

工程紊(湍)流力学

翟庆良 ■ 著



東北大學出版社
Northeastern University Press

工程紊(湍)流力学

翟庆良 著

东北大学出版社

• 沈 阳 •

© 翟庆良 2009

图书在版编目 (CIP) 数据

工程紊(湍)流力学 / 翟庆良著. —沈阳: 东北大学出版社, 2009.9

ISBN 978-7-81102-751-8

I. 工… II. 翟… III. 湍流理论 IV. O357.5

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2009)第 177425 号

内容简介

本书阐明湍流形成的机理, 提出了“边层流”与“近壁流”理论。按不可压缩与可压缩流体运动, 分别依直角坐标系、柱坐标系和球坐标系建立湍流连续性微分方程、动量微分方程、动量矩微分方程和能量微分方程。创立了非线性偏微分方程工程解法, 得到确定理想与实际流体运动分界线的工程方法。

对直角坐标系下的湍流管道、进口段、明渠、边界层等问题, 利用其对应的微分方程, 解出其速度分布、涡旋产生地带、涡旋速度、涡旋直径和涡旋体积分数, 使问题从本质上得到深层次的解决, 也为其他有关学科的发展打下了理论基础。

本书适合湍流研究工作者以及与流体力学有关的老师及学生。另外, 对水利、化工、冶金领域工程师、技术员也有一定的参考价值。

出 版 者: 东北大学出版社

地址: 沈阳市和平区文化路 3 号巷 11 号

邮编: 110004

电话: 024—83687331 (市场部) 83680267 (社务室)

传真: 024—83680180 (市场部) 83680265 (社务室)

网址: <http://www.neupress.com>

E-mail: neuph@neupress.com

印 刷 者: 葫芦岛日报社印刷厂

发 行 者: 东北大学出版社

幅面尺寸: 184mm×245mm

印 张: 21.75

字 数: 529 千字

出版时间: 2009 年 9 月第 1 版

印刷时间: 2009 年 9 月第 1 次印刷

责任编辑: 刘乃义

责任校对: 郎 坤

封面设计: 唐敏智

责任出版: 杨华宁

ISBN 978-7-81102-751-8

定 价: 58.00 元

前 言

本人自 1957 年由大连工学院（现为大连理工大学）水利系毕业后，被分配到东北工学院（现为东北大学）流体力学教研室任教，直至 1990 年 10 月离休，为本科生讲授“工程流体力学”课程；“文化大革命”后，为本科生讲授“三传理论”课程，为研究生讲授“理论流体力学”课程以及“多相流及其应用”课程。

教课之余，本人从事“多相流理论”的研究工作，多年来写出 30 余篇文章，其中，有 3 篇被收入第二、第三、第四届“全国多相流体力学，非牛顿流体力学，物理化学流体力学”学术会议论文集中。另外，《多相流体力学基本方程》一文，刊于 1989 年《东北工学院学报》第 6 期；《多相流运动学几个基本公式》一文，刊于 1990 年《东北工学院学报》第 6 期；《多相流运动微分方程》一文，刊于 1990 年《哈尔滨工业大学学报》增刊。

无论在教学上还是在“多相流”学术研究上，我均遇到湍（紊）流问题没有得到解决，而影响其他问题，无法深入研究的情况。所以，立志研究湍（紊）流问题。多年来，在我脑海中形成了几个问题，一起让我思索着，如：湍流形成的机理到底是什么？雷诺数能判别各种情况下的流场的流态吗？普兰特混合场理论作为研究湍流问题的理论，出发点对吗？利用时均值而得到的表达控制湍流运动的雷诺方程，能解决湍流问题吗？带着这些问题，我于 1983 年写过《管道紊（湍）流形成机理与判别流态新方法》一文，曾被 1983 年辽宁省力学学会年会选为宣读论文；在 1990 年写过《Study of the Turbulent Flow Equations》一文，被第四届国际湍流会议选为宣读论文，并纳入论文集中，会后又被于国外出版的《Flow Modeling and Turbulent Measurement》一书选入在 111~119 页上。

经过多年的努力，我终于于离休后的 2001 年 10 月开始动笔写本书，经过 7 年的时间，于 2008 年 9 月暂告定稿。

全书共 13 章。前 2 章为理论观点的出发点，第 3 章为无坐标系积分与微分方程，第 4 章为直角坐标系流体运动微分方程，第 5 章到第 10 章为工程湍流问题的研究解决方法，第 11 章为柱坐标系流体运动微分方程，第 12 章为球坐标系流体运动微分方程，第 13 章为近壁流理论观点。

