

闫小林 等 编著

冶金 传输 原理

YEJIN
CHUANSHU YUANLI

冶金工业出版社

TJ01
2002569

冶金传输原理

闫小林 艾立群 陈 伟 编著
李俊国 张玉朵

北 京
冶金工业出版社
2002

内 容 提 要

本书主要阐述冶金过程相关的质量、动量和热量的传输问题。第1章简要说明传输过程的基本概念与基本定律；第2章重点阐述控制方程的具体内涵与其通用表述形式；第3章为湍流流动的特征与模型；第4章主要涉及电磁动力学在冶金过程中应用的基本原理；第5章重点阐述多相体系内的传输规律；第6章重点介绍以冶金传输为基础的数学模型的建立与求解、数值计算方法与面向工程的通用软件。为帮助读者理解传输理论相关的矢量与张量，书后以附录形式介绍了矢量、张量的概念与基本运算。

本书可供冶金工程专业本科生与研究生阅读，也可供从事相关工程的技术人员参考。

图书在版编目 (CIP) 数据

冶金传输原理/闫小林等编著. —北京: 冶金工业出版社, 2002.6
ISBN 7-5024-3063-6

I. 冶… II. 闫… III. 冶金-过程-传输
IV. TF01

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2002) 第 055707 号

出版人 曹胜利 (北京沙滩嵩祝院北巷 39 号, 邮编 100009)
责任编辑 王之光 美术编辑 王耀忠 责任校对 侯 璐 责任印制 李玉山
北京兴华印刷厂印刷; 冶金工业出版社发行; 各地新华书店经销
2002 年 6 月第 1 版, 2002 年 6 月第 1 次印刷
787mm×1092mm 1/16; 14 印张; 336 千字; 214 页; 1-2000 册
29.50 元
冶金工业出版社发行部 电话: (010) 64044283 传真: (010) 64027893
冶金书店 地址: 北京东四西大街 46 号 (100711) 电话: (010) 65289081
(本社图书如有印装质量问题, 本社发行部负责退换)

前 言

冶金工业发展对冶金工艺过程的分析与优化提出了更加严格的要求，而冶金工艺过程的分析与优化需要建立在针对过程（物理的和化学的）的精细描述与量化上，其研究方法则以冶金物理化学与冶金传输原理为基础，以冶金反应器为对象，以数值计算和物理模型为工具而进行。

冶金物理化学、冶金传输原理、冶金反应工程学三者共同构成现代冶金科学与工程的理论内涵。就三者对冶金过程的作用及学科内容而言，冶金物理化学主要涉及冶金反应的平衡论与速率论；冶金传输原理侧重于冶金过程热能、质量和动能的传递。冶金过程热能、质量和动能的传输决定对象的流动、混合状态，并通过影响温度和浓度分布而影响化学反应的进程。因此，在宏观动力学方面，冶金传输原理与冶金物理化学相联系，但冶金传输只侧重于物理问题。冶金反应工程学则侧重于冶金反应器的描述及其反应器内“三传一反”现象的综合和模拟。

随着数值计算方法的发展，冶金传输原理在冶金过程中的应用已由早期的量纲分析、经验数据分析和求证方程精确解逐渐过渡到数值模拟。同时，相关基础研究不断深入，特别是弥散相和多相传输不断取得新进展；与相关学科的交叉与融合更为突出。由于化学反应的宏观动力学问题成为冶金过程高效化的瓶颈，在冶金过程研究方面，冶金传输原理发挥着更为关键的作用。

作 者

2002.3

目 录

1 传输过程的基本概念与基本定律	1
1.1 流体力学基础	1
1.1.1 流体	1
1.1.2 流体的流动性	1
1.1.3 流体的分散性	1
1.1.4 连续介质的概念	1
1.1.5 流体的密度、重度和比体积	2
1.1.6 流体的可压缩性	3
1.1.7 流体的黏性	6
1.1.8 作用在流体上的力	12
1.1.9 描述流体运动的两种方法	14
1.2 热量传递基础	16
1.2.1 热量传输的基本概念	16
1.2.2 导热	18
1.2.3 对流	23
1.2.4 热辐射	25
1.3 质量传递基础	26
1.3.1 传质的基本概念	26
1.3.2 菲克第一定律及其三维推广	29
1.3.3 扩散系数	30
1.4 传输过程的相似性	36
2 控制方程及其通用形式	38
2.1 连续方程	38
2.1.1 连续性微分方程	38
2.1.2 多组分混合流体中各组分的连续方程	39
2.2 运动方程	41
2.3 能量方程	44
2.3.1 能量方程的导出	44
2.3.2 能量方程的一些简化情况	48
2.4 控制方程在其他坐标系中的表述	49
2.5 控制方程的无量纲化	52

