

湍流

上册

〔荷兰〕J. O. 欣茨 著

科学出版社

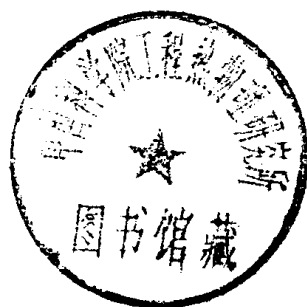
52.74
361
=1

湍 流

(上 册)

[荷兰] J. O. 欣茨 著

黄永念 颜大椿 译



科 学 出 版 社

1987

102091

内 容 简 介

本书是世界上一本有影响的湍流入门书。内容包括湍流理论的基本概念和基本公式,湍流测量方法和测量技术的原理,各向同性湍流理论,均匀剪切湍流,湍流的输运过程,自由剪切湍流和“壁”剪切湍流。

本书分上、下册出版。上册包括前四章,下册包括后三章。

本书可供大学力学、化工、航空航天、机械、水利、气象等专业高年级学生、研究生、教师、有关领域工程师和科研人员参考。

J. O. Hinze

TURBULENCE

McGraw-Hill Book Co. 1975

湍 流

(上册)

〔荷兰〕J. O. 欣茨 著

黄永念 颜大椿 译

责任编辑 晏名文

科学出版社出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1987年7月第一版 开本:850×1168 1/32

1987年7月第一次印刷 印张:12 7/8

印数:0001—2,500 字数:335,000

统一书号:13031·3573

本社书号:5052·13—2

定价:3.65元

译 者 的 话

荷兰科学家 J. O. 欣茨 (Hinze) 所著《湍流》一书最初是他对化学工程师讲课的讲稿。1959 年他将其整理成书出版。1975 年经过修改和补充以后又出了第二版。本书是根据第二版翻译的。

原书的特点是,内容比较全面,理论与实验并重,叙述相当清晰详尽,浅显易懂。特别是,在第二版中删去了过时的内容,增加了约 40% 的新材料,其中包括一些七十年代的研究成果,并且彻底改写了第 2 章有关实验原理和测量技术的内容。它既适合作高等院校湍流课程的教材,又适合作从事湍流研究或其它有关领域的科学工作者和工程技术人员的参考书。原书自 1959 年出版以来深受国内外湍流工作者的欢迎。

湍流是一个经典的流体力学问题。人们对它的运动规律至今尚未完全了解和掌握,而很多工程技术和科学研究领域又迫切需解决这一老大难问题。因此,我们把本书推荐给广大读者,希望读者能从中得到益处。书中译文如有不妥之处,欢迎批评指正。

本书的第 1 与第 3 章、第 2 与第 4 章、第 5 与第 6 章、第 7 章分别由北京大学力学系黄永念、颜大椿、魏中磊和周光炯同志翻译,全书由黄永念与周光炯同志审校。

译者

1985 年 2 月

第二版序言

在本书第一版出版以后的大约十五年时间内，湍流的实验与理论研究均获得了许多新的材料。新的实验材料加宽和加深了我们对湍流现象的认识，无论对大尺度或精细尺度的结构都是如此。在这方面与其同时进行的理论研究是很有用的，虽然我们离湍流问题的完全理论解决还有一定的距离。

所有这些新材料使得我们有必要大大修改第一版的内容，其中部分内容甚至完全过时了。

在准备第二版时，著者所遇到的基本问题是：第一版中的哪些材料需要保留，哪些材料可以或者必须去掉，至少哪些新材料必须包括进去。考虑到文献中有大量的新材料可以利用，同时第二版增加的篇幅有限，选择是绝对必要的。于是不得不舍弃很多已发表的重要材料。因而，对一特定问题并未给出全部的参考文献。一般说来，著者的指导思想是，尽管新版的份量增加了，但仍想把它作为一本入门书，印成小号字体的内容包含有新的材料，但可以跳读。

