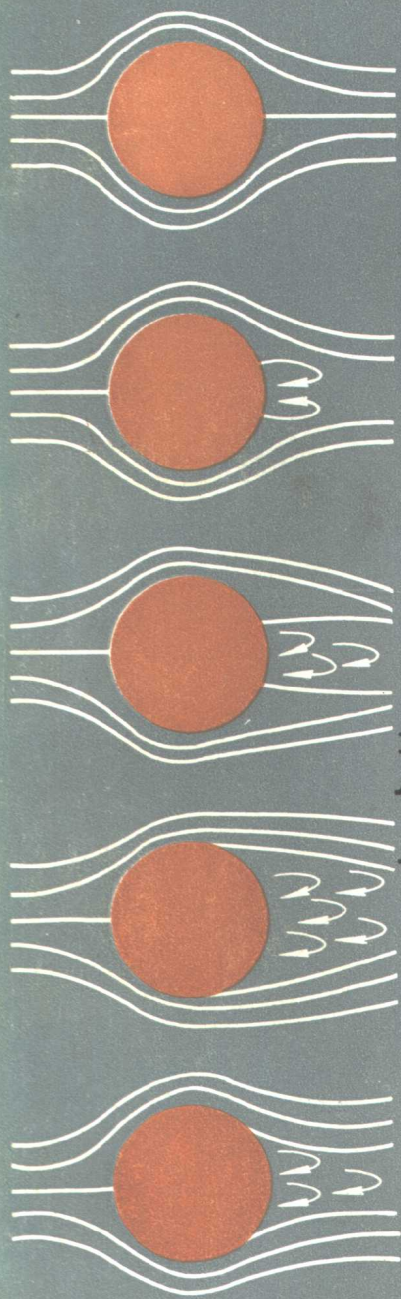


LIUTILIXUE



高等学校试用教材

流体力学

上册 西安交通大学流体力学教研室 编

江宏俊 主编

高等教育出版社

高等学校试用教材

流 体 力 学

上 册

西安交通大学流体力学教研室编

江宏俊 主编

高等教育出版社

高等学校试用教材

流体力学

上册

西安交通大学流体力学教研室编

江宏俊 主编

*

高等教育出版社出版

新华书店北京发行所发行

北京新华印刷厂印装

*

开本 850×1168 1/32 印张 10.625 字数 253,000

1985 年 4 月第 1 版 1986 年 2 月第 2 次印刷

印数 8,751 - 11,280

书号 15010·0608 定价 1.95 元

绪 言

流体力学是研究流体在外力作用下的平衡和运动规律的一门科学。它和固体力学不同之处在于流体在运动时具有连续不断地变形的特性,且其运动规律是很复杂的。

流体力学成为独立的一门科学是开始于十八世纪伯诺里(D. Bernoulli)和欧拉(L. Euler)方程的建立,十九世纪初期和中期,纳维埃(L. Navier)和斯托克斯(G. G. Stocks)发表了粘性流体的运动方程式。十九世纪末,雷诺(O. Reynolds)发现了流体的两种完全不同的流动状态,即层流与紊流。二十世纪以来,这门科学发展很快,库塔(W. M. Kutta)和儒可夫斯基(Н. Е. Жуковский)发表了机翼的升力理论,普朗特(L. Prandtl)提出边界层理论,这些理论对流体力学开始脱离经典式的理论研究而与工程实际相结合起着很大的作用。此后,由于航空事业和其它工业的突飞猛进,机翼理论、紊流理论、可压缩流体运动的理论和高速空气动力学等都获得了巨大的成就。二十世纪五十年代以后,随着宇宙航行,人造卫星和原子能工业的发展,稀薄气体动力学及电磁流体力学的理论已逐渐形成新的学科。为了适应近年来工业和生物环境卫生发展的需要,非牛顿流体力学,多相流体力学,生物流体力学,气动噪音流体力学等也均在发展和形成中。

对于动力机械各专业而言,流体力学无疑是非常重要的,这是因为任何动力机械都需要以流体作为工质,例如透平机械是流体通过叶轮的复杂流动而作功的,往复机械是流体通过往复机构不断进行排吸作用而作功的,它们都与流体的运动有密切关系。应用流体力学原理,不但可以很好地理解在流体机械中的能量转换

