

·
▽
，
✱

边界层气象学 教程

✱
△
△
✱
✱
△
↕
≡
≡
D
C
S
V
+

赵 鸣 苗曼倩 王彦昌 编 著

气象出版社

⇄)(☒ ⊥ → \$ S ™ ∞ © R < ✱ ✱

边界层气象学 教程

第二版 曹德明 王德明 编著

气象出版社

中国图书馆书号：P468.61/15 定价：12.00元

边界层气象学教程

赵鸣 苗曼倩 王彦昌 编著

气象出版社

(京) 新登字046号

内 容 简 介

本书系统介绍边界层气象学原理。内容包括近地层气象学、近地层大气湍流结构、定常条件下的边界层气象学、非定常条件下的边界层气象学以及非均匀下垫面上的大气边界层等。本书既包含本学科基本内容,也反映新的研究成果,为了阅读方便,在适当的地方还补充了有关湍流的基本知识。

本书可供高等学校有关专业教学及参考之用,亦可供气象业务、科研部门及环保,农田水利等部门参考。

边界层气象学教程

赵鸣 苗曼倩 王彦昌 编著

责任编辑 陶国庆

*

气象出版社 出版

(北京西郊白石桥路46号)

北京昌平环球科技印刷厂印刷

新华书店总店科技发行所发行 全国各地新华书店经销

*

开本: 850×1168 1/32 印张: 15 字数: 385千字

1991年10月第一版 1991年10月第一次印刷

印数: 1-1200 定价: 4.80元

ISBN 7-5029-0670-3 /P·0362 (课)

前 言

边界层气象学是研究大气边界层的科学，在国民经济和大气科学的其它领域中有重要的应用，近四十年来取得了长足的进展。为了适应教学及有关专业人员参考需要，我们在近年来为南京大学大气科学系本科生及研究生开设的“边界层气象学”及“大气边界层动力学”课程教材的基础上充实修改而成本书。边界层气象学是一门正在迅速发展的学科，本书内容既包含了本学科的基本知识，也选用了反映新研究成果的材料，供读者进一步钻研用。

在阅读本书时，我们假定读者已具备了流体力学、大气物理和动力气象方面的基本知识。为了阅读方便，本书在适当地方也补充了有关湍流方面的基本知识。为了读者进一步钻研的需要，书中还列出了重要的参考文献。每章末并附有思考题，用以帮助复习、消化每章内容。

本书内容共分绪论和六章，其中第二章由王彦昌写作，绪论、第一章、第三章和第四章的§4.10由苗曼倩写作，其余由赵鸣写作。全书最后由赵鸣统稿定稿。书中插图由张雪林绘制。

