

气体动力学基本原理

B 编

定常气体动力学的一维处理法

〔美〕L. 克罗柯 著

徐华舫 译

科学出版社

1985

内 容 简 介

本书是美国 H. W. 埃蒙斯教授主编的《气体动力学基本原理》*一书的 B 编。它详尽地论述了管道流动。从等熵流、不等熵(有摩擦)流、有燃烧流动,到主副两股气流的混合问题。全部用的一维处理法,并在许多地方讨论了一维处理法的实用意义,还对许多非均一流动情况提出一些修正办法。

本书可供高等院校流体力学专业的学生、教师及喷气发动机、高速风洞等方面的科技人员参考。

* 该书系[美]《高速空气动力学与喷气推进》丛书第 III 卷。

H. W. EMMONS Ed.

FUNDAMENTALS OF GAS DYNAMICS

PRINCETON UNIVERSITY PRESS

1958

(SECTION B)

气体动力学基本原理

B 编

定常气体动力学的一维处理法

[美] L. 克罗柯 著

徐华舫 译

责任编辑 谈德颜

科学出版社出版

北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1985 年 1 月第 一 版 开本: 850×1168 1/32

1985 年 1 月第一次印刷 印张: 10 1/4

印数: 0001—4,300 字数: 268,000

统一书号: 13031·2784

本社书号: 3831·13—2

定 价: 2.90 元

目 录

B. 1. 一维处理法的意义	1
B. 2. 工作介质的热力学	3
状态方程(3) 完全气体的热力学关系(6) 燃烧(9) 比热和 多方气体(12) 变比热的近似关系式(14) 真实气体(25) 二 相混合物(30)	
B. 3. 诸守恒律	33
质量平衡(34) 动量平衡(35) 能量平衡(37)	
B. 4. 均一流动. 一些特殊情况	39
第二定律的应用(40) 流量为常数的特殊情况(41) 无注入,无 摩擦(42) 绝热流(42) 无摩擦的绝热流(43) 驻点压强(43) 绝热的等截面流动(44) 无摩擦的等压流动(45) 无摩擦的等截 面流动(45) 压强-截面积成指数律的一类管道流动(45) 折合流 速与马赫数(46) 多方气体的一些有用的关系式(47) 非多方气 体的近似处理法(49)	
B. 5. 激波和管道中的拟正激波	59
激波(54) 管道中的拟正激波(56) 等截面管道中拟正激波的无 波模型(60) 变截面的拟正激波(65) $p-A$ 指数族管道中拟正激 波的无波模型(73)	
B. 6. 理想喷管中的流动	75
理想喷管中的等熵流动(76) 等熵的质量流量. 收缩喷管与拉 伐尔喷管(79) 喷管的几何形状固定、反压变化(81) 壅塞现 象(84) 在声速截面上的流动状况(85)	
B. 7. 实际喷管中的流动	88
喷管的流量系数和效率(89) 定值绝热效率的流动(94) 定值多 变效率的流动(95) 有摩擦的流动的一般关系式(97) 有摩擦时 的声速条件(98) 定值摩擦系数的流动(100) 有摩擦的短管道 用一维处理法的缺点(105)	

