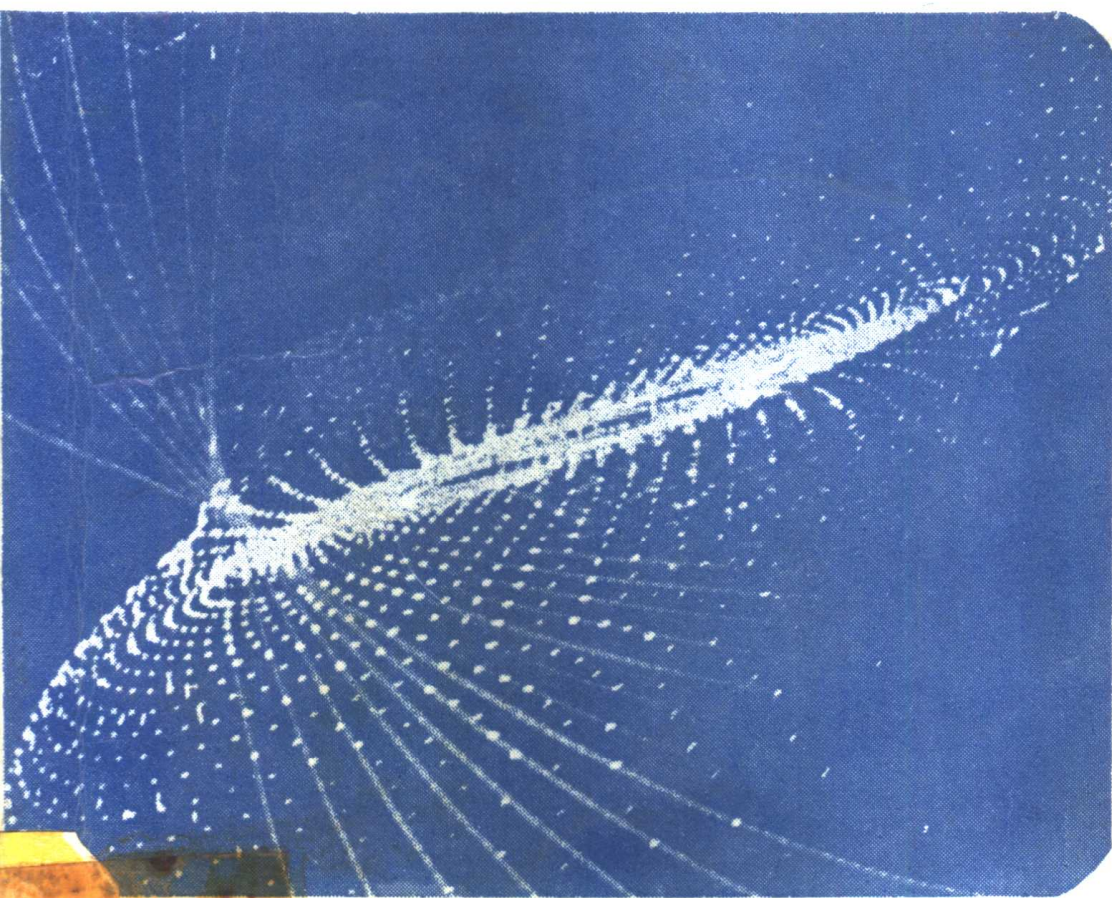


Donald H. Lenschow 主编

大气边界层探测



气象出版社

大气边界层探测

兰晓

Donald H. Lenschow 主编

周秀骥 李兴生 等译
周明煜 吕乃平
周秀骥 李兴生 审校

气象出版社

内 容 简 介

本书是在1983年美国气象学会大气测量委员会举办的“探测大气边界层的仪器与技术”讲座的基础上，经过进一步修订后编写的。本书共分十二个专题，系统地介绍了大气边界层的探测原理、方法、技术和各类仪器。对于从事污染气象、航空气象、气象观测、气候监测、大气化学、边界层大气物理等广泛领域的读者来说，从掌握探测原理的理论直到选择合适的观测仪器，本书都具有明显的指导与实用意义。

Probing the Atmospheric Boundary Layer

Donald H. Lenschow 主编

大 气 边 界 层 探 测

周秀骥 李兴生 等译

周明煜 吕乃平

周秀骥 李兴生 审校

责任编辑 林雨晨

气象出版社 出版

(北京西郊白石桥路46号)

北京密云华都印刷厂印刷

气象出版社发行 全国各地新华书店经售

开本：787×1092 1/16 印张：19 字数：471千字

1990年9月第一版 1990年9月第一次印刷

印数：1—1000册 定价：3.40元

ISBN 7-5029-0334-8/P·018 (课)

译 者 的 话

大气边界层是与人类活动最为紧密相关的大气层。城市污染、飞行降落、地-气与海-气相互作用、大气圈与生物圈相互作用等都发生在这一层大气中。因此,研究边界层大气运动的变化机理与规律是近代大气科学中极为重要的分支。而发展大气边界层结构的探测方法与技术,获取系统的观测资料是其中必不可少的基础工作。

本书是在1983年美国气象学会大气测量委员会举办的“探测大气边界层的仪器与技术”讲座的基础上,经过进一步加工后编写的。全书共分十二个专题,分别由十五位在该领域内的知名专家执笔撰写,比较系统地介绍了大气边界层的探测原理、方法、技术和各类仪器,对于从事污染气象、航空气象、气象观测、气候监测、大气化学、边界层大气物理等广泛领域的读者来说,从掌握探测原理的理论直到选择合适的观测仪器,本书都具有明显的指导与实用意义。

