



高等学校教材

锅炉与热交换器传热强化

东南大学 周强泰 合编
华中理工大学 黄素逸



序 言

能源紧张是目前世界上普遍存在的严重问题。能源对一个国家经济的发展起着重要作用。“节能”是缓和能源紧张不可缺少的措施之一。在节约能源方面，原材料的节省也是不可忽视的一个重要方面，因为原材料的生产需要消耗大量的能源。

对锅炉和换热器进行传热强化是当今世界能源研究的一个重要课题。体积小、重量轻、传热好、阻力小的高效换热器的问世，使得过去因设备庞大、耗资较多而无法利用或未能充分利用的较低品位能源得到了较充分的利用。传热的强化可使换热器的体积缩小，节省金属材料；或使现有换热器的热功率（或容量）提高，并降低换热器的能耗；也可在容量和体积保持不变的条件下，降低换热器的传热温差，提高换热器和热力循环的效率和能源的利用率。强化传热还可用于降低（或提高）换热器壁面的温度，使换热器的运行安全可靠。因此，强化传热有“第二代传热技术”之称。

由于机理不同，传热有辐射、对流和导热之分。这三种传热方式的强化（或减弱）都是目前研究的重要课题，本书只讨论工业上应用最广的对流换热的强化。

通常可将强化传热技术分为“耗功”和“无功”两种类型。对前者而言，强化传热需要消耗外功，例如加热面和流体的振动，静电场的作用，流体的注入、抽吸或射流的冲击等。后者并不需要输入外部能量，而是利用处理表面、粗糙表面或扩展表面的方式，或采用可置换的强化器、涡流发生器等来强化传热。本书着重讨论后一类强化传热的方法，这也是工业应用中最感兴趣的强化技术。

综上所述，能源的日益严峻，促使近二十年来强化传热的研究和应用加速发展。它所涉及的工业领域和换热器的形式都非常广泛。限于篇幅，本书着重阐述强化传热的基本原理、主要措施和实际应用，不涉及各工业领域中各式各样换热器的强化问题。

本书系根据高等学校热能动力类专业教学委员会《1990~1992年高等学校教材编审出版计划》，在东南大学和华中理工大学的“锅炉与换热器传热强化”研究生讲义的基础上写成的。可作为电厂热能动力工程、工程热物理、热能工程等专业研究生和本科生的教材，也可供有关专业的工程技术人员参考。

为方便读者阅读，书前列有主要符号表，各章末均附有参考文献。全书采用我国法定计量单位。

全书共十章。第一~第六章、第十章和第九章第六、七节由东南大学周强泰编写，第七、八章和第九章第一~五节由华中理工大学黄素逸编写。全书由周强泰统稿。

本书主审——浙江大学岑可法教授在审稿过程中对书稿提出了宝贵意见。编者根据主审的建议对原稿作了适当修改和补充，在此对岑可法教授致以深切的感谢。

由于水平所限，错误和缺点在所难免，希读者批评指正。

编者

1990.1.

主要符号表

α	垂直于流动方向(即横向)相对节距, $\alpha = S_r/D$	h_{Lo}	汽化潜热, J/kg
a	切向槽长度	\tilde{h}	肋(翅)片相对高度, $\tilde{h} = h/R$
a	热扩散系数, $\alpha = k/\rho c_p$	H	螺旋体旋转180°的轴向距离, $H = S/2$, m
A	表面积, 换热面积, m^2	k	导热系数, $W/(m \cdot ^\circ C)$
A_s	肋(翅)片换热面无肋(翅)部分面积, m^2	K	总传热系数, $W/(m^2 \cdot ^\circ C)$
A_s	流通截面积, m^2	l	长度, 定性尺寸, 流线长度, m
A_r	肋(翅)片换热面肋(翅)片面积, m^2	l_1	椭圆管长轴, m
A_p	流动方向上的投影面积, m^2	l_2	椭圆管短轴, m
A_r	肋(翅)片换热面总面积, m^2	L	长度, 管长, m
b	流动方向上(即纵向)相对节距, $b = S_z/D$	L_1	椭圆肋片长边长度, m
b	切向槽宽度, m	L_2	椭圆肋片短边长度, m
B	宽度, m	m	质量, kg
Bo	沸腾准则数, Bond数	m	肋(翅)片参数, $m = \sqrt{\frac{\alpha P}{kA}}$
c	相对斜向节距, $c = S_p/D$	m	质量流速, $kg/(m^2 \cdot s)$
c_p	定压比热, $J/(kg \cdot ^\circ C)$ 或 $J/(kg \cdot K)$	M	质量流量(质量流率), kg/s
C_D	阻力系数	M	无量纲几何参数
d_e, D_e	当量直径, m	M_1	轴向动量, $N \cdot s$ 或 $kg \cdot m/s$
D	直径, 管径, m	M_2	角动量, 动量矩, $J \cdot s$ 或 $kg \cdot m^2/s$
D_r	肋根直径, m	n	肋(翅)片数, 螺旋槽头数
D_r	肋顶直径, m	Nu	努塞尔数, $Nu = \alpha D/k$
Eu	欧拉数, $Eu = \Delta p/(\rho u^2/2)$	Nu_x	局部努塞尔数, $Nu_x = \alpha x/k$
f	摩擦系数, $f = \tau/(\rho u^2/2)$; $f = \lambda/4$	Nu_z	Z排管子努塞尔数
G	质量流速, $kg/(m \cdot s)$	p	压力, N/m^2 或Pa
$G(h^*, Pr)$	粗糙度和普朗特数对温度分布影响的参数	p_1	前驻点压力, N/m^2
Gr	格拉晓夫数, $Gr = \rho_s \Delta \rho g D^3 / \mu$	p_0	来流压力, N/m^2
h	肋(翅)高度, 粗糙物高度, 槽深, m	Δp	压降, 阻力, N/m^2
h^*	无量纲高度, $h^* = hu/\nu$	P	功率, W
h	焓, J/kg	P	节距, 两突出物或凹槽之间的距离, m
h_g	饱和蒸汽焓, J/kg	P	周长, 周界, m
h_L	饱和水焓, J/kg	Pr	普朗特数, $Pr = \mu c_p/k$
		Pr_s	按壁面温度确定的普朗特数
		Pr_s	湍流普朗特数, $Pr_s = \epsilon_m/\epsilon_s$

