

化工傳遞过程

(中)

刘衍烈 编译

西北大学化工系化工原理教研室

化工傳遞过程

(中)

刘衍烈 编译

西北大学化工系化工原理教研室

目 录

第十章 橫过浸没物体的不可压缩性流体的流动.....	(158)
10-1 浸没物体的边界层.....	(158)
10-2 边界层中二维流动的方程式.....	(158)
10-3 在浸没物体上部流动时的局部 及总曳力系数.....	(159)
10-4 对于平板上层流边界层的布拉修斯求解.....	(160)
10-5 卡尔曼的积分动量方程式.....	(164)
10-6 根据布拉修斯的求解所得到的边界层厚度.....	(166)
10-7 波尔赫孙对于平板上层流边界层的分析.....	(166)
10-8 置换厚度.....	(168)
10-9 平板上的层流速度分布实验值.....	(168)
10-10 靠近平板前沿的流动.....	(169)
10-11 橫过一个平板呈层流流动时的曳力系数.....	(170)
10-12 在平板上流动时由层流向湍流的过渡.....	(172)
10-13 以人工的方法控制平板上层流 向湍流的过渡.....	(174)
10-14 在光滑平板上的湍流边界层：速度分佈.....	(174)
10-15 在光滑平板上的湍流边界分： 边界层厚度及曳力系数.....	(177)
10-16 平板的允许粗糙度.....	(180)
10-17 橫过薄的粗糙平板的湍流流动.....	(180)

10-18	横过具有粗糙面的平板作湍流流动时的曳力系数	(181)
10-19	在二维物体上的边界层	(182)
10-20	关于二维边界层方程式求解的说明	(183)
10-21	假定 $u_{max} = Cx^{\frac{1}{2}}$, 对于方程式(10-89)的求解	(184)
10-22	对于在圆柱体上边流动时的压力分佈	(185)
10-23	在圆柱体上关于边界层的分离	(189)
10-24	在单个圆柱体上的层流边界层	(189)
10-25	单个椭圆上的层流边界层	(191)
10-26	浸入在流动流体中的柱体的曳力	(192)
10-27	在圆柱体表面上层流向湍流的过渡	(196)
10-28	对于旋转物体的三维边界层方程式	(197)
10-29	横过球体流动时的压力分佈	(198)
10-30	球体表面上的边界层	(197)
10-31	旋转物体的曳力系数	(200)
10-32	在旋转物体上由层流向湍流的过渡	(203)
10-33	二维及三维边界层	(204)

第十一章 对流传热系数, 对流传热当中的因次

	分析	(211)
11-1	固体壁及湍流流动流体之间的热传递	(211)
11-2	对流传热系数	(212)
11-3	传热系数对于表面上的温度梯度的关系	(213)
11-4	因次分析对于传热的应用	(213)
11-5	采用能量方程式来获得传热当中的无因次群	(214)

11-6	传热当中的无因次群所具的物理意义.....	(215)
11-7	对于自然对流中格拉霍夫准数的注释.....	(216)
第十二章	在密闭管道中层流流动时的传热.....	(217)
12-1	层流流动时的传热.....	(217)
12-2	对于在密闭管道中的层流传热的微分方程式.....	(218)
12-3	Levegue 求解.....	(218)
12-4	经典的 Graetz 课题：完全展开的速度分佈.....	(222)
12-5	Graetz 课题的延伸：完全展开的速度分佈.....	(225)
12-6	层流流动的传热；速度分佈曲线的展开.....	(226)
12-7	层流流动传热数据的经验关联.....	(227)
12-8	可变的流体性质及自然对流所产生的影响.....	(227)
12-9	在园环套管中层流传热的理论及经验关联关系.....	(231)
12-10	对于无限平行面的 Graetz 课题；展开了的速度分佈线.....	(231)
12-11	对于矩形、正方形及三角形通道的 Graetz 课题；完全展开了的速度分佈；所有各边都被加热.....	(232)
12-12	在矩形通道中层流流动时传热的经验关联关系.....	(232)
第十三章	封闭通道中的湍流传热；具有高普兰德准数的流体的经验关联关系.....	(236)

