流体力学（上册）

Fluid Mechanics

高志球 王宝瑞 编著

科学出版社

流 体 力 学

（上册）

高志球　$\boxed{\text{王宝瑞}}$　编著

本书由中国科学院大气物理研究所大气边界层物理和大气化学国家重点实验室，江苏高校品牌专业建设工程项目(PPZY2015A016)，2015年江苏省高等教育教改研究立项课题(2015JSJG032)联合资助出版

科 学 出 版 社

北 京

内 容 简 介

本书主要论述流体力学的基础概念和基本规律。全书分上、下册，上册主要讨论流体的基本性质、流体运动学、流体动力学和理想流体的简单运动。下册重点介绍涡旋运动、不可压缩流体的黏性运动及流体的波动。并在附录中介绍了场论、哈密顿算符和曲线坐标系等知识。

本书可作为大气科学、海洋科学等相关专业的本科生教材，也可作为相关专业的研究生和科研人员的基础理论参考书。

图书在版编目(CIP)数据

流体力学.(上册)/高志球，王宝瑞编著.—北京：科学出版社, 2017.12
ISBN 978-7-03-056211-1

Ⅰ.①流… Ⅱ.①高… ②王… Ⅲ.①流体力学-高等学校-教材
Ⅳ.①O35

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2017) 第 325097 号

责任编辑：胡 凯 王腾飞／责任校对：彭 涛
责任印制：张克忠／封面设计：许 瑞

科学出版社 出版
北京东黄城根北街 16 号
邮政编码：100717
http://www.sciencep.com

保定市中画美凯印刷有限公司 印刷
科学出版社发行 各地新华书店经销
*
2017 年 12 月第 一 版 开本：787×1092 1/16
2017 年 12 月第一次印刷 印张：22 1/4
字数：528 000

定价：79.00 元

(如有印装质量问题，我社负责调换)

前　言

流体力学是力学的一个分支，它以流体为研究对象，是研究流体宏观运动规律以及流体与相邻固体之间相互作用规律的一门学科。

流体力学的研究方法有理论、数值和实验三种。理论研究方法是通过对流体性质及流动特性的科学抽象，提出合理的理论模型，并应用已有的普遍规律，建立控制流体运动的闭合方程组，将原来的具体流动问题转化为数学问题，并在一定的初始条件和边界条件下求解。理论研究方法首先由欧拉 (Euler) 创立，并逐步完善，发展成理论流体力学，成为流体力学的主要组成部分。但由于数学上存在的局限性，许多实际流动问题难以精确求解。而随着高速计算机的出现，人们逐渐开辟了用数值方法研究流体运动的新方向。数值方法就是把流场划分为许多微小的网格或小区域，在各网格点或各小区域中求支配流动方程式的近似解，通过反复计算提高近似精度，进而得到最终解。这一领域已取得了许多重要进展，并逐渐形成一门专门学科 —— 计算流体力学，这是研究流体力学的一种重要手段。实验研究方法在流体力学中占据重要地位，通过对具体流动的观察与测量来归纳流动规律。理论分析结果需要经过实验来验证，而实验又需用理论来指导，流体力学的实验研究主要是模拟实验。上述三种方法必须互相结合，才能更有效地解决流体力学问题。

流体力学与人类生活、工农业生产密切相关，广泛涉及工程技术和科学研究的各个领域，特别是它与大气科学密切相关，已渗透到大气科学的各个领域，成为大气科学的重要理论基础之一。实际上研究大气和海洋运动规律的动力气象学、动力气候学和动力海洋学，都是流体力学领域中的不同分支。

本书是在王宝瑞教授编写的《流体力学》(气象出版社，1988 年) 的基础上增加了 300 余道题解而形成。本书由中国科学院大气物理研究所大气边界层物理和大气化学国家重点实验室和南京信息工程大学联合资助出版。为了保证书稿质量，多位流体力学的专家学者和研究生参加了书稿编写的研讨会，以确保书稿的正确性和完整性，对此，我表示衷心感谢。特别感谢李煜斌教授、惠伟先生和博士研究生童兵卓有成效的帮助。感谢科学出版社王腾飞编辑的支持。

