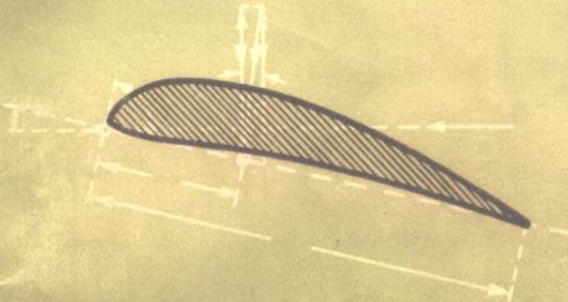

〔德国〕W. 考夫曼著

工程流体力学

科学技術出版社

工程流体力学

〔德国〕W. 考夫曼著

江　　剛　　譯

科学技術出版社

內 容 提 要

本書是德国著名流体力学家考夫曼 (W. Kaufmann) 的主要著述，內容分为三篇：第一篇簡述流体的属性；第二篇討論流体的平衡；第三篇是本書最主要部分，它的第一章論述一元流动；第二章分別就理想流体和粘性流体的平面(二元)和空間(三元)流动进行了細致的分析；最后一章則介紹气体动力学的基础。全書系統严謹，深入淺出，并包含有最新的研究成果。

工 程 流 体 力 学

TECHNISCHE HYDRO- UND AEROMECHANIK

原 著 者 〔德国〕Walther Kaufmann
原出版者 Springer-Verlag 1954年版
譯 者 江 剛

*

科学技術出版社出版
(上海南京西路 2004 号)
上海市書刊出版业营业許可証出 079 号
上海啓智印刷厂印刷 新華書店上海發行所总經售

*

統一書号：13119·105
开本 787×1092 耗 1/27・印張 16 16/27・字數 342,000
1957年12月第1版
1957年12月第1次印刷・印數 1—2,000
定价：(10) 2.80 元

序　言

这本关于液体和气体力学的著作大部分包含我在慕尼黑工业大学对三四年級学生开这門課程的講授內容(有一些扩充). 这本書的前身是1931和1934年分上下两册出版的“应用流体力学”❶. 那部書在二次世界大战期間已經銷售一空. 战后, 德国的高等学校重新恢复教学，大学生們对这样一本教科書的需求日益迫切. 所以，早在1948年已經向我提出了修訂原書，重新出版的要求.

从“应用流体力学”出版到現在，差不多二十年. 其間，流体力学的各个部門(附面层理論、机翼和翼栅流动、气体动力学)都得到了显著的发展. 力学的这一分支, 它的重大意义現在不断迅速增長. 为学习者着想, 我覺得最好將它的全部內容通过比較縝密的概括用一本書的篇幅来闡述. 我同司伯林格❷ 博士商量后, 他同意了这一想法，于是，我不再考虑修訂原来的“应用流体力学”, 而决定編写現在这本“工程流体力学”来替代.

这本新書的基本傾向仍跟前書相同. 特別是我認为仍然要着重于說明帶根本性的定律及方法, 而不是尽量罗列較多的应用問题. 当然，这并不排斥，对工程流体力学中某些实踐上特別重要的个别部門进行深入的探討，譬如說，对管路和渠道流动、地下水滲流和潤滑摩阻、波动、机翼和翼栅問题、螺旋槳原理等等.

对有关**附面層理論**各方面的問題, 这里力求給以尽可能广泛的描述. 附面层理論是勃郎特❸ 所奠定的考察方法. 它的任务在于

---

❶ Angewandten Hydromechanik

❷ Julius Springer

❸ L. Prandtl

建立起**古典流体动力学**(或水动力学)和**水力学**两者間的桥梁. 水动力学只从理論上研究**无摩阻流体**; 水力学則以經驗观察为方向, 但是考虑了**流体摩阻**的影响.

大多数工业上重要的流动过程中, **紊流**現象都起着重大的作用. 自从人們認識到, 除管流以外, 附面层流动也可能出現**层流**或**紊流**. 紊流問題的研究, 于是对計算物体在流体中运动所將遭遇到的阻力, 具有了特别重要的意义. 这样, 探討关于层流到紊流的轉变, 便形成一个嶄新的問題. 这一极其重要的現象, 近十年来已經获得一个滿意的解释. 所以, 有关这方面的理論思考, 我認为有必要列出專門的一章, 至少对它的各个基本观念进行些簡短的說明.

