

兰州大学

硕士学位论文

高层建筑风沙流场的数值模拟

姓名：王松涛

申请学位级别：硕士

专业：力学 工程力学

指导教师：武生智

20090501

摘要

风荷载对于建筑物来说是一项非常重要的荷载,是建筑结构设计中所不可缺少的。随着大跨度、超高层建筑、大跨度桥梁的大量出现,风荷载也扮演着越来越重要的作用,某些情况下甚至成为设计的控制荷载。目前风荷载的数值计算已经从基础的研究步入了实际应用的阶段,但关于建筑物在风沙流场的数值计算还很少有人研究,随着我国北方沙尘暴天气的频繁出现,本文对建筑物在风沙流场进行数值计算就有了比较重要的现实意义。

本学位论文计算模型为单体及两相邻对称高层建筑,使用混合网格进行网格划分,运用 Realizable k- ϵ 湍流模型和欧拉两相流模型模拟了大气边界层中单体及两相邻对称高层建筑的风沙流场。并以建筑物表面所受压力为主要研究对象,分别对沙粒相体积分数为0(净风场),2%,4%,6%,8%,10%进行了数值计算,并将计算结果进行了对比。

结果表明,随着沙粒相体积分数的增大,风压系数不断增大,且建筑物表面的压力等值线出现了不同程度的变化。

关键词: 数值模拟 高层建筑 计算风工程 风沙流场 Realizable k- ϵ 湍流模型
欧拉两相流模型

Abstract

Wind load is one of the important loads on the buildings and is indispensable in the architectural engineering design. With the appearance of long-span roofs, high-rise buildings and long-span bridges, wind load plays a more and more important role in engineering, and it may become one of the control loads for structural design. At present, the study of numerical calculation of wind load has been developed from basic research to the practical application. However, there are few studies in numerical simulation of buildings in the wind-sand field. As the dust storms in north China become frequently, the numerical calculation of buildings in the wind-sand field studied in this paper will have important practical significance.

In this paper, numerical calculations are carried out on the single high-rise buildings and two symmetric high-rise building. Hybrid grids are made to divide the domain; the Realizable $k-\epsilon$ model and Eulerian Model are utilized to compute wind-sand field of the planar single body and two adjacent tall buildings in atmospheric boundary layer. The surface pressures of buildings are simulated under the conditions of the volume fraction of the sand respectively as 0 (wind field), 2%, 4%, 6%, 8% and 10% and then the results are compared.

It is shown that with the increase of the volume fraction of the sand phase, the pressure coefficient increases, and the pressure contour of the building surface changes to some extent.

Key words: numerical simulation, high-rise building, computational wind engineering, wind-sand field, Realizable $k-\epsilon$ Model, Eulerian Model

原创性声明

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

本声明的法律责任由本人承担。

论文作者签名： 孙公衡 日期： 2009.6.2

关于学位论文使用授权的声明

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

保密论文在解密后应遵守此规定。

论文作者签名：王松涛 导师签名：武生智 日期：2009.6.2

一、 绪论

1.1 研究目的与意义

风荷载对于建筑物来说是一项非常重要的荷载,是建筑结构设计中所不可缺少的。随着大跨度、超高层建筑、大跨度桥梁的大量出现,风荷载也扮演着越来越重要的作用,某些情况下甚至成为设计的控制荷载。因此如何去确定建筑物表面风压的情况,以便进一步研究风对结构的作用就显得非常重要。

沙尘暴是大风扬起的地面沙尘,使空气混浊,水平能见度低于 1000m 的恶劣天气。我国北方地区是沙尘暴的多发区,在全球范围内是中亚沙尘暴区的一部分。强沙尘暴天气成灾重,突发性强,成因复杂^[1]。近年来强沙尘暴发生频次的增多,使强沙尘暴已成为国内外气象专家 and 环境保护方面普遍重视的一个焦点。我国自 50 年代以来注意研究大风天气,但对沙尘暴天气研究起步较晚,且缺少系统性。1977 年 4 月 22 日,甘肃河西走廊出现了一次强沙尘暴天气过程,甘肃省气象局组织科技人员对这次沙尘暴天气进行了较详细的研究,初步揭示了沙尘暴的大尺度成因及其发生、输送、沉降和辐射效应等,提出了“黑风”定义标准和联报联防的警报思路^[2]。这一工作成为我国沙尘暴天气研究的起点。1993 年 5 月 5 日的西北强沙尘暴灾害,促使我国首次召开沙尘暴天气研讨会。在这次研讨会上各方面专家对西北地区的沙尘暴进行了深入研究,为国家科委“九五”立项作了准备。中国气象局卫星中心、气象科学研究院、甘肃省气象局和中国科学院兰州沙漠研究所、兰州高原大气物理研究所等单位参加了课题研究。长期以来,以风沙危害物理过程及其防治技术为对象的风沙工程学研究,一直作为沙漠化及其治理研究的主要内容。

从流体力学角度来看,风沙流是一种典型的气固两相流动,其形成依赖于空气与沙这两种不同密度的物理介质之间的相互作用。对风沙流的研究主要包括沙粒的起动直至风沙流形成过程和流动特性、对地表的侵蚀、搬运和堆积的动力学机制、边界条件、作用过程及其相关形态、风沙灾害及其防止的工程技术等^[3]。

数值模拟是近年来新发展起来的一种研究方法,这种研究方法利用计算机模拟仿真技术对建筑物室外风场和表面风荷载进行模拟计算,得到速度场和压力场

等各物理量的时变特性,因而不仅可以准确预测流场相关数据,而且可以从流场的分析中对建筑设计的安全性、舒适断口经济性进行比较研究,为建筑设计方案的优化比选做出准确、科学、快速的判断。目前风荷载的数值计算已经从基础的研究步入了实际应用的阶段,但关于建筑物在风沙流场的数值计算还很少有人研究,随着我国北方沙尘暴天气的频繁出现,本文对建筑物在风沙流场进行数值计算就有了比较重要的现实意义。

1.2 研究现状

1.2.1 计算风工程的研究现状

在计算风工程中,风荷载的数值计算是最早开始也是最基础的一个课题,在历届的国内国际的学术会议上几乎都有这方面的论文,虽然目前风荷载的数值计算方法还无法取代风洞试验的位置,但是却为研究风对结构的作用这一基础课题开辟了一条崭新的途径。最早的风荷载数值计算是从简单体型的单个棱柱体或圆柱体开始的,国内外许多学者对此进行了大量的研究工作,目前简单体型钝体的绕流问题积累了大量的试验和计算数据结果,其中绕立方体的流动问题已经成了数值计算中的经典问题,成为检验各种计算模型和计算方法的标准,这些都为对复杂体型建筑在复杂流动的作用下的计算奠定了基础^[4-6]。自 90 年代以来,由于计算动力学和计算机硬件水平的飞速提高,风荷载的数值计算开始不断的出现在了工程的实际当中,人们已经开始尝试对各种复杂建筑的表面风荷载进行模拟计算,并和风洞试验的结果进行了大量的比较,不断的修正计算方法完善计算模型。而用于 CFD 计算的商业软件的不断出现和更新更是极大的推动了基于工程实际的数值计算。自从 1981 年用过 CHAM 公司首先推出求解流动与传热问题的商业软件 PHOENICS 以来,迅速在国际软件产业中形成了通称为 CFD 软件市场。到今天,全世界至少已有 50 余种这样的流动与传热问题的商业软件。目前几个主要的商业软件有 CFX、FIDNAP、FLUENT、PHOENICS、STAR-CD, 这些软件都包含有较多的算例,友好的用户界面和方便的前处理系统,完善的后处理系统,还有足够的文件系统帮助用户熟悉和操作该软件。它们一般都是基于有限体积法,并且都可以处理结构网格与非结构网格,提供了各种比较成熟的湍流模型以及各种近壁面的处理方法,以及各种差分格式,速度压力耦合算法等。这些软

件的出现极大的推动了 CFD 技术在实际工程的应用和发展,大大节约了用户的时间,提高了用户的工作的效率,以上的 5 种软件国内的有关高等学校或研究所均已引进。

浙江大学土木系唐锦春、陈水福、孙柄楠及其研究生在建筑物风荷载的数值模拟方面作了初步的尝试,运用标准 $k-\varepsilon$ 模型及扩展的 RNG $k-\varepsilon$ 模型对低层坡屋面建筑物进行了三维风场绕流的计算,并将计算得到的建筑表面平均风压与风洞试验结果进行了对比分析,发现在房屋的迎风面和顶屋面上,数值模拟的风压值与测试值有较好的吻合,但在房屋的背风面,数值模拟的风压值与测试值相比则有较大的误差。引起该误差的主要原因是标准 $k-\varepsilon$ 模型在预测具有较明显回流现象的流动风时不甚理想,有待改进^[7-8]。同济大学固体力学教育部重点实验室郑本辉、黄本才等利用计算流体软件 CFX5.3 对高 200 米,高宽比为 8 的单栋高层建筑进行了数值模拟,与风洞试验结果比较,两者在正面的压力系数很接近;在背风面数值模拟结果没有风洞试验结果均匀,靠近上部 1/3 的局部区域偏小一点,其余绝大部分相近。建筑物侧面的压力分布比较,大体与背面相近^[9]。同济大学土木工程防灾国家重点实验室顾明、杨伟基于软件平台 Fl uent6 软件采用混合网格进行网格划分,选用标准 $k-\varepsilon$ 模型和 Realizable $k-\varepsilon$ 模型计算了大气边界层中单栋高层建筑的定常风流场,并将数值计算结果与风洞试验进行了比较。结果表明:标准 $k-\varepsilon$ 模型和 Realizable $k-\varepsilon$ 模型,近壁面配合非平衡壁面函数计算三维钝体流场,在工程应用范围内可以得到具有合理精度的解,基本上能够分辨出钝体流动特征。比较而言 Realizable $k-\varepsilon$ 模型较标准 $k-\varepsilon$ 模型数值模拟精度更好,平均压力系数和试验符合更好,特别是对尖锐棱角的顶部复杂流动区域,湍动能的模拟与试验更接近^[10]。由上海现代建筑设计(集团)有限公司和加拿大 NT 工程公司合作成立的“建筑风工程计算机仿真技术研究中心”,将把仿真技术运用到上海世博会的建筑群体设计中,同时将对在建的东海大桥两座桥头堡的风压状况进行测试,给至关重要的桥头堡建设提供参考依据。

1.2.2 防沙工程的研究现状

对与风沙灾害相关的风沙运动的研究始于 20 世纪 30 年代人们对于频繁发生在美国大平原和加拿大西部大草原所发生的沙尘暴,这一时期 Bagnold^[11]、Chepil

^[12]等学者先后进行了大量的野外观测和风洞实验,对风沙运动、沙粒输运和沉积的机理以及风蚀率的影响因素等诸多方面进行了初步的研究,对风沙运动的感性认识不断加强,进而促进了风沙运动的理论建模和定量测量,其中以 Owen^[13]、Anderson^[14]等工作最为著名。在我国,研究风沙物理学的学者针对我国沙漠地区工农业建设的不断发展,为防止土地和草原的沙漠化,为保护工程建筑物不受风沙侵袭开展了大量的工作,在治沙工程和道路建设方面取得了令人瞩目的成绩^[15-18]。1958年世界上第一条穿越流动性沙漠的铁路干线——包兰铁路建成,20世纪90年代初,全长544公里的塔克拉玛干沙漠公路落成,就是一些成功的应用实例。近年来,关于风沙运动的研究逐渐引起了力学界的广泛关注^[19],并取得了一批重要结论,建立了单宽输沙率实验值处理精度的完整法则^[20];提出了确定风沙流的沙粒起跃速度分布函数的方法,即粒床碰撞随机理论模型和输沙率反演模型^[21-23];实现了对多场(风场—温度场—电场—沙粒)耦合和多因素影响(沙粒带电、混合粒径、脉动效应、空中碰撞等)的风沙流的理论模拟^[24-27];并利用力学原理给出了防沙栅栏和草方格的合理几何尺寸^[28-29]。

然而,正如 Anderson 所说“在风沙运动研究中已有的风沙运动的定量化理论模型还远未达到对输沙率进行可靠预测的程度;同时还缺乏能够用于规范数学模型的有关风场和输沙率特征的可靠的实时测量^[14]。风沙运动学目前的水平还远远不能适应工程实践的各种需要。目前在工程中采用防沙措施,主要依靠实际经验^[15-16]。虽然有时也用风沙风洞实验进行模拟,但是由于风沙运动在缩小的实验室模型中一般很难同时满足几何相似和动力学相似,所以实验结果一般不能直接应用于实践,往往需要加以修正。再者,实验研究需要大量的人力、物力和财力的支持,而且存在实验观测周期长,干扰因素多等问题^[28],因此如果能在风洞实验的基础上,实现其相应的数值模拟,不仅能便捷地了解 and 认识风沙场的流动特性,给出较为详细和完整的资料,而且能模拟出实验中只能接近而无法达到的理想条件,实现对实验测量结果的重要补充。

