



高等院校石油天然气类规划教材

流体力学

汪志明 崔海清 何光渝 主编

石油工业出版社
Petroleum Industry Press

高等院校石油天然气类规划教材

流 体 力 学

汪志明 崔海清 何光渝 主编

石油工业出版社

内 容 提 要

全书共十一章,首先介绍了流体运动的基本概念、流体运动所遵循的基本方程,在此基础上,介绍了理想流体和粘性流体流动,通过对流体流动控制方程的简化,逐步讨论了工程中常遇到的管流、非牛顿流体及两相流体流动,最后对计算流体力学作了简要介绍。本书在编写上注重理论与实际相结合,既强调理论的系统性,又突出应用的广泛性,既强调理论的一般性,又突出石油的特殊性。

本教材可作为石油院校相关学科专业本科生《流体力学》课程和研究生《高等流体力学》课程教材。

图书在版编目(CIP)数据

流体力学/汪志明等主编.

北京:石油工业出版社,2006.2

高等院校石油天然气类规划教材

ISBN 7-5021-5415-9

I. 流…

II. 汪…

III. 流体力学-高等学校-教材

IV. 035

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2006)第 003688 号

出版发行:石油工业出版社

(北京安定门外安华里 2 区 1 号 100011)

网 址:www.petropub.cn

总 机:(010)64262233 发行部:(010)64210392

经 销:全国新华书店

排 版:北京乘设伟业科技排版中心

印 刷:石油工业出版社印刷厂

2006 年 2 月第 1 版 2006 年 2 月第 1 次印刷

787×1092 毫米 开本:1/16 印张:18

字数:461 千字 印数:1—2000 册

书号:ISBN 7-5021-5415-9/TE·4152(课)

定价:27.00 元

(如出现印装质量问题,我社发行部负责调换)

版权所有,翻印必究

前 言

流体力学是人类在认识与改造自然的实践中逐渐发展起来的,它的研究对象随着生产的需要和科学的发展在不断地更新、深化和扩展,当今人类社会面临的许多重大环境问题都涉及流体力学问题,因此流体力学是一门基础性很强、应用性很广的学科。流体力学主要研究流体的宏观机械运动,可以分为水动力学和气体动力学。水动力学主要研究不可压缩流体流动,如液体或低速气体的流动都属于水动力学研究范围;气体动力学主要研究可压缩流体流动,通过喷嘴或绕过物体的高速气体流动、流动过程中有化学反应的气体流动、高度稀薄气体中飞行物体引起的流动都属于气体动力学研究范围。

流体力学也是石油天然气工程学科及相关专业的一门重要的支撑性专业基础课。在石油天然气工程学科相关理论与技术的研究、开发过程中,我们面临大量的复杂流体介质流动问题,诸如牛顿流体在圆管、环空和缝隙间的流动;复杂边界条件下两相或多相流体介质在油气井井筒中的复杂流动;非牛顿或多相流体介质在多孔岩石介质中的线性或非线性流动等等,因此我们必须了解和掌握研究这些复杂流动的基本原理和方法。

本教材结合石油天然气工程学科及相关专业的需要和特点,在充实和完善《流体力学及其应用》讲义的基础上,由中国石油大学、大庆石油学院和西安石油大学长期从事流体力学教学和研究的同志共同编写完成。本教材在编写上注重理论与实际相结合,既强调理论的系统性,又突出应用的广泛性;既强调理论的一般性,又突出石油的特殊性。多年教学实践表明本教材可作为石油院校相关学科专业本科生的《流体力学》课程和研究生《高等流体力学》课程教材。

本教材由中国石油大学汪志明教授、大庆石油学院崔海清教授、西安石油大学何光渝教授主编。全书共分十一章,考虑到数学的重要性,在教材最后增加了“矢量分析”与“张量分析”两个附录。第一章由汪志明、魏建光编写;第二章由汪志明、张政编写;第三章由杨树人、王清顺编写;第四章由汪志明、陈海霞编写;第五章由崔海清、陈海霞编写;第六章由崔海清、汪志明编写;第七章由汪志明、宇波编写;第八章由何光渝、薛亮编写;第九章由汪志明、张健编写;第十章由何光渝、平立秋编写;第十一章由宇波、汪志明编写。教材中例题、思考题和习题主要由陈海霞、魏建光、陈文亮编写,附录主要由张健编写。

为了提高学生的认知与应用能力,建议在课堂上采用启发式教学与互动式教学。在讲授基本概念和基本定律时,可以从生产实践中的具体现象和流体力学发展简史讲起,激发学生积极思考,逐步引出概念和归纳总结成定律,加深学生对概念和定律的物理意义的理解;在讲授方程建立时,要突出思路与方法,加强学生运用数学工具能力的训练;在讲授原理应用时,要尽量结合石油天然气工程学科的特点,精选例题,拓展学生视野,从分析问题入手,寻找解决问题的理论,逐步提出解决问题的方法,让学生自己在归纳总结基础上完成习题。

