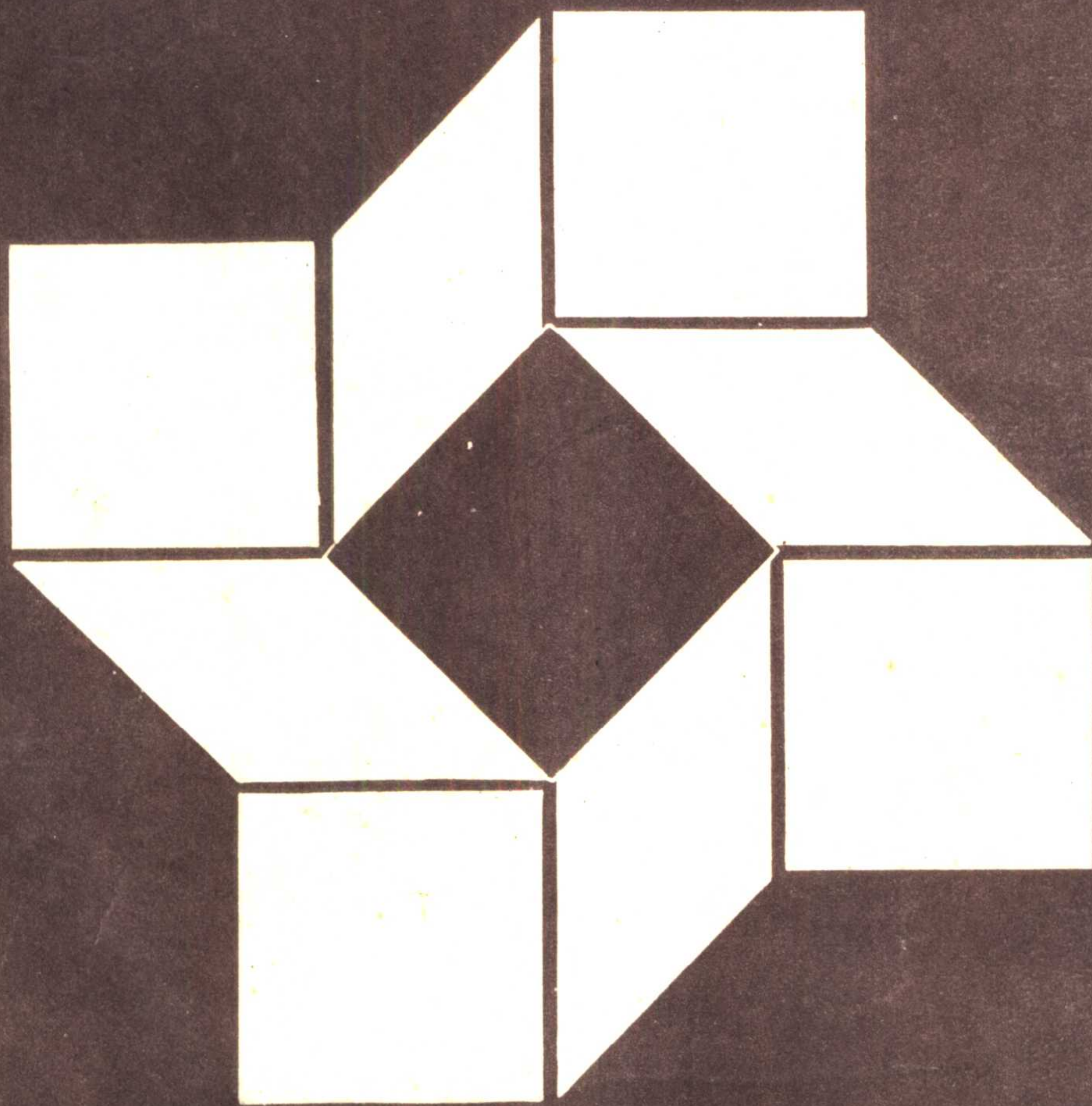


硅酸盐热工工程



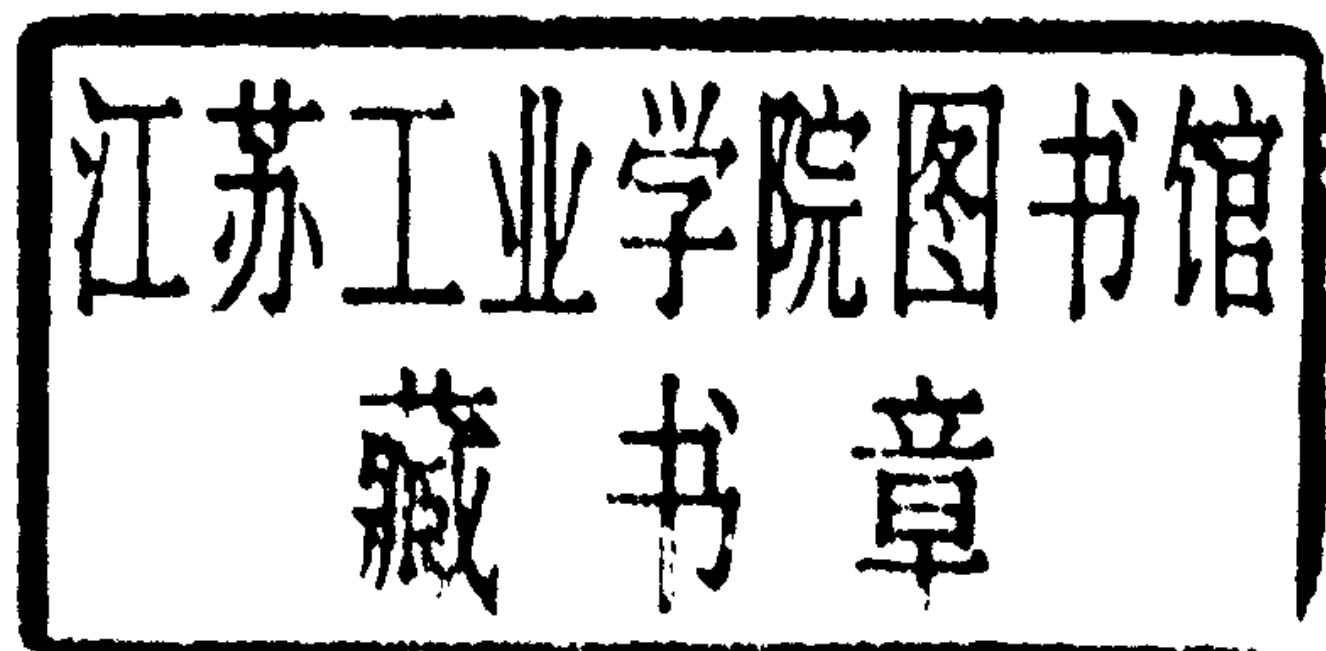
沈慧贤 胡道和 主编



高等学校试用教材

硅酸盐热工工程

沈慧贤 胡道和 主编



武汉工业大学出版社

鄂新登字 13 号

内 容 提 要

本书经高等学校无机非金属材料类专业教材编审委员会审定,为硅酸盐工程和无机非金属材料专业本科教材。

本书是为适应硅酸盐学科发展和培养工程技术人材的需要而编写的。内容主要是近代化工基础理论——传递工程在硅酸盐工业中的应用。本书强调生产中热工过程的共同规律,并注意到典型设备及工程研究方法的阐述与应用;重视解决实际问题的思路和途径。

