94T/140
39106

通风工程空气流动理论

魏 润 柏

纺织工业学院
图书专用章
94T/140

中 国 建 筑 工 业 出 版 社

通风工程空气流动理论

魏 润 柏

中 国 建 筑 工 业 出 版 社

本书阐述了通风装置中空气流动的理论问题。以阐述物理概念为主，辅以数学推导，深入浅出。全书共分三篇：第一篇理论篇，叙述研究通风工程所必需的流体力学理论；第二篇应用篇，应用流体力学理论分析通风装置的空气流动问题；第三篇电算篇，介绍暖通专业电子计算机应用的基本知识。

本书可供高等院校暖通专业师生教学参考，也可供从事通风工程的科研和设计人员阅读参考。

通风工程空气流动理论

魏 润 柏

*

中国建筑工业出版社出版（北京西郊百万庄）

新华书店北京发行所发行　各地新华书店经售

中国建筑工业出版社印刷厂印刷（北京阜外南礼士路）

*

开本：787×1092毫米 1/32 印张：11 字数：245 千字

1981年6月第一版　1981年6月第一次印刷

印数：1— 7,010 册　定价：1.70元

统一书号：15040·4006

前言

通风工程实质上是一项组织空气流动的工程。所以，研究通风工程的重要课题之一，是分析空气流动的规律性。我们知道，空气流动的规律同样遵循流体力学的一般规律。因此，流体力学是通风工程的理论基础。

现有的流体力学书籍，一般很少涉及通风工程中的空气流动问题；而现有的通风工程书籍，又主要是介绍通风设备的设计和使用方法。随着我国通风工程事业的发展，需要深入研究通风工程中空气流动的理论问题。作者编写本书，正是为了适应这方面的需要。

本书共分理论、应用和电算三篇。分别介绍了研究通风工程所必需的流体力学理论，并应用这些理论来分析通风装置的空气流动问题。为了适应暖通专业在电子计算机应用方面的需要，在第三篇中选择了几个专业问题，用比较浅显的方法自编了程序，并上机计算出结果，仅供初学电算者入门参考。

巢庆临教授在百忙中审阅了本书的部分手稿，并提出了宝贵意见。李强民同志编写了第十七章吸气罩。冯鸿宝同志也参加了部分工作。作者在此谨致谢意。限于作者水平，书中的问题和错误难免，希望读者予以批评指正。

魏润柏

1978年12月底于同济大学

目　　录

第一篇　理　论　篇

此为试读，需要完整PDF请访问：www.ertongbook.com

第二篇　应　用　篇

第三篇 电 算 篇

第一篇 理 论 篇

第一章 通风工程中空气流动的基本方程式

空气在通风工程中的流动规律，同样遵循流体力学的一般规律。描写空气流动的基本方程式仍是流体力学中的连续性方程式、能量方程式和动量方程式。

第一节 连续性方程式

我们把通风工程中流动的空气看成是连续流体，即全部流动范围内充满着空气质点，质点与质点之间不存在空隙。

在充满连续流体的空间中，取一个固定不变的平行六面体，六面体的边长分别为dx、dy和dz。作空间坐标系，使坐标轴平行六面体的各边，如图1-1所示。

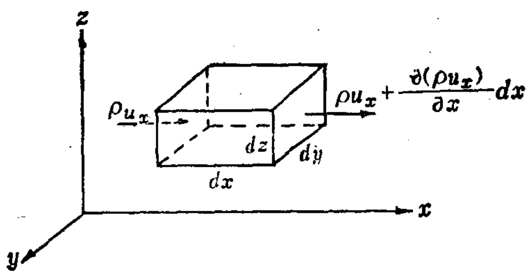

图 1-1 微小的平行六面体

在单位时间内，沿x轴方向，经过六面体左边界面上的单位面积，流入六面体的质量为$\rho\mu_x$。由于空气是连续流体，在单位时间里，沿x轴方向，经过六面体右边界面上的单位面积，流出六面体的质量可以按泰勒级数展开为

$$\rho u_x+\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x}dx+\cdots\cdots$$

在dt时间内，经过六面体左边界面，沿x轴方向流入六面体的流体质量等于

$$\rho u_x dydzdt$$

在同样的dt时间内，经过六面体右边界面，沿x轴方向流出六面体的流体质量等于

$$\left[\rho u_x+\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x}dx\right]dydzdt$$

