

# 对流传热的 物理特性 和计算

---

〔美〕 Tuncer Gebeci  
Peter Bradshaw

朱自强 邓学莹 陈炳永 译  
张炳暄 校

清华大学出版社

TK124  
28

# 对流传热的物理特性和计算

〔美〕Tuncier Cebeci Peter Brabshaw 著

朱自強 邓学葢 陈炳丞 译

张炳暄 校

9248/09



C0244592

清华大学出版社

## 内 容 简 介

本书系统地讲述了流动现象中的传热问题。全书共分十四章，从流体力学基本方程出发详细讨论了非耦合的层流和湍流边界层流动与管道流动、自由剪切流以及耦合的层流和湍流边界层流动与管道流动，最后还集中介绍了边界层方程的数值解法和在传热问题中计算程序的应用。每章后附有大量习题。

书中引入了大量具有实用意义的图线和数值结果；同时强调了用数值计算方法解决实际传热问题，并给出了许多实用的 FORTRAN 计算程序。

本书可作为高等院校航空、化工、土木、机械和环保等专业的高年级学生、研究生的教科书，也可供从事流体力学和流动传热的教师、工程技术人员和科研人员参考。

## Physical and Computational Aspects of Convective Heat Transfer

Tuncer Cebeci Peter Bradshaw  
Springer-Verlag New York Inc. 1984

### 对流传热的物理特性和计算

朱自强等 译

张炳暄 校

☆

清华大学出版社出版

北京 清华园

清华大学印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

☆

开本：787×1092 1/16 印张：23.75 字数：608 千字

1988 年 2 月第 1 版 1988 年 2 月第 1 次印刷

印数：00001~4000 定价：3.45 元

ISBN 7-302-00145-6/O·37 (课)

## 中文版序言

我们十分高兴地为我们这本流体对流传热的书增写中文版序言。近年来我们与中国的联系日益增强，作者之一（在道格拉斯飞机公司工作的 Tuncer Cebeci）曾经愉快地访问过北京航空学院，并对该学院的教师和学生作了讲演。我们希望这本书对他们也是有用的，并且能够引起大家对这方面内容广泛的兴趣和深入的理解，同时也希望能进一步增强我们国家之间的友谊和联系。

我们非常感谢朱自强、邓学葢、陈炳永和张炳暄先生承担了本书的翻译任务，并感谢他们为此所做的大量工作，其中包括阅读、修正、翻译、校对以及和中国出版社联系等。我们衷心地感谢他们作出的贡献并感谢他们为此付出的大量时间和精力。

Tuncer Cebeci  
Peter Bradshaw  
1985.2.11

## 译 者 序

本书主要介绍实际流动中的传热问题。由于对流传热与速度特性相关，因此，动量守恒方程与能量守恒方程之间有着密切的联系。有时两者需要联立求解，但在某些情况下能量方程依赖于动量方程，而动量方程则可以假定不受能量方程的影响，使计算得以简化。当流动中雷诺数很大时，可以采用边界层概念，以便简化问题的分析。本书主要基于边界层的概念，对于上述两种情况和不同的流型讨论了对流传质问题。全书大致分成四部分：第一部分是基本概念与方程，包括第一至第三章；第二部分是能量方程与动量方程可以分开求解的层流与湍流流动的分析，包括第四章到第七章；第三部分则是耦合层流和湍流流动的分析，包括第八章至第十二章；第四部分是数值求解方法的讨论，包括第十三章和第十四章。从处理的流动类型来看，本书对于工程中很普遍的边界层流动，自由剪切流，浮力流动以及管流都作了分析与介绍，因此涉及面较广，对于很多工程专业都有参考的价值。

本书作者之一 Cebeci 教授在建立湍流的代数模型和用数值计算方法处理各种不同类型的边界层流动方面，发表了大量的著作。另一位作者 Bradshaw 教授在用数值计算和试验方法来探索湍流流动的物理特性方面也发表了许多著作，他们是当前国际上在边界层理论与试验方面的两位著名科学家。本书反映了他们的观点和研究成果，还收集了近期他人的研究成果。全书内容比较新颖和丰富。两位作者都在大学从事教学多年，本书基本材料取自于他们在美国加州州立大学(长堤)和英国帝国理工学院的教材，因此可作为我国有关专业的大学本科或研究生的教材，也可供从事这方面工作的专业人员参考。本书和作者的早期著作——*Momentum transfer in Boundary layers* 组成了边界层流动的一套很好的教材。

陈炳永翻译了本书的第一，二，十三，十四章及附录，邓学莹翻译了第三至七章，朱自强翻译了第八至十二章。由于水平有限，译文中难免出现错误和不当之处，恳切希望读者批评指正。

全部译稿由张炳暄同志作了仔细的校阅和修正。在翻译过程中得到了 陆士嘉 教授的支持。在此一并向他们表示深切的谢意。

译者

1985 年 7 月于北京

## 序 言

本书主要介绍有实际意义的流动中的传热问题。对流传热所引起的温度分布与固体中热传导和辐射传热所引起的温度分布不同，它与速度特性相关，为此，在本书中编入了有关动量传递方面的足够内容，使此书能自成整体。这样编写是很自然的，因为动量守恒方程和能量守恒方程之间存在着密切的联系：在对流传热发生于大温差流动的情况下，动量方程与能量方程通过状态方程相耦合，而在对流传热发生于小温差流动的情况下，能量方程依赖于动量方程，但可以假定动量方程不受能量方程的影响。