书中难免有疏漏之处，恳请读者批评指正。

高志球
2017 年 4 月

目　　录

前言
第 1 章　流体的基本性质 ········ 1
1.1　连续介质假设 ········ 1
1.2　基本量纲与单位 ········ 3
1.2.1　物理量及单位制 ········ 3
1.2.2　量纲 ········ 3
1.2.3　有量纲量和无量纲量 ········ 4
1.2.4　国际单位制 ········ 4
1.3　流体的基本性质 ········ 6
1.3.1　流动性 ········ 6
1.3.2　压缩性 ········ 7
1.3.3　黏性 ········ 8
1.3.4　导热性 ········ 10
习题 ········ 11
第 2 章　流体运动学 ········ 13
2.1　描述流体运动的两种方法 ········ 13
2.1.1　拉格朗日方法 ········ 13
2.1.2　欧拉方法 ········ 14
2.1.3　由欧拉方法向拉格朗日方法转变 ········ 16
2.1.4　由拉格朗日方法向欧拉方法转变 ········ 16
2.2　轨线与流线 ········ 20
2.2.1　轨线 ········ 20
2.2.2　流线 ········ 21
2.2.3　流管 ········ 21
2.3　柯西–亥姆霍兹速度分解定理 ········ 23
2.4　流体微团的变形运动 ········ 26
2.4.1　变形率张量 ········ 26
2.4.2　变形线速度 ········ 29
2.4.3　变形率张量的分解 ········ 29
2.5　流体微团的旋转运动 ········ 32
2.6　流体运动的分类 ········ 35
习题 ········ 35

第 3 章 流体动力学 …… 40
3.1 雷诺转换定理 …… 40
3.1.1 系统与系统法 …… 40
3.1.2 控制体积 …… 41
3.1.3 雷诺转换定理推导 …… 41
3.2 连续性方程 …… 43
3.2.1 方程的建立 …… 43
3.2.2 方程的定义 …… 48
3.2.3 各种特殊条件下的连续性方程 …… 49
3.2.4 连续性方程的应用 …… 51
3.3 质量力、表面力与应力张量 …… 52
3.3.1 质量力 …… 52
3.3.2 表面力 …… 53
3.3.3 应力矢量 …… 54
3.3.4 应力张量 …… 56
3.3.5 牛顿黏性假设 …… 60
3.4 动量方程 …… 62
3.4.1 积分形式的动量方程 …… 62
3.4.2 微分形式的动量方程 …… 66
3.5 能量方程 …… 74
3.5.1 积分形式的能量方程 …… 75
3.5.2 微分形式的能量方程 …… 76
3.6 流体力学基本方程组 …… 81
3.6.1 基本方程组 …… 81
3.6.2 初始条件及边界条件 …… 82
习题 …… 84
第 4 章 理想流体的简单运动 …… 114
4.1 理想流体基本方程组 …… 114
4.1.1 惯性系 …… 114
4.1.2 非惯性系中的基本方程 …… 115
4.2 运动积分 …… 119
4.2.1 伯努利积分 …… 119
4.2.2 拉格朗日积分 (拉格朗日–柯西积分) …… 121
4.2.3 伯努利–拉格朗日积分 …… 123
4.2.4 非定常流动条件下欧拉方程沿流线积分 …… 123
4.3 理想不可压缩流体的无旋流动 …… 124
4.3.1 无旋流动的充要条件 …… 124
4.3.2 速度势 …… 124

4.3.3 理想不可压缩流体无旋流动的基本方程组 …… 127
4.3.4 理想不可压缩流体定常无旋流动的基本方程组 …… 127
4.4 理想不可压缩流体的平面流动 …… 128
4.4.1 平面流动的定义 …… 128
4.4.2 流函数 …… 128
4.5 理想不可压缩流体的定常平面无旋流动 …… 134
4.5.1 势函数与流函数的关系 …… 134
4.5.2 理想不可压缩流体定常平面无旋流动求解方法 …… 135
4.5.3 基本流动 …… 137
4.6 复变函数在不可压缩流体平面势流中的应用 …… 140
4.6.1 复势与复速度 …… 140
4.6.2 驻点 …… 141
4.6.3 复速度之残数、环流与流量的计算 …… 141
4.6.4 不可压缩流体平面势流的叠加原理 …… 142
4.6.5 复势算例 …… 143
4.7 绕圆柱流动 …… 148
4.7.1 速度势的求解 …… 149
4.7.2 速度势 …… 150
4.7.3 压力场 …… 152
习题 …… 153
答案 …… 163

第 1 章　流体的基本性质

1.1　连续介质假设

流体包括液体和气体，它们都是由大量不断运动着的质点、原子、分子、离子所组成，分子间经常发生碰撞，交换着动量、能量。流体的宏观运动从本质上决定于分子的微观运动，因而从这个角度讲，流体实际是一种不连续的离散系。如果每个分子的运动都能描述出来，那么整个流体运动就可确定，这样原则上似乎可以把流体当成由分子构成的质点系，根据牛顿运动定律列出分子运动的微分方程组，在一定的初始条件及边界条件下，只需求解该微分方程组即可。但是由于分子数目巨大 (在标准状况下，$1\mathrm{m}^3$ 气体含有 2.7×10^{25} 个分子)，以及分子力的性质尚未完全了解，因而从数学上求解这一方程组实际上是不可能的。由于流体的宏观运动规律是大量分子微观运动的统计平均，因而并不需要了解每个分子的微观运动状况。所以，把流体看作由分子组成的质点系既不可能也无必要。