问题,而且对提高流体机械的流动效率,提出合理的尺寸结构等等都有其指导意义。

在研究流体力学时,考虑到流体运动的复杂性,仅采用固体力学中严格的数学推导方法还不能完全解决问题,需要广泛采用半经验的理论和实验研究所取得的数据。近年来由于电子计算机的发展,计算流体力学占重要地位,对于一些复杂的流体力学数学模型,可采用大型电子计算机进行计算,但是对于一些复杂的流体力学问题,要单纯用数学计算来解决,还是今后长期研究的课题,不是近期内可以实现的。因此研究流体力学还必须用理论,计算与实验三者相结合的方法,而实验研究的显著发展是流体力学的一个重要特点,但实验亦有其局限性,往往不能阐明流体运动的一般特性。在计算流体力学方面,由于采用电子计算机,过去要花数年才能计算的一个流体力学问题,现在几分钟甚至更少的时间内就可以算完,这是非常有利于用理论分析和数值计算来指导实验和实践的。另一方面,近年来实验技术发展很快,许多过去难以测量的参数和观察到的现象,现在可以比较准确地测量和观察出来。测量和观察技术从低速流动扩展到高速流动,从恒定流动扩展到非恒定流动,从静态扩展到动态。这样就可以使实验反过来检验理论和计算的准确性。这种理论、计算与实验的更密切的结合,必将加速流体力学学科的发展。

由上所述可知流体力学所涉及的范围极广。本书是为高等工业学校动力机械有关专业,特别是热动力机械有关专业编写的教科书和有关专业高年级的参考书,因此其内容除叙述一般流体力学普遍规律以外,重点放在与动力机械有关的流体力学内容。考虑到学生学习的时数有限,不可能把与动力机械有关的流体动力学问题广泛涉及,另一方面,对于初学者来说,最主要的是要求牢固掌握流体力学的基本概念、基本理论和基本计算方法,为将来进一

步阅读专门文献和研究专门问题打下初步基础，因此本书在编写时着重于基本理论和基本计算方法。

本书共十六章，分上下两册，为了便于教学，将第一章到第九章编入上册，它们是不可压缩流体力学的基础内容，对动力类专业基本上均能适用。第十章到第十六章编入下册，其中第十章到第十二章是气体动力学基础，其余内容可根据各专业的具体要求选取有关章节进行教学，例如第十四章和第十五章是透平机械各专业需要学习的内容，而第十六章则与往复机械有关。因此采用本书作为教科书时，可根据各专业的具体教学时数和教学大纲的规定安排内容，选取有关部分进行教学，不必全部讲授。

本书是根据一九八二年教育部委托水力学教材编审小组制定的动力机械、热能工程等类专业用《工程流体力学教学大纲》，由西安交通大学流体力学教研室同志集体编写的。初稿完成后经过几次教学实践和集体讨论，参加讨论的除各章编写的同志外，还有陆逢升，王仕扬，刘存正，景思睿。本书由大连工学院李士豪教授和上海交通大学江可宗教授负责主审。根据主审人的意见和集体讨论提出的意见进行修改定稿。各章的编写同志如下：绪言、第一章、第十二章——江宏俊。第二章、附录 I——魏能峻。第三章、第八章、第九章——胡庆康。第四章、第五章——吴达人。第六章、第七章、第十章——费祥麟。第十一章、第十六章——何卓烈。第十三章、第十四章、第十五章、附录 II~IV——刘光宗。书中插图由陆逢升负责审查。参加绘图和联系安排出版工作的有刘存正、景思睿、金忠正、任俭等同志。