本書絕大部分都从事討論**不可压縮(定容)流体**的流动. 这原本属于**水动力学**的基本应用范圍. 事实上, 只要流速远小于**音速**, 根据密度固定不变的假定所得出的定律就同时适用于**气体**(特别是空气). 在这一前提下, **空气动力学**跟**水动力学**, 可以看成完全是一回事.

气体的流速愈接近音速, 压縮性对流动过程的影响便表現得愈强烈. 当流速达到或甚至超过音速的时候, 流动的性質將完全跟亞音速区域中不同. 所有必須考虑压縮性的流动过程, 現在都被总括在**气体动力学**的題目之下. 因此, 气体动力学所描繪的是"流动介質"的最普遍的运动形式. 从这一观点看, 水动力学又表現为**气体动力学**的一个特例.

高速流动不仅在航空工程中十分重要, 在目前而且对某些流体机械也具有重大的意义. 因此, 我認为有必要列出关于高速流动的推演計算, 并应紧接定容流动討論之后, 就**气体动力学**的重要定律提出一个簡短的概括. 但是, 为了不越出本書的范圍, 深入的討論是有个限制的. 因此, 这里只考虑了一元流动和平面流动, 而且后者还限于无摩阻气流. 这样做, 不会有問題的. 因为近年来已經

出版有邵尼尔❶和俄司瓦鉄許❷編著的教科書. 書中对**气体动力**学有全面的闡述. 对此特别有兴趣的讀者,可以去参看这些著作.

同我長期合作的司德发尼克❸教授曾經校閲本書的原稿, 給了我很大的支持. 我的助教毕优尔德❹帮助我完成書中的插图. 我不应忘記在这里向他們致謝. 另外, 司伯林格出版公司❺对这本新書的印行,仍象当年对待"应用流体力学"一样,进行了同样細致的处理,我必須表示特别感謝.

慕尼黑,一九五四年二月

考夫曼❻

❶ R. Sauer
❷ K. Oswatitsch
❸ H. Stefaniak
❹ H. Bürde
❺ Springer-Verlag
❻ W. Kaufmann

譯　註

这本書中有些函数符号与英美文献中所习用的有所不同. 底下是一張一般的对照表(最后一列表示对应的英美式符号).

自然对数	$\ln a$	$\log_e a$
正　切	$\mathrm{tg}\ \alpha$	$\tan \alpha$
余　切	$\mathrm{ctg}\ \alpha$	$\cot \alpha$
正弦反函数	$\arcsin \alpha$	$\sin^{-1} \alpha$
余弦反函数	$\arccos \alpha$	$\cos^{-1} \alpha$
正切反函数	$\mathrm{arctg}\ \alpha$	$\tan^{-1} \alpha$
余切反函数	$\mathrm{arcctg}\ \alpha$	$\cot^{-1} \alpha$
双曲綫正弦函数	$\mathrm{sh}\ \alpha$	$\sinh \alpha$
双曲綫余弦函数	$\mathrm{ch}\ \alpha$	$\cosh \alpha$
双曲綫正切函数	$\mathrm{th}\ \alpha$	$\tanh \alpha$
双曲綫余切函数	$\mathrm{cth}\ \alpha$	$\coth \alpha$
双曲綫正弦反函数	$\mathrm{argsh}\ \alpha$	$\sinh^{-1} \alpha$
双曲綫余弦反函数	$\mathrm{argch}\ \alpha$	$\cosh^{-1} \alpha$
双曲綫正切反函数	$\mathrm{argth}\ \alpha$	$\tanh^{-1} \alpha$
双曲綫余切反函数	$\mathrm{argcth}\ \alpha$	$\coth^{-1} \alpha$

目 录

第三篇　流体的运动(液体和空气动力学)

第一篇　液体和气体的属性

1．理想流体和实际流体

流体力学　是研究流体平衡和运动的科学．对于"流体"，我們理解为由物質連續組成，而質点非常容易推移的一种物体，換句話說，流体跟固体相反，对于形狀的改变只有很微小的阻力❶．根据这一点可以推想到，在流动着的各个流体質点之間只会有很小的切力发生．在一級近似的研究中因之可以完全忽略切力的存在．經驗表明，在这样假定基础上描繪的平衡狀态以及某一些流动过程是跟实际情况相当符合的；不过，对另外一些流动过程却又完全不符．后一情况显然是由于流体流动时在鄰接的层次間有实际上不可避免的切力出現(类似彈性理論中的剪应力)．这切力称为**內摩阻力**．它的大小主要決定于流动垂直方向的**速度变化**．水在管子中、河流中、溝渠中以及固体在流体中运动，都有这种摩阻力发生．要使物体同流体发生相对的运动，因之必須有外加的作用力来克服摩阻力．內摩阻力不能忽略的流体称为**粘性流体**．