13-1	概论.....	(236)
13-2	关联传热数据的方法.....	(236)
13-3	温差对于湍流传热的影响.....	(237)
13-4	完全展开的湍流流动；中等温差.....	(237)
13-5	对于湍流传热数据的其它关联式.....	(238)
13-6	在管内装有湍流促进物的传热.....	(239)
13-7	粗糙管中的湍流传热.....	(239)
13-8	园管进口处的湍流传热.....	(241)
13-9	在光滑园环套管中的传热.....	(243)
13-10	在具有翅片管的环形套管间的湍流传热.....	(243)
13-11	光滑非园形通道中的湍流传热.....	(244)
第十四章	动量及热量传递间的类似性.....	(247)
14-1	强制对流传热及摩擦力间的关系.....	(247)
14-2	传动及传热间类似的历史背景.....	(248)
14-3	园管中湍流传递过程的比较.....	(248)
14-4	动量传递与热量传递间类似律的定义.....	(249)
14-5	园管中对于湍流流动的动量方程式 及能量方程式.....	(252)
14-6	雷诺类似律.....	(253)
14-7	普兰德类似律.....	(255)
14-8	冯·卡尔曼类似律.....	(257)
14-9	考尔本类似律； j 因子.....	(258)
14-10	马亭纳里类似律；均匀热通量.....	(258)
14-11	西本及西马若基类似律；恒定壁温.....	(261)
14-12	李昂类似律；均匀热通量.....	(262)

14-13	马亭纳里方程式，西马—西马若基方程式及李昂 方程式对于努塞特准数的比较.....	(266)
14-14	涡流扩散系数及总导热系数.....	(266)
14-15	涡流扩散系数的实验值.....	(267)
14-16	普兰德准数对于管内温度分佈的影响.....	(268)
14-17	根据流速数据计算努塞特准数的方程式所具 的局限性.....	(269)
14-18	德塞勒的分析；流体性质是变值.....	(270)

第十五章

不可压缩性流体横过浸没物体流动时

的热量传递..... (277)

15-1 热边界层..... (277)

15-2 二维流动方程式及边界层的传热；
流体性质是常数..... (277)

15-3 积分的能量方程式..... (277)

15-4 罗浩生的求解；恒定壁温..... (279)

15-5 积分能量方程式的求解；恒定壁温..... (281)

15-6 流体横过平板作层流流动时的传热；壁温
壁温是变值..... (285)

15-7 对于积分能量方程式的求解；
恒定壁温..... (285)

15-8 把普兰德类似律应用于平板上；
恒定壁温..... (286)

15-9 应用于平板的考尔本类似律；
恒定壁温..... (286)

15-10 流体平行于平板流动时同时存在着
层流及湍流流动..... (287)

15-11	未开始传热的一段长度所产生的影响.....	(287)
15-12	对于流体横过平板作湍流及层流流动 时的实验传热数据.....	(288)
15-13	两维动量方程式及能量方程式.....	(288)
15-14	Levy 对于两维物体传热的求解.....	(289)
15-15	对于流体横过园柱体流动时的 局部传热系数；实验值.....	(291)
15-16	湍流强度对于园柱体上 局部传热系数的影响.....	(292)
15-17	单个粗糙的原件对于园柱体 表面所产生的影响.....	(293)
15-18	在园柱体上的平均努塞特准数.....	(294)
15-19	流体横过椭圆柱时的局部传热系数.....	(295)
15-20	流线型园柱体的局部传热系数.....	(296)
15-21	非园截面柱体上的平均努塞特准数.....	(296)
15-22	球体上的传递过程.....	(297)
15-23	球体的局部传热系数.....	(297)
15-24	在球体前停滞点的局部传热系数.....	(298)
15-25	球体上的平均传热系数.....	(298)
15-26	采用雷诺类似律来确定球体上的 平均传热数据.....	(300)

第十章

横过浸没物体的不可压缩性流体的流动

10-1 浸没物体的边界层

当流体横过浸没物体进行流动时，它与在封闭管道中进行流动时的不同点在于不存在外部的边界。在未遇到浸没物体之前，未受到扰动的流体在 x 向具有均匀的平均速度，而在 y 向及 z 向的平均速度为零。流动的主流一般呈湍流状态。当流体横过浸没物体时，靠近固体表面形成一个边界层。此种类型的流动在飞机飞翔时会遇到。围绕着固体物体的流动不仅对于空气动力学是重要的，同时对于过程工业也是十分需要的。在外管换热器的管间，流动是在平行于及垂直于圆柱体的条件下进行。从延伸表面的传热与流体横过平的表面有关。许多工业过程与固体颗粒的流态化有关，流体横过固体粒子流动的机理控制着传热及传质的速率。