本书也可供硅酸盐工业的科研、设计、生产等工程技术人员和有关大专院校本科生、研究生参考。

高等学校试用教材

硅酸盐热工工程

©沈慧贤 胡道和 主编

*

责任编辑 王忠林

*

武汉工业大学出版社出版(武汉市武昌珞狮路14号)

新华书店湖北发行所发行 各地新华书店经销

中南三〇九印刷厂印刷(湖北安陆九号信箱)

*

开本: 787×1092 mm 1/16 印张: 31.875 插页: 3 字数: 628 千字

1991年12月第一版 1993年7月第一次印刷

印数: 2001~4000 册 定价: 15.00元

ISBN 7-5629-0492-8/TQ·34

前 言

本教材为适应硅酸盐科学技术的发展和工程人才培养的需要而编写。适用于四年制本科硅酸盐工程或无机非金属材料专业,也可作为相近专业研究生的参考书。

本教材在编写过程中强调下列观点:

1. 加强基本概念の阐述和应用,如平衡概念——物料平衡、能量平衡、动量平衡、烟平衡等;“三传一反”概念——动量、热量、质量传递及燃烧、烧成反应等。

2. 注重介绍和应用工程科学研究方法来探讨热工工程的实质性问题、如模型方法——物理模型、数学模型;分析方法——过程分析、数量级分析;类比方法——热电类比(用网络法)和动量、热量、质量传递类比;数学方法——微分方程、积分方程求解、数值解法等。

本书通过实例介绍了计算机解题的基本方法和步骤,以适应计算机日益普及の形势。

3. 借助典型实例分析,达到举一反三の目的。

本课程因内容涉及面广而学时有限,故编写中强调只与典型、强调分析问题的思路,便于举一反三地加以应用,以提高读者发现问题、分析和解决问题的能力。

本教材编写工作的分工是:胡道和编写第一章(20学时)与第五章(14学时);沈慧贤编写第二章(24学时)及第四章(12学时);时钧编写第三章(6学时);谢玉声编写第六章(24学时)。

全书由时钧教授担任主审。

本书编写过程中,在资料整理、图纸收集、书稿审校中得到张薇的帮助,在此表示感谢。

本课程所需开出的实验另有教材配套。

限于编者水平,本教材中不妥与错误之处在所难免,敬请读者批评指正。

编 者

1990年10月

目 录

第一章 气体流动与动量传递	1
第一节 气体属性和气体流动 的基本原理	1
一、气体的物理属性	1
二、气体流动的基本原理	3
第二节 粘性流体的运动方程及其解	9
一、应力形式表达的运动方程	9
二、应力与形变速率之间的关系	11
三、粘性流体的运动微分方程 ——纳维-斯托克斯方程	15
四、纳维-斯托克斯方程的若干解	16
第三节 边界层	18
一、边界层概念	19
二、边界层的形成	19
三、边界层的分离	20
四、边界层微分方程	21
五、边界层积分方程	23
第四节 湍流流动	28
一、时均速度与脉冲速度	28
二、湍动强度与湍流标度	29
三、湍流中动量交换与附加湍流应力	31
四、普朗特混合长	32
五、光滑管中湍流的速度分布 与流动阻力	33
六、粗糙管中的湍流流动	36
七、平板上的湍流边界层	37
第五节 气体的特殊流动	39
一、旋转流动	39
二、喷射流动	43
第六节 窑炉系统中不同状态下的 气体流动与装置	54
一、恒密度气体的流动和孔嘴	54
二、高压气体的流出和高压喷嘴	59

三、高温气体的排出和烟囱	68
四、高速气体引射流动和喷射泵	76
习题	85
参考文献	87
第二章 热量传递	88
第一节 绪言	88
一、传热学与热力学的关系	88
二、传热的基本方式	88
三、热阻	90
第二节 传导传热	91
一、导热微分方程	92
二、一维稳态导热分析解	94
三、非稳态导热	101
四、导热问题的数值算法	113
第三节 对流换热	131
一、概述	131
二、对流换热微分方程组	132
三、相似理论与模型试验	133
四、热边界层(温度边界层)	137
五、边界层能量积分方程式	138
六、单相介质对流换热的 实验计算式	141
第四节 辐射换热	147
一、基本概念	147
二、基本定律	150
三、黑体间的辐射换热	155
四、灰体表面间的辐射换热	159
五、气体辐射与火焰辐射	164
第五节 综合传热	171
一、窑内火焰空间的传热分析及计算	171
二、换热器	173
习题	183
参考文献	187

