

研究生规划教材

Fundamental Theory of Materials Processing

材料成形 理论基础

董湘怀 吴树森 编著
魏伯康 周华民



化学工业出版社

研究生规划教材

材料成形理论基础

董湘怀 吴树森 魏伯康 周华民 编著



化学工业出版社

· 北京 ·

定价：32.00元

32.00元

本书介绍了材料成形基础理论中一些共性的问题,在基础理论方面介绍了材料成形的冶金学原理和力学基础,在分析方法方面介绍了液态金属的凝固原理、液态材料流动问题的分析方法以及固体材料的本构关系。为根据实际问题的特点建立合理的理论分析和数值计算模型,正确地分析、评价和利用、理解数值模拟结果,有效地解决科学研究和实际工程问题,奠定了理论基础。

本书可作为材料加工工程及相关专业的研究生教材,也可作为材料加工工程研究生考试参考书,可供已经具有材料成形基本知识的工程技术人员进一步学习参考。

材料成形理论基础

董湘怀 吴树森 张永刚 张永刚 董湘怀

图书在版编目(CIP)数据

材料成型理论基础/董湘怀等编著. —北京:化学工业出版社, 2008.5
研究生规划教材
ISBN 978-7-122-02753-5

I. 材… II. 董… III. 工程材料-成型-理论-研究生-教材 IV. TB3

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2008) 第 064223 号

责任编辑:彭喜英 杨 菁
责任校对:凌亚男

装帧设计:韩 飞

出版发行:化学工业出版社(北京市东城区青年湖南街13号 邮政编码100011)
印 装:化学工业出版社印刷厂
787mm×1092mm 1/16 印张12½ 字数320千字 2008年7月北京第1版第1次印刷

购书咨询:010-64518888(传真:010-64519686) 售后服务:010-64518899
网 址: <http://www.cip.com.cn>
凡购买本书,如有缺损质量问题,本社销售中心负责调换。

定 价:27.00元

版权所有 违者必究

前 言

材料成形的方法种类繁多,涉及的物理、化学和力学现象十分复杂,是一个多学科交叉、融合的研究和应用领域。例如,在液态金属成形过程中,涉及液态金属的流动,包含了相变和结晶的凝固现象。在固态金属的塑性成形中,金属在发生大塑性变形的同时,也伴随着组织性能的变化。随着科学技术的发展,材料成形过程的规律被越来越深入地揭示出来。在理论研究不断深入和计算机技术迅猛发展的基础上,材料成形过程数值模拟技术已进入普及应用的阶段,它给材料成形工艺设计和工装模具设计带来了革命性的变化。设计人员通过计算机模拟能及时预测加工过程中可能出现的各种问题,从而及时修改设计。这就为工艺优化、并行工程、虚拟制造等现代设计方法奠定了科学的基础。

为了掌握材料成形领域中不断涌现的新理论、新方法,根据实际问题的特点建立合理的理论分析和数值计算模型,正确地分析、评价和利用、理解数值模拟结果,有效地解决科学研究和实际工程问题,需要在大学本科课程学习的基础上进一步了解更加深入的相关理论知识。本书针对这种需求,介绍了材料成形基础理论中一些共性的问题,在基础理论方面介绍了材料成形的冶金学原理和力学基础,在分析方法方面介绍了液态金属的凝固原理、液态材料流动问题的分析方法以及固体材料的本构关系。本书可供材料加工工程及相关专业的研究生和已经具有材料成形基本知识的工程技术人员进一步学习之用。

本书第1章由华中科技大学吴树森编写,第2章和第5章由上海交通大学董湘怀编写,第3章由华中科技大学魏伯康编写,第4章由华中科技大学周华民编写,全书由董湘怀统稿。

材料加工是一个多学科交叉、融合的领域,目前国内外均缺乏综合论述该领域基础理论和数值模拟方法的著作和教材。我们在编写过程中,参考了大量文献,主要文献的目录都列在全书的末尾,供读者参考。限于编者的学识和水平,书中难免有疏漏之处,敬请读者批评指正。

编 者

2008年3月

目 录

第 1 章 材料成形的冶金学原理	1
1.1 材料成形中的流体流动	1
1.2 材料成形中的热量传输原理	13
1.3 材料成形中的质量传输原理	23
1.4 气体-液体-固体之间的界面热力学	27
1.5 燃烧反应的热力学及动力学	38
1.6 熔液、熔渣与熔剂的性质	43
1.7 氧化还原反应原理	50
1.8 真空熔炼原理	57
思考题	61
第 2 章 材料成形分析的力学基础	62
2.1 连续介质力学的基本概念	62
2.2 张量分析基础	63
2.3 运动与变形	68
2.4 应力	76
2.5 基本方程和原理	80
思考题	86
第 3 章 液态金属的凝固原理	87
3.1 液态金属的结构及特性	87
3.2 金属材料的凝固生核与长大	96
3.3 液态金属凝固过程中的传热	104
3.4 液态金属凝固过程中的溶质分配	107
3.5 金属凝固过程中的“成分过冷”现象及胞晶形态	112
3.6 共晶凝固及包晶凝固	120
3.7 定向凝固和快速凝固	132
思考题	144
第 4 章 液态材料流动问题的分析方法	145
4.1 流体的连续介质假设	145
4.2 影响流动特性的基本因素	145
4.3 研究流动问题的基本途径	147