由于编写者水平所限,书中难免有不足之处,望同行专家批评指正。本着“与时俱进”的精神,编者将在现有教材基础上不断修改,更深更广地诠释流体力学的本质规律,直至完善。

编者

2005 年 12 月

目 录

第一章 流体的流动性质	(1)
第一节 流体的概念	(1)
第二节 流体的连续介质假设	(2)
第三节 状态方程	(3)
第四节 传导系数	(10)
第五节 表面张力与毛细现象	(13)
思考题	(14)
习题	(15)
第二章 流体静力学	(17)
第一节 静压强及其特性	(17)
第二节 流体静力学平衡方程	(18)
第三节 压力测量	(21)
第四节 作用在平面上的静压力	(22)
第五节 作用在曲面上的静压力	(24)
第六节 物体在流体中的潜浮原理	(26)
思考题	(28)
习题	(29)
第三章 流体运动学	(33)
第一节 流体运动的拉格朗日描述和欧拉描述	(33)
第二节 速度场与加速度场	(36)
第三节 无穷小流体质点的运动	(44)
第四节 有旋流动	(46)
思考题	(48)
习题	(48)
第四章 流体力学基本方程组	(51)
第一节 输运定理	(51)
第二节 质量守恒原理	(52)
第三节 动量方程	(56)
第四节 角动量方程	(59)
第五节 能量守恒原理	(61)
第六节 初始条件和边界条件	(63)
思考题	(64)
习题	(64)

第五章 理想流体流动	(67)
第一节 欧拉方程	(67)
第二节 伯努利(Bernoulli)方程及应用	(71)
第三节 开尔文(Kelvin)涡线定理	(76)
第四节 能量守恒定律	(77)
第五节 速度势函数与流函数	(79)
思考题	(81)
习题	(82)
第六章 粘性流体层流流动	(85)
第一节 广义牛顿内摩擦定律	(85)
第二节 纳维—斯托克斯方程	(87)
第三节 动能平衡与内能平衡方程	(89)
第四节 相似和量纲分析	(95)
第五节 不可压缩粘性流体流动的基本特性	(102)
第六节 圆管和环空中稳定不可压缩流动	(103)
第七节 层流边界层	(106)
第八节 球形固体的层流阻力	(112)
思考题	(115)
习题	(115)
第七章 粘性流体湍流流动	(118)
第一节 湍流运动基本特性	(118)
第二节 雷诺方程	(120)
第三节 湍动能方程	(122)
第四节 混合长度理论	(125)
第五节 圆管湍流流动	(126)
第六节 湍流边界层流动	(131)
第七节 环空湍流	(136)
第八节 圆管湍流摩阻压降	(140)
第九节 工程湍流模式理论	(142)
思考题	(147)
习题	(147)
第八章 一维圆管流动	(149)
第一节 流态及流态转化准则	(149)
第二节 圆管流动基本方程	(151)
第三节 圆管中沿程水头损失	(155)
第四节 局部水头损失	(160)
第五节 管路的水力计算	(165)
第六节 低速气体流动压力损失	(171)

第七节	圆管增加机械能的流动	(173)
第八节	有热交换的圆管流动	(175)
第九节	水击现象及水击压力计算	(178)
思考题		(183)
习题		(183)
第九章	非牛顿流体流动	(186)
第一节	非牛顿流体的流变特性	(186)
第二节	拟塑性流体在圆管中的层流运动	(196)
第三节	宾汉流体在圆管中的层流运动	(199)
第四节	粘弹性流体在圆管中的不稳定层流运动	(202)
第五节	拟塑性流体在环空中的层流运动	(203)
第六节	非牛顿流体在圆管中的湍流运动	(206)
思考题		(209)
习题		(209)
第十章	两相流体动力学	(211)
第一节	概述	(211)
第二节	管内气液两相流的基本方程式	(215)
第三节	气液两相流的流型和流型图	(217)
第四节	气液两相流压力降	(227)
第五节	多相流在石油工业中的应用	(230)
思考题		(233)
习题		(233)
第十一章	计算流体力学基础	(235)
第一节	计算流体力学研究的基本思路和方法	(235)
第二节	导数的差分表达式	(237)
第三节	涡量一流函数方法	(243)
第四节	SIMPLE 算法	(248)
第五节	代数方程的求解	(255)
第六节	基准解	(257)
第七节	部分 CFD 商业软件简介	(258)
思考题		(261)
习题		(261)
习题答案		(263)
附录		
附录一	矢量分析基础	(269)
附录二	张量分析基础	(273)
参考文献		(279)

第一章 流体的流动性质

流体的流动性质是决定流体平衡和运动规律的内部原因,因此在讨论流体平衡和运动规律之前,首先应了解一下流体的基本流动性质。本章在介绍流体运动微观性质和宏观特性的基础上,着重讨论了流体的可压缩性和粘性。