第三章 质量传递 188

第一节 流体中的分子扩散 188

一、分子扩散及斐克(Fick)定律 188

二、连续性方程及扩散方程 190

三、气体中的分子扩散 192

四、气体分子扩散系数 195

五、分子扩散与化学反应 197

第二节 固体中的扩散 199

一、斐克定律型的固体扩散 199

二、固体中的非稳态扩散 200

三、多孔固体中的扩散 204

第三节 传质系数 207

一、传质系数的定义 207

二、传质系数与扩散系数 209

三、涡流扩散 210

四、求对流传质系数的方法 211

第四节 动量、热量和质量

传递的类似 214

一、动量、热量和质量

分子扩散方程 214

二、动量、热量及质量

的湍流扩散 214

三、雷诺类比 215

四、 J -因子类比 215

第五节 对流传质关系式 216

一、平板 216

二、圆球 216

三、单一圆柱体 217

四、固体管子内壁向湍流

流体的传质 217

五、填料床内的传质 217

六、气泡(或液滴)的传质 217

习题 218

参考文献 219

第四章 干燥过程及设备 220

第一节 湿空气的性质 220

一、湿空气中水蒸气的含量 220

二、湿空气的焓(I) 221

三、湿空气的比容(v_H) 222

四、绝热饱和温度(t_{as}) 222

五、露点(t_d) 224

第二节 空气的湿度图及其应用 224

一、空气的湿度图 225

二、湿度图的应用 227

第三节 干燥过程的物料平衡

和热量平衡 229

一、物料平衡 230

二、热量平衡 231

三、干燥过程的图解法 233

第四节 干燥速率及干燥时间 237

一、物料中所含水分的性质 237

二、恒定干燥条件下的干燥速率 238

三、恒定干燥条件下

干燥时间的确定 241

四、变动干燥条件下的干燥速率 244

第五节 干燥设备及其设计计算 246

一、干燥设备的类型及特点 246

二、干燥设备的设计计算 255

习题 261

参考文献 263

第五章 燃料及其燃烧过程与设备 264

第一节 燃料种类、组成

及其使用性能 264

一、固体燃料 264

二、液体燃料 271

三、气体燃料 273

四、燃料的选用原则 275

第二节 燃烧计算 277

一、分析计算 277

二、检测计算 285

第三节 燃烧过程的基本原理 293

一、燃烧的准备过程 293

二、燃烧反应机理 296

火焰的形成、传播

及其稳定性 301

四、燃烧室内的燃烧过程分析 306

第四节 燃料的燃烧方法和燃烧设备.....	310	三、近代间歇式窑.....	384
一、气体燃料的燃烧和设备	310	第四节 熔融制品窑.....	386
二、液体燃料的燃烧和设备	316	一、池窑	386
三、固体燃料的燃烧和设备	322	二、坩埚窑	392
习题.....	333	第五节 窑炉的节能途径及发展方向.....	393
参考文献	336	一、能源利用的评价指标	
第六章 物料烧成与窑炉.....	337	及分析方法.....	394
第一节 烧成反应与煅烧制品窑	337	二、硅酸盐工业窑炉节能技术	402
一、烧成反应的分类.....	337	第六节 窑炉的设计要求及计算方法.....	412
二、各类制品窑炉分类	344	一、窑炉设计的目标与要求	412
三、窑炉生产参数控制对制品质量		二、窑炉设计的步骤.....	413
与能耗的影响.....	350	第七节 窑炉传热的数学模型	437
第二节 块、粒状制品窑	353	一、模型研究方法.....	437
一、立窑	353	二、燃料加热的工业窑炉的基本	
二、回转窑	362	模型类别	442
第三节 成型制品窑.....	375	三、隧道窑内传热的数学模型	450
一、隧道窑	375	参考文献	456
二、倒焰窑	382		
附录一、常用局部阻力系数及综合阻力系数	457		
附录二、常用材料的物理参数	464		
附录三、烟气及干空气的物理参数	466		
附录四、常压下空气的物理参数	467		
附录五、常压下某些气体的物理参数	468		
附录六、在饱和线上水蒸气的物理参数.....	470		
附录七、在饱和线上水的物理参数	471		
附录八、饱和液体的物理参数	472		
附录九、某些材料在法线方向上的黑度	475		
附录十、常用气体燃料及不同燃烧产物的平均比热	476		
附录十一、传热学计算图	477		
附录十二、重油粘度与温度的关系	481		
附录十三、我国煤炭分类简表	482		
附录十四、各类燃油喷嘴的操作特性	483		
附录十五、常用绝热材料的主要性能	484		
附录十六、常见耐火材料的主要性能及用途	485		
附录十七(一) 63m隧道窑工作系统图	插页		
附录十七(二) 63m隧道窑剖面图	插页		
附录十八、湿空气的 $H-I$ 图	插页		

第一章 气体流动与动量传递

硅酸盐工业热工设备中, 气体及其流动性往往起着载热、换热、反应、雾化、去湿、均化、混合和输送等多种作用, 常常贯穿在热工过程的始终。它和各类热工设备的设计、操作和控制都有着密切联系。因此需要对气体流动过程进行定性的和定量的考察, 作为硅酸盐热工工程研究的理论基础。

随着近代流体力学和化工传递工程学科的发展, 对于气体运动的类型、流动参数随时间变化的矢量分析规律等认识的深化和计算分析方法的改进, 已经将动量传递的原理成功地应用于粘性流体运动、边界层和湍流流动的研究与分析, 不仅充实了流体动力学的理论而且可类比应用于传热和传质过程以解决某些工程实际问题。因此, 本章拟从气体属性和流体力学一般原理出发, 着重介绍描述粘性流体运动的纳维-斯托克斯(Navier-Stokes)方程、边界层理论和湍流流动规律等, 同时结合硅酸盐专业的需要, 讨论某些特殊类型的流动——旋转流和喷射流的运动特点和工业热工系统中常见的不同状态(高压、高温和高速)气体流动。其中也涉及到一些典型的流动设备如喷嘴、烟囱和喷射泵的原理和应用。

第一节 气体属性和气体流动的基本原理

气体流动基本上遵循流体力学的原理, 但由于气体属性有其特殊之处, 因此对流动规律会产生某些影响, 这就要求在讨论与运用气体流动基本原理时, 先熟悉气体的属性。

一、气体的物理属性

影响流动规律的气体属性主要是力学和热学性质。

(一) 压缩性和膨胀性

气体由于内部结构疏松和分子间距离相对较大, 因此具有显著的可压缩性和膨胀性。压强和温度的变化, 使气体的体积有很大改变。在温度不过低, 压强不过大时, 压强、温度和气体密度三者间的关系服从完全气体的状态方程:

$$pv = RT \quad \text{或} \quad \frac{p}{\rho} = RT \quad (1-1-1)$$

式中 p ——气体绝对压强, N/m^2 ;

v ——气体的比容, m^3/kg ;

T ——气体的绝对温度, K ;

ρ ——气体密度, kg/m^3 ;

R ——气体常数, 表示 1 kg 气体在定压下加热, 每升高 1 K 所做的膨胀功。在标准状态下, 分子量为 M 的气体, 其气体常数 $R = \frac{8314}{M} \text{ N}\cdot\text{m/kg}\cdot\text{K}$, 对于干空气 $R = 286.7 \text{ N}\cdot\text{m/kg}\cdot\text{K}$, 对于 CO_2 气体 $R = 188.95 \text{ N}\cdot\text{m/kg}\cdot\text{K}$ 。气体常数单位有时也可用 $\text{J/kg}\cdot\text{K}$ 或

$\text{m}^2/\text{K}\cdot\text{s}$ 表示。

实践证明, 空气在小于200 atm, 大于 -20°C 的情况下, 应用状态方程(1-1-1)式的误差小于4%。

由式(1-1-1)可知, 气体具有明显的可压缩性或膨胀性。但在工业生产上, 为了简化计算与分析, 在特定情况下, 如气体流速不大(比音速小得多)、压强与温度变化小, 气体密度也可认为基本不变时, 往往将气体看作是**不可压缩的**。但在另一些情况下, 如高压喷嘴中的气体流动, 若忽略其压缩性, 将造成很大的误差。因为可压缩气体和不可压缩的流体, 在流动过程中有明显不同的规律, 应注意区别。

(二) 粘性

气体内部质点或流层间因抵抗相对运动而产生的内摩擦力称为粘滞力。气体所具有的这种抵抗变形的性质称为粘滞性或粘性。

气体的内摩擦力是由气体分子间的吸引力和内部分子的紊乱运动引起的, 只有在气体流动的情况下才表现出来。

单位面积上粘滞力 τ , (N/m^2)可用牛顿内摩擦定律的数学式表达:

$$\tau_s = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-1-2)$$

式中 $\frac{du}{dy}$ ——速度梯度, 即垂直于流动方向(x)的速度变化率, $1/\text{s}$;

μ ——与流体性质有关的比例系数称粘度, 单位为 $\text{Pa}\cdot\text{s}$ 。

粘度是衡量气体粘性大小的物理量。在工程计算上因经常出现 $\frac{\mu}{\rho}$ 项, 故又专门命名 $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ 为运动粘度, 其单位为 m^2/s 。 ν 的特点是没有力的因次。与传热传质的某些机制更具有类比性。

气体的粘度随温度升高而增大, 其关系为:

$$\mu_t = \mu_0 \left(\frac{273 + C}{T + C} \right) \left(\frac{T}{273} \right)^{1.5} \quad (1-1-3)$$

式中 μ_0 、 μ_t ——分别为 0°C 和 $t^\circ\text{C}$ 时气体粘度, $\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$;

C ——与气体性质有关的常数, 又称苏斯兰(Sutherland)常数;

T ——气体的绝对温度 ($T = 273 + t$) K。某些气体的 μ_0 和 C 列于表 1-1 中。

某些气体的 μ_0 与 C

表 1-1

气 体 种 类	μ_0 ($\text{Pa}\cdot\text{s}$)	C
空气 ($0 \sim 300^\circ\text{C}$)	1.72×10^{-5}	122
烟 气	1.51×10^{-5}	173
CO_2 ($-21 \sim 362^\circ\text{C}$)	1.40×10^{-5}	239.7
发生炉煤气	1.48×10^{-5}	150