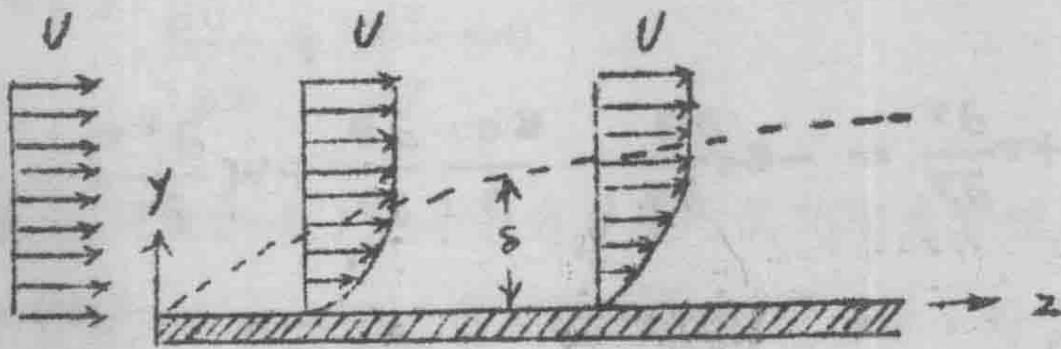


图 10-1 在平板上关于边界层的形成

在平板上，边界层的形成草图如图 10-1 所示。未受到扰动的流体在 x 向的速度为 U ；假设与表面接触的流体的速度为零，在靠近壁面的一个薄膜层中，摩擦阻力（粘性阻力）对运动着的流体起阻滞作用。边界层从速度为零的表面延伸到速度等于未扰动的主流的速度的一点。从理论上讲，边界层的边距壁是无限远，但是绝大部分的速度变化只是在很小一段距离内存在。一般来说，边界层的边的定义为：速度达到未受扰动的流体的速度某一分率时的点即称为边界层的边。沿边界层的厚度 δ 沿着平板的表面是个变值，并且在前沿（leading edge）为零。图 10-1 的虚线表示边界层的边。厚度是以垂直于表面的方向量度。

10-2 边界层中二维流动的方程式

二维流动完整的动量方程式已在表(2-2)中的第3项及第6项中给出，对于恒定粘度不可压缩性流体，方程式为

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -g_c \frac{\partial \Omega}{\partial x} - \frac{g_c}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$$

(10-1)

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -g_c \frac{\partial \Omega}{\partial y} - \frac{g_c}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$$

(10-2)

普兰德(44)对此方程式进行了相当的简化，简化的基础是认为：粘性的摩擦效应只是在紧靠壁面是重要的，而在此一层很薄的流体层的上边可以不考虑。采用普兰德的量级分析(order of magnitude analysis)对方程式(10-1)及(10-2)进行简化综合如下：

(1) 流动是稳定的, 即 $\partial u / \partial t = 0$, $\partial v / \partial t = 0$; 对于层流流动, 这是完全适用的, 对于湍流流动, 如果采用平均速度, 也可以应用。

(2) 与距前沿的距离相比, 边界层是很薄的。

(3) 由于(2)的结果, $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ 比 $\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ 要小的多。

(4) 速度 v (y 方向) 比 u (x 方向) 小的多,

因此方程式(10-2)中涉及 v 的所有项目都属于可以被忽略掉的数量级。

(5) $\partial p / \partial y \cong 0$, 假设横过边界层的压力是常数。

(6) 地心引力 Ω 可以不计。

简化后的二维运动方程式变为

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{g_c}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (10-3)$$

此外, 用不可压缩性流体的二维连续方程式来描述边界层的质量守恒定律, 即

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (10-4)$$

方程式(10-3)是对于边界层的简化动量方程式。它适用于流体横过平板或曲面。当沿着曲面进行二维流动时, 对于式(10-3)中的距离 x 是从前沿沿着表面量度, 而 y 则以垂直于曲面的方向量度。方程式(10-3)及(10-4)中的未知数有三: u , v 及 $\partial p / \partial x$ 。如果 $\partial p / \partial x$ 被确定, 两个方程式就足以给出 u 及 v 与 x 及 y 的函数关系。

10-3 在浸没物体上部流动时的局部及总牵引系数

(Drag Coefficient)

