0.24$ ，实验结果比实测结果偏大 2 倍。当  $x/H > 1.3$  时，实验和实测的无量纲积雪深度都随  $x/H$  的增大而减小。

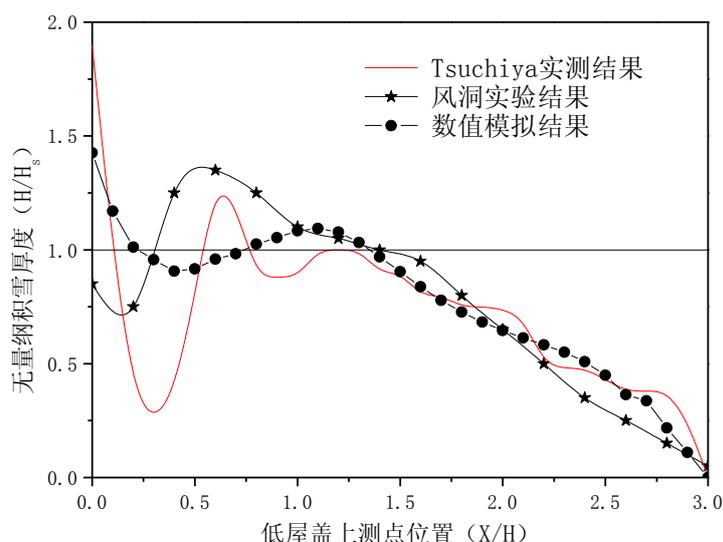


图 5.17 低屋盖表面积雪分布的实验结果与实测结果对比

### 5.6.2 立方体模型

不仅建筑物屋盖表面积雪的不均匀分布需要引起人们的重视，建筑物周围的积雪分布也是一个不容忽视的问题。建筑物周围的积雪不均匀分布会影响到人们的日常生活，造成许多不便。立方体周边的风致积雪分布是研究建筑周边的一个基础性问题，许多学者都进行了相关研究，Sundsbo (Sundsbo, 1998) 采用数值模拟方法研究了导风板在控制风致积雪分布中的应用。Oikawa (Oikawa, 2003; Oikawa, 1999) 在日本札幌市郊区对边长为 1m 的立方体周围的积雪分布进行了实测。实测时将立方体放置在  $10\text{m} \times 10\text{m} \times 0.5\text{m}$  的板床上，记录每次降雪和风作用过后积雪的深度。Beyers (Beyers, 2004) 采用数值模拟方法研究了立方体周边的风致积雪分布。

本文进行了立方体周围积雪分布的实验研究，将实验结果与实测结果进行对比，以验证实验方法的有效性。实测中并没对雪颗粒的某些属性进行测量，如颗粒直径等等，故雪颗粒的一些参数参考相关文献，根据表 5.1 和表 5.2 进行取

值，给出常见的范围。

### 5.6.2.1 相似参数

相似参数	雪颗粒	细硅砂	粗硅砂	玻璃珠	工业用盐	小苏打	糠
$d_p/L$	0.00017 ~0.00022	0.002	0.003	0.006	0.003	0.001	0.004
$u(H)/u_f$	10~25	1.86	1.75	1.85	2.00	3.00	5.50
$u_f/u_{*t}$	0.56 ~3.33	14.00	15.38	14.44	13.33	8.70	5.00
$\rho/\rho_p$	0.002 ~0.02	4.77E-04	5.44E-04	4.47E-04	5.66E-04	5.67E-04	3.60E-04
$\theta$	30~50	31.000	32.000	23.000	32.000	30.000	39.00
$[u(H)]^2/gL$	2.50	21.13	24.50	72.00	32.00	18.00	15.13
$\frac{\rho}{\rho_p} \frac{u^2(H)}{gL}$	0.0043 ~0.061	0.01	0.01	0.03	0.02	0.01	0.05
$\frac{\rho}{\rho_p} \frac{u^2(H)}{gd_p}$	0.022 ~0.41	0.010	0.010	0.010	0.012	0.020	0.027
$\frac{\rho}{(\rho_p - \rho)} \frac{u_{*t}^2}{gd_p}$	1.91E-05~ 2.16E-03	1.49E-05	1.23E-05	1.42E-05	1.70E-05	3.00E-05	3.62E-05
$\frac{\rho_p}{(\rho_p - \rho)} \frac{u_{*t}^2}{gL}$	4.25E-06~ 3.60E-04	1.49E-05	1.84E-05	4.53E-05	2.55E-05	1.50E-05	7.23E-05
$u(H)L/\nu$	3.45E+05	8.97E+04	9.66E+04	1.66E+05	1.10E+05	8.28E+04	7.59E+04
$u_{*t}d_p/\nu$	1.55E+03~ 4.97E+03	3.45E+03	5.38E+03	1.99E+04	6.21E+03	1.59E+03	5.52E+03
$u_{*t}^3/2gv > 30$		53.88	60.61	314.22	93.10	41.96	27.59

### 5.6.2.2 实验结果

Oikawa 实测中由于风速的大小与方向时刻在变，无法给出一个确切的风速大小与作用时间；风向的变化也导致了实测中C区和D区的积雪分布并不对称(详见下列各图 5.18)。实验风速取立方体高度处风速为  $6.5m \cdot s^{-1}$ ，初始颗粒深度为

$S_d = 0.04m$ 。

图 5.18 给出了  $t_{m1} = 480s$  时立方体周边积雪分布的风洞实验结果与实测结果的对比情况。根据时间相似准则式 (5.27)，模型中  $t_m = 480s$  相当于原型中  $t_p = 3600s$ 。实验结果显示，当  $t_{m1} = 480s$  时，在迎风 A 区域中，远离立方体的地方出现沉积，靠近立方体的地方出现少量侵蚀。在  $X/H = -0.6$  处，侵蚀量达到最大，无量纲积雪深度为  $s/S_d = 0.8$ 。在背风 B 区域中，除  $0.6 < X/H < 1.2$  区域发生侵蚀外，其余区域的积雪都处于沉积状态。靠近壁面处  $X/H = 0.5$ ，无量纲积雪深度为  $s/S_d = 1.1$ ；在  $X/H = 0$  处，侵蚀量达到最大，无量纲积雪深度为  $s/S_d = 0.88$ 。在横风向 C 区域（D 区域与 C 区域积雪分布对称），靠近立方体壁面的地方出现侵蚀，远离立方体的地方出现沉积。在  $X/H = -0.7$  处，侵蚀量达到最大，无量纲积雪深度为  $s/S_d = 0.63$ ；在  $X/H = -1.2$  处，沉积量达到最大，无量纲积雪深度为  $s/S_d = 1.05$ 。