包括热能、成分浓度和粒子数密度等流体特性参数的守恒方程可写成同一形式，某一变量的解也可用来表示其它变量的解。因此，尽管本书的讨论与说明只是针对传热问题，但它们同样可用于处理有关的传质等问题。只是在类比时要小心，因为在实际中二者的边界条件常常不可能是一样的，且传质可能包含一个以上的因变量。

本书的主要对象是航空，化学，土木和机械工程的大学本科生和研究生以及研究有关环境科学方面的人员。对于从事设计和研制的人员也是有用的。编写的格式就是针对这些读者安排的。对某些专门的传热问题，参照有关的公式和图线结果，就可以得出解答。对那些希望了解这些结果所基于的物理过程和限制条件的读者，还应了解相应的推导和说明。

以图表形式表示的许多结果是用本书第十三章和第十四章所介绍的数值方法得到的。这些是多年的研究成果，所表达的形式即使对用数值方法求解边界层方程有关问题练习较少的读者来说也很适用。由于数值计算技术应用的迅速发展，本书这方面内容具有重要的意义，为了使读者能够使用这些方法，在第十三章中，将以足够的篇幅加以阐述。这两章也可作为一门独立的研究生课程的基础，该课程着重处理流体力学和传热问题的线性和非线性抛物型偏微分方程的数值求解。

我们利用第十三章和第十四章以及其它各章的不同组合，作为美国加州州立大学(长堤)和英国帝国理工学院研究生课程的基础。学完这些内容后，借助于从微处理机到主机等计算机，学生能够加深对上述各章中经典的和实用的内容的理解，并且能够应用这些数值方法来解决新问题。为简单起见，所有的论述仅限于二维问题，而对于湍流流动，则仅限于简单的湍流模型和传热模型。这些限制很容易去掉，但是，从实际情况来看，这样处理对于大多数大学生和研究生课程可能足够了。在第十三章和十四章中介绍的计算程序和算例是可用的，在某些情况下，附加有详细说明。读者如有问题和请求，可询问在加州州立大学工作的本书第一作者。

一些讲授大学本科生和研究生课程的教师，由于课时不够，不讲授数值方法这一部分内容时，则第一章至第八章可作为高年级大学生一学期的课程，第一章至第九章可作为高年级大学生和研究生的较全面和时间稍长一些的课程。在大学课程中，可以略去第二章中有关方程的推导部分，重点放在第三章的边界层方程及其解和应用。

在编写本书的过程中，得到许多人的帮助和建议。特别要感谢提供许多宝贵建议和有益

帮助的 K. Stewartson 和 J. Whitelaw 教授。如果没有 Nancy Barela, Sue Schimke, Kalle Kaups, A.A. Khattab 和 K. C. Chang 的大力帮助, 本书也是不可能完成的。最后, 我们很愉快地感谢我们的家庭成员所给予的帮助。

Tuncer Cebeci

Peter Bradshaw

# 目 录

第一章 引论	1
1.1 动量传递	2
1.2 传热和传质	4
1.3 传热和动量传递之间的关系	5
1.4 耦合和非耦合流动	8
1.5 单位和量纲	9
1.6 本书概述	9
习 题	11
参考文献	12
第二章 质量、动量和能量守恒方程	13
2.1 连续方程	13
2.2 动量方程	14
2.3 内能和焓方程	17
2.4 湍流守恒方程	22
2.5 运动方程: 小结	26
习 题	26
参考文献	28
第三章 边界层方程	29
3.1 非耦合流动	29
3.2 在耦合湍流流动中密度脉动的估算	34
3.3 耦合湍流流动的方程	37
3.4 积分方程	41
3.5 边界条件	45
3.6 薄剪切层方程: 小结	47
习 题	48
参考文献	50
第四章 非耦合层流边界层	52
4.1 相似性分析	52
4.2 二维相似流动	57
4.3 二维非相似流动	64
4.4 轴对称流动	72
4.5 壁面射流和薄膜冷却	76
习 题	82
参考文献	91



<b>第五章 非耦合层流管道流动</b> .....	92
5.1 充分发展的管道流动 .....	93
5.2 在充分发展的速度场中进口加热段长度 .....	97
5.3 流体动力进口段长度和加热进口段长度.....	100
习 题 .....	105
参考文献 .....	110
<b>第六章 非耦合湍流边界层</b> .....	112
6.1 湍流边界层的复合组成性质.....	114
6.2 内层.....	115
6.3 外层.....	124
6.4 整个边界层.....	125
6.5 压强梯度为零的二维边界层.....	126
6.6 有压强梯度的二维流动.....	134
6.7 壁面射流和薄膜冷却.....	146
习 题 .....	150
参考文献 .....	155
<b>第七章 非耦合湍流管道流动</b> .....	158
7.1 充分发展的管道流动.....	158
7.2 充分发展速度场中的进口加热段长度.....	165
7.3 流体动力进口段长度和加热进口段长度.....	166
习 题 .....	168
参考文献 .....	171
<b>第八章 自由剪切流</b> .....	172
8.1 二维层流射流.....	172
8.2 不同温度两股均匀流间的层流混合层.....	177
8.3 二维湍流射流.....	179
8.4 不同温度两股均匀流间的湍流混合层.....	181
8.5 耦合流动.....	183
习 题 .....	186
参考文献 .....	188
<b>第九章 浮力流动</b> .....	189
9.1 自然对流边界层.....	191
9.2 自然对流和强迫对流的组合边界层.....	200
9.3 壁面射流和薄膜加热或冷却.....	203
9.4 管流中的自然对流和强迫对流.....	205
9.5 自由剪切流中的自然对流.....	210
习 题 .....	211
参考文献 .....	213
<b>第十章 耦合层流边界层</b> .....	214

