航空高等院校教材

气体动力学

（上册）

刘世兴 主编

航空专业教材编审组

前　言

本书是根据航空发动机专业的气体动力学教学大纲编写的，主要研究可压缩流体流动的热力学和动力学的基本原理，可作为航空发动机专业、燃气轮机专业和其他有关专业高年级学生的气体动力学教科书。

全书共十二章，其中第一章到第三章，介绍气体动力学的基本概念和基本方程组。第四章到第八章，详细讨论可压缩流体一维定常流动的基本理论及其在工程上的应用。第九章到第十一章，介绍可压缩流体多维定常势流的基本知识，并对一些典型的平面势流问题、小扰动法和特征线法等，作了比较深入的探讨。第十二章介绍粘性流体流动和附面层的基本知识。在推导纳维尔——斯托克斯方程和雷诺方程的基础上，提出计算层流附面层和紊流附面层的方法。

为了便于学生自学，本书在讨论各种流动问题时，遵循由浅入深，顺序渐进的原则，着重物理概念的阐明，避免过于繁琐的数学推导。对于已经学过高等数学、理论力学和热力学的工科院校学生，使用本书自学，一般不会有太多的困难。

本书第一章到第十一章由刘世兴编写，第十二章由刘德彰编写。全部文稿由北京工业学院林励生审阅。南京航空学院杨为柱、马中义、王宝官、张荣学和沈凤梅等同志给予大力支持和帮助，谨此表示感谢。

刘世兴　刘德彰　　1982.5

目　录

第一章 气 体 介 质

气体动力学是研究可压缩流体运动规律的一门科学，属于一般流体动力学的近代分支。气体以较小速度流动时，密度的变化很小，一般可以忽略不计，所以低速空气动力学属于不可压缩流体动力学的范畴。当气体以较大速度流动时，密度会有比较显著的变化，温度和焓等其他热力学参数也随之改变，所以高速气体动力学属于可压缩流体动力学的范畴。

液体和气体总称为流体，以区别于固体。要严格区分流体与固体，有时是很困难的。但对于气体动力学这一科学的任务来说，没有必要在这个问题上花过多的功夫。在流体动力学或气体动力学中，一般只是将流体定义为在剪切力作用下能连续变形的物质。当固体承受剪切力作用时，它只产生一定程度的变形，只要作用的剪切力保持不变，变形也就不变。当剪切力作用于流体时，无论它是有粘性的或无粘性的流体，流体内部将产生相对运动。因此，我们认为流体是一种不能承受剪切力的物质。至于液体和气体，也没有严格划分的必要，通常只是将液体看作不可压缩的流体，将气体看作可压缩的流体。

本书的主要课题是研究气体（即可压缩流体）运动的基本规律。从这一目的出发，在本章中，将先介绍气体介质的一些基本物理性质、并给出一些常用的数据资料。

本章的主要符号

英文字母

A	面积
C_p	等压比热
C_v	等容比热
h	单位质量气体的热焓
K_n	克努生数
l	气体分子的平均自由行程
m	质量
p	压强
$\mathbf{r}$	径矢
R	气体常数
s	单位质量气体的熵
T	气体的绝对温度
u	单位质量气体的内能
v	气体的比容
$\mathbf{V}$	流体流动的速度矢
V	流体流动的速度
Z	气体的压缩因子

希腊字母

γ	气体的比热比

μ	流体的粘性系数
ν	流体的体积
ρ	流体的密度
τ	应力

§1—1 连续介质的假设

表观上连续的流体，实际上是由大量微小的分子所组成，分子与分子之间存在着间隙，并且所有的分子都不停地运动着。因此，从微观的角度来看，表征流体状态的各种物理量在空间的分布也将是不连续的，并随着时间作随机的变化。

不过分子的尺度非常小，在很小的体积中也含有大量的分子。例如在标准状态下，每立方微米的空气含有 27×10^6 个分子，分子的平均自由行程约 6.5×10^{-6} 厘米。在气体动力学中，我们所研究问题的尺寸一般都比气体分子的平均自由行程大得多。