1.2.3 多相流的研究现状

多相流广泛存在于自然界和应用于工业、农业、国防等领域,如自然界的风雪运动、风沙运动、冰雹运动等都为多相流动,工业领域中的石油开采、煤炭开

采及其运输加工等过程、火箭尾部射流运动等等均为多相流运动。近 50 年来，随着人类对自然界研究的深入发展和工业生产领域的广泛应用，多相流动现象越来越引起人们的重视，人类的社会实践活动迫切需要研究和掌握多相流动的规律，从而更好地为社会实践活动服务^[30]。20 世纪 70 年代以后，世界发达国家对多相流研究日趋重视，先后设立了国家级乃至世界范围内的多相流专门研究机构，对本国的工业、农业、国防、航天等领域做出了重大的贡献。进入 80 年代末 90 年代初，这些国家又进入到将相关研究中心、研究机构或高等院校进行跨地区全国范围、乃至世界范围内的联合，并频频举办国家或国际多相流学术会议。近十几年来，我国对多相流研究也十分重视，从 1990 年开始先后批准成立了多相流重点实验室和工程研究中心，使我国多相流研究有了更快的发展。

两相流的系统研究是从二十世纪 40 年代开始的，主要集中在实验观测和现象描述方面；二十世纪 60 年代，Davidson^[31]等学者开始关心和研究两相流问题，但研究的主要内容为一些简单的两相流运动的实验测试及其基本方程；二十世纪 70 年代，Arundel 和 Hobson 等^[32]开始对一些相对复杂的多相流动现象进行大量的实验测量，并在流体力学、传热学等理论的基础上，发展建立了多相流理论体系；二十世纪 80 年代，Savage 等^[33]的研究在稀相流动研究的基础上，建立了密相流动的物理模型和基本方程；二十世纪 90 年代，Ding 和 Gidaspow 等^[34]纷纷提出各种物理模型和数学模型，是多相流理论体系飞速发展和完善。经过半个多世纪的发展，多相流研究领域更加广泛、内容更加丰富，其实验和理论研究手段更加成熟，取得了巨大的研究成果。随着研究手段的发展、完善和进步，多相流研究已从研究简单的实验流场发展到研究真实的实际流场。

众多学者针对各个给出实际，提出了各种两相流模型，从理论研究刻画的尺度和所建立的控制体属性来划分，主要可分为：连续介质模型：将颗粒相看成是拟流体、离散颗粒模型：将颗粒相看成离散相，而只将气体相看成连续相，它既考虑颗粒与气体间相互作用，又考虑颗粒与颗粒间的相互作用和流体拟颗粒模型：描述单颗粒尺度上运动特征为出发点，不仅将宏观上离散的颗粒作为离散相处理，还将从宏观上连续的流体也采用拟“颗粒”性质的流体微团来处理，从而可以模拟远离平衡态的系统。但是，由于以下两方面的原因，使离散颗粒模型和流体拟颗粒模型目前难以模拟真实流场和推广应用。一是由于在建立模拟碰撞模

型时,需要引入诸多恢复系数、摩擦系数等,而恰恰是这些系数决定了整个流场模拟的准确性;另一个重要原因是由于所得到的颗粒运动方程数目巨大,这导致一方面在计算时需要大量机时,无法模拟真实流场,另一方面由于在数值模拟时巨量的迭代次数,容易出现收敛问题^[22]。事实上,风沙运动属于二相流的范畴,描写大量颗粒的运动一般以采用连续介质力学的方法为宜。

1.3 本文的主要工作

本文通过对单体及两相邻对称高层建筑的风沙流场数值模拟计算,取得了一些重要的结论。概括起来,本文的主要工作及成果有以下几点:

1. 建立了模拟风沙流场结构的三维湍流模型和边界条件,使用混合网格进行网格划分,运用 Realizable $k-\epsilon$ 湍流模型,并采用 Eulerian Model 理论,分别对沙粒相体积分数为 0(风场), 2%, 4%, 6%, 8%, 10%进行了数值模拟。

2. 分析了随着沙粒相体积分数的不断增大,建筑物迎风面,不同侧面和背风面的压力区变化。

3. 在计算模型一周 25m, 50m, 75m, 100m 的相同位置布置测点,随着沙粒相体积分数的改变,对不同测点的风压系数进行了分析。

二、风荷载数值模拟的基本方法和理论

如前所述,风荷载对于建筑物来说是一种非常重要的荷载,是建筑设计中必须考虑的因素。对于高层建筑,大跨度屋面结构和大跨度桥梁等的作用更是非常重要。因此对于风荷载的测量和计算就显得非常重要,传统的测量方法就是大气边界层中的风洞试验方法,风荷载数值模拟的方法是近年来随着计算流体力学和计算机硬件的发展而出现的,它自出现起就显示了旺盛的发展势头,新的计算模型不断出现,应用的范围也越来越广泛,已经成为了风洞试验的辅助手段并在逐步实现工程上的实际应用。风荷载数值模拟技术的理论核心是流体动力学和数值计算方法,它是使用一组微分方程描述空间中流体的流动情况,首先对计算区域进行离散,在此基础上将微分方程转化为代数方程,进而求解出微分方程组的数值解,以获得流场的相关性质。风荷载数值模拟技术的对象是大气边界层中湍流作用下的钝体空气动力学。建筑物在大气边界层内作为风流动中的障碍物存在。建筑物周边流动由气流撞击、分离、再附着和环绕流动等物理现象组成。土木工程领域研究的空气对建筑物绕流的雷诺数都很高,以上的特点决定了建筑工程中的 CFD 包含了最困难的内容。

自 1883 年 Reynolds^[35-36] 通过著名的圆管流动状态实验发现湍流流动以来,人们已经对其进行了长达一个多世纪的研究,但是尚未形成成熟的湍流理论,对湍流的物理本质还不很清楚。而另一方面,湍流流动又广泛存在于各个领域,人们不得不对湍流进行模拟以满足实际的需要。

流体试验表明,当 Reynold 数小于某一临界值时,流动是平滑的,相邻的流体层彼此有序地流动,这种流动称作层流。当 Reynold 数大于临界值时,会出现一系列复杂的变化,最终导致流动特征的本质变化,流动呈无序的混乱状态。这时,即使是边界条件保持不变,流动也是不稳定的,速度等流动特性都随机变化这种状态称为湍流。为了描述完全发展的湍流运动的物理过程,常假设流动是由许多尺寸不同的旋涡形成。大尺度的涡主要由流动的边界条所决定,其尺寸可以与流场的大小相比拟,它主要受惯性影响而存在,是引起低频脉动的原因;小尺度的涡主要是由粘性力所引起,其尺寸可能只有流场尺度的千分之一的量级,是引起高频脉动的原因。大尺度的涡破裂后形成小尺度的涡,较小尺度的涡破裂

后形成更小尺度的涡。大尺度的涡不断从主流获得能量，通过涡间的相互作用，能量逐渐向小尺寸的涡传递。由于流体粘性的作用，小尺度的涡不断消失，机械能就耗散为流体的热能。当旋涡尺寸足够小时，粘性可以耗散掉它所得到的湍流动能，则这种尺度的旋涡将是稳定的，不会再破裂，此即耗散涡。现在通常认为，尺度相差很大的旋涡没有直接的相互作用，只有尺寸接近的旋涡才可以传递能量。由于湍流只存在于高雷诺数流动中，大旋涡之间的作用几乎完全不受粘性的影响。同时，由于边界的扰动及速度梯度的作用，新的旋涡又不断产生。无论湍流运动多么复杂，非稳态的 Navier—Stokes 方程对于湍流的瞬时运动仍是适用的。

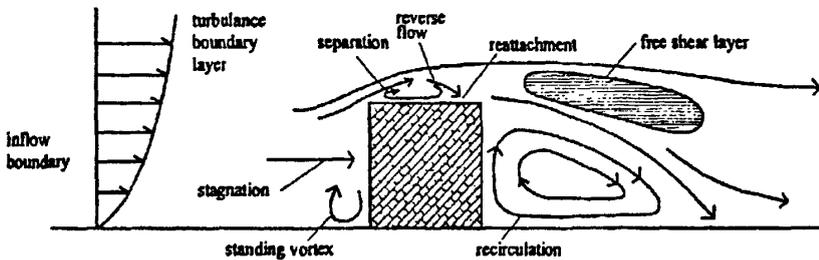


图 2.1 大气边界层风绕建筑结构的流动

2.1 空气绕钝体流动的基本方程

2.1.1 连续性方程

考虑流体中一个固定的体积 dV ，这一流体的速度矢量通常可表示为：

$$\mathbf{u} = \sum_{i=1}^3 u_i \mathbf{i}_i \quad (2-1)$$

其中 $i=1,2,3$ 分别表示坐标轴 x 、 y 、 z 三个方向的单位矢量。 $u_i (i=1,2,3)$ 表示速度在三个坐标轴方向的分量。

体积元 dV 包围的流体上受到的作用力由两部分组成：第一部分叫砌体力，它由某种力场（如重力场）引起，可记为 $F \rho dv$ ，其中 ρ 是流体密度；第二部分

是由于内部应力 $\sigma_{i,j}(i, j=1, 2, 3)$ 对流体的净作用产生的，它对体积元的作用如下图所示：

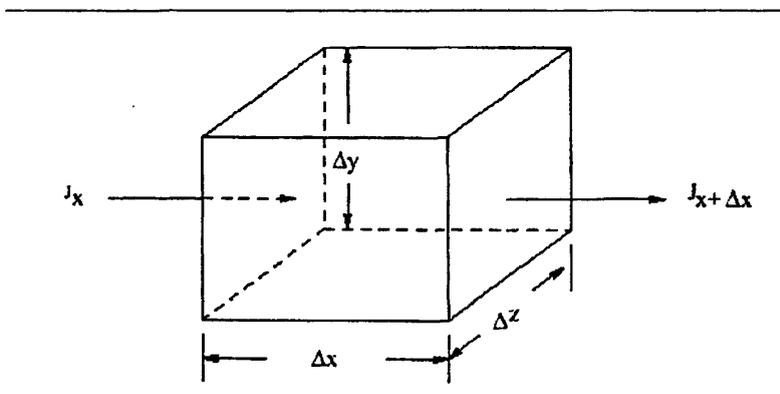


图 2.2 单位体积元

很显然内部应力对体积元的合力为：

$$\sum_{j=1}^3 \frac{\partial \sigma_{i,j}}{\partial x_j} dV \quad (2-2)$$

然后把 F 的各分量记作 $F_i (i=1, 2, 3)$ ，由牛顿第二定律可给出力平衡方程为：

$$\frac{Du_i}{Dt} \rho dV = F_i \rho dV + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \sigma_{i,j}}{\partial x_j} dV \quad (i=1, 2, 3) \quad (2-3)$$

式中，算子 D/Dt 定义为：

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial}{\partial x_j} \quad (2-4)$$

称为实质导数或质点导数。由于上式对于任一体积元都成立，所以方程中的因子 dV 都可以去掉，写出任一流体质点的分量形式的运动方程：

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho F_i + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \sigma_{i,j}}{\partial x_j} \quad (i=1, 2, 3) \quad (2-5)$$

质量守恒定理是指一个封闭表面内所包含的流体质量增加的速率，必定等于这一表面所包围的体积中流进和流出的流量之差。因而连续方程可表示为：

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2-6)$$

则对于任何不可压缩流体，其密度 ρ 保持不变，上式简化为：

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-7)$$

2.1.2 纳维-斯托克斯方程

流体与固体不同，在静态时它不能承受除了法向压力以外的任何应力，而在动态时它还可从承受随时间变化的剪切力。因此，在流体力学应用中，通常假设所涉及的应力可以是法向应力或者是粘性引起的应力。具有剪切内应力的流体称为粘性流体，常见的为牛顿流体，这种内部的剪切应力正比于速度随垂直于该速度的距离的变化率。因此流体某一点处总的应力张量 $\sigma_{i,j}$ ，分解为压应力 P （或简称压力即法向应力）和偏应力 $d_{i,j}$ ，并定义：

$$d_{i,j} = 2\mu(e_{i,j} - \frac{1}{3}\delta_{i,j}\sum_{k=1}^3 e_{kk}) \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (2-8)$$

式中：

$$e_{i,j} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \quad (2-9)$$

于是便可得到如下的应力 $\sigma_{i,j}$ 的分解表示式：

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu(e_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\sum_{k=1}^3 e_{kk}) \quad (2-10)$$

将应力的这一表示式用于牛顿流体，就得出了流体微元的运动方程：

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ 2\mu(e_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\sum_{k=1}^3 e_{kk}) \right\} \quad (2-11)$$

上式就是著名的纳维-托克斯方程，如果认为在整个流体中粘性系数 μ 都是常数，

则上式可以写为:

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \left[\sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial \sum_{k=1}^3 (\partial u_k / \partial x_k)}{\partial x_i} \right] \quad (2-12)$$

如果流体是不可压缩, 上式可进一步简化为:

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + \rho F_i \quad (2-13)$$

一般认为, 无论湍流流动多么复杂, 三维的、非稳态的 Navier-Stokes 方程对于湍流的瞬时运动仍然是适用的, 因此湍流模拟的数值方法也就聚焦在了三维非稳态 Navier-Stokes 方程的数值求解上。

2.2 纳维-斯托克斯方程的求解方法

2.2.1 直接数值模拟

这是用三维非稳定的 Navier-Stokes 方程对湍流进行直接的数值计算, 要对高度复杂的湍流运动进行直接的数值计算, 需要很小的时间和空间步长, 计算代价极大, 现阶段还难以用于工程上的数值计算。近年来也有这方面的文章出现, 但是仅仅处于起步阶段, 一般只能应用于最简单的流体问题。

2.2.2 N-S 方程的时均化及模式理论方法

计算风工程中风荷载数值模拟的核心是湍流作用下的钝体空气动力学, 正如前面叙述的, 它包含了很多很困难的内容。其中主要的困难之一就是对湍流的模拟, 土木工程中所研究的对象绝大多数处于大气边界层, 也就是处在湍流的作用中。