4.4	边界层理论	153
4.5	相似理论与量纲分析	158
	思考题	166
目 录		
第 5 章	固体材料的本构关系	167
5.1	概述	167
5.2	弹性本构方程	168
5.3	弹塑性本构方程	171
5.4	黏塑性本构方程	180
5.5	塑性细观力学本构方程	184
	思考题	191
	参考文献	192
参考文献		
1		1
2		2
3		3
4		4
5		5
6		6
7		7
8		8
9		9
10		10
11		11
12		12
13		13
14		14
15		15
16		16
17		17
18		18
19		19
20		20
21		21
22		22
23		23
24		24
25		25
26		26
27		27
28		28
29		29
30		30
31		31
32		32
33		33
34		34
35		35
36		36
37		37
38		38
39		39
40		40
41		41
42		42
43		43
44		44
45		45
46		46
47		47
48		48
49		49
50		50
51		51
52		52
53		53
54		54
55		55
56		56
57		57
58		58
59		59
60		60
61		61
62		62
63		63
64		64
65		65
66		66
67		67
68		68
69		69
70		70
71		71
72		72
73		73
74		74
75		75
76		76
77		77
78		78
79		79
80		80
81		81
82		82
83		83
84		84
85		85
86		86
87		87
88		88
89		89
90		90
91		91
92		92
93		93
94		94
95		95
96		96
97		97
98		98
99		99
100		100

第 1 章 材料成形的冶金学原理

1.1 材料成形中的流体流动

1.1.1 基本概念

1.1.1.1 作用于流体的力和应力

(1) 质量力和表面力

作用于某一流体块或微元体积的力可分为两大类：表面力、质量力或者体积力。

1) 质量力 直接作用在流体块中各质点上的非接触力，如重力、惯性力等。质量力与受力流体的质量成正比，也叫体积力。单位质量流体上承受的质量力称为单位质量力 F_m 。当取直角坐标系时， F_m 在坐标轴向的分量记为：X、Y 和 Z。在重力作用下，当 z 轴垂直向上时，有

$$Z = -g$$

2) 表面力 作用于流体块外界面的力，如压力、固体壁面对流体的作用力和切应力等。表面力与流体的表面积成正比。

(2) 应力

单位面积上的表面力称为应力。流体应力的特性有：流体的应力不仅随时间和点的位置而变化，并且与受力面的方向有关。受力面的应力可分解为切向应力和法向应力。在一般情况下，法向应力互不相等；相应的切向应力相等。

(3) 流体的压力、静压、动压和总压

1) 流体的压力 流体任一点 M 的三个法向应力的算术平均值称为 M 点的流体压力 p ，即

$$p = -\frac{1}{3}(p_{xx} + p_{yy} + p_{zz})$$

式中， p_{xx} 、 p_{yy} 和 p_{zz} 的值分别随所取的坐标而变，但它们的算术平均值不随所取的坐标变化。

2) 静压 流场中任一点处的流体压力 p ，又称为该点流体的静压。

3) 动压 流场中任一点处的单位体积流体所具有的动能 $\frac{1}{2}\rho v^2$ ，称为该点流体的动压。

4) 总压 流速为零时的压力，称为流体的总压。对不可压缩流体来讲，流场中任一点处的静压与动压之和 $(p + \frac{1}{2}\rho v^2)$ ，即为该点流体的总压。

(4) 迹线、流线、流谱

1) 迹线 流体质点的运动轨迹称为迹线。

2) 流线 在给定时刻 t ，每一点都和流体质点的速度相切的线，称为流线。

在流场中，除奇点（包括驻点）外，流线不能相交。在定常流动中，流线和迹线重合。

3) 流谱 在流场中，流线族的几何图形称为流谱。

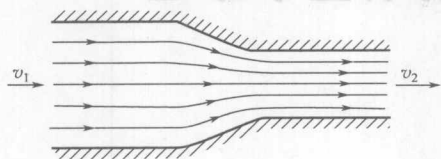


图 1-1 流谱

流谱可描述流场的概貌（图 1-1）。流线各点处的切线方向就是该点流速的方向；流线的疏密表示流速的大小。对亚声速流动，同一流场中流线密的地方表示流速大；反之，表示流速小。