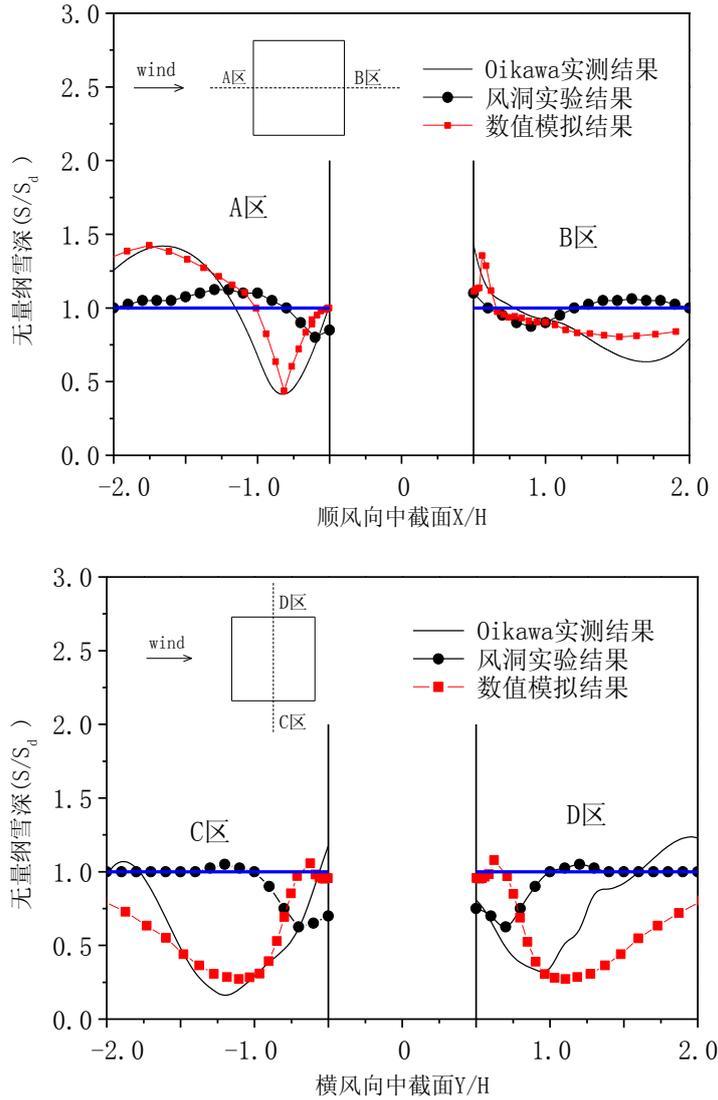


图 5.18  $t=480s$  时风洞结果与实测结果对比

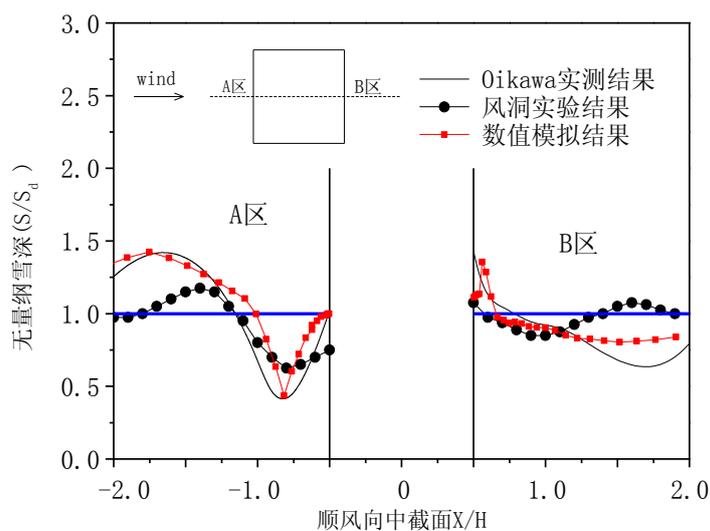
图 5.19 给出了风洞实验中  $t_{m_2}=960s$  时立方体周边积雪的分布情况。图 5.20 给出了  $t_{m_2}=960s$  时立方体周边积雪分布的风洞实验结果与实测结果的对比情况。实验结果显示，当  $t_{m_2}=960s$  时，在迎风 A 区域中，远离立方体的地方出现沉积，靠近立方体的地方出现侵蚀。在  $X/H=-0.8$  处，侵蚀量达到最大，无量纲积雪深度为  $S/S_d=0.63$ ；在  $X/H=-1.4$  处，沉积量达到最大，无量纲积雪深度为  $S/S_d=1.18$ 。在背风 B 区域中，除  $0.5 < X/H < 1.3$  区域发生侵蚀外，其余区域的积雪都处于沉积状态。靠近壁面处  $X/H=0.5$ ，无量纲积雪深度为  $S/S_d=1.08$ ；在  $X/H=0.9$  处，侵蚀量达到最大，无量纲积雪深度为  $S/S_d=0.85$ ；在  $X/H=1.6$  处，沉积量达到最大，无量纲积雪深度为  $S/S_d=1.10$ 。在横风向 C 区域（D 区域与 C 区域积雪分布对称）出现侵蚀，在  $X/H=-0.7$  处，侵蚀量达到最大，无量纲积雪深度为  $S/S_d=0.4$ 。

从图中对比情况可以看出，Oikawa 的实测结果与  $t_{m_2}=960s$  的风洞实验结果

吻合较好。A 区中  $X/H < -1.4$  (远离立方体) 的区域, 两者吻合较差, 风洞实验的无量纲积雪深度比实测结果偏小, 偏差达到 27%; B 区中  $X/H > 1.1$  的区域, 两者吻合也较差, 风洞实验结果在该区域表现为沉积, 而实测结果表现为侵蚀。B 区位为背风区域, 风速较小, 因此实测中出现侵蚀可认为是来流风向变化引起, 这点也通过横风向 C 区与 D 区积雪分布不对称得到验证。C 区实验结果与实测结果吻合较差, 但 D 区实验结果与实测结果吻合较好。



图 5.19  $t=960s$  时立方体周边的积雪分布情况



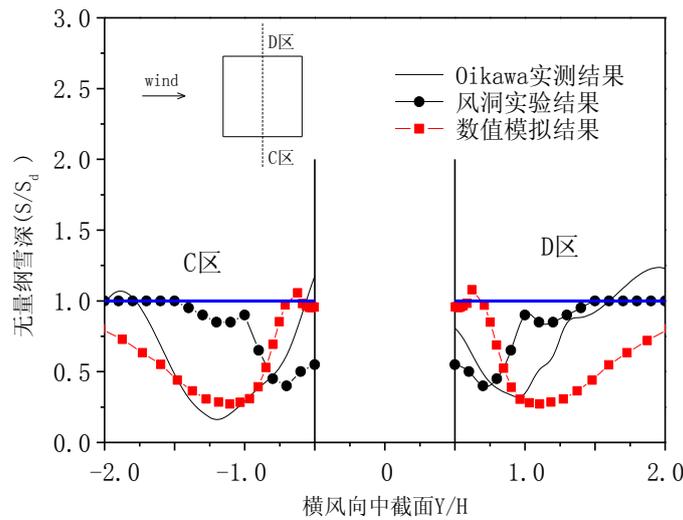


图 5.20  $t=960s$  时风洞结果与实测结果对比

图 5.21 给出了风洞实验中  $t_{m3}=1440s$  时立方体周边积雪的分布情况。从图中可以看出，立方体的拐角处已经露出木板，该工况完成。

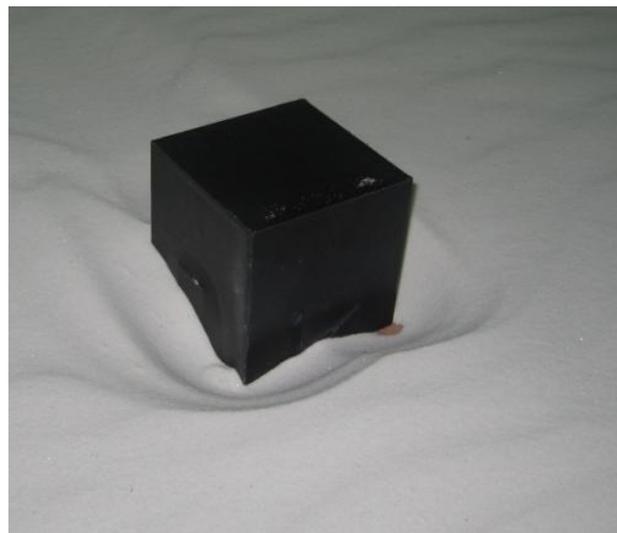


图 5.21  $t=1440s$  时立方体周边的积雪分布情况

图 5.22 给出了  $t_{m3}=1440s$  时立方体周边积雪分布的风洞实验结果与 Oikawa 实测结果的对比情况。从图中可以看出， $t_{m3}=1440s$  时的风致积雪的分布规律与  $t_{m1}=480s$  和  $t_{m2}=960s$  时的分布规律相似。相对而言，只是积雪深度的改变量变大。在迎风 A 区域中， $X/H=-0.6$  处，侵蚀量达到最大，无量纲积雪深度为  $S/S_d=0.40$ ，侵蚀深度相对  $t_{m2}=960s$  时刻增大了 37%； $X/H=-1.5$  处，沉积量达到最大，无量纲积雪深度为  $S/S_d=1.15$ ，相比  $t_{m2}=960s$  时刻的最大沉积深度变化不大。在背风 B 区域中，靠近壁面处  $X/H=0.5$ ，无量纲积雪深度为  $S/S_d=1.05$ ； $X/H=0.9$  处，侵蚀