湍流是一种高度复杂的三维的非稳态、带旋转的不规则流动。在湍流中流体的各种物理参数, 如速度, 压力等都随时间与空间发生变化。从物理结构上, 可以把湍流看成由各种不同尺度的涡旋叠合而形成的流动, 这些漩涡的大小及旋转轴的方向分布是随机的。大尺度涡由边界条件决定, 是引起低频脉动的原因, 小尺度涡主要是由粘性力决定, 是引起高频脉动的原因。在充分发展的紊流区域,

流体涡旋的尺寸可以在相当大的范围中变化。大尺度涡旋不断从主流中获得能量，通过漩涡间的作用，能量逐渐向小尺度涡传递，最后由于粘性的作用，机械能就耗散成了热能，同时由于边界的作用，扰动及速度梯度的作用，新的漩涡又不断的产生，这就构成了湍流运动。

由于流体内部不同尺度涡旋的随即运动造成了湍流的一个重要特点，就是物理量的脉动。在研究湍流的运动过程中，人们发现尽管湍流在空间任一点的速度和压力都在随时间不断的无规则的变化着，对给定系统的任何两次测量都不可能是相同的，但是湍流量的统计平均却有确定性规律可循，而且平均值在试验中是可测量的如图 2.3 , 2.4 所示。基于上述认识，Reynold 首次提出将各瞬时值分解成平均量和脉动量之和：

$$u'_i = U_i + u_i \quad (2-14)$$

$$p' = P_i + p_i \quad (2-15)$$

其中大写字母表示平均值，小写字母表示脉动值，'表示瞬时值。

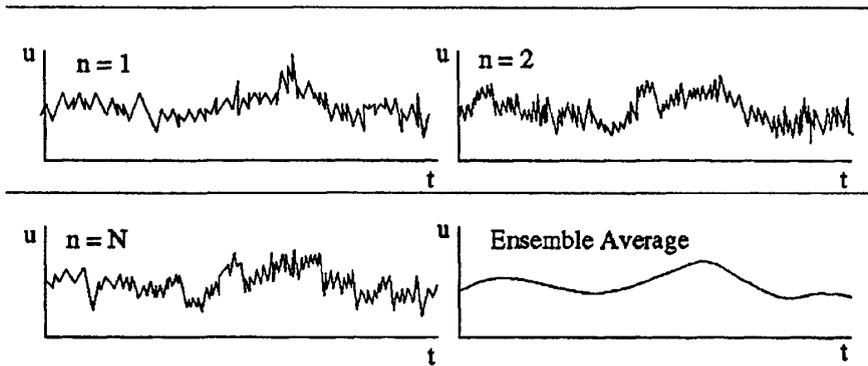


图 2.3 湍流中风速的时程曲线

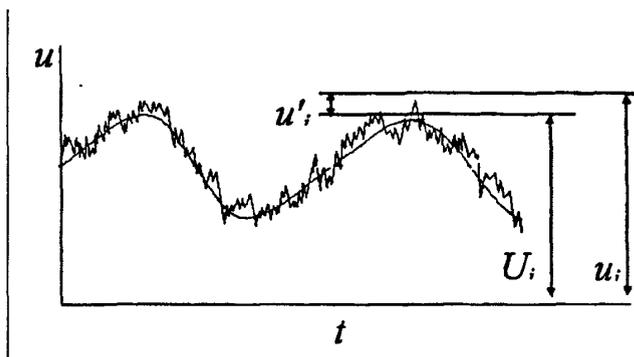


图 2.4 非稳态的随即过程

将分解后的各瞬时值代入到 N-S 方程中可以得到时均的 N-S 方程:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u_i u_j} \quad (2-16)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-17)$$

时均的 N-S 方程与一般的 N-S 方程极其相似，只是前者多出 $-\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u_i u_j}$ 项，

这一项是由于动量方程中对流项非线性所引起的，代表了脉动速度对平均流的影响，这正是导致湍流与层流速度分布大不相同的原因，该项被称为湍流应力。于是所得的方程的个数就小于未知量的个数。而且不可能依靠进一步的时均处理使控制方程组封闭。要使方程封闭必须做出假设，即建立模型。把未知的更高阶的时间平均值表示成较低阶在计算中可以确定的函数，从而求解平均 N-S 方程。这是目前工程湍流计算中所采用的最基本的方法。

建立湍流封闭模型的方法，或称为模式理论，可分为有湍流粘性系数法和 Reynolds 应力方程法两大类。在湍流粘性系数法中，把湍流应力表示成湍流的粘性系数的函数，整个计算的关键在于确定湍流粘性系数。雷诺应力模型 (Reynolds-Stress Model) 放弃了涡粘性系数假设，直接建立雷诺应力微分方程。通过三个假设建立的 5 方程模型，可以克服钝体流场带来的困难。该方法对时均过程中形成的两个脉动量的乘积的时均值 $\overline{u_i u_j}$ 进行直接求解，而将三个脉动量的乘积的时均值 $\overline{u_i u_j u_k}$ 采用模拟方式的计算的模型。文献中称为二阶 Reynolds 应

力模型 (second-order Reynolds stress model) 或二阶模型 (second-order model)。

2.3 湍流的物理模型

室外空气流动速度一般不大, 因此可将空气当作不可压缩流体看待, 而且空气温度变化不大, 也即密度变化不大, 因此可认为空气流动符合 Boussinesq 假设。空气的粘性不可忽略, 进一步而言, 空气流动通常都是湍流流动。综上所述, 空气流动的物理模型可总结如下:

1. 常温、低速、不可压缩流体流动;
2. 湍流;
3. 符合 Boussinesq 假设。

2.4 湍流的控制方程

根据之前所述的物理模型, 空气流动应遵循不可压粘性流体的控制方程, 使用笛卡儿坐标系, 将各控制微分方程以直角坐标系下的张量形式写出, x_i ($i=1,2,3$) 分别代表直角坐标下的三个坐标分量, u_i ($i=1,2,3$) 分别代表直角坐标系下瞬时速度的三个分量。

连续性方程:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-18)$$

动量方程:

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2-19)$$

对方程(2-18)和(2-19)中各项分别取时均可得:

连续性方程:

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-20)$$

动量方程:

$$\frac{\partial(\rho\bar{U}_i)}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial(\rho\bar{U}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial\bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu \frac{\partial\bar{U}_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i u_j}) \quad (2-21)$$

其中 μ 为动力粘性系数, $-\overline{\rho u_i u_j}$ 为雷诺应力。

从方程(2-20)和(2-21)可看出,未知量的个数多于方程的个数,因而该方程组是不封闭的。为了使描写湍流对流换热的方程组得以封闭,必须找出确定附加项(雷诺应力项)的关系式,并且这些关系式中不能再引入新的未知量,否则又需要补充新的方程。

以上各式就是雷诺平均方程,雷诺方程中有湍流的二阶脉动相关项,如 $-\overline{\rho u_i u_j}$, 这些均为未知量,于是方程数少于未知量个数,无法封闭求解。因此,需要一些假设或理论,将上述微分方程组封闭,由此便形成了所谓的湍流模型。

2.5 湍流数值模拟方法

2.5.1 雷诺应力模型

在雷诺应力模型中,直接建立表示雷诺应力的方程式,然后联立求解雷诺平均方程。通常情况下,雷诺应力方程是微分形式的,称为雷诺应力方程模型。若将雷诺应力方程的微分形式简化为代数方程的形式,则称这种模型为代数应力方程模型。

2.5.2 涡粘系数模型

在涡粘系数模型中,不直接处理雷诺应力项,而是引入湍动粘度,或称涡粘系数,然后把湍流应力表示成湍动粘度的函数,整个计算的关键在于确定湍动粘度。为此, Boussinesq 于 1877 年提出了著名的 Boussinesq 假设:

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2-22)$$

μ_t 为湍流粘性系数, k 为湍流动能, $k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}$, δ_{ij} 克罗内克符号,其值为:

$\delta_{ij}=1$, 当 $i=j$; $\delta_{ij}=0$, 当 $i \neq j$ 。与 μ 是流体的物性参数不同, μ_t 是空间坐标的函数, 不是物性参数, 反映的是湍流流场特性, 在流场中各点的值是不一样的。

引入 Boussinesq 假设后, 计算湍流流动的关键就在于如何确定 μ_t , 围绕如何求解 μ_t , 形成了湍流模型中最主要的一类: 涡粘系数模型 (EVM)。所谓的涡粘系数模型就是把 μ_t 与湍流时均参数联系起来的关系式。依据确定 μ_t 的微分方程的数目多少, 涡粘系数模型包括: 零方程模型, 一方程模型, 两方程模型。

2.5.3 k-ε两方程模型

k-ε两方程模型目前在工程中使用最为广泛, 最基本的两方程模型是标准 k-ε模型。在 FLUENT 软件中提供了三种 k-ε两方程模型, 即: 标准 k-ε模型, 重整化群 k-ε模型和可实现 Realizable k-ε模型。

标准 k-ε模型:

标准 k-ε模型是建立在半经验公式模型的基础上, 模型输运方程组源于湍流动能 k 和其耗散率ε。模型中计算 k 的输运力程源于精确方程, 而模型中计算ε的输运方程则有一定的物理含义。

此处采用目前应用最广泛也最成熟的标准 k-ε两方程模型有:

湍动能 k 方程:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \rho \overline{U_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \mu_t \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right) - \rho \varepsilon \quad (2-23)$$

耗散率ε方程:

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \rho \overline{U_k} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] + \frac{C_1 \varepsilon}{k} \mu_t \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right) - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2-24)$$

由于所模拟的模型为定常工况下, 方程 (2.4), (2.6) 和 (2.7) 可用以下的形式表示:

动量方程:

$$\frac{\partial(\rho\overline{U_i U_j})}{\partial x_j} = -\frac{\partial\overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial\overline{U_i}}{\partial x_j} - \rho\overline{u_i' u_j'} \right) \quad (2-25)$$

湍动能 k 方程:

$$\rho\overline{U_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \mu_t \frac{\partial\overline{U_i}}{\partial x_j} \left(\frac{\partial\overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial\overline{U_j}}{\partial x_i} \right) - \rho\varepsilon \quad (2-26)$$

耗散率ε方程:

$$\rho\overline{U_k} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] + \frac{C_1 \varepsilon}{k} \mu_t \frac{\partial\overline{U_i}}{\partial x_j} \left(\frac{\partial\overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial\overline{U_j}}{\partial x_i} \right) - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2-27)$$

方程 (2-20)、(2-25)、(2-26) 和 (2-27) 可用以下的通用形式表示:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho\overline{U_j} \Phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) + S \quad (2-28)$$

式中: Φ 中为通用变量, Γ 为广义扩散系数, S 为广义源项

湍流粘性系数 μ_t , 可由 k 和 ε 计算:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \text{ 这里 } C_\mu \text{ 为常数。}$$

标准 k-ε 方程的系数值如下表所示:

表 2.1 k-ε 方程中的系数

C_μ	c_1	c_2	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

标准 k-ε 模型在科学研究及工程实际中得到了广泛的应用, 但用于强旋流、弯曲壁面流动或弯曲线流动时, 会产生一定的失真。原因是在标准 k-ε 模型中, 对于雷诺应力的各个分量, 假定粘度系数 μ_t 是相同的, 即假定 μ_t 是各向同性的标量。而在弯曲线流动的情况下, 湍流是各向异性的, μ_t 应该是各向异性的张量。为了弥补标准 k-ε 模型的缺陷, 许多研究者提出了对标准 k-ε 模型的修正方案, 下面介绍一种应用比较广泛的改进方案: Realizable k-ε 模型。

Realizable k-ε模型:

Realizable k-ε模型中 k 和ε的模数化输运方程组为:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon \quad (2-28)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 E \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} \quad (2-28)$$

$$\sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.2, \quad C_1 = \max\left(0.43, \frac{\eta}{\eta + 5}\right), \quad C_2 = 1.9$$

$$\eta = (2E_y \cdot E_y)^{1/2} \frac{k}{\varepsilon}, \quad E_y = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-28)$$

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_1 U^* k / \varepsilon}, \quad A_0, \quad A_1 \text{ 和 } U^* \text{ 都是速度梯度的函数。}$$

与标准 k-ε模型比较发现, Realizable k-ε模型主要变化是:

1. 湍流粘度计算公式发生了变化, 引入了与旋转和曲率有关的内容;
2. ε方程发生了很大变化, 方程中的产生项不再包含有 k 方程中的产生项

G_k ;

3. ε方程中的倒数第二项不具有任何奇异性, 即使 k 值很小或为零, 分母也不会为零。标准 k-ε模型和 Realizable k-ε模型均是针对远离固体壁面的充分发展的湍流才有效的, 即这些模型均是高 Re 数的湍流模型。可是, 对近壁面区内的流动, 湍流发展不充分, 湍流的脉动影响不如分子粘性的影响大, 这样在近壁面区内就必须采用特殊的处理方式。

2.5.4 壁面函数法

有两种方法可以将 k-ε模型应用于粘性起主要作用的近壁面区域, 它们是低雷诺数湍流模型和壁面函数法。低雷诺数湍流模型需要在近壁面区域布置大量的网格节点, 这就需要付出大量的计算时间和内存。FLUENT 采用了应用广泛而又

简单有效的壁面函数法。壁面函数法即在粘性支层内不布置任何节点，把第一个与壁面相邻的节点布置在旺盛湍流区域内，也就是将与壁面相邻的第一个控制容积取得很大，这时壁面上的切应力与热流密度仍按第一个内节点与壁面上的速度和温度之差来计算，这种方法节省内存与计算时间，在工程湍流计算中应用较广。

