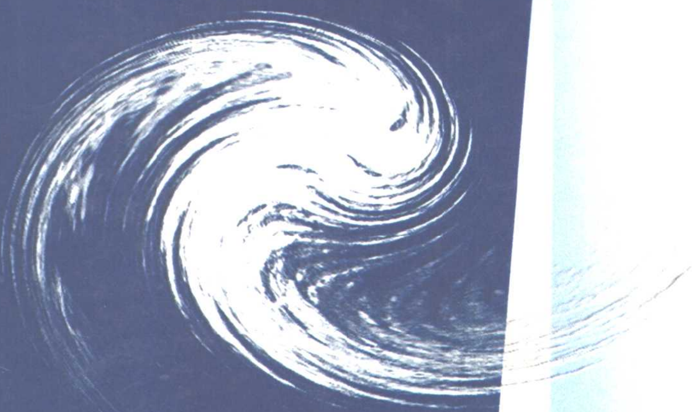
大气扩散的物理模拟

PHYSICAL MODELING OF ATMOSPHERIC DIFFUSION

宣 捷 著

By XUAN Jie



气象出版社

CHINA METEOROLOGICAL PRESS

内 容 简 介

本书在上编“环境流体力学基础”中系统地介绍了与环境问题有关的流体力学的基本知识，且内容侧重于与低层大气的流动及其中污染物的传输与扩散过程有关的各流体力学分支。本书下编“大气扩散的物理模拟”介绍了环境流体力学的一个前沿领域——通过在环境风洞（以及拖曳水槽、对流水槽）中进行的模型实验来研究低层大气的流动与扩散，并系统地讨论了实验的相似性理论基础和技术原则。

本书可供大气环境、应用气象及其他相近领域的科技工作者参考，也可作为上述专业研究生和高年级本科生的教材。

图书在版编目（CIP）数据

大气扩散的物理模拟/宣捷著. —北京：气象出版社，2000.8

ISBN 7-5029-2944-4

Ⅰ.大… Ⅱ.宣… Ⅲ.大气扩散-模拟实验 Ⅳ.P422

中国版本图书馆 CIP 数据核字（2000）第 31621 号

大气扩散的物理模拟

宣 捷 著

责任编辑：王小甫 黄丽荣 终审：周诗健

封面设计：石 爽 责任技编：刘祥玉 责任校对：成秋影

气象出版社出版

（北京市海淀区白石桥路 46 号 邮政编码：100081）

北京京东印刷厂印刷

新华书店总店北京发行所发行 全国各地新华书店经销

开本：900×1280 1/32 印张：7.875 字数：234 千字

2000 年 8 月第一版 2000 年 8 月第一次印刷

印数：1～1500

ISBN 7-5029-2944-4/P·1024

定价：20.00 元

前　言

环境流体力学研究的是在人类所生活的自然环境中的水和空气的机械运动。低层大气的流动及其中污染物质的扩散是环境流体力学研究的主要内容之一。物理模拟则是研究低层大气的流动及污染物质扩散的一种主要方法。本书的内容即是在介绍环境流体力学基本概念和方法的基础上讨论低层大气的流动及扩散的物理模拟研究方法的原理。

本书上编“环境流体力学基础”和下编“大气扩散的物理模拟”前后连贯，构成一个整体。但内容上两者又各成系统，可分别独立使用。

流体力学是一门内容浩瀚精深的学科，而已有的流体力学著作各有其侧重点：或侧重于飞行器及舰船的流体动力学，或侧重于水力工程学，或侧重于气象学和海洋学的大尺度流动等，均不能很好地满足大气环境和环境科学及其他相近专业的需要。本书上编“环境流体力学基础”在内容的编排上与已有的流体力学著作有较大的不同：除详细介绍流体力学的基本概念、基本理论方法以外，着重对湍流、边界层、分层流动、地转流动、质量迁移等与低层大气的流动及污染物质的扩散过程关系较密切的各流体力学分支作了较多的介绍和讨论。各部分具体内容亦按研究工作的需要有明确的侧重：例如湍流部分，本书着重讨论半经验理论和湍流能量局地平衡理论，因为它们对于绝大多数环境科学工作者实际上是最有用的，但一般流体力学著作中却语焉不详，甚至未予提及。本书上编的另一特点是把环境流体力学当作物理学来写，而较少强调它的数学方面。根据作者的研究工作经验，这样的写法对环境科学领域研究工作者可能是最有益处的。作者所希望的是，本书上编能为大气环境及相近专业中相应的前沿课题的研究工作提供坚实的环境流体力学基础。