常压下混合气体(如燃烧后的烟气)的粘度 μ_m 由气体分子动量传递原理推导而得近似式为:

$$\mu_m = \frac{\sum_{i=1}^n \mu_i a_i M_i^{\frac{1}{2}}}{\sum_{i=1}^n a_i M_i^{\frac{1}{2}}} \quad (1-1-4)$$

式中 μ_i ——混合气体中 i 组分气体粘度;
 a_i ——混合气体中 i 组分气体的体积百分数;
 M_i ——混合气体中 i 组分气体的分子量;
 n ——混合气体的种类数。

此式不适用于高压混合气体, 因高压时气体分子综合作用显著。

气体粘度相对于液体来说是比较小的, 且在一定范围内与压力无关。在理论上往往为了讨论问题简便, 忽略气体的粘度, 作为理想气体考虑。

二、气体流动的基本原理

分析气体流动的规律通常以物理学中最本质的三个定律所得守恒原理, 以守恒原理为依据导出三个基本方程。

物质不灭定律 → 质量守恒原理 → 连续性方程

牛顿 (Newton) 第二运动定律 → 动量守恒原理 → 动量方程

热力学第一定律 → 能量守恒原理 → 热量方程

但鉴于所需解决的实际问题性质不同, 可以采用不同的分析方法推导出不同的方程。如能通过考察过程与外部的联系而解决问题, 则采用总体衡算的分析方法。如果需要研究内部过程细节, 则需采用对微元体进行微分衡算的分析方法。例如对流动过程而言, 总体衡算只能考察流体进出口的平均流速, 而微分衡算则可确定流场内部的速度分布。但总体衡算比例简明, 而微分衡算表达式在求解时往往会涉及一些比较复杂的数学问题。下面将结合流动原理的阐述分别选用不同衡算方法为例给予说明。

(一) 质量守恒原理

当流体充满它所在空间, 并稳定连续地流动, 此时其流量必然遵守质量守恒原理。表达这一原理的方程就是连续性方程。下面用微分衡算方法进行分析。

在流体流场中选取边长分别为 Δx 、 Δy 、 Δz 的矩形微元体, 如图 1-1 所示。设通过微元六

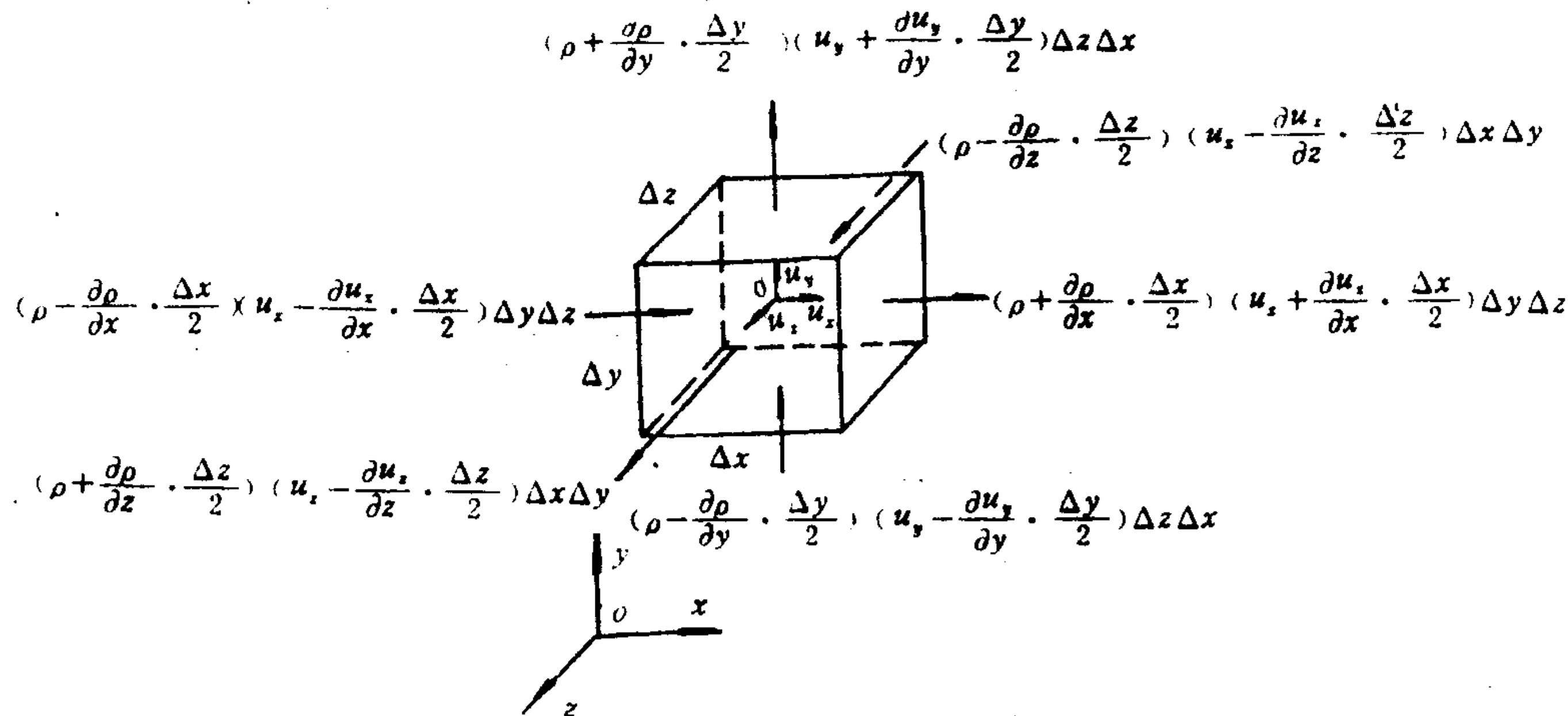


图 1-1 微元体质量守恒示意图

面体的形心坐标为 x 、 y 、 z ，某一瞬间 τ 经过形心的流体质点密度为 ρ ，其速度沿三个正交坐标轴的分量分别用 u_x 、 u_y 、 u_z 表示。则在 $\Delta\tau$ 时间内：沿 x 轴方向从左边微元面积 $\Delta y \Delta z$ 流入微元体的质量为：

$$\left(\rho - \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\Delta x}{2}\right) \left(u_x - \frac{\partial u_x}{\partial x} \frac{\Delta x}{2}\right) \Delta y \Delta z \Delta \tau \quad (1-1-5)$$

从右边微元面积 $\Delta y \Delta z$ 流出微元体的质量流量为：

$$\left(\rho + \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\Delta x}{2}\right) \left(u_x + \frac{\partial u_x}{\partial x} \frac{\Delta x}{2}\right) \Delta y \Delta z \Delta \tau \quad (1-1-6)$$

以上二式相减即为微元体沿 x 轴方向在 $\Delta\tau$ 时间内流体质量的变化率：

$$\left(\rho \frac{\partial u_x}{\partial x} \Delta x + u_x \frac{\partial \rho}{\partial x} \Delta x\right) \Delta y \Delta z \Delta \tau = \frac{\partial \rho u_x}{\partial x} \Delta x \Delta y \Delta z \Delta \tau \quad (1-1-7)$$

同理可得出沿 y 方向和 z 方向在 $\Delta\tau$ 时间内流体质量的变化率：

$$\frac{\partial \rho u_y}{\partial y} \Delta x \Delta y \Delta z \Delta \tau \quad (1-1-8)$$

$$\frac{\partial \rho u_z}{\partial z} \Delta x \Delta y \Delta z \Delta \tau \quad (1-1-9)$$