B. 8. 非恰好膨胀的喷管的工作情况. 推力. 非恰好膨胀的理想拉伐尔喷管	106
理想喷管的推力(110) 非恰好膨胀的实际拉伐尔喷管(114) 实际喷管的推力(118)	
B. 9. 扩压器中的流动	121
扩压器效率及有关参数(121) 亚声速扩压器(127) 超声速扩压器. 等截面管道后接扩张段(129) 连续式超声速扩压器 (131) 连续式超声速扩压器的起动困难 (133) 第二喉道. 堪特劳维兹-唐纳尔德逊式扩压器(134) 几何形状可变的扩压器 和其他类型的扩压器(140)	
B. 10. 有摩擦的长管道.....	142
不可压的管流(142) 发展完全的可压流动(145) 发展完全的可压管流(146) 管中的压强分布及摩擦造成的壅塞(149) 管流的流量特征(150) 带有拟正激波的超声速流动(152) 实验比较 (154) 反压变化下管流的特征(156)	
B. 11. 有热交换或化学反应的流动.....	157
p - A 指数律管道族中的无摩擦流动(159) 等压和等截面管道 (162) 壅塞和管形的关系(163) 静压和驻点压强(164) 低速的等压管道和等截面管道的比较(166) 燃烧管道最佳形状的进一步论述(169) 一种特殊类型的燃烧器的一维处理法(170)	
B. 12. 有传热和摩擦的流动.....	175
雷诺关系式. 温度恢复因数(175) 流动诸方程(177) 摩擦主导的情况(179) 传热主导的情况(180)	
B. 13. 比热变化和气体的非完全性的影响.....	183
等能等熵的声速条件 (183) 等截面管道的绝热流动和范诺线 (184) 无摩擦的等截面管流和瑞利线(186) 正激波 (187) 效率(189) 非多方的完全气体的流动 (194) 膨胀过程的近似关系(199) 真实气体的流动. 方程组(201) 真实气体在喷管或扩压器中的流动 (203) 真实气体中的激波 (205) 真实气体流动的数值例子: 1. 等熵膨胀; 2. 等熵压缩; 3. 喷管中的等熵流动; 4. 激波(208) 二相流动(209)	
B. 14. 更一般类型的流动.....	212

夏皮罗与郝桑法(213)	分子量和比热为常数的流动(219)	方法的使用(221)	热力学第二定律的应用(228)	
B. 15.	分片均一的流动	231		
	混合室的一维处理法(233)	混合室终了条件的确定(235)	两股气流的单纯混合(238)	管截面的突然扩张(247)
B. 16.	均一性假设的可用性	253		
	非均一性系数(255)	压强非均一分布的影响(257)	第三个非均一性系数(258)	非均一性系数的数值. 管流(259)
	二维环状管道中的涡流(264)	轴对称喉道中的壅塞流动(267)	均一假设的意义(270)	
B. 17.	非均一流的某些通性	270		
	两个不等式(271)	α 和 β 的一般特性(272)	$p-A$ 指数律管道族中的流动方程(278)	函数 $\Phi^{(e)}(\alpha, \beta, \bar{r}, \bar{\omega})$ 的性质(280)
	关于解的讨论. 扯匀后的流动(284)	未扯匀的流动. 边界层的形成(292)	拟正激波和排除律(294)	管道形状的优化问题. 方程的变换(298)
	$\delta(\xi)$ 和 $P(\xi)$ 的特性(301)	管道形状的优化. 讨论(304)	关于管形优化的最后几句话(312)	

B. 1. 一维处理法的意义

一维近似解法是气体动力学诸方程的一种最老的也是最简单的近似解法。这种解法可以用来研究张角和曲率都很小的管道中的流动。张角小使得这样一种流动情况能够存在：即每一截面上各点的流速几乎都是彼此平行的。这时如果给管道截面定义一根轴线的话，那末与此轴线相垂直的各分速和轴向分速相比较都是微量，横向的各加速度分量也是如此。此外，如果管道的宽度和轴线的曲率半径相比是很微小的话，那末横向的压强梯度是可以忽略不计的，于是每一截面上的压强都可以假设为一个常数，所以压强便只是轴向坐标的函数了。还有，流速也不必和它的轴向分速加以区别。

流速的斜度很微小这个假设，在一维处理法里是一条基本的假设。这条假设在另一种近似法——边界层近似法（见本丛书第IV卷）里也要用到；边界层近似法所考虑的流动都是些只有一边为固壁所界的流动。在管道里，流动完全为固体边界所限制住了，因而参加流动过程的流体量是确定的，这一事实在一维处理法里成为一大方便。再加上均匀一致的假设之后，事实上，就使得一维流处理法有可能比别种处理法简单得多地把粘性、热传导、扩散等等的效应都考虑进去。更具体地说，我们不仅假设流速的相对斜度很小，而且还假设每一个截面上的流速之数值是常数。同样地，当曲率很小时，不仅一个截面上各点的压强都相同，而且温度、不同化学组分的浓度以及任何其他表示物理状况及化学状况的参数在一个截面上也都是均一分布的。均一的假设使我们可以忽略动量、能量以及质量传输的机理，因为所有的壁面上摩擦作用、以及通过管壁的热交换和质量交换都假设为在管道中流动着的那些有限的质量之间立即均匀地分布开了。