q	热流密度, W/m^2	ΔT	温差, K 或 $^{\circ}C$
q_w	壁面热流密度, W/m^2	ΔT_m	对数平均温差, 温压, K 或 $^{\circ}C$
Q	换热量, 传热量, 热流量, W	u	流速, 轴向 (x 向) 流速, m/s
r	径向坐标, m	u_b	截面平均流速, m/s
r_c	肋根半径, m	u_c	来流速度, m/s
r_f	肋端半径, m	u_r	摩擦速度, $u_r = \sqrt{\tau_0/\rho}$
\tilde{r}	相对径向坐标, $\tilde{r} = r/R$	u^*	无量纲流速, $u^* = u/u_r$
R	半径, m	\tilde{u}	无量纲流速, $\tilde{u} = u/u_c, \tilde{u} = u/u_m$
R	热阻, $m^2 \cdot ^{\circ}C/W$	$\tilde{u} = u_c / \left[\frac{R^+}{\mu} \left(1 - \frac{dp}{dx} \right) \right]$	
R	气体常数, $J/(mol \cdot K)$	U	湿周, m
R_d	污染物热阻, $m^2 \cdot ^{\circ}C/W$	U_o	两相流动中汽相折算流速, $U_o = \frac{M_o}{A_c \rho_o}, m/s$
R_w	壁面热阻, $m^2 \cdot ^{\circ}C/W$	U_L	两相流动中液相折算流速, $U_L = \frac{M_L}{A_c \rho_L}, m/s$
$R(h^+)$	粗糙度对速度分布影响的参数	v	比容, m^3/kg
Re	雷诺数, $Re = \rho u D/\mu$	\tilde{v}	y 轴上流速; 径向流速, m/s
Re_s	局部雷诺数, $Re_s = \rho u x/\mu$	\tilde{v}	无量纲流速, $\tilde{v} = v/u_c, \tilde{v} = v/v_m$
s	肋(翅)片间距, m	V	容积流量, m^3/s
S	螺旋形物体的螺距, $S = nP, m$	w	切向流速, 周向流速, m/s
S	旋流数	\tilde{w}	无量纲流速, $\tilde{w} = w/u_c$
S_o	管子间斜向节距, m	x	质量含汽率
S_L	管子间流动方向(即纵向)节距, m	x	主流方向坐标; 轴向距离, m
S_r	管子间横向节距, m	\tilde{x}	相对坐标, $\tilde{x} = x/D; \tilde{x} = x/l$
St	斯坦顿数, $St = a/\rho u c_p$	X, X_{ii}	Martinelli准则数
t	时间, s, min, h	y	坐标, 与壁面之间的距离, m
T	温度, K	\tilde{y}	相对坐标, $\tilde{y} = y/D, \tilde{y} = y/l$
T_f	流体按截面的平均温度, K	y^*	无量纲坐标, $y^* = y u_r/\nu$
T_c	肋(翅)片根部温度, K	Y	扭率, $Y = H/D$
T_s	周围流体温度, 饱和温度, K	Z	管排数
T_w	壁面温度, K		
\bar{T}	平均温度, K		
T_m	来流温度, K		
T^+	无量纲温度, $T^+ = (T_w - T) \rho c_p u_r / q_0$		
T_o	定性温度, K		

希腊字母

α	换热系数, $W/(m^2 \cdot ^{\circ}C)$ 或 $W/(m^2 \cdot K)$	Δ	热边界层中分子导热层厚度, m
β	倾角; 肋片平面与垂直于管轴的平面 之间的夹角, ($^{\circ}$)	ϵ	空隙率; 发射率
β	系数	ϵ_r	肋(翅)化系数; 肋(翅)化比
δ	厚度, m	ϵ_m	湍流热扩散系数, m^2/s
δ	流体边界层中粘性层流层厚度, m	η	系数
		η_r	肋(翅)片效率