流体力学处理问题的尺度比分子的平均自由程 (标准状况下，空气分子的平均自由程 $\overline{\lambda}=7\times10^{-8}\mathrm{m}$) 要大很多，而且流体中又有大量的分子，因此，可将流体看成无空隙的连续介质。为了建立**连续介质模型**的概念，设想将流体分割成为许多很小的流体元，称为**流体质点**，它们连续分布组成整个流体。这就是连续介质模型的定义。每个分子都属于流体质点中的一个。流体质点所具有的宏观物理性质应是其中分子相应物理性质的统计平均，这样便不需要了解每个流体分子的微观运动状况。由于在任意短的时间内，都有很多分子出入于每个流体质点，我们必须将流体质点的尺寸选得足够大，即比分子的平均自由程大很多，使其中包含大量分子，从而在对它进行统计平均时就可得到稳定的数值，以表征流体质点的宏观性质。进行统计平均的时间也应选得足够长，使得在这段时间内拥有大量的分子碰撞次数，以保证统计平均值的稳定性。从宏观上来说，流体质点的尺度应比宏观问题中出现的运动特征的尺度要充分地小，从而可把它近似地看成几何上没有维度的一个点；进行统计平均的时间选得比特征时间短得多，因而可把进行平均的时间看成是一个瞬间。在通常遇到的实际问题中，上述的宏观小 (短) 微观大 (长) 的要求是可以同时满足的。例如，在标准状况下，海平面空气分子间的平均距离约为 $3.3\times10^{-9}\mathrm{m}$，若取边长为 $10^{-6}\mathrm{m}$ 的正立方体作为流体质点，其中包含 2.7×10^{7} 个空气分子。另外，在标准状况下，$1\mathrm{m}^3$ 的气体分子在 1s 内要碰撞 10^{35} 次。因此，从宏观上说，如选 $10^{-6}\mathrm{s}$ 这一很短的时间作为时间尺度，则在体积等于 $10^{-18}\mathrm{m}^3$ 的微体元内分子仍然要碰撞 10^{11} 次，这个时间从微观上看来是足够长了。因此，在一般情况下，均可采用连续介质假设，由此所得的理论结果与实际情况符合得较好。

把由离散的分子构成的实际流体抽象成由无数流体微团且没有空隙地连续分布而构成的连续介质，这样的一种物理模型称之为**连续介质假设模型**。使用该模型可以简化流体运动为数学分析，描述流体物理性质的各种物理量均可视为以 (r,t) 为自变量的空间和时间的连续函数。

流体质点是宏观质点，每个质点均包含大量分子，每个分子均属于某一流团，流体质点所具有的宏观物理性质是所含分子相应物理性质的统计平均，流体质点的理解可以从长度尺度和时间尺度进行考虑。

从微观角度讲，流体质点的尺度 l 是大尺度，即 $l \gg \overline{\lambda}$，所包含的分子数应足以保证统计平均得以实施；从宏观角度讲，流体质点是小尺度，即 $l \ll L$，即与所研究宏观运动的特征尺度 L 相比很小，可以视为无维度的点。

如果从进行统计平均的时间尺度来讲，流体质点所选用的时间内需包含大量分子的分子碰撞次数，以保证统计平均值的稳定性，可见相对微观时间来讲，其时间尺度是“长”的；但是，与所研究问题中特征时间相比应该充分地短，以保证在宏观问题的研究中可将进行统计平均的时间看成一个瞬时，其时间尺度应该是“短”的。

连续介质假设是流体力学的基本假设，在此基础上，本书可以把描述流体物理性质的各种物理量直接应用牛顿力学的各项基本规律和有关的数学工具。一般情况下，上述所讨论的微观大 (长) 和宏观小 (短) 的条件是可以同时满足的，因此连续介质的理想物理模型是可以研究流体的宏观运动的。

例如在标准状况下，海平面空气分子间平均距离为 $3.3\times10^{-7}\text{cm} = 3.3\times10^{-9}\text{m}$，取边长为 10^{-6}m 立方体为流体质点，流体质点 $\Delta\tau = (10^{-6}\text{m})^3 = 10^{-18}\text{m}^3$，分子 $\Delta\tau_0 = (3.3\times10^{-9}\text{m})^3 = 3.594\times10^{-26}\text{m}^3$。因此每个流团含分子数 $n = \Delta\tau/\Delta\tau_0 \approx 2.8\times10^7$ 个。选 $\Delta t = 10^{-6}\text{s}$，则标准状况下，$1\text{m}^3$ 内气体分子碰撞频率为 10^{35} 次/s，于是在流团范围 $\Delta\tau$ 内，在 $\Delta t = 10^{-6}\text{s}$ 的时间内分子碰撞次数为

$$10^{35}\text{次}/(\text{s}\cdot\text{m}^3)\times10^{-18}\text{m}^3\times10^{-6}\text{s} = 10^{11}\text{次}$$