气体动力学(或流体力学)的任务，在于研究流体宏观运动现象。宏观量是微观量的统计平均值，即大量分子的统计平均特性。在流体力学中，即使是取几个立方微米的小体积，也含有足够多的分子数以获得统计平均值。因此，研究气体动力学（或流体力学）问题时，有理由不以分子为研究对象，而是引进连续介质的流体模型，并以连续介质作为我们的研究对象。在连续介质的流体模型中，忽视气体（或流体）内部的微观结构，将它看作一种连续的介质，其中没有分子间隙，也没有分子的热运动。这种假设称为连续性假设，是著名的科学家欧拉于1753年提出来的。

根据连续性假设，作为连续介质的气体，将连续地充满它所占据的空间，其中没有任何间隙，并且它的一切宏观物理属性按其体积连续分布，从而形成了各种相应的场。

采用了连续介质的假设，我们研究气体运动时，就不必再考虑大量分子的瞬时运动状态，而只要研究描述气体宏观运动状态的物理量，如温度，压强和密度等就行了。并且这些物理量在一般情况下，都是空间座标和时间的连续函数，因而可以广泛地应用有关连续函数的解析方法。

连续介质的假设并不是普遍适用的，当气体密度过于稀薄，以致其分子的平均自由行程可以同所研究课题中涉及的特征尺寸相比拟时，就不能再用连续介质的概念来处理问题了。例如研究稀薄气体运动时，就必须放弃这种连续介质的分析方法，而采用分子动力论的微观分析方法。

气体分子平均自由行程与具体问题中特征尺寸之比，称为克努生数，以符号 K_n 表示之

$$K_n=\frac{l}{L} \tag{1—1}$$

上式中　l——气体分子的平均自由行程，

　　　　L——特征尺寸。

根据我国著名科学家钱学森的建议，连续介质的假设只适用于克努生数 K_n 小于 0.01 的情况。

为了方便读者估算连续介质假设的适用范围，在表 1—1 中列出六种常用气体在标准状态下的一些基本特征数据。

表1—1 标准状态下气体的分子直径和平均自由行程

气　体	分子直径d（米$\times 10^{-10}$）	平均自由行程l（米$\times 10^{-8}$）
氩(Ar)	2.90	10.9
氦(He)	2.00	22.9
氮(N_2)	3.50	7.46
氧(O_2)	2.95	10.5
二氧化碳(CO_2)	3.30	8.39
氨(NH_3)	3.00	10.2