本书由周秀骥、周明煜、李兴生、吕乃平、张子瑜、邵庆秋等分工译出。最后由周秀骥和李兴生审校。

中 译 本 前 言

我从周明煜博士那里得知《大气边界层探测》一书正被译成中文。这本书为了解直接和间接探测技术在大气边界层探测中的应用提供了一个基础。因此，我们试图用普遍的概念来表述仪器的操作，并且不把重点放在特殊仪器上。如果我们做到了这些，这本书对那些未曾接触过特殊仪器的人来说将是非常有用的。作为例子，我们将谈到那些特殊仪器，在将来它们将应广泛应用，那时，探测器很有可能被改进了，但是作为理解那些仪器性能而应具备的技术基础，将与现在非常相似。我衷心地希望，本书会对在边界层结构探测方面感兴趣的中国工作者们有所帮助。

D.H.兰晓博士

1987年10月28日

目 录

前言	(1)
绪论	(3)
测量物理	(6)
用铁塔测量边界层中的通量和廓线.....	(25)
大气边界层中风速、温度和湿度的小尺度测量	(37)
边界层中的飞机测量.....	(49)
边界层中气溶胶的测量.....	(69)
能见度测量技术.....	(104)
气体示踪剂技术和应用.....	(123)
主动式大气遥感技术的对比评述.....	(157)
边界层变量的光雷达测量	(168)
雷达探测与行星边界层的测量: I 由折射率不规则变化引起的散射.....	(198)
雷达探测与行星边界层的测量: II 粒子散射	(217)
声遥感探测.....	(237)
附录 系统函数 S_v, S_T	(274)
术语汇编	(278)
参考文献	(279)

前 言

本书的出版经历了一个过程,据我的了解,该过程开始于几年前美国气象学会大气湍流与扩散委员会主席P. Arya的倡议。他建议委员会举办一次边界层测量的短期训练班。在以后的讨论中,把标题为大气边界层探测仪器和技术的第七期《大气技术》作为这次训练班应涉及些什么内容的讨论蓝本。由于那一期《大气技术》是我编辑的,我作为委员会成员,被询问是否愿意指导这次训练班,我多少有些勉强地同意了,我们原计划于1982年夏季举办短期训练班,后来推迟到1983年,部分原因是由于我个人的拖延造成的。

在此期间,以J. C. Kaimal为主席的美国气象学会大气测量委员会,也单独提出过举办这类训练班的意义。随即成立了包括以J. Kaimal、W. Dabberdt、A. Morris和我为成员的组织委员会来计划其细节问题。最后,“大气边界层探测仪器和技术”短期训练班在大气湍流和扩散委员会与大气测量委员会的联合倡导下,于1983年8月8—12日在科罗拉多州的博尔德市召开。本书的前身即训练班使用的讲稿。

短期训练班的筹划和实施的全过程以及本书的编写过程中,我得到许多同事的帮助。最初,有P. Arya, J. Wyngaard和筹备委员会委员们的协助,形成了训练班的构思和内容。美国气象学会的K. Spengler和E. Mazur对训练班的召开和参加人员的注册登记作了安排。所有的讲课人都非常合作,并表示理解对他们的要求,而且设法及时地为训练班提交他们的讲义。讲课很受欢迎,训练班的学员表现很热情,并具有较好的接受能力,他们对讲课和讲义都提出许多有益的建议。

训练班结束之后,讲稿经作者修改后再寄回给我并送交至少两名科学家审阅。我在此对这些审阅者表示感谢,他们是:C. Bohrer, J. Businger, R. Carbone, J. Dutton, C. Fairall, C. Friehe, G. Grams, P. Hildebrand, N. O. Jensen, L. Lading, D. Lilly, W. Mach, S. Nicholls, B. Sivertsen, G. Start, J. Telford, D. Thomson, J. Tillman, S. Twomey, A. Weill和J. Wyngaard。

我认为过去还没有任何出版物对本书涉及的问题进行过讨论,另外,本书在风格和内容方面是有先例的,例如,《大气技术》第七期也讨论过为边界层研究的仪器,不过,那些文章都是非评论性的,而且比较短也缺乏指导性,因为最初没有把它们作为讲义来写。《微气象学专题讨论》(D. Haugen, AMS, Boston, Massachusetts, 1973, 392 pp.)和《大气湍流和空气污染模式》(F. T. M. Nieuwstadt和H. Van Dop, D. Reidel Publishing Company, Boston, Massachusetts, 1982, 358 pp.)在风格方面很类似,但它们的主题是边界层物理,不是观测技术。对我个人有指导和启发的是《微气象学研究》(H. Lettau, final report under contract DA-36-039-SC-80063 from the U.S. Army Electronic Proving Ground, Fort Huachuca, Arizona, Published by University of Wisconsin, Madison, 1959, 85 pp.)。在过去的25年中,我们已经掌握了许多技术,并作了不少技术改进,但是,很显然我们今

天仍然面临着许多科学问题。

国家大气研究中心出版办公室的B. Boyko为了本书的出版所表现的合作、耐心、创新和技术能力是大家所公认的。H. Hamilton和M. Sime为打印和发送众多的手稿和处理审阅过程提供了帮助。

最后，我要特别感谢L. Kristensen，由于他的协助对有些稿件作出认真的评审；并为本书的改进提出许多有益的建议；在本书问世的全过程中始终得到他的鼓励和支持。

Donald H. Lenschow

1984年9月

绪 论

Donald H. Lenschow

(国家大气研究中心)