量达到最大，无量纲积雪深度为  $S/S_d = 0.85$ ； $X/H = 1.6$  处，沉积量达到最大，无量纲积雪深度为  $S/S_d = 1.10$ 。  $t_{m3} = 1440s$  时刻背风区域的积雪分布与  $t_{m2} = 960s$  时刻的积雪分布相比，变化不大。在横风向 C 区域（D 区域与 C 区域积雪分布对称），随着时间的增长，侵蚀量进一步增大。在  $X/H = -0.7$  处，侵蚀量达到最大，无量纲积雪深度为  $S/S_d = 0.25$ ，侵蚀深度相对  $t_{m2} = 960s$  时刻增大了 38%。

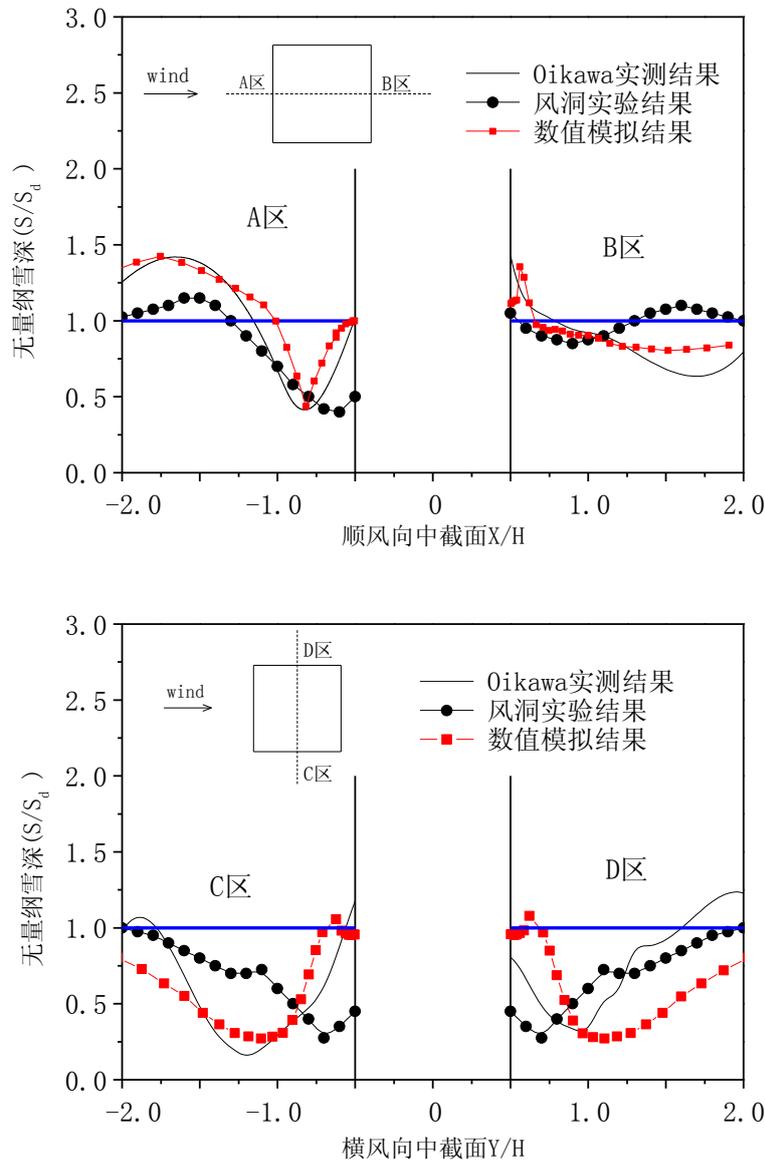


图 5.22  $t=1440s$  时风洞结果与实测结果对比

## 5.7 本章小结

本章重点考察了风致积雪漂移的风洞实验方法。文中首先对选用的五种模拟

颗粒（细硅砂、粗硅砂、玻璃珠、工业用盐、小苏打）的属性进行了测量，包括起动风速、休止角、质量通量等。接着根据相似定律，从颗粒受力相似、颗粒运动轨迹相似、沉积形式相似、运动时间相似等方面对风致积雪运动的实验准则数进行了推导，同时也对文献中常出现的实验准则数进行了总结，此外也提出了本文认为重要的相似准则数。对比五种颗粒的各种相似准则数，结合本文提出的相似总则数，最终确定采用细硅砂模拟雪颗粒，进行风雪实验。

文中最后对风致高低屋盖表面的积雪分布和立方体模型周边的积雪分布进行了风洞实验，将实验结果分别与 Tsuchiya 高低屋盖的实测结果和 Oikawa 立方体模型的实测结果进行了对比。高低屋盖的对比表明，高低屋盖的风洞实验结果与 Tsuchiya 的实测结果吻合较好，侵蚀/沉积趋势表现一致，实验所得沉积的最大积雪深度比实测结果偏大 4%；近壁面处（ $X/H=0$ ）两者结果并不吻合，实验显示为侵蚀状态，实测显示为沉积状态，考虑是由于雪颗粒的粘性使雪颗粒的休止角大于硅砂的休止角所引起。立方体模型的对比表明， $t_{m2}=960s$  时刻的风洞实验结果与 Oikawa 的实测结果吻合较好。

## 第6章 结论与展望

### 6.1 本文的工作总结

本文的工作围绕风致建筑物表面及其周边积雪分布研究展开，从理论分析、数值模拟和风洞实验三个方面对其进行了系统研究。

本文的主要成果和结论有以下几个方面：

#### 1. 风雪运动的机理研究

在假定风雪两相流中的空气相为连续相，雪相为分散相的基础上，通过对雪颗粒进行受力分析，发现在研究风雪运动中，除重力、浮力和阻力外的其他作用在雪颗粒上的力都可以近似忽略。在此简化基础上，推导出雪颗粒的沉降速度和阈值摩擦速度表达式，并给出了风雪运动中雪颗粒运动的近似轨迹方程。

风致积雪运动的形式大致可以分为三类：蠕移、跃移和悬移。蠕移量相对较小可以忽略不计；一般情况下，跃移量所占比重较大；当风速较高时，悬移量所占总漂移量的比重会有所增加。文中对跃移和悬移运动进行了详细考察，给出计算跃移质量传输率和悬移质量传输率的公式。

#### 2. 风雪运动中自保持边界条件的给定

边界条件的自保持性是正确模拟风雪运动的重要条件。文中把文献(Yang Yi and Gu Ming, 2009)的方法应用于风雪运动的数值模拟,并结合本文提出的雪面等效物理粗糙高度,使得风雪运动数值模拟中边界条件自保持性更好的满足。

#### 3. 风致积雪运动的数值模拟

##### (1) 单方程模型方法

文中在单相耦合假定的基础上，引入了风致积雪漂移运动的单方程模型方法，并以北京火车南站为例，采用单方程模型方法对屋盖表面的风致积雪分布进行了研究。结果表明，屋面上的积雪漂移规律与近屋面的气流运动规律基本一致。在壁面摩擦速度较大的地方发生了侵蚀，在壁面摩擦速度较小的地方发生了沉积。经过风荷载的迁移作用，北京火车南站的主楼和雨篷屋盖表面许多区域的雪荷载相对均匀分布的情况有所增加。主楼在悬挑屋面大部分区域及其部分相邻区域出现沉积现象，雪荷载较大。