由于作者水平所限，书中难免有不足之处，恳请有关专家、学者批评指正，本人将万分感激。

作 者

2008 年 9 月 28 日

于东北大学

目 录

第 1 章 边层流	1
1.1 问题的提出	1
1.2 边层流、层外流与边界层的区别	2
1.3 划分边层流、层外流的意义	2
1.4 边层流范围划定方法	3
1.5 湍流边层流	5
1.6 梳理几个概念	7
1.7 连续性问题	8
第 2 章 湍流形成机理与湍流运动	10
2.1 前 言	10
2.2 层流转变为湍流的过程	10
2.3 湍流状态	17
2.4 流态判别方法	23
2.5 能量方程形式	23
2.6 涡旋直径与转速的关系	24
2.7 本章小结	25
第 3 章 湍流运动基本方程组	26
3.1 湍流系统积分方程组	26
3.2 不可压缩湍流输运公式	28
3.3 不可压缩湍流积分方程组	29
3.4 不可压缩湍流微分方程组	30
3.5 可压缩湍流随体导数公式	32
3.6 可压缩湍流积分方程组	33
3.7 可压缩湍流微分方程组	34

第4章 直角坐标系流体运动微分方程组	36
4.1 不可压缩层流微分方程组	36
4.2 可压缩层流微分方程组	40
4.3 湍流方程封闭相关公式	44
4.4 不可压缩湍流微分方程组	50
4.5 可压缩湍流微分方程组	62
第5章 有压管道湍流运动	71
5.1 湍流圆形管道断面速度分布	71
5.2 湍流圆形管道涡旋体积分数 φ 的分析	73
5.3 圆形管道湍流度的确定方法	76
5.4 矩形管道湍流断面速度分析	78
5.5 矩形管道湍流涡旋体积分数 φ 的分析	80
第6章 明渠湍流	86
6.1 明渠湍流控制方程	86
6.2 边界条件分析	87
6.3 确定无因次速度分布	87
6.4 边层流界面位置确定公式	88
6.5 确定侧壁边层流界面上产生的涡旋强度	90
6.6 确定涡旋体积分数 φ 计算公式	91
第7章 不可压缩流体管道进口段	99
7.1 层流圆形管道进口段	99
7.2 层流矩形管道进口段流体运动情况分析	103
7.3 不可压缩湍流圆形管道进口段	117
7.4 不可压缩湍流矩形管道进口段	129
第8章 可压缩湍流管道流动	151
8.1 可压缩湍流圆形管道进口段分析	151
8.2 可压缩湍流管道进口段	158
8.3 可压缩湍流变质量流管道	185

第 9 章 定常湍流边界层	212
9.1 定常层流平板边界层	212
9.2 不可压缩湍流无压力变化平板边界层	221
9.3 不可压缩湍流有压力变化平板边界层	227
9.4 可压缩湍流无压力变化平板边界层	235
9.5 可压缩湍流有压力变化平板边界层	245
第 10 章 湍流自由射流	263
10.1 湍流射流机理分析	263
10.2 射流流场范围确定	264
10.3 射流沿轴与径向速度分布公式	265
第 11 章 柱坐标系流体运动微分方程	268
11.1 研究曲线坐标系的原因	268
11.2 不可压缩层流微分方程组	268
11.3 可压缩层流微分方程组	272
11.4 不可压缩湍流微分方程组	275
11.5 可压缩湍流微分方程组	284
第 12 章 球坐标系流体运动微分方程	295
12.1 不可压缩湍流微分方程组	295
12.2 可压缩湍流微分方程组	304
12.3 不可压缩层流微分方程组	315
12.4 可压缩层流微分方程组	319
第 13 章 平面近壁流	324
13.1 平板近壁流流态判别准数	324
13.2 明渠层流近壁流	325
13.3 明渠湍流近壁流	327
13.4 有压管道平板近壁层流运动	333
13.5 有压管道近壁湍流运动	334
后 记	339

第1章 边层流

1.1 问题的提出

以层流充分发展管段断面速度分布为例，断面平均速度为 u_0 。由于流体有动力黏性系数 μ ，紧贴壁面流体微团，接受壁面对其摩擦切力作用，微团平移动能全部转化为旋转动能，其转向依主流方向而成顺时针方向，先转动起来的微团，就带动相邻的微团成逆时针方向转动。这样形成类似主动轮与被动轮的关系，主动轮顺时针方向，被动轮逆时针方向，主动轮直径大，被动轮直径小，出现大小、方向相间，紧贴壁面就地转动的一层流体，如图 1-1 所示。