可见在 $\Delta\tau$ 时间内，通过微元体六个微分面流体质量的总变化率为：

$$\left(\frac{\partial \rho u_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho u_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho u_z}{\partial z}\right) \Delta x \Delta y \Delta z \Delta \tau \quad (1-1-10)$$

与此同时，矩形微元体内流体质点由于自身密度变化而引起的质量变化为：

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho \Delta x \Delta y \Delta z) \Delta \tau = \frac{\partial \rho}{\partial \tau} \Delta x \Delta y \Delta z \Delta \tau \quad (1-1-11)$$

根据质量守恒原理，在 $\Delta\tau$ 时间内，对微元体来说，上述所有质量变化的总和应为 0，即得：

$$\left(\frac{\partial \rho u_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho u_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho u_z}{\partial z} + \frac{\partial \rho}{\partial \tau}\right) \Delta x \Delta y \Delta z \Delta \tau = 0 \quad (1-1-12)$$

显然 $\Delta x \Delta y \Delta z \Delta \tau$ 均不为 0 时，则括号内必为 0：

$$\frac{\partial \rho u_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho u_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho u_z}{\partial z} + \frac{\partial \rho}{\partial \tau} = 0 \quad (1-1-13)$$

这就是流场中任一点连续性方程的微分表达式，也可写成矢量形式：

$$\operatorname{div}(\rho \vec{u}) + \frac{\partial \rho}{\partial \tau} = 0 \quad (1-1-13a)$$

这是可压缩流体非稳态的三维流动的连续性方程。具有普遍的适用性。

对于稳定流动，上式可简化为：

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

对于不可压缩流体， $\rho = \text{常数}$ ，可进一步简化为：

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

对于二维、稳定、不可压缩流体流动的连续性方程便可简化为：

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} = 0 \quad (1-1-16)$$

综上所述可见，由于质量守恒的约束，从三个轴上的速度分量沿各自坐标轴上质量的变化率相互制约，不能任意取值。

(二) 能量守恒原理

物质可以具有多种形式的能量，如机械能、内能、电能、核能等。不同形式的能量可以相互转换，但不能产生或消灭。这就是能量转换和守恒的原理，是自然界普遍的规律。

在气体流动系统中，其能量表现的主要形式是机械能和内能。内能是指物质内部的总能量包括分子运动的能量、分子间的位能、分子内部和原子核内部的能量等。内能是物质的属性，是状态函数。对于不可压缩气体，状态不变，内能恒定，此时只需进行机械能衡算。下面按总体衡算方法进行分析。

根据热力学第一定律推导，过程中体系所吸收的热和对外所做的功之差，等于该体系在过程前后的能量变化：

$$\Delta E = Q - W \quad \text{J/kg} \quad (1-1-17)$$

式中 Q ——每 kg 质量气体所吸收的热；

W ——每 kg 质量气体对环境所作的功；

ΔE ——每 kg 质量气体在过程前后各种能量和的差值。工程系统中涉及的能量主要是内能 U 、动能 $\frac{u^2}{2}$ 和位能 gz ，即

$$\dot{E} = U + \frac{1}{2}u^2 + gz \quad (1-1-18)$$

因此 $Q - W = \Delta U + \frac{1}{2} \Delta u^2 + g \Delta z$

如果取一个矩形控制体来讨论，从总体的角度分析，因为有流动，便有能量输入、输出积累，所以控制体内总能量衡算应为：

$$\left(\begin{array}{c} \text{从环境输入热} \\ \text{速率} \end{array} \right) - \left(\begin{array}{c} \text{对环境所做功} \\ \text{速率} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{流动输出能量} \\ \text{速率} \end{array} \right) - \left(\begin{array}{c} \text{流动所输入能量} \\ \text{速率} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{能量积累} \\ \text{速率} \end{array} \right) \quad (1-1-19)$$

根据分析已知气体通过控制体微元面积 dA 的质量流率为 $\rho u dA$ ，能量流率为 $E \rho u dA$ ，因此控制体单位时间输入热量 $\dot{q}$ 与对环境作功 $\dot{W}$ 和流动输出与输入能量差值之间具有以下关系：

$$\dot{q} - \dot{W} = \int_A E \rho u dA \quad \text{J/s} \quad (1-1-20)$$

如果考虑控制体体积为 dV 内能量的积累 $\frac{d}{dt} \int_V E \rho dV$ ，则完整的总能量衡算通用表达式应为：

$$\dot{q} - \dot{W} = \int_A E \rho u dA + \frac{d}{dt} \int_V E \rho dV \quad \text{J/s} \quad (1-1-21)$$

式中 $\dot{W}$ 为单位时间所作功，一般除轴功外还有流动功。如果气体流动时无粘性则所做流动功

为 pV ，因而单位时间通过控制面所作的流动功为 $\int_A \rho u p V dA$ 。因此对于气体流动过程的总能量衡算式可写成：

$$\int_A u \rho \left(U + \frac{1}{2} u^2 + gz + pV \right) dA + \frac{d}{dt} \int_V E \rho dV = \dot{Q} - \dot{W}_s, \quad (1-1-22)$$

又根据热焓 H 定义：

$$H = U + pV \quad (1-1-23)$$

$$\text{得 } \int_A u \rho \left(H + \frac{1}{2} u^2 + gz \right) dA + \frac{d}{dt} \int_V E \rho dV = \dot{Q} - \dot{W}_s, \quad (1-1-22a)$$

如果流动系统没有能量积累，并忽略各个截面上各点速度、高度和温度的变化而能用平均值代替，则单位质量气体稳定流动条件下的总能量衡算式可简写成：

$$\frac{\Delta u^2}{2} + g \Delta z + \Delta H = Q - W_s, \quad (1-1-24)$$

式中 u ——截面上各点气体的平均流速， m/s ；

W_s ——每 kg 气体对环境所作的轴功， J/kg 。

鉴于实际气体在流动时有摩擦阻力，引起压强降低是不可逆的。因而造成一部分机械能损失。损失的机械能转变成内能，在绝热情况下，会使气体温度上升。根据热力学状态参数间的关系，并考虑到摩擦阻力所损失的功 $h_{\text{失}}$ ，则有如下一系列关系：

$$\text{流动所作有用功 } W' = \int p dV - h_{\text{失}} \quad (1-1-25)$$

$$\text{系统内能变化 } \Delta U = Q - W' = Q - \int p dV + h_{\text{失}} \quad (1-1-26)$$

$$\text{系统热焓变化 } \Delta H = \Delta U + \Delta pV \quad (1-1-27)$$

$$\text{而 } d(pV) = p dV + V dp$$

代入(1-1-27)式：

$$\Delta H = Q + \int V dp + h_{\text{失}}$$

代入(1-1-24)式：

$$\frac{\Delta u^2}{2} + g \Delta z + \int \frac{dp}{\rho} + h_{\text{失}} + W_s = 0 \quad J/kg \quad (1-1-28)$$

式中各项均为机械能，一般又称为引伸伯努利(Bernoulli)方程。

对于不可压缩气体(ρ 为常数)，无摩擦阻力损失($h_{\text{失}}=0$)，且不对外作轴功($W_s=0$)的体系来说则可简化为：

$$\frac{\Delta u^2}{2} + g \Delta z + \frac{\Delta p}{\rho} = 0 \quad (1-1-29)$$

这就是流动过程中极为有用又极简明的伯努利方程，其微分形式为：

$$\frac{\partial u^2}{2} + g \partial z + \frac{\partial p}{\rho} = 0 \quad (1-1-30)$$