10.1	相似流动 .....	217
10.2	非相似流动 .....	221
10.3	激波/剪切层干扰 .....	223
10.4	计算有激波干扰的流动的方法 .....	229
	习 题 .....	231
	参考文献 .....	232
<b>第十一章</b>	<b>耦合湍流边界层 .....</b>	<b>234</b>
11.1	速度型和温度型的内层相似性分析 .....	234
11.2	耦合湍流流动的变换式 .....	238
11.3	零压强梯度的二维边界层 .....	240
11.4	有压强梯度的二维流动 .....	246
11.5	激波/边界层干扰 .....	253
	参考文献 .....	256
<b>第十二章</b>	<b>耦合管道流动 .....</b>	<b>258</b>
12.1	管内具有均匀热流的层流流动 .....	260
12.2	冷却管内层流、转换和湍流流动 .....	263
	参考文献 .....	266
<b>第十三章</b>	<b>边界层方程的有限差分解 .....</b>	<b>267</b>
13.1	边界层方程数值方法的综述 .....	267
13.2	具有充分发展速度型的内流的能量方程解 .....	274
13.3	具有充分发展速度型的层流内流和湍流内流的 FORTRAN 程序 .....	277
13.4	边界层流动的质量方程、动量方程和能量方程的解 .....	288
13.5	耦合边界层流动的 FORTRAN 程序 .....	297
	参考文献 .....	314
<b>第十四章</b>	<b>应用于传热问题的计算程序 .....</b>	<b>315</b>
14.1	两垂直平行板间的强迫和自由对流 .....	315
14.2	壁面射流和薄膜加热 .....	325
14.3	湍流自由射流 .....	334
14.4	不同温度二均匀流间的混合 .....	346
	参考文献 .....	348
<b>附录 A</b>	<b>物理量换算因子 .....</b>	<b>349</b>
<b>附录 B</b>	<b>气体、液体、液态金属和金属的物理特性 .....</b>	<b>351</b>
<b>附录 C</b>	<b>伽马函数, 贝塔函数和不完全的贝塔函数 .....</b>	<b>362</b>
<b>附录 D</b>	<b>Head 方法的 FORTRAN 程序 .....</b>	<b>363</b>

# 第一章 引 论

具有传热流动的最简单流型是绕平面物面的均匀外部流动，其一部分或全部流动与来流温度不同（图 1.1）。在较为复杂的情况下，表面可以是弯曲的，外流速度  $u_e$  也可以是轴向坐标  $x$  的函数，但是在大量实际的传热问题中，在外流区内  $u_e$  随  $y$  方向的变化，与紧靠物面区内  $u_e$  的变化相比，小得可以忽略不计。在称之为边界层的区域里， $x$  方向的速度  $u$  从物面上的零值直至等于渐近值  $u_e$ ；实用上，人们将速度  $u$  达到比如说  $0.995 u_e$  那个地方的  $y$  值定义为边界层的厚度。在物面附近，温度随着  $y$  也发生急剧的变化，从物面温度值  $T_w$ （下标  $w$  指的是“壁面”）变到外流温度值  $T_e$ ，而  $T_e$  也象  $u_e$  那样，通常认为与  $y$  无关。这个温度梯度大的区域称之为温度边界层；如果流体的热传导系数高，该层将比速度边界层厚；而如果热传导系数低，它就好比速度边界层薄。以后，我们将更确切地来讨论“高”和“低”的含义，为此，需比较由于分子运动所产生的热传导和动量传递，而后者体现了流体的粘性，影响着速度边界层的增长率。将图 1.1 中的外部流动加上“无粘”这样一个标记并不是说粘性不存在，而是说在外部流动中，速度的变化如此缓慢，以致于粘性应力与表面切应力相比小到可以略去不计。表面切应力代表当较慢速运动流体的边界层增长时，从流动中所吸取的动量变化率。本书的主要目的是研究热流，当  $T_w < T_e$  时，从流动中吸取热量；当  $T_w > T_e$  时，热量传导给流体。

图 1.2 表示具有传热的流体流动的一些例子。圆管中或非圆截面管道中（图 1.2(a)）的传热在许多方面与边界层中的传热是很相象的，即使只是在增长着的边界层于管道中心线相遇之前才存在一段均匀流动。如图 1.2(b) 所示的射流本身传热并不很感兴趣，因为热量不是与固壁进行交换，只是散布到宽广的流体区域中去。但是我们需要计算如图 1.2(c) 所