在稀薄气体中，分子间的距离可以和问题的特征尺度相比拟，此时连续介质假设不能成立。对空气而言，100km 以下的大气可视为连续介质，更高层的大气则属稀薄大气。例如在洲际导弹飞行的高空中，空气十分稀薄，空气分子很少，在 120km 高空处空气分子的平均自由程约为 1.3m。在此情况下，连续介质假设将不再适用。对于一般情况下如将激波视为物理量场的间断面 (不连续面)，则仍可采用该模型。对地球大气而言，除了高层稀薄大气外，均可使用该模型。

引入克努森数(Knudsen number) 这一特征数，其表征气体分子平均自由程与特征尺度之比，即 $Kn = \dfrac{\overline{\lambda}}{L}$，则仅当 $\dfrac{\overline{\lambda}}{L} \ll 1$ 时连续介质模型方可应用，各高度大气的克努森数可以参阅表 1.1.1。

表 1.1.1 不同海拔下的克努森数

海拔/km	分子自由程 $\overline{\lambda}$	$Kn=\overline{\lambda}/L$
0	$<10^{-6}$	$<10^{-5}$
50	$\sim10^{-3}$	$\sim10^{-2}$
100	$\sim10^{-1}$	~1
120	1.3	$\sim10^{1}$
150	10^{2}	$\sim10^{3}$
200	10^{5}	$\sim10^{6}$

注：$L=10\text{cm}$。

可见，50km 左右平流层以下的大气仍可采用连续介质模型，更高层大气则为稀薄气体了。

这里仅讨论连续介质模型适用的情况，并假设流体运动是连续性的，即运动中流体不能出现突变，流体运动速度也是连续变化的，即流体运动具有连续性。流体质点是连续介质且满足运动连续性条件为流体力学的基本假设。

1.2　基本量纲与单位

1.2.1　物理量及单位制

研究物理现象及其规律性经常和物理量的量度相联系。量度某一个量就要将它与另一个被取定为标准的同类量进行比较，量度中所规定的标准量就称为单位。

确定单位的原则是使用时方便。例如选“米”为量度长度的单位，一般较为方便。这样确定的单位称为主单位。但某些特殊长度的测量往往需要从主单位出发，制定长度的倍单位和分单位。由主单位乘以整数所得的各单位，称为倍单位；由主单位除以整数所得的各单位，称为分单位。对于倍单位和分单位，可选用主单位名称以外的名称，也可在该物理量的主单位的名称前加上一些词头，例如下文所述国际单位制的词头，这种命名法在实际应用中很方便。

各种物理量都以一定的关系相互联系着，若将其中某些量取作基本量并给它们规定某些量度单位，则其余各量的量度单位将以确定的形式通过基本量的量度单位来表示。对基本量所规定的单位称为基本单位，而其余的则称为导出单位。基本量的单位与全部导出量的单位的总和就叫物理量的量度单位制，简称单位制。例如在力学中常选长度、质量和时间作为基本量。在国际单位制中则规定了相应的基本单位为米、千克和秒。

1.2.2　量纲

量纲也叫因次，表示导出量对基本量依赖关系的表达式，称为导出量的量纲公式或简称为导出量的量纲。只有在确定的量度单位制中方能谈论量纲，在不同的量度单位制中，同一个量的量纲公式可以包含不同数目的自变量，并具有不同的形式。例如在国际单位制中如取长度、质量及时间的符号分别为 L、M 及 T，则面积的量纲为 L^2，速度的量纲是 $\mathrm{L/T}$，力的量纲为 $\mathrm{ML/T^2}$。本书采用符号 $[a]$ 来表示任一量 a 的量纲，于是力 F 的量纲可记作

$$[F] = \mathrm{ML/T^2}$$

可以证明在国际单位制中所有物理量的量纲公式都具有幂次单项式的形式，即

$$[a] = \mathrm{L}^l\mathrm{M}^m\mathrm{T}^t$$

类似地，还可引入单位的量纲，如果在某个导出量的量纲公式中，不用导出量本身，也不用表示它的那些基本量，而将它们的量度单位代进去，则可得导出单位的量纲公式，或简称为导出单位的量纲。例如力的单位 (牛顿) 的量纲是

$$[\mathrm{N}] = \mathrm{kg\cdot m/s^2}$$

引入量纲，便于导出单位和进行单位换算，并可了解导出单位的物理意义，还可以根据量纲检查物理公式，只有量纲相同的量才可以相互加减和用符号相连接，任何物理方程中，等号两边的量纲和量纲表达式必须相等。