目 录

序言

主要符号表

第一章 流体力学和对流换热基础——管内流动	1
第一节 边界层概念	1
第二节 管内流动	4
第三节 粗糙管	7
第四节 光滑管中热量交换与动量交换的相似性	9
第五节 光滑管中热量交换与动量交换相似性的两层模型	12
第六节 粗糙管中热量交换与动量交换的相似性	16
第七节 光滑平壁换热系数	17
参考文献	18
第二章 流体力学和对流换热基础——横向绕流管子和管束	19
第一节 横向绕流圆柱体	19
第二节 横向绕流单管(圆柱体)时的换热	21
第三节 横向绕流单排管子	23
第四节 横向绕流管束	24
第五节 横向绕流管束时的平均换热系数	26
第六节 横向绕流管束时的阻力系数	30
参考文献	32
第三章 扩展表面式换热面——肋片管束	34
第一节 概述	34
第二节 纵向翅片	35
第三节 径向肋片	38
第四节 柱状和锥状扩展表面	40
第五节 肋片管束换热面	42
第六节 肋片管束换热系数沿管子周向和管排的变化	48
第七节 换热面总传热系数	50
第八节 肋片换热面热力性能的比较	53
第九节 强化传热型肋片换热面	54
第十节 钉状肋换热面	57
第十一节 翻圆管肋片换热面	58
参考文献	60
第四章 翅片扩展换热面	62
第一节 翅片管束	62

第二节	膜式翅片管束	63
第三节	多翅扩展表面	64
第四节	管内翅片扩展表面	66
第五节	翅片扩展表面换热的强化	72
第六节	管内换热面热力性能的比较	73
	参考文献	76
第五章	管内旋流	78
第一节	管内旋流的流动特性和强化换热机理	78
第二节	扭带插入物	81
第三节	管内衰减性旋流	85
第四节	螺旋弯管	93
第五节	螺旋条插入物	96
	参考文献	100
第六章	管内粗糙表面——涡流发生器	102
第一节	二维粗糙表面流动特点	102
第二节	二维粗糙表面特征几何参数的选取	105
第三节	管内环状粗糙物	107
第四节	管内横肋粗糙表面	108
第五节	管内螺旋肋粗糙表面	110
第六节	滚压横槽粗糙表面	112
第七节	波形表面	114
第八节	滚压螺旋槽粗糙表面	117
	参考文献	121
第七章	沸腾换热的强化	124
第一节	沸腾换热概述	124
第二节	沸腾换热计算	126
第三节	强化沸腾换热的原则	133
第四节	池沸腾换热的强化	134
第五节	管内沸腾换热的强化	140
	参考文献	143
第八章	凝结换热的强化	145
第一节	凝结换热概述	145
第二节	膜状凝结换热的计算	146
第三节	管外凝结换热的强化	149
第四节	管内凝结换热的强化	154
第五节	珠状凝结	155
	参考文献	157
第九章	热管	158
第一节	热管工作原理	158

第二节 热管的特性	164
第三节 热管的类型与结构	168
第四节 热管传热极限	170
第五节 热管换热器	171
第六节 重力式热管换热器的热力计算	175
第七节 热管换热器设计	179
参考文献	184
第十章 强化传热的应用	186
第一节 概述	186
第二节 采用强化传热技术应考虑的主要问题	188
第三节 强化换热面的污染问题	189
参考文献	192

第一章 流体动力学和对流换热基础

——管内流动

第一节 边界层概念

当流体流过固体壁面时(图1-1),由于流体的粘性,在邻近壁面处有一薄层速度梯度很大的流体,其速度从壁面上的零值变到外部流体(或称主流)的数值(对于平壁,即为来流速度 u_∞)。壁面上这一薄层流体称为边界层。边界层的形成是由于直接靠近壁面的流体层与壁面的摩擦而失去动能,并对相邻流体层施加粘性力,使第二层流体的流动逐渐缓慢下来。当第二层流体失去动量以后,它又开始向第三层流体施加阻力,致使第三层流体又开始失去动量,如此逐层传递下去。所以,在边界层内,流速的降低是流体流过壁面时粘性力向外扩散引起的。当流体以均匀速度 u_∞ 流过平壁时,沿流体的流动方向(x 向),粘性力的作用是使边界层内流体逐渐失去动量的,因此,边界层的厚度 δ 是不断增加的。边界层的外缘(图1-1中的虚线)把流体分为两个区域,在边界层内,即使流体的粘度很小(Re 数很高),因为速度梯度很高,边界层中的剪应力 $\tau = \mu \partial u / \partial y$ 也很大,所以粘性力的影响必须考虑。换句话说,在边界层内,粘性力和惯性力一样,对流体的流动是同等重要的。而在边界层外,流体的流速基本相同,与惯性力相比,流体粘性所造成的摩擦力可以忽略不计。也就是说,可以把外部流体看作理想流体。

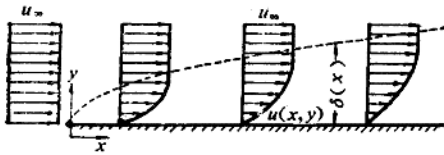


图 1-1 流体流经平壁及其边界层示意图

---边界层的范围

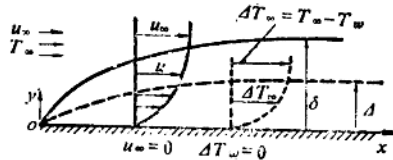


图 1-2 流体流经平壁时速度边界层和温度边界层示意图

——速度边界层; ----温度边界层

在有换热的情况下,除速度边界层外,还有温度边界层(或称热边界层),如图1-2所示。在温度边界层内,流体的温度梯度很大。如果以相对于壁面(温度为 T_w)的温差 ΔT 表示的话,那么,在温度边界层内,温差由壁面上的 $\Delta T_w = 0$ 变到外缘上的 ΔT_∞ ($\Delta T_\infty = T_\infty - T_w$)。在温度边界层外,流体的温度基本上保持不变。