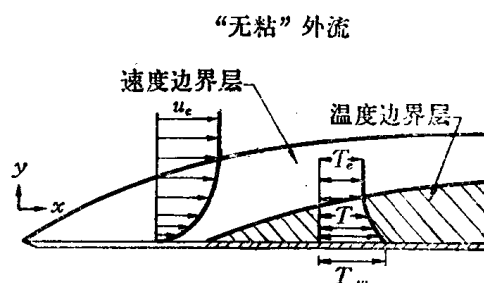


图 1.1 局部加热平板的边界层。阴影区域表示受热部分。

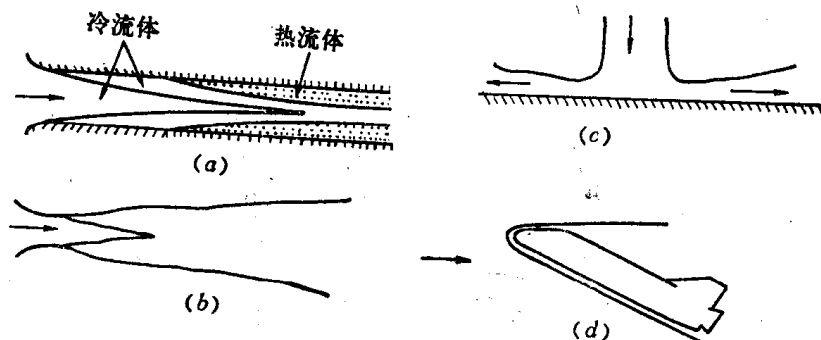


图 1.2 具有传热流动的例子。(a) 具有绝热入口段的管流 (b) 混合层汇合成射流 (c) 射流喷向固体表面 (d) 轨道飞行器再入大气层；与固体表面有传热的边界层和分离流动。

示的射流的温度分布，这种射流是用来加热或冷却固体表面温度的。图 1.2(c) 可以表示为喷射的火焰，也可以表示为火箭发动机的排气；在这两种情况中，浮力作用是很重要的，正如在烟囱的卷流内，污染物质的弥散问题，或者在用来控制房温的加热或空气调节系统和房间之间的热交换问题，浮力作用都是很重要的。传质或污染物传递所遵循的方程几乎与传热方程相同。图 1.2(d) 表示了一个从流体流动向固壁传热的不寻常的例子——重返大气层的宇宙飞船。本书不可能使读者估算出对宇宙飞船的传热，但是，它能使读者定性地理解这一问题，并且对于较简单的问题，可利用公式，图表和书后所介绍的计算程序，得出定量的结果。

由于对流传热按照定义是与流场有联系的，又由于传热或污染物质传递所遵循的方程非常类似于流场（动量传递）的方程，因此，书中详细讨论了动量传递，使其内容完整。更加广泛的处理动量传递问题，在 Cebeci 和 Bradshaw 文献 [1] 中已给出。本书将文献 [1] 的范围推广到大密度差的流动中，这种大密度差，或者直接由大温度差所产生，或者例如在绕飞机或宇宙飞船的高速流动中，由于大压强差（导致大温度差）所造成的。因为动量方程中，包含密度这一参数，在这些情况下，动量传递会受传热的影响，所以传热与动量传递必须一起考虑。在大多数情况中，边界层、管流或射流的流动是湍流。正是由于湍流会使燃烧速率为非定常，造成密度和压强脉动，而这些脉动导致噪声辐射，所以喷流有轰鸣。湍流通常大大地增加传热和动量交换，本书对此将要详细讨论。

## 1.1 动量传递

应用于固体质量或流体质量的牛顿第二运动定律是

$$\text{动量变化率} = \text{作用力} \quad (1.1)$$

对于密度为  $\rho$  的单位质量的粘性流体，上式变为

$$\text{加速度} = \frac{-(\text{压强梯度}) + \text{粘性应力梯度}}{\rho} + \text{单位质量的体积力} \quad (1.2)$$

这里出现的负号只是因为我们习惯地认为压强向内为正，而粘性正应力是向外为正。粘性系数  $\mu$  简单地是粘性应力（正应力或切应力，见 2.1 节）与两倍对应的应变率之比。例如，作用在  $x$  方向的正应力是  $2\mu\partial u/\partial x$ ，对于简单的  $\partial u/\partial y$  剪切流，作用在  $x$  方向的切应力则是  $\mu\partial u/\partial y$ ，或者更一般的情况，它是  $\mu(\partial u/\partial y + \partial v/\partial x)$ ，其中， $u$  和  $v$  分别为  $x$  和  $y$  方向的速度分量。在固体力学中，通常定义应变率为应变的时间导数，正如在简单的剪切流中我们首先定义粘性系数为切应力与  $\partial u/\partial y$  之比，这样处理是合乎逻辑的，所以应该出现因子 2。图 1.1 所示的边界层或者图 1.2 所示的射流和管道流动的剪切层，是具有大粘性-应力梯度的一些最普通的流动例子，只在一薄剪切层里，粘性应力（ $\mu\partial u/\partial y$ ）可以从零（图 1.1 中“无粘”的外流区）急剧地增至相当大的值，这样就产生足够大的应力梯度，以至于影响加速度（根据方程 (1.2)）。下面，我们将经常地把作用在薄剪切层中  $x$  方向的剪切应力简单地称为切应力，用符号  $\tau$  表示，也就是