1. 边界层

大气边界层的性质将在本书J. Wyngaard的文章中作扼要的论述。非常简明地说,大气边界层可以认为是大气与地面由于湍流而发生相互作用的层次,这种相互作用的时间尺度为几小时或更短一些。在陆地面上,白天大气边界层的深度一般是几百米到几千米,而夜间为100到300米。在海洋面上它的深度相对少变,从几百米到1公里或更高一些。边界层空气与上面的自由大气只是间歇地混合,这种混合主要通过强烈到足以破坏一般的边界层覆盖逆温的对流云过程来完成。

几乎整个生物圈或包含在或依赖于大气边界层,在很多方面大气边界层可以看作是生物圈的循环系统,它为植物和动物的光合作用和呼吸作用输送二氧化碳和氧,转移废弃物,并通过光化学作用以及向上面的自由大气输送和向地球表面沉降等过程净化大气。它从地面输送热量和水汽,并使它们向水平和垂直两个方向弥散,对生物圈作有效的空气调节,以及为所有尺度的强天气系统——从晴朗天气积云到强对流风暴,直到大尺度行星波——提供能量通道,这就提供了边界层中气流的驱动力和使蒸发水作为降水回到地面的途径。

边界层结构,以及它与地球表面和上面自由大气的相互作用,主要依靠观测研究,数值和实验室模拟,以及因次分析协同联合的结果而得以了解。设计观测研究需要了解仪器的性能和局限性,计划和实现野外研究的战略,以及资料处理,分析和综合的技术。本书主要讨论这些问题中的第一个问题,但也涉及一些仪器应如何配置和资料处理与分析的讨论。直接和遥感技术两者都将予以讨论,我们希望讨论能足够地详细,以使读者可以对测量是如何获得和运用的,以及应用时有什么局限性有所了解。

有些边界层性质在测量它们的仪器出现以前已成为普及的知识。例如,从观察地面排放到大气中的烟就能对边界层的扩散特性一目了然。我们注意到白天和夜间的扩散类型有很大不同;在晴朗白天,烟上升呈间歇爆发状,并且扩散很快;而在夜间,烟呈水平层状,扩散缓慢得多。例如,由于洋面上的波,叶子的沙沙声和树在风中的摇摆,使表面应力显示得很清楚。云街和泡状组织是发生在边界层中对流结构的目视检验。边界层中的热通量会引起水平面上远距离目标的闪烁和蜃景,这些现象是由于折射率的脉动和垂直梯度造成的。实际上,正如Schwiesow在他的遥感技术综述中指出的那样,人类的感官在许多方面是优于遥感边界层特征的近代仪器。

在有些情况下,人们已经观测一些有生命物对边界层中现象的反应来了解边界层结构。例如,Woodcock (1940)解释鸥的滑翔特性来区分边界层中不同的对流型。Richardson (1922)利用观测和估计使麦杆弯曲的力,估算小麦田上地面应力。在有些方面,

这类观测已远超前于他们的时代。本书中Wynngaard的文章指出,利用面积平均得到统计上有意义的测量值,如上述的例子,本质上要比从铁塔或飞机的直接测量得到线平均值容易。实际上,近代发展起来的,诸如(Kropfli与Chadwick and Gossard将在本书中讨论)雷达和(Schwiesow将在本书中讨论)激光雷达的主要优点是它们固有的面积平均能力。令人惊奇的是,甚至应用现代技术,我们有时仍然依靠一些有生命物对边界层现象的反应。正如Kropfli指出,例如,边界层中晴空雷达探测通常仍然利用昆虫作为靶物。

关于边界层平均结构的定量数据,可以追溯到十八世纪初,当时载人飘移气球首次用于温度探测(Belínshii and Pobiyakho, 1962)。十八世纪后期,载人和不载人飘移气球两者,系留气球,和风筝用于温度,湿度和风的探测。飞机开始用于气象测量是在二十世纪初期,1930年以后不少年份,它们经常用于高空观测。在二十世纪初期同样可以看到,在近地面层测量温度和风速湍流脉动仪器的发展和应用与湍流交换系数概念的相应发展,也许在这方面最值得注意的是英国G.I. Taylor和德国W. Schwidt的工作。

在最近40年,为了改进我们对边界层结构的了解,仪器继续得到发展。已经可以从铁塔、释放式和系留气球、飞机和迷人的遥感探测器阵获得测量结果。在本书中我们将讨论各种可认为是当前技术水平或看来似乎在不久的将来对观测大气边界层有用的仪器和技术。

2. 书的组织

获得在边界层中进行测量的适当仪器不是从事观测研究唯一的要求。研究者还必需对如何进行测量有所了解,并需要知道仪器在使用环境中的局限性。这是本书下一篇文章Wynngaard所讨论的题目。所有仪器基本上都有局限性。甚至应用十分精确的,瞬间响应的仪器,还是会由于诸如对湍流气流不适当的采样或流场被仪器或测量平台歪曲而产生误差。

在Wynngaard的文章之后,有五篇文章涉及边界层中的直接测量。Kaimal将讨论用于铁塔上测量通量和廓线的仪器。测量包括水平风速,温度和湿度的平均值和湍流脉动值,以及垂直速度的湍流脉动值。他还讨论铁塔的气流变形作用和处理大量资料的方法,这些资料是从仪器装备良好的铁塔上取得的。