由于书中的插图主要应该作为一种说明材料，而不是表示最新的与最准确的实验证据，所以第一版中的许多插图只要它们仍能很好地说明本书中所论述的内容就都保留下来了。

采用与第一版相同的阐述方法，即从讲授的观点来阐述。保持着同样的范围和同样的章数。但是根据每章的问题，材料多少作了一些更改和扩充。讨论测量方法和仪器的第2章几乎完全重写。与第一版不同，在分别讨论自由剪切湍流与壁剪切湍流的第6与第7章内，更多地注意到从层流到湍流的过渡过程。

由于准备增加的篇幅有限，对压缩性影响与第一版比较并未给予更多的注意，虽然，自1959年以来在这方面有很多可以利用

• v •

的材料。基于同样的理由，完全未考虑磁流体动力学与非牛顿流体等问题。

许多审阅者对早期原稿提出了批评与建设性意见，著者对他们表示非常感谢。著者也想对他的协作者 P. J. H. Bultjes 先生在准备原稿与修改校样时所给予的帮助表示感谢。著者对打印原稿的 A. I. H. Sijnja-Teillers 与 H. J. Van der Brugge-Peeters 二位夫人和对绘制许多新插图的 C. J. de Kat 与 L. B. Kok 二位先生也表示感谢。

J. O. 欣茨

第一版序言

本书的内容来源于著者 1950 年在 Amsterdam 与 Delft 对 Royal/Dutch-Shell 实验室的一批化学工程师的一系列演讲。

这一课程的目的是使听讲者能熟悉湍流的现代概念和理论,并通过这种做法,给他们以足够的理论基础,使其不仅能学习湍流的专门文献,而且能对那些湍流起实质作用的化学工程问题,如混合,传热与传质进行理论研究。

本书基本上遵循同一大纲,但内容已加以扩充、修改,以使其赶上时代。本书应不仅使化学工程领域内的研究工程师,而且使机械工程领域内的研究工程师感到兴趣,因为本书特别注意讨论了同流动阻力和传热传质有关的湍流机理。

对论述的问题作了适当的选择。并非考虑所有与湍流有关的问题;因为不想使本书成为一本完整的湍流教科书。例如,未考虑不稳定性理论和层流到湍流的过渡,而流体可压缩性对湍流现象的影响也仅附带涉及。

对于内容的介绍著者试图使那些对流体流动并非专家的读者也易于接受。虽然论述是从基本的原理开始,而且数学的应用也已减少到最低限度,但是,如果读者要在熟悉本书的内容上获得成功,一个先决条件是要有较好的数学与物理知识。

第 1 章的材料首先是作为一个总的介绍,通过它,读者会熟悉湍流理论中专用的各种概念;其次,在这章导出了一般的基本公式,它们将作为其它各章的起点。

第 2 章论述了测量湍流量的常用方法和仪器。这个问题可能比所期望的论述得更广泛一些。但根本的想法是,使研究工程师熟悉现有的方法和它们的优点,以便使他能鉴定和解释经验数据。

第 3 章详细说明普遍承认的各向同性湍流理论。可以相信,在这里已把这些理论论述得十分充分,足可作为进一步学习湍流

理论的起点。

与各向同性湍流成鲜明的对比，各向异性湍流的理论知识进展很小，为了获得这类湍流统计理论所进行过的某些最重要的尝试将在第 4 章内加以考虑。

由于湍流运动的随机性，湍流的特征是输运过程的扩散性质。湍流的这一特征被认为具有这样的基础性，以致在单独一章（第 5 章）中论述输运过程的理论与实验研究是恰当的。

最后两章（第 6 与第 7 章）分别研究各向异性自由湍流与沿固定壁的湍流。

附录含有一简短的笛卡儿张量介绍，鉴于张量符号与张量计算已被广泛应用，它是很有价值的。

在每章的末尾有该章的完整符号表。

著者对 Shell-Development Co. (Emeryville) 的 T. Baron 博士和对 Royal/Dutch-Shell 实验室 (Delft) 的很多过去的同事表示感谢，前者的鼓励促使著者写这本书，而后者在著者准备原稿时曾给予很多方面的帮助。特别值得提到的是 H. J. Merk 博士，他仔细校阅过整个原稿，并通过他的批评和建设性意见作出了很多重要贡献。最后著者对协作者 G. F. Buisman 先生在修改校样中所给予的宝贵帮助表示感谢。

