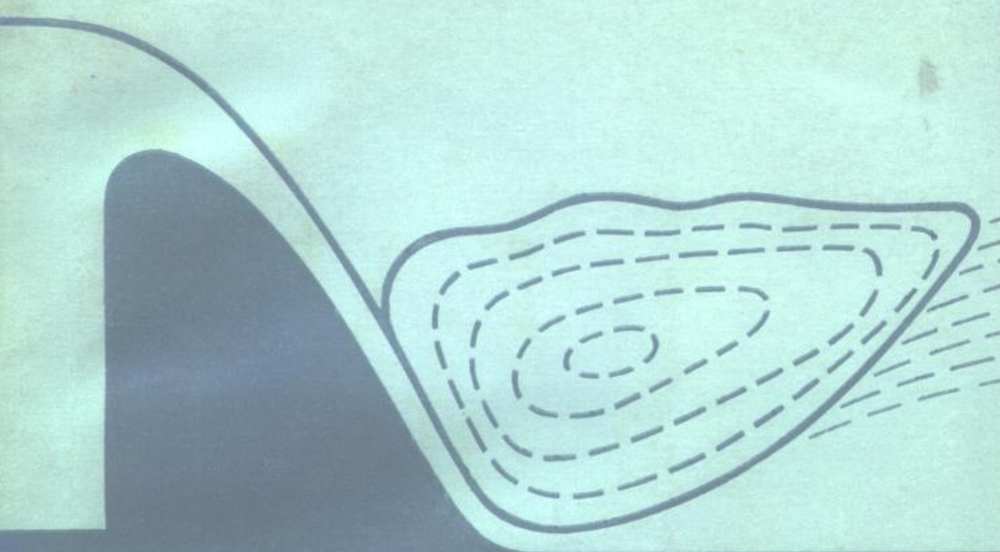

水力学

流体力学原理

〔苏〕П.Г.基谢列夫
周鹏　华钊　译

水利电力出版社

水力学 流体力学原理

〔苏〕П.Г.基谢列夫　　周鹏　华钊　译

水利电力出版社

ГИДРАВЛИКА

ОСНОВЫ МЕХАНИКИ ЖИДКОСТИ

П.Г.Киселев

Москва 《Энергия》 1980

水力学

流体力学原理

[苏] П.Г.基谢列夫

周鹏 华钊 译

*

水利电力出版社出版

(北京三里河路6号)

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

水利电力印刷厂印刷

*

787×1092毫米 32开本 12印张 264千字

1983年10月第一版 1983年10月北京第一次印刷

印数 0001—9620册 定价1.25元

书号 15143·5196

内 容 提 要

本书是一本通用性较强、簡明扼要的水力学参考书。

本书首先论述了流体力学、平面势流的基本概念和理论，以及有关方程的建立；其次叙述了有关管路、孔口出流、溢流堰、明槽，以及地下水渗流等的水力计算和风浪的基本理论和计算；最后介绍了水力模型试验，以及电算在水力计算中的应用等。全书共分十六章，附有各种算例，可供有关从事水利水电、水道港口建筑，以及给排水、农田水利工程等的工程技术人员使用，同时也可供有关高等院校师生作为教学参考。

* * * *

本书前言、绪论、第一、二、三、四章和第十、十一、十二、十三、十四章由华钊同志译；第五、六、七、八、九章和第十五、十六章以及附录由周鹏同志译。全书由周鹏同志校订。

前　言

水力学是培养水利工程师的技术基础课程，用来解决水工建筑物设计和施工实践中有关流体力学问题。

这是根据作者在莫斯科古比雪夫建筑工程学院水工建筑系多年讲课的经验而编写的一本教材。这样也就确定了本书的内容。

本书是水利方面的“水工建筑”和“水运与海港”等专业大学生用的教材。

本书分十六章，是按水力学教学大纲来讲解所有问题，详细地叙述了液体平衡和运动的基本规律；论述了在某些情况下具有工程意义的液体的运动规律，以及风浪理论和非恒定流理论的问题；此外，还讨论了电算在工程计算中的应用问题，以及水力现象的模型试验问题。

