

高等学校交流讲义



流 体 力 学

西安冶金学院 供热与通风 给水排水 教研组编

中国工业出版社

本书为高等学校“供热、供煤气及通风”专业“流体力学”交流讲义。

本书共分五篇：第一篇流体静力学，论述液体、气体平衡规律及其在本专业中的应用问题；第二篇流体运动学，论述流体无须考虑力的作用时的运动规律及其在工程上的应用问题；第三篇流体动力学，论述流体运动规律，水动力学及其在工程上的应用问题；第四篇气体动力学，论述压缩流体运动规律及其在本专业中的应用问题；第五篇模型实验，论述相似原理及模型实验。

本书可供“供热、供煤气及通风”专业学生阅读，亦可供本专业工程技术人员参考。

流 体 力 学

西安冶金学院 供热与通风 给水排水 教研组编

*

中国工业出版社出版（北京佟麟阁路丙10号）

（北京市书刊出版事业许可证出字第110号）

中国工业出版社第一印刷厂印刷

新华书店科技发行所发行·各地新华书店经售

*

开本787×1092 1/16·印张187/8·字数150,000

1961年7月北京第一版·1961年7月北京第一次印刷

印数0001—1,733·定价（10-6）2.25元

统一书号：15165·518（建工-87）

前 言

解放后，特别是1958年以来，在党的正确领导下，在总路线、大跃进、人民公社三面红旗的光辉照耀下，全国工农业生产有了迅速的发展；由此也向“供热、供煤气及通风”专业提出了许多新的研究课题，促进了本专业技术水平的显著提高。“流体力学”是“供热、供煤气及通风”专业重要的专业技术基础课之一，因而加强本课程的学习，对于更好的掌握本专业各方面的知识和进一步提高教学质量有很大的作用。

过去，在“供热、供煤气及通风”专业的“流体力学”教学中，没有一本全国通用的教材。各院校仅根据教学大纲的要求，并参考其它专业的有关教材进行教学。这样虽然基本上适应了当时的教学形势，但是已经远不能满足目前的教学需要了。为了继续深入地贯彻党的“教育为无产阶级政治服务、教育与生产劳动相结合”的教育方针，巩固教育革命的成果，全面提高教学质量，编写“流体力学”教材就成了我们光荣而艰巨的任务。

本书在内容选择及章节编排上，尽量做到循序渐进，由浅入深；既介绍了本专业课程必备的知識，又为进一步进行科学研究提供了理论基础。在阐述内容时，尽量强调理论联系实际，同时又注意了本门科学的系统性，并反映现代科学的新成就。

本书是以本专业经过多次订正的教学讲义为基础的；这次编写时又根据几年来所积累的教学经验，并吸取有关方面的意见，进行了反复的修改。应该说明，书中第十二章涡旋运动、第十三章附面层及绕流运动，系根据阿尔然尼柯夫及馬尔采夫著“空气动力学”及赵学端编著“水力学及空气动力学”两书有关部分略加修改而成。由于情况不同，各院校在使用时可酌情增减内容。

本书是在西安冶金学院党委领导下，由供热与通风教研组和给水排水教研组有关教师执笔的。在编写中力求提高质量，但限于政治水平与业务能力，不妥之处在所难免，望读者不吝指正，以便再版时修改。

西安冶金学院 供热与通风教研组
给水排水教研组

1961年5月西安

3649/29

目 录

緒論	7
第一节 流体力学的定义及任务	7
第二节 流体力学的发展簡史	7
第三节 連續介质的概念及流体力学的 研究方法	8
第四节 流体的物理性质	10
第五节 作用于流体上的力	14
第六节 場的概念	15

第一篇 流体静力学

第一章 流体静力学的基本概念	17
第一节 流体静压力及其特性	17
第二节 流体平衡的基本方程式	19
第三节 等压面及其性质	21
第二章 水静力学	22
第一节 重力液体平衡方程式及等压面	22
第二节 绝对压力和相对压力, 静力水头 和测管水头	23
第三节 巴斯加定律	27
第四节 連通器中的液体平衡	28
第五节 压力的图示法	31
第六节 作用在平面上的液体总压力及压力 中心	33
第七节 作用在曲面上的总压力	37
第八节 阿基米德原理	39
第九节 潛体的平衡与稳定	40
第十节 浮体的平衡与稳定	40
第十一节 等加速直綫运动液体的平衡	42
第十二节 等角速运动液体的平衡	43
第三章 气体静力学	45
第一节 重力作用下气体的等温平衡	46
第二节 重力作用下气体的絕热平衡	46
第三节 气体作用在壁面上的静压力	47

第二篇 流体运动学

第四章 流体运动学基本概念	50
第一节 研究流体运动的两种方法	50

第二节 稳定流动与不稳定流动	54
第三节 流綫与迹綫	55
第四节 流面、流管与流束	59
第五节 速度通量与散度	59
第六节 速度环量与旋度	61
第七节 連續方程式	62
第八节 沿流綫的运动規律	64
第九节 流体微团运动的分解	65
第十节 无渦运动	71