由于作者水平有限，书中谬误之处在所难免，敬请读者批评指正。

作者1989年5月

绪 论

大气边界层通常是指大气的最低部分受地面影响的一层，平均厚度约为地面以上 1 km 范围（见图 1）。大气边界层内空气的

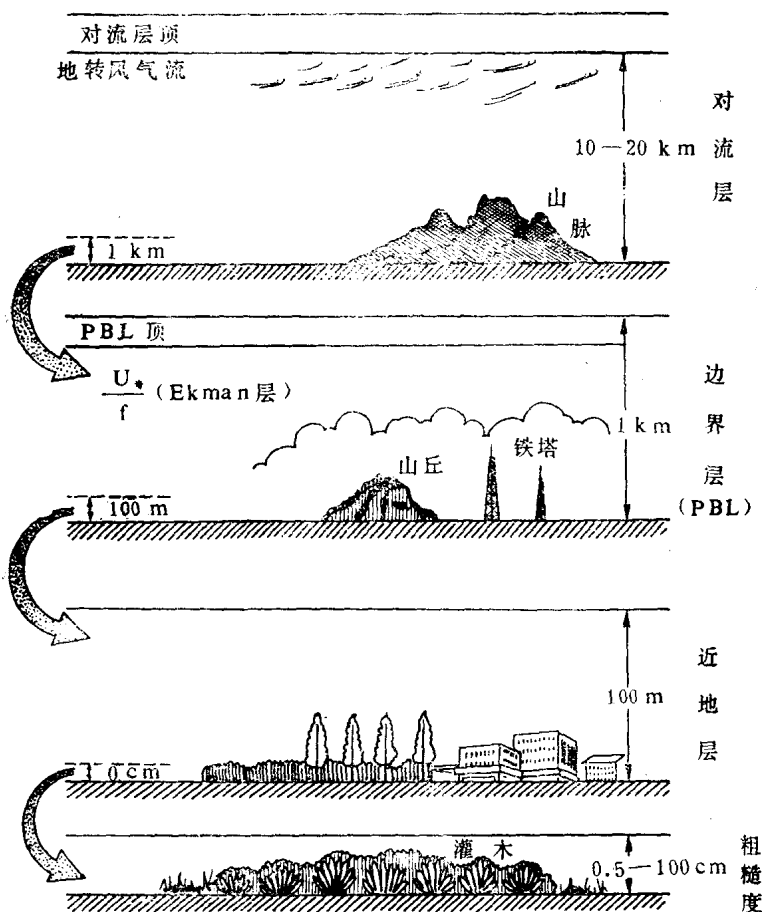


图 1 大气对流层的基本划分

流动实质上是属固体壁附近的湍流流动。同时由于地球表面吸收太阳辐射后，一面发射出长波辐射，一面通过边界层的湍流运动把热量和水汽向上输送给自由大气，而大尺度运动动能的耗散又主要在边界层内完成。可见，在地球与大气间的相互作用过程中，边界层扮演着重要角色。另一方面，人类生活于大气边界层中，边界层内的物理过程直接影响了人类的生活和生产活动，因此大气边界层的研究不论对国民经济还是大气科学本身都是十分重要的。本书的目的将阐述关于大气边界层内一些基本结构和主要物理过程及其演变规律，以及利用它们解决某些实际问题。

那么，什么是大气边界层呢？这可以从流体力学中边界层理论推广而知。当气流流经地球表面时，地球大气分成两部分：一部分是紧贴地面的大气行星边界层——在下垫面影响下充满了湍流的大气层；另一部分是边界层以上的自由大气。

由于流体的连续性和地面的粘附作用，在地球表面附近形成了很大的风速垂直梯度。这就是地面对大气的动力作用（亦称作摩擦作用）。在一般的大气流动中，这样大的风速梯度往往超过了导致空气流动由层流状态向湍流状态转变的临界值。致使湍流运动成为行星边界层内流动主要特征。

大气边界层的特点还表现在风向的有规则地随高度右旋（在北半球），这是由于地球自转而形成的柯氏力的影响。这样边界层风向与等压线斜交，造成气流穿越等压线。它对于大气过程的演变有重要影响。

此外，大气边界层比一般流体边界层更为复杂。因为除了地面的动力作用外，还存在着热力作用。地面的热力作用同样可以使低层大气的温度分布呈现出很大的垂直梯度。例如当暖空气流经冷地表上空时，与地表直接接触的空气必须有与地表温度相同的温度，而地表以上空气温度随高度的增加，逐渐适应自由大气的温度。可见，温度的垂直分布也会出现一个边界层（常称为热力边界层）。该层内，大的温度梯度有时使湍流得到充分发展。

有时则使湍流运动受到抑制（如逆温状态下）。温度分布影响着湍流脉动动能。而湍流输送是地面和大气之间进行动量、热量和水汽交换的主要渠道。故湍流运动产生的扩散交换本身影响着温度和风速的垂直分布。可见，行星边界层的形成是大气与其下垫面相互作用的结果。边界层的物理结构是与各种作用力和热源等综合的外部条件密切相关，并由这些综合外部条件所决定的。而由这些物理结构所决定的物理量湍流输送过程对于中尺度和大尺度环流研究及边界层本身物理现象的研究是十分重要的。大气边界层气象学的研究对象就是大气边界层的结构和变化规律。

大气边界层结构的研究已渗透到大气科学的各个领域。当代数值天气预报已达到了与历史的传统天气预报相同甚至更高的准确度。数值预报将向更完整、更准确地考虑影响天气演变的各种因素方向发展。应当改变在近代短期预报的模式中假定过程是绝热的和忽略湍流的效应的做法，而适当正确地引进反映边界层内的各种过程。这首先是因为边界层控制了输送给大气的热流量和大尺度运动动能的耗散。这方面工作在国内外已经进行多年。研究非均匀下垫面与运动气团低层大气间的相互作用是当今区域性天气气候变化的重要课题，甚至农作物及防护林等生态环境的“水热平衡”研究对人工改造小气候和自然灾害的防止起着十分重要的作用。近代工业排放物所造成的大气污染引起的各种问题也越来越尖锐。研究大气边界层内对污染物的净化能力也必须以边界层湍流状况的研究为基础。