本书重点在于阐述物理现象，而不把水力学手册上的数据资料编入本教材。

作者在编写本书时，力图精炼地叙述问题，以供更多读者使用。

本书承蒙基辅公路学院水力学教研室，以技术科学博士B.B.布沙柯夫教授为首的全体教员的大力帮助。并由萨拉托夫工学院水力学教研室主任、技术科学博士、Л.И.维索茨基仔细地校阅了手稿，提出了许多有益的建议和希望。作者十分感谢，已在本书送交出版前，考虑了和采纳了这些宝贵的意见。

第十六章“水力模型试验·电子计算机在水力计算中的应用”是与技术科学博士Л.И.维索茨基教授共同编写的。

作者

目　　录

绪　论

“流体”这一概念，可以有不同的含义，这要视定义的目的。例如，液体作为一种物体，为了明确区分于固体和气体，在下定义时，则应强调液体具有流动性而其体积不变的特性。

而在研究不同物体的物理特性时，液体是物质三态中的一态，是按其与固体和气体的分子结构和分子运动的不同而区别的。

而在研究水力学时，即在研究流体平衡和运动规律（也即流体力学规律）时，则不研究分子运动，而是当作在外力作用下能变形的连续介质来研究。因此，在我们这种情况下的“流体”概念，是按其力学特性和抗剪特性来定义的。

众所周知，力可分为压力、拉力和剪力。液体能抗压，但很难压缩其体积（故常称此为“不可压缩的”）；几乎完全不能抗拉，但能抗剪（与剪切变形的速度成正比）。气体也具有这些特性。而气体与液体在这方面的主要区别，在于气体受压时，其体积非常容易压缩，并服从于热力学定律。而固体则具有上述所有的三种抗力（抗压、抗拉和抗剪），与液体和气体有明显的不同。

因此，所有物体可以分成两大类：流体(包括气体)和固体。在第一类中，流体又可分为液体(常称为“不可压缩的”流体）和气体（常称为“可压缩的”流体）。

此外，还应指出，流体的另一术语的概念：流体的抗剪

特性称为粘性。所有的实际液体都是粘性的。

在研究水力学的许多问题时，在理论模型中，往往需要引进"理想液体（或理想气体）"的概念，即忽略流体的某些特性，把这种理想液体认为是绝对不可压缩的和完全没有粘性的液体。

至于流体的物理特性以及发展史、水力学与其它课程的关系等等，可参阅物理学和其它专著的有关章节。

第一章　液　体　平　衡

1.1　液体平衡　作用力

兹研究在外力作用下的液体平衡。

外力可能是表面力，即直接作用在液体表面上的力；也可能是质量力，即作用在水体所有质点上的质量力。如果这是均质液体，即整个体积内的密度ρ都相同，则质量力就可称为体积力。

显然，表面力与面积成正比，而质量力（体积力）则与液体质量（体积）成正比。

1.1.1　平衡液体的表面力条件

兹取一水体，其表面如图1.1所示，令作用在这个表面所有点上的力为R，例如作用在点M上。将力分解成垂直于表面的分力N和与表面相切的分力T。N和T的合成作用力恒等于作用力R。

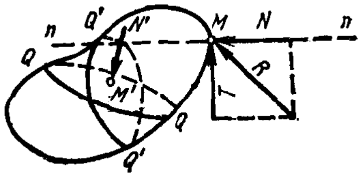

图 1.1

显然，N力是内法线方向的，如图1.1所示，N力是压力。正因为在这个表面所有点上的作用力均为压力，而液体是具有抗压能力的介质，所以才能在这种情况下以其抗压力（液体的反作用力）而使之平衡。否则，果真N力是外法线方向的，而不是向内的（即N力是拉力），则液体就不