##### (2) 单方程模型方法的改进

单方程模型方法是建立在单相耦合假定的基础上，并未考虑雪相气动阻力、重力与浮力对空气相的影响。为此文中对单方程模型方法进行了进一步的改进，

在水平方向考虑了雪相气动阻力对空气相的影响；在竖直方向考虑了雪相重力与浮力对空气相的影响。由于雪相在各方向对空气相产生的影响不同，因此在改进的单方程模型方法中，对湍流的模拟采用的是各项异性的 RSM 湍流模型。为了验证改进单方程模型方法的有效性，对立方体模型周边的风致积雪分布进行了数值模拟研究，并将数值模拟结果与 Oikawa 的实测结果进行了对比。对比结果显示，改进的单方程模型方法的数值模拟结果与 Oikawa 的实测值，侵蚀沉积趋势一致。

### (3) 两方程模型方法

改进的单方程模型方法和单方程模型方法一样，未区分雪的跃移运动和悬移运动，使得悬移积雪浓度偏高，为此将风致积雪漂移运动进行了分层，提出两方程模型方法。跃移雪颗粒尺寸和质量相对较大，颗粒之间的相互撞击和风的作用力是其运动的主因，湍流影响较小；相比之下，悬移雪颗粒尺寸和质量相对较小，湍流运动成为其运动的主因。根据其运动机理的不同，分别对跃移和悬移建立守恒方程。文中采用两方程模型方法，对无建筑开阔场地的风致积雪运动情况进行了研究，将模拟结果与实测结果进行了对比。比较发现，两方程模型模拟的跃移层雪质量浓度与 Pomeroy 的实测结果比较一致。文中同时将计算结果与经典文献计算结果进行了比较。比较结果显示，两方程模型模拟的跃移雪质量浓度与 Naaim 和 Liston 模拟结果吻合较好。

### (4) 高低屋盖的积雪分布系数

采用两方程模型方法，对高低屋盖上的风致积雪分布进行了研究。以积雪分布系数的形式，将数值方法的模拟结果与中国、欧洲、美国、加拿大规范规定的高低屋盖积雪分布系数进行了对比，并给出本文的建议。本文给出的建议分四种情况：a. 均匀分布情况；b. 阶梯形分布情况；c. 三角形分布情况（远离高屋盖的区域发生侵蚀）；d. 三角形分布情况（靠近高屋盖的区域发生侵蚀）。与各国的规范相比，本文提出一种新的分布形式，即靠近高屋盖的区域发生侵蚀。

## 4. 风致积雪运动的风洞实验研究

本章重点考察了风致积雪漂移的风洞实验方法，进行了以下两方面的工作：

### (1) 颗粒属性的考察

对选用的五种模拟颗粒（细硅砂、粗硅砂、玻璃珠、工业用盐、小苏打）的属性进行了测量，包括起动风速、休止角、质量通量等。根据相似定律，从颗粒受力相似、颗粒运动轨迹相似、沉积形式相似、运动时间相似等方面对风致积雪运动的实验准则数进行了推导，同时也对文献中常出现的实验准则数进行了总结，此外也提出了本文认为重要的相似准则数。对比五种颗粒的各种相似准则数，结合本文提出的相似总则数，最终确定采用细硅砂模拟雪颗粒，进行风雪实验。

### (5) 模型实验

对风致高低屋盖表面的积雪分布和立方体模型周边的积雪分布进行了风洞实验,将实验结果分别与 Tsuchiya 高低屋盖的实测结果和 Oikawa 立方体模型的实测结果进行了对比。高低屋盖的对比表明,高低屋盖的风洞实验结果与 Tsuchiya 的实测结果吻合较好,侵蚀/沉积趋势表现一致。立方体模型  $t_{m2} = 960s$  时刻的风洞实验结果与 Oikawa 的实测结果吻合较好。

## 6.2 未来研究工作的展望

本文从理论分析、数值模拟和风洞实验三个方面较为系统地研究了风致积雪漂移运动,但由于风雪两相流情况复杂,影响风雪运动的因素众多,受时间的限制,还一些工作还未涉及,本文的部分内容也需更深入研究。基于对风致积雪漂移运动的认识,作者认为未来可能的研究方向有:

### 1. 降雪过程的影响

本文在数值模拟和风洞实验中没有考虑降雪过程,并且认为初始时刻积雪处于均匀分布状态,而实际情况有时并非如此。有建筑物的场地,在降雪过程中如果遇到风力的作用,会导致积雪产生不均匀的分布,在背风面的某些区域反而没有积雪沉积,正好与数值模拟的结果相反。而目前在数值模拟和风洞实验中并不能考虑这种情况。

### 2. 雪粒滑落等对积雪分布的影响。

对于存在高差的屋盖,雪颗粒会在风力、重力等作用下,从高屋盖滑落(滚落)到低屋盖,从而影响到积雪的堆积情况。本文的数值模拟方法暂时没法考虑这部分的影响。

### 3. 雪粒融化或升华对积雪分布的影响。

建筑屋盖上的积雪会在太阳辐射、建筑表面热量传递等的作用下发生融化或升华,从而影响到积雪分布情况。

### 4. 欧拉-拉格朗日研究方法的应用。

风雪运动目前较常采用的模拟方法是欧拉-欧拉方法,相比而言,欧拉-拉格朗日研究方法在风沙运动方面应用较多。两种研究方法各有优点,可以互相验证与互补。

### 5. 实测与数值模拟的时间对应问题。

实测中由于风速的大小与方向时刻在变,无法给出一个确切的风速大小与作用时间,该取风速的平均值还是极值,对应的作用时间如何确定,需要进一步的探讨。

6. 风雪实测数据的有效性和精确性的进一步提高。

自然条件的不确定性（风速和风向的变化等）和人为因素（测量误差等）会对风雪的实测数据造成一定的影响，而且目前风雪实测数据较少，这些多需要进一步的改进与提高。

## 致谢

寒来暑往，辛勤付出，博士论文终于要画上句号了，这也意味着我的博士学习生涯即将结束。二十几年的求学道路坎坎坷坷，攻读博士期间的学习更是异常辛苦，多亏大家的支持和帮助，我才能顺利完成。如今毕业在即，感慨良多，我认为致谢是整个论文中最难写的部分，因为心里的感谢之情非笔墨所能形容，所要感谢的人也无法一一列举，在这里向所有帮助过我的人先道一声感谢。

本文是在顾明教授的悉心指导下完成的，论文的字里行间无不倾注着顾老师的大量心血。二零零四年有幸师从顾老师开展雪荷载的研究，从硕士到博士的两千五百多个日日夜夜里，无论是生活上还是学习上，顾老师都给予了我无私的关心和教诲。生活上顾老师是一位家长，他不仅关心我们的生活起居，也操心我们的工作就业，所有这些细节我都铭记在心；学习上顾老师是一位严师，他耐心讲解每一个问题、仔细审查每一篇文章，所有这些情节都历历在目，顾老师对学术认真的态度，是我一生学习的榜样，在他的教诲之下，我这几年的学习收获很多。在论文完成之际，向顾老师致以最崇高的敬意和最诚挚的谢意！

感谢副导师周晖毅副教授在论文具体工作上给予的指导。周老师不仅是良师，而且是益友，在学业和生活中都给予了无微不至的关心和帮助。七年来事无巨细，无论是实验方案的确定、还是参考文献的查找，周老师都能在繁忙的工作中抽出时间进行指导；大到论文框架、公式推导，小到语言表达、标点符号，周老师都利用自己休息的时间进行认真审查和指导。

感谢在日本仙台东北大学访学时，指导过我的植松康、富永贞秀和持田灯三位老师。三位老师对我的研究课题进行了大量的指导，并给我提供了参加实验的机会。如今日本近海发生百年一遇的强震，仙台是这次强震重灾区之一，希望他们能很快重建自己的家园。