第一节 流体的概念

流体包括液体和气体,流体同固体相比较,分子间引力较小,分子运动比较剧烈,分子间排列比较松散,这就决定了流体的性质与固体不同,即流体不能保持一定的形态,且具有一定的流动性。

我们知道,构成物质的分子之间是有一定距离的,分子间存在相互作用力,分子间力主要是静电力和万有引力,万有引力很小可以忽略;静电力使得分子间同时受到异性电粒子(如原子核与电子)的引力和带同性电粒子(如原子核之间或电子之间)的斥力,分子力的半经验公式可表示为 $F_s(r) = F_r(r) - F_a(r)$ 。式中 $F_r(r)$ 为正值表示斥力; $F_a(r)$ 为负值表示引力; r 为两分子间距离。图 1.1 给出了分子间的斥力、引力和其合力随距离 r 变化的关系。

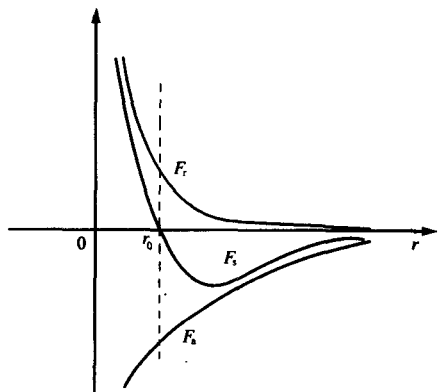


图 1.1 分子间力与分子间距离的关系

当 $r = r_0$ 时(一般数量级约为 10^{-10}m)斥力等于引力,合力为零,固体和液体分子间距离一般等于这个值;当 $r > r_0$ 时,分子受引力,且当 $r > 10^{-9}\text{m}$ 后引力衰减为零。不容易液化的气体,在一个大气压条件下,分子间距离一般大于 10^{-9}m ,不再受引力,此时的气体可以看作是理想气体;当 $r < r_0$ 时,由于分子受斥力,且随 r 的减小,斥力急剧增大。这就是固体和液体具有很大的抗压缩性的原因。

一般来说,流体分子间平均距离远大于固体分子间平均距离。流体和固体分子结构的不同决定了其宏观物质特性的不同。本教材只讨论那些与流体运动相关(或影响流体运动条件相关)的特性。流体具有流动性,流体质点具有平移、旋转和振动等运动形式。相比之下,固体分子的迁移受到限制,仅能在相对固定的位置振动或转动。在外力的作用下,流体和固体表现出不同的行为特征。固体有抗拉强度,而除粘弹性流体之外的流体却不存在抗拉强度。流体无固定形状,它们的形状随盛装容器的形状的改变而改变,流体仅在容器中能承受压力。固体在弹性极限范围内能承受剪切应力,而流体只要有剪切作用存在,将立即产生形变。固体间的摩擦力取决于其接触面的压力;而流体摩擦力与施加的压力无关。固体在静止状态下仍存在摩擦力,而流体在静止状态下不存在剪切应力,即不存在摩擦力。与大多数固体相比,流体是各向同性的。固体和流体在力学特性方面的差异,有助于我们给出流体的定义。

流体被认为是在外力作用下能产生连续变形的各向同性的物质。流体运动的特征形式是流体流动,此流动可用三维欧几里得空间的连续变换来表征。对任何流体来说,不论其粘度有多大,即便是受到极小的切应力作用,也将发生流动。相邻流体微粒间的切应力与变形率成正比,随流动终止而消失;流体中不存在残余应力。

液体的分子间距和分子有效直径差不多是相等的,当液体受压时,由于分子间距稍有缩小,就会表现出强大的分子斥力来抵抗外力。也就是说,液体分子间距很难缩小,例如单位体积的水受到0.5MPa的压力作用时,每增加0.01MPa的压力,水的体积只缩小万分之0.529,因此通常把液体称为不可压缩流体。另一方面,由于分子引力的作用,液体有力求自身表面面积收缩到最小的特性,所以在大容器里只能占据一定的体积,而在其表面形成自由的分界面。

一般说来,气体分子间距较大,分子间引力很小。例如在常温常压下,空气分子间距为 3×10^{-7} cm,其分子有效直径的数量级为 10^{-8} cm。可见分子间距比分子有效直径大得多。因此,当气体分子间距缩小很多时,才会出现分子斥力,故通常称气体为可压缩流体。又因为气体分子间距离很大,分子间引力很小,这就使得气体既没有一定的形态,也没有一定的体积。因此,一定量气体进入较大容器内,由于分子不断的运动,结果使气体均匀充满整个容器,而不会形成自由气面,另外,气体和蒸汽是不同的,它们最大不同之处在于气体不能单靠压缩进行液化,而蒸汽显然可以。

