

流体力学

贾月梅 主编

贾月梅 赵秋霞 赵广慧 编



国防工业出版社

National Defense Industry Press

流体力学

贾月梅 主编

贾月梅 赵秋霞 赵广慧 编



国防工业出版社

·北京·

内 容 简 介

本书共有八章。包括:流体力学的基本概念,流体静力学,流体动力学基本方程组,流动阻力和能量损失,孔口、管嘴、管路,计算流体力学概要,相似性原理和量纲分析,气体动力学基础。各章均有一定数量的例题、思考题及习题。

本书为高等学校机械工程类及相近专业流体力学课程的教材,又可作为有关工厂和设计部门工程技术人员的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

流体力学/贾月梅主编. —北京:国防工业出版社,
2006.8
ISBN 7-118-04639-6

I. 流... II. 贾... III. 流体力学 IV. 035

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2006) 第 077599 号

※

国防工业出版社出版发行

(北京市海淀区紫竹院南路 23 号 邮政编码 100044)

国防工业出版社印刷厂印刷

新华书店经售

*

开本 787×1092 1/16 印张 21 字数 490 千字

2006 年 8 月第 1 版第 1 次印刷 印数 1—4000 册 定价 33.00 元

(本书如有印装错误,我社负责调换)

国防书店: (010) 68428422

发行邮购: (010) 68414474

发行传真: (010) 68411535

发行业务: (010) 68472764

前 言

本书是由太原理工大学力学学科教学指导委员会审核通过,经国防工业教材审定委员会评审,为高等学校机械工程类专业编写的、列入出版计划的流体力学教材。它是在积累多年教学经验、编写流体力学讲义的基础上,经过教学实践和吸收国内外有关教材的优点修改而成的。本书试图建立一个既符合学科系统性又符合教学和认识规律的体系,来阐述流体力学的基本概念、基本原理和基本方法。本书内容,注重适应科学技术发展的需要,注重加强理论基础和能力的培养,力求贯彻理论联系实际、知识与能力辩证统一的原则。

根据流体力学的发展趋势,三维流动的基本原理及其分析方法是基本的、重要的,且将长期起作用的。因此本书在介绍流体运动基本方程时,以三维流动的基本原理及其在特殊情况下的应用为线索,结合介绍一维流动的基本原理及其分析方法,同时介绍了计算流体力学基本理论基础及其应用。

全书尽可能系统介绍流体力学处理工程问题的基本方法和常用方法,如理论分析方法中的无限微元法和实验方法中的量纲分析与相似原理以及雷诺时均运算法则等及它们的应用。

本书在介绍基本概念时,力求严格、确切、形象、清晰;在介绍基本原理时,既着重物理观点的阐述,又对必要的数学处理给予扼要的推导过程,并指出适用的范围和条件;在介绍基本理论的应用时,提出关键、要点和带规律性的应用方法、步骤;例如总流伯努利方程的应用,关键在于对流动现象的分析、选择好过流断面和计算点、基准面以及能量损失的计算等。

为了巩固和加深对基本理论的理解、提高计算技能以及培养分析问题、解决问题的能力,各章均有一定数量的例题、习题和思考题。

本书内容共分八章,贾月梅副教授编写第二章(流体静力学)、第三章(流体动力学基本方程组)、第六章(部分内容);赵秋霞教授级高工编写第四章(流动阻力和能量损失)、第五章(孔口、管嘴、管路);赵广慧副教授编写第一章(流体力学的基本概念)、第六章(计算流体力学概要)、第七章(相似性原理和量纲分析)、第八章(气体动力学基础)。

全书由贾月梅副教授担任主编、主审和统稿,教学指导委员会审定。

在编写过程中,得到校内外有关同志和专家的热情鼓励和支持,吸收了他们许多宝贵的经验、意见和建议。在此一并致以衷心的感谢!

由于作者水平有限,时间仓促,书中难免出现不妥之处,恳切希望读者批评、指正。

编 者

2006 年 3 月

目 录

第一章 流体力学的基本概念	1
第一节 流体力学的任务及研究方法.....	1
第二节 连续介质假设.....	2
第三节 作用在流体上的力 应力场.....	2
第四节 流体的性质及按模型的分类.....	6
第五节 流体运动的数学描述方法	23
第六节 迹线和流线	30
第七节 速度分解定理	33
第八节 流体运动的分类	39
思考题与习题	42
第二章 流体静力学	51
第一节 流体静压强及其特性	51
第二节 流体平衡微分方程及等压面	55
第三节 重力场中流体静压强基本方程	59
第四节 平衡流体作用于壁面上的总压力	73
第五节 液体的相对平衡	89
思考题与习题	96
第三章 流体动力学基本方程组	103
第一节 流体动力学的有关基本概念.....	103
第二节 连续性方程.....	108
第三节 理想流体的运动微分方程.....	115
第四节 理想流体运动微分方程的伯努利积分.....	117
第五节 粘性流体的运动微分方程.....	124
第六节 粘性流体微元流束伯努利方程.....	126
第七节 粘性流体总流伯努利方程.....	129
第八节 动量方程式及其应用.....	142
思考题与习题.....	150
第四章 流动阻力和能量损失	158
第一节 流体的两种流动状态.....	158
第二节 粘性流体在圆管中的层流流动.....	164
第三节 粘性流体的紊流流动.....	172
第四节 管中沿程阻力的确定.....	178