由于紧贴壁面相邻两微团就地转动方向相反，不能使流经它们表面的流体微团转动；但因为它们只就地转动，也对来流产生阻力作用，使其平移速度降低很多，形成一层只有平移运动的流层，图 1-1 中以平行线表示。微团平移层，其速度很小，因而对经过它表面速度大的流体微团产生阻力，此力仍然以剪力方式作用，故使平移运动的来流动能部分地转变为旋转动能，形成既有平移又有旋转运动的流层。依此作用下去，出现如图 1-1 所示的单一平移以及平移与旋转流层相间的流谱。这样，流区厚度可以通过断面平均速度 u_0 与断面速度分布曲线交点 c 所确定，如图 1-2 所示，过 c 点作平行线，其线下则是此流区范围，称之为边层流区。

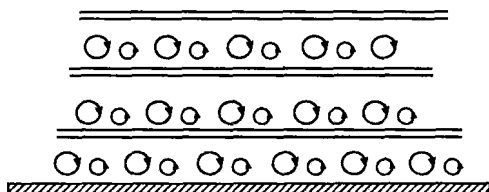


图 1-1 边层流内微团运动示意图

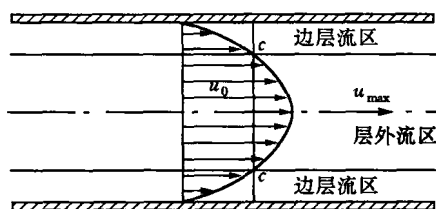


图 1-2 边层流区与层外流区图

边层流区中各层流体微团成层状运动，各层流体微团互不混杂。边层流区之外的流区称为层外流区。

根据质量守恒定律，通过管道各断面流量应为常量，而边层流区的速度均小于平均速度 u_0 ，为保证断面流量不变，必须加大层外流区的流速。流体微团的旋转速度不能显示流量，所以只能加大层外区流体微团的平移速度，由此得出层外区流体微团均具有平移速度而无旋转速度，这也就是层外流区的流谱的特点。

能量守恒定律过去在管道流动中应用过，为保持能量守恒，一切能量损失由压力下降来

提供;在能量互相转化时,压能可以转化为位置,也可以转化为动能,如文德利水表,就是根据压能转化为动能的原理制造的。

现在遇到的问题是壁面对开始就具有断面平均速度 u_0 的微团,施以剪切力作用,使它变成就地旋转而失去平移速度。这当然可以从“一个物体的动能应该包括平移与转动两个动能,而且它们之间可以互相转化”理解为,平移动能全部转化为旋转动能。由质量守恒定律,平移速度加到管中去使它变为 $u_{\max} = 2u_0$ 。由此看来,壁面平移速度没有转化为旋转动能,而是改变位置,移到管中来了。经过这样的分析,就出现了能量缺口,为保持能量守恒,只有由压能下降来补上这个缺口。

通过上面的分析,压能不但在断面变化时可以与平移速度动能互相转化,而且在断面不变,在同一个断面上速度分布变化时也能与平移动能互相转化,这种转化是能量守恒、质量守恒、动能守恒、动量守恒互相制约的情况下而实现的转化。

这里说的动量守恒定律,只指断面速度分布是根据动量守恒推导出来的运动微分方程而解得的断面速度分布。

综上所述,层流边层流区的定义是,该区中平移与平移兼有旋转运动流层相间存在,各层之间流体微团互不混杂。层外流区的定义是,该区平移运动流层、各平移流层的微团互不混杂。层外流区所有流体微团只有平移运动而无旋转运动。

谈到这里,读者可能要问,有没有湍流边层流问题与湍流层外流问题?回答是有的,但本章不能谈,只有讲完第2章湍流形成机理后,才能把这个问题讲明白。

1.2 边层流、层外流与边界层的区别

边界层是将流场划分为理想流体与实际流体,以便分别应用理想流体与实际流体运动微分方程来研究它们。

边界仅应用于绕流物体与潜体运动的问题,它不能应用于明渠和管道流动。

而边层流、层外流可以应用于任何流场,也就是说,所有流场均存在着边层流与层外流区,即使边界层问题也存在着边层流与层外流区,但在研究边界层内的边层流区的划界上,必须依靠边界层方法解决实际流体与理想流体的分区问题,然后应用实际流体运动微分方程解决边界层内各断面速度分布问题。否则无法定出边层流的范围。