1.2.3 有量纲量和无量纲量

一个量，若其数值依赖于所采用的量度单位制，则此量称为**有量纲量**或名数；一个量，若其数值与所采用的量度单位制无关，则此量称为**无量纲量**或不名数，例如长度、质量、时间等是有量纲量。两个长度之比、长度的平方与面积之比、能量与力矩之比以及平面角 (简称角) 等都是无量纲量。

把量区分为有量纲和无量纲，在某种程度上讲是有条件的。例如角可以用弧度或用度等单位来量度，因此表示某一角大小的数值依赖于量度单位的选取，按上述定义，角应视为有量纲量，但是，如果在所有的量度单位制中均规定用弧度来量度角度，则角即可视为无量纲量。因此，有量纲量与无量纲量的概念是相对的，可以说一个量，若在所有被采用的量度单位制中其量度单位都相同，则称之为无量纲量；一个量，若在实验或理论研究中实际上或潜在地允许有不同的量度单位，则称之为有量纲量。由此定义看来，有些量，在一些情况下可视为有量纲量，而在另一些情况下，则可以视为无量纲量。

1.2.4 国际单位制

国际单位制是 1960 年第十一届国际计量大会 (CGPM) 通过的一种通用的适合于一切计量领域的单位制，其国际简称为 SI 制，我国简称国际制。它包括 SI 单位、SI 词头和 SI 单位的十进倍数单位与分数单位三部分。SI 单位包括 SI 基本单位、SI 辅助单位和 SI 导出单位。按照国际规定，国际制的基本单位、辅助单位、具有专门名称的导出单位以及直接由以上单位构成的组合形式的单位 (系数为 1) 都称为 SI 单位，它们有主单位含义，并构成一贯单位制。

国际制是在米制基础上发展起来的，其基本单位是根据科学公式或自然常数选定的；导出单位是通过系数为 1 的单位定义方程式，由 SI 基本单位 (包括 SI 辅助单位) 表示的。SI 单位的十进倍数单位与分数单位，是由 SI 词头与 SI 单位组合而成。国际制基本单位、辅助单位、具有专门名称的导出单位与国际制词头等分别列表于后。

自 1970 年以来，世界上许多国家已决定采用 SI 制，特别是工业发达的国家，20 世纪 80 年代 SI 制已在世界各国通用。我国于 1984 年 2 月 27 日由国务院发布了《关于在我国统一实行法定计量单位的命令》，公布了《中华人民共和国法定计量单位》。决定自发布命令之日起，在全国范围内逐步废除非法定计量单位，全面推行法定计量单位。

中华人民共和国法定计量单位 (简称法定单位) 是以国际制为基础, 还选用了一些非国际制的单位，它包括：

(1) 国际单位制的基本单位 (表 1.2.1)；

(2) 国际单位制的辅助单位 (表 1.2.2)；

(3) 国际单位制中具有专门名称的导出单位 (表 1.2.3)；

(4) 国家选定的非国际单位制单位 (表 1.2.4)；

(5) 由以上单位构成的组合形式的单位；

(6) 由词头和以上单位所构成的十进制倍数和分数单位 (词头见表 1.2.5)。

法定单位的定义、使用方法等可参阅原国家计量局颁布的《中华人民共和国法定计量单位使用方法》。

表 1.2.1 国际单位制的基本单位

量的名称	单位名称	单位符号
长度	米	m
质量	千克 (公斤)	kg
时间	秒	s
电流	安 [培]	A
热力学温度	开 [尔文]	K
物质的量	摩 [尔]	mol
发光强度	坎 [德拉]	cd

表 1.2.2 国际单位制的辅助单位

量的名称	单位名称	单位符号
[平面]角	弧度	rad
立体角	球面度	sr

表 1.2.3 国际单位制中具有专门名称的导出单位

量的名称	单位名称	单位符号	其他表示式例
频率	赫 [兹]	Hz	s^{-1}
力，重力	牛 [顿]	N	$kg \cdot m/s^2$
压力，压强，应力	帕 [斯卡]	Pa	N/m^2
能 [量]，功，热量	焦 [耳]	J	$N \cdot m$
功率，辐 [射能] 通量	瓦 [特]	W	J/s
电荷 [量]	库 [仑]	C	$A \cdot s$
电位，电压，电动势	伏 [特]	V	W/A
电容	法 [拉]	F	C/V
电阻	欧 [姆]	Ω	V/A
电导	西 [门子]	S	A/V
磁通 [量]	韦 [伯]	Wb	$V \cdot s$
磁通 [量] 密度，磁感应强度	特 [斯拉]	T	Wb/m^2
电感	亨 [利]	H	Wb/A
摄氏温度	摄氏度	℃	K
光通量	流 [明]	lm	$cd \cdot sr$
[光]照度	勒 [克斯]	lx	lm/m^2
[放射性]活度	贝可 [勒尔]	Bq	s^{-1}
吸收剂量，比授 [予] 能，比释动能	戈 [瑞]	Gy	J/kg
剂量当量	希 [沃特]	Sv	J/kg