第五节 管中局部阻力的确定	183
第六节 减少阻力的措施	193
思考题与习题	194
第五章 孔口、管嘴、管路	199
第一节 孔口出流	199
第二节 管嘴出流	205
第三节 管路水力计算	212
第四节 管中的水击现象	222
第五节 气穴与空蚀	225
思考题与习题	226
第六章 计算流体力学概要	231
第一节 有限差分法	231
第二节 有限元法	248
第三节 有限差分法与有限元法的比较、有限体积法	262
第四节 计算流体力学的常用软件	264
思考题与习题	268
第七章 相似性原理和量纲分析	270
第一节 力学相似性原理	270
第二节 相似准数	272
第三节 模型律	276
第四节 量纲分析法	279
思考题与习题	283
第八章 气体动力学基础	287
第一节 热力学基本知识	287
第二节 声速 马赫数	291
第三节 气体定常一维等熵流动	295
第四节 膨胀波 激波	308
第五节 拉伐尔喷管流动的分析	317
第六节 等截面管内有摩擦的流动	318
思考题与习题	321
附录1 空气动力学函数表($k=1.4$)	325
附录2 超声速气流等熵变化数值表($k=1.4$)	328
附录3 正激波参数表($k=1.4$)	329
参考文献	330

第一章 流体力学的基本概念

第一节 流体力学的任务及研究方法

力学是研究物体机械运动的科学,是研究眼睛能看得见的宏观运动,而不涉及微观分子、原子的运动。流体力学是力学的一个分支,它是把流体作为研究对象,所说的流体包括液体和气体,主要研究流体和流体、流体和固体之间的作用和反作用的科学。

流体力学的研究方法有理论、计算和实验三种,根据研究方法的不同,流体力学又可以分为理论流体力学、实验流体力学和计算流体力学。理论流体力学的研究一般是通过科学的近似建立理论模型,然后利用数学方法求出理论结果,从而清晰普遍地揭示出物质运动的内在规律。计算流体力学是近年来发展起来的一种方法,随着计算机和计算技术的不断发展,数值计算方法在流体力学研究中的地位不断上升。计算流体力学就是利用计算机,通过有限差分、有限元等数值计算方法对流体的运动进行直接数值模拟,它可以解决理论研究无法解决的复杂流动问题,与实验相比,所需的费用和时间都比较少,而且能达到足够的精度。实验流体力学的研究主要是在风洞、水槽等实验设备中进行模型实验或实物实验,它的特点是能在与所研究的问题完全相同或大体相同的条件下进行观测,所以实验得出的结论一般是可靠的。

这三种方法是各有利弊、互相促进的。实验用来检验理论结果和计算结果的正确性与可靠性,并提供建立运动规律及理论模型的依据。这样的作用不管理论发展得多么完善都是不可替代的。而理论能指导实验和计算,使它进行得富于成效。计算可以弥补理论和实验的不足,对一系列复杂流动进行既快又省的研究工作。理论、计算和实验这样不断地相互作用是流体力学方法的威力所在,也是流体力学得到飞速发展的原因之一。

本书讲述了流体力学的基本理论及流体力学在工程中的应用,应用部分侧重于流体力学在机械工程中的应用,其间配合一定学时的实验以加深对基本理论的认识。本书加入了计算流体力学的知识,使读者对整个流体力学的研究方法有一个全面的认识,为今后解决有关问题开辟一条新思路。

在机械工程中涉及流体力学知识的技术问题很多。例如:水轮机、燃气轮机、蒸汽轮机、喷气发动机、液体燃料火箭等都是以流体的能量作为原动力的动力机械;机床、汽车、拖拉机、坦克、飞机、船舶、工程机械、矿产机械等广泛采用的液压传动、液力传动、气动传动都是以流体作为工作介质的传动机械;水压机、油压机、水泵、油泵、风扇、通风机、压气机等都是以流体为对象的工作机械。这些机械的工作原理、性能、使用和试验都是以流体力学作为理论基础的。另外,机械工程中还有许多与流体力学有关的问题,例如测试计量中的测压计;铸造中的离心浇注、气力清沙、水力震捣;锻造中的锻压设备;焊接中的喷枪气流、金属流动;机床中的冷却通风、润滑密封、减震加载、静压支承、动压支承、射流元件、