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1.3)$$

粘性系数  $\mu$  和运动粘性系数  $\nu \equiv \mu/\rho$  与温度有关（见图 1.3 和 1.4），如果  $y$  方向存在温度

梯度，那么粘性切应力  $\mu \partial u / \partial y$  中的  $y$  方向梯度值也要改变的。Sutherland 公式是相当好的空气粘性系数近似式，用公制单位和英制单位表示如下：

$$\mu = \begin{cases} 1.45 \times 10^{-6} \frac{T^{3/2}}{T + 110} \text{ kgm}^{-1}\text{s}^{-1} & (1.4a) \\ 2.270 \times 10^{-8} \frac{T^{3/2}}{T + 198.6} \text{ lbf s/ft}^2 & (1.4b) \end{cases}$$

其中  $T$  分别以开尔文 (K) 度和朗金 ( $^{\circ}\text{R}$ ) 度表示。对于接近大气温度 ( $15^{\circ}\text{C}$ ) 的情况，方程 (1.4) 可近似为  $\mu \propto T^{0.76}$ 。

在湍流流动中 (见 2.3 节)，由分子碰撞所引起的 (粘性) 动量传递应添加由于非定常的涡团所引起的动量传递。涡旋运动和分子运动之间的比拟可能使人产生误解，但这是一种传统的方便的处理方法，把对时间平均的这种特殊动量传递当作附加表观应力来对待，这样，只要把湍流应力梯度加到粘性应力梯度中去，则时间平均的湍流流动的第二运动定律就满足方程 (1.2) 了。湍流应力简单地只与速度分量脉动乘积的时间平均有关，而湍流应力方程则可以通过对原始运动方程实施加权时间平均方法来获得。不管怎样，湍流应力方程包含了复杂得多的脉动时间平均，而且为了得到封闭方程组 (方程的数目等于未知数的数目)，唯一的途径是利用湍流时间平均特性的经验数据。这样，除了为计算方便所作的一些近似