表 1.2.4 国家选定的非国际单位制单位

量的名称	单位名称	单位符号	换算关系和说明
时间	分	min	1min = 60s
	[小] 时	h	1h = 60min = 3600s
	天 [日]	d	1d = 24h = 86 400s
平面角	[角] 秒	($''$)	$1'' = (\pi/648\ 000)$rad(π 为圆周率)
	[角] 分	($'$)	$1' = (\pi/10\ 800)$rad
	度	($^\circ$)	$1^\circ = (\pi/180)$rad
旋转速度	转每分	r/min	$1\text{r/min} = (1/60)\text{s}^{-1}$
长度	海里	n mile	1n mile=1852m(只用于航程)
速度	节	kn	1kn=1 n mile/h=(1852/3600)m/s (只用于航行)
质量	吨	t	$1\text{t} = 10^3\text{kg}$
	原子质量单位	u	$1\text{u} \approx 1.660\ 565\ 5 \times 10^{-27}\text{kg}$
体积	升	L(l)	$1\text{L}=10^{-3}\text{m}^3$
能	电子伏	eV	$1\text{eV}=1.602\ 177\times10^{-19}\text{J}$
级差	分贝	dB	—
线密度	特 [克斯]	tex	$1\text{tex}=10^{-6}\text{kg/m}$

表 1.2.5 用于构成十进制倍数和分数单位的词头

所表示的因数	词头名称	词头符号	所表示的因数	词头名称	词头符号
10^{18}	艾 [可萨]	E	10^{-1}	分	d
10^{15}	拍 [它]	P	10^{-2}	厘	c
10^{12}	太 [拉]	T	10^{-3}	毫	m
10^{9}	吉 [咖]	G	10^{-6}	微	μ
10^{6}	兆	M	10^{-9}	纳 [诺]	n
10^{3}	千	k	10^{-12}	皮 [可]	p
10^{2}	百	h	10^{-15}	飞 [母托]	f
10^{1}	十	da	10^{-18}	阿 [托]	a

注：1. 周、月、年 (年的符号为 a) 为一般常用时间单位。
2. “[ ]”内的字，是在不致混淆的情况下，可以省略的字。
3. “( )”内的字为前者的同义语。
4. 角度单位度、分、秒的符号不处于数字后时，用括号。
5. 升的符号中，小写字母“l”为备用符号。
6. r 为 “转” 的符号。
7. 人民生活和贸易中，质量习惯称为重量。
8. 公里为千米的俗称，符号为 km。
9. 10^4 称为万，10^8 称为亿，10^{12} 称为万亿，这类数词的使用不受词头名称的影响，但不应与词头混淆。

1.3 流体的基本性质

1.3.1 流动性

流体的抗拉强度极小，只有在适当的约束下，才能承受压力。处于静止状态的流体不能

承受任何剪切力的作用，即在不论怎样小的剪切力作用下，流体将发生连续不断的变形，直到剪切力消失时流体的变形运动才会停止，流体的这一特性称之为流动性。

1.3.2　压缩性

流体体积在外力作用下可以改变的特性即称为流体的压缩性。一切流体均具有某种程度的压缩性，也就是说作用于一定量的流体上的压缩应力改变时总会使体积产生变化。虽然各种流体的压缩性相差很大，但某种流体体积的相应变化 (压缩过程中未引起相变) 是直接与压缩应力的改变相关的。流体的压缩程度可由体积弹性模量E_V 描述：

$$E_V = -\frac{\delta p}{\delta V/V} \tag{1.3.1}$$

式中，δp 为压力变化，δV 为相应的体积变化，V 为原有的体积，式中的负号是为保证 E_V 为正值而引入的。由式 (1.3.1) 可知，E_V 的量纲与 p 相同。因流体密度 $\rho = m/V$，$\delta p = -\rho\dfrac{\delta V}{V}$，故式 (1.3.1) 可改写为

$$E_V = \rho\frac{\partial p}{\partial \rho} \tag{1.3.2}$$

理论上 E_V 取决于体积或密度变化的方式或过程，与压缩过程中 p 与 ρ 有关。

对不同的流体，E_V 具有不同的数值。E_V 越大，流体就越不容易被压缩。液体的弹性模量是很高的，例如水在温度不变的条件下，每增加 1atm (1atm 为 1 个标准大气压，约 101.325kPa)，它的体积比原来减少 0.005%左右。其他液体的压缩性与水类似，也是非常小的。因此，在大多数情况下液体的压缩性可忽略不计，而作为不可压缩流体来处理。但当液体中压力变化很大或很突然的情况下，液体的压缩性就必须考虑了。