第五章 平面运动

第一节 流函数	77
第二节 平面无渦运动	79
第三节 平面无渦运动的流网	80
第四节 平面无渦运动問題, 直接求运动場 的方法	82
第五节 势流的叠加原理	87
第六节 复函数的基本概念	90
第七节 平面无渦运动的复势	94
第八节 保角映射原理	97
第九节 克力斯托菲-苏瓦茲定理	98
第十节 工业用槽的单側吸气	105
第十一节 工业用槽的兩側吸气	107
第十二节 工业用槽側边吸气問題的計算	110
第十三节 用电拟法繪制流网的方法	113

第三篇 流体动力学

第六章 理想流体动力学	116
第一节 欧拉理想流体运动的基本方程式	116
第二节 葛罗米柯-兰姆方程式	117
第三节 边界条件	119
第四节 理想流体的无渦运动, 拉格朗日- 柏諾里方程式	120
第五节 理想流体的稳定流动, 柏諾里 方程式	122
第六节 理想流体沿流綫的动力学	124
第七章 水动力学基础	125
第一节 綫流的連續方程式	125

第二节	理想流体纖流的柏諾里方程式	126	第二节	薄壁孔口的稳定自由出流	191
第三节	实际(粘滯)液体的柏諾里方程式	128	第三节	薄壁孔口的稳定淹没出流	194
第四节	水力坡度和测管水头綫坡度	129	第四节	薄壁孔口的液体不稳定出流	196
第五节	流体的渐变流动	129	第五节	管咀的液体出流	198
第六节	过水断面的平均流速	131	第六节	其他类型管咀出流	202
第七节	水流的連續方程式	132	第十一章	淹没射流	204
第八节	水力学的三个校正数 (β , α_0 , α)	132	第一节	淹没紊流射流的结构	204
第九节	水流的柏諾里方程式	134	第二节	圓断面射流的运动分析	211
第十节	水流的柏諾里方程中三項的意义	137	第三节	平面射流的运动分析	215
第十一节	动量定理	140	第四节	淹没紊流射流的温度分析和 濃度分析	216
第八章	水力阻力	142	第五节	温差射流与濃差射流的軌迹	220
第一节	过水断面的水力要素	142	第六节	有限空間射流	221
第二节	均匀流动和不均匀的渐变流动	143	第十二章	渦旋运动	224
第三节	有压流、无压流和射流	144	第一节	渦旋运动的基本概念	224
第四节	水流阻力的种类与水头损失的 叠加	145	第二节	司托克斯定理	225
第五节	均匀流的基本方程式	146	第三节	湯姆遜定理	227
第六节	两种流型	148	第四节	霍尔姆赫茲定理	229
第七节	液体的层流运动	150	第五节	毕奥-薩瓦尔关于渦旋影响的 公式	231
第八节	液体紊流运动的特性	152	第六节	决定一般情形下渦旋影响的 問題	232
第九节	紊流的附加粘滯力	154	第十三章	附面层及繞流运动	235
第十节	紊流中的附加阻力是时均速 梯度的函数	156	第一节	附面层的积分方程	236
第十一节	紊流运动的速度分布	157	第二节	平板上层流附面层的計算	239
第十二节	均匀紊流的水头损失	158	第三节	平板上紊流附面层的計算	243
第十三节	紊流运动的层流边层	160	第四节	平板上的混合附面层	245
第十四节	均匀紊流的系数 k 和 C	161	第五节	曲面上附面层的計算	247
第十五节	局部水头损失	168	第六节	儒可夫斯基定理	250
第九章	管中有压运动	174	第四篇	气体动力学	
第一节	简单管路	175	第十四章	气体动力学基本原理	253
第二节	串联和并联管路	177	第一节	連續方程式	253
第三节	沿程均匀泄流管路	178	第二节	柏諾里方程式	254
第四节	短管水力計算	181	第三节	全能方程式	254
第五节	管网的水力計算基础	182	第四节	热力学第一定律	257
第六节	吸入管路和压出管路	184	第五节	气体定容运动	257
第七节	水錘	185	第六节	气体等温运动	258
第八节	管中两相流动	188	第七节	气体絕热运动	258
第十章	孔口及管咀的出流	189	第八节	等熵运动及一些参数	260
第一节	孔口出流	190	第九节	气流絕热运动的压缩影响	264
			第十节	絕热气流速度与形状的关系	265

第十五章 气体在管道中的运动 268

第一节 管中气体的定容运动 269

第二节 圆管中气体运动的基本方程式 269

第三节 圆管中气体的等温运动 270

第四节 圆管中气体的绝热运动 272

第十六章 气体经管咀和孔口的外射

流动 275

第一节 气体经收缩形管咀的外射流动 275

第二节 气体经薄壁孔口的外射流动 278

第三节 超音速喷管的外射流动 279

第四节 扩压器 279

第十七章 引射器 281

第一节 引射器的工作过程 282

第二节 引射器的基本原理及其计算 283

第三节 引射器的基本原理及计算(超音速引射情况) 288

第四节 引射器的混合室长度 291

第五篇 模型实验**第十八章 相似理论** 293

第一节 相似准数、相似指标与相似第一定律 293

第二节 相似第二及第三定律 295

第三节 特殊相似定律 295

第十九章 模型的制造与试验 299

第一节 模型的制造原则 299

第二节 平行六面体上风压分布试验 299

主要参考书籍 302

緒 論

第一节 流体力学的定义及任务

流体力学是研究流体（液体和气体）运动和平衡规律的科学。它不仅探讨表达运动的各运动要素（速度、压力……）随时间及位置变化的关系，同时也研究流体与其中刚体的相互作用。