人们很容易看清，斜度很小的假设在实际上是能够很接近于兑现的，尽管也还确有例外；但均一的假设却永不会代表真实的物理情况，即使管道曲率很小，甚或等于零。管道中的流速是永不会

均一的,因为在管道边界上流速必须等于零。同理,热量或质量交换也只有当管壁处存在有横向的温度梯度或浓度梯度时才可能存在。不过,直觉上总觉得只要定义出恰当的平均流速,平均温度以及其他物理参数的平均值来的话,就可以近似地用一种当量的均一流(其流速、温度和其他物理参数分别等于其平均值)来替代实际的非均一流。这样替代的可用程度及其限度放在第16节里讨论,在那一节里将证明,压强的不均一性也可以用同样的办法考虑。均一性假设的重要后果是各物理量和各化学量的变化只在轴线方向发生,因而每一个量都只是沿轴线的空间坐标的函数。这就是这种流动之所以用“一维”来标志的理由,正像平面流或空间流称之为二维流和三维流一样。

均一假设还可以扩大一下,以便把只有分部均一的一些更一般些的流动包括在一维处理法之内。如果每一个截面上的流动都能划分成为两部份,或更多的部份,而每一部分又都可以用一种均一流代替,那末表征每一部份的各流动参数都只是轴向坐标的函数,从而一维处理法就可以用了。这一种类型的流动的一些例子将在第15节里加以讨论。此外,对于不加均一性假设的管道流动也可以得出有用的一般结论(见第17节)。

上面已经说过,斜度小的假设可以相当好地符合实际情况。但有一些在实际应用上很重要的流动类型,流速确实存在很大的斜度,且有很大的横向加速度。截面变化极快或突然变化的管道以及曲率很大的管道就是这方面的典型例子。另一种重要的情况是超声速射流从非恰好膨胀的超声速喷管中流出,并与另一股二次流相交混,这时会有很大的横向分速及极不均一的压强发生。除了这些由于管道几何形状所造成的明显的小斜度假设不能成立的情况之外,也还有一些情况,大的横向分速的出现不是那末明显的。一根“工作得很好”的管道由于很微妙的流体动力学的原因发生了“分离”,或是出现了高度的紊流流态,就是这方面的例子。这两种情况下流速的当地指向可以和管壁的方向相差很大。

凡是斜度小的假设不成立的时候,使用一维流处理法就得小

心。但在许多问题上,这时仍能得出有用的结论来,尤其是当我们要求的只是求两个截面之间总的变化效果,不问斜度很大的那些中间过程的细致情况的话,那末只要在这两头的截面上斜度小的假设多多少少得到满足就行了。

一维流处理法里所包含的简化有一条重大的优点,那就是管道的截面形状及其变化都可以是十分任意的。单连通式的截面和多连通式的截面都可以处理。后者在喷气推进术中特别有兴趣的是环状截面的超环管道。在这种管道里,曲率、张度、截面以及截面轴线这些概念仍都是很明确的,不必详细解释。在这种轴对称的管道里,流速或者是和子午面重合的,那也就是说简直是与截面相垂直的,或者具有很重要的切向分速存在,这时只需要子午面里的分速满足斜度小的假设就行了。切向分速可以只是在管道入口处产生的,以后由它自然发展;切向速度也可以是由那些将超环管道分隔成若干绕轴对称的小通道的叶片或导片所决定的。最后,一个有叶片的管道还可以使它绕轴线旋转。这几种类型的管道在压气机和涡轮机里是非常重要的,一维流处理法可以扩展到把这些管道流动全包括在内。不过本篇中将不讨论这些流动,本篇只讨论静止的管道,且是无切向分速的流动。一维流处理法在压气机和涡轮理论上的应用(有时算作二维流,因为有切向流动存在)见本丛书第X卷。本篇我们只考虑每一截面上的流动情况不随时间变化的流动,也就是定常流;各流动参数只是一个空间变数的函数。非定常的运动,流动参数随时间变化的流动,放在下一篇(C篇)里讨论。不过请注意,所谓定常或非定常都是指每个截面上的平均情况而言的,并不包括可能的紊流效应。