感谢项海帆院士领导的同济大学土木工程防灾国家重点实验室为本文的完成提供了良好的科研氛围。感谢实验室的黄鹏老师和全涌老师对论文的指导和生活上的诸多关心。感谢谢壮宁、陈素琴、祝志文几位老师给论文提出的宝贵意见。

感谢在一起学习和生活的师兄（弟）师姐（妹）们，是他们陪伴我度过了一段快乐而难忘的求学生活。特别要感谢韩志惠师妹、彭新来师弟和王旭师弟，在艰苦的条件下帮我完成了实验。感谢任淑琰师姐在论文写作过程中给予的启发和引导。感谢杜晓庆师兄、陆海峰师兄、方平治师兄、潘钧俊师兄、赵雅丽师姐在论文写作过程中给予的指导。

最后特别感谢我的父母，感谢他们对我从小的教导，感谢他们用尽心血支持和鼓励我完成求学之路；也特别感谢我的爱人，感谢她对我的理解和支持，感谢她为我能完成学业所作的牺牲；感谢岳父、岳母对我生活上的照顾；感谢姐姐对我生活上的照顾和学业上的关心；感谢弟弟对我精神上的支持。

2011年1月于同济风工程馆

## 参考文献

- [1] Alhajraf, S., Computational fluid dynamic modeling of drifting particles at porous fences. *Environmental Modelling & Software*, 2004. 19(2): p. 163-170.
- [2] Anno, Y., Requirements for modeling of a snowdrift. *Cold Regions Science and Technology*, 1984. 8(3): p. 241-252.
- [3] Anno, Y., Requirements for modelling a snowdrift. *Cold Regions Sci. Technol.*, 1984. 8: p. 241-252.
- [4] Anno, Y., Froude number paradoxes in modeling of snowdrift. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1990. 36(1-3): p. 889-891.
- [5] Bagnold, R.A., *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*. 1941, Methuen, London.
- [6] Baskaran, A.,A. Kashef, Forecasting roof snow accumulation using numerical models. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1997. 67-68: p. 938-939.
- [7] Beyers, J.H.M.,T.M. Harms, Outdoors modelling of snowdrift at SANAE IV Research Station, Antarctica. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2003. 91(4): p. 551-569.
- [8] Beyers, J.H.M., P.A. Sundsb, and T.M. Harms, Numerical simulation of three-dimensional, transient snow drifting around a cube. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2004. 92(9): p. 725-747.
- [9] Beyers, J.H.M., P.A. Sundsbo, and T.M. Harms, Numerical simulation of three-dimensional, transient snow drifting around a cube. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2004. 92(9): p. 725-747.
- [10] Beyers, M.,B. Waechter, Modeling transient snowdrift development around complex three-dimensional structures. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2008. 96(10-11): p. 1603-1615.
- [11] Bintanja, R., The interaction between drifting snow and atmospheric turbulence. *Annals of glaciology*, 1998. 26: p. 167-173.
- [12] Bintanja, R., Snowdrift suspension and atmospheric turbulence, part 1: theoretical background and model description. *Boundary-Layer Meteorology*, 2000. 95: p. 343-368.
- [13] Budd, W.F., W.R.J. Dingle, and U. Radok, The Byrd Snowdrift Project: Outline and basic results, *Studies in Antarctic Meteorology*, Antarctic Research Series 9, 1965, 71-134.
- [14] Budd, W.F., W.R.J. Dingle, and U. Radok, The Byrd Snowdrift Project: Outline and basic results, *Studies in Antarctic Meteorology*, Antarctic Research Series 9, 1966, 71-134.
- [15] Calkins, D.J., *Model Studies of Drifting Snow Patterns at Safeguard Facilities in North Dakota*, United States Army, Corps of Engineers, Cold Regions Research & Engineering Laboratory, 1974, Hanover, N.H. Technical Report, United States. p. 20p.
- [16] Carrier, C.F., *On SlowViscous Flow*, Office of Naval Research, 1953, Brown University, Providence, RI. p.
- [17] Davenport, A.G. The relationship of wind structure to wind loading. . in *Proceedings of the Symposium on Wind Effects on Buildings and Structures*. 1965. London.
- [18] Delpech, P., P. Palier, and J. Gandemer, Snowdrifting simulation around Antarctic buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1998. 74-76: p. 567-576.
- [19] DeWalle, D.R.,A. Rango, eds. *Principles of Snow Hydrology*. 2008, CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS: New York.
- [20] Doorschot, J.J., M. Lehning, and A. Vrouwe, Field measurements of snow-drift threshold and mass fluxes, and related model simulations. *Boundary-Layer Meteorology*, 2004. 113(3): p. 347-368.
- [21]Dover, S.E., *Numerical Modeling of Blowing Snow*, in *Department of Applied Mathematics*. 1993, University of Leeds: U. K. p. 233.
- [22] Dyunin, A.K.,V.M. Kotlyakov, Redistribution of snow in the mountains under the effect of heavy snow-storms. *Cold Regions Science and Technology*, 1980. 3(4): p. 287-294.
- [23] Gamble, S.L., W.W. Kochanski, and P.A. Irwin, Finite area element snow loading prediction - applications and advancements. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1992. 42(1-3): p. 1537-1548.

- [24] Harris, C.K., Bottom Roughness in Coastal Environments, Sediment transport processes in coastal environments, 2003.
- [25] Hellmann, G., Über die Bewegung der Luft in den untersten Schichten der Atmosphäre. 1916, Meteorologische Zeitschrift 34.
- [26] Holmes, J.D., Wind Loading of Structures, ed. S. Edition. 2004, London and New York: Taylor and Francis.
- [27] Humphrey, J.A.C., Fundamentals of fluid motion in erosion by solid particle impact. International Journal of Heat and Fluid Flow, 1990. 11(3): p. 170-195.
- [28] Irwin, P.A., A simple omni-directional sensor for wind tunnel studies of pedestrian level winds. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1981. 7: p. 219-239.
- [29] Irwin, P.A., S.L. Gamble, Prediction of snow loading on the Toronto Skydome. Proc. of the 1st international conference on snow engineering, Santa Barbara, Cal., 1988.
- [30] Irwin, P.A., S.L. Gamble, Snow loading and wind/sun/shade studies. Engineering Digest (Toronto), 1989. 35: p. 51-53.
- [31] Irwin, P.A., S.L. Gamble, Effects of drifting on snow loads on large roofs. Irvine, CA, USA: Publ by ASCE, New York, NY, USA, 1993.
- [32] Irwin, P.A., S.L. Gamble, and D.A. Taylor, Effects of roof size, heat transfer, and climate on snow loads: studies for the 1995 NBC. Canadian Journal of Civil Engineering, 1995. 22: p. 770-774.
- [33] Irwin, P.A., C.J. Williams. Application of snow-simulation model tests to planning and design. in Proc. Eastern snow conference, Vol. 28, 40th Annual meeting. 1983. Toronto.
- [34] Isyumov, N., M. Mikitiuk, Wind tunnel model tests of snow drifting on a two-level flat roof. Proc. 6th U.S. National Conf. on Wind Eng., Univ. of Houston, Texas, 1989. 2: p. A6-47-A6-58.
- [35] Isyumov, N., M. Mikitiuk, Wind tunnel model tests of snow drifting on a two-level flat roof. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1990. 36(Part 2): p. 893-904.
- [36] Iversen, J.D., Drifting snow similitude. 1979. 105(6): p. 737-753.
- [37] Iversen, J.D., Drifting snow similitude—drift rate correlation. Proceedings of the International Conference on Wind Engineering, Ft. Collins, CO. Pergamon, Oxford, 1979: p. 1037-1080.
- [38] Iversen, J.D., Drifting-Snow Similitude-Transport-Rate and Roughness Modeling. Journal of Glaciology, 1980. 26(94): p. 393-403.
- [39] Iversen, J.D., Comparison of wind-tunnel model and full-scale snow fence drifts. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1981. 8(3): p. 231-249.
- [40] Kikuchi, T., A wind tunnel study of the aerodynamic roughness associated with drifting snow. Cold Regions Science and Technology, 1981. 5(2): p. 107-118.
- [41] Kim, D.H., K.C.S. Kwok, and H.F. Rohde, Wind tunnel model study of Antarctic snowdrifting. Proc. 10th Australasian Fluid Mech. Conf., Univ. of Melbourne, 1989. 2: p. 35-38.
- [42] Kim, D.H., K.C.S. Kwok, and D.J. Smedley. Modelling of Snowdrift Around Prismatic Buildings for Antarctic Environment. in International Journal of Offshore and Polar Engineering. 1992
- [43] Kind, R.J., A critical examination of the requirements for model simulation of wind-induced erosion/deposition phenomena such as snow drifting. Atmospheric Environment, 1976. 10(3): p. 219-227.
- [44] Kind, R.J., Snowdrifting. Handbook of snow Principles, Processes, in: D.M. Gray, H. Male (Eds.), Management and Use, Pergamon Press, Toronto, 1981: p. 338-359.
- [45] Kind, R.J., Snowdrifting: A review of modelling methods. Cold Regions Sci. Technol, 1986. 12: p. 217-228.
- [46] Kind, R.J., Mechanics of aeolian transport of snow and sand. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1990. 36(Part 2): p. 855-866.
- [47] Kind, R.J., S.B. Murray, Saltation flow measurements relating to modeling of snowdrifting. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1982. 10(1): p. 89-102.
- [48] Kobayashi, D., Studies of snow transport in low-level drifting snow. Contributions from the Institute of Low Temperature Science, 1972. A24: p. 1-58.
- [49] Kwok, K.C.S., D.H. Kim, D.J. Smedley, and H.F. Rohde, Snowdrift around buildings for antarctic environment. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1992. 44(1-3): p. 2797-2808.
- [50] Lakehal, D., Application of the  $k-\epsilon$  model to flow over a building placed in different roughness sublayers. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1998. 73(1): p. 59-77.