水力学和空气动力学是流体力学的两个分支。水力学研究不可压缩性流体的运动和平衡规律及其在实际工程中的应用；而空气的力学则研究可压缩性流体的运动和平衡规律及其应用。

流体力学包括静力学、运动学和动力学三部分。静力学是研究处于相对静止条件下（即运动要素中的速度为零时）流体的平衡规律；运动学研究流体运动时无需引进力的概念就可解决的运动问题；动力学研究流体运动时各运动要素（速度、压力……）随时间及位置变化的关系。

各种工程都与流体有着或多或少的联系，供热、供煤气及通风工程更是如此。在为满足生产、生活需要而设置的采暖、通风、供热、供煤气系统中，从发生处用管路输送至用户的热水、蒸汽、空气或煤气，都属于流体范畴；它们在发生处、管路中或用户处的运动，也遵循着流体的运动规律。因此，学习和研究流体力学，对供热、供煤气及通风工作者来说是极其重要的，它是供热、供煤气及通风专业一门重要的技术基础课程。

第二节 流体力学的发展简史

流体力学是古老的学科部门之一，它是人类在与自然作斗争及生产实践中逐渐建立发展起来的。

很早很早以前，人类就开始将河流、湖泊作为交通途径，修建最简单的水工建筑进行灌溉，发明和利用最简单的水力机械，以提高生产效率。

我们伟大的祖国是世界上历史悠久的文明古国之一。我们勤劳智慧的祖先在与水患作斗争中所积累的丰富经验，是人类认识和掌握流体运动规律的珍贵遗产。如公元前约2000余年举世闻名的大禹治水，公元前300余年灌县都江堰的修建，以及公元605—617年南北通航大运河的开凿等，都在人类认识和掌握液体运动和平衡规律上，作出了卓越的贡献。在空气动力学方面，远在古代就有了帆船；公元前约1000年，相继出现了走马灯（燃气轮机的雛型）以及利用喷射气流获得反作用力的爆竹（世界上最早的火箭）；公元前约450年，公输般用木头制成“竹鸢”（航空模型的雛型）；其他有如测量风向的相风鸟简单仪器的发明应用，和对空气阻力及其减少办法的正确认识等等，都显示了我国劳动人民在科学技术上的辉煌成就。

从整个人类历史来看，在中世纪，由于封建制度的统治与神权思想的束缚，科学事业发展极为缓慢，流体力学也一蹶不振；直到产业革命以后，情况才有了较大的转变。

流体力学形成一门独立的科学，是在十八世纪。那时，俄罗斯科学院院士罗蒙诺索夫、欧拉和柏诺里进行了许多研究工作，奠定了这门科学的基础。柏诺里是第一个引出“流体力学”这个名词的人。

在流体力学的发展过程中，罗蒙诺索夫第一次提出了液体、气体物质和能量的不灭定律；柏诺里应用牛顿力学和流体体积力的概念，得出了以他命名的流体运动的能量方程式——柏诺里方程式；欧拉首先推导出理想流体运动的微分方程式，从而奠定古典流体力学的基础。在这段时间里，流体力学主要是应用严格的数学分析方法对复杂流动现象和实际流体进行简化或假定，因而得到的结果不符合实际，无法解决工程问题。此后，人们进行了大量的实验和观察。1755年，法国工程师谢才从工程实践中归纳得到了流动的阻力公式，但由于当时偏向实验，忽视理论，因而它在流体力学的发展上没有起着应有的作用。在十九世纪，英国学者雷诺通过对管中流体流动的实验，发现了流动的两种类型——层流及紊流，并导出了液流的相似准则——雷诺准则，使得上述理论与实验两种方法得以结合。

在近代流体力学的发展过程中，俄国学者，如捷列夫、乔奥尔阔夫斯基、儒可夫斯基、恰普雷金等人作出了卓越的贡献。但是到了资本主义末期，资本主义制度大大阻碍了生产力的发展，因而科学技术水平的提高也受了严重的影响。

伟大的十月社会主义革命后，随着社会主义制度的建立与巩固，苏联的科学事业有了高速度的发展。苏联的流体力学已在世界上居于首位。他们对于渗流理论、紊流以及机翼绕流等方面的研究在现代科学史中占有光辉的一页；特别是近年来宇宙航行事业上的成就，更是遥遥领先。

科学永远是随着生产的发展而发展的。飞跃的航空事业，规模巨大的水力工程以及其他生产实践，都不断向流体力学提出许多新的研究问题，特别是宇宙航行事业的开拓，在促进流体力学的迅速发展上，作用更是显著。

同其他科学技术部门一样，供热、供煤气及通风工程的发展，也向流体力学提出了许多新的研究问题，如供热、采暖工程中两相介质的流动；通风工程中高速送风、集中送风及空气淋浴等。这都迫使我们对流体运动规律进行进一步的探讨。