全书由江宏俊主编，刘光宗协助。

由于我们的流体力学和专业知识的有限，书中定有许多错误和缺点，殷切希望使用本书的同志们提出批评指正。

目 录

绪言

第一章 流体的物理性质1

§ 1-1 流体1

§ 1-2 密度, 比容, 相对密度和重度2

§ 1-3 表面张力和毛细管现象4

§ 1-4 压缩性5

§ 1-5 粘性8

§ 1-6 作用在流体上的力12

§ 1-7 单位与量纲13

习题16

第二章 流体静力学.....18

§ 2-1 流体静压强及其特性18

§ 2-2 流体平衡微分方程及其积分, 等压面21

§ 2-3 流体静力学基本方程及其意义25

§ 2-4 绝对压强, 相对压强, 真空27

§ 2-5 压强的测量28

§ 2-6 流体相对平衡32

§ 2-7 静止流体对固体壁面作用的总压力36

§ 2-8 浮力42

习题44

第三章 理想流体动力学基础及一元流动.....46

§ 3-1 描述流体运动的两种方法46

§ 3-2 连续方程51

§ 3-3 欧拉运动方程, 起始条件与边界条件53

§ 3-4 迹线, 流线, 流量不变方程53

§ 3-5 伯诺里方程62

§ 3-6 总流伯诺里方程65

§ 3-7	伯诺里方程的应用	68
§ 3-8	相对运动的伯诺里方程	73
§ 3-9	动量方程和动量矩方程	75
§ 3-10	动量方程和动量矩方程的应用	82
习题		86
第四章	相似原理与量纲分析	90
§ 4-1	相似原理	90
§ 4-2	量纲分析和 π 定理的应用	95
§ 4-3	相似和模化	104
习题		105
第五章	管道流动与管道计算	107
§ 5-1	流体运动的两种状态	107
§ 5-2	圆管中的层流运动	114
§ 5-3	紊流概说, 混合长度假说	118
§ 5-4	紊流的速度分布及其阻力规律	124
§ 5-5	圆管中水力损失的计算	131
§ 5-6	局部损失	136
§ 5-7	管道计算	141
*§ 5-8	管网计算	148
§ 5-9	水击简介	152
*§ 5-10	气蚀简介	158
习题		159
第六章	不可压缩流体的二元恒定势流	162
§ 6-1	流体质点运动的分解, 速度环量	162
§ 6-2	势流及其运动学特征, 速度势函数	170
§ 6-3	势流的伯诺里方程	174
§ 6-4	二元不可压缩流体的恒定势流, 流函数及其与速度势函数的关系	180
§ 6-5	基本二元势流流场举例	186
*§ 6-6	复势和复速度	202
§ 6-7	绕圆柱的无环量和有环量流动	208

*§ 6-8 二元不可压缩恒定势流的解法	216
习题	219
第七章 理想流体的旋涡运动	223
§ 7-1 涡流, 涡线, 涡管和旋涡强度	223
§ 7-2 斯托克斯定理	224
§ 7-3 汤姆生定理和拉格朗日定理	228
§ 7-4 海姆霍兹关于旋涡的三个定理	232
§ 7-5 旋涡的诱导速度	235
习题	251
第八章 粘性流体动力学基础	253
§ 8-1 流体中的应力	253
§ 8-2 纳维埃-斯托克斯方程	257
§ 8-3 两平板内的流动	262
§ 8-4 圆管内层流运动	264
*§ 8-5 两同心圆柱体之间的流动	266
§ 8-6 旋涡输运方程	268
*§ 8-7 雷诺方程	269
习题	272
第九章 边界层理论	274
§ 9-1 边界层概念	274
§ 9-2 边界层微分方程	276
§ 9-3 边界层的积分关系式, 位移厚度和动量厚度	279
§ 9-4 平板层流边界层的计算	284
§ 9-5 层流向紊流的过渡	292
§ 9-6 平板紊流边界层的计算	295
§ 9-7 曲面边界层及分离现象	302
§ 9-8 物体的阻力	305
§ 9-9 小雷诺数下绕圆球的恒定流动	312
§ 9-10 边界层的控制	316
§ 9-11 通道流动中的若干问题	319
§ 9-12 紊流射流	322
习题	326

第一章 流体的物理性质

本章主要叙述流体的物理性质，它和固体的物理性质有许多不同之处，例如，流体可以随其容器形状的不同而改变其形状；流体一般都比固体容易压缩，就是看起来不易压缩的水，亦比钢容易压缩约 75 倍；在弹性体中切应力与应变成比例，而对于牛顿流体其切应力与应变的时间变化率成正比，即切应力正比于角变形速度；等等。

流体有抵抗变形的性质，这种性质称为粘性。粘性是流体的一个重要物理性质，在以后有关章节中要进行讨论。

§ 1-1 流 体

流体是易于流动的物体，它是相对于固体而言的。它和固体的主要区别在于其分子间的内聚力很小，所以在任何微小力的作用下，均可使其形状发生显著变化。

流体是液体和气体的总称。液体和气体的区别是液体可以随其容器形状的不同而改变其形状，且在相当大的外力作用下，亦几乎不改变其原有的体积，故通常称为不可压缩流体。液体与其它流体形成的分界面称为自由表面。气体则具有很大的压缩性和膨胀性，如果对气体施加外力（压力），则其体积很容易缩小，反之，如果外力无限减小，则气体可无限地膨胀，充满容纳它的空间，所以它没有自由表面，故通常称为可压缩流体。但是流体的可压缩性与不可压缩性都是相对于某一种情况而言的，不是所有液体在任何情况下都作为不可压缩流体来看待，亦不是所有气体都必须作为