速度边界层厚度 δ 和温度边界层厚度 Δ 之间的关系,取决于流体普朗特数 Pr 的数值。当 $Pr > 1$ 时, $\Delta < \delta$;当 $Pr < 1$ 时, $\Delta > \delta$ 。对于层流边界层,两者之间的关系可表示为:

$$\Delta = \delta / Pr^{1/3} \quad (1-1)$$

对于速度边界层,厚度由壁面至边界层外缘的距离确定,在边界层外缘上,流体速度

已达到外部流体速度 u_∞ 的99%；对于温度边界层，其厚度则由达到外部流体温度 T_∞ 的99%来确定。由于边界层厚度是人为划分的，因此还可以有其它的划分方法。

以上讨论的是层流边界层。当流体流经平壁时，层流边界层可能存在于入口端某一定长度上。在这一长度内，边界层内流体流动非常有规则，流线也很平滑，超过这一长度时，边界层内流体开始发生紊乱而不规则的运动。这种情况称为层流边界层向湍流边界层的转捩。边界层保持为层流的极限距离 x_{cr} （超过这一数值时，边界层不再保持为层流，而向湍流转捩），由临界雷诺数

$$Re_{cr} = \frac{\rho u_\infty x_{cr}}{\mu} \quad (1-2)$$

的数值确定。对于平壁上的流体， Re_{cr} 的数值一般为 3.5×10^5 。也就是说，对流经平壁的流体，当 Re 的数值达到 3.5×10^5 时，层流边界层开始向湍流边界层转变。临界雷诺数的数值取决于流动工况、流经物体的几何状况和来流的湍流度。对于始端尖滑的平壁，在一般情况下（来流湍流度 Tu 为0.5%）， $Re_{cr} = 3.5 \times 10^5$ 。如果来流保持非常平静，其湍流度低到0.001%，则 Re_{cr} 可增至 2.8×10^6 。当壁面粗糙时，临界雷诺数可降至 10^5 。

当流体雷诺数达到上述临界值时，层流边界层就转捩为湍流边界层。在这两者之间，存在一过渡区（转捩区），如图1-3所示。

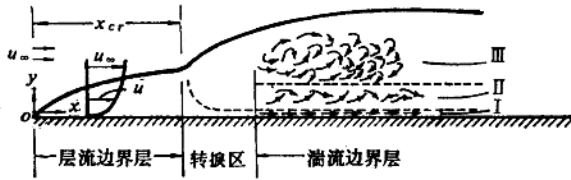


图 1-3 流体流经平壁时边界层的发展情况
I—粘性层流层；II—缓冲层；III—湍流核心层

湍流边界层是相当复杂的。它一般被划分为三层。直接靠近壁面的称为粘性层流层（或简称层流层）。在这一层中，流体速度梯度和温度梯度很大，流体保持层流性质，粘性力在流动中起主要作用；热量是靠分子之间的导热来传递的，传热能力很差。对最外层的流体，流动呈不规则的紊乱状态，大量涡流和流体微团将混为一体，流体分子之间的导热作用可以忽略不计，流体的速度梯度和温度梯度都不大，这一层称为湍流核心层。粘性层流层和湍流核心层之间的一层称为缓冲层。缓冲层中，分子的导热和微团的混合属同一数量级，在换热中同时起作用。

当流体在管内流动时（图1-4），假如在管子入口端速度场是均匀的，流体进入管内

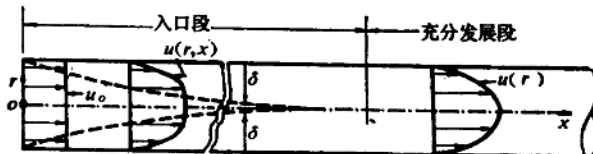


图 1-4 管内流体边界层的发展状况

就在壁面上形成边界层。因为壁面上流体速度为零，因此，管子中心部分的流速应增加（超过入口流速 u_0 ）以满足流体连续性的要求。沿管子轴线方向（ x 向），边界层逐步加厚（图1-4中虚线），直至其厚度达到管子半径的数值，这时，边界层在管轴上相遇。此后，流体速度分布状况保持不变。从管子入口端至边界层发展到管轴这一段，称为入口段。在入口段中，流体速度沿管子轴向和径向都是变化的。边界层在管子轴线相遇以后的区域，称为充分发展段。在该区段中，速度分布已经稳定下来，并保持不变，流体速度仅在径向变化。

为了便于讨论管内的温度分布，引入无量纲温度 θ ，

$$\theta = \frac{T - T_w}{T_b - T_w}, \quad (1-3)$$

式中 T —— 流体温度；

T_w —— 壁温；

T_b —— 流体沿截面的平均温度。

很明显，壁面上的 θ 值为零，在管子轴线上 θ 则达到某一数值 θ_c 。

存在换热时，管内流体的温度边界层也沿管子轴线逐步发展。在某一截面上，温度边界层的厚度达到管子半径的数值。这一截面以前的管段，称为热力入口段。在热力入口段中，无量纲温度沿管子轴向和径向都是变化的。这一截面以后，温度沿管子轴向保持不变，也就是说，温度分布已经稳定下来，其无量纲温度只随径向变化，这一区段称为热力充分发展段。