为了分析离地面几米以内的湍流通量,被推荐的采样率大约是每秒10次。然而,为了有些目的,例如直接估算速度耗散率和标量方差,需要高得多的采样率。Friehe在他的文章中将讨论对风速,温度和湿度的“微尺度”测量仪器。在这里,“微尺度”概念是指分析波长小到1毫米量级,或在铁塔上每秒采样1,000次和在飞机上每秒采样10,000次。

在后一篇文章中,我将讨论气流速度,温度和水物质的飞机测量。飞机的主要优点是它的可运动性。然而,在飞机测量系统工作时,对飞机运动的校正是一种附加的,相当复杂的事。

除了气体成分以外,空气还包含各种类型的,不同尺度与不同物理和化学组成的气溶胶。因为大部分气溶胶来源于地球表面,边界层通常比自由大气含有更高的气溶胶浓度。同时,地球表面也是主要的气溶胶汇,所以研究它们在边界层中的演变是一个重要的观测问题,Pueschel在他的文章中对此将进行讨论。

与边界层中气溶胶分布紧密联系的是大气能见度,它主要决定于气溶胶浓度和尺度。

在下一篇文章中, Viezee and Lewis将讨论对能见度定量测量的仪器, 这基本上是一种对肉眼在白天或夜间灯光下可觉察目标的距离测量。

边界层最重要性质之一是它对排入的扩散气体和颗粒物的承受能力。湍流边界层的这种性质可以从直接的湍流测量导出。它同样可以利用释放示踪物到边界层(准确地模拟真实污染源), 而后在下风方向作浓度采样来进行更直接的计算。Dabberdt and Dietz将讨论各种保守的或准保守的气体示踪物, 以及对它们进行释放与采样和对采集到的样品进行分析的方法。

示踪物的应用可以被看作为直接和遥感测量之间的桥梁, 因为许多遥感技术依赖于大气中或是自然的或是人工的示踪物。近几年来, 遥感已经在边界层研究中越来越起着重要作用, 因为日益增多的高级技术被发展和应用于边界层探测, 这里我基本上把遥感局限于从发射声波, 无线电波和光波的散射能量探测。现在存在如此众多的可用的传感器和技术, 与其它技术相比较来估价特定技术的适用性看来日益困难, 以致成为一专门问题。比较评定时则需要在价格, 设备性能和使用价值, 综合新技术的能力, 环境影响等方面进行考虑。Schwiesow在他的综述中将定义, 讨论, 和比较遥感技术, 这些将在后面4篇文章中论述。

在这些技术中最新的, 并可能最少发展的是激光雷达。在下一篇文章中Schwiesow将讨论激光雷达在边界层变量遥测中的应用, 包括气溶胶和其它痕量成分浓度, 风和温度的测量。根据在痕量成分分布中的感应特性, 研究工作者还可能描绘边界层中的离散结构。

雷达, 激光雷达的近亲, 可类似地应用于边界层测量, 但它有不同的优点和缺点。在Schwiesow的文章之后, Chadwick and Gossard将利用折射率变化作为靶物讨论边界层探测, 而Kropfli则利用大气中自然的和人工的颗粒物作为靶物讨论边界层探测。

最后, 遥感技术中最古老的一种可能是声学探测, 这将在最后一篇Neff and Coulfer的文章中讨论。声雷达对稳定和不稳定层结边界层中风, 湍流, 和离散结构的短距离(大约小于1公里)测量是非常有用的。

总之, 这是本书内容的概述。当然, 还有许多题目没有涉及, 因为这领域是宽广而多样的。没有涉及的范围包括边界层中辐射加热和冷却的测量, 即太阳和红外辐射的收支; 基于气球的测量, 即释放式和系留低空探测气球与测量空气轨迹的等容飘移气球; 和压力脉动测量。省略这些题目的决定, 部分地基于这样的考虑, 即在这些范围内看来没有近代的重要技术革新。资料处理和分析技术也很少讨论。例如, 本书没有提供数字滤波和谱分析技术的详细描述, 而它对复制从直接湍流测量和遥感得到的大量资料将越来越严重。毫无疑问, 为了完整性, 有些题目也应该讨论。我仅希望本书已经包括足够的内容, 而且已经包括的题目对有志于掌握如何进行边界层观测者足以成为有用的信息源。

测量物理

J. C. Wyngaard

(国家大气研究中心)

1. 引言

长期以来,我一直对称之为“测量物理”——感应元件和它的环境相互作用的学科感兴趣。虽然它是非常重要的,但它却是边界层气象学中被忽视的分支,所以我将这篇文章中的大量篇幅用于讨论这个问题。

因为本文是讨论会的开场报告,所以我还将给出行星边界层的概论。过去二十年的实验进展,已经极大地丰富了关于行星边界层结构的感性认识,并使我们了解了大量有关湍流的知识,但我们仍然遇到了湍流“闭合问题”,不过,今天我们处理边界层湍流(例如参数化)问题比前一代人熟练得多。

最后,我将讨论另一些在边界层气象学中没有引起重视的问题——处理离散资料问题。近几年来,我们已经懂得,为了获得统计上稳定的平均值,我们必须对边界层测量进行长时间周期或长运行路径的平均。学术界已经搞清楚了这样做的原因,并且通过对多于一维的平均——即对面积的平均确信了这样做的可靠性。然而我们只能慢慢地把这种测量值平均的做法传播给边界层宽广领域的所有研究团体。例如,空气质量模式研究部门仅在最近才注意到模式预报和短时期(1—3小时)的平均污染物浓度观测之间相关较差。他们已经懂得,由于“固有的不确定性”——短时间平均的大气特征(测量值)和最可能,或系综平均特性(模式预报值)之间必然的和非预测性的差异,即使一个完好模式和完好短时间观测也相符得很差。这使得在空气质量模式中已隐约呈现出一个崭新而重要的研究领域,所以我在此试图对这问题作一介绍。