由此清楚地认识到对大气边界层进行全面的理论、实验和数值模拟研究的必要性、迫切性和它在大气科学中与日俱增的重要性。

然而，边界层的结构是相当复杂的。首先边界层内重要特征之一是流动的湍流性。速度、温度、湿度和湍流运动的其它特征量都是时间和空间的随机函数，一般只能用统计方法进行研究。尽管如此，精确地求解反映统计流动性质的方程组也是困难的。

因为边界层的结构相当复杂，下垫面的性质（如动力粗糙度、地形、反照率等）和大气性质之易变性造成边界条件瞬息万变。方程本身是非线性的偏微分方程，目前尚没有求取准确解的好方法。再者大气湍流运动的尺度分布十分宽阔，从 10^{-2} ~ 10^6 m甚至更大。在实验室风洞中不可能模拟出如此宽广范围的湍流流动。用大容量高速电子计算机进行数值试验，欲覆盖所有的湍流尺度也不容易，且费用之昂贵是令人惊叹的。所以实际研究中不得不采用近似模型。遗憾的是，评价这些模式结果也是一件十分不容易的事。这就是为什么目前存在许许多多边界层模式的原因。正因为上述的原因，也和一般的流体湍流流动的研究方法一样，用对边界层的实际观测来了解它的特性和结构是研究大气边界层的重要方法之一。模式计算也可增进人类对边界层的了解，但模拟结果必须再一次受到观测资料的检验。

边界层的系统研究工作始于本世纪初，开始主要研究近地层。50年代有O.G.Sutton的专著《微气象学》。稍后有Д.Л.Лайхтман的《近地层大气物理》和C.H.B.Pristley的《低层大气的湍流输送》，J.L.Lumley和H.A.Panofsky的《大气湍流结构》。近年来开始了对近地层以上的Ekman层的研究，进行了一些规模较大的野外试验，例如在澳大利亚的赫(Hay)(1967)、美国的堪萨斯(Kansas)(1968)和明尼苏达(Minnesota)(1973)。试验使用了声雷达、超声风速仪和红外遥感等先进的手段，并配合有飞机观测，为深入了解大气边界层结构提供了大量信息。与此同时各种边界层理论及数值模式也蓬勃发展起来。70年代以来，比较系统的著作有美国气象学会出版的《微气象学》，H.A.Panofsky和J.A.Dutton的《大气湍流》以及С.С.Зилитинкевич的《大气边界层动力学》等。

几十年来的研究，使得边界层中的近地层部分研究得比较充分。这一方面是由于近地层的观测相对比较容易；另一方面，作为近地层理论基础的相似理论在近地层中应用得也较成功。当前

的研究趋势则主要是研究非均匀下垫面上的湍流规律以及地-气系统的小尺度相互作用等。对于整个边界层而言，人们认识的程度还不如近地层，但研究的内容却比后者多得多，是一个很活跃的领域。目前的研究趋向是不仅在大量观测的基础上弄清边界层的结构、变化，建立相应的理论模式，而且由于实践（例如大气污染，数值预报）的需求，正在日益与中小尺度大气模式以至大尺度模式相结合，使边界层研究更加紧密结合其它部门的生产实际，更加定量化、精确化。

大气边界层的研究方兴未艾，本书介绍的除了一些已经成熟的基本理论外，主要是现阶段以前的成果。随着时间的推移，将会有更新的成果来不断丰富边界层气象学的内容。

目 录

前言

绪论

第一章 基本方程	(1)
§1.1 大气边界层运动的控制方程组	(1)
§1.2 平均流动方程、湍流脉动运动方程 和方差及协方差方程	(5)
§1.3 闭合问题	(13)
思考题	(16)
第二章 近地层气象学相似理论	(17)
§2.1 相似理论基础—— Π 定理	(17)
§2.2 近地层概念	(19)
§2.3 中性近地层气象要素的铅直分布	(21)
§2.4 层结大气稳定度参数	(33)
§2.5 非中性近地层气象要素的铅直分布	(42)
§2.6 近地层气象参数化问题	(58)
§2.7 “塔层”风廓线简介	(65)
思考题	(70)
参考文献	(72)
第三章 近地层大气湍流微结构	(74)
§3.1 湍流统计量的简介	(75)
§3.2 近地层大气湍流脉动标准差 (或方差) 和湍流强度特征	(82)
§3.3 湍谱的表示方法	(94)
§3.4 大气湍谱的研究	(98)
§3.5 地形对谱特性的影响	(118)
§3.6 近地层中标量谱的特性	(122)