任意截面对基准面积分后简写成:

$$gz + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} = \text{常数} \quad (1-1-31)$$

或
$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{u^2}{2g} = \text{常数} \quad (1-1-31a)$$

式中 z ——单位质量气体所具有的势能, 称位头, m;

$\frac{p}{\rho g}$ ——单位质量气体在压强 p 的作用下具有的压能, 称静压头, m;

$\frac{u^2}{2g}$ ——单位质量气体流动时所具有的动能, 称动压头, m。

【例 1-1】 实际气体是可压缩的, 试估算在什么条件下, 将其作为不可压缩流体处理所引起的误差能在 5 % 范围之内。

【解】 由机械能衡算式知:

$$z_1 g + \frac{u_1^2}{2} = z_2 g + \frac{u_2^2}{2} + \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{\rho}$$

若按可压缩流体处理, 必须知道 ρ 随 p 变化规律。设为等温可逆过程, 则 $pv = \frac{p}{\rho} = \text{常数}$

$$\begin{aligned} \therefore \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{\rho} &= \int_{p_1}^{p_2} v dp = \int_{p_1}^{p_2} \frac{p_1 v_1}{p} dp = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1} \\ &= \frac{p_1}{\rho_1} \ln \left(1 + \frac{p_2 - p_1}{p_1} \right) = \frac{p_1}{\rho_1} \left(\frac{p_2 - p_1}{p_1} \right) \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{p_2 - p_1}{p_1} \right) + \dots \right] \\ &= \frac{p_2 - p_1}{\rho_1} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{p_2 - p_1}{p_1} \right) + \dots \right] \end{aligned} \quad (1)$$

若按不可压缩流体处理, $\rho_1 = \text{常数}$

$$\int \frac{dp}{\rho_1} = \frac{p_2 - p_1}{\rho_1} \quad (2)$$

对比 (1) (2) 两式, 并要求误差 $< 5\%$, 则必须

$$\left| \frac{1}{2} \left(\frac{p_2 - p_1}{p_1} \right) \right| \leq 0.05$$

即

$$p_2 - p_1 \leq 0.1 p_1$$

这就说明过程压力变化小于初始压力 10% 的条件下, 气体可视为不可压缩流体。

(三) 动量原理和动量守恒定律

动量原理同样也体现了气体流动中各运动参数变化的规律。

动量原理的研究思路是在流动系统中划定一个区域, 将该区域中的气体当作一个质量整体, 并将该整体中的局部压力和速度表示为力和动量, 来研究气体在单位时间内的动量变化与外力间的关系。采用总体衡算的方法可不涉及流动的内部过程。至于采用微分分析方法, 进行动量衡算而推导出流体的运动方程是求算气体流动许多实际问题的基础, 将在下节中专门讨论。

动量原理是牛顿第二定律的另一种表达式：

$$\Sigma \vec{F} d\tau = d\Sigma (M\vec{u}) \quad (1-1-32)$$

上式中作用于物体上所有外力的合力 $\Sigma \vec{F}$ 和作用时间 $d\tau$ 的乘积称为冲量(单位为 $\text{N} \cdot \text{s}$)，它是反映力对时间累积效果的物理量。而质量 M 和速度 $\vec{u}$ 的乘积称为动量(单位为 $\text{kg} \cdot \text{m/s}$)，它是反映物体运动状态的物理量。因此，式(1-1-32)的物理意义是：在某一时间间隔内，作用于物体的冲量等于物体动量的增量。冲量方向决定了动量增值的方向，而冲量的大小决定物体始末状态动量差的绝对值。很显然动量方程是矢量方程，不同于质量、能量衡算中的标量方程。

动量原理在气体力学中的表达式可推导如下：

在充满气体的流管中划取一有限区域作为整体，如图1-2中1-1到2-2段。该区气体两端面压力与流速分别为 $\vec{p}_1, \vec{u}_1$ 和 $\vec{p}_2, \vec{u}_2$ 。该区内气体的重力 $\vec{G}$ ，周围边界对气体的作用力为 $\vec{R}$ 。经 $d\tau$ 时间后，该区域气体流到1'-1'与2'-2'处，在稳定流动情况下其动量变化为：

$$d\Sigma (M\vec{u}) = \vec{u}_2 dM - \vec{u}_1 dM$$

因为

$$dM = \rho dV d\tau$$

$$\therefore d\Sigma (M\vec{u}) = \vec{u}_2 \rho V d\tau - \vec{u}_1 \rho V d\tau = (\vec{u}_2 - \vec{u}_1) \rho V d\tau = \Sigma \vec{F} d\tau$$

式中 V ——该区域气体体积流量，稳定流动时， V 为定值；

$\Sigma \vec{F}$ ——包括 $\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{G}$ 和 $\vec{R}$ 等各种外力的总和。

如考虑某一方向上的动量变化，则 $\Sigma \vec{F}$ 可以用作用在气体上一切外力在同一方向上的分力的总和来表示。由此可知，动量原理可改写成：

$$\Sigma \vec{F} = \rho V (\vec{u}_2 - \vec{u}_1) \quad (1-1-33)$$

式中 u 是各断面上气体的平均流速。如断面上气速分布不均匀就会产生误差，需加以修正。湍流时可乘以修正系数 $K = 1.02 \sim 1.05$ 。

动量原理可以不涉及是否存在能耗问题，只是将力与动量变化联系起来。因此，当无法确定机械能损耗，不能有效地应用机械能衡算时(诸如在冲击和碰撞等情况下)就可应用动量原理，但应用动量方程时必须以能正确确定所有重要的作用力为前提。

至于动量守恒定律则是从动量原理和牛顿第二定律导出的。在外力总和为0，即 $\Sigma \vec{F}_i = 0$ 条件下：

$$\Sigma M_i \vec{u}_i = \text{恒量} \quad (1-1-34)$$

上式表明：区域内各质点相互作用的内力，虽能引起各动量的改变，但不能引起该区域总动量的改变。因为区域总动量的变化只与外力有关。在区域不受外力或外力矢量和为0时，区域的总动量是守恒的。相应方向上的分量为：

$$\Sigma M_i u_{ix} = \text{恒量}$$

$$\Sigma M_i u_{iy} = \text{恒量}$$

如上述外力矢量和为0的条件不能满足时，则区域的总动量不守恒，就应该用动量原理来处理。

如果区域内各气体的相互作用远比它们所受到的区域外的作用力大时，就可看作为一个合外力为0的气体区域来处理。其结果与实际情况还比较接近。

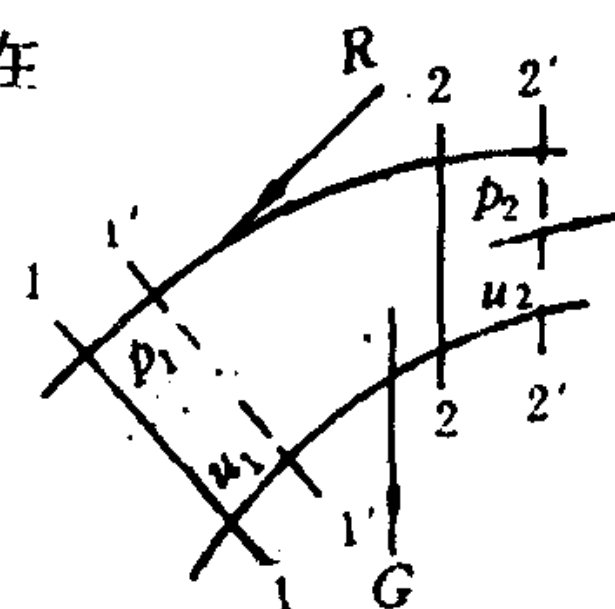


图1-2 推导动量方程流管

【例 1-2】 $\rho = 1.0 \text{ kg/m}^3$ 的气体流过水平收缩管，如图所示，已知 $u_1 = 20 \text{ m/s}$ ； $A_2 = 0.05 \text{ m}^2$ ； $A_1 = 0.1 \text{ m}^2$ ； $p_1 = 1.5 \times 10^5 \text{ N/m}^2$ ；求在流动过程中作用在管上的 x 方向总推力。（设摩擦阻力可忽略不计； ρ 不变）。