第二节 流体的连续介质假设

虽然流体的真实结构是由分子构成,分子间有一定的孔隙,但流体力学研究的并不是个别分子微观的运动,而是研究大量分子组成的宏观流体在外力的作用下所引起的机械运动。因此,在流体力学中引入连续介质的假设,即认为流体质点是微观上充分大、宏观上充分小的流体微团,它完全充满所占空间,没有孔隙存在。这就摆脱了复杂的分子运动,而着眼于宏观机械运动。这在应用上既方便,又有足够精度。但流体微团尺寸的选取是有限制的,如取边长为 a 的立方体,其密度在 a 过小和过大时都会出现不稳定现象,前者是因为受到分子脉动的影响,后者则是受到周围密度变化的影响。图1.2为流体平均密度 $\bar{\rho}$ 随立方体边长 a 变化的关系。

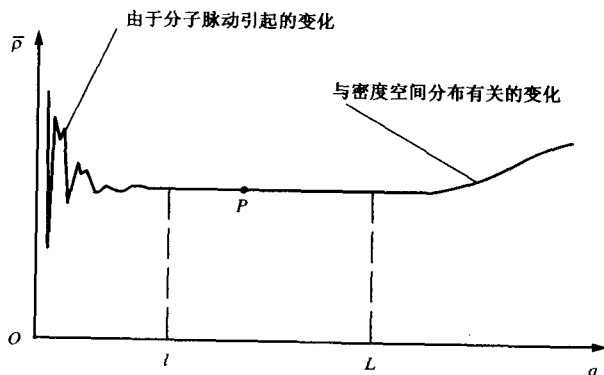


图 1.2 平均密度 $\bar{\rho}$ 随 a 的变化

基于连续介质的假设,反映宏观流体的各种物理量都是空间坐标的连续函数。因此以后讨论中都可以采用连续函数的解析方法来研究流体平衡和运动状态下有关物理参数间的数量关系。这一假设对大多数流体是适用的,除稀薄气体外。在连续介质假设的前提下,流体内某点的函数值可用该点微团体积 dV 内的平均值表示。连续介质假设的简化实质是:在极限情况下,视平均值为该点函数值。

体积为 dV 的流体微团中必须包含足够数量的流体分子,应可以用连续介质统计诠释。当分子尺寸与流动系统的任何特征尺寸相比很小时,流体微团的平均值可作为给定点的变量值。流体微团被称作流体质点。流体质点的概念与分子理论的质点概念不能混为一谈。根据连续性定义,我们围绕 P 点取一体积 ΔV 微团,在 ΔV 中流体质量为 Δm ,则密度为

$$\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V}$$

随 ΔV 的减小,其接近某一极限值。在 ΔV 降低到某一 $\Delta V'$ 时,由于分子数量太小而不能产生确定的统计结果,密度将出现显著的随机波动。因而密度可以定义为

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow \Delta V'} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV} \quad (1.1)$$

另一个常用的表示流体密度的物理量是相对密度 d ,定义为某种流体的密度 ρ 与 20℃ 温度下的纯水的密度 ρ_w 的比值: $d = \rho/\rho_w$ 。

第三节 状态方程

只要在足够长时间内不受干扰,任何物质系统均可以达到平衡状态。在平衡状态下,所有的宏观可测量均与时间无关。依赖系统状态的变量被称之为状态变量。显然压力 p 和密度 ρ 是物质系统状态的变量。同样地,压力 p 和密度 ρ 也是物质系统热力学状态的特征变量,然而实验观察表明物质系统的密度不仅仅是其压力的函数,也是第三个状态变量温度 T 的函数。状态变量间的关系可由状态方程表示,即

$$p = p(\rho, T) \quad (1.2)$$

密度是体积的函数。密度的变化可用体积的变化来表示,则通常情况状态方程为

$$p = p(V, T) \quad (1.3)$$

通常情况下,状态方程不能用一个简单的解析关系式来表示,仅能根据状态变量来制表或绘图,表示的是坐标系 V, T, p 中的一个曲面。状态面由分段连续曲面组成,如图 1.3 所示。我们在绘制图形时,通常将图形投影到 $p-V$ 、 $p-T$ 或 $V-T$ 平面上。在进行投影时,把第三个状态变量当作是参变量,图 1.4 给出了最常见的水的状态图。因而我们可以得到 $p-V$ 平面上的等温线、 $V-T$ 平面上的等压线,以及 $p-T$ 平面上的等容线。不同的物质有不同的状态面形状。状态方程的三个偏导数定义了物质的三个重要性质。