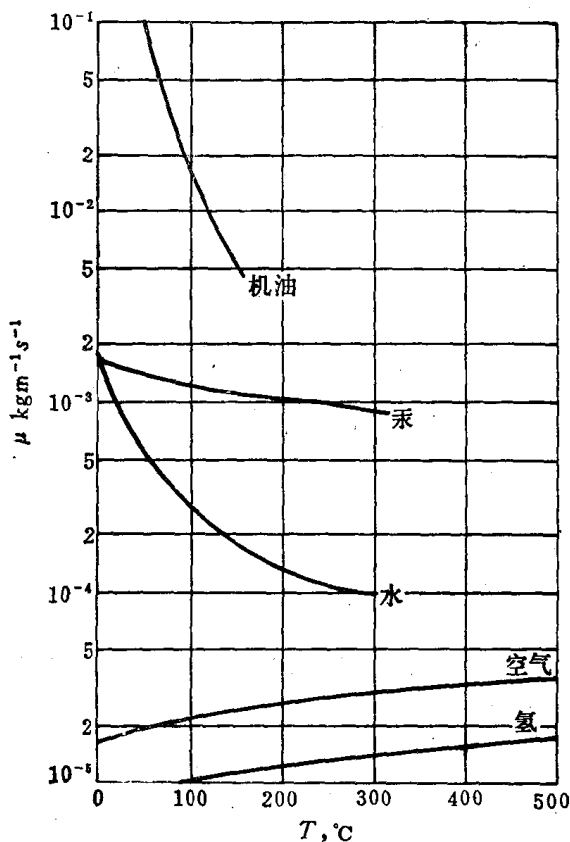


图 1.3 几种流体的动力粘性系数随温度的变化。对于气体， $\mu$  几乎与压强无关。

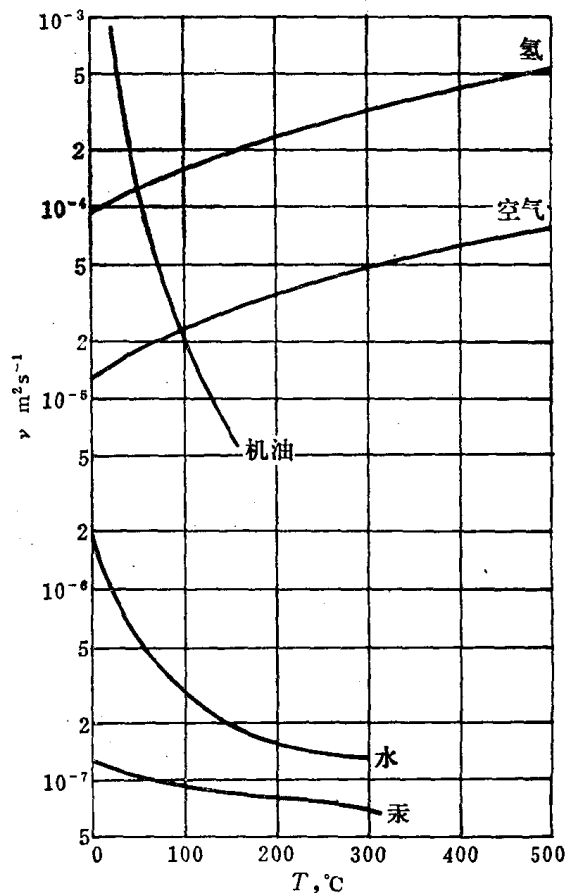


图 1.4 几种流体的运动粘性系数随温度的变化。对于气体， $\nu \equiv \mu / \rho$  正比于压强。

外，在湍流计算中，即使在纯粘性的“层流”计算中，还需要近似的经验数据。时间平均是为了计算上的方便而不得不这样处理的，因为目前的计算机还没有如此大的功能，足以解极端复杂的湍流速度脉动型的与时间相关的运动方程。大多数工程上有意义的流体流动是湍流，因此，我们需要有一些计算方法，能以适当的代价给出合适的精度。“合适”这一词的含义是随所处理的问题而变化的。因为，湍流流动的计算实际上相应于带有附加应力的层流流动的计算，因此，首先讨论层流问题，然后着手研究湍流流动的作法是比较方便的。

## 1.2 传热和传质

“当两个系统联系在一起时，由于温度差的作用，从一个系统传递到温度较低的另一个系统系物量的就是热，……，象功一样，热量是一种过渡性量，它不包含在物体中。”

这段引自 Keenan 的热力学<sup>[2]</sup>的引文，解释了为什么在研究传热时，“热”仅作为一种名用理。出现来建立类似于动量守恒方程那样的定量的“守恒”方程所用的物理量，是单位质量热内能  $e$  和单位质量的焓  $h$ 。传递给物体的热量增加了它的热能，这正象对物体做功增加它的动量和动能一样。虽然  $e$  和  $h$  具有单位质量的能量量纲，但是传热(热能)与动量传递(而不是与动能传递)之间的比拟却是最重要的。应注意到，习惯上，我们把计算流体温度用的守恒方程视为“能量”方程(实际上是焓方程)，或者视为焓与动能之和的“总焓”方程，而不视为内能方程。在比热为常数的低速流动中，焓正好是内能乘以比热比，动能对总焓的贡献可以略去，因此对应于这三个物理量的方程是相同的。

应用于固体质量或流体质量的热力学第一定律是

$$\boxed{\text{能量的变化率}} = \boxed{\text{外力做功的变化率}} + \boxed{\text{热量的增加率}} \quad (1.5)$$

这里，“能量”包含位能和动能以及热内能(我们暂不考虑由于燃烧或其它化学反应而产生的能量变化)。通过减去动能方程以及减去作为位能的“流体静力学”方程的办法，就可得到只有热内能的方程。在本书中，我们将不考虑位能。同时，下面将要指出：在有传热的低速流动中，动能的变化与热内能的变化相比可以略去，并且方程(1.5)中的做功项与热量增加项相比，通常也可略去。对于密度为  $\rho$  的单位质量导热流体，方程(1.5)可写为：

$$\boxed{\text{比内能的变化率}} = \boxed{\text{对单位质量的作功率}} - \frac{1}{\rho} \boxed{\text{导热热流梯度}} \quad (1.6)$$

其中，最后一项前出现的负号是由于我们对热流梯度正负号的规定，譬如说，垂直向上的正热流梯度代表从物体顶部正在损失的热量多于在底部正在得到的热量。热传导系数  $k$  是导热流率与(负的)相应的温度梯度之比。例如，对于任何简单流体的  $y$  方向热流率  $\dot{q}_y$ ，可由热传导定律(或热可导性定律)给出如下：

$$\dot{q}_y = -k \frac{\partial T}{\partial y} \quad (1.7)$$

热流只有一个与其相关的方向，而应力则有两个相关连的方向(应力的方向和垂直于应力作用面的方向)，但是方程(1.6)中的最末热流项在数学上类似于方程(1.2)中的粘性应力

项，这一点在第二章将可看到。

相应于 (1.6) 式的传质方程为：

$$\boxed{\text{成分质量浓度的变化率}} = \boxed{\text{单位质量成分的生成率}} - \frac{1}{\rho} \boxed{\text{质量通量的扩散梯度}} \quad (1.8)$$

这里，成分是指所需要考虑传质的掺和物，（例如，水中的染料或空气中的示踪气体），而质量浓度是用单位质量混合物中传质物的质量来度量的。质量扩散系数  $D$  是质量通量的扩散率与（负的）相应浓度梯度之比，它与掺和物和主流体有关。由于化学反应可以形成新的成分，而化学反应率通常与反应物和生成物两者的浓度有关，因此必须与反应方程耦合起来求解类似于 (1.8) 式那样的若干个方程。某些反应，特别是燃烧，会释放热量，因此，必须同时解传热方程。除了明显的符号不同外，从外表上看起来，方程 (1.8) 很类似于方程 (1.6)。