B. 2. 工作介质的热力学

状态方程. 在流动问题中最常见的介质是匀质的流体;在气体动力学里,介质是气体。但在某些实际问题上也得处理气体与液体或气体与固体的二相混合物的非均质流动(见13节)。

通常假定气体遵从完全气体定律

$$p = \rho \mathcal{R} T \quad (2.1)$$

这里的 p , ρ , T 分别是压强, 密度, 和绝对温度, 而 $\mathcal{R}$ 是气体的特定常数, 此数等于通用气体常数 $R(1, A, 3)$ 除以气体的平均分子量。

实际上, 用于任何一种真实气体, 这个方程只是准确的状态方程的一个近似表达式, 准确的状态方程可以表为下列形式的一个关系式:

$$p = p(\rho, T), \quad \rho = \rho(p, T) \quad (2.2)$$

近似式与准确式的差别在十分高压及低温下变得特别重要。就给定的气体性质和状态来检验方程(2.1)的准确度, 可以看压缩因数 $Z = p/\rho \mathcal{R} T$ 与 1 相差多少。 Z 的图线目前是化学工程师常用的东西(参看 I, C. 2 的图 C. 2 C 及 C. 2 d; 还有参考文献[1, 第 159—164 页]), 这些图线可以近似地用于在流动问题里实际遇到的大多数气体。在这些图线里, Z 都作成折合压强 p_r 和折合温度 T_r 的函数曲线, 所谓折合量是压强和温度各与其临界值(为了最好地符合一致, 这些数值可能是经过经验修正了的, 参看[1, 第 159—164 页])之比。这些曲线的准确度据宣称用于大多数有实际意义的气体都是很好的。图 B. 2a 是抄录[1, 第 159—164 页]的图线, 尺寸缩小了, 且不那么仔细。这张图线表明, 在 p_r 和 T_r 都等于 1 的附近, 实际气体的规律和完全气体的规律是有很大的差别的, 这时 Z 小于 1, 主要是由分子之间的内聚力效应造成的。当 T_r 在 1 附近, 而 $p_r \gg 1$ 时, 会出现另一个方向的重大误差, 那主要的是由分子的协体积 (covolume) 效应造成的。在这些条件下的气体, 使用方程(2.1)显然是不对的; 已经有许多人提出方程(2.2)的多种具体形式, 研究得最完善的方程形式之一是比蒂-勃黎几门 (Beattie-Bridgeman) 状态方程, 这个方程可以写成下列形式^[2]

$$p = \rho \mathcal{R} T (1 + c_1 \rho + c_2 \rho^2 + c_3 \rho^3) \quad (2.3)$$

括号中的各系数都是温度的函数, 具体形式如下:

$$e_1 = B_0 - \frac{A_0}{RT} - \frac{c}{T^3} ; \quad e_2 = \frac{aA_0}{RT} - bB_0 - \frac{cB_0}{T^3}$$

$$e_3 = \frac{bcB_0}{T^3}$$

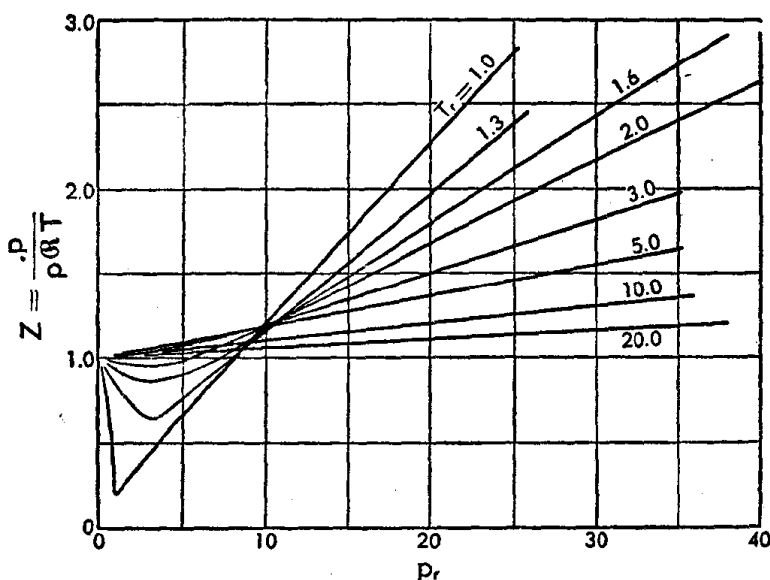


图 B. 2a 一系列折合温度 $T_r = T / (T_{cr} + 8^\circ\text{C})$ 值之下压缩因数
对折合压强 $p_r = p / (p_{cr} + 8 \text{ 气压})$ 的曲线。