定压热膨胀系数定义为

$$\beta_i = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \quad (1.4)$$

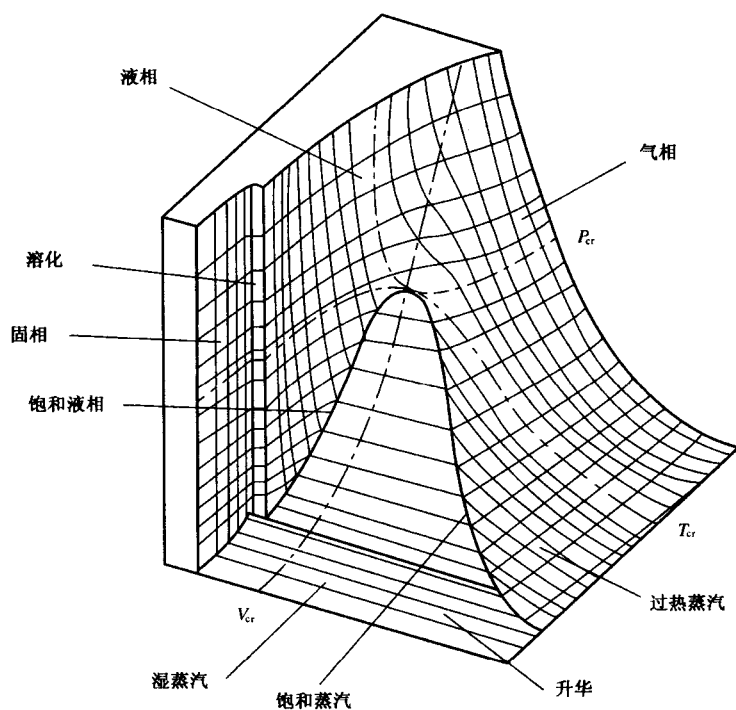


图 1.3 热态曲面

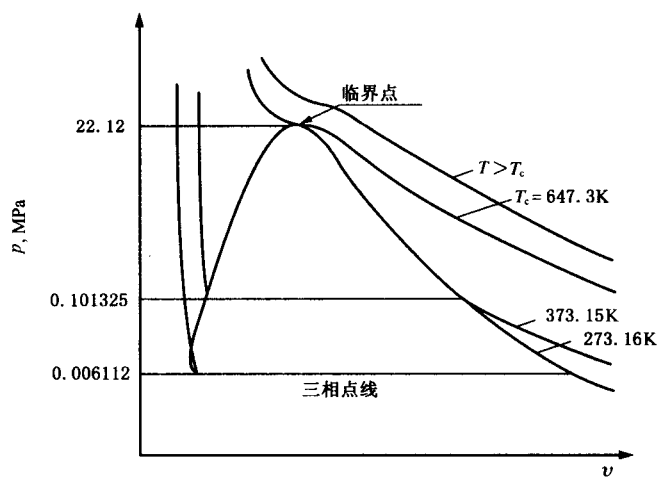


图 1.4 水的状态图

或者定义为

$$\beta_t = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (1.5)$$

等温压缩系数定义为

$$\beta_p = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T \quad (1.6)$$

或者定义为

$$\beta_p = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T \quad (1.7)$$

等容压力系数可由下式得到

$$\beta_v = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \quad (1.8)$$

由于 β_i 、 β_p 和 β_v 可由状态变量关联起来,因而方程(1.4)~(1.8)也可认为是状态方程的另一种表示形式。 β_v 可以写成

$$\beta_v = \frac{\beta_i}{\beta_p p} \quad (1.9)$$

对于不可压缩流体,状态方程可简化为

$$\rho = \text{const} \quad (1.10)$$

由于许多流动均被认为是等温流动,所以在求解给定温度条件下的流动问题时,可认为流体的密度是常数。但通常情况下,流体的密度是随温度变化的,在这种情况下,给定基准密度 ρ_0 (如15℃时的密度),则任意温度下的密度可表示为

$$\rho_T = \rho_0 [1 + \beta_p (T - T_0)] \quad (1.11)$$

温度为常数时,密度的变化可认为是压力的函数,密度可表示为

$$\rho = \rho_0 [1 + \beta_i (p - p_0)] \quad (1.12)$$

对于低压且远离两相边界的气体,可认为是理想气体,其状态方程为

$$p = RT\rho \quad (1.13)$$

其能满足工程计算的精度要求。方程中 R 为气体常数,量纲为[J/(kg·℃)]。

在石油工程领域,由于压力较大,这时气体不能再处理为理想气体,从而引入一个压缩因子 Z ,其真实气体的状态方程为

$$p = ZRT\rho \quad (1.14)$$

式中, Z 通常称为压缩因子,或偏差因子、偏差系数。其物理意义为:给定压力和温度下,一定量真实气体所占的体积与相同温度、压力下等量理想气体所占有的体积之比。即

$$Z = \frac{V_{\text{实际气体}}}{V_{\text{理想气体}}}$$

一方面,由于真实气体分子本身具有体积,故较理想气体难于压缩;另一方面分子间的相互引力又使真实气体较理想气体易于压缩。压缩因子 Z 的大小恰恰反映了这两个相反作用的综合结果:当 Z 值等于1时,真实气体则相当于理想气体;当 Z 值大于1时,表明真实气体较理想气体难以压缩,体积更大;当 Z 值小于1时,则表明真实气体较理想气体更易于压缩,