J. O. 欣茨

目 录

第二版序言	v
第一版序言	vii
第 1 章 一般介绍和概念	1
1-1 湍流的定义和一般概念	1
1-2 湍流的运动方程组;雷诺应力	14
1-3 湍流中可传递标量的守恒方程	32
1-4 湍流速度分量之间的二阶相关	33
1-5 二阶速度相关随时间的变化;三阶速度相关的引进	39
1-6 在均匀湍流中二阶纵向与横向相关的性质	44
1-7 湍流的积分尺度	48
1-8 其它欧拉相关	50
1-9 流体质点的湍流扩散;拉格朗日相关	54
1-10 相关的扼要复习	62
欧拉空间相关	62
欧拉时间相关	64
拉格朗日时间相关	64
1-11 二阶相关曲线的经验公式	65
1-12 Taylor 的一维能谱	68
1-13 湍流中的能量关系	75
参考文献	88
第 1 章 符号	90
第 2 章 湍流的测量方法与测量技术的原理	91
2-1 引言	91
2-2 热线风速计	93
压缩性效应	99
2-3 恒温法	104
热丝支杆的冷却效应	106

具有支杆热损失的动态特性	108
大湍流脉动对热线响应的影响	114
压缩性影响	121
2-4 恒流法	122
大湍流脉动的影响	125
系数随温度变化所引起的非线性效应	128
2-5 用热线风速计测量湍流特性	130
湍流强度的测量	134
二阶和三阶速度相关的测量	138
湍流谱与湍流尺度的测量	143
2-6 用热线风速计测量温度和浓度脉动;恒流法	147
浓度脉动的测量	152
2-7 热线风速计的局限性	152
2-8 其它湍流测量探头	158
热敏探头	158
机械式探头	159
电探头	163
电化学探头	167
2-9 以流动观察为基础的方法	168
氢气泡技术	169
由密度变化产生的光折射	173
基于光的散射和吸收的方法	175
2-10 静压与速度平均值的测量	179
平均速度的测量	181
参考文献	184
第2章 符号	189
第3章 各向同性湍流	191
3-1 引言	191
3-2 相关张量	193
一阶相关张量 $(K_{p,i})_{A,B}$	194
二阶相关张量 $(Q_{i,j})_{A,B}$	197
三阶相关张量 $(S_{i,k,j})_{A,B}$	206
3-3 各向同性湍流动力学性质的微分方程	213
3-4 三维能谱	221

3-5	能谱动力学方程	232
	依赖实验证据的“物理封闭”近似	276
3-6	各向同性湍流的衰变	286
3-7	推广至各向同性湍流标量场	307
	相关量	308
	$Q_{r,r}(r,t)$ 的动力学方程	312
	标量的谱分布	314
	$E_r(k,t)$ 的动力学方程	316
	各向同性标量场的衰变	333
3-8	各向同性湍流的压力脉动	339
3-9	对压缩性影响的一些说明	345
	参考文献	350
	第3章 符号	354
第4章	均匀剪切湍流	356
4-1	引言	356
4-2	一点速度相关 $\overline{u_i u_j}$ 的动力学	357
4-3	两点速度相关 $\overline{(u_i)_A (u_j)_B}$ 的动力学	365
	均匀湍流	369
4-4	能谱的动力学方程	373
	实验结果	391
	参考文献	398
	第4章 符号	399