泰勒级数展开式中的第三项以后是高阶无限小，可以忽略不计。因此，在dt时间内，沿x轴方向，经过六面体流入和流出的流体质量的差值等于

$$\begin{aligned}dM_x&=\rho u_x dydzdt-\left[\rho u_x+\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x}dx\right]dydzdt\\&=-\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x}dxdydzdt\end{aligned}\tag{1-1}$$

同理，在dt时间内，沿y轴方向和z轴方向，经过六面体流入和流出的流体质量的差值等于

$$dM_y=-\frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y}dydxdzdt\tag{1-2}$$

$$dM_z=-\frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z}dzdxdydt\tag{1-3}$$

在dt时间内，流体流入六面体的质量与流出六面体的质量的总差值应该等于沿各个轴方向的差值的总和

$$dM = dM_x + dM_y + dM_z$$
$$= -\left[\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z}\right] dxdydzdt \tag{1-4}$$

流体流入六面体的质量不等于流出六面体的质量，就表示在六面体内流体的质量经过dt时间后发生了变化。现在所取的是固定不变的六面体，也就是它的体积是不变的，因此质量的变化就是密度的变化。设在dt时间以前，六面体内流体的密度为ρ，六面体内流体的质量为$\rho dxdydz$。经过dt时间后，密度为$\rho + \frac{\partial \rho}{\partial t} dt$，六面体内流体的质量为$\left[\rho + \frac{\partial \rho}{\partial t} dt\right] dxdydz$。在$dt$时间内，六面体内流体质量的变化等于

$$dM = \left[\rho + \frac{\partial \rho}{\partial t} dt\right] dxdydz - \rho dxdydz$$
$$= \frac{\partial \rho}{\partial t} dxdydzdt \tag{1-5}$$

流入和流出六面体的流体质量的总差值，应该等于在六面体内流体质量的变化

$$-\left[\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\rho z}\right] dxdydzdt$$
$$= \frac{\partial \rho}{\partial t} dxdydzdt \tag{1-6}$$

等式两边消去$dxdydzdt$，并且移项，可得

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} = 0 \tag{1-7}$$

将上式中等号左边第二、第三及第四项按复合函数求导数的法则展开

此为试读，需要完整PDF请访问：www.ertongbook.com

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x}&=\rho\frac{\partial u_x}{\partial x}+u_x\frac{\partial\rho}{\partial x}\\ \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y}&=\rho\frac{\partial u_y}{\partial y}+u_y\frac{\partial\rho}{\partial y}\\ \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z}&=\rho\frac{\partial u_z}{\partial z}+u_z\frac{\partial\rho}{\partial z}\end{aligned}\right\}\tag{1-8}$$

把上式代入（1-7）式得到

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+u_x\frac{\partial\rho}{\partial x}+u_y\frac{\partial\rho}{\partial y}+u_z\frac{\partial\rho}{\partial z}+\rho\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_y}{\partial y}+\frac{\partial u_z}{\partial z}\right)=0\tag{1-9}$$

由于

$$u_x=\frac{dx}{dt}\qquad u_y=\frac{dy}{dt}\qquad u_z=\frac{dz}{dt}$$

代入（1-9）式，得到

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial\rho}{\partial x}\frac{dx}{dt}+\frac{\partial\rho}{\partial y}\frac{dy}{dt}+\frac{\partial\rho}{\partial z}\frac{dz}{dt}+\rho\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_y}{\partial y}+\frac{\partial u_z}{\partial z}\right)=0\tag{1-10}$$

由于$\rho=f(x,\ y,\ z,\ t)$，因此方程式左边的前四项等于密度ρ对时间t的全导数。则上式可以写成

$$\frac{d\rho}{dt}+\rho\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_y}{\partial y}+\frac{\partial u_z}{\partial z}\right)=0\tag{1-11}$$