§1—2 在连续介质中一点处的密度和速度

本节将讨论在连续介质中一点处的密度和速度，并由此进一步阐明连续介质的含义和性质。

一、一点的密度

在连续介质中取一个包围着点P的小体积δv，此小体积中流体的质量为δm，如图1—1所示。

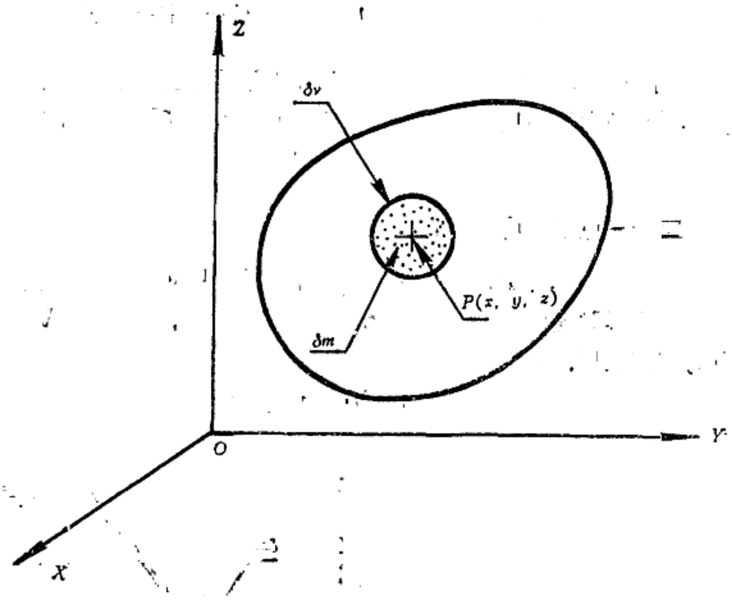

图1—1 连续介质的基元体积

比值$\delta m/\delta v$称为流体在体积δv内的平均密度$\overline{\rho}_{\delta v}$

$$\overline{\rho}_{\delta v}=\frac{\delta m}{\delta v} \quad (1\text{—}2)$$

先假设体积δv还比较大，而后逐渐向点P缩小。随着体积δv的缩小，流体的物理属性愈来愈均匀，使其平均密度趋近于某一稳定的渐近值ρ，如图1—2所示。但是，当体积δv变得这样小，以致它只包含着有限几个分子时，由于流体分子的进入或逸出该体积，使比值$\delta m/\delta v$随时间而急剧变化，不能有确切的值。所以我们设想有这样一个极限小体积$\delta v'$，它比所研究课题中的最小特征尺寸小得多，因而可以看成是流体性质完全成匀一的点。但它又要比分子的平均自由行程大得多，包含着足够的分子数目，使密度的统计平均值有确切的意义。显然，体积$\delta v'$也是能够满足连续介质假设的最小体积。在流体动力学中，将这极限小体积$\delta v'$中的流体，称为流体质点，并将一点的流体密度定义为

$$\rho \equiv \lim_{\delta v \to \delta v'} \frac{\delta m}{\delta v} \tag{1—3}$$

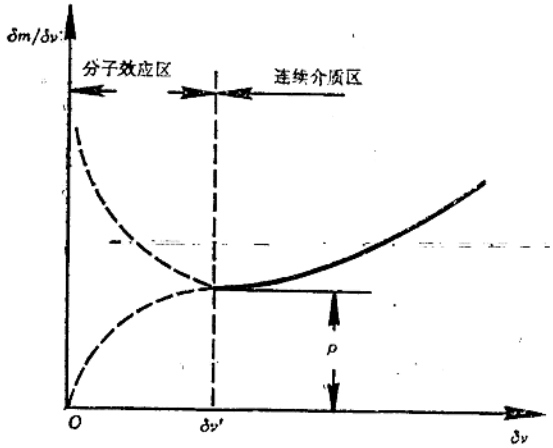

图1—2　在连续介质中一点处的密度

由此可知，连续介质中的“一点”，实际上是指大小可与极限小体积 $\delta v'$ 相比拟的流体质点，而不是指几何尺度为零的点。连续的流体介质本身是由无限多个连续分布的流体质点所组成。

二、一点的速度

对某任意一点 P，取一个包围着它的极限小体积 $\delta v'$，我们将这极限小体积 $\delta v'$ 中流体质量中心的瞬时速度，定义为通过 P 点的瞬时速度，并以符号 $\mathbf{V}$ 表示。速度 $\mathbf{V}$ 是矢量，引用适当的座标系后，可表达为