- [51] Lakehal, D., Computation of turbulent shear flows over rough-walled circular cylinders. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1999. 80(1-2): p. 47-68.
- [52] Launder, B.E., G.J. Reece, and W. Rodi, Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulent Closure. *Journal of Fluid Mechanics*, 1975. 68(3): p. 537-566.
- [53] Launder, B.E.,D.B. Spalding, *Mathematical Models of Turbulence*. 1972, London: Academic Press.
- [54] Liston, G.E., R.L.Brown, and J.D.Dent, A two-dimensional computational model of turbulent atmospheric surface flows with drifting snow. *Annals of Glaciology*, 1993. 18: p. 281-286.
- [55] Liston, G.E., R.L.Brown, and J.D.Dent. A computational model of two-phase, turbulent atmospheric boundary layer with blowing snow. in *In Workshop on Modeling of Windblow Snow and Sand*. 1994
- [56] Liston, G.E.,M. Sturm, A snow transport model for complex terrain. *Journal of Glaciology*, 1998. 44(148): p. 498-516.
- [57] Malcolm, L.P.,M.R. Raupach, Measurements in an air settling tube of the terminal velocity distribution of soil material. *Journal of Geophysical Research*, 1991. 96(D8): p. 15275-15286.
- [58] Mellor, M., *Blowing snow. cold regions sci. and Eng. Part III, Report A3C, U.S. Army Cold Regions Research and Eng. Laboratory, Hampshire*, 1965.
- [59] Mochida, A., Y. Tominaga, S. Murakami, R. Yoshie, T. Ishihara, and R. Ooka. Comparison of various k- models and DSM applied to flow around a high-rise building - Report on AIJ cooperative project for CFD prediction of wind environment. 2002
- [60] Naaim, M., F. Naaim-Bouvet, and H. Martinez, numerical simulation of drifting snow: erosion and deposition models. *Annals of glaciology*, 1998. 26.
- [61] Nemoto, M.,K. Nishumura, Direct Measurement Of Shear Stress During Snow Saltation. *Boundary-Layer Meteorology*, 2001. 100(1): p. 149-170.
- [62] Nikuradse, J., *Stromungsgesetz in rauhren rohren. vdi-forschungsheft*, 1933. 361. (English translation: *Laws of flow in rough pipes*, Technical report, NACA Technical Memo 1292. National Advisory Commission for Aeronautics, Washinton, DC. 1950.).
- [63] Norem, H., *Designing Highways Situated in Areas of Drifting Snow (Utforming av Veger i Drivsn0omrader)--Translation.*, 1975, United States. p. 158p.
- [64] O'Rourke, M., A. DeGaetano, and J.D. Tokarczyk, Snow drifting transport rates from water flume simulation. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2004. 92(14-15): p. 1245-1264.
- [65] Odar, F., *Simulation of drifting snow*, Cold Regions Research and Engineering Laboratory, 1965, Hanover, NH, Res. Rep. 174. p.
- [66] Oikawa, S.,T. Tomabechi, Formation proceses of the deposition and erosion of snow around a model building. *seppyo*, 2003. 65(3): p. 207-218.
- [67] Oikawa, S., T. Tomabechi, and T. Ishihara, One-day Observations of Snowdrifts Around a Model Cube. *Journal of Snow engineering*, 1999. 15(4): p. 283-291.
- [68] Okaze, S., A. Mochida, Y. Tominaga, M. Nemoto, Y. Ito, T. Shida, T. Sato, and H. Yoshino. MODELING OF DRIFTING SNOW DEVELOPMENT IN A BOUNDARY LAYER AND ITS EFFECTS ON WIND FIELD. in *Snow engineering VI*. 2008. Whistler, Canada.
- [69] Owen, P.R., Saltation of uniform grains in air. *Journal of Fluid Mechanics* 1964. 20: p. 225-242.
- [70] Pomeroy, J.W., *wind transport of snow*, in Department of Agricultural Engineering. 1988, University of Saskatchewan: Saskatoon. p. 224.
- [71] Pomeroy, J.W., A process-based model of snow drifting. *Annals of Glaciology*, 1989. 13: p. 237-240.
- [72] Pomeroy, J.W.,D.M. Gray, Saltation of snow. *Water Resour. Res.*, 1990. 36(7): p. 1583-1594.
- [73] Pomeroy, J.W.,D.H. Male, Steady-state suspension of snow. *Journal of Hydrology*, 1992. 136(1-4): p. 275-301.
- [74] Pomeroy, J.W.,D.H. Male, Steady-state suspension of snow. *Journal of Hydrology*, 1992. 136: p. 275-301.
- [75] Prandtl, L., ed. *Essentials of fluid dynamics : with applications to hydraulics, aeronautics, meteorology and other subjects*. 1952: London. 452.
- [76] Pruppacher, H.R.,J.D. Klett, eds. *Microphysics of Clouds and Precipitation*. ed. n. edition. 1997, Kluwer Academic Publishers: Dordrecht., 954.
- [77] Rubinow, S.I.,K. J.B., The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid *Journal of Fluid Mechanics*, 1961. 11: p. 447-459.