(5) 流量和平均流速

一个流管是由许多流束组成的，这些流束的流动参量并不一定相同，所以流管的流量应为

$$Q = \int_A v dA$$

工程上引用平均速度 $\bar{v}$ 的概念，根据流量相等的原则，单位时间内匀速流过有效断面的流体体积应与实际流体通过同一断面的体积相等，即

$$\bar{v} \int_A dA = \int_A v dA = Q$$

则

$$\bar{v} = \frac{\int_A v dA}{\int_A dA} = \frac{Q}{A} \quad (1-1)$$

1.1.1.2 黏性流体和理想流体

(1) 流体的黏性和牛顿内摩擦定律

1) 流体的黏性

在作相对运动的两流体层的接触面上，存在阻碍两相邻流体层作相对运动的一对等值而反向的作用力，流体的这种性质叫做流体的黏性，由黏性产生的作用力叫做黏性阻力或内摩擦力。

2) 牛顿内摩擦定律

沿直线运动着的黏性流体，流体层间的内摩擦力 τ 的大小与沿流体层法线方向（设为 y 方向）的速度梯度成正比。它与流体的动力黏度 η 有关，而与正压力的大小无关，即

$$\tau = \eta \frac{dv}{dy} \quad (1-2)$$

动力黏度 η 的单位为 $\text{Pa} \cdot \text{s}$ 。 η 值越大，流体的黏性也越大。

在工程计算中也常采用流体的动力黏度与其密度的比，这个比值称为运动黏度，用 ν 表示，即

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (1-3)$$

运动黏度 ν 的单位为 m^2/s 。

(2) 非牛顿流体

不遵循牛顿黏性定律的流体，称为非牛顿流体。常见的非牛顿流体有以下三类。

1) 宾海姆塑流型流体 宾海姆流体的切应力与速度梯度之间的关系为

$$\tau = \tau_0 + \eta \frac{dv}{dy} \quad (1-4)$$

在流变学等场合，常将稳定态下的速度梯度 dv/dy 称为剪切速率，以 γ 表示。

如图 1-2 所示，要使这类流体流动，需要有一定的切应力 τ_0 (塑变应力)。换言之，当切应力小于 τ_0 时，该流体处于固结状态；只有当切应力大于 τ_0 时，才开始流动。例如，细粉煤泥浆、乳液、砂浆、矿浆等均属于这类流体。

2) 伪塑型流体和胀流型流体 这类流体的特征方程为

$$\tau = \eta \left(\frac{dv}{dy} \right)^n \quad (1-5)$$

式中， η 与 n 均为常数。当 $n < 1$ 时，为伪塑型流体；当 $n > 1$ 时，为胀流型流体。属于这类流体的有半固态金属液、石灰和水泥岩悬浮液等。

3) 屈服-伪塑型流体 这类流体的特征方程为

$$\tau = \tau_0 + \eta \left(\frac{dv}{dy} \right)^n \quad (1-6)$$

这类流体与宾海姆塑型流体相类似，但切应力与速度梯度之间的关系是非线性的。

此外，在研究半固态金属或铸造涂料时，会遇到在剪切速率固定不变的情况下，流体的切应力 τ 随切变运动时间的增加而减小的非牛顿流体，称为触变性流体。

1.1.1.3 可压缩流体和不可压缩流体

从是否考虑流体密度的变化出发，可将流体分为可压缩流体和不可压缩流体两类。密度等于常数的流体为不可压缩流体；反之，为可压缩流体。

① 液体的压缩性远小于气体的压缩性。由于液体的压缩性很小，通常按不可压缩流体处理；若压力变化很大（如水锤问题），则必须按可压缩流体处理。

② 气体的压缩性虽然较大，但对压力变化及流速均很小，从而所引起的密度变化也很小可按不可压缩流体来处理。

1.1.1.4 稳定流动和非稳定流动

如果流场的运动参数不仅随位置改变，并且随时间不同而变化，这种流动就称为非稳定流动（非定常流动）；如果运动参数只随位置改变，而与时间无关，这种流动就称为稳定流动（定常流动）。

