

气体动力学基本原理

G 编

# 燃烧和爆轰的 气体动力学

[美] 冯·卡门 H. W. 埃蒙斯 等著

674726

科学出版社

V211/22V7

674726

气体动力学基本原理

G 编

# 燃烧和爆轰的气体动力学

[美] 冯·卡门 H. W. 埃蒙斯 等著

徐华新 译

HK58/26



科学出版社

1988



C0193512

## 内 容 简 介

美国 H. W. 埃蒙斯教授主编的《气体动力学基本原理》一书系〔美〕《高速空气动力学与喷气推进》丛书第 III 卷,共 8 编,本书为第 G 编。本书详细地介绍和论述了层流火焰气体动力学理论,把火焰锋面作为突跃面处理,论述了火焰锋面的突跃性质以及这些性质对未燃混合气和燃烧产物所规定的一般条件,进而对斜的平面火焰、等截面管道中的定常火焰、火焰稳定性等问题作了阐述。本书还详细地论述了爆轰气体的查-儒理论、雨果纽曲线及其计算方法与性质、由爆燃到爆轰的转变以及球面爆轰和螺旋爆轰等方面的问题。

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。

H. W. EMMONS Ed.  
FUNDAMENTALS OF GAS DYNAMICS  
PRINCETON UNIVERSITY PRESS  
1 9 5 8  
(SECTION G)

气体动力学基本原理

G 编

燃烧和爆轰的气体动力学

〔美〕冯·卡门 H. W. 埃蒙斯 等著

徐华昉 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

1988 年 2 月第 一 版 开本: 850×1168 1/32

1988 年 2 月第一次印刷 印张: 4 1/4

印数: 0001—2,000 字数: 108,000

ISBN 7-03-000229-6/O·64

定价: 1.80 元

# 目 录

<b>第一章 燃烧的气动热力学问题</b> .....	1
..... 冯·卡门 (Th. von Kármán)	
G.1. 燃烧问题的概貌 .....	1
<b>第二章 和燃烧有关的流动突跃变化</b> .....	12
..... H. W. 埃蒙斯 (H. W. Emmons)	
G.2. 火焰锋面的理论 .....	12
G.3. 火焰锋面作为突跃面处理 .....	21
G.4. 正火焰锋面 .....	23
具有热能源的流动的一般条件 .....	23
G.5. 作突跃面处理的正火焰的性质 .....	28
G.6. 斜的平面火焰锋面 .....	31
G.7. 一般的火焰锋面 .....	35
G.8. 定常的火焰 .....	41
G.9. 火焰的稳定性 .....	46
<b>第三章 爆震的气体动力学</b> .....	53
..... G. I. 泰勒 (G. I. Taylor)	
..... R. S. 谭金 (R. S. Tankin)	
G.10. 爆震的查普曼-儒格理论 .....	53
一个具体情况雨果纽曲线的计算 (无离解, 设化学反应为已知的) 56 设同一混合气分解产物处于平衡且有离解时雨果纽曲线的计算法 60 雨果纽曲线的特性 66 活塞跟随在爆震阵面之后 73 燃烧区中的压强分布和温度分布 74	
G.11. 由爆燃到爆震的转变 .....	78
临界火焰速度 84 火焰速度进一步增大的作用、第二临界速度 84 查普曼-儒格假设 87 气体产物为成份固定且比热为	

常数的完全气体时的爆轰问题	88
<b>G.12. 球面爆轰</b> .....	<b>90</b>
边界条件	92
激波后的球面爆燃	94
临界燃烧速度	99
球面爆轰和平面爆轰的对比	106
<b>G.13. 混合气中的螺旋爆轰</b> .....	<b>107</b>
研究爆轰用的装置	107
螺旋爆轰理论	109
<b>G.14. 固体和液体爆炸物</b> .....	<b>112</b>
TNT 的燃烧产物的膨胀	118
<b>参考文献</b> .....	<b>125</b>
<b>名词索引</b> .....	<b>127</b>

# 第一章 燃烧的气动热力学问题

冯·卡门 (Th. von Kármán)

## G.1. 燃烧问题的概貌

喷气推进出现之后,就有必要把空气动力学的范围加以扩大,以包括以前大部份为物理化学家所处理的那些问题;例如和燃烧有关的一些问题,尤其是高速气流中的燃烧问题。火焰和爆轰的传播问题在本丛书的第二卷里作了详细的讨论,特别是从化学动力学的观点去处理问题。在本编中将从气动热力学的观点来谈一下传播的一般问题。