而 A_0, B_0, a, b, c 在每一种气体, 各是一个常数。如果 ρ 是克分子体积的倒数 (而不是比容的倒数), 而 $\mathcal{R}$ 代以通用克分子常数 R , 那末这些常数就和第 I 卷 C, 6 里面的常数完全一样。如果密度用普通的定义, 那末 a, b, c 和 B_0 的值等于第 I 卷 C, 6 中的各常数除以分子量, 而 A_0 的值则除以分子量平方。

好在空气动力学和喷气推进技术的大多数流动问题中, 高压一般总是和很高的温度相并存, 低压则与低温并存。这两种情况下 Z 值都在 1 附近, 此时可以使用完全气体的规律, 而不致有显著的误差。只有在上述条件不满足的例外情况下, 才需要使用准确的状态方程 (参看第 13 节)。

不过, 当温度高达化学分解很显著时, 使用状态方程得小心。

这时气体的成份成了变数，如设每一情况都存在热力化学平衡的话，气体的成份可以当作压强和温度的函数去计算出来（第 II 卷 A）。经过这样的计算之后就可以求出状态参数 p, ρ, T 之间的数值关系来；但这个关系是不能用完全气体的方程（方程(2.1)）去近似替代的，虽然混合气中的每一种气体是符合完全气体的规律的。在这种情况下，值得注意的是，完全气体规律不再适用的那个温度是随压强俱增的，因为压强对分解起相反的作用。

除上述的一些例外情况，在实用上，完全气体的规律可以认为是够准确的。这个规律的大优点在于使流动问题的算式可以大大的简化；因为它简单，所以有时甚至超出可用范围仍在使用。

完全气体的热力学关系。 我们这里所考虑的物理量都是单位重量的，也就是说，都是就单位重量的介质而言的，除明文规定者外，所处理的介质都是完全气体。这时，对于一定成份的介质来说，单位重量介质的内能 e 和焓 h 就只是温度的函数了（参看第 I 卷 A, 6 及 7），二者之间的关系是

$$h(T) = e(T) + \frac{p}{\rho} = e(T) + \mathcal{R}T$$

二者的导数之间也存在着同样的关系式；等压比热与定容比热之间有下列的连结关系：

$$c_p(T) = c_v(T) + \mathcal{R} \quad (2.4)$$

二者之比

$$\frac{c_p}{c_v} = \gamma(T) \quad (2.5)$$

称为绝热指数。由方程(2.4)和(2.5)，得

$$c_p = \frac{\gamma \mathcal{R}}{\gamma - 1} ; c_v = \frac{\mathcal{R}}{\gamma - 1} \quad (2.6)$$

内能和焓在热力学里占很重要的地位。这两个量出现在热力学第一定律（参看第 I 卷 A, 6）里，该定律用于单位重量的介质可

以写成下列的微分形式:

$$\delta q = de + pd\left(\frac{1}{\rho}\right) = dh - \frac{1}{\rho} dp \quad (2.7)$$

式中的 δq 代表外界供给的微元热量。

注意,热力学第一定律表达的是静止介质的能量守恒律,或是更一般地说,在与介质一起运动的坐标系上,只有压力功作用时,介质的能量守恒律。用于流动中的流体,还有一个更概括的能量守恒律的表达式将在第三节中给出。两个表达式的重要区别在于流体有动能存在。设当地的流体速度是 u , 它单位质量的动能便是 $u^2/2$ 。如果把这部分动能设想为内能的增量,并引用总内能的概念,其定义为

$$e_t = e + \frac{u^2}{2}$$

另外引用驻点焓值,定义为

$$h^0 = h + \frac{u^2}{2} \quad (2.8)$$

那就可以得出一个很有用的新概念。对应于 $h^0 = h(T^0)$ (不是对应于 e_t) 的温度 T^0 称为驻点温度。与此相对的,通常把 e , h , 和 T 称为“静”的量。