湍流的时间平均传热或传质方程包含了附加的表观传热率或传质率，它们与传递方向的温度脉动和速度脉动的平均乘积有关。跟在湍流动量交换的情况一样，传热率和传质率的精确方程可以从原始方程通过加权时间平均推出，但是，为了得到封闭的可解方程组，也需要经验数据。

加热湍流流动的温度脉动场全然是由于使流体发生混合的速度脉动场所造成的，认识到这一点是很重要的。如果在时间  $t=0$  时，能够设法消除所有的速度脉动，再假如没有热传导性和平均运动的影响，那么，温度的空间分布在以后的时间里将保持不变。

### 1.3 传热和动量传递之间的关系

根据气体运动学理论的最简单模式，热和动量是以完全相同的方式，通过分子碰撞进行传递或“扩散”的。类似于粘性系数  $\mu$  的量是  $k/c_p$ ，这两个量都具有质量/（长度×时间）的量纲，因此， $\mu c_p/k$  是无量纲的，根据简单的气体运动学理论，它应等于 1。此无量纲量  $\mu c_p/k$  称为普朗特数  $Pr$ ：

$$Pr \equiv \frac{\mu c_p}{k} = \frac{\nu}{k/\rho c_p} \quad (1.9)$$

这里， $\nu$  是运动粘性系数  $\mu/\rho$ ，而  $k/(\rho c_p) \equiv \kappa$  是温度传导系数或热扩散系数。双原子气体的普朗特数实际值大约是 0.7，它几乎与温度无关，它的值不等于 1，亦即不同于由简单气体运动学理论所得出的值，这是由于在该理论中，略去了分子的振动和旋转形态的缘故。气体的比热几乎也是常数，而  $k$  随温度变化的情况几乎与  $\mu$  相同（图 1.5）。因为液体的  $\mu$  随温度增加而急剧下降，而  $k$  和  $c_p$  都几乎是常数，所以，液体的普朗特数随温度的增加而急剧下降；对于液体金属，尽管它处于液体状态，但仍具有很大的热扩散系数，因此，液体金属的普朗特数可以小至 0.02；水的普朗特数从室温条件下的 7，可下降到沸点温度时的 1.7。而对于润滑油，其粘性系数很高，普朗特数可以高达 1000 或更多。

因为普朗特数是流体扩散动量的能力与扩散热的能力之比，一些普通物质的普朗特数可

能有很宽广的范围，因而，对某给定流型，依照所采用流体的不同，可得出很大范围的可能的温度分布。例如，象我们将在 4.2 节所看到的，在绕均匀加热平板（图 1.1 所示局部加热平板的一种特例）压强为常数的层流流动中，流体加热区的厚度（温度边界层）粗略地是  $Pr^{-0.34}$  乘速度边界层的厚度。图 1.6 中给出了一些数值结果。在这种（很特殊的）情况下，当且仅当  $Pr=1$  时，则规范化温度差  $(T_w - T)/(T_w - T_e)$  与规范化速度型  $u/u_e$  相同，即对于一切  $y$  值，有

$$\frac{T_w - T}{T_w - T_e} = \frac{u}{u_e} \quad (1.10)$$

下标  $w$  和  $e$  分别表示物面（壁面）和外流。即使  $Pr=1$ ，也仅仅在少数特殊情况下，亦即在动量方程的边界条件类似于热能方程的边界条件的情况下，才能获得上述这种最简单的关系。可以看出，在分子的传热和动量传递之间存在着一些重要的相似性和差异性。