为了陈述燃烧速度或爆轰速度的概念,我们来看一种一维的气体流动,或混合气的流动,其中有化学反应发生。我们不考虑前进波,而代之以考虑定常的运动。于是问题就变成要确定反应区前面的流速大小,在这个速度下,反应区不作位移,从而整个过程都可以看作是定常运动。

像B编中处理等截面管道中一维加热气流那样,有三个条件必须满足,即质量守恒、动量守恒、和能量守恒。不过,得把作用在流动方向的粘性力和同一方向的热传导考虑进去。我们用 $u$ 表速度;气体的温度、压强、和密度分别记为 $T, p, \rho$ ;粘性系数记为 $\mu$ ;传热系数为 $k$ ;单位质量的定压比热记为 $c_p$ ;并把由于在 $x = -\infty$ 至所考虑的截面之间发生化学反应而加给单位质量的热能记为 $q$ 。于是有下列三个守恒方程(质量,动量,能量守恒方程):

$$\rho u = m \quad (1.1)$$

$$-\frac{4}{3} \mu \frac{du}{dx} + p + \rho u^2 = i \quad (1.2)$$

$$-k \frac{dT}{dx} + m \left( c_p T + \frac{1}{2} u^2 \right) - \frac{4}{3} \mu u \frac{du}{dx} - mq = E \quad (1.3)$$

$m, i, E$  三个量在整个过程中都是常数。其中的  $m$  是质量流量，其值要这样确定：它使过程为定常的。

由于气体中存在数种不同的化学成份，对上列空气动力方程的通常的解释需作下列一些改变：

1. 比热  $c_p$  是混合气的平均值；此值实际上是随成份及温度而改变的。
2. 所谓平均传输系数  $\mu$  和  $k$  也是混合气的成份和温度的函数。
3. 平均速度  $u$  定义为平均的质量流速。

由于混合气中各种成份之间有扩散，故其中任意一种成份的流速定义为  $u_j = u + u_{j,d}$ ，这里的  $u_{j,d}$  是第  $j$  种成份向混合气的扩散速度；因  $u$  的定义是质量流速，故  $\sum_j \rho_j u_{j,d} = 0$ ，这里的  $\rho_j$  是第  $j$  种成份的密度，且  $\sum_j \rho_j = \rho$ 。乘积  $\rho_j u_j = \rho_j u + \rho_j u_{j,d}$  称为第  $j$  种成份的质量通量。

为了解整个的问题，我们还必须知道下列几个关系：

1. 混合气的状态方程。
2. 各成份之间的扩散规律。
3. 化学反应所造成的一些成份产生和另一些成份消失的规律。
4. 化学反应所释放出来的热量。

在我们的讨论中引入一条根本性的限制规定。我们假定加入的热量为一个参数所决定，这个参数我们就选作反应进度的量度。我们要把参加反应的各种成份和反应产物分开来。如果化学反应只有一种可能的方式的话，我们就可以任选一种反应产物来标志反应的进度；例如在流动的初始截面到任一截面之间，把选定的那种反应产物的生成数量作为这样的量度。然后，所有反应所生成的或消失的其他成份以及总的加热量也就都被这一个参数决定了。

如把所选定的标志反应进度的这个参数记为  $\epsilon$ ,  $\epsilon = 0$  对应于初始截面, 则加入的热量  $q$  可以表为  $q = Q\epsilon$ . 参数  $\epsilon$  是对单位流通质量而言的, 所以  $Q$  是单位质量的混合气进行化学反应时所释放的热量, 此值可以从各成份的形成焓值算出来.

看来引入一个  $w$  有方便之处,  $w$  的定义是

$$w = m \frac{d\epsilon}{dx} \quad (1.4)$$

$w$  由反应的化学动力学决定, 它是当地温度、压强和混合气的化学成份的函数. 此值和“反应率”成正比, 而反应率的定义是单位时间内单位容积所产生的某种选定的组份的克分子数. 显然, 单位时间内单位容积所产生的一切他种组份的数量也必和  $w$  成正比. 其他各种组份的相应值可以用下标来表达, 如  $w_j$ .

不难看出,  $m\epsilon$  这个量就等于所选定的产物组份通过某一截面的质量通量. 事实上我们如果从该种组份(初始组份中没有它)的质量守恒关系上去考虑, 便得到这种组份通过任一截面的质量通量如下

$$m\epsilon = \int_{-\infty}^x w dx \quad (1.4a)$$

现在给其他的组份引用类似的符号  $\epsilon_j$ .