- [78] S.L.Soo, Fluid Dynamics of Multiphase Systems. 1967, Blaisdell, Waltham,MA.,
- [79] Sagrado, A.P.G., J. Beeck1, P. Rambaud, and D. Olivari, Numerical and experimental modelling of pollutant dispersion in a street canyon. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2002. 90(4-5): p. 321-339.
- [80] Sato, T., T. Uematsu, T. Nakata, and Y. Kaneda, Three dimensional numerical simulation of snowdrift. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1993. 46-47: p. 741-746.
- [81] Schmidt, R.A., Threshold wind-speeds and elastic impact in snow transport *Journal of Glaciology*, 1980. 26(94): p. 453-467.
- [82] Schmidt, R.A., Estimates of threshold windspeed from particle sizes in blowing snow. *Cold Regions Science and Technology*, 1981. 4(3): p. 187-193.
- [83] Schmidt, R.A., Properties of blowing snow. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 1982. 20: p. 39-44.
- [84] Schmidt, R.A., Transport rate of drifting snow and the mean wind speed profile. *Boundary-Layer Meteorology*, 1986. 34(3): p. 213-241.
- [85] Shiotani, M.,H. Arai. A Short Note on the Snow-Storm. in *Proc. 2nd Japanese National Congress of Applied Mechanics*. 1953
- [86] Simiu, E.,R.H. Scanlan, *Wind Effects on Structures: Fundamentals and Applications to Design*, ed. T. Edition. 1996: John Wiley and Sons Inc, 45.
- [87] Smedley, D.J., K.C.S. Kwok, and D.H. Kim, Snowdrifting simulation around Davis Station workshop, Antarctica. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1993. 50: p. 153-162.
- [88] Strom, G.H., G.R. Kelly, E.L. Deitz, and R.F. Weiss, Scale model studies on snow drifting, U.S. Army Snow, Ice and Permafrost Research Establishment, 1962, Hanover, NH, Res. Rep. 73. p.
- [89] Sugiura, K.,N. Maeno, Wind-tunnel measurements of restitution coefficients and ejection number of snow particles in drifting snow: determination of splash functions. *Boundary-Layer Meteorology*, 2000. 95(1): p. 123-143.
- [90] Sugiura, K., K. Nishimura, N. Maeno, and T. Kimura, Measurements of snow mass flux and transport rate at different particle diameters in drifting snow. *Cold Regions Science and Technology*, 1998. 27(2): p. 83-89.
- [91] Sundsbo, P.-A., Numerical simulations of wind deflection fins to control snow accumulation in building steps. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1998. 74-76: p. 543-552.
- [92] Sundsbo, P.-A.,E.W.M. Hansen. Modelling and numerical simulation of snow drift around snow fences. in *Snow Engineering III*. 1997. Whistler, Canada.
- [93] Tabler, R.D., ed. *Snow Fence Handbook*. ed. T.a. Release 1.1, Laramie, Wyoming, USA,. 1988.
- [94] Tabler, R.D., snow fence guide, Strategic Highway Research Program, National Research Council. 1991, Washington, DC. p.
- [95] Tabler, R.D. *Snow transport as a function of wind speed and height*. 1991. West Lebanon, NH, USA.
- [96] TAKEUCHI, M., Vertical Profile and Horizontal Increase of Drift Snow Transport. *Journal of the Faculty of Science, Hokkaido University. Series 7, Geophysics*, 1980. 6(1): p. 143-156.
- [97] Thiis, T.K., Large scale studies of development of snowdrifts around buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2003. 91(6): p. 829-839.
- [98] Thiis, T.K.,J.F. Ramberg. Measurements and numerical simulations of development of snow drifts on curved roofs. in *Snow engineering VI*. 2008. Whistler, Canada.
- [99] Thomas, P.J., On the influence of the Basset history force on the motion of a particle through a fluid. *Phys. Fluids A*, 1992. 4(9): p. 2090-2093.
- [100]Tominaga, Y.,A. Mochida, CFD prediction of flowfield and snowdrift around a building complex in a snowy region. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1999. 81(1-3): p. 273-282.
- [101]Tominaga, Y., T. Okaze, and A. Mochida, CFD modeling of snowdrift around a building: An overview of models and evaluation of a new approach. *Building and Environment*, 2010. In Press, Accepted Manuscript.
- [102]Tominaga, Y., T. Okaze, A. Mochida, T. Shida, and H. Yoshino. CFD prediction of snowdrift around a cube building model. in *Snow Engineering VI*. 2008. Whistler, Canada.

- [103]Tsuchiya, M., T. Tomabechi, T. Hongo, and H. Ueda, Wind effects on snowdrift on stepped flat roofs. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2002. 90(12-15): p. 1881-1892.
- [104]Uematsu, T., Y. Kaneda, K. Takeuchi, T. Nakata, and M. Yukumi, Numerical simulation of snowdrift development. *Annals of Glaciology*, 1989. 13: p. 265-268.
- [105]Uematsu, T., T. Nakata, K. Takeuchi, Y. Arisawa, and Y. Kaneda, Three-dimensional numerical simulation of snowdrift. *Cold Regions Science and Technology*, 1991. 20(1): p. 65-73.
- [106]Versteeg, H., W. Malalasekera, eds. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method Approach*. 1996, Prentice Hall. 272.
- [107]Watakabe, M., M. Ohashi, H. Okada, Y. Okuda, H. Kikitsu, S. Ito, Y. Sasaki, K. Yasui, K. Yoshikawa, and M. Tonagi, Comparison of wind pressure measurements on tower-like structure obtained from full-scale observation, wind tunnel test, and the CFD technology. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2002. 90(12-15): p. 1817-1829.
- [108]Wu, H., T. Stathopoulos, Further experiments on Irwin's surface wind sensor. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1994. 53(3): p. 441-452.
- [109]Yang, Y., J.N. Chung, T.R. Troutt, and C.T. Crowe, The influence of particles on the spatial stability of two-phase mixing layers. *Physics of Fluids A*, 1990. 2: p. 1839-1845.
- [110]Yang, Y., M. Gu, S. Chen, and X. Jin, New inflow boundary conditions for modelling the neutral equilibrium atmospheric boundary layer in computational wind engineering. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2009. 97(2): p. 88-95.
- [111]人民网. 宜华直流输电线路遭冰雪袭击 抢修工作正在进行. 2008.  
(<http://energy.people.com.cn/GB/6803179.html>).
- [112]中新网. 美国中西部遭暴风雪袭击 体育场被雪压塌. 2010.  
([http://www.cnr.cn/allnews/201012/t20101214\\_507457970.html](http://www.cnr.cn/allnews/201012/t20101214_507457970.html)).
- [113]中华人民共和国建设部, 建筑结构荷载规范 GB 50009-2001 2006: 中国建筑工业出版社.
- [114]中华网, 莫斯科市中心市场坍塌事件. 2006.  
([http://news.china.com/zh\\_cn/zt/moske/index.html](http://news.china.com/zh_cn/zt/moske/index.html)).
- [115]中国日报网. 内蒙古各族干部群众抗击暴雪: 暴风雪中, 我们和衷共济. 2010.  
(<http://www.chinadaily.com.cn/micro-reading/politics/2010-01-27/5511.html>).
- [116]中国石材网, 关于建立《幕墙——屋顶事故学》的构思. 2005.  
(<http://news.stonebuy.com/2005/12/20051220818705.html>).
- [117]中国新闻网. 河北雪灾已致八点六万人受灾 一死二十五伤. 2009.  
(<http://www.chinanews.com.cn/gn/news/2009/11-12/1961205.shtml>).
- [118]中国新闻网. 新疆雪灾 60 年一遇 6 人死亡 130 多万人受灾 2010.  
(<http://www.chinanews.com.cn/gn/news/2010/01-25/2090452.shtml>).
- [119]天山网, 新疆再次发生雪崩, 恶劣天气困扰救援. 2010.  
([http://www.tianshannet.com.cn/special/content/2008-03/17/content\\_2496589.htm](http://www.tianshannet.com.cn/special/content/2008-03/17/content_2496589.htm)).
- [120]王中隆, 我国雪害及其防治研究. *山地学报*, 1983(03).
- [121]王中隆, 张志忠, 中国风吹雪区划. *山地学报*, 1999. 17(4): p. 312-318.
- [122]王中隆, 白.陈., 天山地区风雪流运动特征及其预防研究. *地理学报*, 1982(01).
- [123]朱光耀, 公路风吹雪雪害形成机理与防治 2007: 黑龙江人民出版社.
- [124]岑可法, 樊建人, 工程气固多相流动的理论及计算. 1990, 杭州: 浙江大学出版社.
- [125]李立军, 魏庆朝, 山区铁路风吹雪灾害的防治. *铁道勘察*, 2005. 1: p. 28-31.
- [126]李培基, 米德生, 中国积雪的分布. *冰川冻土*, 1983(04).
- [127]周晖毅, 顾明, 朱忠义, 黄崑, 首都国际机场 3 号航站楼屋面雪荷载分布研究. *同济大学学报*, 2007. 35(9): p. 1193-1196.
- [128]范峰. 雪致建筑结构灾害调查及国内外雪荷载规范对比. 2010. 杭州.
- [129]倪晋仁, 李振山, 风沙两相流理论及其应用. 2006, 背景: 科学出版社.
- [130]夏正春, 特高压输电线的覆冰舞动及脱冰跳跃研究, *结构工程*. 2008, 华中科技大学. p. 122.
- [131]席建锋, 李江, 朱光耀, 张贵平, 公路风吹雪积雪力学原理与积雪深模型. *吉林大学学报(工学版)*, 2006. 36(增刊(2)).
- [132]陶文铨, 数值传热学(第2版). 2001: 西安交通大学出版社.
- [133]新浪网. 波兰重新核实施展厅坍塌遇难者总数为 63 人. 2006.  
(<http://news.sina.com.cn/w/2006-02-02/05228114235s.shtml>).
- [134]新浪网. 救援人员连夜搜救幸存者. 2006.  
(<http://news.sina.com.cn/w/p/2006-12-07/210511728469.shtml>).
- [135]新浪网. 暴雪压塌合肥 5000 平方米厂房. 2008.  
(<http://news.sina.com.cn/c/p/2008-01-20/154713293584s.shtml>).