本书下编“大气扩散的物理模拟”介绍当前大气环境科学的一个前沿分支：通过在环境风洞（以及拖曳水槽、对流水槽）中进行的缩小尺度的模型实验（又称模拟实验）来研究低层大气的流动特征及其中污染物的扩散规律。模拟实验也在环境工程中有广泛的应用，例如评估工厂烟囱释放的烟羽造成的地面浓度分布等。然而，该领域无论在原理方面还是技术方面都尚未发展成熟，故许多方面都还不完善，甚至某些基本的问题，专家们的看法也不尽相同。部分由于以上的原因，长期以来缺乏系统论述该种模拟实验的原理和技术的专著。这种状况严重阻碍了本领域研究工作（以及工程应用）的发展，而且国内的情况比国外还要严重一些。本书下编首先系统地介绍模拟实验的理论基础——量纲和相似性原理，再进而详细地讨论这些相似性原理在模拟低层大气的流动及扩散时的具体应用形式。希望本书能在某种程度上填补以上的空白。当然，本书未包含研究工作中必然会遇到的种种理论和技术上的细节，而是着重在系统介绍理论基础及技术要点。

作者在此表示对美国科罗拉多州立大学的 Jack E. Cermak 教授的衷心感谢。作为本领域的奠基人之一，他对作者于 1994 年在他的实验室作访问学者时撰写的本书初稿提供了许多重要的资料和讨论意见。本书的内容和整体安排主要的是依据自己多年来研究和教学的心得、体会，并加入了本人科学研究的一些成果（其中部分成果来自于国家自然科学基金项目，编号 49275247 和 49775277）。但作者才疏学浅，挂一漏万之处在所难免，任何批评和指正都将受到衷心的欢迎。

作　　者

2000 年 3 月于北京

作者简介

宣捷

1946年1月生于北京，1988年12月在北京大学力学系获得理学博士学位。现为北京大学环境科学中心副教授、美国纽约科学院院士及国内外若干学术组织的成员。

目　　录

上编　环境流体力学基础

下编　大气扩散的物理模拟

上　　编

环境流体力学基础

第一章 流体运动的基本规律

1.1 流体及其运动的描述

1.1.1 连续介质假说

环境流体当然主要是指空气和水。实际的空气和水都是由彼此间有空隙的大量分子组成。流体力学研究的是流体宏观机械运动，故所谓“连续介质假说”的引入是一个必不可少的处理。该假说认为真实流体所占有的空间可近似地看作是由“流体质点”连续地、无空隙地充满着的。所谓流体质点指的是微观上充分大、宏观上充分小的分子团。微观上充分大，是指质点包含大量的分子，从而能在统计平均的意义上讨论该质点的各个物理量（如温度或压强）的确定数值；宏观上充分小，是指质点的尺度远小于所研究问题的特征尺度，从而可以被看成几何上的一个点。有了连续介质假说，就可以把描述流体宏观机械运动的各个物理量看作空间坐标（x，y，z）和时间坐标 t 的连续函数，并充分利用数学分析的方法加以处理。这些物理量中最主要的是速度矢量 $\boldsymbol{V}$，压强 p，密度 ρ，温度 T 以及被动携带物质的浓度 γ 等。

1.1.2 流体的粘性

一般流体都是易流动的。当相邻两层流体间有相对运动时，将有抵抗这种相对滑动的切向应力（内摩擦力）存在，这就是流体的粘性。真实流体都是有粘性的。由于空气和水的粘性系数很小，有时我们可以忽略流体的粘性，而把它们看成所谓的“理想流体”，即在相对运动的相邻两层流体之间没有抵抗这种相对运动的切向应力存在。把流体当作理想流体来处理可以大大简化运动方程组，从而建立起广泛的数学理论。一个必然的推断是，理想流体与固壁之间