能保持平衡了。

同理，如果有切力T（剪力）作用在液体质点上，则液体也不能保持平衡，因为仅仅在液体运动时才有抗剪力❶。

从上述作用于表面上的外力特点，可以得出液体的平衡条件是：液体要保持平衡状态，作用在表面各点上的外力必须是内法线方向的。

1.1.2 液体平衡时质点的相互作用 静水压强

为了说明处于平衡状态的液体内部质点之间力的相互作用，兹取一任意形状的曲面Q，将水体分割成两部分（图1.1），显然每部分的分割面，都是这部分水体表面的一部分。

在此分割面上任取一点M'，并认为这点是在下半部的分割面上，则上半部的水体将作为外力作用在这个表面上。按前述表面上的作用力，即这个作用于质点M'上的作用力，一定是内法线方向的压力。同理，可以用任意曲面Q_1、Q_2通过M'点来分割这个水体，由此可以得出结论：质点M'所承受的来自各方向的均为压力。

静水压强 在液体中取一微小面积$\Delta\omega$，垂直作用于其上的是ΔP力，当比值$\Delta P/\Delta\omega$趋于极限时，则为点M'处的压应力：

$$p=\lim_{\Delta\omega\to 0}\left(\frac{\Delta P}{\Delta\omega}\right) \tag{1.1}$$

这个压应力在水力学中称为静水压强。

因此水体内的任一质点只承受压应力。

---

❶ 在这里研究的是理想情况，认为液体没有抗拉和“初始”抗剪的能力。

水静力学的基本定理 某一点处的静水压强大小与其方向无关（即静水压强的大小各方向均相等）。

兹证明：

$$p_x = p_y = p_z = p_n$$

式中p_x，p_y，p_z和p_n分别代表坐标轴ox，oy，oz方向和任意方向N-N静水压强。

在平衡水体内取一微小四面体，其平行于各坐标轴的棱长分别为dx，dy和dz，四面体的质量为$\rho\frac{1}{6}dxdydz$（式中ρ——密度）。

兹把所取液体割离体当作固体，而这并不改变其平衡条件。因此，可以认为dm是固体的质量，并处于平衡之中，则可应用众所周知的固体的静力学方程，即力的投影方程组和力矩方程组：

$$\left.\begin{array}{ll} \Sigma F_x = 0\,; & \Sigma M_x = 0 \\ \Sigma F_y = 0\,; & \Sigma M_y = 0 \\ \Sigma F_z = 0\,; & \Sigma M_z = 0 \end{array}\right\} \qquad (1.2)$$

当微小四面体缩小到一点时，作用在四面体上的力就成为作用在同一个点上的力系，而这样的力系总能满足力矩方程组，因而就剩下三个力的投影方程组了。兹写出第一方程：$\Sigma F_x = 0$（同样可写出另外两个方程）。而作用力则是表面力和体积力。

表面力 这是微小四面体表面上的压力，因为有四个面，故有四个这样的力（图1.2）。

ABC面上的作用力为：

$$dP_x = p_x\frac{1}{2}dydz \qquad (1.3)$$

式中，p_x——为三角形面积$\frac{1}{2}dydz$上的平均静水压强。力dP_x平行于ox轴，沿坐标轴正方向，故在方程中用正号。

力dP_y和dP_z（即ABD面和ACD面上的压力）分别平行于oy和oz轴，故其在ox轴的投影等于零。第四个力dP_n(BCD面上的压力)等于：$dP_n=p_n d\omega$（式中p_n——BCD面上的平均静水压强，而$d\omega$为这个面的面积）。这个力在ox轴的投影为：