例如，对于非稳定流动，流场中压力分布可表示为：

$$p = p(x, y, z, t)$$

对于稳定流动，上述参数表示为

$$p = p(x, y, z)$$

1.1.1.5 层流、湍流和雷诺数

(1) 层流和湍流

从流体质点的运动是否紊乱出发，流动分为层流和湍流两类。

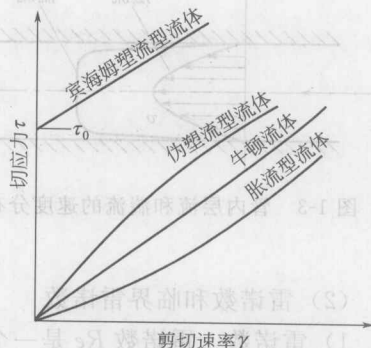


图 1-2 稳定流体的切应力-剪切速率关系曲线

1) 层流 流体质点间相互不混杂、层次分明、平滑地流动, 称为层流。

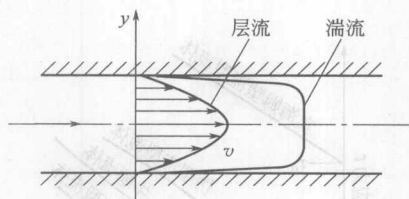


图 1-3 管内层流和湍流的速度分布

2) 湍流 流体质点间相互混杂而无层次地流动, 称为湍流 (紊流)。湍流时, 由于流体质点的不规则运动, 使空间任一点上的流速, 无论其大小或方向都随时间而变化 (其他流动参数也随时间而变化)。因此, 湍流实质上总是非稳定流动。

3) 速度分布 湍流时, 过流断面上的速度分布比层流时均匀, 但物面附近沿物面法线方向的速度变化 $\partial v / \partial y$ 较层流时大 (图 1-3)。

(2) 雷诺数和临界雷诺数

1) 雷诺数 雷诺数 Re 是一个表征流体惯性力与黏性力之比的无量纲数, 即

$$Re = \frac{vl}{\nu} \quad (1-7)$$

式中, v 为流体的特征速度, 如在管流中取过渡断面上的平均流速; l 为流体的特征长度, 如在管流中常取水力直径 d_s , 对圆管内的流动即为管子内径 d ; ν 为运动黏度。

若雷诺数很小, 则相对于惯性力来说, 黏性力是主要的, 黏性对流动的影响, 在整个流场中都是重要的; 若雷诺数很大, 则惯性力是主要的, 黏性对流动的影响只在边界层内或速度梯度较大的流动区域内才是重要的。

2) 临界雷诺数

① 临界雷诺数 层流和湍流相互转化时的雷诺数, 称为临界雷诺数。由层流转变为湍流时, 为上临界雷诺数; 反之, 为下临界雷诺数。上临界雷诺数的值不稳定, 变化范围大; 下临界雷诺数的值基本不变。

② 层流和湍流的判别 实用上, 以下临界雷诺数 Re_c 来判别流动状态是层流还是湍流。

当 $Re > Re_c$ 时, 流动为湍流; 当 $Re < Re_c$ 时, 流动为层流。

几种流动情况的临界雷诺数值见表 1-1。

表 1-1 几种流动情况的临界雷诺数 Re_c 的值

流 动 情 况	临界 雷 诺 数 值
在内径为 d 的圆截面管内的流动	$Re_c = \frac{Vd}{\nu} \approx 2300$
在水力直径为 d_s 的任意截面管内的流动	$Re_c = \frac{Vd_s}{\nu} \approx 2000$
在缝宽为 δ 的环形或平板缝隙内的流动	$Re_c = \frac{V\delta}{\nu} \approx 1000$

在工程实际中, 多数为湍流。层流主要存在于缝隙流动和黏性大、流速小的流动中。

3) 水力直径

① 湿周 过流截面 A 上被流体浸润的固体壁面周线称为湿周 x 。

② 水力半径 过流截面面积与湿周之比称为水力半径 R_s , 即

$$R_s = \frac{A}{x} \quad (1-8)$$

③ 水力直径 四倍过流截面面积与湿周之比称为水力直径（当量直径） d_s ，即

$$d_s = 4 \frac{A}{x} = 4R_s \quad (1-9)$$

1.1.2 基本方程

1.1.2.1 连续性方程

流体的连续性方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = 0 \quad (1-10)$$

其物理意义是：流体在单位时间内流经单位体积空间，输出与输入的质量差与其内部质量变化的代数和为零。这个方程实际上是质量守恒定律在流体力学中的具体体现。

对于可压缩性流体稳定流动， $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ ，于是，式(1-10)变为

$$\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = 0 \quad (1-11)$$

对于不可压缩流体， ρ 为常数，则式(1-11)成为

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (1-12)$$

对于一维流动的不可压缩流体，即 ρ 为常数，当流体流经截面面积分别为 A_1 和 A_2 的两个截面时，连续性方程可以写为

$$\begin{aligned} v_1 A_1 &= v_2 A_2 \\ \frac{v_1}{v_2} &= \frac{A_2}{A_1} \end{aligned} \quad (1-13)$$

式(1-13)为一维总流不可压缩流体稳定流动的连续性方程。它表明在稳定流动条件下一维总流沿流程体积流量保持不变，为一常值；各有效截面平均流速沿流程的变化规律是：平均流速与有效截面面积成反比，即截面大，流速小；截面小，流速大。

1.1.2.2 运动方程

(1) 欧拉方程——理想流体的动量平衡方程

欧拉方程（Euler equation）是从流体运动的动量守恒定律（牛顿第二定律 $F=ma$ ）导出的：

$$\left. \begin{aligned} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{dv_x}{dt} \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{dv_y}{dt} \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{dv_z}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (1-14)$$