的界面上存在着相对的切向速度差，即所谓“有滑移”。但这不符合实际情况：真实流体中分子间的吸引力的存在，使得流体附着在固壁上并产生切向应力，即流体在固壁表面上是无滑移的。

借助下面的实验，最能显示出流体粘性运动的特点。

考虑两个非常长的平行平板之间的流体运动，其中一块平板静止，另一块平板在自身的平面内作等速运动（如图 1.1 所示）。两板距离为 h，整个流体中压力（压强）为常数。实验表明，流体附着在两个壁面上，所以紧贴下平板流体速度为 0，而紧贴上平板流体的速度为该平板的速度 U，且平板间流体速度分布是线性的

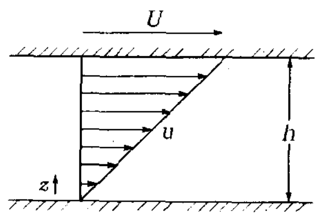


图 1.1　两平行平板间粘性液体的速度分布

$$u(z)=\frac{z}{h}U \quad (1.1.1)$$

为了维持运动，必须对上平板施加一个切向力，此力与流体的摩擦力相平衡。实验测量表明，该力正比于 U，反比于 h。故得牛顿(Newton)摩擦定律

$$\tau=\mu\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z} \qquad (1.1.2)$$

这里 τ 是平板单位面积上所受的摩擦力，它也是相邻两层流体间单位面积上的内摩擦力（切向应力），单位是 Pa。由上式可定义流体的粘性系数 μ，它的单位是 Pa·s。本课程中采用更多的是所谓运动粘性系数 $\nu=\mu/\rho$，它的单位是 m^2/s，从而（1.1.2）式可写成

$$\tau=\rho\nu\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z} \qquad (1.1.3)$$

通常水的运动粘性系数 ν 的数值随温度的增大而减小，空气反之（见表 1.1）。

在普通物理学中一般称满足气态方程

$$p=\rho RT \qquad (1.1.4)$$

的气体为理想气体，为避免混淆，今后我们改称其为完全气体，式中 R 为完全气体的气体常数。

表 1.1　水和空气的密度、粘性系数和运动粘性系数与温度的关系

温度（℃）	水			空气 在 0.099 MPa 的压力下		
	密度 ρ (kg/m^3)	粘性系数 $\mu\times10^6$ (Pa·s)	运动粘性系数 $\nu\times10^6$ (m^2/s)	密度 ρ (kg/m^3)	粘性系数 $\mu\times10^6$ (Pa·s)	运动粘性系数 $\nu\times10^6$ (m^2/s)
−20	—	—	—	1.39	15.6	11.2
−10	—	—	—	1.34	16.2	12.1
0	999.3	1 795	1.80	1.29	16.8	13.0
10	999.3	1 304	1.30	1.25	17.4	13.9
20	997.3	1 010	1.01	1.21	17.9	14.8
40	991.5	655	0.661	1.12	19.1	17.1
60	982.6	474	0.482	1.06	20.3	19.2
80	971.8	357	0.367	0.99	21.5	21.7
100	959.1	283	0.295	0.94	22.9	24.4

1.1.3　流体的可压缩性

众所周知，液体难于压缩，而气体是易于压缩的。但流体力学讨论的不是流体的物理性质，而是由于运动所引起的压力改变是否会导致气体体积或密度的明显改变。故我们定义，在运动过程中其质点的密度不变（即$\frac{d\rho}{dt}=0$）的流体为不可压缩流体。

依伯努利（Bernoulli）方程 $p+\frac{1}{2}\rho v^2=$常数，可知，流动引起的压力改变 Δp 与$\frac{1}{2}\rho v^2$ 量级相同。已知流体的压缩性可用下列方程

加以描述

$$\Delta p = E\frac{\Delta\rho}{\rho} \tag{1.1.5}$$

式中 E 为体积改变的弹性模量。故有

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\Delta p}{E} = \frac{1}{2}\frac{\rho v^2}{E} \tag{1.1.6}$$