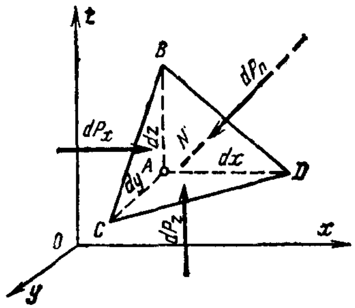

图 1.2

$$dP_n\cos(\widehat{N,ox})$$
$$=p_n d\omega\cos(\widehat{N,ox})$$

因其方向与ox轴方向相反，故上述方程中用负号。

乘积$d\omega\cos(\widehat{N,ox})$为三角形面积$BCD$在$yoz$平面上的投影，等于

$$d\omega\cos(\widehat{N,ox})=\frac{1}{2}dydz$$

又因法线N与ox轴之间的夹角等于ABC与BCD面所形成的夹角，故力dP_n在ox轴上的投影值等于：

$$dP_n\cos(\widehat{N,ox})=p_n d\omega\cos(\widehat{N,ox})=P_n\frac{1}{2}dydz \quad (1.4)$$

体积（质量）力 作用在四面体上的质量力的合力dR，与坐标轴（x,y,z）的夹角分别为α,β,γ，即

$$dR=dmj$$

上式中，dm为四面体质量，等于$\rho\frac{1}{6}dxdydz$（ρ——液体

密度；而$\frac{1}{6}dxdydz$为四面体的体积）；j为体积力加速度（在个别情况下为自由落体的加速度）。

兹用X，Y，Z代表加速度j在各坐标轴上的投影，即

$$j\cos\alpha = X$$

$$j\cos\beta = Y$$

$$j\cos\gamma = Z$$

则体积力dR的投影值为：

$$\left.\begin{aligned} dR_x &= dmj\cos\alpha = \rho\frac{1}{6}dxdydzX \\ dR_y &= dmj\cos\beta = \rho\frac{1}{6}dxdydzY \\ dR_z &= dmj\cos\gamma = \rho\cdot\frac{1}{6}dxdydzZ \end{aligned}\right\} \quad (1.5)$$

因体积力在ox轴上的投影方程，只有上述方程组中的dR_x方程，故方程$\Sigma F_x = 0$可表示如下：

$$\Sigma F_x = p_x\frac{1}{2}dydz - p_n\frac{1}{2}dydz + \rho\frac{1}{6}dxdydzX = 0 \quad (1.6)$$

约去$\frac{1}{2}dydz$后，得：

$$p_x - p_n + \rho\frac{1}{3}dxX = 0$$

又因相对于p_x和p_n而言，$\rho\frac{1}{3}dxX$为无穷小，可忽略不计，则得$p_x - p_n = 0$，或

$$p_x = p_n$$

同理，可证明：

$$p_y = p_n$$

因而

$$p_x = p_y = p_z = p_n \qquad (1.7)$$

这个等式表明："静水压强各方向均相等，即与方向无关"，这就证明了水静力学的定理。

推论 尽管在同一点上的压强各方向均相等，但在该液体内的不同点上通常则具有不同的压强，故静水点压强是坐标的函数：

$$p = f(x, y, z) \qquad (1.8)$$

在更为一般的情况下，压强p还是时间的函数：

$$p = f(x, y, z, t) \qquad (1.8a)$$

这是有可能的，因为外界条件可能随时间而变化，例如，大气压力的变化就是这样。这里就不再进一步研究这种情况了。

1.2 液体平衡的微分方程（欧拉方程）

兹取一微小平行六面体$ABCDA'B'C'D'$来研究其平衡（图1.3），把它当作固体，则可列出三个作用力的投影方程：$\Sigma F_x = 0$；$\Sigma F_y = 0$和$\Sigma F_z = 0$（用不着力矩方程组）。

兹列出在ox轴上作用力的投影方程，即方程$\Sigma F_x = 0$。

表面力的投影 因平行六面体具有六个面的投影，但在方程$\Sigma F_x = 0$中，我们只有两个作用力dP和dP'（图1.3）。

$ABCD$面上的压力dP为：

$$dP = pdydz$$

上式中，p为$ABCD$面上的平均静水压强。

而$A'B'C'D'$面上的压力为dP'

$$dP' = pdydz$$

上式中，p'为$A'B'C'D'$面上的静水压强（$p' \neq p$）。