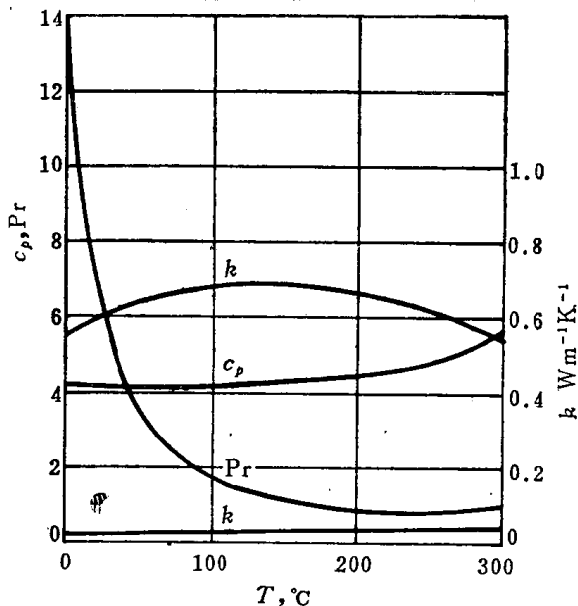


图 1.5 空气（虚线表示）和水的  $k$  值以及水的  $c_p$  和  $Pr$  随温度的变化。 $k$  的单位见表 1.1。

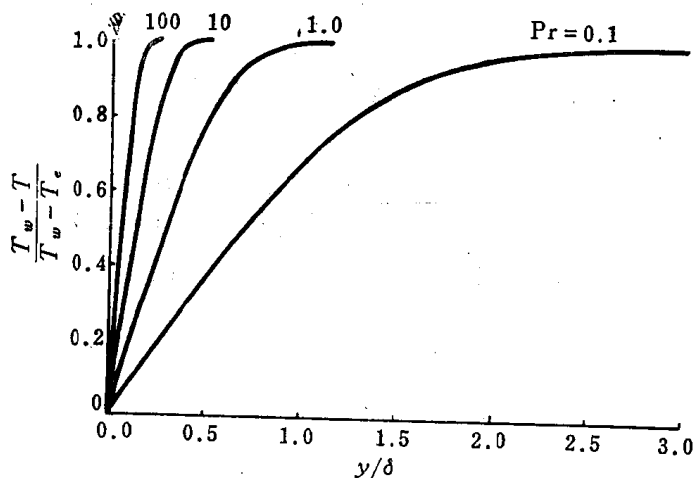


图 1.6 均匀加热平板上温度边界层的温度型： $\delta$  是速度边界层的厚度，并且假定温度差  $T_w - T_e$  足够小，使得密度差可略去。 $Pr=1$  的温度型与速度型  $u/u_e$  相同，如果略去密度差，任何  $Pr$  下的速度型是相同的。

在湍流流动中，传热和动量传递的机理又是粗略相似的（在第六章，我们将定义“湍流普朗特数”，它几乎总是 1 的量级，并且除了靠近固体壁面的区域外，它至多只微弱地依赖于分子普朗特数）。

正如 1.2 节所述，在简单的情况下，若用质量浓度代替热能，用扩散系数  $D$  代替运动粘性系数  $\nu$ ，则传热和传质所遵循的方程是相同的。因此，传质和动量传递之间的比拟跟热



量和动量之间的比拟是相同的或者至少是接近的。与普朗特数  $\nu/(k/\rho c_p)$  相像的比值  $\nu/D$  称为 Schmidt 数  $Sc$ 。它与主流和掺和物有关，掺和物的质量是流体分子质量的许多倍（对于盐在水中的扩散，比值大约是 700 倍，而对于烟或染料颗粒的扩散，它是  $10^3-10^4$  量级），所以它只微弱地受流体分子碰撞的影响。对于不符合流体宏观运动要求的那种大颗粒，上述一些方程不再成立，大颗粒的研究已超出了本书的范围（见 Lumley [3]，可作为入门性的论述）。然而，在随后各章中的几乎所有对传热的讨论都能直接地应用到传质问题上，并可进一步推广到含有两种或更多种掺和物的情况（例如在氧化主流中的燃料和燃烧生成物），虽然在计算上是复杂的，但概念是清楚的。

在方程 (1.2) 和描述速度场的其他方程中，存在着压强项，而在方程 (1.6) 和描述温度场的其它方程中（除了在低速流动中，作功项是很小的以外），却没有压强项，这意味着动量传递和传热之间只有在压强为常数的流动中才能得到准确的对应关系。因为在湍流中压强总是时间的函数，这意味着上述情况只局限于常值压强的层流流动。一个附加的必要条件是普朗特数为 1；对普通气体 ( $Pr \approx 0.7$ ) 足以满足这一条件，而对  $Pr=1$  的情况具有半定量性的研究兴趣。所有条件中最有约束性的条件是速度和温度的边界条件必须相类似。例如，在自由流速度  $u_e$  与  $x$  无关的加热平板层流边界层问题中，即使  $Pr=1$ ，也只有当表面温度与  $x$  无关时，速度型和温度型才具有相同的形状（见图 1.1 和 2.3 节）。其它少数有实际意义的层流流动可以得到如 (1.10) 式那样准确的关系。对  $Pr=1$  稍微加热的流体的层流射流，设若其初始的速度型和初始的增量温度型是几何相似的，又设该射流射入到均匀温度静止流体中去，则这些型将继续保持相似。应注意到，虽然速度型的形状与射流速度和外流速度之比有关，但增量温度型的形状与射流温度和外流温度之比无关，只要此比值接近于 1。这是因为，如果密度和热传导系数是常数，则热能方程变成线性方程，其解可被迭加或任意地分解。

虽然动量传递和传热之间的比拟通常并不确切，但是作为定性的应用，尤其在求解传热方程的方法中，即使对湍流流动，这种比拟往往是可行的。让温度场的无量纲参数等于相应的无量纲速度场参数乘以由实验得到的比拟因子的作法通常也是够满意的。作为最普通的例子，雷诺比拟因子是史坦顿数  $St$  与当地摩擦系数的一半之比，史坦顿数是表面传热参数，定义为

$$St = \frac{\dot{q}_w}{\rho c_p (T_w - T_e) u_e} \quad (1.11)$$

而当地摩擦系数定义为

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} \quad (1.12)$$

这里  $\dot{q}_w$  和  $\tau_w$  分别为表面传热率和表面剪切应力。一般地说，雷诺比拟因子可以认为很接近 1<sup>①</sup>。可以设想，在计算指定的温度场参数中最困难的工作是计算类似的速度场参数。这是一般的规律，但存在一些例外（例如，在驻点处传热率或者在分离区下游再附着点上的传热率通常比别处要大，虽然它的表面切应力为零）。然而，在大多数情况下比拟方法的得成

① 实际上，它接近于分子或湍流普朗特数的倒数（在层流时，经验性地取为  $Pr^{-0.66}$ ）