又知声速 $c=\sqrt{\frac{E}{\rho}}$，引入马赫（Mach）数为流速与声速之比

$$M = \frac{v}{c} \tag{1.1.7}$$

则有

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{1}{2}\left(\frac{v}{c}\right)^2 = \frac{1}{2}M^2 \tag{1.1.8}$$

当马赫数远小于 1，即气流速度远小于声速时，$\frac{\Delta\rho}{\rho} \ll 1$，空气可作为不可压缩流体处理。具体说来，设声速 $c \approx 330$ m/s，空气速度 $v \approx 50$ m/s，这时密度的改变为$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{1}{2}M^2 \approx 0.01$。故速度低于 50 m/s 的空气流动，通常均可认为是不可压缩流体的运动。

1.1.4 描述流体质点运动的拉格朗日法和欧拉法

设流体质点的位置矢量为 $\boldsymbol{r}=(x, y, z)$，拉格朗日方法是描述每个质点的位置 $\boldsymbol{r}$ 随时间 t 的变化规律

$$\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}(\boldsymbol{r}_0, t) \tag{1.1.9}$$

上式中参变量 $\boldsymbol{r}_0=(x_0, y_0, z_0)$ 是 t_0 时刻质点的坐标，从而可以作为该质点的标号。(1.1.9) 式可写成分量式

$$\begin{cases} x = x(x_0, y_0, z_0, t) \\ y = y(x_0, y_0, z_0, t) \\ z = z(x_0, y_0, z_0, t) \end{cases} \tag{1.1.10}$$

则质点的速度 $\boldsymbol{V}=(u, v, w)$ 及加速度 $\boldsymbol{a}$ 均可进一步求得

$$\boldsymbol{V} = \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t} \tag{1.1.11}$$

$$\boldsymbol{a}=\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{V}}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t^2} \tag{1.1.12}$$

欧拉方法则描述空间各点各时刻的速度场

$$\boldsymbol{V}=\boldsymbol{V}(\boldsymbol{r},\ t) \tag{1.1.13}$$

或分量式

$$\begin{cases} u=u(x,\ y,\ z,\ t) \\ v=v(x,\ y,\ z,\ t) \\ w=w(x,\ y,\ z,\ t) \end{cases} \tag{1.1.14}$$

两种描述方法的联系表现在随体导数上，所谓随体导数，指流体质点在运动过程中所携带的物理量（矢量、标量）随时间的变化率，并用$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{D}t}$表示之。例如所谓不可压缩流体，依定义就是密度的随体导数为零

$$\frac{\mathrm{D}\rho}{\mathrm{D}t}=0 \tag{1.1.15}$$

作为拉格朗日方法的随体导数，可求出它对时间的全导数：例如流体质点的加速度 $\boldsymbol{a}$ 应为（在直角坐标系中）

$$\begin{aligned} \boldsymbol{a}=\frac{\mathrm{D}\boldsymbol{V}}{\mathrm{D}t}&=\frac{\partial\boldsymbol{V}}{\partial t}+\frac{\partial\boldsymbol{V}}{\partial x}\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}+\frac{\partial\boldsymbol{V}}{\partial y}\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t}+\frac{\partial\boldsymbol{V}}{\partial z}\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t}= \\ &\frac{\partial\boldsymbol{V}}{\partial t}+u\,\frac{\partial\boldsymbol{V}}{\partial x}+v\,\frac{\partial\boldsymbol{V}}{\partial y}+w\,\frac{\partial\boldsymbol{V}}{\partial z}= \\ &\left(\frac{\partial}{\partial t}+\boldsymbol{V}\cdot\nabla\right)\boldsymbol{V} \end{aligned} \tag{1.1.16}$$

对于其他矢量或标量，均可求出它对时间的全导数，即随体导数

$$\frac{\mathrm{D}q}{\mathrm{D}t}=\frac{\partial q}{\partial t}+\boldsymbol{V}\cdot\nabla q \tag{1.1.17}$$