按我们的质量通量定义,  $m\epsilon_j = \rho_j u_j$ . 用上面定义过的  $u_j = u + u_{j,d}$ , 并引用质量分数  $Y_j = \rho_j / \rho$ , 即得

$$m\epsilon_j = mY_j + \rho_j u_{j,d} \quad (1.5)$$

如略去扩散, 则  $\epsilon_j = Y_j$ .

一般地,  $\epsilon_j$  的初始值不为零. 如记起初始值为  $\epsilon_{j,0}$ , 则差值  $\epsilon_j - \epsilon_{j,0}$  将等于(类似于方程 1.4a)

$$m(\epsilon_j - \epsilon_{j,0}) = \int_{-\infty}^x w_j dx \quad (1.6)$$

按扩散的规律, 扩散的速度是决定于质量分数  $Y$  的空间梯度的. 不过用于一般的有  $n$  种成份的情况, 这些关系式是相当复杂的. 只有在二元扩散的场合, 只存在两种成份时, 这些关系式才是



简单的。所以我们只限于讨论二种成份的问题。所得出的结论，在原则上说，也适用于一般的场合。困难不过是在于算术运算。

在二元场合，有

$$\rho \mathcal{D} \frac{dY}{dx} = m(Y - e) \quad (1.7)$$

式中  $\mathcal{D}$  是两种成份之间的二元扩散系数， $Y$  是产物的质量分数，这种产物是选来标志反应进度的。显然，在  $\mathcal{D} = 0$  时， $Y = e$ 。

最后，我们有混合气的状态方程：

$$\frac{p}{\rho} = \mathcal{R}_m T \quad (1.8)$$

式中的每克混合气的气体常数  $\mathcal{R}_m$  通常随化学成份不同而不同。如果反应不改变混合气的平均分子量，那末  $\mathcal{R}_m$  是常数。

方程 1.1, 1.2, 1.3, 1.4, 1.7 和 1.8 决定六个未知量  $p, \rho, T, u, e$  和  $Y$ ，只要边界条件给定。不过，如不对各参数的相对大小作任何限制的话，这一组微分方程的解至今尚未得到过。

我们在这里要进行讨论的爆轰和爆燃理论是基于这样一条假设的，即决定于反应率的化学过程之时间尺度和决定于传输系数（粘性，热传导和扩散）的力学过程之时间尺度，二者的数量级是不相同的。这一假定适用于这样的过程：化学反应是激活了的质点间的碰撞所产生的，也就是说和产生质量、动量及能量传输的碰撞数相比较，产生化学反应的碰撞率是比较低的。

化学变化的时间尺度决定于反应率  $w$ 。事实上  $\rho/w$  这个比具有时间量纲；显然在定常流动中，单位时间内  $e$  的变量等于（参看方程 1.4）

$$u \frac{de}{dx} = \frac{w}{\rho} \quad (1.9)$$

我们可以把这个量的倒数叫做化学时间  $t_{\text{chem}}$ 。

另一方面，产生传输现象的机械碰撞的各时间尺度是用  $\mu/p$ ， $k/pc_p$  和  $\rho\mathcal{D}/p$  来量度的。

如选用  $\mu/p$  作为特征的力学时间  $t_{\text{mech}}$  的话，显然

$$\frac{k}{\rho c_p} = \frac{1}{Pr} t_{\text{mech}} \quad (1.10)$$

$$\frac{\rho \mathcal{D}}{\rho} = \frac{1}{Sc} t_{\text{mech}} \quad (1.11)$$

式中的  $Pr = \mu c_p / k$  是普朗特数,  $Sc = \mu / \rho \mathcal{D}$  是什米特 (Schmidt) 数.