壁面函数法的基本思想可归纳如下：

1. 假设在所计算问题的壁面附近粘性支层以外的地区，无量纲速度与温度分布服从对数分布律。由流体力学可知，对数分布律为：

$$u^+ = \frac{\overline{U}_i}{u^*} = \frac{1}{k} \ln \left[\frac{y u^*}{\nu} \right] + B = \frac{1}{k} \ln y^+ + B \quad (2-29)$$

其中 $u^* = \sqrt{\tau_w / \rho}$ ，称为摩擦速度， τ_w 是壁面切应力，卡门常数 $k = 0.4 - 0.42$ ， $B = 5.0 - 5.5$ ， $\frac{\ln E}{k} = B$ 。

此定义中只有时均值 \overline{U}_i 而无湍流参数，为了反映湍流脉动的影响需要把 u^+ ， y^+ 的定义做一扩展：

$$y^+ = \frac{y(C_\mu^{1/4} k_p^{1/2})}{\nu}, \quad u^+ = \frac{\rho \overline{U}_i (C_\mu^{1/4} k_p^{1/2})}{\tau_w} \quad (2-29)$$

其中 k_p 是节点 P 的湍动能， τ_w 是工程计算中重要的求解对象。采用上述定义，速度的对数分布律表示成为：

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln(E y^+) \quad (2-30)$$

2. 在划分网格时，把第一个内节点 P 布置到对数分布律成立范围内，即配置到旺盛湍流区域。

3. 第一个内节点与壁面之间区域的当量粘性系数 μ_t 及当量导热系数 k_t ，按下列方式确定：

$$\mu_t = \left[\frac{y(C_\mu^{1/4} k_p^{1/2})}{\nu} \right] \frac{\mu}{\ln(E y^+) / k} = \frac{y_p^+ \mu}{u_p^+} \quad (2-31)$$

$$k_t = \frac{y_p^+ \mu C_p}{\frac{c_T}{k} \ln(Ey^+) + P C_T} = \frac{y_p^+ \mu C_p}{c_T [\ln(Ey^+) / k + P]} \quad (2-32)$$

从计算上看壁面函数法的一个主要内容在于确定壁面上流速 u 的当量扩散系数 μ_t 及温度的当量扩散系数 k_t 。

4. 对第一个内节点 P 上 k_p 及 ε_p 的确定方法, k_p 之值仍按 k 方程计算, 其边界条件 $\left[\frac{\partial k}{\partial y} \right]_w = 0$ (y 为垂直于壁面的坐标)。值得指出的是, 如果第一个内节点设置在粘性支层内且离开壁面足够的近, 当然取 $k_w = 0$ 作为边界条件, 但在壁面函数法中, 点 P 置于粘性支层之外。在这一个控制容积中, k 的产生与耗散都较壁面的扩散大得多, 因止取 $\left[\frac{\partial k}{\partial y} \right]_w = 0$, 然后由 $\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{k y_p}$ 求出 ε_p 。

在计算过程中有以下条件应该满足:

1. 第一个内节点与壁面间的无量纲距离 y_p^+ 应该满足 $11.5 - 30 \leq y_p^+ \leq 200 - 400$
2. 由于各个变量间强烈的非线性耦合关系, 应采用亚松弛迭代方法, 以利于非线性问题迭代的收敛, k 、 ε 及 μ_t 的松弛因子最开始可取 0.4-0.5 左右。
3. k - ε 方程中的源项的处理, 从物理意义上看, k 与 ε 永远大于零, 因而应当防止在数值计算中 k , ε 出现负值。

三、气固二相流动的基本方法和理论

3.1 Eulerian Model 理论

3.1.1 守恒方程

3.1.1.1 质量守恒方程

空气相 g 和沙粒相 s 的连续方程为:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_q \rho_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q \mathbf{v}_q) = 0 \quad (3-1)$$

其中 $q=g$ 代表空气相, $q=s$ 代表沙粒相; α_q 为 q 相的体积分数, 且 $\alpha_g + \alpha_s = 1$; ρ_q 是 q 相的密度, $\rho_g = 1.225 \text{ kg/m}^3$, $\rho_s = 2700 \text{ kg/m}^3$; \mathbf{v}_q 是 q 相的速度。

3.1.1.2 动量守恒方程

空气相 g 的动量守恒方程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g \mathbf{v}_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \mathbf{v}_g \mathbf{v}_g) = -\alpha_g \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_g + \alpha_g \rho_g \mathbf{g} + K_{sg}(\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_g) \quad (3-2)$$

其中 p 为空气相 g 和沙粒相 s 共享的压力。

$\boldsymbol{\tau}_g$ 是空气相的应力应变张量,

$$\boldsymbol{\tau}_g = \alpha_g \mu_g (\nabla \mathbf{v}_g + \nabla \mathbf{v}_g^T) + \alpha_g \left(\lambda_g - \frac{2}{3} \mu_g \right) \nabla \cdot \mathbf{v}_g \mathbf{I}.$$

λ_g 和 μ_g 为空气的体积粘度和动力粘度, $\lambda_g = 1.2 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, $\mu_g = 1.8 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$. \mathbf{I} 为二阶单位张量. \mathbf{g} 为重力加速度, $\mathbf{g} = 9.8 \text{ m/s}^2$; $K_{sg} = K_{gs}$ 为空气相—沙粒相动量交换系数,

$K_{sg} = \frac{3\alpha_s \alpha_g \rho_g}{4v_{r,s}^2 d_s} C_D \left(\frac{R_{e_s}}{v_{r,s}} \right) |\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_g|$. $v_{r,s}$ 是沙粒相沉降速度,

$$v_{r,s} = 0.5 \left[A - 0.06 R_{e_s} + \sqrt{(0.06 R_{e_s})^2 + 0.12 R_{e_s} (2B - A) + A^2} \right],$$

其中 $A = \alpha_g^{4.14}$, 当 $\alpha_g \leq 0.85$ 时 $B = 0.8 \alpha_g^{1.28}$, 当 $\alpha_g > 0.85$ 时, $B = \alpha_g^{2.65}$; C_D 为曳力函数^[37],

$$C_D = \left(0.63 + \frac{4.8}{\sqrt{R_{e_s}} / \nu_{r,s}} \right)^2; R_{e_s} \text{ 为相对雷诺数, } R_{e_s} = \frac{\rho_g d_s |\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_g|}{\mu_g}; d_s \text{ 为沙粒直径,}$$

文本计算中取 $d_s = 1.2 \times 10^{-4} \text{ m}$ 。

沙粒相 s 的动量守恒方程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s \rho_s \mathbf{v}_s) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s \mathbf{v}_s \mathbf{v}_s) = -\alpha_s \nabla p - \nabla p_s + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_s + \alpha_s \rho_s \mathbf{g} + K_{gs}(\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s) \quad (3-3)$$

其中 p_s 为固体压力^[37], 由 $p_s = \alpha_s \rho_s \theta_s + 2\rho_s(1+e_s)\alpha_s^2 g_s \theta_s$ 给出。 $e_s = 0.7$ 为沙粒相碰撞恢复系数; g_s 为径向分布函数, 表征沙粒相间碰撞的概率,

$$g_s = \left[1 - \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_{s,\max}} \right)^{1/3} \right]^{-1}; \alpha_{s,\max} \text{ 为沙粒相所允许的最大体积分, } \alpha_{s,\max} = 0.75。$$

θ_s 为沙粒相温度, 与沙粒随机运动的动能成正比^[34], 其控制方程为

$$\frac{3}{2} \left[\frac{\partial}{\partial t}(\rho_s \alpha_s \theta_s) + \nabla \cdot (\rho_s \alpha_s \mathbf{v}_s \theta_s) \right] = (-P_s \mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}_s) : \nabla \mathbf{v}_s + \nabla \cdot (k_{\theta_s} \nabla \theta_s) - \gamma_{\theta_s} + \phi_{ls} \quad (3-4)$$

其中 k_{θ_s} 为沙粒相能量扩散系数,

$$k_{\theta_s} = \frac{15d_s \rho_s \alpha_s \sqrt{\theta_s \pi}}{51.8} \left[1 + \frac{3.468}{5} \alpha_s g_s + \frac{176.12}{15\pi} \alpha_s g_s \right]; \gamma_{\theta_s} \text{ 代表由于沙粒相间碰撞引}$$

起的能量损耗^[38], $\gamma_{\theta_s} = \frac{6.12g_s}{d_s \sqrt{\pi}} \rho_s \alpha_s^2 \theta_s^{3/2}$; ϕ_{ls} 代表从沙粒相到空气相随机波动的

动能交换^[39], $\phi_{ls} = -3K_{ls} \theta_s$ 。

$$\boldsymbol{\tau}_s \text{ 为沙粒相应力应变张量, } \boldsymbol{\tau}_s = \alpha_s \rho_s (\nabla \mathbf{v}_s + \nabla \mathbf{v}_s^T) + \alpha_s \left(\lambda_s - \frac{2}{3} \mu_s \right) \nabla \cdot \mathbf{v}_s \mathbf{I}。$$

λ_s 为沙粒相的体积粘度^[38], $\lambda_s = \frac{4}{3} \alpha_s \rho_s d_s g_s (1+e_s) \left(\frac{\theta_s}{\pi} \right)^{1/2}$; μ_s 为沙粒相的剪切粘

度, $\mu_s = \mu_{s,col} + \mu_{s,kin}$, $\mu_{s,col}$ 是沙粒相的碰撞粘度^[40],

$$\mu_{s,col} = \frac{4}{5} \alpha_s \rho_s d_s g_s (1 + e_s) \left(\frac{\theta_s}{\pi} \right)^{1/2} ; \mu_{s,kin} \text{ 为沙粒相的动力粘度 } [40],$$

$$\mu_{s,kin} = \frac{\alpha_s d_s \rho_s \sqrt{\theta_s \pi}}{6(3 - e_s)} \left[1 + \frac{2}{5} (1 + e_s) (3e_s - 1) \alpha_s g_s \right]$$

3.1.2 湍流模型

当沙粒相的浓度稀时,对沙粒相随机运动的起支配作用的是空气相湍流的影响。空气相湍流预测使用标准 k-ε 模型并补充包含风沙两相间湍流动量传递的附加项获得,沙粒相湍流预测使用 Tchen 理论获得 [41]。

空气相的 k-ε 方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_g \rho_g \kappa_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \mathbf{v}_g \kappa_g) = \nabla \cdot \left(\alpha_g \frac{\mu_{t,g}}{\sigma_\kappa} \nabla \kappa_g \right) + \alpha_g G_{\kappa,g} - \alpha_g \rho_g \varepsilon_g + \alpha_g \rho_g \Pi_{\kappa_g} \quad (3-5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_g \rho_g \varepsilon_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \mathbf{v}_g \varepsilon_g) = \nabla \cdot \left(\alpha_g \frac{\mu_{t,g}}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon_g \right) + \alpha_g \frac{\varepsilon_g}{\kappa_g} (C_{1\varepsilon} G_{\kappa,g} - C_{2\varepsilon} \rho_g \varepsilon_g) + \alpha_g \rho_g \Pi_{\varepsilon_g} \quad (3-6)$$

其中, $\mu_{t,g}$ 为空气相的湍流粘度, $\mu_{t,g} = \rho_g C_\mu \frac{\kappa_g^2}{\varepsilon_g}$, 其中 $C_\mu = 0.09$ 。 $G_{\kappa,g}$ 为由于空气相平均速度梯度引起的湍动能 k 的产生项,

$$G_{\kappa,g} = \mu_{t,g} \left(\frac{\partial v_{i,g}}{\partial x_j} + \frac{\partial v_{j,g}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial v_{i,g}}{\partial x_j}, \text{ 其中下标 } g \text{ 如前代表空气相。}$$

Π_{κ_g} 和 Π_{ε_g} 代表沙粒相对空气相的影响 [41],

$$\Pi_{\kappa_g} = \frac{K_{sg}}{\alpha_g \rho_g} (k_{sg} - 2\kappa_g + \mathbf{v}_{sg} \cdot \mathbf{v}_{sg}), \Pi_{\varepsilon_g} = C_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon_g}{\kappa_g} \Pi_{\kappa_g}. \text{ 其中 } v_{sg} \text{ 为空气相和沙粒相}$$

的相对速度; k_{sg} 为空气相速度和沙粒相速度的协方差,

$$k_{sg} = 2\kappa_g \left(\frac{0.00068 + \eta_{sg}}{1 + \eta_{sg}} \right), \quad \eta_{sg} = \frac{\frac{3}{2} C_\mu \frac{\kappa_g}{\varepsilon_g} / \sqrt{1 + C_\beta \xi^2}}{\alpha_s \beta_g K_{sg}^{-1} \left(\frac{\rho_s}{\rho_g} + 0.5 \right)}, \quad \text{其中}$$

$C_\beta = 1.8 - 1.35 \cos^2 \theta$, θ 为沙粒相速度与空气相和沙粒相相对速度 \mathbf{v}_{sg} 的夹角,

$\xi = |\mathbf{v}_{sg}| / \sqrt{2\kappa_g/3}$, ; \mathbf{v}_{dr} 是漂移速度, $\mathbf{v}_{dr} = - \left(\frac{D_s}{\sigma_{sg} \alpha_s} \nabla \alpha_s - \frac{D_g}{\sigma_{sg} \alpha_g} \nabla \alpha_g \right)$, 其中

$\sigma_{sg} = 0.75$, $D_g = D_s = \frac{1}{2} k_{sg} C_\mu \kappa_g / \varepsilon_g \sqrt{1 + C_\beta \xi^2}$.^[42] $C_{1s} = 1.44$, $C_{2s} = 1.92$,

$C_{3s} = 1.2$, $C_\mu = 0.09$, $\sigma_\kappa = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$ 为常数^[42].