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}(x, y, z, t) \tag{1—4}$$

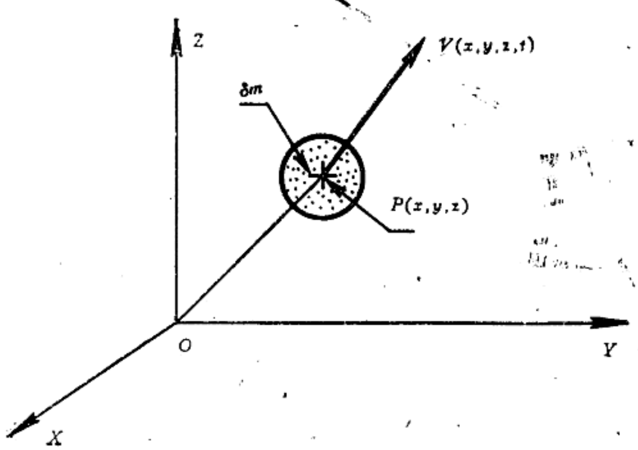

图1—3　在连续介质中一点处的速度

或者写为

$$\mathbf{V}=\mathbf{V}(\mathbf{r},t) \tag{1—5}$$

再提醒读者注意，在流体动力学中，一点处的速度，是指在某瞬间正与该点重合的流体质点质量中心的速度，而与流体质点中流体分子的热运动速度无关。

上面我们讨论了连续介质中一点处流体的密度和速度的含义。按照同样道理，可以建立连续介质中一点处的温度、压强以及其他参数的概念。

§1—3 气体的热力学性质

本节将简要地复习气体的热力学属性，关于这方面的详细资料，请读者参阅有关的热力学书籍和文献。

一、状态方程

表征均质气体状态的三个物理量，即压强 p、密度 ρ 和温度 T 彼此之间并不是完全独立的。如果其中任意两个物理量的值已经给定，第三个物理量的值也就唯一地确定了。因此，这三个状态参数之间必有一定的函数关系存在。一般我们可以把这个函数关系写成下列形式：

$$p=p(\rho,\ T) \tag{1—6}$$

如果气体的密度并不很大，气体分子本身的体积和分子之间的作用力可以忽略不计，下列的状态方程是一个很好的近似关系

$$p=\rho RT \tag{1—7}$$

式中

R——特定气体的气体常数，焦耳/千克·K

表1—2 列出五种常用气体的气体常数。

表1—2 五种常用气体的气体常数和分子量

气体	分子量	气体常数（焦耳/千克·K）
氮 N_2	28.016	296.8
氧 O_2	32.00	259.82
氩 Ar	39.90	208.15
二氧化碳 CO_2	44.01	188.91
空气	28.9644	287.04

在热力学和气体动力学中，把服从状态方程(1—7)的气体，称为完全气体。当然，完全

气体只是一种理想的气体模型。实际的气体并不能绝对服从状态方程(1—7)。

为了表征气体偏离完全体气的程度，我们引入一个无量纲 Z

$$Z=\frac{p}{R\rho T} \tag{1—8}$$

一般将此无量纲数 Z 称为气体的压缩因子。对于完全服从状态方程（1—7）的气体，$Z=1$。表1—3列出空气的压缩因子在各种情况下的值。

表1—3　空气的压缩因子 Z

压　强 p（大气压）	温　度(T—273) 0	50	100	200
0	1.00	1.00	1.00	1.00
10	0.9945	0.9990	1.0012	1.0031
20	0.9895	0.9984	1.0027	1.0064
50	0.9779	0.9986	1.0087	1.0168
100	0.9699	1.0057	1.0235	1.0364

由表看出，在 0～20 大气压的范围内，将空气当作完全气体看待，其误差一般不大于 0.5～0.6%。即使在较大压强（100 大气压）的情况下，其误差也不过在 5 %左右。因此在工程上，常常把空气当作完全气体来处理。

二、比热和比热比

气体的比热，通常可分为等容比热 C_v 和等压比热 C_p 两种：

等容比热是指在容积不变的条件下，使单位质量气体的温度升高 1 度所需要的热量。

$$C_v=\left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_v=\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v \tag{1—9}$$

等压比热是指在压强不变的条件下，使单位质量气体的温度升高 1 度所需要的热量。

$$C_p=\left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_p=\left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p \tag{1—10}$$