气体的压缩性比液体大得多。例如空气在温度不变的条件下，当压力由 1atm 增为 1.1atm 时，其体积的减小率为 0.1。大多数气体在一定参数范围内近似地满足完全气体状态方程

$$p = \rho RT \tag{1.3.3}$$

对这类气体，在温度不变的条件下

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_T = RT = \frac{p}{\rho} \tag{1.3.4}$$

$$E_V = p \tag{1.3.5}$$

即气体等温体积弹性模量等于其初始压力，因此一般说来，气体不能当作不可压缩流体处理。但当气体的运动速度远比声速低时，气体的压缩性便可不计。实验表明常温下的空气在高度变化不超过 100m 的条件下，当空气的流动速度为 50m/s 时，其体积变化率为 1%，当气流速度为 100m/s 时，其体积变化率为 4%，当气流速度为 150m/s 时，其体积变化率为 10%。

真实流体都是可压缩的，所谓**不可压缩流体**只是一种抽象的理论模型，它是对流场中密度变化较小的实际流体的一种近似。当研究流体运动时，并设流体运动过程是等温的，可以证明：

$$\Delta\rho/\rho \approx \frac{\gamma}{2}\cdot\frac{V^2}{a^2} = \frac{1}{2}\gamma Ma^2 \tag{1.3.6}$$

式中，Ma 称为马赫数(Mach 数)，$Ma = V/a, \gamma = c_p/c_V$ 为比定压热容与比定容热容之比，$a = \sqrt{\dfrac{\gamma E_V}{\rho}}$ 为流体中的声速。

不同流体的压缩性不相同，当马赫数足够小时，流体可视为可压缩的。

在压力变化 δp 很大时，则液体的压缩性必须考虑。气体的压缩性一般较大，一般不能当不可压缩流体处理。例如，当空气在温度不变的条件下，当压力由 1atm 增加到 1.1atm 时，体积减小率为 0.1，但当气体的运动速度 $V \ll a$(a 为声速) 时，则可不考虑可压缩性。

实验表明，常温下气体高度变化小于 100m 的条件下，速度 V 和体积变化率 $\delta V_0/V_0$ 之间的对应关系如表 1.3.1 所示。

表 1.3.1 速度与体积变化率对应关系

V/(m/s)	$\delta V_0/V_0$
50	1%
100	4%
150	10%

以空气为例，$a = 335$m/s，$\gamma = 1.4$，如果流动速度 $V < 100$m/s，则 $Ma < 0.3$，$Ma^2 < 0.09$；根据式 (1.3.6) 可得，$\Delta\rho/\rho < 0.063$。如果以这一密度变化的相对值作为不考虑压缩性的上限，则当流动速度大于 100m/s 时，空气的压缩性必须考虑。

例 气体绝热弹性模量

解 对于不计摩擦的绝热过程，即等熵绝热过程，根据热力学理论有以下过程方程：

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = c\ (\text{常数})$$

取上式的对数，有

$$\ln p - \gamma \ln \rho = \ln c$$

微分后得

$$\frac{\delta p}{p} - \gamma \frac{\delta \rho}{\rho} = 0$$

于是

$$E_V = \rho \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right) = \gamma p$$

1.3.3 黏性

黏性是流体对剪切变形阻碍的量度，可以通过下列实验来说明这一问题，如图 1.3.1 所示。

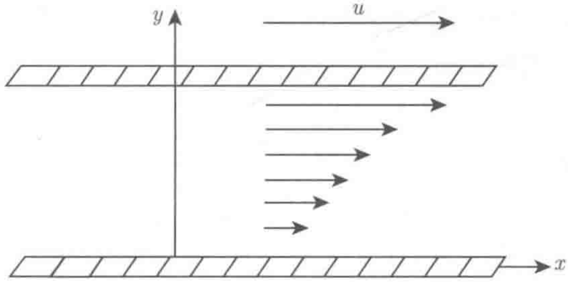

图 1.3.1　黏性剪切变形实验示意图

设有两无界平行平板，其间充满静止流体, 保持下板不动，使上板以速度 u 做匀速直线运动，这样可看到板间流体很快处于流动状态，靠近上板处的流体质点将以速度 u 移动，靠近下板处的流体质点则静止不动，而其间的流体质点的流速随距上板的距离的增加而减小。通过这一事实可知，运动的平板带动了紧靠着它的流体质点，而靠近运动平板的流体层又将运动传递给与其相邻的流体层，这就说明在运动平板与流体之间以及相邻流体层之间的接触面上存在着切向力的作用，这就是流体黏性的宏观表现。单位面积上的这种切向力称为切应力，亦可称为剪应力或黏性应力。

牛顿归纳了上述实验，得到**牛顿黏性定律**。

两相邻流体层之间单位面积上的切向力 (即切应力)τ 与垂直于流动方向的速度梯度成正比，即

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \tag{1.3.7}$$

式中，μ 是与运动性质无关的物质常数，它取决于流体的物理性质与温度，称为黏度，或称为动力黏度。方程 (1.3.1) 仅对平行直线流动成立，在一般情况下，则需以流体的剪切变形率代替上式中的速度梯度，这时动力黏度 μ 就定义为切应力与相应剪切变形率之比。