2. 行星边界层的性质

行星边界层的定义随着不同作者和不同应用问题而有所不同;然而,一般地说,我们把临近地面湍流区看作为行星边界层。

陆地面上行星边界层一个显著特征是它具有明显的日变化。在晴朗的白天,行星边界层逐渐加深,到下午较晚的时候可达到几百米至几千米的深度。其主要起因是地面加热的强烈湍流引起激烈的垂直混合,因此通常称它为混合层。例如,它导致污染物在垂直方向很快而均匀地混合。图1(a)显示了一个对流行星边界层的形象概念。

当日落临近时,输入地面的辐射能量逐渐减弱以致地面开始冷却;这就切断了供应对流运动的能量,于是行星边界层湍流减弱。与这种冷却作用相对应,一个新的稳定层结的行星边界层将从地面向上发展。这时的湍流扩散作用很小,故从地面源排放的污染物趋于停留在地面附近,高架源排放的污染物则维持在上空。因为此时的湍流扩散作用不能充分地把平均动量输送到近地面层,因此近地面风速十分弱,即使上空风强也是如此。图1(b)

显示了这种稳定层结的夜间行星边界层的形象概念。黎明时，新的对流从下面侵蚀稳定的行星边界层，周期性的变化就这样继续下去。

行星边界层顶部是非常显著的稳定的层结，该层抑制湍流发展，并将上面的只有间歇性湍流的自由大气和下面的行星边界层隔离开。这样，白天对流行星边界层的深度可以简单地用第一层逆温底的高度 z_i 表示。这种逆温在温度和湿度探测中经常是非常明显的。图2给出了从气团变性实验（AMTEX）中得到的资料，其中呈现很陡的逆温。

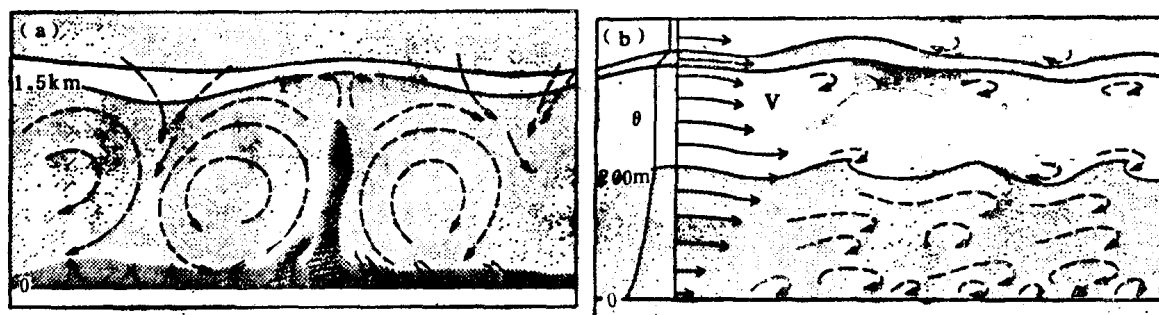


图1 (a) 逆温覆盖下的对流行星边界层的形象概念；

(b) 稳定层结夜间行星边界层的形象概念

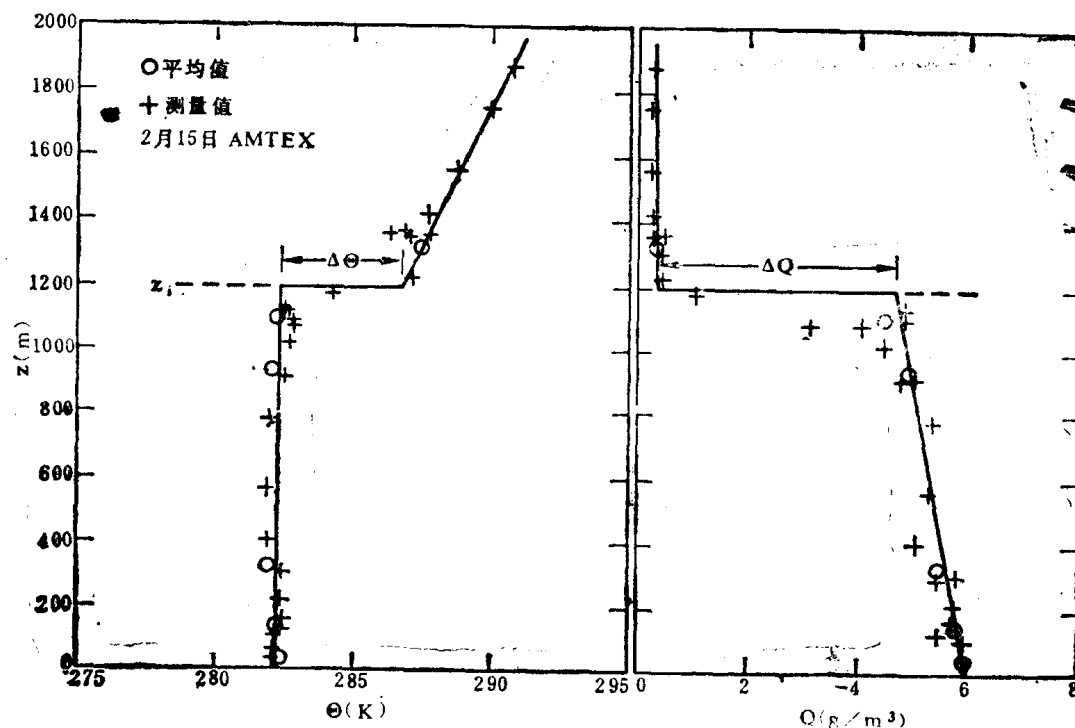


图2 AMTEX边界层测量中得到的位温（左）和水汽密度（右）廓线(Wyngaard等, 1978)