在半殖民地半封建的旧中国，流体力学同其他科学一样，基础是十分薄弱的；不仅没有专门的研究机构，就是少有的研究人員也几乎濒于失业。

解放后，在党的正确领导下，随着水利建设事业的巨大发展（如治理黄河、淮河，兴建长江大桥、三门峡水利枢纽等），我国流体力学的面貌有了显著的改变。特别是1958年以来，在党的总路线、大跃进、人民公社三面红旗的光辉照耀下，随着大、中、小型水利工程大量兴建，航空事业及其他工业飞跃发展，我国流体力学的研究队伍日益扩大，研究项目也日益增多，这就使我国的流体力学科学进入了一个崭新的发展阶段。

第三节 连续介质的概念及流体力学研究的方法

流体（液体、气体）是由大量的分子组成，这些分子不断的作不规则的热运动。每个分子包括两个以上的原子。由于分子之间及分子内部原子之间，保留着一定的空隙，所以流体内部是不连续的，存有空隙的。因此，要从研究每一个分子的运动出发，来研究整个流体平衡或运动的规律是很困难的。流体力学不研究个别分子原子的运动，只研究大量分

子的集体运动。若把整个流体分成许许多多的分子集团，称每个分子集团为质点，而质点在流体内部一个紧靠一个，它们之间不再有任何空隙，成为连续体，即称为连续介质；那么流体力学就是抛开了分子之间的相互作用，以及各个分子的运动而把流体模化为连续介质，从宏观的角度来研究质点间的运动平衡以及与周围物体之间的相互作用的科学。这种模化只要在和分子的运动没有发生直接关系的情况下，是完全可以的，而对那些和分子运动直接有关的物理现象，单以质点运动就不足以完全说明问题，此时，也就超出了流体力学研究的范畴。

连续介质可无限分割成数学上的点，而每个点仍具有流体的物理属性；由于流体质点是连续不断的，故在研究运动中，可以运用连续函数这一工具。

因此，连续介质具有如下性质：①它可以无限分割而不改变其物理性质；②它有严格的连续性，即是介质的各种物理量（密度、应力、温度、热焓等等）只能是连续的变化着。

如前所述，在流体力学发展过程中，曾因单纯用过数学分析方法和实验分析方法而阻碍了流体力学的发展，故只有理论与实践密切结合，才能促进其迅速发展。目前，在研究过程中，无论在理论分析方面或是实验分析方面，都有很多方法。下面仅介绍一些基本方法。

1. 无限微量的方法：它是建立在连续介质的概念上，无限分割成数学点，运用数学工具获得反映流体质点运动的微分方程，以求得微分方程的解，即得到流体质点运动规律的表达形式。如表示运动能量不灭定律的流体运动微分方程式的建立，即在流体中取一无限小微团，运用数学工具所获得。

由于微分方程的求解，还不是一般全部都能介决；所以在很多情况下，为了积分容易，采取了某些抽象的假定，而忽视了流体某些物理性质，引进了“理想”流体的概念。理想流体所指的是这样一种流体，要具有：a) 绝对不可压缩性；b) 对于分裂绝对不抵抗性；c) 完全缺乏粘滞性，具有绝对流动性。很明显，只有当这些物理性质对所研究的现象不发生严重影响时，才能符合真实的运动情况；否则会与现实相反。因此，无限微量方法也就不能应用。

2. 平均值方法：在流体力学中，时常不需要知道流体内部每一质点运动状况的真实情况，仅知道任何运动要素在某一个体积或面积上平均值就足够了。如：为了计算流量 Q 这样一个重要量，即单位时间内流经输水管断面的流体数量 $[Q] = \frac{L^3}{T}$ ，则引入在断面上的

平均流速的概念 $v_{cp} = \frac{Q}{\sigma}$ ， σ 为有效断面（过水断面）。确定平均值的方法，主要是如何将确定的流体中任何点或空间中某一数值的各方程式转变为从流体中取出的一定体积上的各方程式。同时，所得到的积分可应用关于积分的平均值以及体积积分与面积积分间的比例的平均值定理来进行计算。如流体力学中最基本方程：连续方程、全流的柏诺里方程、动量方程等。

3. 相似法：自然界的统一性，在各种现象的微分方程表达式的相似中十分明显的表现出来。如表示流体的旋涡理论微分方程，就与电磁理论微分方程相似。而这些相似性，就是相似法的基础。

相似法即根据微分方程的一致性，而不是根据方程中相应位置上物理量的性质——一致性建立的。它使研究过的一部分问题的分析方法有可能轉用到另一个沒研究过的部分上去。

4. 因次分析法：实质在于数学、物理学的微分方程式和一般表示任何物理规律的方程式，应满足因次齐次性的条件。而在流体力学中，各规律的表达式中，可换算为基本的三个量（速度、特性长度、密度）无因次关系，从而研究各无因次项之间的关系而获得运动规律。

应用因次分析，曾帮助人们从前一世纪以来积累的很多实验公式里解放出来。现在应用较广。但它仅能帮助从实验中得出的规律进一步分析认识，不能有任何本质上的新发现。

5. 统计方法：以上列举之各方法是建立在連續介质概念上的，并且各运动要素间有函数关系存在为基础。而统计方法则是以流体为不連續介质，而是由单个质点组成的。連續函数关系在这里由偶然性数量间的互相关系所代替，统计方法就是确定对全部綜合质点的典型的平均值和它们所表现的或然率，而对个别质点的情况无足轻重。此方法仅能予知各个体以某一固定方式引导着自己的或然率，不可能予报出所有各部的单独个体的行动。