2.6	控制方程的通量形式	54
3	湍流流动的特征与模型	57
3.1	湍流及其基本特征	57
3.2	湍流特征参量的描述	59
3.3	湍流流体通用微分方程组的时均化	61
3.3.1	连续性方程	61
3.3.2	动量守恒方程 (雷诺方程)	61
3.3.3	湍流能量守恒方程	63
3.3.4	湍流质量守恒方程	63
3.4	湍流模型	63
3.4.1	涡流黏度	65
3.4.2	普朗特混合长模型	66
3.4.3	单方程模型	68
3.4.4	双方程模型	70
3.4.5	雷诺应力方程模型 (DSM)	74
3.4.6	代数应力模型 (ASM)	75
4	冶金熔体电磁动力学	79
4.1	电磁流体力学基础	80
4.1.1	感应方程式	81
4.1.2	运动方程及能量方程	82
4.1.3	边界条件	83
4.1.4	电磁矢量势	83
4.1.5	电磁力与麦克斯韦应力张量	84
4.1.6	无量纲化与特征数	85
4.2	直流磁场的作用机理	87
4.2.1	流动抑制原理	87
4.2.2	流体驱动作用	88
4.2.3	悬浮作用	88
4.3	交变磁场的作用机理	88
4.3.1	交变磁场的一维半无限长扩散模型	88
4.3.2	交变磁场的一维有限长扩散模型	91
4.4	移动磁场的驱动作用	92
5	多相体系内的传输规律	94
5.1	引言	94
5.2	两相流的基本方程	95
5.2.1	两相流瞬时局部的基本方程	95

5.2.2	两流体模型的体积平均方程	96
5.2.3	扩散模型的平均方程	97
5.2.4	两相湍流的本构方程	98
5.2.5	颗粒轨迹模型	100
5.3	流体与颗粒两相流	101
5.3.1	流体中颗粒的长成与溶解	101
5.3.2	单固体颗粒在流体中的运动规律	110
5.3.3	气泡在流体中的运动规律	115
5.3.4	液滴在流体中的运动规律	120
5.4	分散二相系中动量、热量与质量的传递	120
5.4.1	斯托克斯区域球形液滴或气泡对周围介质动量、热量及质量传递	121
5.4.2	液滴或气泡在快速运动中对周围介质的传递现象	127
5.5	颗粒悬浮系和气泡群的运动规律	132
5.5.1	有限厚度的颗粒云团的运动	133
5.5.2	气泡柱	135
5.5.3	颗粒的凝并	137
5.6	流态化基本原理	138
5.6.1	流态化现象	138
5.6.2	两种不正常现象	139
5.6.3	压降与流速的关系	140
5.6.4	临界流态化速度和颗粒带出速度	142
5.6.5	流化床的传热与传质	143
5.7	四流体流动数学模型及其实际应用	145
5.7.1	四流体流动的模化	145
5.7.2	应用实例	149
6	冶金传输问题的模化和求解	160
6.1	数学模型的建立	160
6.1.1	数学模型概述	160
6.1.2	控制方程的描述	162
6.1.3	边界条件和初始条件	163
6.1.4	控制体与坐标系	164
6.2	数值计算方法	165
6.2.1	建立离散化方程的方法	165
6.2.2	有限差分法	170
6.2.3	有限元法	172
6.2.4	边界元法	176
6.2.5	源项的处理和边界条件的置入	180
6.2.6	涡量-流函数法	182

6.2.7 壁面函数法	183
6.3 计算软件与计算程序	186
6.3.1 ANSYS 软件	186
6.3.2 PHOENICS 软件	192
附录 矢量与张量运算	197
1 标量、矢量与张量	197
1.1 基本概念	197
1.2 基本运算	198
1.2.1 矢量加法与乘法运算	198
1.2.2 矢量的微分运算	199
1.2.3 二阶张量的加法与乘法	200
1.2.4 几个积分定理	202
2 场论	203
2.1 场的定义	203
2.2 场的基本运算	203
2.2.1 标量场的梯度	204
2.2.2 矢量场和散度	205
2.2.3 矢量场的旋度	206
2.2.4 矢量场的梯度和张量场的散度	207
2.2.5 拉普拉斯运算	208
2.2.6 随体导数	209
2.2.7 梯度、散度、旋度及拉普拉斯运算在柱坐标系和球坐标系中的表达式	209
参考文献	213