- [136]新浪网. 经济半小时: 风雪路上二. 2008.  
(<http://finance.sina.com.cn/g/20080215/22214509849.shtml>).
- [137]新浪网. 河北邢台暴雪压塌加油站. 2009.  
(<http://weather.news.sina.com.cn/news/2009/1112/48489.html>).
- [138]新疆交通科学研究院, 公路雪崩灾害及防治技术研究—研究报告简本, 2006.
- [139]新华网. 日本暴雪压塌体育馆顶棚. 2005.  
([http://news.xinhuanet.com/photo/2005-12/26/content\\_3970101.htm](http://news.xinhuanet.com/photo/2005-12/26/content_3970101.htm)).
- [140]新华网. 日本严重雪灾致重大人员伤亡 中方表示诚挚慰问. 2006.  
([http://news.xinhuanet.com/world/2006-01/10/content\\_4033442.htm](http://news.xinhuanet.com/world/2006-01/10/content_4033442.htm)).
- [141]新华网. 河北永年学校餐厅倒塌死亡人数增至 3 人. 2009.  
([http://news.xinhuanet.com/politics/2009-11/12/content\\_12439899.htm](http://news.xinhuanet.com/politics/2009-11/12/content_12439899.htm)).
- [142]新华网. 新疆伊宁县雪崩点形成堰塞湖,35 名牧民被紧急转移. 2010.  
([http://news.xinhuanet.com/society/2010-03/21/content\\_13218712.htm](http://news.xinhuanet.com/society/2010-03/21/content_13218712.htm)).
- [143]新华网. 暴雪压垮美国体育馆顶棚. 2010.  
([http://news.xinhuanet.com/world/2010-12/14/c\\_12876227.htm](http://news.xinhuanet.com/world/2010-12/14/c_12876227.htm)).
- [144]董芳蕾, 内蒙古锡林郭勒盟草原雪灾灾情评价与等级区划研究, 自然地理学. 2008, 东北师范大学.
- [145]吴望一, 流体力学. 1982, 北京: 北京大学出版社.
- [146]应成亮, 公路风吹雪雪害防治技术研究. 2007, 吉林大学交通学院: 吉林.
- [147]开封网, 开封县新宇中学发生餐棚倒塌事故. 2009.  
(<http://www.kf.cn/news/shownews.php?id=313736>).
- [148]张相庭, 工程抗风设计计算手册. 1998, 北京: 中国建筑工业出版社
- [149]张洁, 平坦床面上风雪流运动的力学机理分析, 力学. 2008, 兰州大学: 兰州.
- [150]张殿发, 中国北方草原雪灾的致灾机制探讨. 自然灾害学报, 2002. 11(2).
- [151]罗思敏, 论输电线路覆冰防护. 现代商贸工业, 2009. 21(8).
- [152]车得福, 李会雄, 多相流及其应用. 2007: 西安交通大学出版社.
- [153]陈晓光, 风吹雪对公路交通的危害及其对策研讨. 公路, 2001(6).
- [154]黄朝迎, 我国草原牧区雪灾及危害. 灾害学, 1988. 4: p. 45-48.

## 个人简历、在读期间发表的学术论文与研究成果

### 个人简历:

李雪峰, 男, 1980 年 12 月生。

1999 年 9 月--2003 年 6 月, 重庆交通大学(原重庆交通学院), 桥梁与隧道工程专业。

2003 年 9 月--2004 年 9 月, 受聘于山西省交通规划勘察设计院, 从事桥梁设计工作。

2004 年 9 月--2006 年 3 月, 同济大学硕士阶段学习, 桥梁及隧道工程专业。

2008 年 10 月--2009 年 1 月, 日本东北大学学习, 雪工程方向。

2006 年 4 月--至今, 同济大学博士阶段学习, 风工程专业。

### 已发表论文:

- [1] Zhou, X.Y., X.F. Li, Simulation of Snow Drifting on Roof Surface of Terminal Building of an Airport[J]. Disaster Advances, 2010. 3(1): p. 42~50.
- [2] 李雪峰, 周晖毅, 顾明. 立方体模型周边风致积雪飘移的数值模拟[J]. 同济大学学报, 2010. 38(8): p. 1135~1140.
- [3] 李雪峰, 周晖毅, 顾明. 北京南站屋面雪荷载分布研究[J]. 建筑结构, 2008. 38(5): p. 109~112.
- [4] 周晖毅, 顾明, 李雪峰. 大跨度屋盖表面风致雪压分布规律研究[J]. 建筑结构学报, 2008. 29(2): p. 7~12.
- [5] 李雪峰, 李洪求, 周晖毅. 某大型体育场屋盖风致积雪飘移的数值模拟[J]. 结构工程师, 2010. 26(6): p. 64~69.
- [6] 胡浩, 李雪峰, 彭俊. 城市交通管理中的出租车规划[J]. 数学的实践与认识, 2006. 36(7): p. 132~140.
- [7] 李雪峰, 北京南站屋面雪压分布规律分析[C], 第十三届全国结构风工程学术会议论文集. 2007. p. 1075~1079.
- [8] 周晖毅, 顾明, 李雪峰. 北京首都机场 3 号航站楼屋面风致雪压分布的影响因素分析[C], 第十三届全国结构风工程学术会议论文集. 2007. p. 1080~1085.
- [9] 李雪峰, 周晖毅, 顾明. 改进 RSM 湍流模型模拟雪飘移[C], 第十四届全国结构风工程学术会议论文集. 2009. p. 923~927.

### 待发表论文:

- [10] 李雪峰, 周晖毅, 顾明. 风雪运动数值模拟中自保持平衡边界条件研究[J]. 空气动力学学报, (已投稿)
- [11] 周晖毅, 李雪峰, 顾明. 风致积雪运动数值模拟的两方程模型[J]. 空气动力学学报. (已投稿)

**博士生期间参加项目：**

国家自然科学基金创新研究群体科学基金资助项目（50621062）；

国家自然科学基金项目（50608060）；

科技部国家重点实验室基础研究资助项目（SLDRCE08-A-03）；

科技部国家重点实验室基金资助项目（SLDRCE10-B-04）；

科技部科技支撑计划项目（2006BAJ06B05）；

同济大学青年优秀人才培养行动计划项目；

北京南站主楼和雨篷风压数值模拟；

北京南站屋面雪荷载研究；

广州新电视塔数风荷载数值计算和试验结果的处理；

奥运转播塔风致响应计算；