如选用一个参考温度 T_r , 则可写出下列二式:

$$e = e_r + \int_{T_r}^T c_v dT; \quad h = h_r + \int_{T_r}^T c_p dT \quad (2.9)$$

式中的 e_r 和 h_r 是在 T_r 下的 e 值和 h 值,二者之间的关系是 $h_r = e_r + \mathcal{R}T_r$ 。虽然在原理上 e_r 和 h_r 的绝对值可以用实验定出来(第 I 卷 A, 5),可是在实际上这样做并达不到所需要的精确度。此外,在热力学里这两个绝对值也并非必要的,要的只是随条件而变化的 e 和 h 的变量。如果条件的变化是纯物理变化,则 e_r 和 h_r 的值在变化过程中是不变的,可以取为零。这样做, e 和 h 就和

所谓的实用内能与实用焓相同了。

但如果变化包含了气体的化学性质变化(例如燃烧)在内,那就必须定出对某一参考的化学体系而言的 c_r 值和 h_r 值来。一般地这个化学体系是指一种固定的参考状态之下的化学元素。这时, c_r 和 h_r 中应包括化学亲和的势能在内的,并代表各化学元素在定容或等压之下组成的热。在通常使用中,“组成热”就指的是 h_r ,而不特别标明这是等压时的数值。按定义,在参考状态下的化学元素其组成热为零。

单位重量的介质的熵满足下列的关系式(见第 I 卷 A, 13)

$$Tds = dh - \frac{1}{\rho} dp \quad (2.10)$$

应该注意,这个方程只能用于成分固定的介质(在冻结状态下的介质),或在热力化学平衡之下的介质。譬如说,这个方程可以照样用于可燃的混合气,可燃混合气虽然处于亚稳平衡之下,成份却是固定的;也可以用于燃烧以后的气体,只要变化很缓慢,使气体实际处于平衡条件下,或是变化足够快,快到成分还没有显著的变化,可以当作冻结的看待。但方程(2.10)不能用于在燃烧中间阶段里生成的介质,在这些中间阶段中,过程为化学动力学所控制,时间成为一个主要参数,与状态参数无关。

用于完全气体,方程(2.10),用上方程(2.1)的关系之后,积分得

$$s = s_r + \int_{T_r}^T c_p d(\ln T) - \mathcal{R} \ln p \quad (2.11)$$

这里的 s_r 是参考状态, $T = T_r$, $p = p_r = 1$ 时的熵值。我们要的仍不是熵的绝对值,而是熵的变量,所以如果 s_r 是常数(在纯物理变化中),那就可以取它为零。不过有化学变化时, s_r 的值是变化的,因而必须以某一固定的化学体系为参考状态。这个作参考的化学体系仍可以取参考状况下的各化学元素,这样, s_r 就代表工质从参考状态之下的元素起始进行可逆变化时熵的变量。

引用下列二量

$$\sigma(T) = \int_{T_r}^T c_p d(\ln T); \quad \varphi(T) = e^{\sigma/\mathcal{R}} \quad (2.12)$$

方程(2.11)便可以改写成为

$$s - s_r = \sigma(T) - \mathcal{R} \ln p = \mathcal{R} \ln \frac{\varphi(T)}{p} \quad (2.13)$$

就一种给定的完全气体来说, T_r 给定之后, σ 和 φ 就只是 T 的函数了. 注意, T_r 取得不同, 只是改变 s_r 的值, σ 只差一个常数量, φ 则差一个常数倍数. 一种成分固定的完全气体进行等熵变化时, p 与 T 之间的关系可以得自方程(2.13), 因其 $s = \text{const}$, 结果是 $p = \varphi(T) \times \text{const}$, 如果初始温度 T_i 和终了温度 T_f 都已给定, 那末再用方程(2.1)便有

$$\frac{p_f}{p_i} = \frac{\varphi(T_f)}{\varphi(T_i)}; \quad \frac{\rho_f}{\rho_i} = \frac{\varphi(T_f)}{T_f} \frac{T_i}{\varphi(T_i)} \quad (2.14)$$