1 传输过程的基本概念与基本定律

1.1 流体力学基础

1.1.1 流体

自然界的物质一般以 3 种形态存在，处在这 3 种状态下的物质分别称为固体、液体和气体。这些形态上的差别，是由于组成物质的分子间的距离和运动范围不同以及分子间的吸引力不同所致。固体中分子排列规则，分子间距离很小，吸引力很大，分子在其平衡位置附近振动，所以其结构致密，有固定的形状和一定的刚度。液体中分子间距离稍大于同种物质固体的分子距离，分子间吸引力较小，各液体分子尽管在某种程度上受到周围分子的约束，但它可以摆脱这种约束，具有较大的运动自由度。液体分子没有固定的排列，所以液体能够流动，可以随容器形状不同而改变其形状，有确定的体积和表面，且常有与气体接触的分界面——自由面。气体分子间的距离很大，吸引力极小，除了分子间碰撞及与容器壁的碰撞外，可以自由运动，所以气体没有固定的形状和体积，能够完全充满容器。液体和气体都表现出易于变形和流动的性质，统称为流体。

1.1.2 流体的流动性

从力学分析的角度来看，流体与固体的主要差别在于他们对于外力的抵抗能力不同。我们知道，固体能抵抗一定大小的拉力、压力和剪切力。当外力作用在固体上时，固体将产生一定程度的相应变形，只要作用的外力保持不变，固体的变形也就不会变化。而流体则不然，流体不能承受拉力，而且任何微小剪切力的作用都将使流体产生连续不断的变形，只要这种作用力继续存在，流体就将继续变形，这就是流体的流动。只有当外力停止作用时，流体的变形才会停止。流体的这种在外力作用下的连续不断变形的特性称为流体的流动性。

1.1.3 流体的分散性

流体与固体不同，其分子间的联系比较松散，引力较小，自由运动较强烈。例如，空气分子的有效直径约为 10^{-8}cm (数量级)，而在常温常压下，分子的间距则约为 $3 \times 10^{-7}\text{cm}$ ，可见气体分子非常分散。液体分子间距虽然较小，但与本身分子有效直径相比也差不多相等。因此，从微观上来看，仍然是分散的。

1.1.4 连续介质的概念

流体的分散性决定了其物理量在空间的分布也是不连续的。同时由于分子的随机运动，还将导致空间任一点上的流体物理量对于时间的不连续性。但是流体力学所研究的是流体

在外力作用下的宏观机械运动，并不是个别分子的微观行为。

在通常情况下，很小体积内液体和气体的分子数目是很多的。例如，在标准状况下， 1mm^3 气体内约含有 2.69×10^{16} 个分子。对于液体， 1mm^3 水内，约含 3×10^{19} 个分子。对于含分子数目极大而体积这样小的空间内，呈现出特性将是大量分子的统计平均特性。此外，标准状况下， 1mm^3 内的气体分子在 10^{-6}s 时间内要碰撞 10^{20} 次，这个时间对宏观来说很短，对微观来说则足够长。我们所遇到的许多问题，其代表性的特征尺寸远大于 1mm ，而有代表性的特征时间远大于 10^{-6}s ，所以可以把流体看作在空间和时间上是连续的介质。也就是说把流体看成是由无数连续分布的质点组成的，质点是组成流体的最小单位，质点与质点之间不存在空隙。包含在一个非常小的范围内的这种连续介质，其质量可以认为是均匀化的分布在整个体积之中的，而且每一个流体质点在任一时刻都具有确定的物理量（密度、速度、压力和温度等）。因此，描述流体运动的这些宏观物理量都是可以表示为空间位置坐标 (x, y, z) 与时间 t 的连续函数。

应当指出，流体的连续介质性质适用于所研究问题的特征尺寸远大于流体质点的特征尺寸的场合，而对于某些特殊问题就不再适用了。例如，高空中和实验室的高真空条件下的稀薄气体，分子的平均自由程与所研究物体的特征尺寸差不多同量级，这时必须考虑分子的个别运动特性，而不能再把它看成连续介质了。