气动夹具;燃烧室中的燃料雾化、吹氧、燃烧、反应;发动机中的燃料供给系统、冷却系统、润滑系统、增压系统;车间中的供气供油、旋风除尘、机械手、自动线等均或多或少与流体力学知识有关。

第二节 连续介质假设

设想流体是由一个挨一个,连续充满空间的具有确定质量的流体微团(或流体质点)组成。微团之间无孔洞,在运动过程中相邻微团之间不能超越也不能落后,微团形变过程中相邻微团永远连接在一起,这就是连续介质假设。

实际上微团内包含着亿万个分子,相对于微观上的分子自由程,微团尺寸充分大,微团的性质是亿万分子的统计平均性质,也叫宏观性质。微团的运动是分子集合的总体运动,也叫宏观运动。但是微团相对于宏观上的特征尺寸而言也要充分小,所以微团大小的概念是一个相对概念。

研究流体和固体的宏观性质都可能利用这个连续介质模型的假设。

有了连续介质概念之后,最主要的是建立了对流体运动做理论分析的“模型”。可不必去研究无数分子的微观瞬时性态,而只要研究描述流体整体宏观性质的一些物理量,如密度 ρ 、压强 p 、剪应力 τ 、速度 u 等的变化就可以了。这样,物理学、理论力学中关于质点运动的最基本概念和基本定理都可以应用到微团上,而不涉及分子运动论的基本定律。

有了连续介质的模型,才有可能做如下的一个设想:本来在空间点上是无任何物理特征的,当运动流体占有某一空间点之后,就把占有该点的微团所具有的物理性质定义为该空间点在该瞬时所具有的性质。下一时刻,由于连续性,必然又有另外一个微团占有空间点,又把这另外一个微团所具有的性质定义为该空间点在此时刻所具有的性质。显然这样定义之后,任何时刻、在任何空间上都有确定的物理量。也就是说物理量随着时间和空间点的变化而变化,而且是连续的。这将有可能在流体力学上应用数学分析中的连续函数概念以及“场论”方法。

第三节 作用在流体上的力 应力场

分析流体的运动,首先要弄清流体上所受到的作用力。根据力作用方式的不同,可将力分为质量力和表面力。

一、质量力

流体受到的和质量成正比的力称为质量力,这种力作用在流体的每一个微团上,如重力、惯性力、电磁力等均为质量力。

从实际流体中任意取出一块体积为 V ,表面积为 A 的分离体,在分离体内的 C 点取一微元体积 ΔV ,设作用于 ΔV 上的质量力为 ΔF 。力是矢量,又可以沿 x 、 y 、 z 三个坐标轴方向分解为 ΔF_x 、 ΔF_y 、 ΔF_z 。质量力 ΔF 与该微元体积的质量 Δm 的比值称为单位质量力。该 f_x 、 f_y 、 f_z 为单位质量力在 x 、 y 、 z 方向的分力,则有

$$\begin{cases} f_x = \Delta F_x / \Delta m \\ f_y = \Delta F_y / \Delta m \\ f_z = \Delta F_z / \Delta m \end{cases} \quad (1-1)$$

而力除以质量是加速度的量纲,因此单位质量力及其轴向分力均具有加速度的量纲。质量力通常就是以单位质量力的轴向分力作为其表示形式的。

例如当流体所受到的质量力只有重力时,则重力在 x, y, z 方向上的分力为

$$\begin{cases} G_x = 0 \\ G_y = 0 \\ G_z = -\rho g \Delta V \end{cases} \quad (1-2)$$

负号表示重力方向铅直向下,与 z 轴正向相反。则单位质量重力的轴向分力为

$$\begin{cases} f_x = 0 \\ f_y = 0 \\ f_z = -g \end{cases} \quad (1-3)$$

当应用达朗伯原理去研究流体的加速运动时,虚加在流体质点上的惯性力也属于质量力。这种力在直线加速运动中只有沿直线的惯性力;在一般的曲线运动中则有切向惯性力和离心惯性力;在相对运动中,当牵连运动为转动时还可能有哥氏惯性力。如图1-1所示,若微元体的平均绝对加速度为 a 时,则虚加在微元体上的惯性力可以表示为 $-\rho \Delta V a$,则单位质量力为 $-a$,将其沿着三个坐标轴进行分解就可以得到单位质量力的轴向分力。

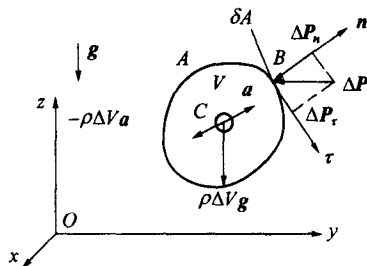


图 1-1 作用在流体上的质量力和表面力

二、表面力

表面力就是作用于流体外表面上的力,与作用的表面积大小成正比,而与流体的质量或体积无关。如图1-1所示,从流体中取出体积为 V 的隔离体,由于流体是连续介质,从流体中任意取出的隔离体是被四周的流体所包围的,这些流体与隔离体的外表面相互接触、相互作用,产生诸如摩擦力、压力等,这些就是表面力。对于整个流体来说,内部微团间相互作用的表面力大小相等、方向相反,属于作用力与反作用力,相互抵消掉了,从整体上显示不出来,但如果把体积为 V 的流体从整个流体中隔离出来时,表面力就由内力变成了外力。