牛顿黏性定律指出，对给定的剪切变形率而言，切应力与动力黏度成比例。即黏性越强的流体其黏度越大, 对确定的流体而言，切应力则与剪切变形率成正比。不论流体的黏性如何，只要流体无剪切变形率发生，就无黏性应力存在。因此在静力学的研究中可以不考虑切应力，这使流体静力学问题大大简化。

一切实际流体均有程度不同的黏性，对于黏性较小，且剪切变形率也较小的情况，若黏性应力与其他类型的作用力相比可略去不计时，则可近似地把流体看作无黏性的，并定义这种无黏性的流体为**理想流体**。这种理论模型只是实际流体在一定条件下的一种近似。

实验表明气体的黏度随温度的升高而增加，而一般液体的黏度则随温度升高而减少，且减少率也是随温度升高而下降的。这是由于黏性与分子内聚力的作用以及由于分子热运动引起的流体宏观定向运动动量的迁移这两个力学过程有关。决定气体黏性的主要因素是由分子热运动引起的动量迁移过程。分子热运动随温度的升高而加剧，故气体的黏性表现出随温度升高而增加的特点。液体分子排列得更紧密，存在着比气体大得多的内聚力，目前一般认为内聚力是决定液体黏性的主要因素，以解释液体黏性随温度的升高而减弱的事实。但由于对分子力的认识尚不成熟，因而液体黏性随温度变化的物理实质尚有待进一步探讨。

气体与液体的黏度一般与压力无关，但在极高的压力条件下，气体及极大部分液体的黏

度将与压力有关。

剪切力的量纲

$$[\tau] = \mathrm{FL}^{-2} = \mathrm{ML}^{-1}\mathrm{T}^{-2}$$

动力黏度 μ 的量纲为

$$[\mu] = [\tau] / \left[\frac{\partial u}{\partial y}\right] = \mathrm{M/LT}$$

其 SI 单位为 "帕斯卡 · 秒"。

$$1\text{帕} \cdot \text{秒} = 1\text{牛顿} \cdot \text{秒}/\text{米}^2 = 1\text{千克}/(\text{米} \cdot \text{秒})$$

即

$$1\mathrm{Pa \cdot s} = 1\mathrm{N \cdot s/m^2} = 1\mathrm{kg/(m \cdot s)}$$

由于在许多有关黏性流动问题中需要将黏性力与惯性力相比较，而黏性力与 μ 成比例，惯性力与 ρ 成比例，故比值 μ/ρ 常在问题中出现。比值 $\nu = \mu/\rho$，称为运动黏度。ν 的量纲是 $[\nu] = \mathrm{L^2T^{-1}}$，其 SI 单位是二次方米每秒。在讨论绕流或管流等黏性流动问题时，运动黏度 ν 常是一个重要的特征参数。但在比较各种不同流体的黏性时，运动黏度 ν 却不能作为一项物理特征。例如，$\mu_{\text{水}} = 100\mu_{\text{空气}}$，但 $\nu_{\text{水}} < \nu_{\text{空气}}$，因为 $\rho_{\text{空气}}$ 只是 $\rho_{\text{水}}$ 的几百分之一。

对于理想物理模型，应理解以下概念。理想流体即黏性应力可不计的流体的近似，即 $\mu = 0$；牛顿流体，μ 为与流体的运动状况 (剪切变形率) 无关的物质常数，如水、大气等，即黏性定理成立。对于非牛顿流体，即 μ 与变形率有关。

1.3.4 导热性

流体的导热性也是分子热运动引起的能量运输过程的结果。常用的热传导经验公式是傅里叶公式(Fourier 公式)

$$\boldsymbol{q} = -\lambda \nabla T \tag{1.3.8}$$

式中，$\boldsymbol{q}$ 为单位时间通过单位面积的热量，热量传递的方向与温度梯度相反，且称 $\boldsymbol{q}$ 为热流密度矢量，其中 λ 为**热传导系数**，其单位为瓦特每米开尔文，一般说来，λ 依赖于介质的种类以及介质的温度和压力。对其量纲进行分析可得

$$[\lambda] = \mathrm{WL^{-1}K^{-1}}$$

单位时间穿过面元 $\mathrm{d}\sigma$ 的热量为 $\mathrm{d}Q$，则有

$$\mathrm{d}Q = \boldsymbol{q} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{\sigma} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \mathrm{d}\sigma \tag{1.3.9}$$

式中，$\boldsymbol{n}$ 为面元 $\mathrm{d}\sigma$ 的正法向。

通过某一曲面的热流量率为

$$Q = \int_\sigma -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \mathrm{d}\sigma \tag{1.3.10}$$