1.3 划分边层流、层外流的意义

边层流、层外流是任何流场中客观存在的,它是根据三守恒定律推导分析出来的,为今后研究流体运动提供方便。

层流边层流为层流转化湍流机理分析提供依据,湍流边层流为建立湍流运动微分方程提供了可能性,为传热传质、多相流理论分析提供了理论基础。

1.4 边层流范围划定方法

流场不同,划分边层流范围方法也有所差异。现分有压管道进口段、平板边界层和明渠三种流场加以讨论。

进口段边界层形成的机理:无论哪种流动情况,均有进口段或开始段流层形成问题,它们的形成过程和机理是一样的。现以平板层流边界成因来说明。

层流平板边界层成因说明:来流速度 u_0 , 具有动力黏性系数 μ , 使它接受壁面对它的剪力阻力作用。流体微团由平移运动转变为就地旋转运动。由于流体是由微团组成的, 旋转为顺时针的, 必然影响相邻的微团作逆时针方向的旋转, 结果壁面上方向相反, 相间旋转层就地运动。如图 1-3 所示。

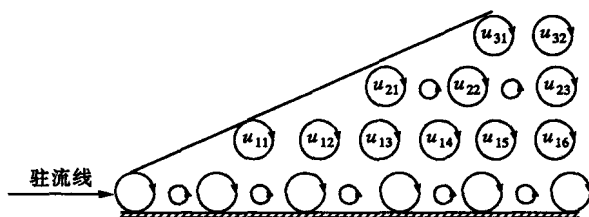


图 1-3 边界层形成机理示意图

顺时针旋转的微团直径大, 因为它是直接由壁面剪切作用形成的; 而逆时针旋转的微团直径小, 因为它是由顺时针旋转带动而引起的, 由于能量损耗, 它的直径要小一些。

来流微团正对就地旋转层时, 形成了驻线。当紧贴驻线上层来流微团, 流经几个就地旋转微团阻力影响后, 开始明显减速, 为 $u_{11} < u_0$ 。 u_{11} 前进, 继续累积式地受到壁面上就地旋转微团的阻力作用, 使其速度连续地下降, 则 $u_{11} > u_{12}$ 。结果形成一层只有平移运动的微团, 而且速度很低。如图 1-4 所示。为什么不旋转呢?

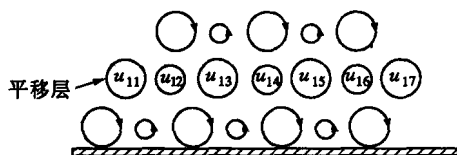


图 1-4 平移层形成原因示意图

壁面上就地旋转的相邻微团转向相反, 使得对上层流体微团不能显示转动作用。又因为壁面上就地旋转的微团没有平移速度, 对其上层平移速度来流仍然起阻力作用, 因它是流体, 而不是壁面, 形成阻力小一些, 结果形成一层只有平移速度很低的流层。

流体微团只有平移运动的流层, 其速度低于其上层来流速度, 因而对其上层流体起着切力作用。由于是流体, 而且有运动, 其切力比壁面对流体的作用小一些, 结果使来流产生旋转, 不能使其失去全部平移速度, 出现一层既有平移又有旋转的流层。

根据板长不同, 依上述推论, 可以得到相应的不同层数的平移流层与平移兼旋转流层相间的边界层。

层流平板边界层内边层流范围划分方法(这里所谈的流动为定常流而且是不可压缩的流

体): 平板边界层为理想流, 其速度为 u_0 , 沿平板长各断面上没有流量不变问题。

这里暂定已知层流边界厚度变化表达式以及层内速度分布函数, 并依此将它们绘于图 1-5 中。

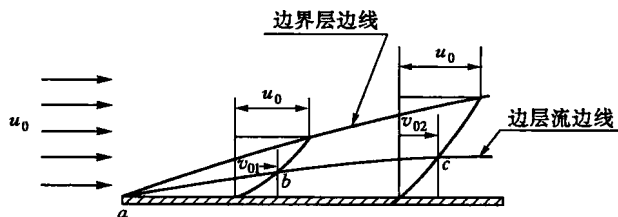


图 1-5 层流平板边界内边层流区示意图

计算出沿板长不同断面上层内的平均流速 v_{01} , v_{02} 等。它们各自与所在断面速度分布曲线有一交点, 如 b , c 等。连接 a , b , c 等点, 得一曲线 abc , 其线下就是边层流区, 其外就是层外区。