管内边界层也有层流和湍流之分。在充分发展的层流边界层中，流体速度按抛物线分布。通常，充分发展的湍流边界层也划分为三层，即粘性层、缓冲层和湍流核心区，各层流体的性质与流体流经平壁时相似。在充分发展的湍流边界层中，速度分布比较复杂，详见本章第二节和第三节。

普朗特根据上述边界层的概念，将流体的动量方程、能量方程简化为边界层方程。

对于二维不可压缩流体，边界层方程组为：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0; \quad (1-4)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \pm \rho g - \frac{dp}{dx} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}; \quad (1-5)$$

$$\frac{dp}{dy} = 0; \quad (1-6)$$

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = k \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \quad (1-7)$$

对于强迫流动，在一般情况下，体积力可以忽略；若不考虑边界层外流动方向上速度的变化，且采用如下无量纲参数

$$\tilde{u} = u/u_0, \quad \tilde{v} = v/u_0, \quad \tilde{x} = x/L, \quad \tilde{y} = y/L,$$

$$\theta = (T - T_w)/(T_b - T_w), \quad Re = \rho u_0 L/\mu, \quad Pr = \rho u_0 c_p/k,$$

则动量方程和能量方程的无量纲形式为:

$$\tilde{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial y^2} \right); \quad (1-5a)$$

$$\tilde{u} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial y} = \frac{1}{RePr} \left(\frac{\partial^2 \tilde{\theta}}{\partial y^2} \right) \quad (1-7a)$$

对于轴向对称的圆柱体, 边界层方程组为:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) = 0; \quad (1-8)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \pm \rho g - \frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\mu \frac{\partial u}{\partial r} \right); \quad (1-9)$$

$$dp/dr = 0; \quad (1-10)$$

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(rk \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (1-11)$$

第二节 管内流动

对于管内层流, 其速度分布和摩擦系数可分别按如下公式计算:

$$\frac{u}{u_b} = 2 \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]; \quad \frac{u}{u_c} = \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]; \quad (1-12)$$

$$f = \frac{16}{Re} \quad (1-13)$$

式中 r 和 u ——自管子轴线计算的径向距离及相应点的流速;

R ——管子半径;

u_b 和 u_c ——分别为管内流体平均流速和管子轴线上的流速;

f ——摩擦系数, $f = 2\tau_w / \rho u_b^2$;

τ_w ——壁面切应力。

对于光滑管内的湍流工况, 速度分布有两种较普遍的描述方法, 即早期的指数定律和后来的壁面定律^[1]。

1. 指数定律

指数定律是把管内流速表示为相对坐标的指数关系, 即:

$$\frac{u}{u_c} = \left(\frac{y}{R} \right)^{1/n} \quad (1-14)$$

式中 y ——由壁面算起的距离;

n ——指数, 取决于雷诺数。

由式(1-14)可得管内平均流速与管子轴线上最大流速之间的关系:

$$\frac{u_b}{u_c} = \frac{2n^2}{(n+1)(2n+1)} \quad (1-15)$$

对于不同的 Re 值, n 和 u_b/u_c 的数值列于表1-1中。

与式(1-14)相对应的(当 $n=7$ 时)摩擦阻力系数公式(即Blasius公式)为:

$$f = 0.0791 Re^{-1/4} \quad (1-16)$$

管内流速分布的指数描述法的优点是简单,应用方便。但从式(1-14)看出, $(du/dy)_0, y_0 \rightarrow \infty$, 也就是说, 壁面切应力 τ_0 为无穷大, 这是不实际的。所以, 指数定律不适用于靠近壁面的流体层。此外, 指数定律中的 n 值随 Re 值变化。一般所说的 $1/7$ 次方定律 ($n=7$) 只适用于 $Re < 10^5$ 的场合, 有的学者认为只适用于 $Re < (3 \sim 5) \times 10^4$ 的场合^[1]。

为了把这种指数形式的关系式扩展用到更高的雷诺数, 文献[1]介绍了 Knudsen 和 Katz 建议的摩擦系数公式:

$$f = 0.046 Re^{-1/3} \quad (1-17)$$

在 $Re = 5 \times 10^4 \sim 2 \times 10^6$ 时, 式(1-17)的计算值与试验数据是吻合的。在 $Re < 5 \times 10^4$ 时, 误差也不大, 可建议式(1-17)用于 $Re < 2 \times 10^6$ 的湍流工况。

2. 壁面定律

在阐述管内速度分布的壁面定律之前, 先分析影响充分发展段距壁面 y 处流速 u 的因素。这些因素为:

- (1) 径向位置 (即距离 y);
- (2) 壁面切应力 τ_0 , 它反映壁面和流体的相互作用;
- (3) 流体密度 ρ , 影响湍流切应力的大小;
- (4) 流体粘度 μ , 影响粘性切应力的大小。