若用向量表示，则为

$$\mathbf{W} - \frac{1}{\rho} \nabla p = \frac{D\mathbf{v}}{Dt} \quad (1-15)$$

式中, $\mathbf{W}$ 为质量力, $\mathbf{W} = X\mathbf{i} + Y\mathbf{j} + Z\mathbf{k}$; ∇p 为压力梯度, $\nabla p = \partial p / \partial x + \partial p / \partial y + \partial p / \partial z$, 有时写成 $\text{grad} p$ 。请注意, 压力本身是个标量, 而压力梯度却是向量, 向量和标量之积仍是向量; $\frac{D\mathbf{v}}{Dt}$ 为实质导数, 即加速度。

欧拉方程建立了作用在理想流体上的力与流体运动加速度之间的关系。它是研究理想流体各种运动规律的基础, 对可压缩及不可压缩理想流体的稳定流或非稳定流都是适用的。

(2) 纳维尔-斯托克斯方程——实际流体动量传输方程

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= X - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right) \\ \frac{dv_y}{dt} &= Y - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \right) \\ \frac{dv_z}{dt} &= Z - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (1-16)$$

应用拉普拉斯运算符 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, 并用向量符号 $\frac{D\mathbf{v}}{Dt}$ 表示 $\mathbf{v}$ 对 t 的三个实质导数, 则上式可改写为

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= X - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 v_x \\ \frac{dv_y}{dt} &= Y - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla^2 v_y \\ \frac{dv_z}{dt} &= Z - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \nabla^2 v_z \end{aligned} \right\} \quad (1-17)$$

或

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \mathbf{W} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{v}$$

这就是实际流体的动量守恒方程, 即不可压缩黏性流体的动量传输方程, 又称为纳维尔-斯托克斯方程 (Navier-Stokes equation) (也被称作 N-S 方程)。

1.1.2.3 伯努利方程

(1) 理想流体的伯努利方程

对于只有重力场作用下的稳定流动, 理想的不可压缩流体沿流线任意两点 1 和 2 之间对运动方程式积分, 得

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} \quad (1-18)$$

式中, γ 为重度, N/m^3 , $\gamma = \rho g$ 。

上式即为理想流体的伯努利方程式。它是动量守恒方程 (欧拉方程) 在一定条件下的积分形式, 它表述了运动流体所具有的能量以及各种能量之间的转换规律, 是流体动力学的重要方程之一。

(2) 实际流体的伯努利方程

单位重量的黏性流体沿流线从点 1 到点 2 的路程上由于黏性所产生的摩擦阻力功 (或

摩擦阻力损失) 为 h'_w , 实际流体的伯努利方程为

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + h'_w \quad (1-19)$$

或写成:

$$z_1 g + \frac{p_1}{\rho} + \frac{v_1^2}{2} = z_2 g + \frac{p_2}{\rho} + \frac{v_2^2}{2} + \frac{h'_w}{g} \quad (1-20)$$

(3) 实际流体总流的伯努利方程

实际流体(黏性流体)经流管或流道流动时, 设 h_w 为通过流道截面 1 与 2 之间的距离时, 单位重量流体的平均能量损失, 则实际流体总流的伯努利方程为

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \alpha_1 \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \alpha_2 \frac{v_2^2}{2g} + h_w \quad (1-21)$$

或写成:

$$z_1 g + \frac{p_1}{\rho} + \alpha_1 \frac{v_1^2}{2} = z_2 g + \frac{p_2}{\rho} + \alpha_2 \frac{v_2^2}{2} + \frac{h_w}{g} \quad (1-22)$$

式中, α_1, α_2 为动能修正系数。在一般工程中, 大多数情况下, 流速都比较均匀, α 在 1.05~1.10 之间。所以, 在工程计算中, 可取 $\alpha=1$ 。

(4) 伯努利方程的几何意义和物理意义

1) 几何意义

z 是指流体质点流经给定点时所具有的位置高度, 称为位置水头, 简称位头, z 的量纲是长度的量纲。 $\frac{p}{\gamma}$ 是指流体质点流经给定点的压强高度(受到压力 p 而能上升的高度), 称为压力水头, 简称压头, $\frac{p}{\gamma}$ 的量纲是长度的量纲。 $\frac{v^2}{2g}$ 的量纲为 $\left[\frac{v^2}{2g}\right] = \frac{L^2 T^{-2}}{L T^{-2}} = L$, 也是长度的量纲, 它表示流体质点流经给定点时, 以速度 v 向上喷射时所能达到的高度, 称为速度水头。