有压圆管层流进口段边层流范围划分方法(这里的讨论限定为不可压缩流体的定常流动): 理想流体与实际流体分界线, 以及实际流体区速度分布规律, 在第 7 章均已确定, 根据它们可以在相应条件下, 绘出理想与实际流体运动分界线, 以及各断面的实际流体区的速度分布。管道流动特点是: 流量沿流程各断面不变, 它与各断面速度分布各有交点。将这些交点连成曲线, 即 $abcd$ 曲线, 其下则为边层流区, 如图 1-6 所示。其外为层外流区, 它又分为实际流体区与理想流体区, 边层流边线与理想和实际流体分界线之间为实际流体层外流区; 理想与实际流体分界线之外为层外流理想流体区。

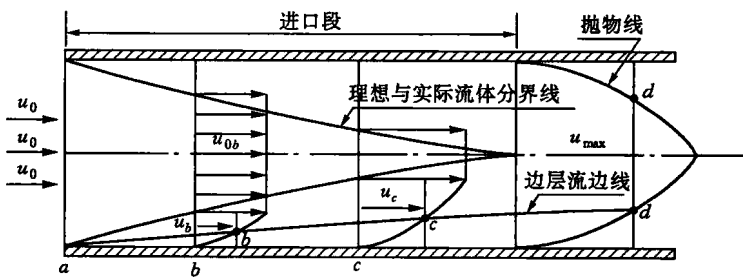


图 1-6 管道进口段边层流范围示意图

明渠层流充分发展段边层流划分方法: 壁面对流体运动影响是有限的, 边界层理论足以说明这一点, 但明渠又与边界层流不同, 它有自由面。按此特点将明渠分为低水深与高水深。低水深壁底影响可以到达自由水面, 高水深壁底对流体运动的影响不能到达水面。

明渠, 在工程上可以分为矩形、梯形等, 关于不同断面上速度分布要在第 6 章讨论, 这里仅仅定性示意地绘出来, 用以说明边层流区划定方法。

明渠的特点: 有自由面, 水深一定, 流量就一定。绘出断面速度分布, 以断面平均速度与其交点 K 作一平行于水面的线。如图 1-7 所示, 该线以下为边层流区, 其外为层外流区。

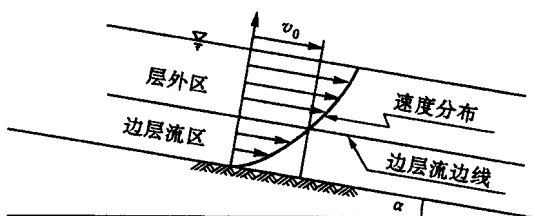


图 1-7 低水位明渠边层流划分示意图

高水深与低水深明渠有所不同，在高水深时，首先要确定渠底对流体运动的影响范围。这个范围可以通过求解进口段边界层曲线而得到。这里仅作已知定性处理。

高水深明渠边层流区划定方法如图 1-8 所示。

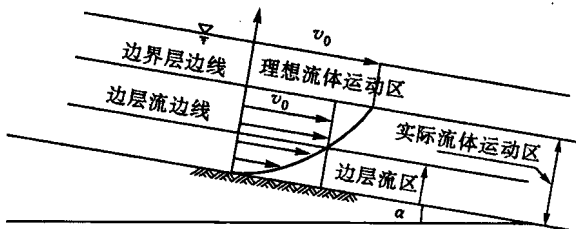


图 1-8 高水深明渠边层流划分示意图

高水深明渠边层流的特点是层外区分为两区：一是边层流边线与边界层边线之间的实际流体区；二是边界层边线与自由水面之间的区，这个区是理想流体区域。

1.5 湍流边层流

以上谈的均为层流边层流问题，同样也有湍流边层流问题。湍流边层流是在层流转化为湍流后而出现的。要把这个问题彻底弄清楚，必须研究完第 2 章。此处仅仅定性地概念性地讲述其定义及其与层流边层流的区别。

湍流边层流是指在湍流的流场情况下，近壁存在的边层流区，其“边”就是指近壁，其“层”是指流体微团运动是成层的。各层间的流体微团互不混杂。湍流边层流厚度随湍流强度增加而变薄。无论怎么薄，至少存在三层，如图 1-9 所示。即紧贴壁面的，就地旋转，相邻两个微团转向相反；贴于其上的流体微团是只有平移运动的流体微团；此层之上是既有平移又有旋转运动的微团，相邻流体微团间转向也相反。凡是顺时针转动的为主动微团，直径比较大；逆时针转动的为被动微团，直径比较小。所有微团运动，无论是否有旋转，均在所在流层中运动，没有互相混杂的现象。从这个意义上来讲，边层流属于层流。