狹义流体或**可滴性流体**(液体)可以在堅固的容器中承受很大压力而只有极小的容积变化，因此，几乎在所有有实际意义的重要流动过程中，我們都可以把可滴性流体作为**不可压縮**看待．0°C 的水每增加 1 kg/cm² 压力强度，容积的減少仅等于原来容积的

---

❶　这一点对一般的流体，像水、酒精、汞等等是切合的；对油类则这一性質弱一些；对非常粘稠的材料象柏油、石腊等那就更弱．要使这一类广义流体对变形的阻力也保持很小，那就需要足夠的变形的时間

0.05‰；溫度若升高，还更少．所以从实际上看，这种流体的容积是固定不变的，从而，**密度**(質量:容积)也(近乎)是个常量．

流体如果在上述意义下可看作无內摩阻，并且容积又可看作不压可縮，那就称为**理想流体**或完全流体(相对实际流体或自然流体而言)．

流体力学的用途以前大多在于以水为对象的研究，所以又称为"水动力学"．水的比重(單位容积的重量)随着压力和溫度的不同有微小的变化，不过差别极小，在大多情况下可以忽略不計．所以以下水的比重一律作为 $\gamma=1000\ \mathrm{kg/cm^3}$ ❶的常量看待，水的密度也如此，它跟比重的关系是 $\rho=\gamma/g$，其中 $g=9.81\ \mathrm{m/s^2}$ 代表重力加速度．水的最大密度出現在 4°C (指不含空气的水)，其他溫度 0～100°C 的 γ 和 ρ 值見下表:

溫度 [°C]	0°	10°	20°	40°	60°	80°	100°
$\gamma[\mathrm{kg/m^3}]$	1000	1000	998	992	983	972	958
$\rho[\mathrm{kgs^2/m^4}]$	101.9	101.9	101.7	101.1	100.2	99.1	97.8

2．气体的屬性

气体(包括以后將特别注意的空气)也具有以上說明的可滴性流体的特性(对变形只有微小的抵抗)．不过，气体沒有容积固定的属性．这是跟可滴性流体不同的，它总是力图充滿給以它的空間，而变化自己的密度．只有外加的压力才能限制气体取一定的容积，另外，在压力强度不变的情况下，它的容积主要决定于溫度．

命 $p\,[\mathrm{kg/m^2}]$ 代表压力强度，$T=273+t$°C 代表絕对溫度，R 代表所謂气体常量，根据理想气体的物态方程式，可得密度和压力

❶ 这里的 1 kg 指工程單位系統的重量單位，目下为避免同質量的 kg 混淆起見，也有改用 1 kp 來表示的

强度以及溫度間的关系如下：

$$\frac{p}{\rho g}=RT. \tag{1}$$

若溫度保持不变(恒溫变化)，就得波义耳定律

$$\frac{p}{\rho}=\text{常量}. \tag{2}$$

若压力不变，那就得到呂薩克定律如下：

$$T\rho=\text{常量}. \tag{3}$$

常量 R 的值，对于干燥的空气，等于 29.27；对于中等潮湿的空气则等于 29.4 [m/°].

空气的溫度將随容积的压縮而升高．对于这一情形，(2)式只适用于能放散热量的气体．气体的膨脹过程則恰好相反．假若沒有放散和吸收热量的可能，理想气体(或完全气体)的絕热变化，根据热力学將是

$$\frac{p}{\rho^{\kappa}}=\text{常量} \tag{4}$$

其中 $\kappa=c_p/c_v$ 是压力不变的比热跟容积不变的比热之比値，在大气中，空气是 $\kappa=1.405$.

經驗告訴我們，在气体相对于固态物体的流动中，以及物体在靜止气体內运动的过程中，只要速度远小于音速(在这气体中的音速)，密度的变化是很小的．譬如，标准狀态下，空气在地球表面附近的密度变化，当速度为 50 m/s＝每小时 180 km 时，不过稍微多于 1% 而已．所以在上述前提下，我們可以忽略掉这样的密度变动，使气体也能近似地看成是容积固定($\rho\approx$常量)的．水动力学的运动定律因之可以毫无改变地应用于气体(空气动力学)．至于密度变动較大的过程，那是气体动力学的对象.