或然率是统计方法的基础。

6. 实验方法：上面列举的方法均为理论分析的方法，是认识流体运动规律过程中，从感性认识上升到理性认识常用的方法。然而，一切认识开始于实践，所以研究流体运动规律时，实验方法是十分重要的。

实验方法又可分为两个方面，一方面是原型观察即对自然界的流体运动进行观察，增进和丰富感性知识；另一方面是模型观察，因为在自然界中，由于各种条件限制，无法进行观察，或在设计时想预测可能发生的现象，则制造模型予演（或重演）自然界中现象，将观察结果，根据因次分析及相似理论加以修正后，以找出带有实验系数的，适用于自然现象的解析关系。根据已知的实验，并和反映现象物理本质的各种理论分析结合，便得出了反映流体运动平衡的规律。

关于模型实验，将在第十八、十九章中详细论述。

第四节 流体的物理性质

流体包括液体和气体。流体的物理性质决定于它所处的状态，即气体、液体、固体状态。液体占气体和固体的中间地位，在高温时同气体有相似处，接近气体状态；而在低温时同固体有相似处，接近固体状态。

液体中正如气体中一样，由于分子的运动使盛装它们的容器壁上受到压力，在静止的均一液体或气体中，压力的任何升高或降低（相当小的）是用同一的音速向一切方向传播的，同时其值仍旧不变（巴斯加原理）。液体和气体一样也都具有可流动性，但不同于气体的是，液体几乎不可压缩，具有一定的容积，有自由表面，其粘性随温度的升高而降低。但对气体状态参数没有显著变化，其密度实际上可看作不变的值。在此情况下，气体可能当作为未压缩的，则液体中所得出之结论也可能推到气态状态下。如是可压缩时，则要单独考虑之，即为气体动力学范畴。

液体和固体一样，具有抵抗压缩它的压力及具有切弹性的特征。但液体不能抵抗张

力，而最根本不同于固体的是，反映在变形时固体变形的大小与作用其上的力大小有关，而液体则不仅与力的大小有关，同时与力的作用时间长短有关。其原因是：固体，由于切应力作用的结果，使其发生角度变化，而液体则是粘滞力作用的结果，而使其发生角速度变化。也就是切应力不同于粘滞力，而液体切弹性系数极小的结果。所以液体和固体不同的是液体易于流动，对自己体积的缓慢变形几乎完全缺乏抵抗力。

下面详细研究流体的主要物理性质。

与其它各种自然物体一样，流体第一个特征是具有质量。这种特性用密度来表示。在均质流体内，其密度等于盛满液体的体积除流体的质量所得的商，或重力加速度 g 除液体单位体积的重量 γ 所得之商。一般讲，流体密度决定于压力 p 和温度 T ，对不可压缩的液体来讲，实际上这个关系影响很小，可把流体密度看成为一个常数。上述表达式为：

$$\rho = \frac{\text{质量}}{\text{体积}} = \frac{\gamma}{g} = f(p, T) = \text{常数} \quad (0-1)$$

在工程单位制中，密度因次为公斤一秒²/米⁴。

流体的第二个特性是具有重量。这是具有第一个特性的结果。此特性常用流体单位体积的重量 γ 来表示。从 (0-1) 式得知

$$\gamma = \rho \cdot g \quad \text{公斤/米}^3 \quad (0-2)$$

流体的压缩性与膨胀性为第三个特性。当作用在流体上的压力增加时，流体的体积将减小，这一特性称为压缩性，可用流体的容积压缩系数 β_p 来表示。它代表当压力增高一单位时容积 V 的相对减小。当温度不变时，容积压缩系数值按下式决定。

$$\beta_p = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} \quad \text{米}^2/\text{公斤} \quad (0-3)$$

水的容积压缩系数 β_p 列于表0-1中。

表 0-1

大 气 压	5	10	20	40	80
压缩系数	0.529×10^{-4}	0.527×10^{-4}	0.521×10^{-4}	0.513×10^{-4}	0.505×10^{-4}

当温度变化时，流体容积改变的特性称为膨胀性。此特性可用温度膨胀系数 β_m 表示。它代表当温度增高1°C时，容积 V 的相对增加。故当压力不变时，温度膨胀系数可按下式决定：

$$\beta_m = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} \quad (0-4)$$

水的膨胀系数 β_m 列于表0-2中。

表 0-2

大 气 压	温 度 (°C)				
	1—10	10—20	40—50	60—70	90—100
1	14×10^{-6}	150×10^{-6}	422×10^{-6}	556×10^{-6}	719×10^{-6}
100	43×10^{-6}	165×10^{-6}	422×10^{-6}	548×10^{-6}	704×10^{-6}

从表0-1和0-2看出, 压力增加一个大气压时, 水的体积只改变万分之零点五左右。温度较高时(90—100°C), 温度每升高1°C, 水的体积只变化万分之七强。在实际工程中, 一般对于这样微小的变化可不予考虑, 故可看做为不可压缩的。其它液体也如此。

对于气体的容积, 则随温度、压力的变化有较大变化。但在某些实际工程中, 气体的温度和压力的变化是不很大的, 所以引起的容积改变也很小, 故可视为未受压缩的, 重率可看成为常数, 称为未压缩的气体; 而将受到压缩、重率已经不能看成常数的气体为压缩气体。