对应的焓变化量得自方程(2.9):

$$h_f - h_i = \int_{T_i}^{T_f} c_p dT \quad (2.15)$$

在气体流动里声速是个重要的量, 定义为(参看本卷 A 篇)

$$a^2 = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_{s=\text{const}} \quad (2.16)$$

用于完全气体, 上式的显式可以得自方程(2.10); 该方程用上方程(2.1)的关系之后, 可写成

$$ds = c_v d(\ln p) - c_p d(\ln \rho)$$

据此, 当 $ds = 0$ 时, 得

$$a^2 = \gamma \frac{p}{\rho} = \gamma \mathcal{R} T \quad (2.17)$$

这里的 γ 必须用温度 T 时的数值.

上列各函数有许多已列成热力数值表了, 可以在好几种印行的书刊中找到. 例如可以参看文献[3].

燃烧. 有化学变化发生时, 例如燃烧, h_r 值便有变化. 如用下标 u 和 b 来标志变化以前和变化以后的物质, 并用下标 i 和 f 标志变化以前和变化以后的状态, 那末我们可以列下式子

$$(h_b)_f - (h_u)_i = (h_r)_b - (h_r)_u + \int_{T_r}^{T_f} c_{pb} dT - \int_{T_r}^{T_i} c_{pu} dT \quad (2.18)$$

在等压的绝热变化($\delta q = 0$)中, h 保持为常数, 这是为热力学第一定律(方程(2.7))所规定的, 同时, 方程(2.18)的左右两侧都为零。下列的量

$$q_{th} = \int_{T_i}^{T_f} c_{pb} dT = (h_r)_u - (h_r)_b + \int_{T_r}^{T_i} (c_{pu} - c_{pb}) dT \quad (2.19)$$

是燃烧(等压下)的热效应。一般地说来 $c_{pu} \neq c_{pb}$, 所以 q_{th} 是随 T_i 变化的。不过, 如果 T_i 变化不大的话, q_{th} 的变化也不会太大, 往往略去不计。这时可以认为在参考温度下的 q_{th} 值等于未燃物质的与燃后物质的生成热量之差。

如果燃后产物没有显著分解的话, 热效应就等于从一个等压量热器中所取出的热量, 这是为了使燃后物质回复到初始温度 T_i 所应取出的热量。如果象通常的燃烧那样, 一定量的燃料在有富余的氧或空气中燃烧, 那末该热量指的是单位重量的燃料所产生的, 燃后产物都认为处于气态, 这个热值是燃料的高热值 q_H , 或简称热值。使单位重量的燃料作完全燃烧所需要的氧气或空气的最少量, 称为化学计量的比值 (stoichiometric ratio) μ_{st} 。当空气-燃料比 μ 大于 μ_{st} 时, 即氧有足够的余量时, 燃料几乎能把热值完全释放出来。所以热效应是

$$q_{th} = \frac{q_H}{1 + \mu}, \quad (\mu > \mu_{st}) \quad (2.20)$$

反过来, 如果氧不足, 那末大致可以说只有 μ/μ_{st} 这样一个分数的燃料才能释放出它的全部热值。于是热效应是

$$q_{th} = \frac{\mu q_H}{\mu_{st}(1 + \mu)} \quad (\mu < \mu_{st}) \quad (2.21)$$

当 $\mu = \mu_{st}$ 时, 上列两个方程都给出 $q_{th} = q_H/(1 + \mu_{st})$ 。不过这个式子大概比方程(2.20)和(2.21)误差更大, 因为在燃烧后的气体

中存在的分解可能相当显著地减小燃烧的热效应，这样的下降相当于方程(2.19)中的 $(h_r)_b$ 项增大。如果燃烧是用纯氧进行的，且初始温度 T_i 很高，那末这一点尤其严重。对偏离化学计量比值的混合气，分解要小一些，当 μ 偏离 μ_{st} 足够大， T_i 又不太高的时候，方程(2.20)和(2.21)在大多数的实际应用中还是可以足够准确的。