本书只讨论可以看成连续介质的流体。

1.1.5 流体的密度、重度和比体积

流体和其他物质一样，具有质量和重量。

在均匀流体中取体积为 ΔV 的流体，其中包含有 ΔM 的质量，则 ΔM 与 ΔV 的比值称为密度 ρ ，即：

$$\rho = \frac{\Delta M}{\Delta V} \quad (1-1)$$

对非均质流体，可应用数学中取极限的方法来定义 ρ ，即当 $\Delta V \rightarrow 0$ 时， $\frac{\Delta M}{\Delta V}$ 比值的极限为：

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta M}{\Delta V} \quad (1-2)$$

这里数学上的 $\Delta V \rightarrow 0$ ，在物理上应理解为体积 ΔV 缩小到足够小体积 ΔV^* 的流体质点，该质点的体积 ΔV^* 同被考虑的流体体积相比是完全可忽略的小量，但却包含足够的分子数目，即宏观上足够小而微观上足够大，使其不失去连续介质的特性而有确定的物理值。根据前面建立的流体连续介质模型，流体空间中任一点上的流体密度即指位于该点上流体质点的密度。因而式 (1-2) 即为点密度定义。

由此可见，密度 (kg/m^3) 是指单位体积内所具有流体的质量。

比体积 v (m^3/kg) 是单位质量所占有的体积，所以比体积为密度的倒数，即：

$$v = \frac{1}{\rho} \quad (1-3)$$

在工程计算中经常用到重度 γ (N/m^3)，它与密度的关系为：

$$\gamma = \rho g \quad (1-4)$$

式中, g 是重力加速度。由于 g 的值随所在地之纬度 φ 而变, 一般工程中规定 $\varphi=45^\circ$ 海平面的 g 值 $9.80665 \text{ (m/s}^2\text{)}$ 为标准值, 因此使用重度时, 并不一定反应当地的真正重量。几种常见流体的密度和重度值见表 1-1。

此外, 有时还用到相对密度。液体的相对密度, 是指该液体的密度与 4°C 水的密度之比, 用 d 来表示, 则:

$$d = \frac{\rho}{\rho_{4^\circ\text{C水}}} \quad (1-5)$$

显然, 相对密度是一个无量纲的量。至于气体的相对密度, 是指某气体的密度与在特定的温度和压力下氢气或者空气的密度的比值, 它没有统一的规定, 必须视给定的条件而定。

表 1-1 几种常见流体密度和重度值的比较

流 体	温度/ $^\circ\text{C}$	密度/ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	重度/ $\text{N} \cdot \text{m}^{-3}$
蒸馏水	4	1000	9806
海水	15	1020~1030	1000~10100
普通汽油	15	700~750	6860~7350
石油	15	880~890	8630~8370
润滑油	15	890~920	8730~9030
酒精	15	790~800	7750~7840
水银	0	13600	133400
熔化生铁	1200	7000	68600
空气	0	1.293	12.68
氧	0	1.429	14.02
氮	0	1.251	12.28
氢	0	0.090	0.881
一氧化碳	0	1.250	12.27
二氧化碳	0	1.976	19.40
二氧化硫	0	2.927	29.10
水蒸气	0	0.804	7.88

1.1.6 流体的可压缩性

当作用在流体上的压强增加时, 流体的体积将减小, 这被称为流体的可压缩性。

1.1.6.1 液体的可压缩性

液体的可压缩性可用体积压缩系数 β_p 来表示, 即当温度一定时, 增加单位压强时引起流体体积的相对减小量, 记作:

$$\beta_p = -\frac{dV}{V dp} = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} \quad (1-6)$$

式中 β_p ——体积压缩系数, $1/\text{Pa}$;

$\frac{dV}{V}$ ——体积的变化率（即相对变化量）；

dp ——压强的增量。

由于压力增大时，流体的体积缩小， dp 与 dV 异号，故在等式右端加一负号。在上式中，也可用密度 ρ 的变化代换体积 V 的变化。当质量 m 为定值时：

$$\beta_p = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp} \quad (1-7)$$

即体积压缩系数也可表示为压强变化时所引起的密度变化率。

体积压缩系数 β_p 的倒数，称为体积弹性模量，以 E_v (Pa) 表示，即：

$$E_v = \frac{1}{\beta_p} \quad (1-8)$$

工程中常用体积弹性模量 E_v 来衡量流体压缩性， E_v 值越大，则流体越不容易压缩。 E_v 的值与压强、温度有关。水在不同温度与压强下的 E_v 值见表 1-2。

表 1-2 水的体积弹性模量 (GPa)