湍流边层流之外，也有层外流区。它与层流时层外流区有本质的差别。根据湍流的相应强度，有相应的具有垂直于主流方向分速度的涡旋微团，从边层流边界上不断地进入到层外流区，形成分散相，而原来的只有平移运动的微团则为连续相。这样，湍流层外流区就类似

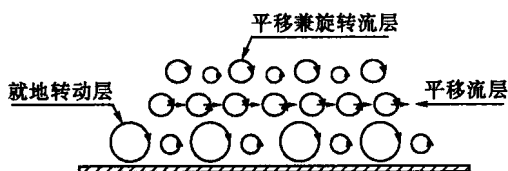


图 1-9 湍流边层流最薄时示意图

于多相流。

湍流边层流区划定方法：划定步骤与层流边层流区划分一样，只是由于湍流断面速度分布比层流时均匀，平均速度 v_0 与最大速度相比要小得多，由此得出边层流厚度就薄得多。

现分几种情况简介如下。

有压湍流充分发展管段边层流划分方法，仍然先根据断面上速度分布与断面平均速度的交点，绘平行于管壁的直线，线下则为边层流区，如图 1-10 所示。

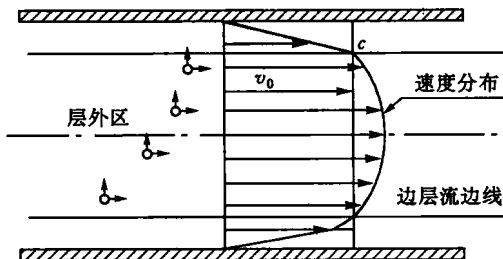


图 1-10 充分发展湍流管段边层流划定示意图

明渠分为水深浅与水深大两种情况，这样分是因为壁底对湍流影响也是有一定范围的，水浅时边层流产生的涡旋可以斜冲到自由水面，而水深大的则不能到达水面，而是走一段距离就消失了。如图 1-11 所示。

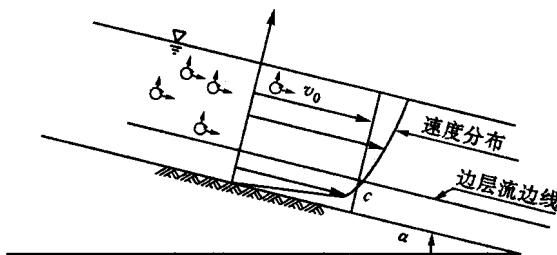


图 1-11 水浅边层流示意图

水深大的情况，层外流区分为两部分：一部分为实际流体区，一部分为理想流体区。而涡旋运动不能进入理想流体区，如图 1-12 所示。

湍流平板边层划分情况如下。

湍流平板前缘总是存在一点层流区，所谓湍流平板，是指能成为湍流的部分。

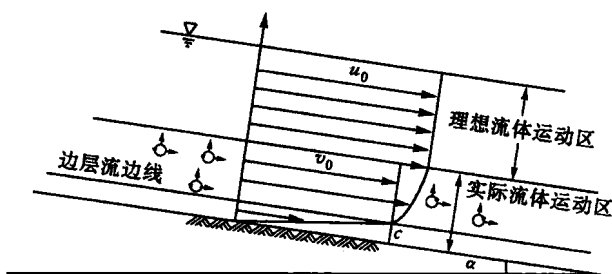


图 1-12 水深大边层流示意图

湍流平板的特点之一是没有固定流量的限制。平板各断面的速度分布是各不相同的，因此必须按各断面速度分布计算出流量，然后求其平均速度 v_{01} , v_{02} , v_{03} 等。将它们与各自的断面速度分布交点连成曲线，如图 1-13 所示的 $abcd$ 曲线。曲线以下为边层流区；其外则为层外区，层外区又分为实际流体区与理想流体区。而边层流区界面产生的涡旋，只能在实际流体中运动，根本冲不到理想流体区。

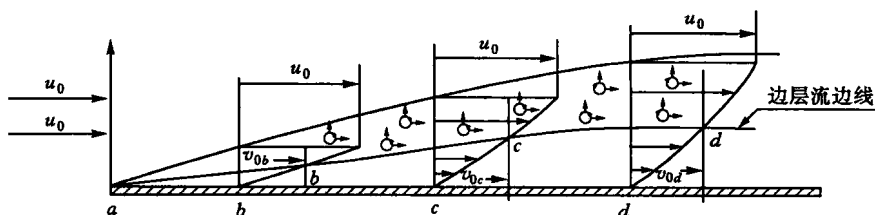


图 1-13 湍流平板边界层中边层流示意图

有压湍流管道进口段边层流划分情况如下。

管道流动的特点是沿管道各断面流量不变。只要绘出几个进口段各断面速度分布，将其各自与断面平均速度的交点连成曲线，如图 1-14 中 $abcd$ 曲线所示。该曲线以下为边层流区；其外为层外区，层外区 I 为实际流体区，层外区 II 为理想流体。涡旋微团在边层流界面上间歇地产生后，斜冲入层外流 I 区，在它运动到理想与实际流体分界面处，因其存在条件速度梯度消失而消失，实际是在外界条件改变下，将旋转动能逐渐转化为平移动能。