(流体的第四个特性即是粘滞性。)为了说明粘滞性的本质, 我们先观察图0-1的现象。在A、B两平板间充以液体, 然后以速度 v 拉动平板B向右运动, 则发现以下现象: ①两平板间的液体发生运动, 并且与A平面接触之液体仍为静止, 液体速度愈向上愈大, 直到与B平面接触之液层, 其速度与B平面相同, 都等于 v ; ②拉动B平板之速度 v 愈大, 则所受阻力愈大。

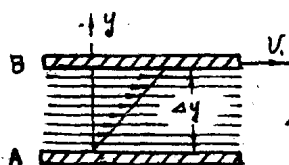


图 0-1 粘滞性

这里说明了如下问题: 当运动的流体, 层与层间速度不同时, 就要发生互相摩擦, 速度大的层带动速度小的, 而速度小的层则向后拖拉速度大的。这种层与层间的摩擦力叫做粘滞力。流体具有粘滞力的性质叫做粘滞性。

流体粘滞力形成的原因是流体分子之间的引力。组成流体的大量分子相互以高速度在作相对运动; 分子与分子之间存在着引力, 流体分子与固体壁间也存在着引力; 当流体中某些层沿着其它流体层或沿着固体壁作相对运动时, 破坏了原来分子运动的方向, 克服吸引力, 所以形成了阻碍流体运动的力。这就是粘滞力。

流体粘滞力的大小, 可以从图0-1的实际试验中求得。在作此实验时, 发现如下的事实: 即平板B所受阻力(总粘滞力) T 与 v 成正比, 与两平板之距离成反比, 与接触面 σ 成正比, 与压力的关系极微小。以式表示即:

$$T \propto \sigma \frac{v}{\Delta y}$$

令 τ = 单位面积的粘滞力, 简称粘滞力, 则

$$\tau \propto \frac{v}{\Delta y}$$

或 $\tau = \mu \frac{v}{\Delta y}$ (a)

式中 μ —— 比例系数, 叫做动力粘滞系数。据试验, 它的数值因不同的流体及温度而异。压力对它的影响极微, 一般不予考虑。

式(a)就是著名的牛顿粘滞定律。其中粘滞系数 μ 特别重要, 因为 μ 的大小, 代表着该种流体发生粘滞力的能力的大小。从(a)式直接可以导出 μ 的因次为:

$$[\mu] = \frac{M}{LT} = \frac{PT}{L^2} \quad (0-5)$$

相应的, μ 的单位为克/厘米·秒(泊)、克·秒/厘米²、公斤·秒/米²等。

各种流体在各种温度下的 μ 值, 则列入表0-3中备查。

上面的叙述是假定流体层间速度的变化取直线变化, 如图0-1。但如流体层速度的变

化取曲线形式, 如图0-2, 则任意点的粘滞力为:

$$\tau = \mu \frac{dv}{dy} \quad (0-6)$$

必须指出, 粘滞力虽是流体的内摩擦力, 但它与固体的摩擦力显然不同。前者是与速度梯度 $\frac{dv}{dy}$ 成正比, 与压力的关系极微; 后者则与压力成正比, 而与速度关系不甚显著。

流体粘滞力是层与层间的相对运动形成的, 如图0-3 a。

$$\tau \propto \frac{dv}{dy}$$

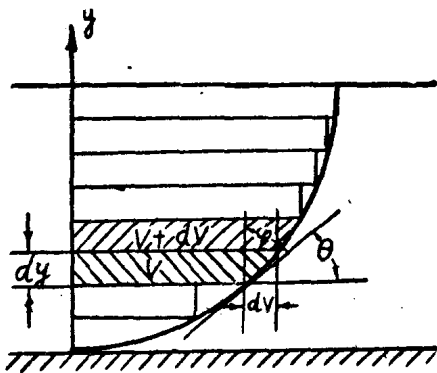


图 0-2

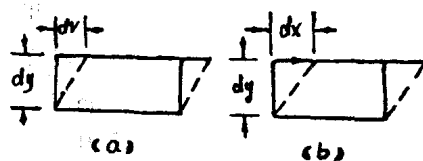


图 0-3 流体粘滞力与固体切弹力不同

但是它与固体的切弹力 σ_t 不同, 固体的切弹力 σ_t 正比例于: 切变形

$$\sigma_t \propto \frac{dx}{dy}$$

换句话说, 固体的切弹力与切变形相关, 而流体的粘滞力则与切变率相关。流体的粘滞力, 只有当流体运动时才会显示出来。流体一般是不具有切弹力的, 或者说切弹力极小。

但是, 也有些稠度极大的流体, 稍稍具有切弹力 τ_0 。这种流体, 只有当切变形超过产生 τ_0 的切变形之后, 才显示粘滞力。所以它的切应力, 应该等于 τ_0 与粘滞力之和。

$$\tau = \tau_0 + \mu \frac{dv}{dy} \quad (0-7)$$

后面进行研究流体运动规律的时候, 我们会看到 μ 与 ρ 常是以 $\frac{\mu}{\rho}$ 的形式相伴出现的, 并且 $\frac{\mu}{\rho}$ 的因次与单位比较简单。所以实用上又常用 $\frac{\mu}{\rho}$ 代表流体的粘滞性, 叫做运动粘滞系数, 以 ν 表示。