表面力的表达形式是单位面积上的表面力,又称为应力。如图1-1所示,在分离体表面的 B 点取一微元面积 ΔA ,作用在它上面的表面力为 ΔP 。一般情况下 ΔP 可以分解为沿法线方向 n 的法向力 ΔP_n 和沿切线方向 τ 的切向力 ΔP_τ 。单位面积上的切向力称为切向应力,单位面积上的法向力称为法向应力,这样作用于 ΔA 面积上的平均法向应力

和平均切向应力为

$$\begin{cases} \bar{p} = \frac{\Delta P_n}{\Delta A} \\ \bar{\tau} = \frac{\Delta P_\tau}{\Delta A} \end{cases} \quad (1-4)$$

如果微小面积 ΔA 无限缩小至中心点 B , 则

$$\begin{cases} p = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta P_n}{\Delta A} \\ \tau = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta P_\tau}{\Delta A} \end{cases} \quad (1-5)$$

式中 p —— B 点的法向应力;

τ —— B 点的切向应力。

流体内部不能承受拉力, 所以表面上的法向力只能是沿作用面的内法线方向, 又称为压应力, 即通常所说的压强。

三、应力场

以下再对流体中任一点的表面力做进一步的分析。

考察连续介质中某一瞬时, 位于 M 点的沿给定方向的应力。将流体沿过 M 点的平面分成 A 、 B 两个部分, 如图 1-2 所示。在该平面中过 M 点取一个微元面积 ΔA , 则 B 部分作用于 A 部分的 ΔA 上的表面力为 ΔP , A 部分作用于 B 部分的 ΔA 上的表面力为 $\Delta P'$ 。显然, 由于过一点分割流体的作用面有无穷多个, 那么, 随作用面的取向不同, 表面应力也有无穷多个, 即过一点 M 的法向应力和切向应力均为作用面法向单位向量 n 的函数, 这是表面应力向量的一个很重要的特性。

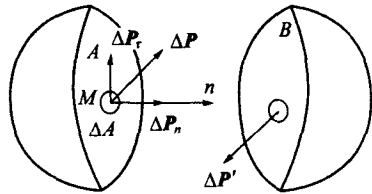


图 1-2 一点处的应力

但是一点的无穷多个应力不是互相无关的。可

以证明: 一点任意方向的应力 p_n (即作用于外法线方向为 n 的作用面上的总应力) 能用三个互相正交的方向 (如 x 、 y 、 z) 的表面应力 p_x 、 p_y 、 p_z 来表达。

证明: 在 M 点取一个如图 1-3(a) 所示的微元四面体 $MABC$, 且放置直角坐标系 ($Oxyz$)。坐标面有正负之分, 规定坐标面的法向指向坐标轴正向的面为正面, 指向负向的为负面。如图 1-3(b) 所示的 MBC 面的向外一面为负面, 向内一面为正面。

设作用在四面体三个相互垂直的坐标面上正面上的应力分别为 p_x 、 p_y 、 p_z ; 负面上的应力分别为 p_{-x} 、 p_{-y} 、 p_{-z} ; 作用在外法线为 n 的面 ABC 的正面上的应力为 p_n 。

根据牛顿第三定律得

$$p_{-x} = -p_x \quad p_{-y} = -p_y \quad p_{-z} = -p_z \quad (1-6)$$

图 1-3(b) 给出了 p_x 和 p_{-x} 的关系。另外再设 $dA_x = S_{\Delta MBC}$, $dA_y = S_{\Delta MAC}$, $dA_z = S_{\Delta MAB}$, $dA_n = S_{\Delta ABC}$ 分别为四面体的四个微元面积, 根据投影关系得

$$\begin{cases} dA_x = dA_n \cdot \cos(\mathbf{n}, x) = n_x dA_n \\ dA_y = dA_n \cdot \cos(\mathbf{n}, y) = n_y dA_n \\ dA_z = dA_n \cdot \cos(\mathbf{n}, z) = n_z dA_n \end{cases} \quad (1-7)$$