体积比理想气体小。

Z 值的大小与真实气体的组成、温度和压力有关。通常需要用实验方法测出气体的 Z 值。前人已经测定了一些气体的 Z 值与 T, p 的关系, 并作成 Z 值图版, 可备查用。图 1.5、图 1.6 分别给出了甲烷和乙烷的压缩因子图版。

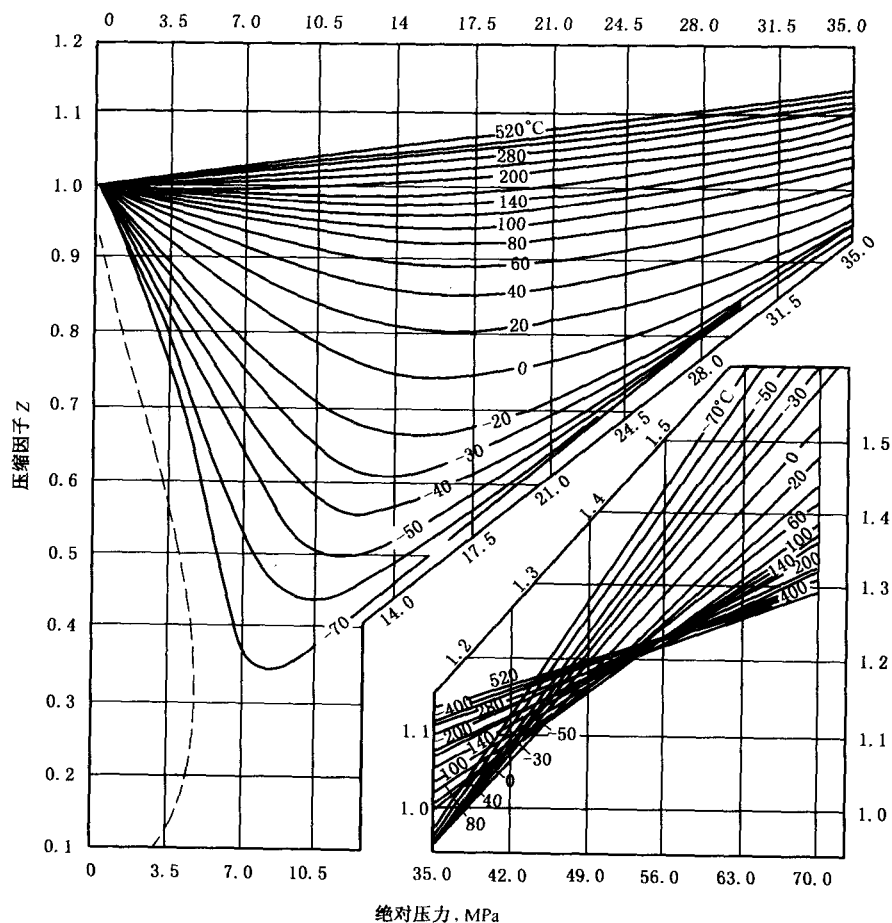


图 1.5 甲烷的压缩因子图版

(据 Brown, 1948)

对于天然气等混合气体, 其压缩因子的求取需根据对比状态定律取得。虽然不同气体在不同温度、压力下的性质 (包括压缩因子) 不同, 临界参数也不同, 但在相同的对比压力 p_r 、对比温度 T_r 下, 所有气体具有相同的压缩因子, 即符合对比状态原理。对比压力和对比温度分别定义为

$$p_r = \frac{p}{p_c} \quad T_r = \frac{T}{T_c}$$

式中 p_r, T_r ——分别为对比压力和对比温度, 无因次;

p, p_c ——气体所处的绝对压力和临界压力, MPa;