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (0-8)$$

ν 的因次为:

$$[\nu] = \frac{L^2}{T} \quad (0-9)$$

相应的, ν 的单位为厘米²/秒[司托克], 米²/秒等。

但是必須指出，如果研究壓縮性流体， μ 因不同的流体及溫度而異，与压力关系极微， ν 則不然，因为它是 μ 与 ρ 的比值，而 ρ 与压力密切相关，所以影响 ν 的因素就比較多了。因此在考虑壓縮性时，我們宁肯采用 μ 而不用 ν 。

水和空气的粘滯性系数 μ 与溫度之間关系如表0-3。

表 0-3

溫 度 (°C)	-20	-10	0	10	20	40	60	80	100
水 $\mu \times 10^6$ 公斤秒/米 ²	—	—	183	133	103	66.8	48.3	36.4	28.9
空气 $\mu \times 10^6$ 公斤秒/米 ²	1.59	1.65	1.71	1.77	1.83	1.95	2.07	2.19	2.33

流体第五个特性即是表面張力，也就是流体能抵抗微小的拉应力。这种拉应力产生在液体与周圍气体隔离的自由表面上，或产生在与固体接触的表面上。流体的这种承受拉应力的性能是由作用在表面边境的分子上，分子間相互吸引的合力不等于零形成的。

这种特性在供热、供煤气及通风工程中，沒有实际意义，所以不預考虑。

上面所述各个特性，是流体的屬性，是流体本质的內在因素。壓縮性、膨脹性是流体內在应力的变化引起流体体积的变化，而粘滯性促使切应力的变化引起流体形状变化。

第五节 作用于流体上的力

作用在所研究的流体上的力可分为三类：

第一类內力：流体质点間相互作用的力，在流体內部是相互平衡的（即其合力为零）粘滯性引起的內摩擦力；但在运动时，內摩擦力所做的功不等于零。它是不可恢复的，而以一种热能的形式消失在空間中。

第二类表面力：作用在流体表面，和所研究的流体体积相接触的流体或者剛体作用在所研究流体表面上的力。此力又可分为两种，一种是和流体表面垂直的法向应力；一种是和流体表面相切的切向应力。切应力仅在粘性流体中运动状态下才能产生，而在靜止状态和理想流体运动中切应力为零。

第三类体积力：作用在流体內部每一个质点上的力。它有两种：

（1）重力：由于地球对流体各个质点的吸引結果。

（2）慣性力[达兰貝尔力和离心力]：是由于流体做直綫和曲綫的加速度流动所产生。

第二类、第三类的力是外力，然而在研究过程中，往往以无限微量的方法进行。故从整个流体中取出的微小的流体体积，則原来的內力就 成为作用在微小 流体 体积上的外力（表面力）。所以，內力与外力是相对的。

平常是用单位质量流体的体积力做为体积力大小的度量。設在坐标 x 、 y 、 z 系統中（图0-4）作用在体积为 V ，质量为 M 的流体上的体积力为 G 。

令 G_x 、 G_y 、 G_z 为体积力在各个坐标軸上的投影。体积力 G 在各坐标軸上的投影轉換为对单位质量而言，即以质量除之得出 单位体积力在坐标 軸上的投影，一般以大写的字母 X 、 Y 、 Z 表示

$$X = \frac{G_x}{M} \quad Y = \frac{G_y}{M} \quad Z = \frac{G_z}{M}$$

式中 $M = \rho V$ 单位体积力及其投影的因次为米/秒²。

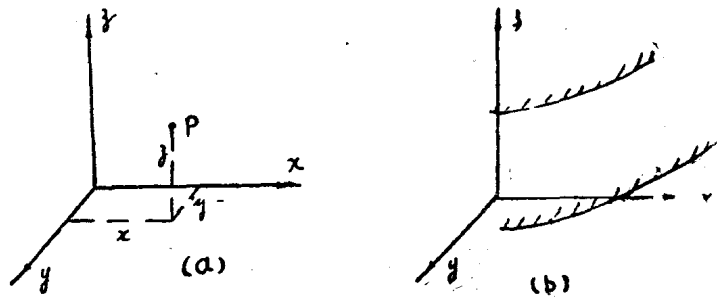


图 0-4 体积力

第六节 场的概念

我们在高等数学或理论力学里学过场的概念；这里提出来，仅作为复习。

(1) 数量场

在静止流体所占据的空间里（图0-4a）每一点（ x, y, z ），都有一个压力 p ，这个空间叫做压力场。在热流所占据的空间里（图0-4b），每一点都有一个温度 T ，这个空间叫做温度场。依此类推。