现在我们假设无量纲比值

$$\alpha = \frac{t_{\text{mech}}}{t_{\text{chem}}} = \frac{\mu w}{\rho \rho} \quad (1.12)$$

和 1 相比较是个小量. 为了研究这个假设对于那些基本方程有什么关系, 我们把自变数由  $x$  改成无量纲变数  $\sigma$ . 这样一来, 用上参数  $\alpha$  之后, 我们就得如下的微分方程组:

$$\rho \left[ -\frac{4}{3} \alpha \left( \frac{1}{u} \frac{du}{d\sigma} \right) + 1 + \gamma M^2 \right] = i \quad (1.13)$$

$$m c_p T \left[ -\frac{1}{Pr} \frac{\alpha}{\gamma M^2} \left( \frac{1}{T} \frac{dT}{d\sigma} \right) - \frac{4}{3} \frac{\gamma - 1}{r} \alpha \left( \frac{1}{u} \frac{du}{d\sigma} \right) + 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 - \frac{Q}{c_p T} \sigma \right] = E \quad (1.14)$$

$$\frac{1}{Sc} \frac{\alpha}{\gamma M^2} \frac{dY}{d\sigma} = Y - \sigma \quad (1.15)$$

在这些方程里,  $u^2 \rho / \rho$  都为  $\gamma M^2$  所代替,  $M$  是当地的马赫数,  $\gamma$  是两种比热之比,  $\gamma = c_p / c_v$ ; 同时还假设了  $c_p = \mathcal{R}_m \gamma / (\gamma - 1)$  在通过反应区时不变. 应该注意到, 比值  $Q / c_p T$  就是达姆奎勒 (Damköhler) 在 1936 年的一篇文章<sup>[1]</sup>里提出过的相似参数之一.

我们看到, 粘性项和 1 相比总是很小的, 所以可以把各方程改写成

$$\rho(1 + \gamma M^2) = i \quad (1.16)$$

$$m c_p T \left[ -\frac{1}{Pr} \frac{\alpha}{\gamma M^2} \left( \frac{1}{T} \frac{dT}{d\sigma} \right) + 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 - \frac{Q}{c_p T} \sigma \right] = E \quad (1.17)$$

$$\frac{1}{Sc} \frac{\alpha}{\gamma M^2} \frac{dY}{d\epsilon} = Y - \epsilon \quad (1.18)$$

可以看出,这些方程的特性在下列的两种场合是不相同的,一种场合,  $\gamma M^2$  在 1 左右,另一种场合  $\gamma M^2$  十分小,小到使  $\alpha/\gamma M^2$  成为 1 的数量级。

在第一种场合,凡是含有  $\alpha$  的项都可以略去。这就回到有加热的理想可压缩流体理论上去了,正如在第 VI 卷, A.5 中所讨论的那样。由于一道热学——力学突跃所需要的时间较之热力——化学过程所需要的时间短得多,所以可以假设先发生一道激波,燃烧(即加热)在激波的后面进行。这个过程,诺门(Von Neumann)<sup>[2]</sup>, 赛林(Döring)<sup>[3]</sup> 和赛尔道维奇(Zeldovich)<sup>[4]</sup> 已作过仔细的研究;也可以参看 G, 11 节。这种过程,激波之前总是超声速的气流。

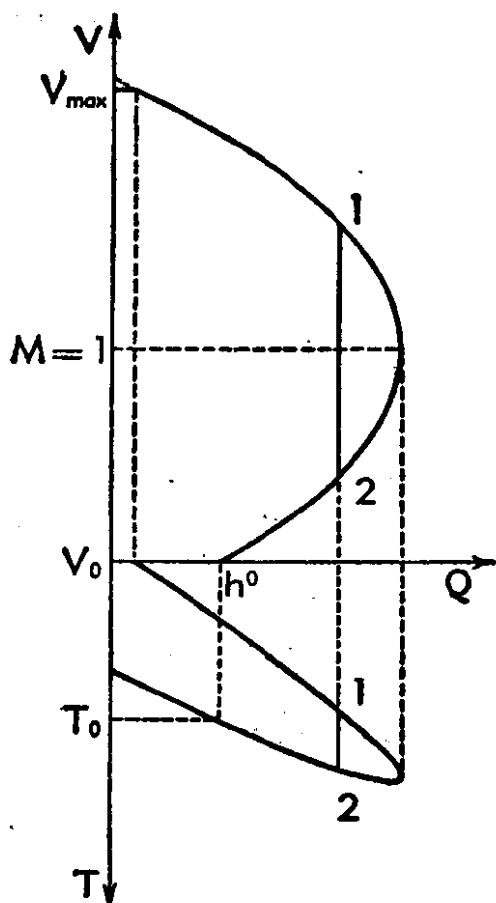


图 G.1 对直管中流动的气体加热所产生的速度及温度

换句话说,这种被称为“爆轰波”的波在未燃混合气中是以超声速传播的。图 G.1 表明,如果化学反应是放热的,即连续对气流加热的话,波和已燃气体之间的相对速度必是亚声速的,极限情况是声速的。因此,如果  $\alpha \ll 1$ , 那末既始于超声速又终于超声速的爆轰波是不可能存在的。