可压缩流体来处理,例如当研究水击现象时,则需要考虑其压缩性,而气体在低速流动时(在第十章要叙述的马赫数 $M < 0.3$ 时),则可认为它服从于不可压缩流体的运动规律。

从物理学中可知,一般流体都是由运动着的分子所组成,分子之间是有一定的空隙的,因此,从微观方面来考虑流体问题,就需要从分子运动学说来研究,但流体力学所研究的不是个别分子的微观运动,而是从流体的宏观特性,即大量分子的统计平均特性来考虑,把流体当作充满于其所占有空间,其间没有间隙存在的介质,也就是说,把流体作为连续介质来研究的。由于在一般情况下,流体各分子之间的距离都是极小的,例如在正常情况下,1立方毫米的水里含有 3.3×10^9 个分子,而1立方毫米的气体中则含有 2.7×10^{16} 个分子,因此,只要在同一种流体中,任取一很微小的体积来看,其特性将是完全相同的。由此可知,从宏观方面来看,把流体作为连续介质来研究是合理的^①。另一方面,把流体作为连续介质来处理,则流体的一切属性,如速度、压强、密度、温度等都可以看作是坐标和时间的连续函数,从而也就可以利用连续函数这个有力的数学工具来进行流体力学的分析研究。

§ 1-2 密度,比容,相对密度和重度

在均质流体中取体积为 ΔV 的流体,其中包含有 ΔM 的质量,则 ΔM 与 ΔV 的比值称为 ΔV 体积的密度,以 ρ 表示,则

$$\rho = \frac{\Delta M}{\Delta V} \quad (1.2.1)$$

对于非均质流体,可应用数学中取极限的方法来求得 ρ ,即所谓点密度,亦即当 $\Delta V \rightarrow 0$ 时, $\frac{\Delta M}{\Delta V}$ 比值的极限为:

① 需要指出的是对于稀薄气体,由于分子间的距离非常大,此时连续介质的概念就不适用。

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta M}{\Delta V} = \frac{dM}{dV} \quad (1.2.2)$$

由此可知,密度是指单位体积内所具有流体的质量。在国际单位制(SI)①中以质量(kg)和长度(m)为基本单位,因此密度的单位为 kg/m³。

应当指出,上式是点密度的数学定义,从物理上来理解,在连续介质内对某一点取极限时,把这点取得极小但却包含有足够多的分子,使其不失去连续介质的特性而有确定的物理值(这里是密度),这个点称为流体的质点。采用上式所示的表达式是利用数学分析的工具来确定流体质点的物理值。

在热力学中已知比容 v 是单位质量流体所占有的体积,所以比容与密度有如下关系

$$v = \frac{1}{\rho} \quad (1.2.3)$$

v 的单位为 m³/kg。

对于液体来说,密度(或比容)随温度不同略有变化,而压强变化对它的影响不大,因此在一般情况下,可近似认为液体的密度是常数。而对于气体来说,则其密度受压强和温度的影响均大。对于完全气体来说,它们之间的关系如下:

$$pv = RT \quad (1.2.4)$$

式中 p 为作用在气体的绝对压强,其单位为 Pa(pascal), v 为比容, T 为绝对温度,以 K 表示 ($T = 273 + t^{\circ}\text{C}$), R 为气体常数,其单位为 J/kg·K (= N·m/kg·K)。

某液体的相对密度是指该液体的密度与在 1 个大气压下, 4°C 水的密度之比, 1 个气压下 4°C 水的密度为 1000 kg/m³。某气体的相对密度是指该气体的密度与在一个气压下 0°C 的空气(不含 CO₂)或氢气的密度之比。相对密度是一个无量纲量。

① 见 §1-7。

在工程单位制中经常用到重度 γ , 它与密度的关系为

$$\gamma = \rho g \quad (1.2.5)$$

式中 g 为重力加速度。

[例 1-1] 求标准状态下空气的密度。已知 $R = 287.1 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$ 。