第 1 章 一般介绍和概念

1-1 湍流的定义和一般概念

现在湍流的概念已被普遍接受了,概括地说,至少工程技术人员已理解它的意义。但奇怪的是,用“湍流”一词来描绘与流线运动相对立的某种类型的流动还是近代的事。研究湍流的先驱者之一 O. 雷诺把这种运动称作“曲折运动”(sinuous motion)。

湍流是一个相当熟悉的概念。但至今仍不易给它一个很好的定义,使其能包含它的详细特征,并与应用科学这一领域内的专家所持的现代湍流观点相一致。

根据 Webster 的《新国际词典》,湍流的意思是搅动,骚动,扰动……。但这定义太一般化了,它不能充分描绘现代意义下的湍流运动。1937 年 Taylor 与 Von Kármán^[1] 给出如下的定义:“湍流是一种不规则的运动,当流体(液体或气体)流过固体表面,或者甚至当相邻的同类流体互相流过或绕过时,一般会在流体中出现这种不规则运动”。根据这个定义,湍流必须满足不规则条件。

的确,这种不规则性是非常重要的特性。由于不规则性,不可能用时间与空间坐标的函数来很详细地描绘这种运动。但幸运的是,湍流运动的这种不规则性能用概率的规律来描绘。表示各种物理量,如速度、压力、温度等的不同平均值看来是可能的,也是很重要的。

因此,只说湍流是一种不规则的运动而不谈其它是不够的。也许一个更精确的定义可以简单地叙述如下:“流体的湍流运动是一种不规则的流动状态,它的各种量随时间与空间坐标表现出随机变化,因而能辨别出不同的统计平均值”。

加上“随时间与空间坐标”是必要的,仅定义湍流运动随时间不规则运动是不够的。例如,当一给定量的流体以不规则的方式

作总体移动时,对静止的观察者来说,每一部分流体的运动对时间是不规则的;但对与流体一起运动的观察者来说却不是这样。湍流运动也不仅是一种对空间的不规则运动,因为,否则具有不规则流型的定常流动也可纳入湍流的定义之中。虽然这二种不规则运动情况对从理论上研究湍流的某些方面可能是有用的。应该指出,在第一种情况中,流场一点对静止坐标系的欧拉速度为时间的随机函数;在第二种情况中,一流体质点的拉格朗日速度为空间的随机函数。

正如 Taylor 与 von Kármán 在他们的定义中所说的那样,湍流可以通过固定壁面的摩擦力产生(流过导管的流动,流过物体的流动),或通过不同速度的流体层的相互流过或绕过产生。下面将要指出,这二种方式产生的不同类型湍流具有明显的差别。因此,我们用通常采用的词汇“壁湍流”来表示由固壁产生并不断受固壁影响的湍流,而用“自由湍流”来表示没有固壁的湍流。

在真实的粘性流体情况中,粘性作用的结果是将流动的动能转变为热;因此,湍流和粘性流体的一切流动一样本质上是耗散的。如果没有连续的外部能源不断产生湍流运动,运动就要衰变。粘性的其它作用是使湍流更加均匀和使它更少地依赖于方向。在极端情况下,流场各部分的湍流定量地具有相同结构;这种湍流称为均匀湍流。如果湍流的统计特性与任何方向无关,以致完全混乱占优势,则称湍流为各向同性的。正如我们以后将要看到的,它不会出现平均剪应力,随之也没有平均速度梯度。这种平均速度,如果有,在整个流场内也是常数。以后将对各向同性湍流给出更为完整的定义。

在平均速度具有梯度的情况中,湍流将是非各向同性或各向异性的。由于这种平均速度梯度与平均剪应力的出现有关,通常用“剪切湍流”来表示这类流动。壁湍流和各向异性自由湍流归入这一类。