思考题	(126)
参考文献	(127)
第四章 定常条件下的边界层气象学	(129)
§4.1 全边界层相似理论及其应用	(129)
§4.2 阻力规律和热交换规律	(137)
§4.3 相似理论和阻力规律的进一步发展	(150)
§4.4 边界层风分布的简单分析—— <i>Ekman</i> 理论	(165)
§4.5 半经验理论在中性边界层中的应用	(169)
§4.6 半经验理论在非中性边界层中的应用	(187)
§4.7 高阶矩闭合方法在边界层研究中的应用	(196)
§4.8 对流边界层	(208)
§4.9 大气边界层的高度、湍流交换系数	(217)
§4.10 全边界层内的湍流结构	(229)
§4.11 大气环流和数值预报模式中边界层参数化简介	(245)
思考题	(253)
参考文献	(254)
第五章 边界层气象学中的非定常问题.....	(257)
§5.1 温度的日变化	(258)
§5.2 风的日变化	(270)
§5.3 夜间大气边界层	(280)
§5.4 夜间边界层的高度变化及稳定边界层的廓线规律	(304)
§5.5 低空急流	(319)
§5.6 不稳定边界层的发展	(331)
§5.7 混合层高度的变化	(347)
§5.8 大气边界层的数值模拟和预报 (一)	(360)
§5.9 大气边界层的数值模拟和预报 (二)	(371)
§5.10 日变化的数值模拟	(386)
思考题	(398)
参考文献	(399)
第六章 下垫面不均匀引起的边界层气象要素的变化.....	(402)
§6.1 下垫面粗糙度变化引起的风变化	(403)

§6.2 起伏地形对边界层风的影响	(418)
§6.3 下垫面温度和湿度不同引起的变性	(435)
§6.4 城市下垫面引起的空气变性	(454)
思考题	(464)
参考文献	(465)

第一章 基本方程

§1.1 大气边界层运动的控制方程组

描述气体和液体流动的方程组由三个动量守恒方程(*Navier-Stokes*方程)组成:质量守恒方程(连续方程)、热力学能量方程和状态方程。该方程组的讨论已在流体力学中完成。

然而,大气和大气边界层又有其本身的特点,所以需要对上述方程组作适当的修正。

大气边界层运动的特点概括有:①必须考虑地球自转的影响;②大气密度并非均匀,主要在垂直方向上是不均匀的层结流体;③大气的空间尺度表现出水平方向远大于铅直方向,可视作浅层流体;④大气边界层主要是湍流运动。

考虑第一个特征,只须在运动方程中引进柯氏力作用;考虑第二和第三个特征,我们将使用所谓*Boussinesq*近似,避开了一些与完整方程组相联系的困难,而可以研究大气科学中有意义的某些典型流动的数学特征。

首先, *Boussinesq*近似的基本假定是:

- ① 流体中的动力粘滞性 $\mu = \rho\nu$ 是常数;
- ② 流体中的分子导温系数 k_1 是常数;
- ③ 大气是属浅层流体,垂直范围约10km;
- ④ 描写流体热力状态的特征量可以表示为

$$\begin{aligned} p &= p_o(z) + p_a(x, y, z, t) \\ \rho &= \rho_o(z) + \rho_a(x, y, z, t) \\ T &= T_o(z) + T_a(x, y, z, t) \end{aligned} \tag{1.1.1}$$

其中 p_a 、 ρ_a 和 T_a 表示相对于基本状态的偏差量(或称作扰动量),

并有 $|p_a| \ll p_o$; $|\rho_a| \ll \rho_o$; $|T_a| \ll T_o$ 。表征基本状态的量记作 p_o , ρ_o 和 T_o (或 θ_o)。并认为基本状态是静力平衡的、绝热的, 满足理想气体状态方程。换言之, 可表示为

$$\frac{\partial p_o}{\partial z} = -\rho_o g \quad (1.1.2)$$

$$p_o = \rho_o R T_o \quad (1.1.3)$$

$$\frac{\partial T_o}{\partial z} = \gamma_a \quad (1.1.4)$$

现在来叙述在 *Boussinesq* 假设下的大气近似方程组。

1. 连续性方程

从质量守恒定律可以导出连续性方程

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (1.1.5)$$

因为 $\rho_o = \rho_o(z)$, 所以

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} &= \frac{1}{\rho_o(1 + \rho_a/\rho_o)} \frac{d}{dt} (\rho_o + \rho_a) \\ &= \frac{1}{\rho_o} \left(1 - \frac{\rho_a}{\rho_o} \right) \left(w \frac{\partial \rho_o}{\partial z} + \frac{d\rho_a}{dt} \right) \\ &\doteq \frac{1}{\rho_o} \left(w \frac{\partial \rho_o}{\partial z} + \frac{d\rho_a}{dt} \right) \end{aligned} \quad (1.1.6)$$