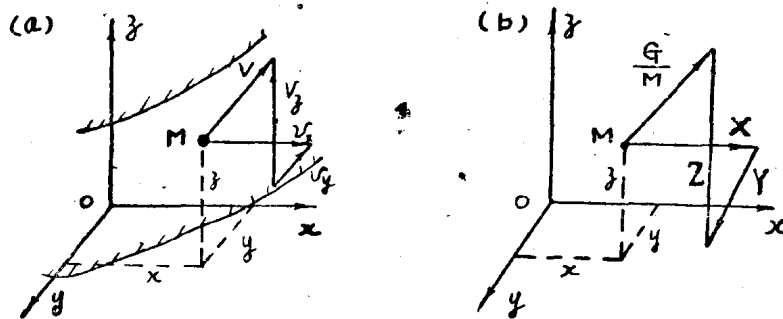


图 0-5 场的概念

无论压力场或温度场统叫做数量场，所以数量场是这样空间，在这个空间里的每一点，变量 w 都有相应的数值存在（或者说，变量 w 是这个空间里的点函数），则这个空间叫做变量 w 的数量场。数量场常可用位置函数表示，如：

$$w = f(x, y, z)$$

(2) 向量场

在运动流体所占据的空间里，每一点都有一个速度（图0-5a）。这个空间叫做速度场。速度是向量，一般是用它的三个分量 v_x, v_y 及 v_z 表示，所以 v_x, v_y 及 v_z 都是空间位置的函数。

$$\begin{cases} v_x = f_1(x, y, z) \\ v_y = f_2(x, y, z) \\ v_z = f_3(x, y, z) \end{cases}$$

前节我們介绍了体积力的概念, 单位体积力的三个分量用 X 、 Y 及 Z 表示。如果某一部分空间中, 任何点都有一定的体积力, 这个空间叫体积力场 (一般叫势力场)。所以体积力场的三个分量都是空间位置 (x, y, z) 的函数。

$$\begin{cases} X = f_1(x, y, z) \\ Y = f_2(x, y, z) \\ Z = f_3(x, y, z) \end{cases} \quad (0-10)$$

設有势力場內的任意点 $M(x, y, z)$ 的体积力 X 、 Y 及 Z (图0-5b)。我們对 M 点的单位质量施一力, 其分量为 $(-X)$ 、 $(-Y)$ 及 $(-Z)$, 使这个单位质量由 (x, y, z) 位移至 $(x+dx, y+dy, z+dz)$, 則我們对这单位质量所做的功为

$$-X \cdot dx - Y \cdot dy - Z \cdot dz$$

这些功将变成单位质量的位能。令

π = 单位质量的位能, 叫做这个势力场的势, 或势函数。

$$d\pi = -X \cdot dx - Y \cdot dy - Z \cdot dz \quad (0-11)$$

式中 π 也是因位置 (x, y, z) 而異的, 式 (0-11) 能否积分成普通方程式, 或者 π 能否积分成 (x, y, z) 的普通函数, 要看 $X \cdot dx + Y \cdot dy + Z \cdot dz$ 是否全微分。

例如在重力場內, 任意点体积力的三个分量为 $(0, 0$ 及 $-g)$, 如果对任意点的单位质量施一力 $(-g)$, 使之上升 dz , 則对单位质量所做之功为 $(-g)dz$, 位能的变化为

$$d\pi = g \cdot dz$$

或

$$\pi = gz$$

無論速度場或势力場, 都叫向量場, 所以向量場是这样一个空間, 在空間中的任一点, 向量 $\vec{a}$ 都有定值, 这空間叫做向量 $\vec{a}$ 的向量場。

第一篇 流体静力学

第一章 流体静力学的基本概念

概 述

流体静力学是研究流体的平衡规律以及这些规律在实际中应用的问题。

在绪论中曾提到, 流体抵抗张力的能力极低, 除了特殊的问题外(如表面张力、毛细现象等), 均不考虑流体的张力。

其次, 流体在平衡状态下, 粘滞力不显示作用。因为由绪论中知道, 粘滞力与速度梯度 $\frac{dv}{dn}$ 成正比, 而在平衡流体中的速度梯度等于零, 所以在研究流体静力学时, 是不考虑切向应力的。

这样, 在平衡流体内的应力只有压应力(或称压力), 研究流体平衡规律也就是研究压力变化的规律。

在实际工程中, 流体平衡规律的应用很广。如在供热、供煤气及通风工程中, 设计管道或水箱时, 都需要知道流体压力的变化规律; 又如测压设备、水位计等都是这个规律的应用。

第一节 流体静压力及其特性

设在平衡流体中, 取出具有某一体积的自由体。因为整个流体是处于平衡状态, 自然所取出的这部分流体也是平衡的。

如图1-1所示, 所取出这部分流体如果仍然要处于平衡状态, 就必须要在它的表面上加上某些力来代替原来四周流体对它的作用。由于流体是连续介质, 因此这种作用力应该是连续地作用在这部分流体表面的每一点上。那末, 在流体表面的某一面积 σ 上也应该作用有这种力, 它的数值用符号大写的 P 来表示, 此 P 称之为作用在面积 σ 上的流体总压力, 而 σ 称为总压力 P 的作用面。

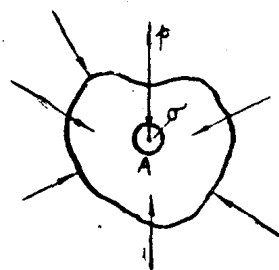


图 1-1 流体静压力的概念

流体总压力 P 和作用面 σ 的比值, 称之为作用面上的流体平均静压力, 常用符号 $\bar{p}$ 来表示。

$$\bar{p} = \frac{P}{\sigma} \quad (1-1)$$

当面积 σ 无限收缩, 趋近于面积 σ 上的某一点 A 时, 作用在 A 点附近微小面积上的流