[解] 这里标准状态是指空气在一个大气压和 20°C 时的状态。1 个大气压为 $1.013 \times 10^5 \text{ N/m}^2$

应用(1.2.4)式, 则

$$\begin{aligned} 1.013 \times 10^5 \times \frac{1}{\rho} &= 287.1 \times (273 + 20) \\ \rho &= \frac{1.013 \times 10^5}{287.1 \times 293} = \frac{1.013 \times 10^5}{84120} = 1.205 \text{ kg/m}^3 \end{aligned}$$

§ 1-3 表面张力和毛细管现象

在液体中由于分子与分子之间具有内聚力, 各分子所受到的力在各方向均相等, 因而得到平衡, 但在液体的自由表面上的分子由于只受到液体内侧分子的内聚力的作用, 因而不能达到平衡, 这就产生了分子的内压力, 液体在这种内压力作用下, 有力图使其表面缩小的趋势, 其结果使自由表面受到张紧的力, 这就是表面张力(有关水和一些液体的表面张力见附录表 1 和 3)。表面张力一般都很小, 在流体力学中往往忽略不计, 但由于表面张力而引起的毛细管现象, 则在工程中有其实际意义。

将一根直径很小的管子(例如玻璃管)插入液体中, 则液体与管壁接触, 其间有附着力存在, 由于管内液面上的表面张力和附着力作用的结果, 对于能润湿管壁的液体(如水或酒精), 其管内液面将高于管外液面, 而对于不能润湿管壁的液体(如水银), 则管内液面将低于管外液面, 这种现象称为毛细管现象。现设管的内径为 $d(\text{m})$, 液体的表面张力为 $T(\text{N/m})$, 接触角为 θ , 则管内液面的升高或降低的高度 h (见图 1.3.1)可由下式计算

$$h = \frac{4T \cos \theta}{\rho g d} \text{ m} \quad (1.3.1)$$

在常温(20°C)下, 水与水银和空气接触时的 T 和 θ 值大致如下

水: $T = 0.0728 \text{ N/m}$

$\theta = 0 \sim 9^\circ$

水银: $T = 0.51 \text{ N/m}$

$\theta = 130 \sim 150^\circ$

将上值代入(1.3.1)式后, 则可求出 h 值, h 和 d 通常均以 mm 为单位, 此时

水: $h \approx \frac{30}{d} \text{ mm}$

水银: $h \approx \frac{10}{d} \text{ mm}$

在细玻璃管内盛以流体, 作为测压管用来测量压强时, 就须考虑毛细管现象而予以修正。但当水柱测压管内径 $d > 20 \text{ mm}$ 时, 水银柱测压管内径 $d > 15 \text{ mm}$ 时, 则可忽略因毛细管现象所产生的影响。另外, 在 U 形测压管内, 由于两端的液面都受到相同的毛细管现象影响, 相互抵消, 所以也可以不考虑这个影响。

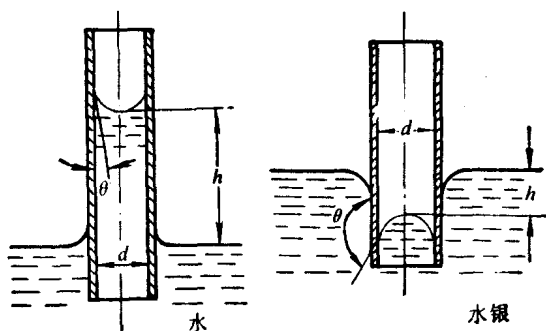


图 1.3.1 毛细管现象

§ 1-4 压 缩 性

当作用在流体上的压强增加时, 流体的体积将减小, 这称为流

体的压缩性,可用体积压缩系数 β_p 来表示, β_p 表示当流体保持温度不变增加一个单位压强时体积 V 的相对变化率

$$\beta_p = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} \quad (1.4.1)$$

β_p 的单位为 $1/\text{Pa}$, 体积压缩系数的倒数为体积弹性模数, 以 E_v 表示, 则

$$E_v = \frac{1}{\beta_p} = \frac{dp}{-\frac{dV}{V}} = -\frac{V}{dV} dp \quad (1.4.2)$$