温度/℃	弹性模量				
	500kPa	1000kPa	2000kPa	4000kPa	8000kPa
0	1.85	1.91	1.88	1.91	1.94
5	1.89	1.91	1.93	1.97	2.03
10	1.91	1.93	1.97	2.01	2.08
15	1.93	1.96	1.99	2.05	2.13
20	1.94	1.98	2.02	2.08	2.17

由表中可以看出，水的 E_v 值很大，而且 E_v 受温度及压强的影响而变化的量是很微小的，一般近似为 $E_v = 2.0 \times 10^9 \text{Pa}$ 。这说明水的可压缩性很小。所以，工程上认为水是不可压缩的。其他的液体与水类似，在一般情况下，也可以认为是不可压缩的。因此，常将液体称为不可压缩流体。

液体在温度升高时，体积也有所增大，这种性质称为膨胀性。用体积膨胀系数 β_t 来表示液体膨胀性的大小，即在液体压强为定值的条件下温度升高 1K 时所引起的体积变化率：

$$\beta_t = \frac{dV}{V} = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} \quad (1-9)$$

式中 β_t ——体积膨胀系数， $1/T$ ；

T ——液体温度，K。

由于温度增加时，体积膨胀，故 dV 与 dT 同号。

实验测定，在压力为 0.1MPa、温度为 10~20℃ 条件下，温度每升高 1K，水的体积增加约万分之一点五，温度较高时，体积膨胀系数也不超过千分之一。其他液体的膨胀系数也很小。

实际工程计算中，除个别特殊场合外，一般不考虑液体体积变化。

1.1.6.2 气体的压缩性

气体分子间距较大，彼此间的引力很小，当压力或温度发生变化时，其体积密度或重

度都将相应地发生变化。对理想气体，这种变化的数量关系可用气体状态方程进行全面的概括。

所谓理想气体（又称完全气体）是这样一种假想的气体，其分子本身不具有体积，分子间无作用力。在工程上，当气体比容大到足以使气体分子的体积和分子间的相互作用力可以忽略不计时，均可当作理想气体来处理。这在实际中是很普遍的，如在常温常压下氧、氮、氢、二氧化碳和空气等都可视为理想气体。所以，理想气体的概念无论在理论上，还是在实践上都是有意义的。根据气体实验定律可得出理想气体的状态方程为：

$$\frac{pV}{T} = \text{常量} \quad (1-10)$$

式中常量的大小取决于气体质量的多少。

对 1mol 气体，在标准状态下，即 $p = p_0 = 101325\text{Pa}$ ， $T = T_0 = 273.15\text{K}$ 时，任何气体的容积都是 $V_0 = 22.4\text{L}$ 。因此：

$$\frac{pV_\mu}{T} = R_0$$

或
$$pV_\mu = R_0T \quad (1-11)$$

式中 R_0 ——通用气体常数 ($R_0 = \frac{pV_0}{T_0} = 8.314\text{J/mol} \cdot \text{K}$)；

V_μ ——每 1mol 气体的体积， m^3 。

式 (1-11) 为 1mol 理想气体的状态方程。

对质量为 m 、相对分子质量为 M 的气体，用简单的比例计算得状态方程为：

$$pV = \frac{m}{M}R_0T \quad (1-12)$$

令 $R = \frac{R_0}{M}$ ，则上式变为：

$$pV = mRT \quad (1-13)$$

式中， R 为具体气体常数， $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ 。不同的气体 R 不同，但对同一种气体它是不变的。

式 (1-13) 是通用的理想气体状态方程，称为克拉伯龙 (Clapeyron) 方程。

对于单位质量的理想气体，其状态方程为：

$$\frac{p}{\rho} = RT$$

或
$$pv = RT \quad (1-14)$$

式中 v ——气体比体积， m^3/kg 。

在一定温度下 (T 为常数) 时：

$$pv = \text{const}$$

或
$$\frac{p}{\rho} = \text{const} \quad (1-15)$$

当压力一定时，状态方程变成：

$$\frac{V}{T} = \text{const}$$

或
$$\rho T = \text{const} \quad (1-16)$$

由此可以看出，气体的体积随压力和温度有明显的变化。气体是易于被压缩的流体，一

一般称气体为可压缩流体。特别是在流速较高、压强变化较大的场合，体积变化是不容忽视的。必须把其密度作为变化的量，但在流动过程中流速不大、压强变化较小的场合，却可忽略压缩性的影响，而把气体当作不可压缩流体处理。