则最终得到作用在四面体四个微元面积上的总外表面力分别为

$$-p_x dA_x, \quad -p_y dA_y, \quad -p_z dA_z, \quad -p_n dA_n \quad (1-8)$$

如图 1-3(a) 所示。

作用在四面体上的外力还有质量力 $f dm$ (质量力里包括惯性力 $-a dm$), 这里 dm 是四面体的流体质量; f 为单位质量力。

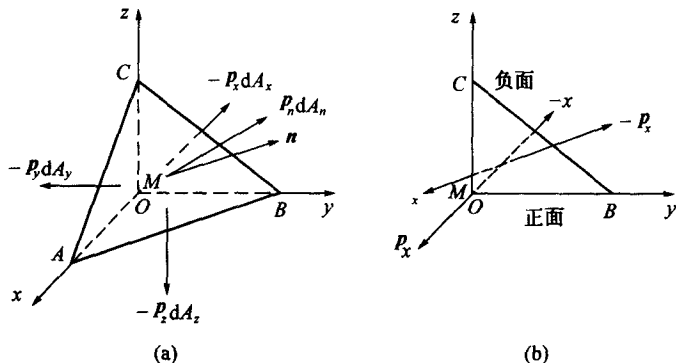


图 1-3 一点处的应力关系

对于四面体的运动, 当它在合外力及惯性力作用下处于平衡状态时有

$$f dm + p_n dA_n - p_x dA_x - p_y dA_y - p_z dA_z = 0 \quad (1-9)$$

其中

$$dm = \frac{1}{3} dA_n \cdot h \cdot \rho \quad (1-10)$$

h 为四面体相对于 ABC 面的高。

显然当 $MABC$ 趋向于 M 时, 四面体 $h \rightarrow 0$, 则式(1-9)化为

$$p_n = n_x p_x + n_y p_y + n_z p_z \quad (1-11)$$

写成投影形式为

$$\begin{cases} p_{nx} = n_x p_{xx} + n_y p_{yx} + n_z p_{zx} \\ p_{ny} = n_x p_{xy} + n_y p_{yy} + n_z p_{zy} \\ p_{nz} = n_x p_{xz} + n_y p_{yz} + n_z p_{zz} \end{cases} \quad (1-12)$$

式中 应力符号的第一个下标——应力所在平面的法线方向;

第二个下标——应力的方向。

此式表明了一点任意方向的应力, 可用三个互相垂直的坐标面上的表面应力来表述。将式(1-12)中三个坐标面上的表面应力投影写成矩阵形式, 则为

$$\begin{pmatrix} p_{xx} & p_{xy} & p_{xz} \\ p_{yx} & p_{yy} & p_{yz} \\ p_{zx} & p_{zy} & p_{zz} \end{pmatrix} \quad (1-13)$$

这九个量决定了一个点的任意方向应力。也就是说,它决定了一个点的应力状态。称这九个量所存在的流场为应力场。

很明显,应力场已不像密度场那样用一个标量,或像速度场、加速度场那样用三个标量(即一个向量)来描述。它必须用式(1-13)所示的九个标量来描述。根据法向应力和切向应力的定义可知,式(1-13)中的 p_{xx} 、 p_{yy} 、 p_{zz} 是法向应力,而 p_{xy} 、 p_{yx} 、 p_{xz} 、 p_{zx} 、 p_{yz} 、 p_{zy} 是切向应力。习惯上也用 τ 表示切向应力,则式(1-13)可表示为

$$\begin{pmatrix} p_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & p_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & p_{zz} \end{pmatrix} \quad (1-14)$$

四、静止和理想流体中的应力场

根据静止流体不显示粘性和理想流体忽略粘性的两种模型,剪应力在这两种流体中均为零。所以这两种流体的应力场中应力矩阵的形式特别简单,为

$$\begin{pmatrix} p_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & p_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & p_{zz} \end{pmatrix} \quad (1-15)$$

再根据静止和理想流体的特性可知,这三个法向应力必互相相等,写为

$$p_{xx} = p_{yy} = p_{zz} = -p \quad (1-16)$$

等式最右边的负号是因为流体不能受拉,只能受压, p 总指向与法向 n 反号的方向。这样静止和理想流体应力场仅用一个标量函数 p 来描述。这就是流体静力学中所谓的压强。

第四节 流体的性质及按模型的分类

一、易流动性

任何微小的剪力都可以使流体连续变形的性质称为流体的易流动性。

比如用口吹水面,则水面就有小的波动;一滴水滴在玻璃板上,由于自重作用也要向四面散开;又如人在有油的地板上走动,一不小心就会滑倒,这也是因为产生了剪切力使油很快运动,而人的速度跟不上就要向后摔倒的原因。

由于易流动性,所以流体无一定形状,它只能采取所在容器的形状。而固体就不是这样,它对其形状的改变显示很大的抵抗力。外力(包括剪力)使固体受到一定程度变形后,只要作用力不变,变形也就不变,所以固体有一定形状。

由易流动性可推出如下结论:

静止流体不能抵抗剪力。这是静止流体不显示粘性的根据。

但另一方面,流体只要有微团之间的相对运动就多少能抵抗一定的剪切力,或者说流体本身有一定抗拒变形的能力,只不过这种能力很小,所以一级近似可以忽略这种抵抗剪切力,这个结论是理想流体模型的根据。