四、高层建筑绕流风场及风沙流场的数值模拟

4.1 几何模型的建立及网格的划分

建筑物的几何尺寸为 $25\text{m} \times 25\text{m} \times 100\text{m}$ ，计算流域取为 $1225\text{m} \times 425\text{m} \times 425\text{m}$ ，建筑物置于流域沿流向前 $1/3$ 处，为了在有限的资源下提高计算精度和效率，建筑物几何形状对称，利用对称性沿纵向取一半流域进行计算。网格划分如下图所示：

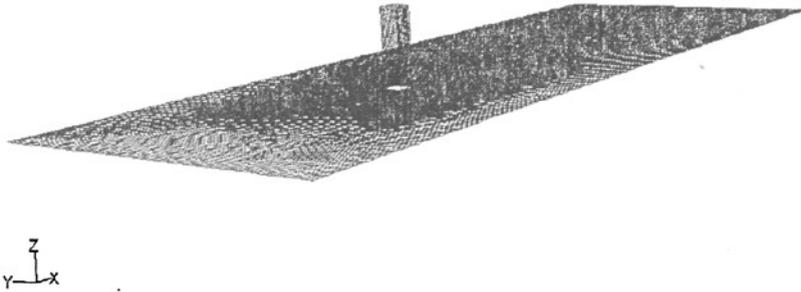


图 4.1 总体

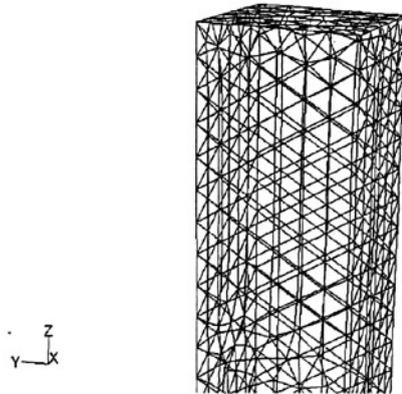


图 4.2 建筑物局部放大

4.2 边界条件的设定

4.2.1 入口边界条件

空气相：模拟大气边界层风速剖面指数分布， $(\bar{u}/u_0) = (z/z_0)^\alpha$ 。式中 z_0 ， u_0 为参考高度和参考高度处的风速，取建筑物顶部高度为 200m 和建筑物顶部风速为 40m/s； z ， \bar{u} 分别是流域中某高度和对应的平均风速； α 为地面粗糙度指数，取 $\alpha = 0.25$ ^[43]。平均风速剖面采用 Fluent 提供的 UDF (User-defined functions) 编程与 Fluent 接口实现。

沙粒相：密度取为 2000 kg/m^3 ，初始速度为 0， $\alpha_s = 2\%, 4\%, 6\%, 8\%, 10\%$ ， $\theta_s = 0.001 \text{ m}^2/\text{s}^2$

4.2.2 压力出口边界条件

相对压力： $p_g = 0$ 。

4.2.3 壁面边界条件

建筑物表面和地面，采用无滑移的壁面条件。

4.2.4 对称边界条件

对称边界条件用对称结构来简化计算，不需要选择任何参数。

4.2.5 湍流模型及壁面处理

选用 Realizable k- ϵ 模型，湍流强度 I 取值如下^[44-45]：

$$I = \begin{cases} 0.31, & z \leq z_b \\ 0.1(z/z_g)^{-0.25}, & z_b < z \leq z_g \end{cases} \quad (4-1)$$

式中： z_b 取 5m， z_g 取 450m，在进流处直接给定湍动能 k 和湍流耗散率 ϵ 值的方式给定入流处湍流参数， $k = 0.5(\bar{u} \cdot I)^2$ ， $\epsilon = 0.09^{3/4} k^{3/2} / l$ ， l 为湍流尺度， k 和 ϵ 同样采用 UDF 编程与 Fluent 作接口实现。

4.3 计算和求解

计算采用 3D 单精度，分离式求解器，空气模型选用了不可压缩的常密度空气模型，对流项的离散采用了精度较高的二阶迎风格式，速度压力耦合采用了 SIMPLEC 算法，计算风向角为 0° ，并分别在建筑物一周 25m, 50m, 75m, 100m 处的相同位置布置测点，由于对称性，只取一半进行研究（图 4.3）。计算中使用了自适应网格技术 (Adapted Grid)，每步迭代均对压力梯度大的区域进行网格加密，以便更加准确的预测复杂的流动。分别对沙粒相体积分数为 0(风场)，2%，4%，6%，8%，10%进行了数值模拟。