其他的情况，当有显著的分解存在时， q_{th} 和 T_f 值只有用第 II 卷 C 篇所示那样的麻烦计算才能求得。氧化剂不是空气或氧的话，也可以推出类似的结论。当 q_{th} 已知，且 c_{pb} 是温度的已知函数的时候； T_f 可以得自方程(2.19)，该方程也可以写为

$$T_f - T_i = \frac{q_{th}}{(c_{pb})_m} \quad (2.22)$$

$(c_{pb})_m$ 代表在 T_i 至 T_f 的温度范围内 c_{pb} 的适当平均值。一般的情况， c_{pu} 和 c_{pb} 不相同，且随温度变化， q_{th} 是 T_i 的函数， $(c_{pb})_m$ 是 T_i 和 T_f 的函数。所以方程(2.22)的简单形式是空的，因为温度的增量并不能从该式算出来。不过，如果忽略 c_{pu} 和 c_{pb} 的差别，并设 c_{pb} 为常数，即等于 $(c_{pb})_m$ ，那末方程(2.22)就是 $T_f - T_i$ 的显式了。由于它简单，这个式子在流动问题里是常用的。这个式子可以改成温度比的式子：

$$\frac{T_f}{T_i} = 1 + \frac{q_{th}}{(c_{pb})_m T_i} \quad (2.23)$$

即使在上述的假设中，即 q_{th} 和 $(c_{pb})_m$ 是已知的常数，温度比仍是 T_i 的一个下降函数，所以对于一个给定的化学变化来说不能取一个固定值，而要决定于初始条件。以碳氢化合物燃料与空气作恰合于化学计量比值的燃烧来说，按 $\mu = \mu_{st}$ 用方程(2.23)计算温度比，当 T_i 由 220°K 增至 800°K 时，温度比之值约由 10 变到 3.5。

温度比出现在许多一维气体动力学方程里。温度比对于相应的流动问题的影响可以单独进行研究，而毋须从方程(2.19)来推得，方程(2.19)是通过给定温度比值或与之有关的下列数值

$$\lambda = \frac{(c_{pb})_f T_f}{(c_{pb})_i T_i} \quad (2.24)$$

来表达能量守恒律。换句话说，不必就某一种给定的系统和一组条件从能量方程去推导 λ 值，而可以用给定的 λ 值替代能量方程，这里面隐含着这样一个假设，即所取的 λ 值是满足能量方程的。

比热和多方气体。 当 c_p 可以近似地假设为常数时，气体变化的表达式就特别简单，这时，气体称为多方气体。不谈非完全气体效应，这个假设也只有在单原子的气体才能真正满足，单原子气体在所有的温度（极端高温，电子级的能量可以被激发的情况除外）下，都是 $c_p = \frac{5}{2} R$ 。在其他的气体，这个假设只是温度变化范围不大时的一个有用的近似关系而已，其准确度视所用的具体温度范围而异。例如对于大多数双原子气体， c_p 为常数这个近似假设，在环境温度以下直到十分低的温度（1—20°K），都是很好的。氢和氢化物在这一性质上是例外。但，高于环境温度之后这个近似关系就变坏了，如图 B. 2 b 所示，该图是空气的曲线。同一张图上还画了一种有代表性的碳氢燃料，其总成分为 $(C_3H_8)_x$ ，在化学计量比值 $\mu_{st} = 14.722$ 下与空气燃烧所生成的气体的曲线。燃烧生成的气体里包含三原子气体 H_2O 和 CO_2 ，这些三原子气体的 c_p 随温度的变化较双原子气体的大；不过，其中大部分仍是双原子气体（按重量说约有 72% 的 N_2 ），所以 c_p 的变化仍在不太大的范围以内。没有双原子气体在内的话，变化要大得多，如图 B. 2b 中另一条曲线所示，那是由上述的燃料与纯氧在合于化学计量比值之下燃烧得到的气体的曲线。由图可见， c_p 曲线的最大斜率约在 500°C 左右。所以可以预料到，如果变化是以这个温度为中心而进行的，那末常数 c_p 的假设所造成的误差必是最大的，这一点下面还要证明。更高的温度或更低的温度，误差都必然变小。但，超过 2000°C 之后出现离解，这是另一种误差来源，而这个原因会变得较之 c_p 的变化更重要得多。

图 B. 2b 上还画了 h 的曲线；如果是多方气体，这条曲线应该