这就是压缩流体的连续性微分方程式。

（1-11）式中，等号左边括弧内的三项之和$\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_y}{\partial y}+\frac{\partial u_z}{\partial z}\right)$在向量分析中称为速度的散度，可以用符号$div\,\vec{u}$表示。则

$$\frac{d\rho}{dt}+\rho div\ \vec{u}=0 \tag{1-12}$$

或

$$\frac{1}{\rho}\ \frac{d\rho}{dt}+div\ \vec{u}=0 \tag{1-13}$$

在稳定流动的情况下，密度不随时间而变化，只是坐标的函数。因此（1-7）式中密度对时间的偏导数等于零，即可得出压缩流体稳定流动的连续性微分方程式

$$\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z}=0 \tag{1-14}$$

对于通风工程中的空气，由于它的压强变化很小，可以忽略它的密度的变化，而把空气当作未压缩流体。这样，密度既不是时间的函数，又不是坐标的函数。因此，（1-7）式中第一项密度对时间的偏导数等于零，后三项中的密度可以提到偏导数符号以外，并且可以消去。因此可以得出未压缩流体稳定流动的连续性微分方程式

$$\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_y}{\partial y}+\frac{\partial u_z}{\partial z}=0 \tag{1-15}$$

如果写成向量的形式，则得

$$div\ \vec{u}=0 \tag{1-16}$$

【例 1-1】 已知空气的流动由下列方程式给出：

$u_x=6(x+y^2)$； $u_y=2y+z^3$； $u_z=x+y+4z$

试问这种流动是否有可能？

【解】 写出连续性方程式

$$\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_y}{\partial y}+\frac{\partial u_z}{\partial z}=6+2+4\neq 0$$

由于不满足连续性方程式，所以这种流动是不可能的。如果将第一个方程式改成$u_x=-6(x+y^2)$，那末流动就成为可能了。

图1-2表示一段流体断面有一定大小的总流，其断面面

积为A_1和A_2。在这段总流中，任意取出一段微小流束，其断面面积为dA_1和dA_2。由于dA_1和dA_2是非常小的，可以认为dA_1中的流体速度都是u_1，dA_2中的流体速度都是u_2。通过dA_1面积的流量为

$$dQ_1=u_1dA_1$$

通过dA_2面积的流量为

$$dQ_2=u_2dA_2$$

正如前述，任何流体的流动都必需满足连续性方程式。同样，在微小流束中也必如此。由于流体不能通过微小流束的侧表面流入或流出，当稳定流动时

$$dQ_1=dQ_2 \tag{1-17}$$

或

$$u_1dA_1=u_2dA_2 \tag{1-18}$$

也可以写成

$$dQ=udA=\mathrm{const} \tag{1-19}$$

（1-19）式就是微小流束稳定流动的连续性方程式。

对于总流（图1-2），在断面面积A上，各部分流体的流速都不相同，因此需要引进断面平均流速的概念（图1-3）。

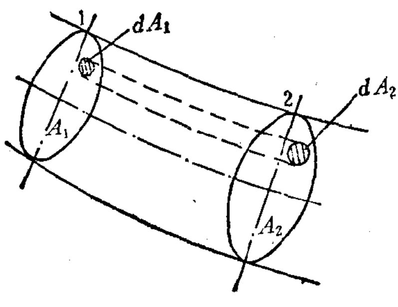

图 1-2 总流与微小流束

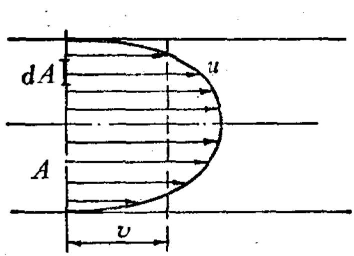

图 1-3 断面平均流速

$$v=\frac{\int_A u dA}{A}=\frac{Q}{A} \tag{1-20}$$

则
$$Q=vA=\int_A u dA \tag{1-21}$$

对（1-18）式两边积分

$$\int_{A_1} u_1 dA_1=\int_{A_2} u_2 dA_2$$

则
$$Q_1=Q_2 \tag{1-22}$$

或
$$v_1 A_1=v_2 A_2 \tag{1-23}$$

也可以写成
$$Q=vA=\text{const} \tag{1-24}$$

（1-24）式就是总流稳定流动的连续性方程式。

在未压缩流体的稳定流动中，同一个总流上，各断面的流量均相同，断面平均流速和断面面积成反比，断面大的地方平均流速小，断面小的地方平均流速大，断面相等的地方平均流速也相等。