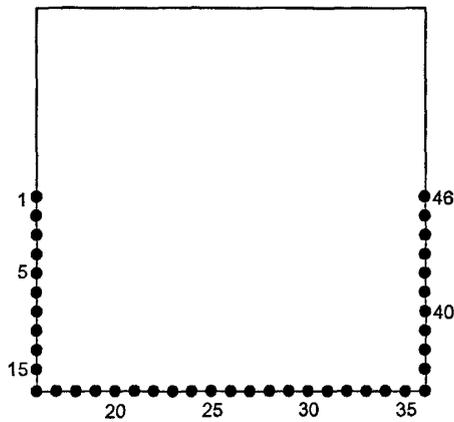


图 4.3 测点布置图（剖面）

4.4 计算结果和分析

4.4.1 风压等值线图

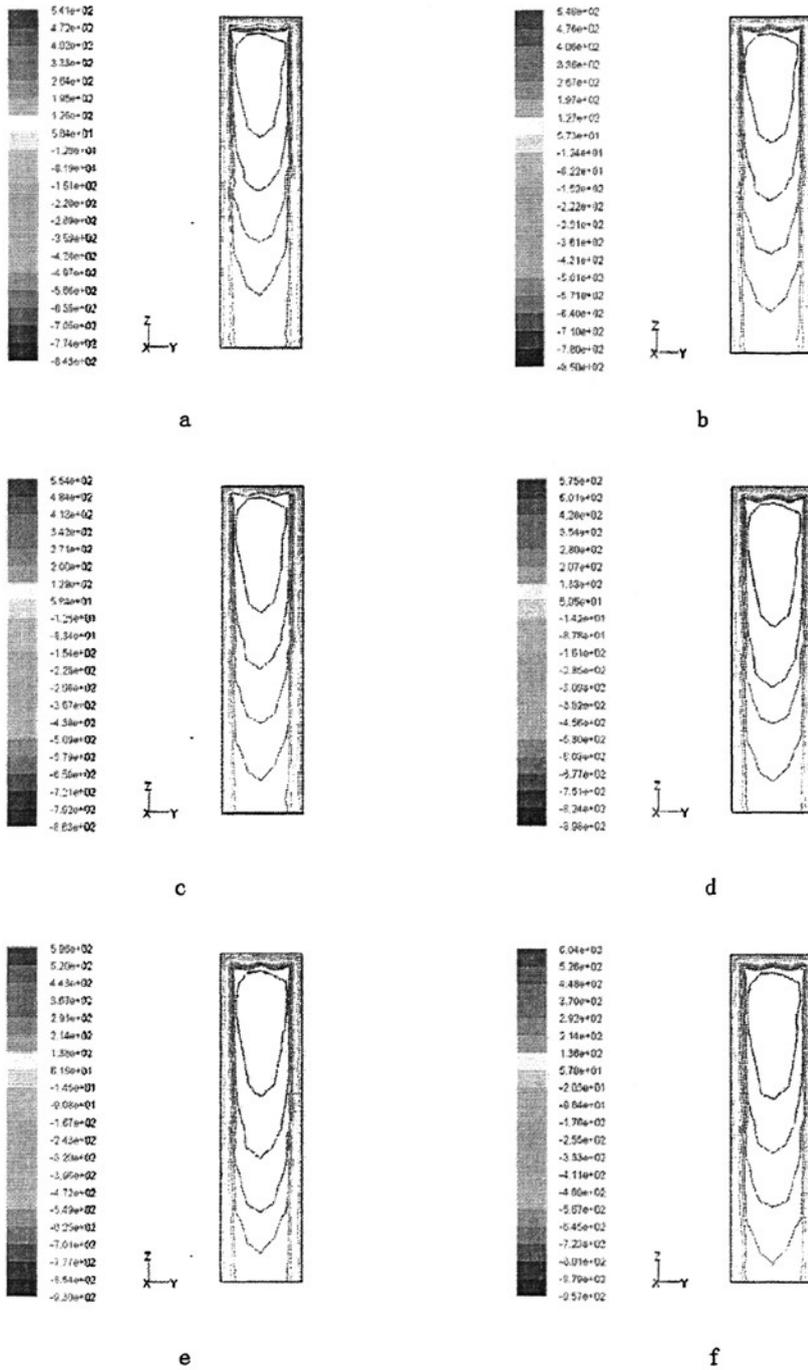


图 4.4 迎风面风压对比图

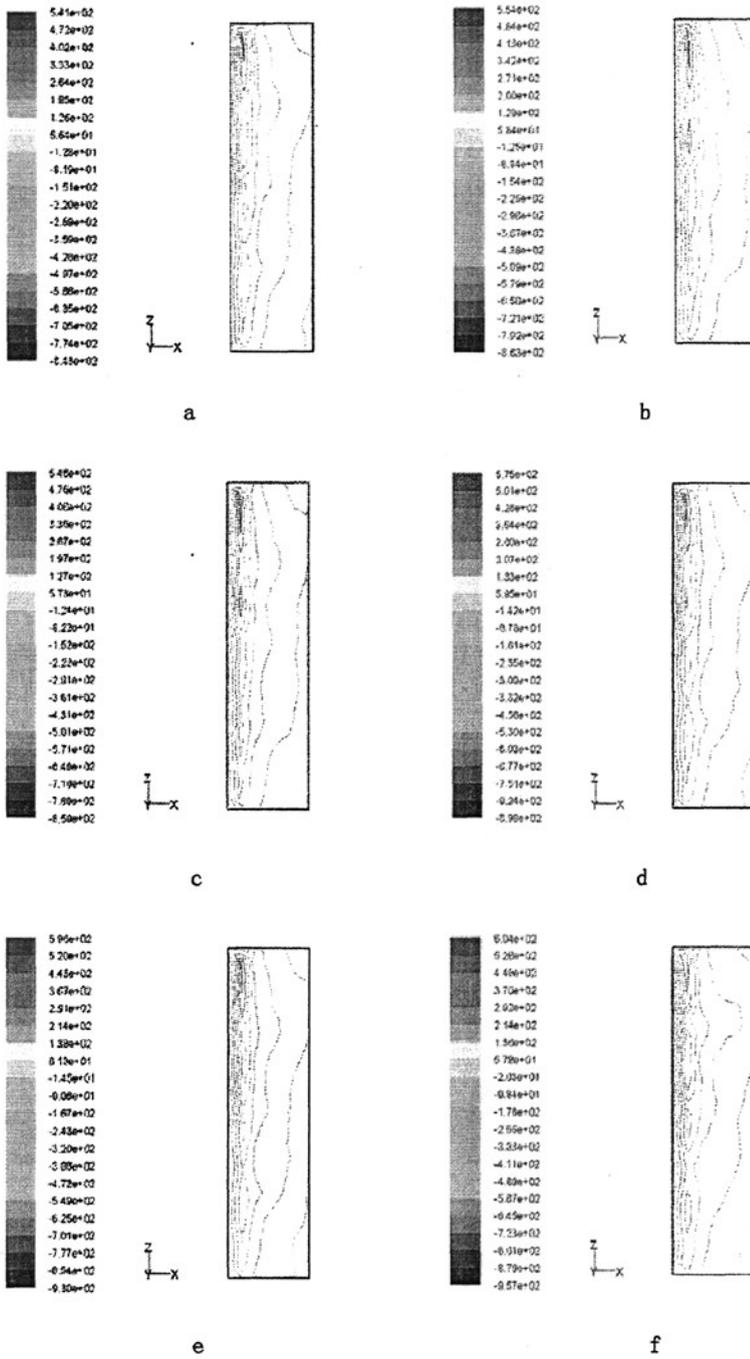


图 4.5 侧面风压对比图

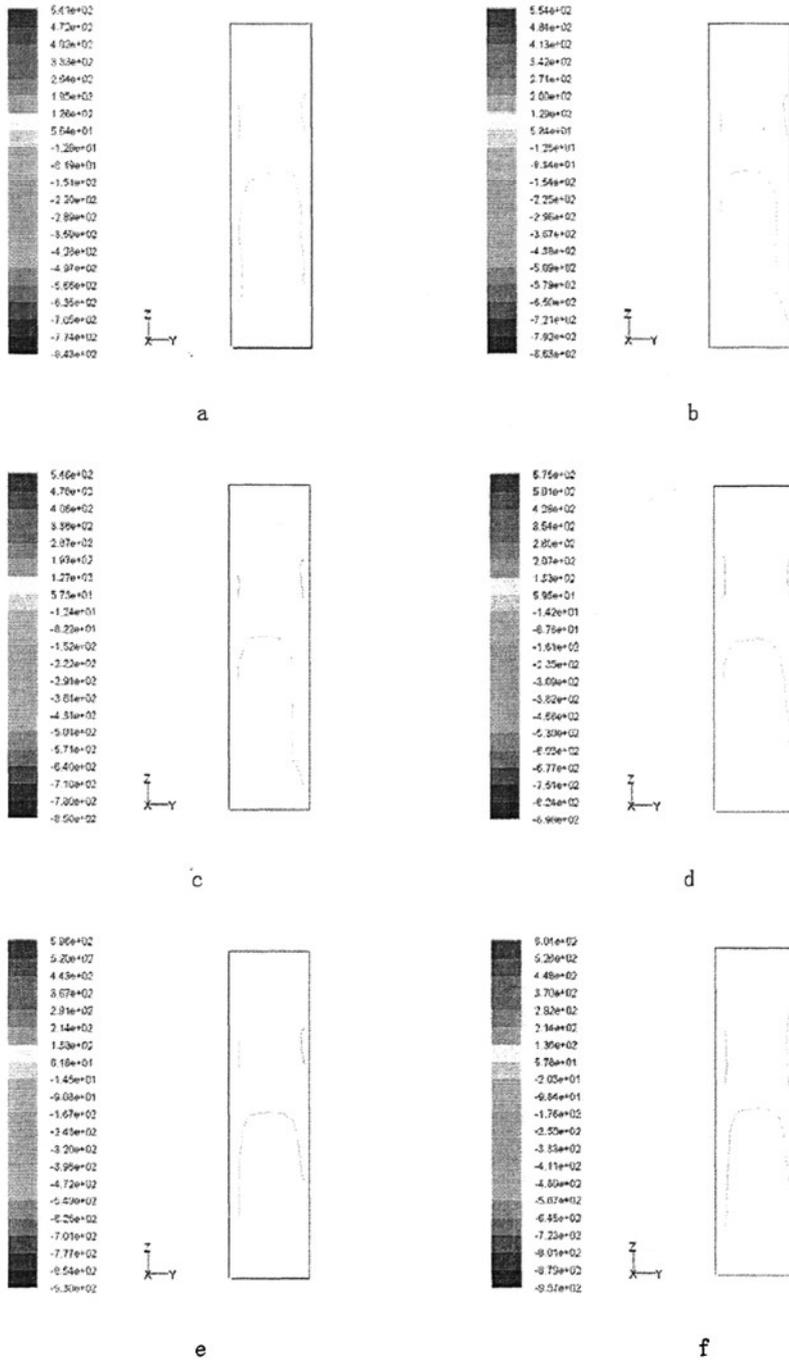


图 4.6 背面风压对比图

图中 a, b, c, d, e, f 分别代表沙粒相体积分数为 0 (风场), 2%, 4%, 6%, 8%, 10%。通过分析数值模拟计算得到的原始风压数据可以得出以下一些该建筑物表

面风压分布的规律：

1. 建筑物的迎风面均出现正压，背风面和侧面一般为负压。最大的正压区出现在迎风面的上部，最大的负压区出现在建筑物的建筑物两侧靠近迎风面部位。
2. 当沙粒相体积分数不断增大时，不论正压力还是负压力，都有所增大。
3. 在迎风面上，当沙粒相体积分数不断增大时，几个大的正压区在不断向建筑物下部扩张；在建筑物两侧，靠近建筑物背风面的部位负压区在不断增大；在背风面上，等压区受影响不大。

4.4.2 压力系数的比较

量纲一的压力系数 C_p 定义为：

$$C_p = 2p / \rho u_0^2 \quad (4-1)$$

式中： p 为相对压力， ρ 为空气密度，取为 1.225kg/m^3 ， u_0 为建筑物顶部的风速。

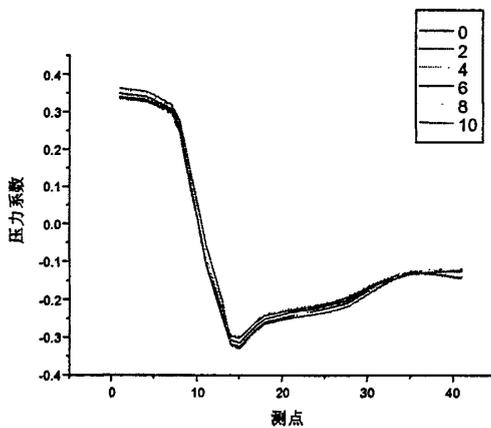


图 4.7 25m 高度测点风压系数对比图

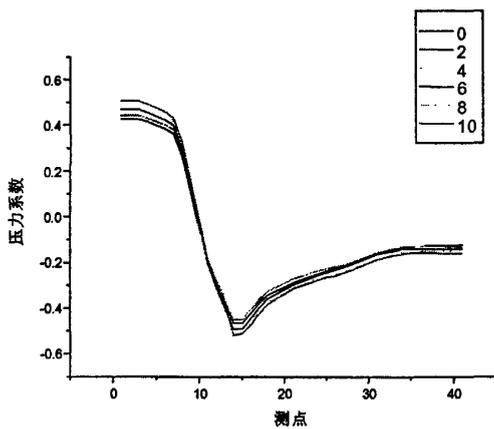


图4.8 50m高度测点风压系数对比图

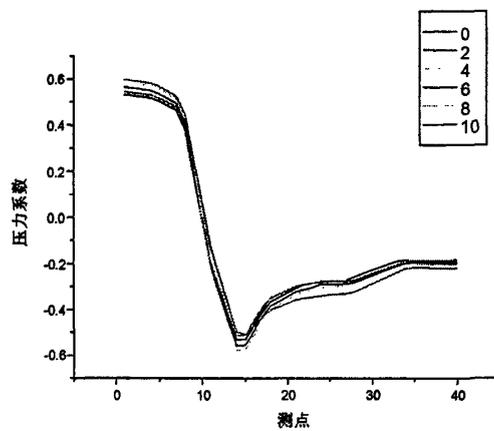


图4.9 75m高度测点风压系数对比图

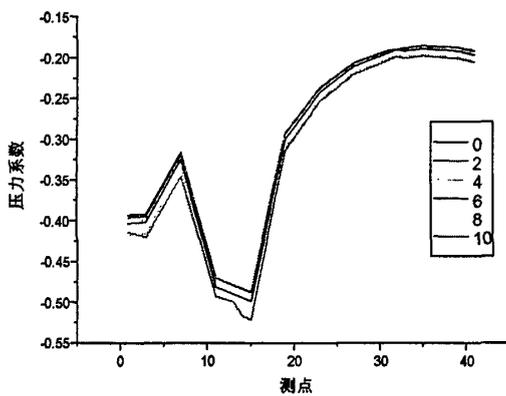


图 4.10 100m 高度测点风压系数对比图

图 4.7 到图 4.10 给出了不同的沙粒相体积分数下风压系数的直接比较。通过分析可得：

1. 对于正压区，沙粒相体积分数越大，风压系数也随之增大。压力最大值出现在迎风面纵向中轴线上。其中在 25m 高度下，沙粒相体积分数为 10% 时和沙粒相体积分数为 0 时相比最大正压力系数相差在 10% 以内；在 50m 高度下，两者最大正压力系数相差达到将近 20%；在 75m 高度下，两者最大正压力系数相差达到 13%。说明在建筑物的中间部位受沙粒影响较大。

2. 对于负压区，沙粒相体积分数越大，风压系数也随之增大。压力最大值出现在两侧面靠近迎风面的部位。沙粒相体积分数为 10% 时和沙粒相体积分数为 0 时相比最大负压力系数相差都在 10% 左右。其中，在 75m 高度下，沙粒相体积分数为 10% 时，负压区的压力显著增大。

3. 对于建筑顶部（100m），风压系数都为负值。压力最大值迎风面与侧面的交线上。沙粒相体积分数从 0 增加到 10% 对建筑物顶部影响大约在 10% 左右。

五、对称高层建筑绕流风场及风沙流场的数值模拟

5.1 几何模型的建立及网格的划分

两栋建筑物的几何尺寸均为 $25\text{m} \times 25\text{m} \times 100\text{m}$, 间距 15m , 计算流域取为 $1225\text{m} \times 465\text{m} \times 425\text{m}$, 建筑物置于流域沿流向前 $1/3$ 处, 为了在有限的资源下提高计算精度和效率, 建筑物几何形状对称, 利用对称性沿纵向取一半流域进行计算。网格划分如下图所示:

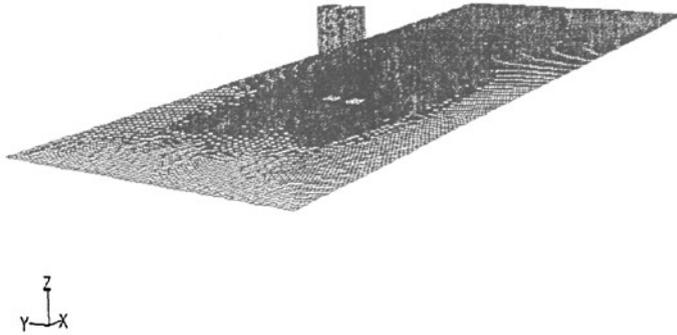


图 4.1 总体

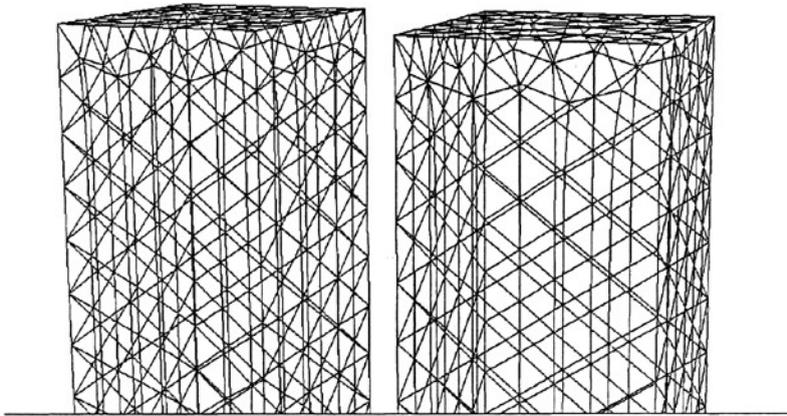


图 4.2 建筑物局部放大

5.2 边界条件的设定

与前一计算模型相同。

5.3 计算和求解

分别在建筑物一周 25m, 50m, 75m, 100m 处的相同位置布置测点, 由于对称性, 只取两对称结构单侧进行研究, 如图 5.3 所示, 上侧为迎风面。计算中使用了自适应网格技术 (Adapted Grid), 每步迭代均对压力梯度大的区域进行网格加密, 以便更加准确的预测复杂的流动。同样分别对沙粒相体积分数为 0 (风场), 2%, 4%, 6%, 8%, 10% 进行了数值模拟。

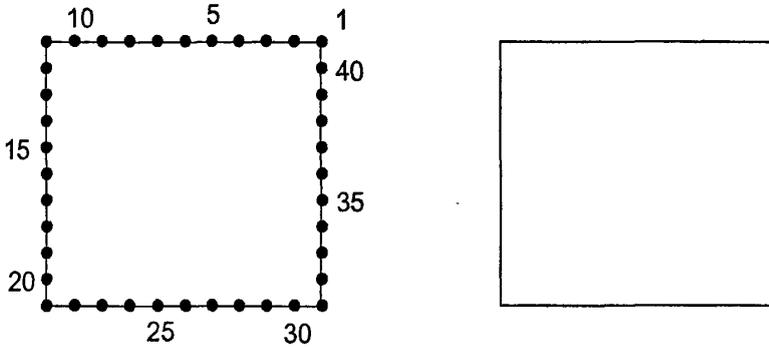


图 5.3 测点布置图 (剖面)