1.1.7 流体的黏性

流体运动时，其内部质点沿接触面相对运动，产生内摩擦力以抵抗剪切变形的性质就是流体的黏性。

1.1.7.1 牛顿黏性定律

牛顿在 1687 年最早针对最简单的剪切运动做了一个著名的实验，并且建立了切向应力与剪切变形速度之间的关系。

假定垂直距离为 h 的两平行板间有一种流体，如图 1-1 所示。上板不动，下板在 $t=0$ 时以速度 u 开始运动。

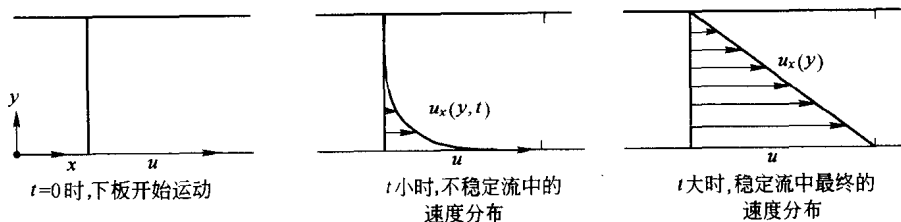


图 1-1 平行平板间流体的层流

试验表明，贴近平板的流体，其速度与平板本身的运动速度相同。因此，贴近下板的流体以速度 u 流动，而上板附近的流体速度为零。随着时间的推移，流体获得动量，经过足够长的时间后达到稳定状态，其速度是由上板处的零均匀的变化到下板处的速度 u 。这就是说，平板之间的各流层都将会有相对运动，因而必定产生切向阻力。若要维持这种运动，必须在下板上施加一个力 F 。

在稳定状态下，对于面积为 A 的平板和层流，有如下关系式：

$$\frac{F}{A} = \mu \frac{u}{h} \tag{1-17}$$

式中， μ 为比例常数，有时称为动力黏度； $\frac{F}{A}$ 即单位面积上所受的力——剪应力。在稳定状态下，速度呈线性分布，那么 $\frac{u}{h}$ 可用恒定的速度 $\frac{du_x}{dy}$ 来代替。于是，任意两个薄流层之间的剪应力 τ_{yx} 可表示为：

$$\tau_{yx} = -\mu \frac{du_x}{dy} \tag{1-18}$$

当 $u_x(y)$ 不是线性分布时，即 u_x 是时间和位置二者的函数，此时：

$$\tau_{yx} = -\mu \frac{\partial u_x}{\partial y} \tag{1-19}$$

式 (1-19) 就是著名的牛顿黏性定律。

式中, τ_{yx} 称为剪切应力或黏性力, 是一种内摩擦力。我们也可以用动量传输原理来解释, 假想流体是一系列平行于平板的薄层, 每个薄层具有相应的动量, 同时导致直接位于其上的薄层的流动。因此, 动量沿 y 方向进行传输。 τ_{yx} 的脚标指明了动量传输的方向 (y 向) 和所讨论的速度分量的方向 (x 向)。式中负号表示动量是从流体下层传向上层。这样, 就赋予 τ_{yx} 以动量通量的解释, 即单位时间通过单位面积的动量。容易验证, τ_{yx} 与动量通量纲一致。

由式 (1-18) 可见, 流场中速度分布不均匀时会产生动量传递, 动量传递的方向是速度梯度的负方向, 即动量从高速区传向低速区。速度梯度可以看作是动量传递的“推动力”。

例 1-1 两平行平板相距 3.2mm, 下平板不动, 上平板以 1.52m/s 的速度运动。欲使上平板保持运动状态, 需施加 2.394Pa 的力。试求两平板间流体的动力黏度。

解: 由牛顿黏性定律可知:

$$\mu = \frac{F/A}{u/h}$$

由已知:

$$F/A = 2.394 \text{ Pa}$$

又:

$$u/h = \frac{1.52}{3.2 \times 10^{-3}} = 475 \text{ s}^{-1}$$

故:

$$\mu = \frac{2.394}{475} = 5.04 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$$

1.1.7.2 流体的黏度

流体的黏度大小可以通过流体的动力黏性系数来衡量。依据牛顿黏性定律, 动力黏性系数 μ ($\text{Pa} \cdot \text{s}$) 可以定义为流体中任意一点上单位面积的剪切力与速度梯度之比值, 即:

$$\mu = \frac{\tau}{\left| \frac{du_x}{dy} \right|} \quad (1-20)$$

在研究流体运动时, 也常用到动力黏性系数 μ 与密度 ρ 的比值, 该比值称为流体的运动黏性系数 ν (m^2/s):