上式中右端第 1 项称为局地导数，第 2 项称为位变导数，是欧拉（Euler）方法。

1.1.5　轨迹线和流线

流体质点的运动轨迹称为轨迹线，依 $\boldsymbol{V}=\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t}$可得分量表达式

$$\begin{cases} u=\dfrac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} \\ v=\dfrac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} \\ w=\dfrac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} \end{cases} \tag{1.1.18}$$

故有轨迹线方程

$$\frac{\mathrm{d}x}{u}=\frac{\mathrm{d}y}{v}=\frac{\mathrm{d}z}{w} \tag{1.1.19}$$

应指出，上式中只有唯一自变量 t，空间坐标（x，y，z）也是 t 的函数。

流线用来描述速度场的空间分布：一条曲线，若在某一时刻，曲线上任一点的切线方向都是该点的速度方向，则称之为流线。依定义，应有流线方程

$$\boldsymbol{V}\times \mathrm{d}\boldsymbol{r}=0 \tag{1.1.20}$$

或写成

$$\frac{\mathrm{d}x}{u}=\frac{\mathrm{d}y}{v}=\frac{\mathrm{d}z}{w} \tag{1.1.21}$$

请注意，上式中 t 为参变量，通常作为常数处理；而 x，y，z 是 3 个自变量。这是它与（1.1.19）式的区别。显然，在定常情况下，流线与轨迹线重合。

此外，我们有涡量 $\boldsymbol{\Omega}$，它是速度的旋度：

$$\boldsymbol{\Omega}=\nabla\times\boldsymbol{V}=\left(\left(\frac{\partial w}{\partial y}-\frac{\partial v}{\partial z}\right),\ \left(\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\partial w}{\partial x}\right),\ \left(\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y}\right)\right)=(\Omega_x,\ \Omega_y,\ \Omega_z) \tag{1.1.22}$$

若 $\boldsymbol{\Omega}=0$，则称为无旋运动；否则称为有旋运动。

我们可以定义涡线为：一条曲线，若在某一时刻，它上面每一点的切线方向都是该点的涡量方向，则称之为涡线。涡线方程为

$$\boldsymbol{\Omega}\times \mathrm{d}\boldsymbol{r}=0 \tag{1.1.23}$$

或

$$\frac{\mathrm{d}x}{\Omega_x}=\frac{\mathrm{d}y}{\Omega_y}=\frac{\mathrm{d}z}{\Omega_z} \tag{1.1.24}$$

同样地，上式中 t 为参变量，通常作为常数处理；而 x、y 和 z 是 3 个自变量。

下一节中我们讨论速度分解定理时，经过简单的运算可知，流体微团的转动速度为

$$\boldsymbol{V}_r=\frac{1}{2}\boldsymbol{\Omega}\times\mathrm{d}\boldsymbol{r} \tag{1.1.25}$$

上式表明，涡量 $\boldsymbol{\Omega}$ 描述流体微团的“自转”。另一方面，从宏观上看，无旋运动意味着流动的速度场在空间上是均匀的，不存在速度的剪切。

又，我们定义环量为

$$\Gamma=\oint_L \boldsymbol{V}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{r} \tag{1.1.26}$$

上式中 L 为流体中的一个封闭曲线（见图 1.2）。

关于环量，又有所谓的斯托克斯（Stokes）公式：

$$\Gamma=\oint_L \boldsymbol{V}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{r}=\int_S \boldsymbol{\Omega}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{s} \tag{1.1.27}$$

上式中 S 是流体中以 L 为边界的任意曲面（见图 1.3）。

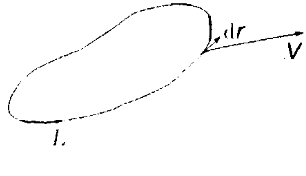


图 1.2　封闭曲线 L

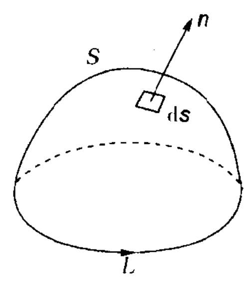


图 1.3　以 L 为边界的曲面 S

下面再介绍射流、流管及脉线等几个概念。

射流：在流体中取一非轨迹且不自相交的封闭曲线 c，过 c 上每