方程式（1—9）和（1—10）中

q——加给单位质量气体的热量。

u——单位质量气体的内能，

h——单位质量气体的焓，

等压比热 C_p 与等容比热 C_v 的比值，称为比热比或绝热指数，以符号 γ 表示。在气体动力学中，比热比 γ 是一个很重要的参数。

$$\gamma=\frac{C_p}{C_v}. \tag{1—11}$$

一般来说，气体的比热比 γ，等压比热 C_p 和等容比热 C_v是状态参数压强 p 和温度 T 的函数。

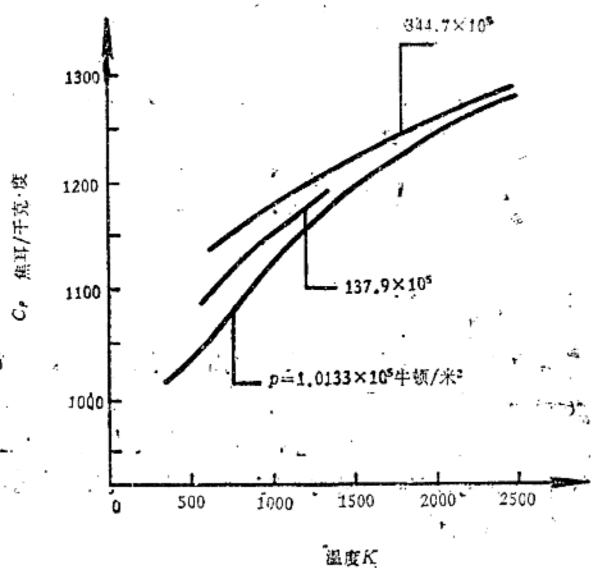

图1—4 空气的等压比热 C_P 的变化曲线

图1—4是空气的等压比热C_p随压强 p和温度 T的变化曲线。该曲线图表明：压强的变化对空气等压比热的影响很小；等压比热的值基本上决定于温度的高低。例如，当温度 $T=1000$K时，压强p 从 1.0133×10^5 牛顿/米² 增大到 137.9×10^5牛顿/米²，等压比热 C_p 的变化小于 1 %。当温度 $T=1500$K 时，即使压强增大到 344.7×10^5 牛顿/米² 以上，对等压比热 C_p 的影响还是很小的。

图1—5是空气的比热比 γ 随温度 T 和压强 p 的变化曲线。显然，压强 p 的变化，对空气的比热比 γ 的影响也很小。

其他的气体也都同空气一样，它们的比热比 γ、等压比热 C_p 和等容比热 C_v 的值，主要决定于温度的高低，压强的大小对它们的影响很小。正因为这个缘故，在工程上认为完全气体的比热比 γ，等压比热 C_p 和等容比热 C_v 只是温度 T 的函数，而与压强 p无关。

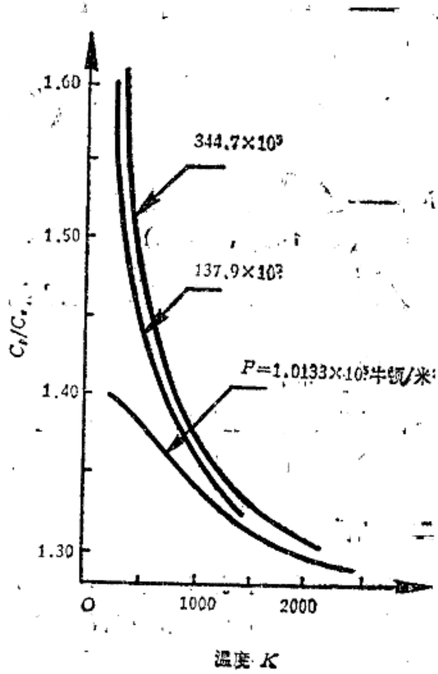

图1—5 空气的比热比γ 的变化曲线

§1—4 气体的压缩性、粘性和导热性

一、压缩性

无论是液体或气体，压强的变化都要引起密度和体积的变化。压强增大时，流体的密度增大；压强减小时，流体的密度变小。流体的这种性质，称为压缩性。

关于流体的压缩性，用压缩模数K来表示是很方便的。所谓压缩模数，就是压强的改变量δp对体积的相对改变量$\delta v/v$之比，即

$$K=\lim_{\delta p\to 0}\left(-\frac{\delta p}{\delta v/v}\right)=-v\frac{dp}{dv} \tag{1—12}$$