注意在顶部的强跳跃

在晴空夜间陆地面上，整个行星边界层通常是稳定层结，其层结强度（理查孙数）随高度增加，直到它在行星边界层顶部达到湍流趋于消失的临界值。在自然界，典型的中性行星边界层实际是很难捉摸的，因为非常弱的地 - 气温差使得行星边界层或者是稳定层结，或者是不稳定层结。然而，当边界层中性时，其深度同样是覆盖逆温层的高度。

在七十年代早期，单点声探测器清楚地揭示了夜间行星边界层的浅薄特性，它的陡峭的顶部以及其中湍流与波动活动的频繁变化，这曾使行星边界层研究界受到极大的鼓舞。

这种设备还揭示了早晨行星边界层的迅速加深。随后激光雷达和雷达的发展大大地扩展了我们观测行星边界层结构的能力。事实上，现在的研究人员大有被资料淹没的危险。

行星边界层中的湍流在白天也许是最显著的。我们认为湍流不仅是随机的三维风场，而且还包括风场引起的随机标量场（温度、水汽、污染物）。因为有这种湍流，我们一般研究行星边界层中的平均测量值；平均可使瞬时场中的不规则减小。正如我将表明的那样，这种平均在白天显得特别重要，那时，当行星边界层具有大而发展强盛的长寿命对流涡旋存在时，将使得短时间的观测值发生明显的偏差。

下面让我们更精确地考虑我们所说的湍流。基本思想是把任何特性 ϕ 场分解成平均量和湍流量

$$\phi = P + p \quad (1)$$

我将始终用大写字母表示平均量，并用小写字母表示脉动量。

目前有很多平均的方法。湍流理论工作者倾向于采用在无限次样本集合上求平均，这是系踪平均。数值模拟工作者除了系踪平均以外还采用体积平均。实验工作者采用这两种平均以外，还采用线、面和时间平均。以后我们将稍细致地对这些种类平均中的每一种进行讨论，但现在我们将不涉及平均过程细节。

既然在方程（1）中平均场依赖于所采用的平均方法，那么湍流分量也应如此。例如，天气学家处理空间平均场时不考虑小于几十甚至几百公里尺度的细节；所以我们把诸如海陆风和泄流气流等中尺度环流当作湍流。研究从单个气象塔得到时间平均的实验工作者却把这些环流作为平均场的一部分。另一方面，从事飞机测量的实验工作者则把这些环流看作空间变化的场；如果平均值定义为沿着飞行路径进行平均，那么这些场将既是湍流场的一部份又是平均场的一部分。因此，小心地定义平均场是很重要的，以便我们能知道湍流分量到底表示什么。

3. 湍流的性质

湍流速度是一个随机的、三维的、随时间变化的矢量场，它随空间和时间的演变由分别表示动量和质量守恒的纳维-斯托克斯和连续方程所控制。然而，对于实际问题，由于包含在这些方程中复杂的物理过程和它们对初始及边界条件的敏感性，湍流速度场确定的实际状况在细节上是不能预报的。

尽管这些与湍流有关的困难难以克服，但我们确实可以从一些“民间知识”得到教益，这些“民间知识”是几代人在湍流实验，理论和数值研究中得到的。所以，我们虽然没有合适的方法解析地求解湍流方程，但是我们确实能够对湍流有深刻的物理理解。并在许多应用问题中对它能进行成功的处理。

让我们讨论几个对处理行星边界层湍流有用的概念。如果湍流的统计特性与时间无关，我们称它为定常。在通常意义下，这意味着任意一段时间的气流特征的记录与另一段的相似，虽有细节差异，但其统计特性是相同的。这样，定常意味着相对时间轴移动时统计特性不变。在行星边界层中，在晴朗天气的中午，经常出现这种情况。

如果场相对于空间轴平移是统计不变的，我们称它为均一的。虽然行星边界层湍流在垂直方向从来不是均匀的（它强烈地受近地面和覆盖逆温层的影响），但它在相当好的近似程度上可以是水平均匀的。

各向同性场在对空间轴平移、旋转和反射时统计上是不变的。在行星边界层中，这显然是不合适的。因为上边界和下边界条件以及浮力作用使得其特性在水平和垂直方向是不同的。然而，实验资料和理论论证说明行星边界层的小尺度（米和米以下）结构实际上是各向同性的。这就是所谓“局地各向同性”，它意味着各向同性限制于或局限于最小尺度的结构。

我们下面将引进湍流长度尺度概念。假使我们从行星边界层中迅速飞行的飞机上获得详细的风速记录，我们可以把它作为空间记录；那么，通过构造以沿飞行路径的间距为变量的相关函数，我们可以确定积分尺度。这是一种距离的量变，在这样的距离上信号是相关的；我们把这种尺度理解为优势涡旋（在飞机方向上）的尺度。