以上所述中，凡是涉及理想与实际流体分界线、速度分布问题，将在以后各章有关节中分别讨论；关于涡旋运动的形成，将在湍流形成机理一章有关节中加以讨论。

边层流的提出，是运用物理学中三守恒定律对流体运动进行综合分析得出的，因此它的理论基础稳固。

1.6 梳理几个概念

边层流与层外流的提出，使得层流运动的真实流谱得到揭示。层流运动，实际是由边层流区与层外流区两部分组成的。

边层流区是微团平移与微团平移兼旋转流层相间存在的流层。两相邻的旋转微团，转向

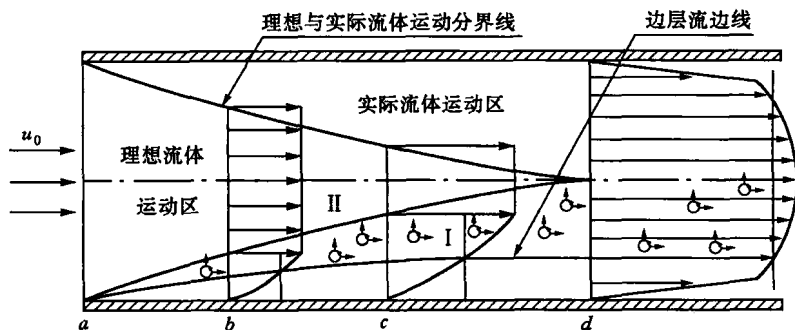


图 1-14 有压湍流进口段边层流区示意图

相反；顺时针转动的微团直径大，逆时针转动的微团直径小。

层外流区，微团成层地只有平移运动。该区虽有速度分布，使得速度梯度存在，但不能产生涡旋运动。

湍流流场也有边层流与层外流两个区域。不过，边层流区厚度比层流时薄得多，而且其层数也随湍流强度加大而变少，但最少也存在着三层。

边层流界面间歇地产生具有垂直于主流方向的速度涡旋，不断地输送到层外流区。

层外流区除具有平移运动微团外，还有相当数量的运动涡旋，而它们又是根据边界条件而消失的，即旋转动能变化为平移动能。

这里所谈，仍然是概念、定性地加以说明。要彻底弄清楚，得在讲完湍流形成机理之后。

1.7 连续性问题

流体本身存在着动力黏度 μ ，它使得流体运动呈现连续性，因此可以用数学中的连续函数作为工具来描述流体运动要素的变化规律。

流体是连续介质，是由它本身特性决定的，而不是假设。由于宏观研究流体运动的需要，刻画其组成的最小单元是质点，各质点之间无空隙地紧密相连，一个质点运动，相邻的也跟着动。每个质点都有自己的运动要素值，如压力、速度等。

客观上来讲，流体运动有变形、旋转等现象。为了描述它们，采用比质点大得多的流体微团作为研究对象。微团由几个或若干个流体质点组成，其中各质点可有不同的速度，使整个微团出现变形、旋转与整体平移等现象。根据具体情况的不同，微团可以只有平移，或只有旋转，或兼有之。

无论是质点还是微团，它们在流体运动中都是紧密相邻而无缝隙的。

边层流概念的提出是不会影响连续性的。以管道层流运动为例来具体分析一下。研究断面上速度分布的连续性，是以平移速度为对象的。在壁面上，就地旋转微团平移速度为 0，与其上相邻的流层，具有较低的平移速度，其值不为 0，但接近于 0，没有突变问题；在平移流层之上，是一层既有平移又有旋转的流体微团，而我们只研究平移速度，该速度大于其

下层的平移速度，变化是渐变的。因此，层流管道断面速度分布是连续变化的，可以用连续函数来描述它。

湍流管道边层流与层外流是否对断面速度分布的连续性产生影响呢？从平移速度角度来看，边层流与层流边层流一样，只是其厚度薄而已。速度分布仍然呈连续性。

层外流就不同了。由于从边层流界面上间歇地产生相当数量的涡旋微团，斜冲进来，扰乱原来成层的平行流层，而成为湍流。涡旋微团有沿主流方向的平移速度，但其值较小；也有垂直于主流方向的速度，还有旋转运动。