因此

$$u = f(y, \tau_0, \rho, \mu) \quad (1-18)$$

式(1-18)可由量纲分析转化为无量纲形式:

$$u^+ = f(y^+) \quad (1-19)$$

式中

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} = \frac{u}{\sqrt{\tau_0/\rho}} \quad (1-20)$$

$$y^+ = \frac{y}{\nu} u_\tau = \frac{y}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (1-21)$$

$$u_\tau = \sqrt{\tau_0/\rho} \quad (1-22)$$

u_τ 的量纲与流速相同, 称为摩擦速度。无量纲距离 y^+ 实际上是以摩擦速度为定性流速、以距离 y 为定性尺寸的雷诺数, 称为摩擦雷诺数。

式(1-19)表示湍流边界层中速度分布的函数关系, 称为壁面定律。速度分布可用无量纲函数关系式(1-19)来描述的这种现象, 称为壁面定律相似。现将光滑管内边界层速度分布的壁面定律的具体函数关系分述如下^[2]。

对于粘性层 ($y^+ = 0 \sim 5$), 普朗特假设湍流动量扩散可以略去不计, 分子动量扩散占支配地位, 则得其速度分布为:

表 1-1 不同 Re 时, n 和 u_0/u_c 之值

Re	4×10^3	10^4	10^5	$> 2 \times 10^6$
n	6	7	6.8	10
u_0/u_c	0.791	0.817	0.850	0.865

$$u^+ = y^+ \quad (1-23)$$

对于湍流核心区 ($y^+ > 30$)，分子动量扩散可以忽略，根据普朗特混合长度的假设，速度分布为

$$u^+ = A \ln y^+ + B \quad (1-24)$$

Nikuradse根据实验数据给出无量纲常数A和B的数值为A=2.5, B=5.5, 故

$$u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.5 \quad (1-25)$$

对于缓冲层 ($y^+ = 5 \sim 30$)，粘性切应力和湍流切应力属同一数量级。T.von Karman给出如下速度分布规律：

$$u^+ = 5 \ln y^+ - 3.05 \quad (1-26)$$

普朗特根据混合长度的假设和壁面定律，将式(1-25)应用于管子全部截面（即不考虑其中粘性层流层和缓冲层中速度分布与湍流核心层的区别），并作适当修正，得到光滑管中摩擦系数的公式：

$$\frac{1}{\sqrt{4f}} = 2 \log(Re \sqrt{4f}) - 0.8 \quad (1-27)$$

此外，Petukhov推荐的Filonenko公式^[1]

$$f = (3.64 \log Re - 3.28)^{-1} = (1.581 \ln Re - 3.28)^{-1} \quad (1-28)$$

与式(1-27)的计算结果几乎完全相同，但计算比较方便。

如将式(1-25)还原为量纲公式：

$$\frac{u}{u_\tau} = 2.5 \ln \left(\frac{y}{\nu} u_\tau \right) + 5.5 \quad (1-29)$$

则管子轴线上有

$$\frac{u_c}{u_\tau} = 2.5 \ln \left(\frac{R}{\nu} u_\tau \right) + 5.5 \quad (1-30)$$

由此可得：

$$\frac{u_c - u}{u_\tau} = 2.5 \ln(R/y) \quad (1-31)$$

式(1-31)从另一角度来描述管内湍流核心区的速度分布，称为速度亏损定律。

将式(1-31)沿管子截面进行积分，可以求出截面的平均流速

$$u_b = u_c - 3.75 u_\tau \quad (1-32)$$

应该指出，式(1-29)~式(1-31)只适用于湍流核心区，因此，将式(1-31)沿截面进行积分所求出的平均流速就比实际平均流速要大些●。

摩擦系数f与壁面切应力 τ_w 之间有如下关系：

$$\tau_w = \frac{f}{2} \rho u_b^2 \quad (1-33)$$

由式(1-22)和式(1-33)可得

● Nikuradse根据试验数据整理的结果，给出平均流速的经验公式为
 $u_b = u_c - 4.07 u_\tau$

$$u_b^+ = \frac{u_b}{u_\tau} = \left(\frac{2}{f} \frac{\tau_o}{\rho} \right)^{1/2} / \left(\frac{\tau_o}{\rho} \right)^{1/2} = \sqrt{\frac{2}{f}} \quad (1-34)$$

将式(1-30)和式(1-32)代入式(1-34)可得:

$$u_b^+ = \sqrt{\frac{2}{f}} = 2.5 \ln \left(\frac{R}{\nu} u_\tau \right) + 1.75 \quad (1-35)$$

或

$$\sqrt{\frac{2}{f}} = 2.5 \ln \left(\frac{Re}{2} \sqrt{\frac{f}{2}} \right) + 1.75 = 2.5 \ln \left(Re \sqrt{\frac{f}{2}} \right) + 0.02 \quad (1-36)$$

式(1-36)可转化为

$$\frac{1}{\sqrt{4f}} = 2.033 \log(Re \sqrt{4f}) - 0.91 \quad (1-37)$$

普朗特根据试验数据, 建议将式(1-37)中的常数0.91改为0.8, 系数2.033也改为2.0, 即得到公式(1-27)。

第三节 粗糙管

在层流流体中, 所有粗糙凸出物都淹没在层流边界层内, 流体阻力完全由粘性切应力所造成, 壁面粗糙度对速度分布和摩擦系数没有影响。但在湍流流体中, 壁面条件的影响非常明显。工程上使用的管子, 在高雷诺数时, 一般都不能当作光滑管处理, 必须考虑壁面粗糙度对速度分布和摩擦系数的影响。