当固体物体通过流体运动时，物体会遇到阻力；反之，当流体横过一固体流动时，流体会遇到阻力。对于固体在流体中运动所产生的阻力被称为牵引力。对于固体在流体中运动所产生的阻力被称为牵引力(Drag)，它是由于作用于紧靠固体表面的流体的边界层的剪切应力所引起的。如果边界层全部为层流所表征，那么剪切应力只是粘性力；当边界层是湍流运动时，阻力是由于流体在边界层中的速度脉动所产生的。牵引力是一个能量损失，如果是由于边界层中的剪切应力而产生的，它就是表面牵引力。然而，正如在讨论关于围绕着圆柱体流动机理时看到，存在着边界层的分离问题，同时在圆柱体的后边流体立即呈湍流运动。除了由于表面牵引力所产生的能量损失外，湍流涡区又增加了能量损失。由于湍流涡区所产生的能量损失是一种结构曳引力，它是流体所横过的固体所具的结构或形状的函数。

对于流体横过固态物体流动时的摩擦系数(或牵引系数)，也与对于圆管的摩擦因子所下的定义一样，即

$$F = \frac{f_D \rho U^2 A_w}{2g_c} \quad (10-5)$$

式中 F 表示横过固体的流体作用于此固体的阻力； A_w 表示被浸没物体的润湿面积。对于流体横过固态物体流动时的另一个牵引系数的定义如下：

$$F = \frac{f_D \rho U^2 A_p}{2g_c} \quad (10-6)$$

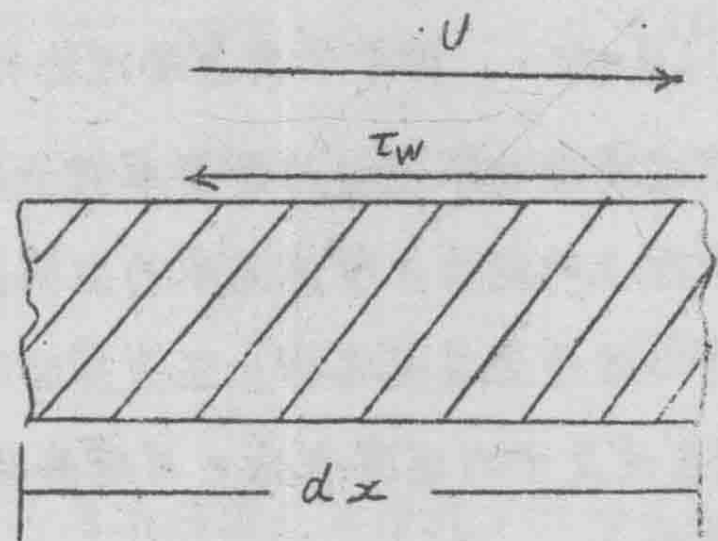
式中 F 表示横过固体的流体作用于此固体的阻力； A_w 表示被浸没物体的润湿面积。对于流体横过固态物体流动时的另一个牵引系数的定义如下：

$$F = \frac{f_D \rho U^2 A_p}{2g_c} \quad (10-6)$$

式中 A_p 表示浸没固体垂直于流动方向的投影截面积。必需在这两个牵引系数之间加以区别。系数 f 是以润湿面积为基础，主要应用于平板及细的流线型的支柱，而系数 f_D 是以物体的投影面积为基础，应用于圆柱体及旋转物体。根据牵引系数所计算的力包括表面牵引及结构牵引。

局部牵引系数 f' 是从固体表面上所存在的条件的有关知识得到的。图 10-2 表示具有宽度 d_z 及长度 d_x 的固体表面微元。在此微元表面上的剪切力为 τ_w ，

因此作用于此微元的力为 $\tau_w d_x d_z$ 。此力也可以被表示为如同式 (10-5) 对于总的力的表示形式一样，只不过要把总牵引系数 f 换作局部牵引系数 f'



$$\tau_w d_x d_z = f' \frac{\rho U^2}{2g_c} d_x d_z$$

(10-7)

图 10-2 在固体表面微元上的流体流动

此方程式用局部牵引系数及主流的平均速度来表示点阻力 (Point-resisting force)。作用于长度为 L 及宽度为 Z 的表面上总的

力 F 为

$$F = \int_0^z \int_0^L \tau_w dx dz \quad (10-8)$$

根据方程式 (10-5), (10-7) 及 (10-8) 可以看出:

$$f = \frac{z}{A_w} \int_0^L f' dx = \frac{1}{L} \int_0^L f' dx \quad (10-9)$$

设 f' 与 z 无关。当不存在边界层从浸没物体表面分离的情况时, 式 (10-9) 给出来局部牵引系数与总阻力系数之间的关系。如果存在分离的话, 总牵引系数将包括结构牵引, 在对式 (10-9) 右端进行积分时, 将不可能考虑此因素。