压力强度为760 mm汞柱时，空气的比重和密度見下表：

温度°C	—20°	0°	20°	40°	60°	80°	100°	200°	500°
γ[kg/m³]	1.40	1.29	1.20	1.12	1.06	1.00	0.95	0.746	0.393
ρ[kgs²/m⁴]	0.142	0.132	0.123	0.115	0.108	0.102	0.096	0.076	0.040

3. 流体的压力强度

我們設想从容积固定的流体(以下有时簡称定容流体)的內部切出一小部分来观察，它的表面承受着周圍流体加給的力．这些力和作用在它上面的質量力一起决定着它的静止或运动狀态．这些作用在表面上的力就理想流体說，只能是**正压力**，因为其中不存在切力，而張力在流体內部通常又不能傳导．命 dF 代表这小部分流体上任意一点 A 处的微分面积，dD 代表落在 dF 上的压力(图1)那末比值

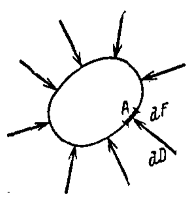

图 1

$$p=\frac{dD}{dF}$$

就叫作單位面积上的流体压力强度或簡称为 A 处的**压强**．压强相当于一种应力(材料力学中的正应力 σ)，因次也跟应力相同，都是[kg/m²]．❶ 可以証明，任意一点 A 的压强的大小是跟 A 处切面的方向无关的（这就是跟材料力学中正应力不同的地方，正应力的大小要看所属切面的方向而定)．要証明这一点，可从流体內分出一个无限小的四面体来观察，它的边長是 dx、dy 和 dz．角頂 A 点对于以 O 为原点的固定正交标軸的坐标是 x、y、z (图2)．命 p_x, p_y, p_z 代表各坐标軸方向的压强，p 代表垂直于四面体斜面（面积为 dF) 的压强，就可得到图2中标出的各个表面上的各正交压力．

❶ 本書，因次符号与一般写法稍有不同；方括弧內标出的是單位

至于作用在四面体中的質量力，譬如重力，因为是跟四面体的容积成正比，因而是三阶微小量；正交压力則不同，它跟四面体的表面面积成正比，因之，是二阶微小量．所以，質量力对于正交压力說来是可以忽略不計的．这样，作用在四面体上的全部正交压力本身就应該單独地滿足靜力平衡条件．

命 α、β、γ 依次代表微分面积 dF 法綫跟 x、y、z 軸的交角．由图 2 可得下列关系式：

$$dF\cos\alpha=\frac{dy\,dz}{2},\ dF\cos\beta=\frac{dx\,dz}{2},\ dF\cos\gamma=\frac{dx\,dy}{2}. \tag{5}$$

此外，按四面体上表面力的平衡条件，又可知

$$p_x\frac{dy\,dz}{2}-p\,dF\cos\alpha=0,$$

$$p_y\frac{dx\,dz}{2}-p\,dF\cos\beta=0,$$

$$p_z\frac{dx\,dy}{2}-p\,dF\cos\gamma=0,$$

故由(5)式就得

$$p=p_x=p_y=p_z.$$

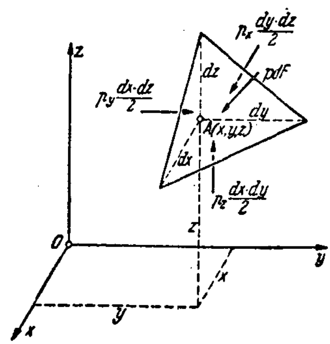

图 2

这就是說，A 处四面体的四个方向上的压强都是相同的．因四面体的斜面方向完全可以任意选擇，可見 p 在 A 点的任何方向都將是相同的．換句話說理想流体中的压强純粹是所在位置的函数 $p=p(x,\ y,\ z)$．对于流动的流体，压强通常还随着时間变化，所以 $p=p(x,\ y,\ z,\ t)$．

上面的論断不尽适用于从連續的流体介質內部分离出来的流体單元，而且也适用于流体跟固体，譬如容器器壁的直接接触处．作用在容器器壁 dF 面积上的压力，跟器壁的方向完全无关；压力垂直于器壁，大小等于 pdF，这 p 代表該处的压强．