壁面粗糙度对速度分布和摩擦系数的影响与许多因素有关, 如粗糙物在壁面上的排列密度(单位面积上粗糙物的数目)、粗糙物的形状和高度等等。本章只讨论壁面上排列紧密的砂粒形粗糙物。表征粗糙度的参数常用相对粗糙度 h/R (其中 h 为粗糙物的统计平均高度)或无量纲粗糙度 h^+ 表示, 后者定义为:

$$h^+ = \frac{h}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_o}{\rho}} = \frac{h}{\nu} u_\tau \quad (1-38)$$

由于粘性层流的厚度 δ , 与 ν/u_τ 成比例, 因此, 无量纲粗糙度 h^+ 就和粗糙物的高度 h 与粘性层流的厚度 δ 之比成比例关系。根据物理概念, 这个比值是确定流体阻力的决定性因素。当 h/δ 很小时, 所有粗糙凸出物都淹没在粘性层流内, 粗糙物对速度分布和流动阻力的影响可以忽略, 流动阻力完全由粘性力确定, 摩擦系数只与雷诺数有关。处于这种工况的管子称为流体光滑管。当 h/δ 较大、粗糙物超出粘性层流时, 摩擦系数除与雷诺数有关外, 还与相对粗糙度有关。当 h/δ 很大时, 从某一雷诺数开始, 摩擦系数只与相对粗糙度有关, 而与雷诺数的数值无关。这意味着在这种情况下, 在流动阻力中, 粘性力不再起作用, 形状阻力起着决定性的影响。处于这种工况的管子, 称为完全粗糙管。

Nikuradse根据摩擦系数 f 与雷诺数 Re 和相对粗糙度 h/R 的关系, 将粗糙表面分为三个区域。^[1]

(1) 流体光滑区

$$0 \leq h^+ \leq 5, \quad f = f(Re); \quad (1-39)$$

(2) 过渡区

$$5 \leq h^+ \leq 70, \quad f = f(Re, h/R); \quad (1-40)$$

(3) 完全粗糙区

$$h^+ \geq 70, \quad f = (h/R) \quad (1-41)$$

在完全粗糙区, 产生流动阻力的机理已经发生变化, 流体粘性力的影响已不明显, 阻力主要是流体绕流粗糙物时的分离所产生的形状阻力(有关流体绕流固体物的流动状况将在第二章中讨论)。在这种情况下, 粗糙度对速度分布具有很大影响。

对于其他类型粗糙物(即非砂粒型粗糙物), 进入完全粗糙区的无量纲粗糙度 h^+ 的数值, 可能与Nikuradse的数据不同。例如, 对管内横肋粗糙物(二维粗糙物), 文献[4]的试验结果表明, 进入完全粗糙区的 h^+ 值为35。

无量纲粗糙度 h^+ 实际上是以粗糙物的高度 h 为定性尺寸、以摩擦速度 u_* 为定性流速的雷诺数, 因此 h^+ 还可以表示为:

$$h^+ = \frac{h}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = \frac{h}{D} Re \sqrt{\frac{f}{2}} \quad (1-41a)$$

式中 $Re = \frac{u_* D}{\nu}$ 。

Nikuradse 在试验中发现, 对于粗糙管和光滑管, 混合长度的规律是相同的^[1]。因此, 壁面定律亦适用于粗糙管。粗糙管的壁面定律, Nikuradse表示为:

$$u^+ = 2.5 \ln(y/h) + R(h^+) \quad (1-42)$$

式中 $R(h^+)$ ——速度分布常数, 对砂粒型粗糙物, 是无量纲粗糙度的函数, 故也称为粗糙度函数。

由式(1-42)看出, 当 $y = h$ 时,

$$u_h^+ = R(h^+) \quad (1-43)$$

式(1-43)说明了 $R(h^+)$ 的物理含义, 即它是粗糙物端部($y = h$ 处)的无量纲流速。这样, 式(1-42)也可写为:

$$u^+ = 2.5 \ln(y/h) + u_h^+ \quad (1-44)$$

砂粒型粗糙管的三个区域对应的 $R(h^+)$ 值, 如图1-5所示。图中横坐标为无量纲粗糙度的常用对数(以10为底)值。

公式(1-42)可转化为与光滑管类似的关系式:

$$u^+ = 2.5 \ln(y^+/h^+) + R(h^+) = 2.5 \ln y^+ - 2.5 \ln h^+ + R(h^+) \quad (1-45)$$