在伯努利方程中, 位置水头、压力水头、速度水头三者之和称为总水头, 用 H 表示:

$$H = z + \frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{2g}$$

由于伯努利方程中每一项都代表一个高度, 所以可用几何图形来表示各物理量之间的关系。如图 1-4 所示, 连接 $\frac{p}{\gamma}$ 各顶点而成的线叫做测压管水头线(或静力水头线), 它是一条随过水截面改变而起伏的曲线; 连接 $\frac{v^2}{2g}$ 各顶点而成的线叫做总水头线。由图 1-4 看出, 在理想流体运动过程中, 因为不形成水头损失, 故有 $H_1 = H_2 = H = \text{常数}$, 即流线上各点的总水头是相等的, 其总水头顶点的连线是一条水平线。而 $H_p \neq \text{常数}$ (因为速度水头 $\frac{v^2}{2g}$ 是随过水截面的改变而变化的)。不过包括位头(连接各点 z 而成的)在内的三个水头可以相互转化, 而总水头却仍不变。

按式(1-21)可绘出实际流体总流的几何图形, 如图 1-5 所示。可以看出, 在黏性流体运动中, 因为形成水头损失, 故 $H_1 \neq H_2$, 即沿着流向, 总水头必然是降低的, 所以其总水头线是一条沿流向向下倾斜的曲线。与理想流体运动的情形一样, 此时其测压管水头线(静压水头线)还是一条随着过水截面改变而起伏的曲线。

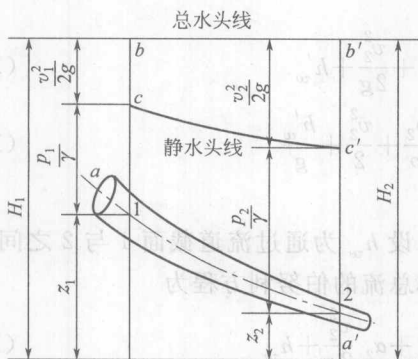


图 1-4 理想流体微元流束伯努利方程图解

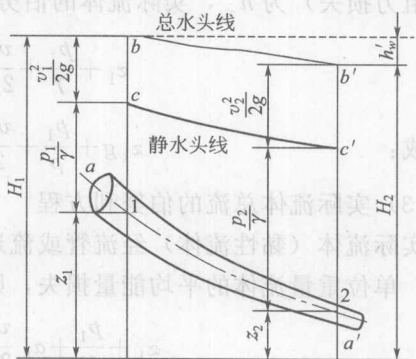


图 1-5 黏性流体微元流束伯努利方程图解

2) 物理意义

从几何意义的讨论可以看出，方程中的每一项都具有相应的能量意义。

在式(1-22)中， z_g 可看成是单位重量流体流经该点时所具有的位能，称为比位能；

$\frac{p}{\rho}$ 可看成是单位重量流体流经该点时所具有的压能，称为比压能； $\frac{v^2}{2}$ 是单位重量流体流经给定点时的动能，称为比动能； $\frac{h'_w}{g}$ 是单位重量流体在流动过程中所损耗的机械能，称为能量损失。

对于理想流体， $z_1g + \frac{p_1}{\rho} + \frac{v_1^2}{2} = z_2g + \frac{p_2}{\rho} + \frac{v_2^2}{2}$ ，表明单位重量无黏性流体沿流线从位置1流到位置2时，其各项能量可以相互转化，但它们的总和却是不变的。若用 E 表示各项比能之和，并称为总比能，则单位重量无黏性流体在整个流动过程中，总比能为一个不变的常数，即 $E = \text{常数}$ 。

对于黏性流体，式(1-22)的物理意义为：单位重量黏性流体沿流线从位置1流到位置2时，不但各项能量可以相互转化，而且它的总机械能也是有损失的。设 E 表示总比能， ΔE 表示单位重量流体总比能的损失，则

$$E_1 = E_2 + \Delta E$$

该式表明，单位重量黏性流体在整个流动过程中，其总比能是一定有损失的。

1.1.2.4 动量方程

在某些工程问题上往往需要了解运动流体与固体边界面上的相互作用力，例如，水在弯管中流动对管壁的冲击等。动量方程就提供了流体与固体相互作用的动力学规律。若 F 为作用于流体上所有外力的合力矢量，它等于单位时间内流出与流入的动量之差：

$$F = \rho Q(v_2 - v_1) \quad (1-23)$$

式中， Q 为流量， m^3/s 或 kg/s 。

为便于计算，常将式(1-23)写成空间坐标的投影式，即

$$F_x = \rho Q(v_{2x} - v_{1x})$$

$$F_y = \rho Q(v_{2y} - v_{1y})$$

$$F_z = \rho Q(v_{2z} - v_{1z})$$

1.1.3 流动阻力

1.1.3.1 流动阻力产生的原因

在实际流体流动中, 流体在管内流动或绕经物体流动时, 都存在流动阻力, 其方向与流速相反。

(1) 管流的流动阻力

- ① 发生在整个流程上, 由于黏性 (内摩擦力) 所引起的沿程阻力。
- ② 流经局部管件时, 由于漩涡和速度分布的改变所引起的局部阻力。

(2) 绕流的流动阻力

- ① 由于黏性所引起的摩擦阻力。
- ② 由于流束变形及漩涡等产生的压力差所引起的压差阻力。
- ③ 由于流体作非稳定流动或物体在流体中作加速运动所引起的惯性阻力等。