E_v 的单位为 Pa 。液体的体积压缩系数一般都很小, 或体积弹性模数都非常大, 因此液体的压缩性一般都可忽略不计。

对于气体来说, 它的体积弹性模数是随气体状态变化的不同而不同的。例如在等温压缩过程中

$$pv = \text{const}$$

微分后得

$$p dv + v dp = 0$$

或

$$\frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p} \quad (1.4.3)$$

因为气体比容的相对变化等于其体积的相对变化, 所以

$$E_v = -\frac{v}{dv} dp \quad (1.4.4)$$

将(1.4.3)式的 $\frac{dv}{v}$ 值代入上式, 则得

$$E_v = \frac{p}{dp} dp = p \quad (1.4.5)$$

由上式可知当气体作等温压缩时, 其体积弹性模数等于作用在气体上的压强。

当气体作理想绝热压缩时, 则

$$pv^{\kappa} = \text{const}$$

微分后得

$$p\kappa v^{\kappa-1} dv + v^{\kappa} dp = 0$$

各项除以 pv^{κ} , 则

$$\kappa v^{-1} dv + \frac{dp}{p} = 0$$

或

$$\frac{dv}{v} = \frac{-1}{\kappa} \frac{dp}{p} \quad (1.4.6)$$

将上式的 $\frac{dv}{v}$ 值代入(1.4.4)式, 则得

$$E_v = -\frac{\kappa p}{dp} dp = \kappa p \quad (1.4.7)$$

由此可知当气体作理想绝热压缩时, 其体积弹性模数等于绝热指数乘以压强 p , 例如空气在一个标准大气压下进行绝热压缩时,

$$E_v = 1.4 \times 1.013 \times 10^5 = 1.419 \times 10^5 \text{ Pa}$$

从附录表 1 可查得水的弹性模数值, 将它与上式值比较, 就可知空气的可压缩性要比水大得多。其它的气体 and 液体的情况亦是如此。

[例 1-2] 求在常温和常压的状态下, 将水的体积缩小 5/1000 时所需要增加的压强。

[解] 由(1.4.2)式得

$$\Delta P = \frac{\Delta V}{V} \times E_v$$

再由附录表 1 查得水在 1 个大气压温度为 20°C 时的 $E_v = 2.18 \times 10^9 \text{ Pa}$, 按题意

$$\frac{\Delta V}{V} = 0.005$$

将这些值代入上式得

$$\Delta P = 0.005 \times 2.18 \times 10^9 = 10.9 \times 10^6 \text{ Pa}$$

§ 1-5 粘 性

流体的粘性是流体在运动状态下具有抵抗剪切变形的能力。为了说明流体的粘性, 试观察流体以有限的速度流过水平壁面的情况(图1.5.1)。此时流体作层状流动, 在与壁面直接接触处, 由于粘性的关系, 流体附着在壁面上, 所以此处的速度为零。稍离壁面, 则流体有流动, 流动速度 u 随离壁面的距离而逐渐增大, 如图1.5.1所示。现在流体中取一面积为 A (垂直于纸面), 厚度为 dy 的流体层, 其下层速度为 u , 上层速度为 $u+du$, 由于上下层流速的不同, 使这块流体变形, 从而产生摩擦力 T , 根据牛顿的假说及以后一些学者的证实, 摩擦力 T 的大小与面积 A 和速度梯度 $\frac{du}{dy}$ 成正比, 并与流体的粘性大小有关, 而与压力的大小无关, 这称为牛顿内摩擦定律, 如用数学式表示, 则

$$T = \mu A \frac{du}{dy} \quad (1.5.1)$$

单位面积上的摩擦力即摩擦应力 τ 为

$$\tau = \frac{T}{A} = \mu \frac{du}{dy} \quad (1.5.2)$$

上两式中, μ 称为动力粘性系数或简称为粘性系数, 它的单位为 $\text{Pa}\cdot\text{s}$ 。目前在工程中尚采用泊司(Poise)为单位, 代号为 P , P 与 $\text{Pa}\cdot\text{s}$ 的关系为 $1P=0.1\text{Pa}\cdot\text{s}$ 。

在研究流体运动时, 常常要用到粘性系数 μ 与流体密度 ρ 的比值, 它称为运动粘性系数, 以 ν 表示, 则

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1.5.3)$$

ν 的单位为 m^2/s 。目前在工程中有时采用斯托克斯(Stokes)为单位, 代号为 st ; st 与 m^2/s 的关系为 $1\text{st}=10^{-4}\text{m}^2/\text{s}$ 。