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1-21)$$

黏性系数 μ 的大小与流体的种类有关。例如, 在同一温度的情况下, 油的 μ 值比水大, 而水又比空气大得多, 所以 μ 是流体的一个物性参数。同一种流体的 μ 值与温度有密切关系, 而与压强关系不大。一般说来, 液体的动力黏性系数 μ 和运动黏性系数 ν 随温度的升高而减小, 而气体则随温度的升高而增大, 这是由于液体与气体具有不同分子运动状态的缘故。图 1-2 和图 1-3 分别给出了几种液体和气体的动力黏度和运动黏度。

水的运动黏性系数 ν (cm^2/s) 与温度 t 的关系, 可由下面的经验公式表示:

$$\nu = \frac{0.0178}{1 + 0.0337t + 0.000221t^2} \quad (1-22)$$

气体的黏性常以动力黏度 μ 表示, 它与温度的关系, 可由下式确定:

$$\mu = \mu_0 \frac{1 + \frac{C}{273}}{1 + \frac{C}{T}} \sqrt{\frac{T}{273}} \quad (1-23)$$

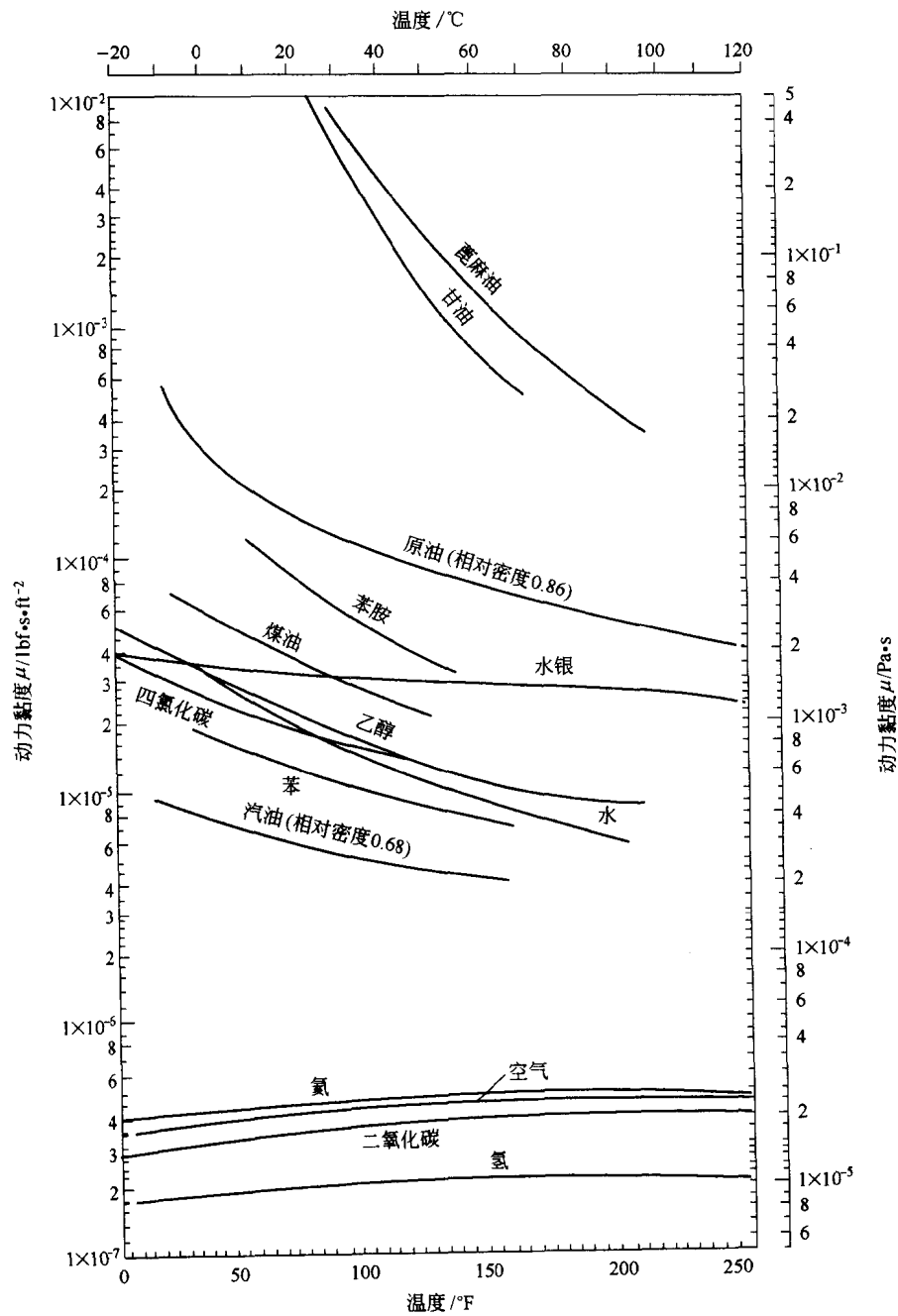


图 1-2 几种液体与气体的动力黏度

式中 μ_0 ——气体在 273K 时的动力黏度；
 T ——气体的绝对温度，K；
 C ——常数，几种气体的 C 值见表 1-3。

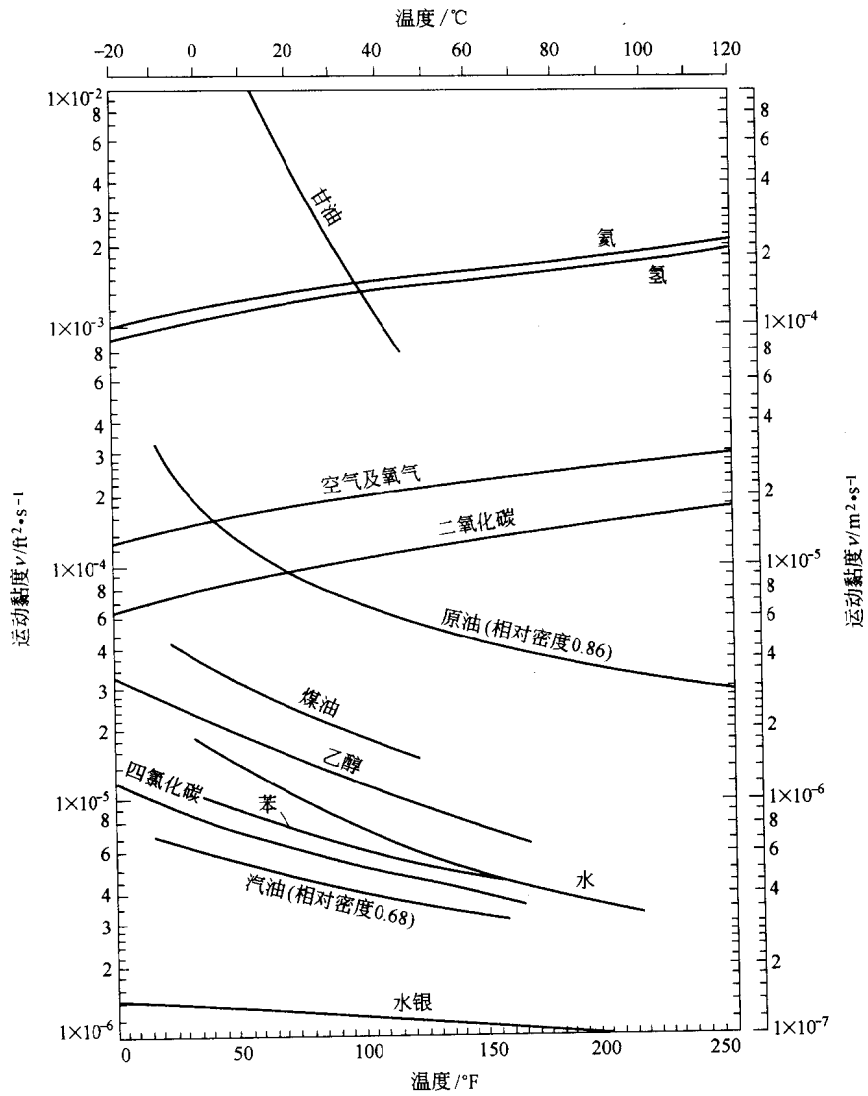


图 1-3 几种液体与气体的运动黏度

表 1-3 几种气体的 C 值

气 体	空 气	氢	氧	氮	蒸 汽	二 氧 化 碳	一 氧 化 碳
C 值	122	83	110	102	961	260	100

混合流体的黏度，在缺乏实验数据时也可选用适当的经验公式进行估算。如对非缔和液体的黏度可由下式计算：

$$\lg \mu_m = \sum (x_i \cdot \lg \mu_i) \quad (1-24)$$

压力不太高时，气体混合物的黏度可由下式计算：