5.4 计算结果和分析

5.4.1 风压等值线图

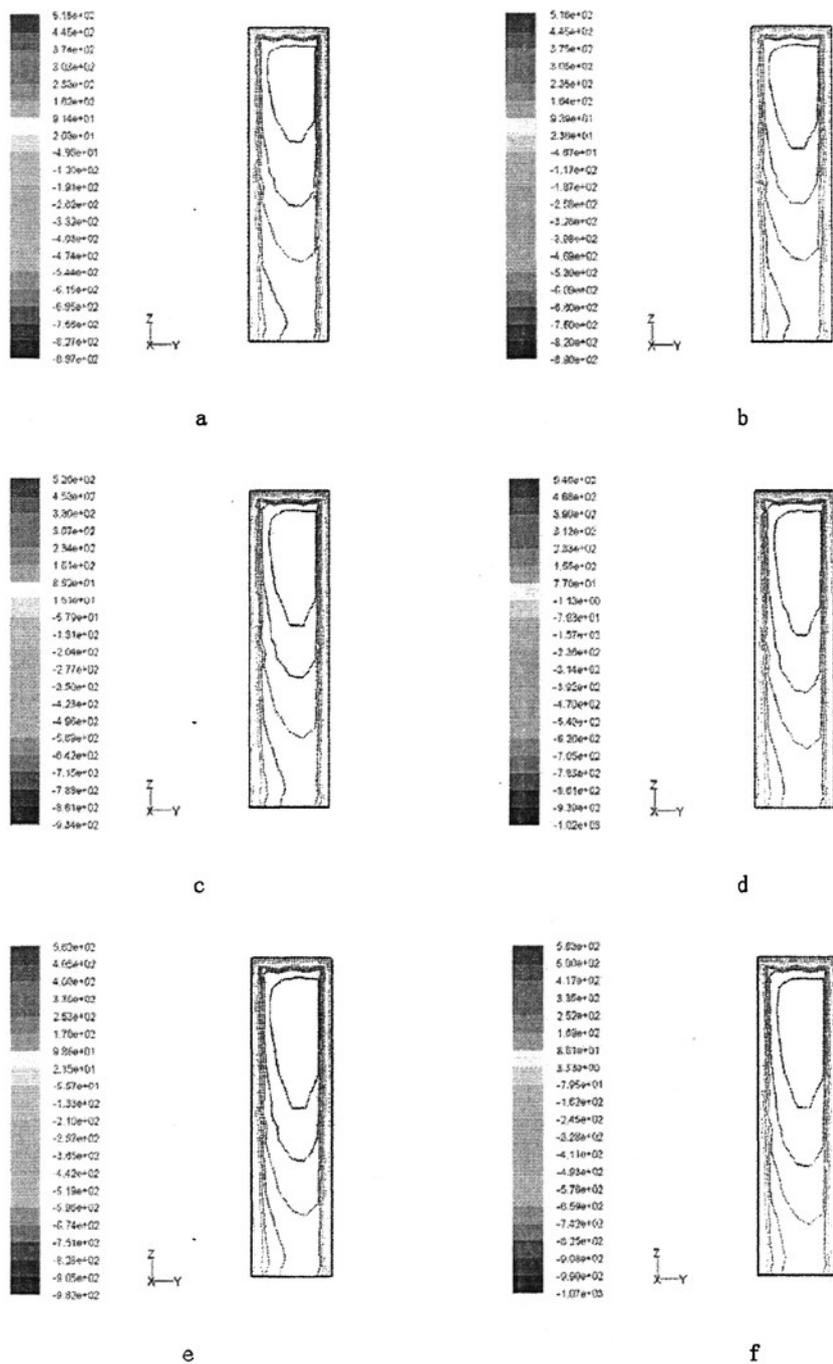


图 5.4 迎风面风压对比图

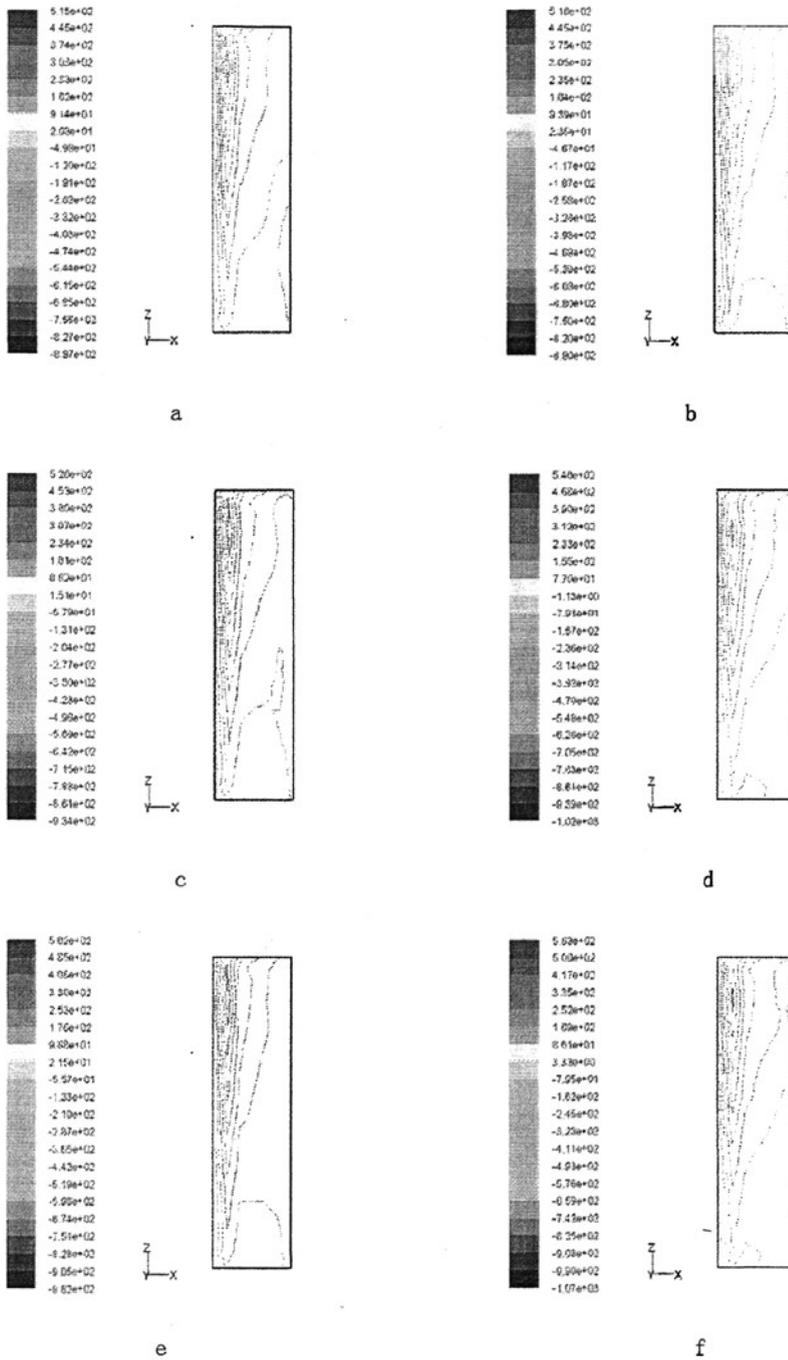


图 5.5 建筑物外侧风压对比图

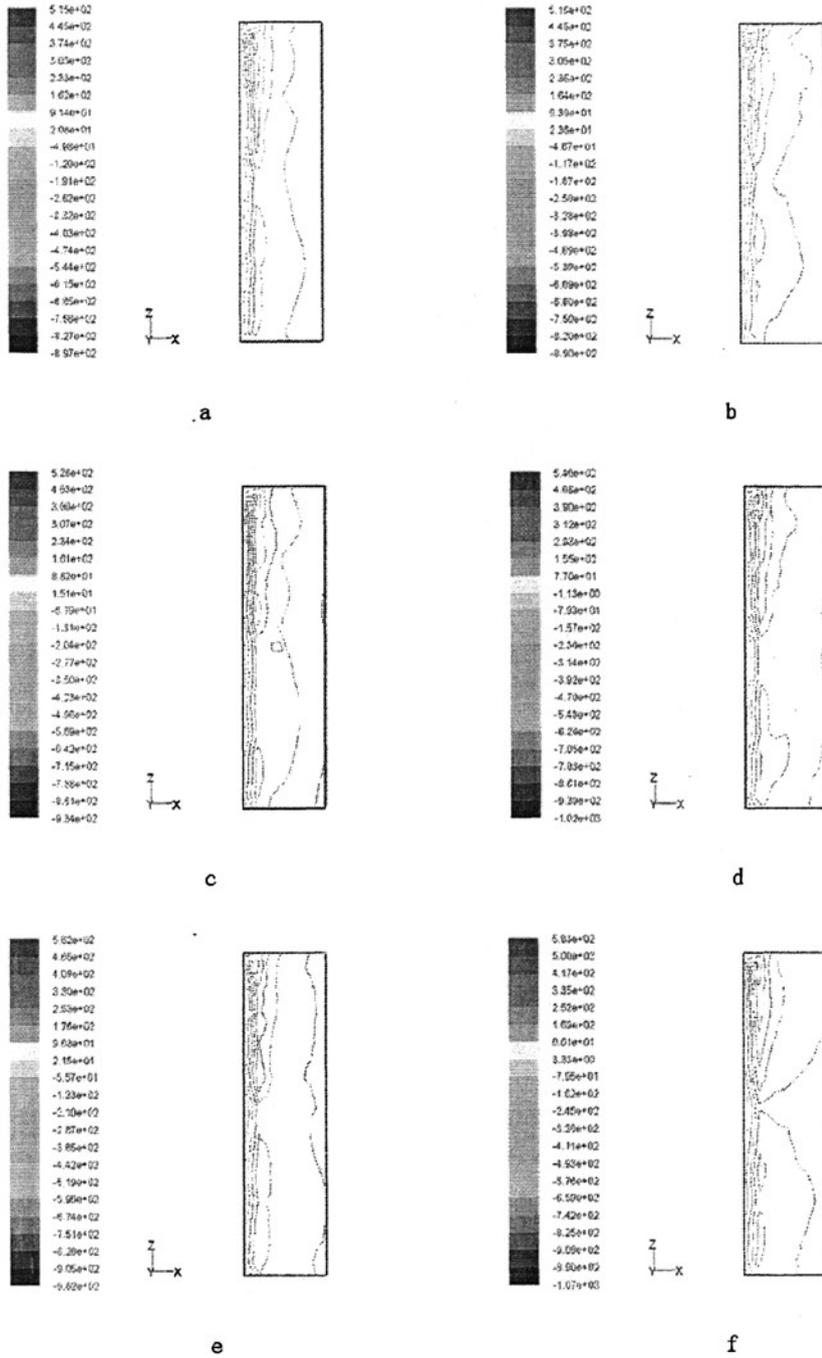


图 5.6 建筑物相邻一侧风压对比图

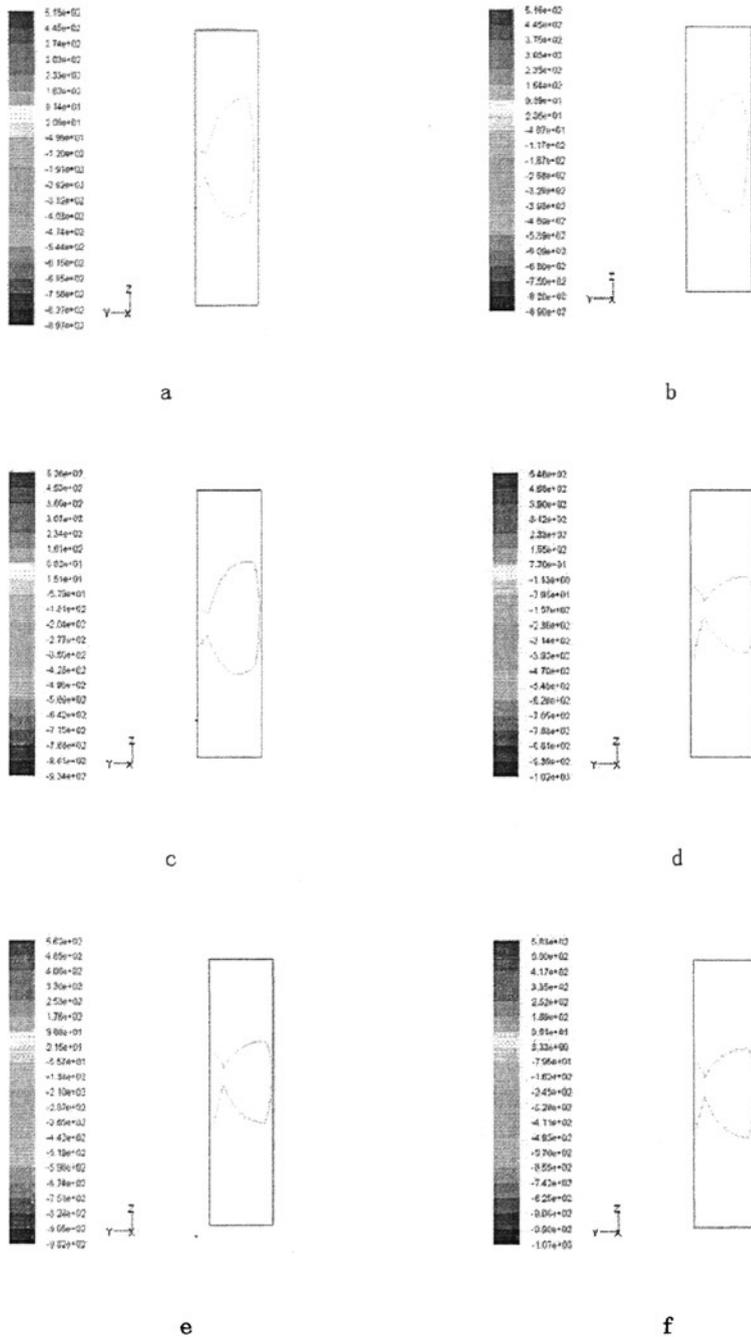


图 5.7 背面风压对比图

图中 a, b, c, d, e, f 分别代表沙粒相体积分数为 0(风场), 2%, 4%, 6%, 8%, 10%。通过分析数值模拟计算得到的原始风压数据可以得出以下一些该建筑物表

面风压分布的规律：

1. 建筑物的迎风面均出现正压，背风面和侧面一般为负压。最大的正压区出现在迎风面的上部，最大的负压区出现在建筑物两侧靠近迎风面的部位。

2. 当沙粒相体积分数不断增大时，不论正压力还是负压力，都有所增大。

3. 当沙粒相体积分数不断增大时，在迎风面上，几个大的正压区在不断向建筑物下部扩张；在建筑物两侧，靠近建筑物背风面的部位负压区在不断增大；在背风面上，等压区受影响不大。