涡旋微团旋转不能显示流量，只有它平行于主流方向分速度时，才能体现流量，但它的速度比周围的只有平移运动的微团速度低。因此，管道湍流时，断面速度分布如图 1-15 所示。说明断面速度分布已不是连续的规律，无法用数学函数来描述它，另外，它除表明湍流特征之外，在工程上或与其他学科关系上也没有什么可用的价值。

湍流本身或与湍流有关联的学科均重视的问题是湍流边层流界面上，在相应的湍流度下产生多少数量的涡旋，其直径多大，速度如何。要解决这些问题，关键是要知道边层流界面上速度梯度，要求得速度梯度，就必须有一个断面速度连续地分布，如图 1-16 所示，并使这个断面速度分布计算出的流量与图 1-15 所示速度分布算得的流量相等。

由于已知湍流边层流内速度分布满足连续性，既然这个层的界层产生涡旋，就设想有一个对应产生此涡旋的速度梯度。依此建立微分方程，求解出管道断面速度分布，就是如图 1-16 所示的图形。详细讨论需在学完湍流形成机理这章之后，才能弄清楚处理问题的思维方法。

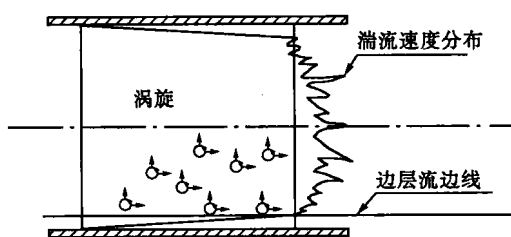


图 1-15 湍流管道速度分布示意图

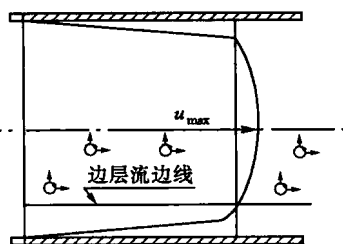


图 1-16 湍流管道速度模拟图

本章所谈问题，是第 2 章研究问题的出发点，也是以后各章研究分析问题的基础。它与第 2 章对全书讨论及处理的问题，起着引导作用。

第2章 湍流形成机理与湍流运动

2.1 前言

本章以边层流的概念为出发点,开始研究湍流形成机理与湍流运动特点。由于外界与边界条件的不同,因此,湍流形成机理与湍流状态的特征也有所差异。下面对有压管道流动充分发展段、管道流动进口段、平板边界流动、明渠流动几种情况分别加以讨论。

本书讨论的问题是基于一流体力学中有關概念、公式、定理进行的,还要用到物理学中的一些力学定律,并结合具体的边界条件,综合地进行分析与讨论。

2.2 层流转变为湍流的过程

由流体力学雷诺实验可知,当沿管轴红色流线破碎时,说明整个管道已形成了湍流。这表明,在流动中,有的微团除沿主流方向运动外,还有垂直于主流方向运动的分速度。这个微团是怎么产生的呢?从力学的观点来分析,这个微团一定受到垂直于主流方向的力。当这个力足以克服微团的惯性力时,它就出现了这个分速度。

2.2.1 有压管道充分发展段

管道壁面无论如何光滑,总是有相对的高低不平的,有的壁面本身就存在着高度大小不同的粗糙分布,见图 2-1。

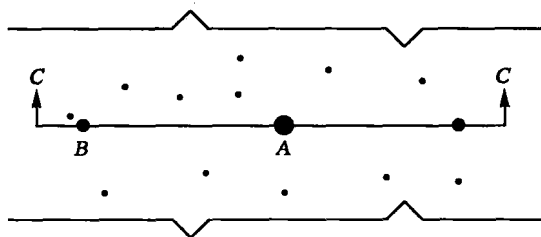


图 2-1 管内壁粗糙分布示意图

将图 2-1 作 C—C 剖面,示于图 2-2 中,可以看清边层流厚度覆盖粗糙情况。为说明方便,将粗糙 A 处流动放大,并标出受力情况。见图 2-3。

边层流中,紧贴壁面一层是就地旋转微团,两相邻微团转向相反;顺时针转动的微团为主动微团,直径大;逆时针转动的微团为被动微团,直径小。紧贴这层之上的一层是只有速度很低的平移运动微团。在它之上的一层是既有旋转又有平移运动的微团层。同样,相邻的