这里

v——流体的比容。

K——流体的压缩模数，牛顿/米^2。

一般液体是很难压缩的，它的压缩模数很大。如水的压缩模数 $K=21600\times10^5$ 牛顿/米^2，滑油的压缩模数 $K=26000\times10^5$ 牛顿/米^2。这就是说，要使液体的密度增大1%，压强得增大200个大气压左右。因此，在许多实际问题中，都认为液体是不能压缩的。

对于气体，较小的压强变化，就能引起明显的密度变化。也就是说，气体是容易压缩的。

在等温压缩时，完全气体的压缩模数

$$K_T=-v\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T=p \tag{1—13}$$

这里

K_T——气体的等温压缩模数。

等熵压缩时，气体的压缩模数

$$K_S=-v\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)=\gamma p \tag{1—14}$$

这里

K_S——气体的等熵压缩模数。

方程式(1—13)和(1—14)说明：气体的压缩模数比水的压缩模数小得多，即气体是容易压缩的。如在大气压下，气体的等温压缩模数只有水的压缩模数的$\frac{1}{22000}$，而等熵压缩模数也只有水的$\frac{\gamma}{22000}$。

气体虽然是容易压缩的，但在低速流动时，例如流速小于音速的十分之三时，气体密度的变化仍然是很小的。因此，在低速空气动力学中，一般仍将气体看作不可压缩的流体。

二、粘性

流体介质具有抵抗其质点作相对运动的性质，这种性质，称为流体的粘性。

任何实际流体都有粘性，水有粘性，滑油有粘性，并且比水大，这是众所周知的事实。其实气体也有粘性，不过它的粘性比水和其他液体都小得多，产生粘性的机理也不完全相同。

实际流体流动时，由于粘性存在，产生剪应力，并导致流体流动的摩擦损失。根据实验

观察，实际流体沿固体壁面流动时，由于粘性的作用，使紧邻固体壁面的流体速度减低为零，而贴附在壁面上。这个非常重要的现象，在流体动力学和气体动力学中，叫做实际流体的无滑移现象。

现在考虑两块互相平行的平板 X 和 Y，它们之间有一隙缝 n，充满着均质的粘性气体，如图 1—6 所示。平板 X 固定不动，以切向力 F_t 加于平板 Y，使它以某一速度 V 向右移动。由于粘性的作用，紧邻此两平板的气体质点将贴附在平板上，所以在平板 X 处的

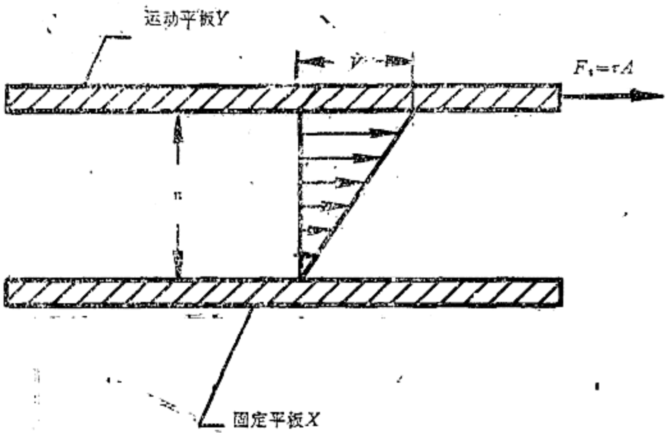

图1—6　说明气体粘性的用图

气体速度为零，在平板 Y 处的气体速度为 V。如果两平板间距离 n 比较小，可以认为平板中间气体速度的分布是线性的。

实验证明，作用于平板 Y 的力 F_t 正比于平板 Y 的面积 A 和速度 V，反比于两平板间的距离 n，即

$$F_t \sim \frac{V \cdot A}{n}$$

或写为

$$\tau = \mu \frac{V}{n} \qquad (1\text{—}15)$$

上式中，$\tau = F_t/A$ 是气体所承受的剪应力，V/n 是气体的剪切变形速度，μ 是比例系数，称为粘叶性数。上述公式可以推广。例如，气体以速度 V_∞ 沿固体平板壁面流动时，由于粘性的作用，使紧邻壁面处气体的速度为零，然后沿法向逐渐增大，到某一定距离 δ 之后，才基本恢复原来自由流 V_∞ 值，如图1—7所示。这说明：由于气体粘性的作用，在固体壁面附近的气流中，相邻的气体层之间存在相对运动，也就是存在着剪切变形和剪应力，剪切变形速度为$\frac{\partial V}{\partial n}$，剪应力为 τ，显然