【解】 根据连续性方程得

$$u_2 = \frac{A_1}{A_2} u_1 = 2 \times 20 = 40 \text{ m/s}$$

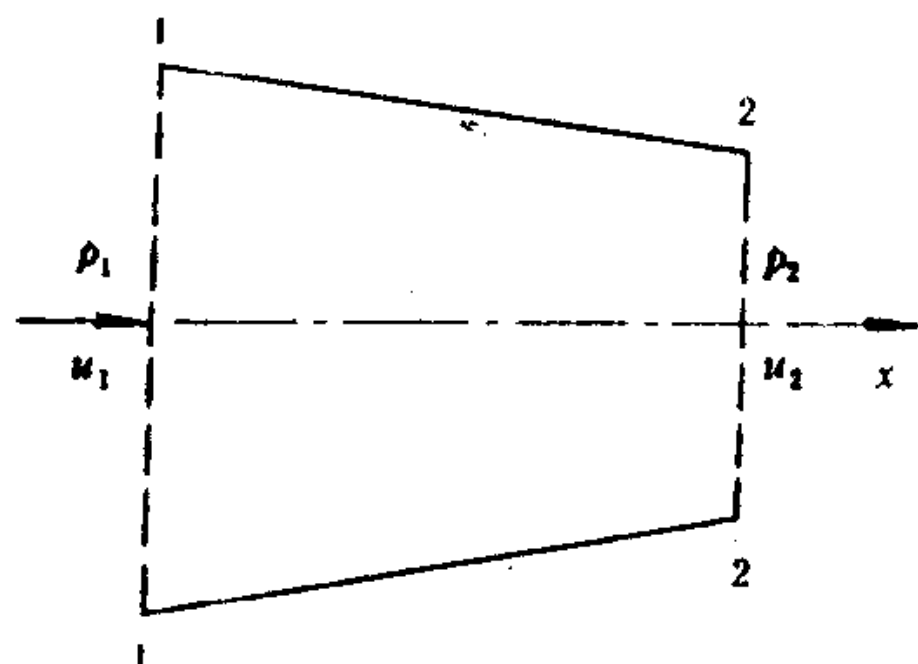
根据伯努利方程

$$\begin{aligned} p_2 &= p_1 + (u_1^2 - u_2^2) \frac{\rho}{2} \\ &= 1.5 \times 10^5 - (40^2 - 20^2) \frac{\rho}{2} \end{aligned}$$

$$= 1.5 \times 10^5 - 600 = 1.494 \times 10^5 \text{ N/m}^2$$

根据动量原理，管上所受总推力 F_x 为

$$\begin{aligned} F_x &= p_1 A_1 - p_2 A_2 - M(u_2 - u_1) = 1.5 \times 10^5 \times 0.1 - 1.494 \times 10^5 \\ &\quad \times 0.05 - 1 \times 20 \times 0.1(40 - 20) \\ &= 7490 \text{ N/m}^2. \end{aligned}$$



例 1-2 附图

第二节 粘性流体的运动方程及其解

运动方程是表达流体运动过程中各运动参数间相互关系的数学式，它与连续性方程相结合可以处理、解决工程领域中大量的实际问题。

运动方程实质上是牛顿第二定律在流体流动中的具体运用，可以根据动量原理推导而得。下面以实际（粘性）气体为例并利用微分衡算的分析方法来探讨运动方程的建立过程和简要介绍其应用（求解）实例。

一、应力形式表达的运动方程

对于具有一定质量的且运动着的微元气体来说，根据动量原理可以得到如下的微分表达式：

$$dF = \rho dx dy dz \frac{Du}{Dt} \quad (1-2-1)$$

式中 dF ——微元体所受外力或惯性力；

ρ ——微元体密度；

dx 、 dy 、 dz ——分别为微元体的三个边长；

$\frac{Du}{Dt}$ ——速度 u 对时间的随体导数，表示运动气体的加速度。

如果按三维矢量可表达为：

$$dF_x = \rho dx dy dz \frac{Du_x}{Dt} \quad (1-2-1a)$$

$$dF_y = \rho dx dy dz \frac{Du_y}{Dt} \quad (1-2-1b)$$

$$dF_z = \rho dx dy dz \frac{Du_z}{Dt} \quad (1-2-1c)$$

式中 Du_x 、 Du_y 、 Du_z 分别为微元体在三个方向上的速度变化，而 dF_x 、 dF_y 、 dF_z 可以认为是作用在上述微元体上合力的三个方向分量。

根据分析，作用在微元体上任何方向上的分力都是由两种类型的力所组成。

1. 质量力 (F_B) 或称体积力，是作用在所考察气体整个微元体上的外力。在一般工程问题中，如果气体只在重力场中流动，则对于微元体来说，质量力就是重力 g ，其在 x 方向的分力应为：

$$dF_{Bx} = dF_{x,g} = \rho dx dy dz g \cos \beta \quad (1-2-2)$$

式中 g ——重力加速度；

β —— x 轴与重力方向间的夹角。

显然，当 x 轴为水平方向， $\cos \beta = \cos 90^\circ = 0$ ，质量力就不存在。

2. 表面力 (F_s) 是指作用在微元体表面上的接触力。它与作用表面积的大小成正比，是与该微元体毗邻的外部气体施给的，故又称为机械应力。对于任一给定表面上的表面力又可分解为一个垂直于该微元表面的分量称法向应力 τ_{xx} 和两个平行于表面的分量称剪应力 τ_{xy} 和 τ_{xz} ，如图 1-3 所示。该表面力 τ_{xx} 、 τ_{xy} 、 τ_{xz} 下标第一个字母 x 表示针对垂直于 x 轴的 $y-z$ 面而言；第二个字母代表应力分量的方向。因此下标相同的分量如 τ_{xx} 、 τ_{yy} 等表示法向应力的分量，并规定拉伸(向外)为正。下标不同的分量如 τ_{xy} 、 τ_{yz} 等均代表剪切应力的分量。

当粘性气体的一个微元体运动时，静压强与摩擦力正好是表面力的具体表现。在这些表面力的作用下微元体将发生变形。

图 1-4 表示一个微元体受毗邻流体的作用力在 x 方向上表面应力的分量。由图可见微元体的六个面都受到表面应力。

可以证明，每一对剪切应力都可以绕轴使微元体产生旋转运动，但它们不是独立的而是互相有关的。但如微元体体积小接近于 0，则即使存在一定的角加速度，但因旋转半径趋于 0，此旋转运动也无从产生。此时这些成对的剪切应力必近于相等，即：

$$\begin{aligned} \tau_{xy} &= \tau_{yx}, & \tau_{yz} &= \tau_{zy}, \\ \tau_{xz} &= \tau_{zx} \end{aligned} \quad (1-2-3)$$