5.4.2 压力系数的比较

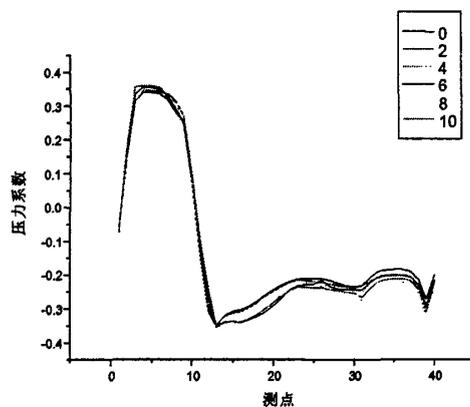


图 5.8 25m 高度测点风压系数对比图

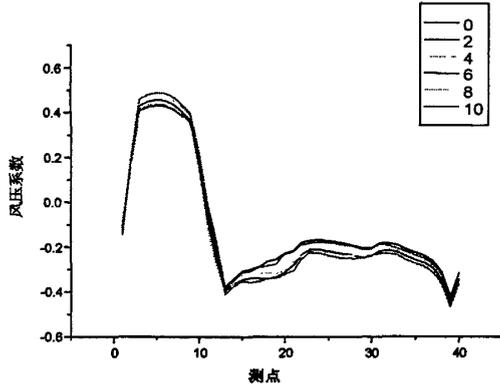


图5.9 50m高度测点风压系数对比图

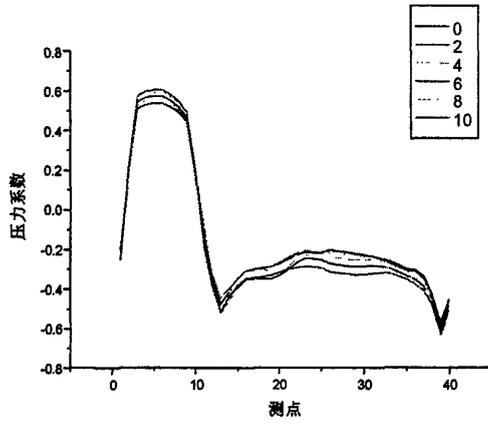


图5.10 75m高度测点风压系数对比图

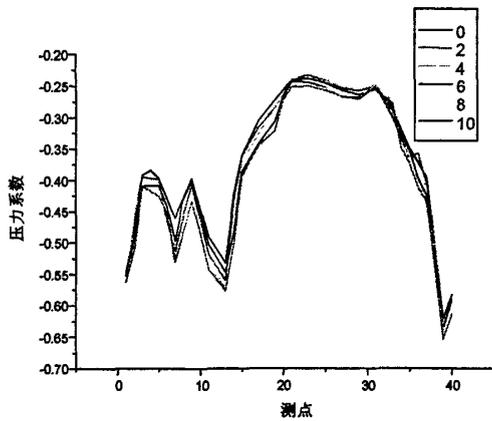


图 5.11 100m 高度测点风压系数对比图

图 5.8 到图 5.11 给出了不同的沙粒相体积分数下风压系数的直接比较。通过分析可得：

1. 对于正压区，沙粒相体积分数越大，风压系数也随之增大。压力最大值出现在迎风面纵向中轴线靠近内测部位（测点 5）。其中在 25m 高度下，沙粒相体积分数为 10% 时和沙粒相体积分数为 0 时相比最大正压力系数相差在 10% 以内；在 50m 高度下，两者最大正压力系数相差达到将近 20%；在 75m 高度下，两者最大正压力系数相差约为 15%。同样说明在建筑物的中间部位受沙粒影响较大。

2. 对于负压区，沙粒相体积分数越大，风压系数也随之增大。压力峰值出现在两侧面靠近迎风面的部位（测点 13、39）。沙粒相体积分数为 0 时和沙粒相体积分数为 10% 时相比最大负压力系数相差都在 10% 左右。

3. 对于建筑顶部（100m），风压系数都为负值。压力最大值出现在两建筑相邻一侧紧靠迎风面部位（测点 39）。沙粒相体积分数从 0 增加到 10% 对建筑物顶部影响在 10% 以内。

六、结论与展望

6.1 本文的主要结论

本文研究的主要内容为建筑物在风沙流场中的数值模拟计算。通过对单体及两相邻对称高层建筑在风场和风沙流场进行数值模拟，将两者的结果进行对比。其中湍流模型为 Realizable $k-\epsilon$ ，两相流模型为欧拉模型。通过以上工作，得到了以下有用的结论：

1. 随着沙粒相体积分数的不断增大，建筑物表面风压系数也不断增大。其中，迎风面正压区所受影响最大，侧面及背面负压区所受影响相对较小。
2. 在迎风面上，当沙粒相体积分数不断增大时，几个大的正压区在不断向建筑物底部扩张。在建筑物两侧，靠近建筑物背风面的部位负压区在不断增大；在背风面上，等压区受影响不大。
3. 随着沙粒相体积分数的不断增大，最大正压力系数相差最大为 20%左右，而最大负压力系数相差在 10%左右。

6.2 进一步工作的设想

1. 本文所模拟的单体及两相邻对称高层建筑物虽是经典模型，但模型简单，只能给出大体的趋势范围，具有一定的参考价值，但还需要对复杂结构、建筑群体做进一步的研究。
2. 本文只考虑了一种风速下，不同沙粒相体积分数影响，当风速增大或减缓时，改变沙粒相体积分数对建筑物的影响还需进一步研究。

参考文献

- 【1】 Carlson T N. Atmospheric turbidity in Saharan dust outbreaks as determined by analysis of satellite brightness data. *Mon. Wea. Rev.* 1979, Vol. 107, 322-55.
- 【2】 徐国昌, 陈敏连, 吴国雄. 甘肃省“4122”特大沙尘暴分析. *气象学报*, 1979, 37 (4): 26-35
- 【3】 郑晓静, 周又和. 风沙运动研究中的若干关键力学问题. *力学与实践*, 2003, 25(2): 1-7.
- 【4】 Murakami S, Mochida A, Kondo K, Ishida Y, Tsuchiya M. Development of new k- ϵ model for flow and pressure fields around bluff body, these Proceedings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1997, 67-68.
- 【5】 Stefan Schmidt, Frank Thiele. Comparison of numerical methods applied to the flow over wall-mounted cubes. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 23(2002)330-339.
- 【6】 Murakami, Development of new k- ϵ model for flow and pressure fields around bluff body, these Proceedings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1997, 67-68.
- 【7】 陈水福. 建筑表面风载的计算机模拟, *工程设计 CAD 与智能建筑*, 2002 (5): 25-27.
- 【8】 陈水福. 建筑表面风压的三维数值模拟, *工程力学*, 1997, 14(4): 38-43.
- 【9】 黄本才. 结构抗风分析原理及应用, 同济大学出版社, 2001.
- 【10】 杨伟, 顾明. 高层建筑三维定常风场数值模拟, *同济大学学报*, 2003, 31(6): 647-651.
- 【11】 Bagnold R A. *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*. Mathuen & Co. Ltd., London, 1941.
- 【12】 Chepil W S. Properties of soil which influence wind erosion (Part I to V). *Soil Science*. 1950, 69: 146-162; 403-414; 1951, 71: 141-153; 72: 387-401; 465-478.
- 【13】 Owen P R. Saltation of uniform grains in air. *Journal of Fluid Mechanics*, 1964, 20(2): 225-242.
- 【14】 Anderson R S, Haff, P K. Wind modification and bed response during saltation of sand in

- air. *Acta Mechanica*, 1991, Supp1: 21-25.
- 【15】 吴正. 风沙地貌与治沙工程学. 北京: 科学出版社, 2003.
- 【16】 刘贤万. 实验风沙物理与风沙工程学. 北京: 科学出版社, 1995.
- 【17】 董治宝. 中国风沙物理研究五十年(I). *中国沙漠*, 2005, 25(3): 293-305.
- 【18】 董治宝, 郑晓静. 中国风沙物理研究 50 a (II). *中国沙漠*, 2005, 25(6): 798-815.
- 【19】 董飞, 刘大有, 贺大良. 风沙运动的研究进展和发展趋势. *力学进展*, 1995, 25(3): 365-391.
- 【20】 Zhou, Y H, Guo, X, Zheng, X J. Experimental measurement of wind sand flux and sand transport for naturally mixed sands. *Physical Review E*, 2002, 66: 021305.
- 【21】 谢莉, 郑晓静. 风沙流中沙粒起跃初速度分布的初步探讨. *中国沙漠*, 2003, 23(6): 637-641.
- 【22】 何丽红, 郑晓静, 武建军. 跃移沙粒起跳垂直速度分布函数的统计分析. *兰州大学学报*, 2004, 40(2): 31-35.
- 【23】 邢茂, 郭烈锦. 风沙稳定输运中起跳沙粒运动状态分布函数. *工程热物理学报*, 2004, 25(3): 448-451.
- 【24】 李万清, 周又和, 郑晓静. 风沙跃移运动发展过程的离散动力学模拟. *中国沙漠*, 2006, 26(1): 47-53.
- 【25】 Zheng, X J, Xie, L, Zhou, Y H. Exploration of probability distribution of velocities of saltating sand particles based on the stochastic particle-bed collisions. *Physics Letters A*, 2005, 341: 107-118.
- 【26】 Zheng, X J, He, L H, Wu, J J. Vertical profiles of mass flux for windblown sand movement at steady state. *Journal of Geophysical Research*, 2004, 109-B1106: 1-10.
- 【27】 Zheng, X J, He., L H, Zhou, Y H. Theoretical model of the electric field produced by charged particles in windblown sand flux. *Journal of Geophysical Research*, 2004, 109-D15208: 1-10.
- 【28】 王振亭, 郑晓静. 草方格沙障尺寸分析的简单模型. *中国沙漠*, 2000, 22(3): 229-232.

- 【29】 薄天利, 郑晓静. 防沙栅栏风洞实验的数值模拟. 兰州大学学报, 2005, 47(5): 97-101.
- 【30】 马银亮. 高浓度气固两相流的数值模拟研究. 杭州: 浙江大学工程热物理, 2001.
- 【31】 Davidson J F, Harrison D, *Fluidized Particles*, Cambridge University Press, New York, 1963.
- 【32】 Arundel P A., Hobson C A, Lalor M J, Weston W. Measurement of Individual Alumina Particle Velocities and the Relative Slip of Different-Sized Particles in a Vertical Gas-Solid Suspension Flow Using a Laser-Anemometer System. *Phys-D.*, Vol.6, NO. 6, P2288-2300, 1974.
- 【33】 Savage S B, Jeffrey D J, The Stress Tensor Granular Flow at High Shear Rates, *J. Fluid Mech*, Vol. 110, 225-272, 1981.
- 【34】 Ding J, Gidaspow D, A Bubbling Fluidization Model Using Kinetic Theory on Granular Flow, *AIChE J.* Vol.36, P523-538, 1990.
- 【35】 张福军. 计算流体力学分析-CFD 软件原理与应用, 清华大学出版社, 2004.
- 【36】 埃米尔·希缪. 风对结构的作用, 同济大学出版社, 1992.
- 【37】 C K K Lun, S B Savage, D J Jeffrey, and N Chepurniy. Kinetic Theories for Granular Flow: Inelastic Particles in Couette Flow and Slightly Inelastic Particles in a General Flow Field. *J.Fluid Mech*, 1984, 140: 223-256.
- 【38】 Gidaspow, R Bezburuah, and J Ding. Hydrodynamics of Circulating Fluidized Beds, Kinetic Theory Approach. In *Fluidization VII, Proceedings of the 7th Engineering Foundation Conference on Fluidization*, 1992: 75-82.
- 【39】 M Syamlal, W Rogers, and O'Brien T. J. *MFLX Documentation: Volume 1, Theory Guide*. National Technical Information Service, Springfield, VA, 1993. DOE/METC-9411004, NTIS/DE9400087.
- 【40】 J O Hinze. *Turbulence*. McGraw-Hill Publishing Co, New York, 1975.
- 【41】 S E Elgobashi, T W Abou-Arab. A Two-Equation Turbulence Model for Two-Phase Flows. *Phys. Fluids*, 1983, 26(4): 931-938.
- 【42】 C Simonin, P L Violette. Predictions of an Oxygen Droplet Pulverization in a

- Compressible Subsonic Coflowing Hydrogen Flow, *Numerical Methods for Multiphase Flows*. FED, 1990, 91: 65-82.
- 【43】 Baines W D. Effect of velocity distribution on wind load and flow patterns on buildings. Proc Symp Wind effects on buildings and structures. 1963. 198-223.
- 【44】 黄鹏. 高层建筑风致干扰效应研究. 上海: 同济大学土木工程防灾国家重点实验室, 2001.
- 【45】 ISBN4-8189-0459-7C3052 P4450E-1996, AIJ Recommendations for Loads on Buildings.

致谢

本论文是在导师武生智教授的悉心指导下完成的，在三年的学习、研究和工作中，武老师渊博的学识、敏锐的科研洞察力、勇于创新的精神、勤奋的工作态度及严谨的治学态度，对科学研究的高度热情都使我深受教诲，而导师独到的见解、对具体工作细致指点以及对我的谆谆教导使我在做学问和做人上都受益非浅，并将影响我的一生。不仅如此，在生活中导师也给了我很多帮助和关心。值此论文完成之际，谨向导师致以崇高的敬意和衷心的感谢。

论文的研究工作得以顺利完成，感谢新文科楼 715 研究生学习室的同学给予我的无私帮助。他们新颖活跃的科研思想和坚忍不拔的科研态度，创造了良好的学术氛围，身处其中，经常的交流和讨论，使我开阔了眼界，增长了见识，大大促进了自己的工作。特别要感谢刘楠、史锋、佟鼎、沈飞、刘晓军、赵玉军等同学给予我的富有成效的讨论，使我能够及时解决工作中遇到的问题。

感谢我的家人在经济、生活和精神上给予我的支持，正是他们不断的鼓励才使我走上了现在的道路，并顺利完成学业。并感谢每一位支持、鼓励和帮助过我的亲人、老师和朋友。

王松涛

2009 年 5 月