与固体比较,流体微团易流动性的量度就不能再用微团的位移量及形变量本身,而必须用速度和形变速度作为微团易流动性的量度。

二、惯性

惯性是物体维持原有运动状态的能力的性质,表征某一流体的惯性大小可用该流体的密度。下面先来讨论运动流体在空间区域内质量连续分布的问题。

考虑流场中瞬时 t 包围着空间点 M 的微元体积 ΔV (微元体积是指流体的一个无限小体积,它和微团的概念不同,它是一个极限过程的描述,在微元体积取极限趋于零的每一过程,总包含着无穷多个微团)中的质量 Δm ,如图1-4(a)所示,把比值 $\Delta m/\Delta V$ 称为 ΔV 内流体质量的平均密度。首先假设 ΔV 比较大,以后围绕点 M 使其缩小(假设在 ΔV 的缩小过程中,空间点 M 永远在 ΔV 内)。于是 $\Delta m/\Delta V$ 对 ΔV 的曲线如图1-4(b)所示。起初平均密度趋于渐近值,因为该体积内,所包围的流体在性质上越来越均匀。但是当 ΔV 变得很小,以致只包含着少数几个分子时,因为分子在瞬时进入或逸出该体积,故平均密度显著地随时间而振荡,因而 $\Delta m/\Delta V$ 就不能有确定的数值。于是可以设想一个还能够把其中的介质看作连续介质的最小体积 $\Delta V'$ (相当于微团的大小),并把一点处质量的密度定义为

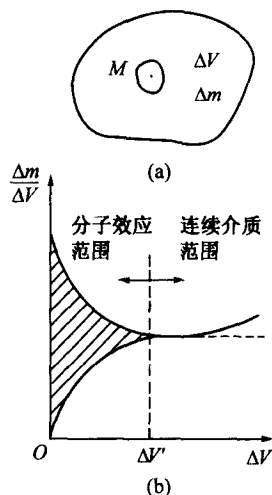


图1-4 一点处密度的定义

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow \Delta V'} \frac{\Delta m}{\Delta V} \quad (1-17)$$

上式反映了连续介质假设的实质。密度是个标量,它是度量流体质量在空间连续分布的疏密性质的尺度。

在连续介质的意义下,数学上通常将密度记为

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} \quad (1-18)$$

因为 $\Delta V'$ 相当于连续介质设想的零体积。

对于各点密度都相同的均质流体,密度定义为单位体积流体的质量,即

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (1-19)$$

式中 ρ ——流体的密度(kg/m^3);

m ——流体的质量(kg);

V ——该质量流体的体积(m^3)。

三、重力特性

流体受地球引力作用的特性,称重力特性,常用重度(容重)来表示。对于均质流体,作用于单位体积流体的重力称为重度。以 γ 表示,即

$$\gamma = \frac{G}{V} \quad (1-20)$$

式中 γ ——流体的重度(N/m^3)；

G ——体积为 V 的流体所受的重力(N)；

V ——重力为 G 的流体体积(m^3)。

和一点的密度相同,对于非均质流体,任一点的重度为

$$\gamma = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta G}{\Delta V} \quad (1-21)$$

式中 γ ——某点流体的重度；

ΔG ——微小体积 ΔV 的流体重力；

ΔV ——包含该点在内的流体体积。

重力是质量和重力加速度的乘积,即

$$G = mg \quad (1-22)$$

两端同除以体积 V ,则得重度和密度的重要关系为

$$\gamma = \rho g \quad (1-23)$$

表 1-1 列出了标准大气压下几种常见液体的密度及重度;表 1-8 列出了标准大气压下几种常见气体的密度和重度。

四、粘性 理想流体模型

1. 粘性及牛顿内摩擦定律

流体具有抵抗其微团之间相对运动(剪切变形)的性质称为粘性。把抵抗流体微团相对运动的这种阻力称为粘性力,单位面积上的粘性力主要表现为剪应力,即前面所说的切向应力。

表 1-1 标准大气压下常见液体的物理性质

液体	温度 t / $^{\circ}\text{C}$	密度 ρ / (kg/m^3)	重度 γ / (kN/m^3)	压缩系数 $\alpha_p/(1/0.1\text{MPa})$	体积弹性模量 $E/(0.1\text{MPa})$	动力粘度 $\mu/(\text{Pa} \cdot \text{s})$	运动粘度 $\nu/(\text{m}^2/\text{s})$
蒸馏水	4	1000	9.81	0.485×10^{-4}	20600	1.52×10^{-3}	1.52×10^{-6}
苯	20	895	8.78	0.97×10^{-4}	10300	0.65×10^{-3}	0.73×10^{-6}
四氯化碳	20	1588	15.58	0.91×10^{-4}	11000	0.97×10^{-3}	0.61×10^{-6}
原油	20	856	8.397			7.2×10^{-3}	8.4×10^{-6}
汽油	20	678	6.65			0.29×10^{-3}	0.43×10^{-6}
甘油	20	1258	12.34	0.23×10^{-4}	43500	1490×10^{-3}	1184×10^{-6}