对整个流场的平均剪应力为常数的情况,如平面 Couette 流动, Von Kármán^[2] 引进了均匀湍流的概念。

常常使用“拟湍流”一词；这指的是一种假想的具有规则图案的流场情况，它对时间与空间表现出明显的常周期性。如果我们比较一下拟湍流与真实湍流这二类流动所构成的图象，它们之间的差别是很明显的。第一种图象在整个流场中表现为一规则的具有固定周期的流型；而第二种图象只表示某一时刻的情况，在下一时刻流型在形状和大小上都有变化。拟湍流流场对模拟真实湍流流场非常有用，因为它更适合于作理论研究；例如，在这类流场中计算粘性作用引起的动能耗散比较容易些。Townsend 在他的“剪切湍流的结构”一书中提出几类拟湍流，它们适合于研究真实湍流的各种典型特征。另一方面，在理论研究中，当用拟湍流来说明真实湍流的某些特性时，通常我们必须非常小心地解释其结果。例如，如果从一假定的拟湍流流型计算由湍流引起的输运和扩散，则可能导致严重的误差，因为这些过程主要是（如果不是完全的话）由真实湍流运动的不规则性和随机性确定的。

湍流的不规则性和随机性由下面的情况清楚地表现出来。在流场中的一点考虑速度脉动的波形图。如果我们从这波形图确定出具有指定值的振幅数和振幅概率，则对各向同性湍流会得到一高斯分布。对剪切湍流，一般地说这分布多少有些偏斜。

正如在我们的湍流定义中所指出的那样，物理量对时间与空间的平均值是存在的。仅从湍流的观察和湍流变化量的波形图的观察就表明这些平均值的存在，因为，

1. 在湍流区内一给定点对时间或多或少规则地重复出现形式相同而本质不同的图案。

2. 在一给定时刻，对空间或多或少规则地重复出现形式相同而本质不同的图案，所以，概括地说，在整个所考虑的区域湍流具有同样的总体结构。

如果我们比较不同的湍流运动（它们中的每一个都可看出形式相同而本质不同的图案），我们会发现，例如，图案的大小有差别。这意味着，为了定量地描述湍流运动，必须引进湍流尺度的概念，即某种时间尺度和某种空间尺度。这些尺度的大小由产生湍

流的装置的大小和其中的速度确定。例如,对于流过管道的湍流,可以预期,它的时间尺度具有管道直径与平均流速之比的量级,它的空间尺度具有管道直径的量级。

显然,只用它的尺度来表征湍流运动是不够的,因为这样做并没有告诉我们任何有关运动强烈度的东西。我们不能用速度的平均值作为这种强烈度的量度,因为我们想要知道的正是脉动对平均速度的强烈度。

如果速度的瞬时值写成

$$U = \bar{U} + u$$

其中上横线表示平均值,因之根据定义 $\bar{u} = 0$, 可以取脉动绝对值的平均值,即 $\overline{|u|}$, 作为这种强烈度的量度。但通常不用这种方法,其理由以后会明白,通常是用均方根值

$$u' = \sqrt{\overline{u^2}}$$

来定义湍流脉动的强烈度或强度。这个定义是 Dryden 和 Kuethe^[36] 在 1930 年首先引进的。

这样,相对强度定义为比值

$$\frac{u'}{\bar{U}}$$

可用许多方法来确定平均值。如果湍流流场是准定常的,或平稳随机的,则可用对时间的平均。在均匀湍流流场情况,可考虑对空间的平均。但如果流场既不是定常的又不是均匀的,则取时间平均或空间平均就不一定行了。在这种情况下,我们可假定对具有同样初始条件和边界条件的大量实验结果取平均。于是我们称这是系综平均值。

如果我们用欧拉的流场描述法,则上面三种平均方法之一必须用于流场内任何一点的变量上。

如果我们想研究湍流的输运或扩散过程,通常用拉格朗日法描述单个流体质点的轨迹更为方便。在这种情况下,平均是对具有同样的初始时刻但具有不同的起点(对均匀流场要求取这种平均),或具有同样的起点但具有不同的初始时刻(对准定常流动要

求取这种平均)的大量质点取的。当然我们也可以考虑系综平均。

例如,对欧拉速度 U ,这三种平均方法用数学形式表示为:

对平稳湍流的时间平均

$$\bar{U}(x_0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} dt U(x_0, t)$$

对均匀湍流的空间平均

$$\bar{U}(t_0) = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} \int_{-X}^{+X} dx U(x, t_0)$$

对 N 个相同实验的系综平均

$$\bar{U}(x_0, t_0) = \frac{\sum_{n=1}^N U_n(x_0, t_0)}{N}$$

引进一概率密度函数 $\mathfrak{B}(U)$,它在归一化下满足

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dU \mathfrak{B}(U) = 1$$

则系综平均也可以表示为

$$\bar{U}(x_0, t_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} dU \cdot U \mathfrak{B}(U)$$

对一平稳的均匀湍流,我们可以预期并假定这三种平均方法导致同样的结果。

$$\bar{U} = \bar{U} = \bar{U}$$

这假定就是所谓的各态历经假定。

实际的湍流既不是真正平稳的,也不是均匀的。因此,为了实用的理由,我们不能分别对无限的 T 或 X 值,而只能对有限的 T 或 X 值来进行对时间或空间的平均。但这样就必须满足某些条件。

例如,让我们考虑湍流的欧拉速度对时间的平均。流动可包含很缓慢的变化,这种变化我们不希望把它看成属于流动的湍流运动。举下述情况为例:经过一通道的湍流它表现出轻微的低频脉动;或在气象中,我们希望区分白天某一期间的平均风速与更长

期间的平均风速。

因此，我们取 T 为一有限的时间间隔。这间隔必须比湍流的时间尺度 T_1 大得多，不然就必须比流型变化的主周期大得多，因为这相当于某种准周期性运动。另一方面，它又必须比流场中任何缓慢变化（我们不希望把它看成属于湍流）的周期 T_2 小。显然，在脉动的选择上有某些任意性，这正是我们希望考虑的。幸运地，在实际中这种选择没有太大的困难就能做到。如果我们取一湍流的波形图，通常容易识别出流型变化的某些平均主周期。而且记住下述事实是有帮助的；对一给定的平均速度，这种主周期的数量级对应于产生湍流的物体或研究湍流所用的装置的大小。

取一有限值 T ，我们现在把平均值定义为

$$\bar{U} = \frac{1}{T} \int_0^T d\tau U(t + \tau)$$

它具有条件 $T_1 \ll T \ll T_2$ 。

如果 $t < T_2$ ，平均值应与平均方法的起始点 t 无关。这样， $\frac{\partial \bar{U}}{\partial t}$ 应为零，或者在主流缓慢变化的情况，它小得可以忽略。

前面规定平均值用上横线表示。在本书中任何平均方法都用这种上横线表示。在湍流研究中我们经常不仅对单个量而且对量的乘积进行平均。这里上横线具有下述性质。

设 $A = \bar{A} + a$ 与 $B = \bar{B} + b$ 。在进一步取任何平均时， $\bar{A}$ 与 $\bar{B}$ 可作为常数处理。这样，

$$\overline{\bar{A} + a} = \bar{\bar{A}} + \bar{a} = \bar{A} + \bar{a}, \text{ 由此 } \bar{a} = 0$$

$$\overline{\bar{A}\bar{B}} = \bar{\bar{A}\bar{B}} = \bar{A}\bar{B}$$

$$\overline{\bar{A}b} = \bar{\bar{A}b} = \bar{A}\bar{b} = 0, \text{ 因为 } \bar{b} = 0$$

类似地，

$$\overline{\bar{B}a} = \bar{\bar{B}a} = \bar{B}\bar{a} = 0, \text{ 因为 } \bar{a} = 0$$

$$\begin{aligned} \overline{AB} &= \overline{(\bar{A} + a)(\bar{B} + b)} = \overline{\bar{A}\bar{B}} + \overline{\bar{A}b} + \overline{\bar{B}a} + \overline{ab} \\ &= \bar{A}\bar{B} + \overline{ab} \end{aligned}$$