携带大部分湍流动能和进行大部分湍流输送的涡旋（量级上）可用于量度积分尺度。原则上存在一种适合各种气流特征的积分尺度。并且一般说来，它依赖于离地面距离，稳定度以及测量路径的方向（横向气流或沿着气流）。例如，有些积分尺度（例如对垂直速度的积分尺度）在近地层用高度 z 量度，而在边界层中部和上部用行星边界层深度量度。另一些积分尺度（例如在对流条件下对水平风速的积分尺度）用行星边界层深度量度，甚至在近地层也是如此。稳定度可以强烈地制约积分尺度，特别是在夜间行星边界层。在此我们不再详述这些复杂性，而简单地用 l 表示积分尺度。

另一个重要尺度是泰勒微尺度 λ 。它是由单位质量湍流耗散率 ε ，单位质量湍流动能 q^2 ，和分子运动粘滞性 ν 来定义： $\lambda = (\nu q^2 / \varepsilon)^{1/2}$ 。

这种尺度不标记耗散涡旋的大小；更确切地说，我们可以把它看作为粘性开始起重要作用的涡旋尺度。因而，它粗略地标记着惯性副区的下限，并处在非各向同性的含能涡旋和各向同性的通过粘性摩擦转变动能为内能的耗散涡旋之间宽广的尺度范围内。

第三个长度尺度是Kolmogoroff尺度 η_K ，它表示粘性涡旋的尺度。具有运动粘性 ν 和必须按速率 ε 耗散动能的湍流以 $\eta_K = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4}$ 来确定耗散涡旋尺度的范围。

现在我们已经可以很快描绘出湍流动能随水平波数 κ 的分布。谱密度 E （动能/波数）在量级为 $1/L$ 的波数上有一峰值。对于较大 κ （较小尺度），Kolmogoroff认为 E 仅依赖于 ε 和 κ 。根据量纲原理可以得出在熟知的惯性区公式为 $E \sim \varepsilon^{2/3} \kappa^{-5/3}$ 。它可延伸到粘性开始起作用的波数，其量级粗略地为 $1/\lambda$ 。随后 E 开始较陡地下降，它在粘性波数 $1/\eta_K$ 附近非常陡地截断。图3表示湍流谱的示意图。

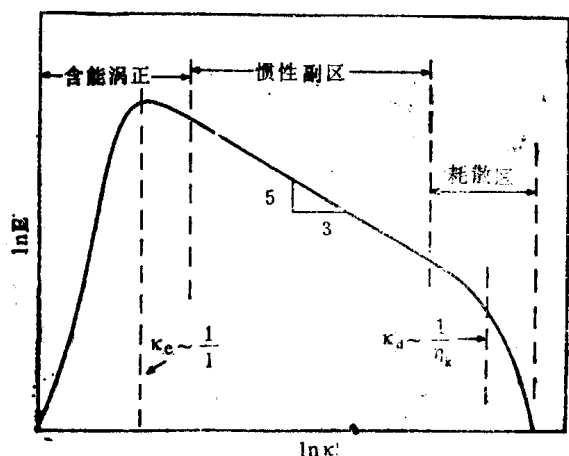


图3 湍流谱能量密度示意图

含能区的特征波数是 $\kappa_e \sim 1/l$ ，其中 l 是积分尺度，耗散区波数是 $\kappa_d \sim 1/\eta_K$ ，其中 η_K 是Kolmogoroff微尺度。

在高度为 z_i 的对流行星边界层内， z_i 和 l 可以在几百米到几公里范围内变化。假如地面温度通量 H_0 是 0.2 米·度/秒，这是在陆地晴朗天气条件下的典型值，那么在行星边界层中部，量级为 $gH_0/(2T)$ 的湍流动能的浮力产生率大约为 3×10^{-3} 米²/秒²，假如 $q^2 = 2$ 米²/秒²，对空气取 $\nu = 1.5 \times 10^{-5}$ 米²/秒，我们得到 $\lambda = (\nu q^2 /$

$\epsilon)^{1/2} \sim 0.1$ 米。因此,非常粗略地说, $1/l$ 和 $1/\lambda$ 之间的谱区跨3个量级,如果 $l = 100$ 米 和 $\lambda = 0.1$ 米包含了惯性区。耗散涡旋尺度是 $\eta_K = (\nu^3/\epsilon)^{1/4} = 0.001$ 米,所以涡旋尺度范围大概包含5个量级。

4. 测量物理

结束对行星边界层及其湍流的介绍之后,我可以涉及本题目的核心。在这一节中我的意图是表明,从数学高度来讨论测量过程就可能使我们制造较好的仪器,做出较好的测量,并对我们获得的资料作出较好的解释。

4.1 空间和时间分辨率

刚才我们已经看到,行星边界层湍流有极大的空间尺度范围——从几毫米到几公里。很幸运,我们难得需要整个范围的信息;而是通常使用感应器和资料处理技术以除掉或过滤某些空间尺度和时间频率。

为了阐明这种滤波作用,让我们首先考虑一维问题。取一种最简单的情况,其测量过程可以看作一阶线性系统,它服从

$$\tau(de_0/dt) + e_0 = e_i \quad (2)$$

其中 $e_0(t)$ 和 $e_i(t)$ 是输出和输入信号(即测量变量和真实变量),而 τ 是时间常数。这是熟知的一阶低通RC滤波器。而且它能以很好的近似程度描述许多温度感应器中的热滞后作用,如许多风速感应器中的惯性作用。依据线性回路理论,我们可以用谐波的组合表示信号

$$\begin{pmatrix} e_i(t) \\ e_0(t) \end{pmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} \begin{pmatrix} E_i(\omega) \\ E_0(\omega) \end{pmatrix} d\omega \quad (3)$$