(续)

液体	温度 t /°C	密度 ρ /(kg/m ³)	重度 γ /(kN/m ³)	压缩系数 $\alpha_p/(1/0.1\text{MPa})$	体积弹性模量 $E/(0.1\text{MPa})$	动力粘度 $\mu/(\text{Pa} \cdot \text{s})$	运动粘度 $\nu/(\text{m}^2/\text{s})$
煤油	20	808	7.926			1.92×10^{-3}	2.4×10^{-6}
水银	20	13590	133.3	0.038×10^{-4}	262000	1.63×10^{-3}	0.12×10^{-6}
润滑油	20	918	9.005			440×10^{-3}	479×10^{-6}
水	20	998	9.79	0.46×10^{-4}	21800	1.00×10^{-3}	1.00×10^{-6}
海水	20	1025	10.055	0.43×10^{-4}	23360	1.03×10^{-3}	1.05×10^{-6}
酒精	20	789	7.74	1.1×10^{-4}	8958	1.19×10^{-3}	1.5×10^{-6}
辛烷 C ₈ H ₁₈	20	702	6.887	1.15×10^{-4}	8666	0.547×10^{-3}	0.78×10^{-6}
松节油	20	862	9.45	0.88×10^{-4}	11370	1.49×10^{-3}	1.73×10^{-6}
蓖麻油	20	960	9.417	0.53×10^{-4}	18760	0.961×10^{-3}	1.00×10^{-6}
亚麻仁油	20	942	9.241	0.57×10^{-4}	17620	0.455×10^{-3}	0.48×10^{-6}
液氢	-257	72	0.706			0.021×10^{-3}	0.29×10^{-6}
液氧	-195	1206	11.83			82×10^{-3}	68×10^{-6}

由图 1-5 的简单实验可说明流体在运动时相邻微团之间切向力的存在。平板在力 F 作用下以速度 U 作匀速运动,板运动之前流体处于静止状态,运动后流体被拖动,紧挨板的流体和板以速度 U 运动,从板向下,一层比一层的流体速度小,直到固定不动的壁面上速度变为零。同一断面不同层的流体速度分布如图 1-5 所示。

这个实验说明,流体从上往下各层之间互有牵连,速度快的层带动慢的层,慢层又阻滞快层,就好像固体平面之间的摩擦过程一样,各层的流体微团之间发生了抵抗微团做相对运动的切向摩擦作用,这种摩擦作用是反映流体物理性质——粘性的结果,切向作用力即是粘性力。

牛顿对图 1-5 所示的液流流动进行实验研究,发现拖动上板的外力 F 与上板运动速度 U 及摩擦面积 A 成正比,与两板之间的微小距离 δ 成反比。但是同固体摩擦的定律不同的是,外力 F 的大小(也就是流体对上板摩擦力的大小,也以 F 表示)却与上板所受的正压力没有关系,根据实验可得流体对上板的摩擦力为

$$F = \mu \frac{U}{\delta} A \quad (1-24)$$

式中的比例常数 μ 与充入两板之间的流体种类及其温度和压强状况有关。

克服摩擦维持上板以匀速 U 运动所需要的摩擦功率为

$$N = FU = \mu \frac{U^2}{\delta} A \quad (1-25)$$

流体中的剪应力为

$$\tau = \frac{F}{A} = \mu \frac{U}{\delta} \quad (1-26)$$

式中 U/δ ——沿速度的垂直方向每单位长度上的速度变化量,称为速度梯度。

因此式(1-26)表明流体中的剪应力与速度梯度成正比。当两板间的速度分布 $u = u(y)$ 为直线规律时,液流横断面上的各点的速度梯度是一个常数,因而液流横断面上各点的剪应力也是一个常数,沿液流断面的剪应力分布如图 1-5 所示。图中剪应力的方向是按低速液层对高速液层的作用表示的,如果讨论高速液层对低速液层的剪应力,则其箭头方向应该相反。一般来讲,液流断面上速度分布 $u = u(y)$ 不是直线规律,如图 1-6 所示。此时液流断面上一点处的速度梯度为

$$\lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{\Delta u}{\Delta y} = \frac{du}{dy}$$