I. 横过平板的流动

10-4. 对于平板上层流边界层的布拉修斯精确解

横过浸没物体流动的最简单例子是横过薄的平板 (其方位与流动方向平行) 的流动。即使流体的主流呈湍流流动, 边界层前边一部分的流动仍然是呈层流流动。在边界层中层流流动所存在的长度与主流的湍流程度及平均速度有关, 与距前沿的距离有关, 以及与流体的运动粘度有关。

布拉修斯 [1] 对于浸没在具有均匀速度的流体中的平板上的层流边界层, 得到了式 (10-3) 及式 (10-4) 的精确解。在边界层的边上, 速度为 U 。把此速度代入式 (10-3) (因为动量方程式应用于边界层的整个厚度) 得到:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{\rho_c}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (10-10)$$

因为 u 只是 x 向的速度，在 y 方向并不变化，因此，

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{\rho_c}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (10-11)$$

把式(10-11)代入(10-3)，得

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (10-12)$$

对于横过在均匀主流中的薄的平板时，边界层边的速度与未受扰动的流体的速度是相等的，于是，因为 u 与 x 无关，

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (10-13)$$

于是

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (10-14)$$

式(10-14)及连续性方程式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (10-4)$$

为描述横过薄的平板层流流动时的两个偏微分方程式。因为式(10-14)为三阶方程式，因此必须确定三个边界层条件，以便得到用 x 及 y 来表示 u 及 v 的特殊解。

当 $y = 0$ 板的表面

$$u = 0$$

$$v = 0$$

当 $y = \infty$ 边界层的边

布拉修斯对于式(10-14)及(10-4)的求解涉及引入流函数 ψ ，流函数的定义在式(3-16)及(3-17)已介绍过，

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = u \quad (3-16)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = -v \quad (3-17)$$

此二式满足于二维连续性方程式(10-4)

规定变值 μ 为 x 及 y 的函数，函数 φ 为 η 的单独函数。变值 μ 的定义为

$$\eta = \frac{y}{2} \left(\frac{U \rho}{\mu x} \right)^{1/2} \quad (10-15)$$

函数 φ 的定义为

$$\psi = \left(\frac{\mu U x}{\rho} \right)^{1/2} \varphi \quad (10-16)$$

关于详细的数学处理不作介绍，可以用式(10-15)及(10-13)得下列各式以表示式(10-14)中的各项：

$$u = \frac{U}{2} \varphi' \quad (10-17)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{U \rho \eta}{4x} \varphi'' \quad (10-18)$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{U}{4} \left(\frac{U \rho}{\mu x} \right)^{1/2} \varphi'' \quad (10-19)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{U}{8} \frac{U_0}{\mu x} \varphi''' \quad (10-20)$$

$$v = \frac{1}{2} \left(\frac{\mu U}{\rho x} \right) (\eta \varphi' - \varphi) \quad (10-21)$$

式中 φ' , φ'' , φ''' 是 φ 对于 η 的一次、二次及三次全微分。

把方程式(10-17)到(10-21)代入式(10-14)得

$$\varphi''' + \varphi \varphi'' = 0 \quad (10-22)$$

方程式(10-22)是非线性三阶常微分方程式，方程式(10-22)的边界条件如下：

$$\text{在 } \eta = 0 \quad \text{对应于 } y = 0$$

$$\varphi = 0$$

$$\varphi' = 0$$

$$\text{在 } \eta = \infty \quad \text{对应于 } y = \infty$$

$$\varphi' = 2$$

上边的三个边界条件足以求解式(10-22)。对于式(10-22)

还没有一个封闭式的答案，但是能得到一个级数的解答。函数 φ 可被展开为泰勒级数

$$\varphi = c_0 + c_1 \eta + c_2 \frac{\eta^2}{2!} + \frac{c_3 \eta^3}{3!} + \dots \quad (10-23)$$

对于 η 进行微分，上式(10-23)变为：

$$\varphi' = c_1 + \frac{2c_2 \eta}{2!} + \frac{3c_3 \eta}{3!} + \frac{4c_4 \eta^2}{4!} + \dots \quad (10-24)$$

因为在 $\eta = 0$ 时， φ 及 φ' 都等于零，因此 c_0 及 c_1 必然为零。把级数值