而法向应力和重力因为始终通过微元体形心，因此不产生旋转力矩。由此可知，只需用 9 个分力就可完整地表示该微元体的应力情况。

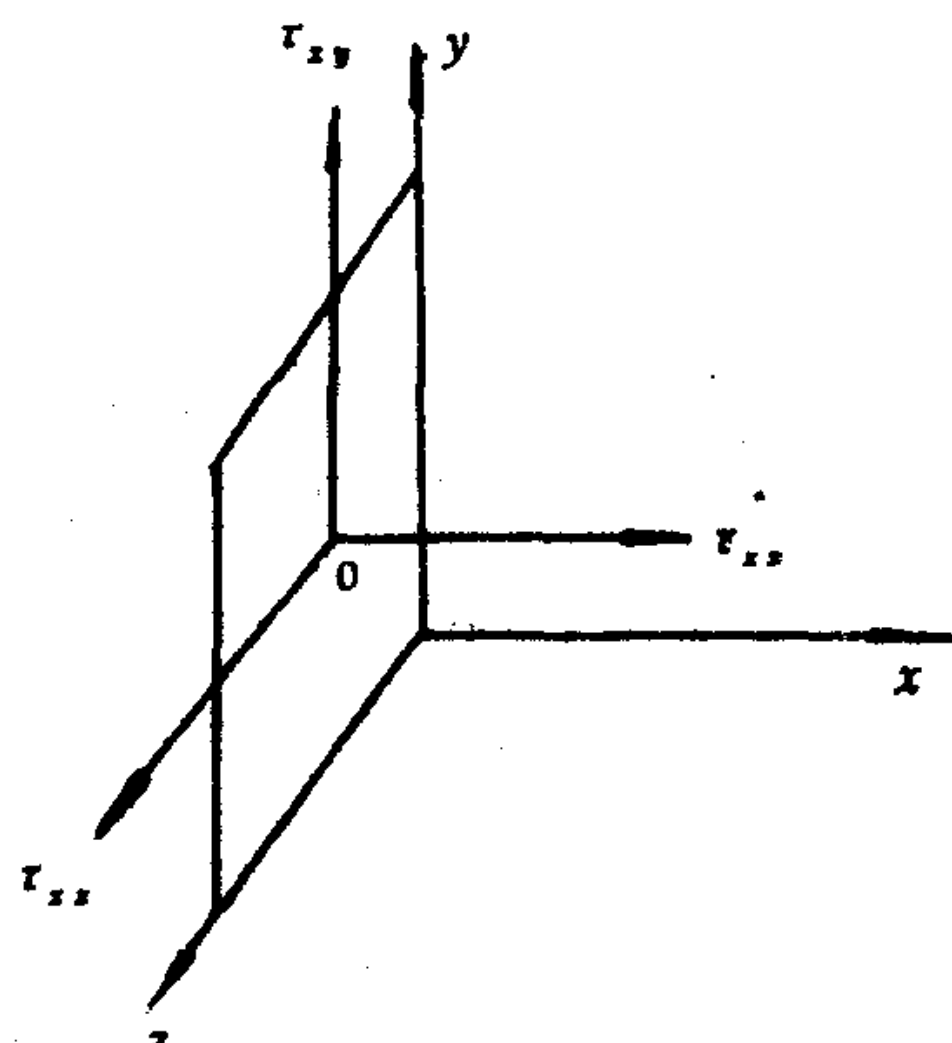


图 1-3 微元体上表面力的分量

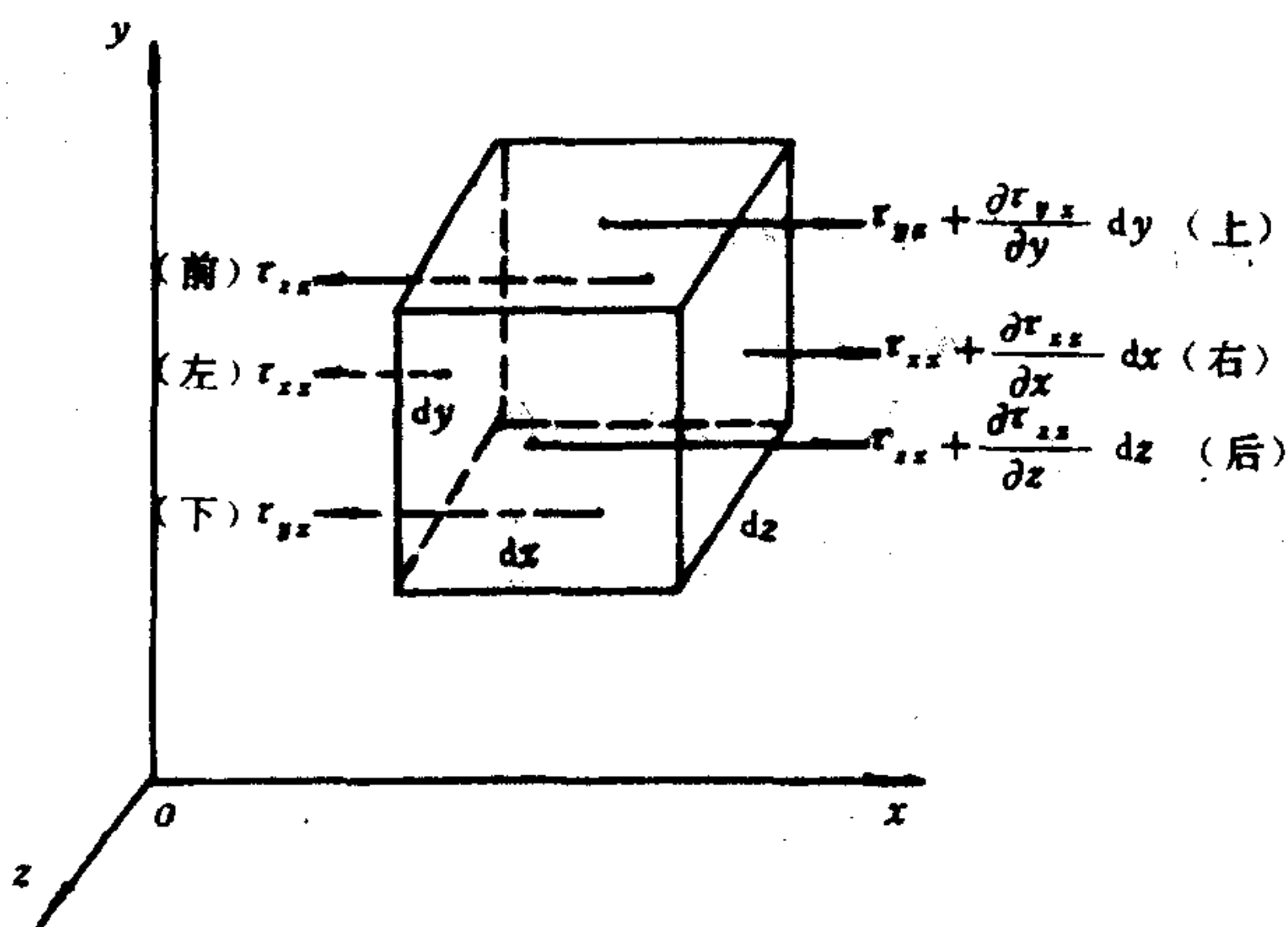


图 1-4 作用于微元体上 x 方向表面应力的分量