第二节 能 量 方 程 式

能量方程式是流体力学中最基本的方程式，它表达了流动流体的压能、动能和位能的变化规律，是自然界能量守恒和转换定律在流体力学中的表现。

下面建立能量方程式。

任何流体在力的作用下都要产生运动。我们可以根据这些力的特征分成两类：一类是质量力，它的特征是力作用在流体的所有质点上，其大小与流体的质量成正比，例如重力和惯性力等；另一类是表面力，它的特征是力作用在流体的表面上，例如压力和切力等。

在流体力学中，为了分析某些问题简单起见，首先假定流体是没有粘性的，即流体中不出现切向力，然后再根据实验或理论加以修正，使之适用于解决实际问题。

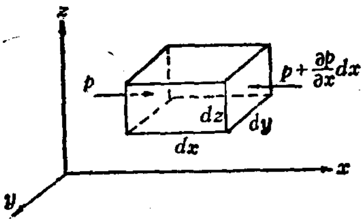

图 1-4　微小的平行六面体

在流动的流体中，取一微小的平行六面体作为研究对象，如图1-4所示。

由于理想流体中没有切向力，所以在x方向的作用力只有压力和质量力。x方向的压力总和为

$$pdydz-\left(p+\frac{\partial p}{\partial x}dx\right)dydz=-\frac{\partial p}{\partial x}dxdydz$$

设作用在六面体单位质量上的质量力在x方向的分量为X，在x方向的质量力为$X\rho dxdydz$。

根据牛顿运动定律，得到

$$-\frac{\partial p}{\partial x}dxdydz+X\rho dxdydz=\rho dxdydz\frac{du_x}{dt}$$

简化为

$$X-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}=\frac{du_x}{dt} \qquad (1-25)$$

同理，可得y和z方向的运动方程式为

$$Y-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}=\frac{du_y}{dt} \qquad (1-26)$$

$$Z-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}=\frac{du_z}{dt} \qquad (1-27)$$

式中的Y和Z分别为作用在六面体单位质量上的质量力在y和z方向的分量。

如果将加速度写成展开式，则得流体运动微分方程式为

$$
\left.\begin{aligned}
X-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}=\frac{\partial u_x}{\partial t}+u_x\frac{\partial u_x}{\partial x}+u_y\frac{\partial u_x}{\partial y}+u_z\frac{\partial u_x}{\partial z}\\
Y-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}=\frac{\partial u_y}{\partial t}+u_x\frac{\partial u_y}{\partial x}+u_y\frac{\partial u_y}{\partial y}+u_z\frac{\partial u_y}{\partial z}\\
Z-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}=\frac{\partial u_z}{\partial t}+u_x\frac{\partial u_z}{\partial x}+u_y\frac{\partial u_z}{\partial y}+u_z\frac{\partial u_z}{\partial z}
\end{aligned}\right\}
\tag{1-28}
$$

我们知道

$$
\left.\begin{aligned}
dx=u_x dt\\
dy=u_y dt\\
dz=u_z dt
\end{aligned}\right\}
\tag{1-29}
$$

将（1-29）式中的各式分别乘（1-25）、(1-26）和(1-27）式并相加，可得

$$
(Xdx+Ydy+Zdz)-\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x}dx+\frac{\partial p}{\partial y}dy+\frac{\partial p}{\partial z}dz\right)=u_x dt\frac{du_x}{dt}+u_y dt\frac{du_y}{dt}+u_z dt\frac{du_z}{dt}
\tag{1-30}
$$

存在一个函数W，并且

$$dW=Xdx+Ydy+Zdz$$

在稳定流动中，p不是t的函数，则（1-30）式中等号左边的第二个括号为

$$\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x}dx+\frac{\partial p}{\partial y}dy+\frac{\partial p}{\partial z}dz\right)=\frac{1}{\rho}dp$$

对于未压缩流体，ρ是常数，则$\frac{1}{\rho}dp=d\left(\frac{p}{\rho}\right)$。

在稳定流动中，流速不是时间的函数，则

$$u_x dt\frac{du_x}{dt}+u_y dt\frac{du_y}{dt}+u_z dt\frac{du_z}{dt}$$

此为试读，需要完整PDF请访问：www.ertongbook.com