T, T_c ——气体的绝对温度和临界温度, K。

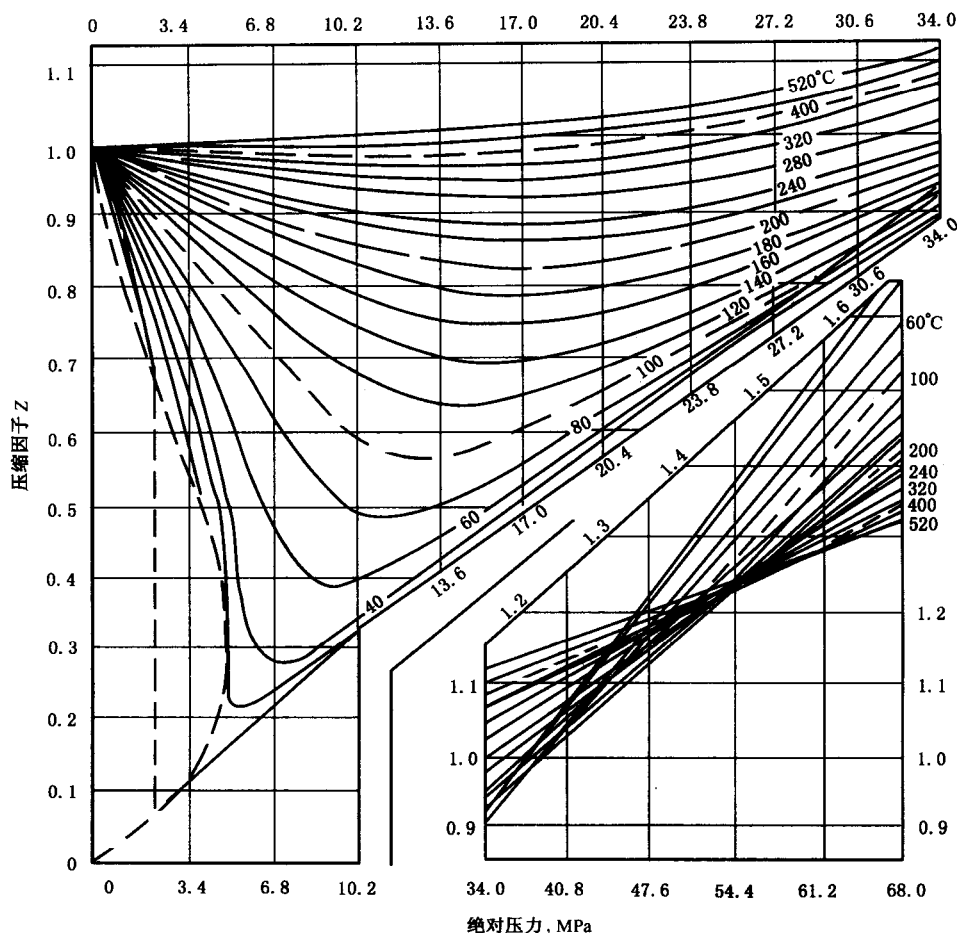


图 1.6 乙烷的压缩因子图版
(据 Brown, 1948)

当两种气体处于相同对比状态时,气体的许多内涵性质(即与体积大小无关的性质)如压缩因子 Z 、粘度 μ 也近似相同,这称为“对比状态原理”。对于化学性质相似而临界温度相差不大的物质,该原理具有很高的精度。

目前广泛采用双参数压缩系数法,即 $Z = f(p_r, T_r)$ 来考虑实际气体的状态变化。双参数压缩系数法的理论依据是对比状态原理。图 1.7 是甲烷、乙烷、丙烷气体经对比态原理处理后的天然气压缩因子图版。

当考虑系统与外界环境的热能交换或相互做功时,有必要进一步定义内能 ε 和焓 i 两个状态变量。对简单系统来说, ε 和 i 是 V, T, P 任意两个量的函数,则状态方程可以改写为