$$\tau = \mu \frac{\partial V}{\partial n} \qquad (1\text{—}16)$$

公式 (1—15) 和 (1—16) 表明：在实际气体中，剪应力和剪切变形总是同时存在，并且剪应力的大小与剪切变形速度成正比。比例系数 μ 称为动力粘性系数或粘性系数，它表征着气体

粘性的大小。

服从式(1—16)的流体，称为牛顿流体。如气体、水、滑油等都是牛顿流体。

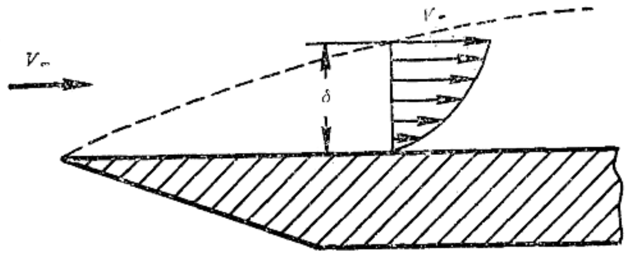

图1—7 实际气体沿固体壁面的流动

粘性系数 μ 是温度 T 的函数。对于气体，粘性系数随温度的升高而增大。对于液体，粘性系数随温度的升高而减小。图 1—8 是几种常用气体的粘性系数 μ 随温度 T 的变化曲线。

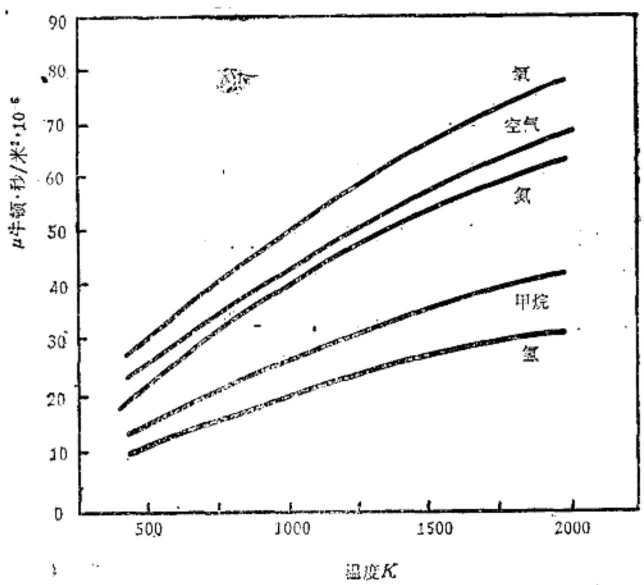

图1—8 气体的粘性系数 μ 随温度 T 的变化曲线

公式(1—17)是瓦特逊(Watson)推荐的气体粘性系数 μ 的计算公式。实践证明，在温度 $T=270\sim2200$K 范围内，它是一个很理想的近似式。

$$\mu=\frac{\sqrt{T}\times10^{-6}}{A_0+\frac{A_1}{T}+\frac{A_2}{T^2}+\frac{A_3}{T^3}+\frac{A_4}{T^4}}\ \frac{\text{牛顿·秒}}{\text{米}^2} \qquad (1—17)$$

公式中 T——气体的温度(K)

A_0、A_1、A_2、A_3、A_4——计算系数，其数值参看表 1—4。

除了粘性系数 μ 以外，在气体动力学中，还常用到运动粘性系数 ν，它等于气体粘性系