在速度远小于声速时, (1.1.6) 式中右端第二项是很小的, 故可以略去。于是 (1.1.5) 式可写成

$$\frac{w}{\rho_o} \frac{\partial \rho_o}{\partial z} + \nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (1.1.7)$$

由于边界层是大气最低部分, 且垂直范围很小, 在该范围内密度变化不大。所以 (1.1.7) 式中第一项与散度项中的某些项比可以略去。换句话说, 在边界层内可以近似认为大气是不可压的。故采用

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (1.1.8)$$

是允许的。

2. 状态方程

对于大气边界层，可以简单地运用理想气体的状态方程

$$p = \rho RT \quad (1.1.9)$$

对上式进行对数微分可以得到

$$\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = \frac{T - T_0}{T_0} - \frac{p - p_0}{p_0} \quad (1.1.10)$$

在Boussinesq假定下，流体力学中可以证明气压的扰动对 ρ 的贡献是很小的，所以(1.1.10)式也可以近似为

$$\frac{\rho_d}{\rho_0} \approx - \frac{T_d}{T_0} \quad (1.1.11)$$

该式是干空气的状态方程。当空气中含有水汽时理想气体的状态方程作修正，可以用虚温来代表干空气温度，即

$$p = \rho RT_v \quad (1.1.12)$$

而虚温的表达式为

$$T_v = T \left\{ 1 + \left(\frac{m_d}{m_v} - 1 \right) q \right\} = T(1 + 0.61q) \quad (1.1.13)$$

其中 q 为比湿， m_d 和 m_v 分别为干空气及水汽的分子量。对(1.1.12)式也取对数微分，可得到类似于(1.1.10)式的方程。

3. 位温

为了方便，引进位温 θ 。设大气的标准气压 $p_0(h_0)$ ，其中 h_0 为基准高度，一般取1000hPa的高度，这样位温被定义为

$$\theta = T \left[\frac{p}{p_0(h_0)} \right]^{-R/c_p} \quad (1.1.14)$$

由(1.1.2) ~ (1.1.4)式将 p 表示为 z 的函数，代入上式，再将上式展开，取一级近似，就有

$$\theta \approx T + \gamma_d(z - h_0) \quad (1.1.15)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} \approx \frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_d \quad (1.1.16)$$

此外, 根据扰动温度的定义和基本状态是绝热的, 则有

$$T_d = T - T_0 = T - T_0(h_0) + \gamma_d(z - h_0) \approx \theta - T_0(h_0)$$

$$\frac{\partial T_d}{\partial z} = \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (1.1.17)$$

(1.1.17) 式表示相对于绝热大气的扰动温度之铅直梯度可以用位温的铅直梯度近似。

4. 动量方程

运动方程是动量守恒定律的表达式。它可以写成(我们用如下惯例, 若某坐标的下标在项中出现二次, 则该项对该下标求和):

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = & - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_d}{\partial x_i} + g \frac{T_d}{T_0} \delta_{3i} \\ & + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - 2\omega \varepsilon_{ijk} \eta_j u_k \end{aligned} \quad (1.1.18)^*$$

$$\vec{\eta} = \{\cos\phi \sin\alpha, \cos\phi \cos\alpha, \sin\phi\}$$

其中 u_i 是各个坐标方向的速度分量, η_j 是平行于地球旋转轴的单位矢量的第 j 个分量, α 为 x_2 轴与由南向北方向线的夹角, ϕ 为地理纬度。 ν 是分子粘性系数, 假定为常数。 ω 为地球自转角频率。

(1.1.18) 式左边第一项表示动量的局地变化, 第二项是动量的平流变化; 右边第一项是压力梯度力; 第二项是扰动温度在重力作用下形成的净浮力, 也就是扰动温度形成的密度扰动造成铅直方向气压梯度与重力不平衡而产生的净浮力; 第三项是分子粘性力; 第四项是柯氏力, 它是由地球旋转而产生的。在湍流运动中, 分子粘性力通常很小而可以忽略。

对于大多数边界层实际应用来说, (1.1.18) 式是很好的近似方程。并且, 我们将用它来导出湍流流动的平均运动、脉动运

* ε_{ijk} 表示: 当 i, j, k 顺序排列时, 其值为 1; 逆序时为 -1; i, j, k 中有二个相同时, 其值为 0。