$$\varepsilon = \varepsilon(V, T) \quad (1.15)$$

$$i = i(V, T) \quad (1.16)$$

各种物质有其自身的特征状态方程。这些方程不能从热力学原理中推导出来,它们可从实验得出。对不可压缩流体和理想气体来说,热状态方程可用简单的形式表示

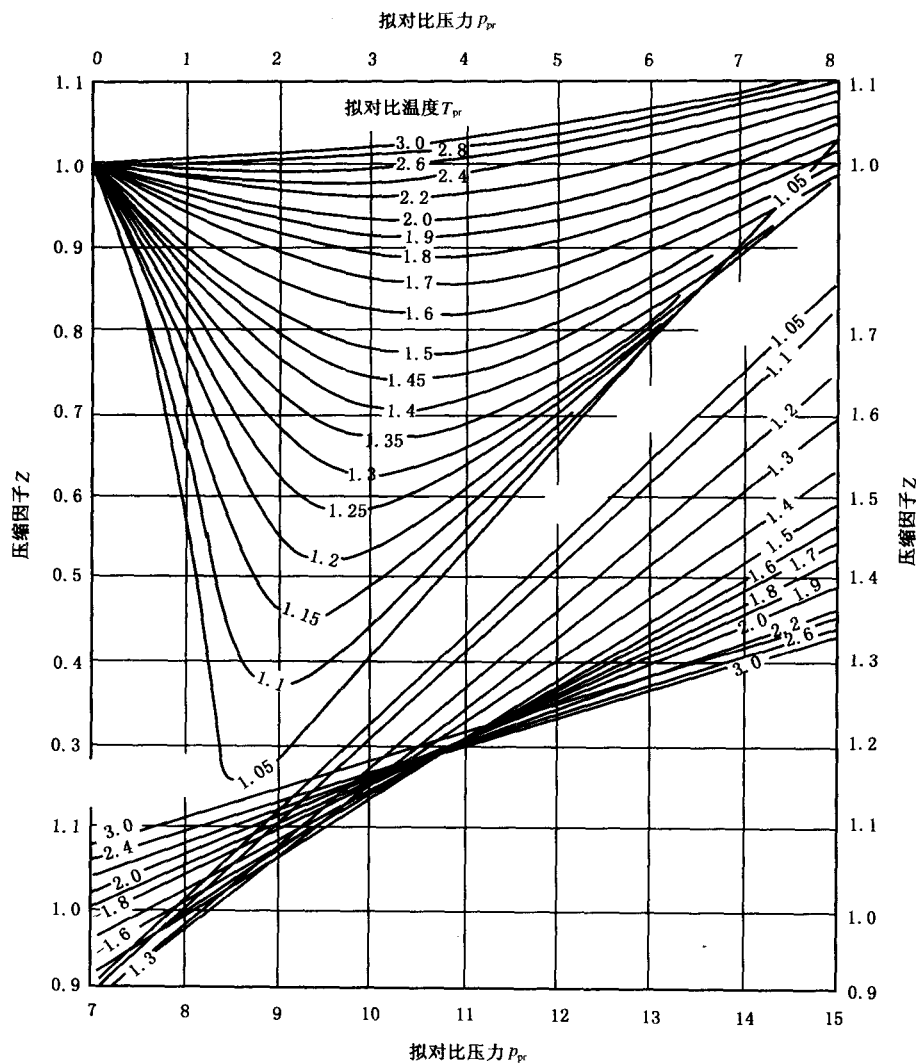


图 1.7 天然气压缩因子图版
(据 Standing, 1942)

$$\varepsilon = c_v T \quad (1.17)$$

$$i = c_p T \quad (1.18)$$

式中 c_v, c_p ——分别为定容(或密度)热容、定压热容。二者之间存在关系式如下

$$c_p - c_v = R \quad (1.19)$$

和

$$\frac{c_p}{c_v} = K \quad (1.20)$$

c_v, c_p, R 和 K 都是重要的物质材料常数。表 1.1 给出了几种物质的材料常数。

表 1.1 几种物质的材料常数

物 质	c_p J/(kg·℃)	c_v J/(kg·℃)	R J/(kg·℃)	K	ρ kg/m ³
空气	1005	718	287	1.40	1.2763
丁烷	1663	520	143	1.11	2.668
二氧化碳	825	636	189	1.31	1.977
乙烷	1666	1389	277	1.22	1.356
乙烯	1465	1168	297	1.24	1.2605
氢气	14235	10113	4122	1.41	0.0899
甲烷	2177	1658	519	1.30	0.7168
氮气	1043	746	297	1.40	1.2505
氧气	913	653	260	1.40	1.429
丙烷	1550	1361	189	1.14	2.019
过热蒸汽	1860	1398	462	1.33	0.7936

状态变量可分为强度变量和广延变量。强度量与系统的各个点相关,因而是空间点函数。速度、压力、温度都是典型的强度量。系统的质量是一个广延量,体积、动量、能量、熵等也都是广延量。

强度量和广延量在物理过程中扮演着不同的角色。物质系统的状态可由许多广延量来确定,广延量数目与系统与环境之间相互作用类型一样多。某种类型的相互作用可能导致物质达到平衡或产生变化。一对强度量和广延量总是与某种物质和环境间相互作用相关。在平衡状态时,特征强度量在体系中是均匀分布的。例如实验观测表明:当且仅当体系中温度分布均匀一致时,才存在热平衡状态。当物质受力平衡,则速度分布均匀。若速度均匀分布的物质以与坐标系相同的速度 U 运动,物质视为静止状态。因而温度和速度作为热和力相互作用的特征变量有着特殊的意义。

如果特征强度量分布不均匀,则平衡状态不复存在,物质状态变化过程中伴随广延量的变化,这些变化将会减弱这种不均匀性的方向变化。广延量通量可以是宏观上对流传递,也可以是微观分子运动传导。传导通量为传导系数和特征强度量梯度的乘积,这些传导系数是重要的物质属性。

[例 1.1] 对一容器中单位质量的空气进行压缩,使气体压强由 $p_1 = 0.98 \times 10^5 \text{ Pa}$ 增至 $p_2 = 5.88 \times 10^5 \text{ Pa}$,温度从 20°C 升到 78°C ,若将容器中空气近似认为是理想气体,问其体积减小了多少?

[解] 由理想气体状态方程 $pV = nRT$, 则

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{p_1 T_2}{p_2 T_1} = \frac{0.98 \times 10^5 \times (273 + 78)}{5.88 \times 10^5 \times (273 + 20)} = 0.1997$$

气体体积相对减少了:

$$\frac{V_1 - V_2}{V_1} = 1 - 0.1997 = 0.8003$$