1.1.3.2 管内流动阻力的计算

(1) 水头损失及其计算公式

1) 水头损失 不可压缩流体的管流, 通常不要求计算阻力, 而要求计算由于阻力所引起的流体机械能的损失, 称其为水头损失。不可压缩流体管流的水头损失分沿程水头损失 (由沿程阻力引起) 和局部水头损失 (由局部阻力引起)。

2) 计算公式 管流水头损失用单位重量流体的总水头损失 h_s 度量。若流体从过流截面 1 流到过流截面 2, 则

$$h_s = \left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} \right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} \right) \quad (1-25)$$

总水头损失 h_s 为各沿程水头损失 h_y 和局部水头损失 h_j 之和, 即

$$h_s = \sum h_y + \sum h_j \quad (1-26)$$

$$h_y = \lambda \frac{l}{d_s} \frac{v^2}{2g} \quad (1-27)$$

$$h_j = \xi \frac{v^2}{2g} \quad (1-28)$$

式中, λ 为沿程阻力系数 (详见本章 1.1.3.3 节); ξ 为局部阻力系数, 根据接头、阀门等形状而变化, 其值可查阅有关手册; v 为平均流速, 计算局部水头损失时, 除特别注明者外, 系用局部管件后的过流截面上的平均流速; l 为计算沿程损失 h_y 的那段管长; d_s 为上述管段的水力直径。

式(1-27) 也称为沿程损失的达西公式。

(2) 流动光滑管和粗糙管

1) 层流底层 管流是湍流时, 在紧靠管壁处存在一薄层流体仍保持层流 (图 1-6), 这层流体称为层流底层。

圆管中的层流底层厚度为

$$\delta_n \approx 30 \frac{d}{Re \sqrt{\lambda}} \quad (1-29)$$

式中, d 为圆管内径; Re 为以 d 为特征长度的雷诺数, $Re = \frac{vd}{\nu}$ 。

2) 流动光滑管 层流底层厚度 δ 大于壁面绝对粗糙度 Δ 的管子 [图 1-7(a)], 称为流

动光滑管。计算流动光滑管的水头损失，可不考虑管壁粗糙度的影响。

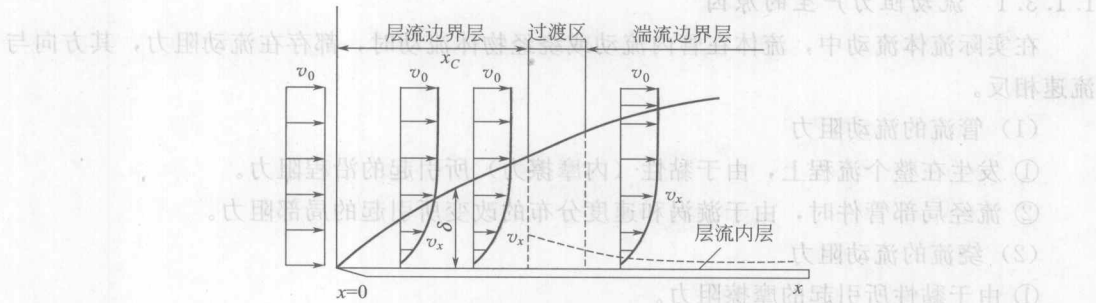


图 1-6 管壁附近的层流底层

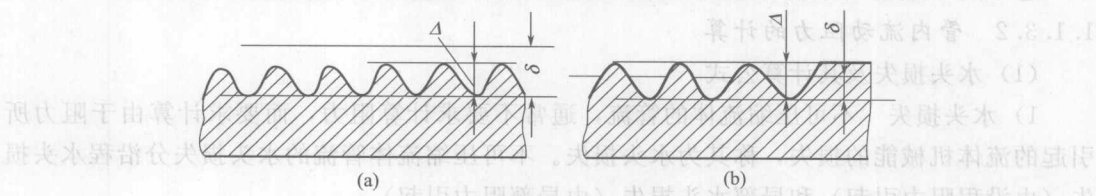


图 1-7 流动光滑管 (a) 与流动粗糙管 (b)

3) 流动粗糙管 层流底层厚度 δ 小于管壁绝对粗糙度 Δ 的管子 [图 1-7(b)], 称为流动粗糙管。计算流动粗糙管的水头损失, 必须考虑管壁粗糙度的影响。