我们这里的表示式不是严格正确的,因为我们使用了随机积分(Jumley和Panofsky, 1964)。然而它可以便于解说,把方程(3)代入方程(2)可给出输入和输出振幅之间的关系

$$E_0 = \{(1 - i\omega\tau)/[1 + (\omega\tau)^2]\} E_i \quad (4)$$

在非常低的频率($\omega\tau \ll 1$)段,输入和输出信号是相同的,而在高频($\omega\tau \gg 1$)段,输出信号被强烈地衰减。“截断频率”量级为 $1/\tau$ 。方程(4)用其复共轭量相乘后得到功率谱密度之间的关系

$$\phi_0 = \{1/[1 + (\omega\tau)^2]\} \phi_i \quad (5)$$

现在考虑一种不同类型的低通滤波器,在这种滤波器中输出是输入在间隔 $2T$ 上的中心平均值

$$e_0(t, T) = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T e_i(t' + t) dt' \quad (6)$$

那么方程(3)表示

$$e_0(t, T) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} E_i(\omega) \frac{\sin(\omega T)}{(\omega T)} d\omega \quad (7)$$

所以输入和输出振幅由下式相联系

$$E_0(\omega, T) = \{[\sin(\omega T)]/\omega T\} E_i(\omega) \quad (8)$$

从方程(8)可以注意到, 振幅之比是纯实数, 这是因为我们使用了方程(6)中的中心平均值。如果我们已经对过去时刻作了完全平均, 比值应为复数。

我们可以把这种方法扩展到在行星边界层中遇到的三维湍流场的空间平均。这时傅里叶表示式为

$$\begin{pmatrix} e_i(\mathbf{x}, t) \\ e_o(\mathbf{x}, t) \end{pmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\mathbf{x} \cdot \mathbf{\kappa}} \begin{pmatrix} E_i(\mathbf{\kappa}, t) \\ E_o(\mathbf{\kappa}, t) \end{pmatrix} d\mathbf{\kappa} \quad (9)$$

现在假定我们在路径 $2L$ 上——例如, 在温度感应元件或热线风速仪的热细丝上, 或者在声风速仪的路径上——作中心平均, 那么输入-输出间的关系是

$$E_o(\mathbf{\kappa}, t, L) = \{[\sin(\mathbf{\kappa} \cdot \mathbf{L})]/(\mathbf{\kappa} \cdot \mathbf{L})\} E_i(\mathbf{\kappa}, t) \quad (10)$$

注意, 比值仍是纯实数。

我们同样可以在一平面上进行平均。例如, 我们可以在边为 $2L_x$ 和 $2L_y$ 的矩形上进行平均。那么输入和输出之间的关系为(对中心平均)

$$E_o(\mathbf{\kappa}, t, L) = \frac{\sin(\kappa_x L_x) \sin(\kappa_y L_y)}{(\kappa_x L_x)(\kappa_y L_y)} E_i(\mathbf{\kappa}, t) \quad (11)$$

推广到体积平均也是很容易做到的。

输入和输出谱之间的关系能直接导出。例如, 采用线平均后我们有

$$\phi_o(\mathbf{\kappa}, t, L) = \{[\sin^2(\mathbf{\kappa} \cdot \mathbf{L})]/(\mathbf{\kappa} \cdot \mathbf{L})^2\} \phi_i(\mathbf{\kappa}, t) \quad (12)$$

并且面平均和体平均关系也能很容易导出。然而这些关系是很难应用的, 因为我们没有能力测量三维谱, 即使赖以三维波数 $\mathbf{\kappa}$ 的谱。我们可测量一维谱; 例如, 在飞机测量得到沿飞行路径的一维谱。这些谱之间关系由下式给出

$$\phi^{(1)}(\mathbf{\kappa}_1, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \phi^{(3)}(\mathbf{\kappa}, t) d\mathbf{\kappa}_2 d\mathbf{\kappa}_3 \quad (13)$$

例如, 对于由时间序列得到的一维谱而言, 因为此积分一般不具备简单的多重“传输函数”, 这通常使空间平均作用的解释复杂化。

协方差测量包含着附加空间的过滤作用。如果两个变量不是在同一空间点上测量, 而是相隔距离 $\mathbf{d}$, 那么从方程(9)可以看到, 谱变换函数具有复数的附加因子 $\exp(i\mathbf{\kappa} \cdot \mathbf{d})$ 。两个变量的交叉谱一般也是复数: 实部(协谱)在 $\mathbf{\kappa}$ 中是偶数, 积分后为协方差; 虚部(正交谱)是奇数, 积分后为零。这样, 空间间隔使得测量的协谱成为实的协谱和正交谱的组合; 因而, 这原则上可能引起实际上不存在的协方差。

当空间平均仅包含较小的, 可认为是各向同性的尺度时, 我们可以可靠地计算这种平均作用。Wynngaard(1968, 1969, 1971)已经计算了热丝和冷丝的单一和复合阵的响应。Kaimal等(1968)和Horse(1973)计算了声风速仪的空间平均特性。Gal-Chen and Wynngaard(1982)探讨了一些体积平均对用多普勒雷达测量的垂直风速场的影响。图4和图5分别表明计算的声风速仪和多普勒雷达的一维谱响应。

一般地说, 在估计空间平均对湍流含能范围的影响时, 我们必须着重地依靠我们的经验和直观。这时, 谱模式不能应用, 所以我们不能可靠地对这些影响进行数值计算。为了测量湍流温度通量, 假如我们想知道, 如何在近地面安装20厘米路径的声风速仪和铂丝温度仪, 我们最好用实验(在常通量层内几个高度进行测量, 并确定通量损失)或用保守的