对于光滑管应有:

$$R(h^+) = 2.5 \ln h^+ + 5.5 \quad (1-46)$$

因而, 式(1-42)或式(1-45)就转变为式(1-25)。

对于砂粒型完全粗糙管,

$$R(h^+) = 8.5; \quad (1-47)$$

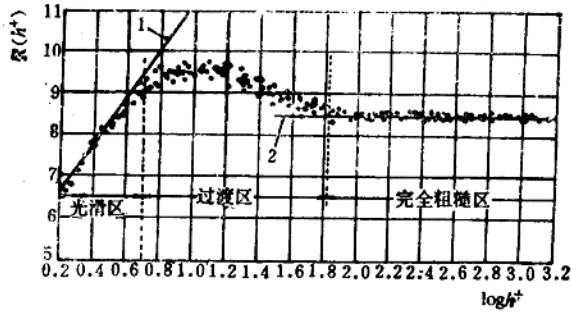


图 1-5 粗糙度函数 $R(h^+)$ 与 h^+ 的关系
1-式(1-46); 2-式(1-47)

$$u^+ = 2.5 \ln(y/h) + 8.5 \quad (1-48)$$

该式说明, 在完全粗糙区 ($h^+ \geq 70$), $u^+ = \text{常数} = 8.5$, 这意味着流体粘性对速度分布没有影响。

公式(1-47)还说明, 对于几何相似的粗糙度, 常数 $R(h^+)$ 与管径无关。

当 $y=R$ 时, 由式(1-42)和 $u^+ = u_c^+$, 可得

$$\frac{u_c - u}{u_\tau} = 2.5 \ln(R/y) \quad (1-49)$$

与式(1-31)比较, 粗糙管和光滑管的速度亏损定律是相同的。

如果把完全粗糙区速度分布的规律, 即式(1-48)用于管子全部截面, 并按光滑管的方法处理可得:

$$u_b = u_c - 3.75 u_\tau; \quad u_b^+ = u_c^+ - 3.75 \quad (1-50)$$

由式(1-42)和式(1-50)可得:

$$u_b^+ = \sqrt{\frac{2}{f}} = 2.5 \ln(R/h) + R(h^+) - 3.75 \quad (1-51)$$

该式可改写为

$$4f = [2.033 \log(R/h) + 1.68]^{-2} \quad (1-52)$$

这一公式是 T. von Karman 首先推导的, Nikuradse 作了适当修改, 使之与试验数据更加接近, Nikuradse 修改后的公式为^[1]:

$$4f = \left(2 \log \frac{R}{h} + 1.74 \right)^{-2} \quad (1-53)$$

第四节 光滑管中热量交换与动量交换的相似性

1874年, 雷诺根据湍流流体热量交换与动量交换相互一致的思想, 建立了换热强度与流体阻力之间的关系。

在湍流流体中, 边界层由粘性层流层、缓冲层和湍流核心层所组成。在靠近壁面的粘性层流层中, 流体作层流运动, 湍流核心区的旋涡在其沿径向往壁面扩散的过程中, 受液

体粘性的制约，在接近壁面时就已消失。因此，在粘性层流层中，热量是靠分子导热进行传递的。离壁面最远的湍流核心区，充满了湍流旋涡和流体微团的脉动（也称涡流扩散），质量交换进行得非常强烈。在质量交换过程中，热量交换和动量交换也伴随发生。与涡流扩散相比，分子导热的作用完全可以忽略不计。在缓冲层的换热过程中，分子扩散和涡流扩散同时发生作用。

因此，对于一微元流体，切应力和热流密度可分别表示为：

$$\tau = \tau_i + \tau_t = (\mu + \rho \varepsilon_m) \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1-54)$$

$$q = q_i + q_t = -(k + \rho c_p \varepsilon_h) \frac{\partial T}{\partial y} \quad (1-55)$$

式中 μ 和 k ——分别为流体的粘度和导热系数；
 ρ 和 c_p ——分别为流体的密度和定压比热；
 ε_m 和 ε_h ——分别为涡流的动量扩散系数和热扩散系数；
 τ_i 和 τ_t ——分别为粘性切应力和湍流切应力；

$$\tau_i = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1-56)$$

$$\tau_t = \rho \varepsilon_m \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1-57)$$

q_i 和 q_t ——分别为分子导热热流密度和湍流热流密度。

$$q_i = -k \frac{\partial T}{\partial y} \quad (1-58)$$

$$q_t = -\rho c_p \varepsilon_h \frac{\partial T}{\partial y} \quad (1-59)$$

在纯湍流工况中（湍流核心区），流体内部的换热是由流体微团之间的动量交换（涡流扩散）造成的，可建立热流密度与切应力之间的关系式。假设 $s_h = s_m$ （即 $Pr_t = \varepsilon_m / \varepsilon_h = 1$ ），由式（1-57）和式（1-59）可得：

$$\frac{q_t}{\tau_t} = -c_p \frac{\partial T}{\partial u} \quad (1-60)$$

对于流体的层流运动或边界层中的粘性层流层，也可建立 q 与 τ 的关系，即

$$\frac{q_i}{\tau_i} = -\frac{k}{\mu} \frac{\partial T}{\partial u} \quad (1-61)$$

当

$$\frac{k}{\mu} = c_p \quad \text{或} \quad Pr = \frac{\mu c_p}{k} = 1 \quad (1-62)$$

时，对于层流和湍流，热流密度与切应力之间的关系是相同的。也就是说，当 $Pr=1$ 时，可用同一规律将热流密度和切应力联系起来。若进一步假设

$$\frac{q_t}{\tau_t} = \frac{q_i}{\tau_i} = \text{常数} = \frac{q_s}{\tau_s} \quad (1-63)$$

式中 τ_s 和 q_s ——分别为壁面的切应力和热流密度。