层流底层厚度 δ 随雷诺数变化, 所以对同一管子, 在某一雷诺数时是流动光滑管, 而在另一雷诺数时可能转变为流动粗糙管。

1.1.3.3 沿程阻力系数

(1) 影响沿程阻力系数的因素

沿程阻力系数 λ 与雷诺数 Re 、管壁相对粗糙度 Δ/d_s 及过流截面形状有关。对于过流截面形状相同的管流:

1) 层流时 λ 只与 Re 有关, 见表 1-2。

表 1-2 圆断面管流沿程阻力系数 λ 的计算公式

流动状态			雷诺数 $Re = \frac{vd}{\nu}$	计算公式
层流			< 2300	$\lambda = \frac{64}{Re}$
湍流	流动光滑区		$\leq 27.0 \left(\frac{d}{\Delta} \right)^{8/7}$	$\lambda = \frac{0.3164}{Re^{0.25}}$
			$3 \times 10^3 < Re < 10^5$	$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg (Re \sqrt{\lambda}) - 0.8$
	流动粗糙区	过渡区	$27.0 \left(\frac{d}{\Delta} \right)^{8/7} < Re \leq \frac{191.2}{\sqrt{\lambda}} \frac{d}{\Delta}$	$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left(\frac{\Delta}{3.71d} + \frac{2.51}{Re \sqrt{\lambda}} \right)$
		阻力平方区	$> \frac{191.2}{\sqrt{\lambda}} \frac{d}{\Delta}$	$\lambda = \left(2 \lg \frac{d}{2\Delta} + 1.74 \right)^{-2}$

2) 湍流时

① 在流动光滑区 (流动光滑管的情况), λ 只与 Re 有关。通常, 当 $Re = \frac{vd_s}{\nu} \leq$

27.0 $\left(\frac{d_s}{\Delta}\right)^{8/7}$ 时, 按流动光滑管计算。

② 在阻力平方区 (自模拟区), λ 只与 $\frac{\Delta}{d_s}$ 有关。通常, 当 $Re = \frac{vd_s}{\nu} > \frac{191.2}{\sqrt{\lambda}} \frac{d_s}{\Delta}$ 时, 按阻力平方区计算。

③ 在过渡区, λ 与 Re 和 $\frac{\Delta}{d_s}$ 都有关。通常, 当 $27.0 \left(\frac{d_s}{\Delta}\right)^{8/7} < Re \left(= \frac{vd_s}{\nu}\right) \leq \frac{191.2}{\sqrt{\lambda}} \frac{d_s}{\Delta}$ 时, 按过渡区计算。

(2) 圆截面管流的沿程阻力系数
圆截面管流的沿程阻力系数 λ , 可按表 1-2 中的公式计算, 或由图 1-8 直接查得。不同材料的管壁绝对粗糙度可查表得到。

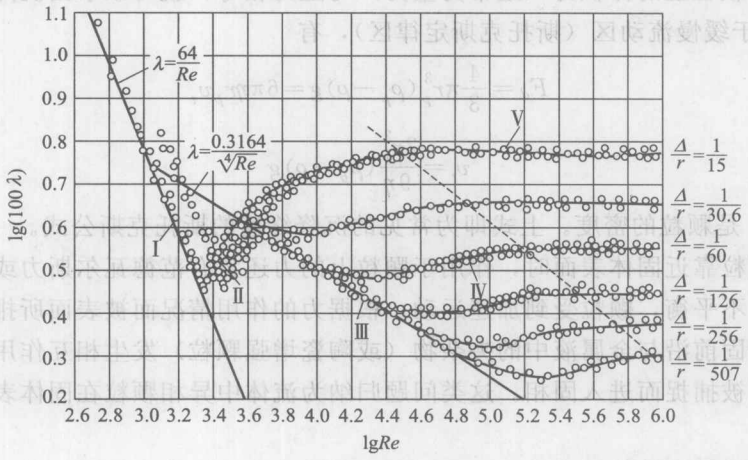


图 1-8 尼古拉茨阻力系数曲线

1.1.4 特殊流体流动

1.1.4.1 流体与颗粒的两相流

(1) 单个颗粒在流体中的运动

虽然在一定条件下, 可以通过求解纳维尔-斯托克斯方程来计算一个形状规则的固体颗粒周围的速度分布, 但在一般情况下, 更为方便的是借助于经验的阻力系数或摩擦系数来估算作用于运动颗粒上的力。

如图 1-9 所示, 当流体与浸没在其中的颗粒有相对运动时, 除有重力及浮力的作用外, 还有阻力作用于颗粒上, 此阻力 F_d 可表示为

$$F_d = C_d A_p \frac{1}{2} \rho v_t^2 \quad (1-30)$$

式中, C_d 为无因次阻力系数 (见 1.1.3.3 节); A_p 为颗粒在垂直于运动方向的平面投影面积; v_t 为流体对颗粒的相对速度。



图 1-9 流体中作用于颗粒的力