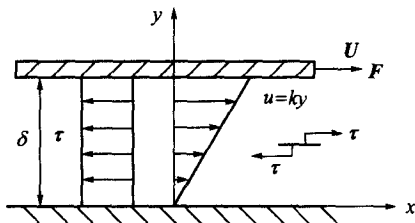


图 1-5 流体的粘性

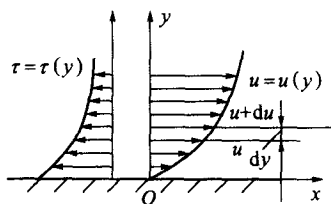


图 1-6 液流断面上速度非线性分布时的剪应力

它是 y 坐标的函数,因而液流中的剪应力也是 y 坐标的函数,其大小为

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-27)$$

方向按阻碍其相对运动来确定。此式即通常所说的牛顿内摩擦定律。其物理意义仍是剪应力与速度梯度成正比,只不过它应用得更普遍,而式(1-26)只是它的一个特例。

牛顿内摩擦定律适用于空气、水、石油等绝大多数机械工业中常用的流体,凡是符合剪应力与速度梯度成正比,如图 1-7(a) 所示,可以用一条通过原点而非坐标轴的直线所表示的流体叫做牛顿流体。

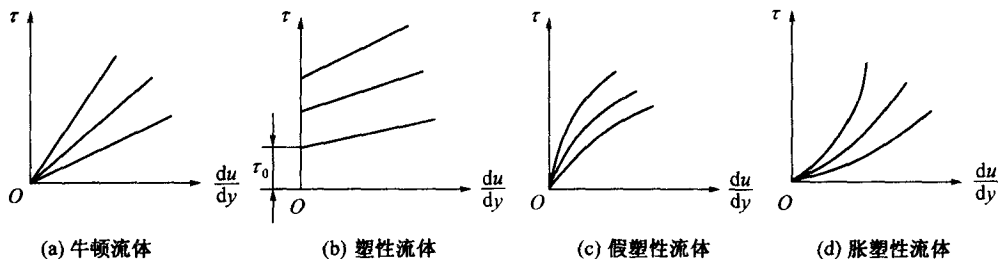


图 1-7 牛顿流体与非牛顿流体

不适合牛顿内摩擦定律的流体叫做非牛顿流体,它们有三种不同类型。

第一种是塑性流体,如凝胶、牙膏等,它们有一个保持不产生剪切变形的初始应力 τ_0 。如图 1-7(b) 所示,只有克服这个初始应力后,其剪应力才与速度梯度成正比,即

$$\tau = \tau_0 + \mu \frac{du}{dy} \quad (1-28)$$

第二种是假塑性流体,如泥浆、纸浆、高分子溶液等。如图 1-7(c)所示,当 $\frac{du}{dy}$ 较小时, τ 随 $\frac{du}{dy}$ 的增长率较大,近似于塑性流体有初始应力的情况,但当 $\frac{du}{dy}$ 较大时, τ 随 $\frac{du}{dy}$ 的增长率又逐渐降低。它们的关系式是

$$\tau = \mu \left(\frac{du}{dy} \right)^n \quad (n < 1) \quad (1-29)$$

第三种是胀塑性流体,如乳化胶、油漆、油墨等。如图 1-7(d)所示,当 $\frac{du}{dy}$ 较小时, τ 随 $\frac{du}{dy}$ 的增长率较小,当 $\frac{du}{dy}$ 较大时, τ 随 $\frac{du}{dy}$ 的增长率逐渐增大,它们的关系是

$$\tau = \mu \left(\frac{du}{dy} \right)^n \quad (n > 1) \quad (1-30)$$

非牛顿流体多数用在化工、轻工、食品等工业方面,而机械工程中遇到的流体绝大多数是牛顿流体,故本书仅讨论牛顿流体。

2. 流体的粘度系数

对于牛顿流体, τ 与 $\frac{du}{dy}$ 成比例,但比例常数 μ 则与流体种类有关。从牛顿内摩擦定律可知: μ 代表单位速度梯度下的剪应力,不同常数 μ 代表在单位速度梯度这样一个统一标准之下有不同大小的剪应力,所以它反映了粘性的动力性质,反映在图 1-7(a)上就是不同流体其直线的斜率不同。因而称比例常数

$$\mu = \frac{\tau}{du/dy} \quad (1-31)$$

为流体的动力粘度系数,单位是 $N \cdot s/m^2$ 。

在后面许多工程流体力学的理论公式中常常出现 μ 与流体密度的比,为简化起见,用 ν 表示,即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1-32)$$

为流体的运动粘度系数,单位为 m^2/s 。

这两个名词的来源是由于它们的量纲不同,前者有动力学量纲,而后者只有运动学量纲。根据定义, μ 的量纲是

$$[\mu] = \frac{[\tau]}{\left[\frac{du}{dy} \right]} = \frac{\frac{F}{L^2}}{\frac{L}{TL}} = \frac{FT}{L^2} = \frac{ML}{T^2} \cdot \frac{T}{L^2} = \frac{M}{TL} \quad (1-33)$$

而 ν 的量纲为

$$[\nu] = \frac{[\mu]}{[\rho]} = \frac{\frac{M}{TL}}{\frac{M}{L^3}} = \frac{L^2}{T} \quad (1-34)$$