波和已燃气体之间的相对速度值决定于在整个过程中所采用边界条件。在等截面的一维流动平面爆轰波问题里,流动接续下去有两种可能:一是等速和等压的流动;另一是等熵膨胀,每个截面上的流速都等于当地声速。因此,流速必须等于燃烧完毕时的

声速。这种爆轰称为儒格-查普曼 (Jouguet-Chapman) 爆轰;绝大

多数实际场合都是如此的，在我们所考虑的由  $-\infty$  至  $+\infty$  的流动里，这是唯一的定常解。在另一些场合，例如爆轰波在一端封闭的管子里进行，可以证明那里面发生的也是儒格-查普曼波。但也可能构成爆轰波和已燃气体的相对速度是亚声速的一些情况，例如，设想在一个容器里贮有高压混合气，这种混合气由两种气体组成，当温度超过某个燃点，混合气可以发生爆轰；我们让混合气在高速下膨胀并设其温度低于燃点。然后令混合气经过一收缩-扩张的拉伐尔喷管进入一个空间，该空间的压强我们可以加以控制。如果我们提高出口处的压强，就可以在喷管中得到一道激波。假设波后的温度已经超过燃点，那末激波后面会发生燃烧。如设所释出的热量不足以使气流加速到声速的话，那末气流必仍是亚声速的。

对儒格-查普曼爆轰，只要释放的总热量已知，就很容易计算出波的传播速度，这个波速在定常运动里就是激波前面的流速。这个过程始于如图 G. 1 那种图线的上半超声速部分。例如从点 1 起激波使流动情况变到亚声速部分的点 2，焓保持不变。要决定起始点 (1) 的位置，即要决定爆轰速度，必须使起始点和声速点的焓差等于反应释放的热量。

不过必须注意，上述的爆轰理论只适用于  $\alpha \ll 1$  的情形，也就是说燃烧实质上跟在激波后面进行这个假设基本上成立，换句话说在激波通过的时间内化学反应是可以忽略的。如果这个条件不满足，例如反应率  $w$  很大的话，那就得去解包括粘性项和热传导项在内的联立方程组(方程 1.2, 1.3, 和 1.7)了。弗里德里希斯<sup>[1]</sup>曾企图对这个一般问题(说得严格些,不包括扩散的)的数学方面进行讨论,目的在于确定,包括激波和燃烧过程同时进行的可能的转化模式。

按儒格的分类，视转化前后的流速为超声速的还是亚声速的而有四种情况：

由超声速变为亚声速	强爆轰
由超声速变为超声速	弱爆轰

由亚声速变为亚声速

弱爆燃

由亚声速变为超声速

强爆燃

显然，我们前面所讨论的是强爆轰（包括极限情况的儒格-查普曼爆轰在内）。在本节以下的各段里我们将叙述弱爆燃。弗里德里希斯似乎得出了这样一个结论，即弱爆轰在反应速度十分高的时候有可能出现，而强爆燃则不可能。

对于  $rM^2$  和  $\alpha$  同数量级或更小的情况，我们从方程 1.16 得出一条简单的结论， $p = \text{const.}$ ，换句话说，通过燃烧区时压强的变化可以略去不计。方程 1.17 成为

$$\frac{1}{Pr} \frac{\alpha}{rM^2} \frac{1}{T} \frac{dT}{d\epsilon} = 1 - \frac{Q}{c_p T} \epsilon + \frac{E}{mc_p T} \quad (1.19)$$

或

$$\frac{\lambda w}{m^2 c_p} \frac{dT}{d\epsilon} = T - \frac{Q}{c_p} \epsilon - \frac{E}{mc_p} \quad (1.20)$$

我们把参数  $\epsilon$  定义成这样：在混合气的初始状态下， $\epsilon = 0$ ；对应的温度是  $T = T_0$ 。现在我们把终了状态的  $\epsilon$  值记为  $\epsilon_f$ ；对应的温度记为  $T_f$ ，它相当于混合气作等压绝热燃烧的温度。于是

$$E = mc_p T_0 \quad (1.21)$$

及

$$q = \frac{c_p (T_f - T_0)}{\epsilon_f} \quad (1.22)$$

由此方程 1.20 成为

$$\frac{\lambda w}{m^2 c_p} \frac{dT}{d\epsilon} = (T - T_f) + (T_f - T_0) \left(1 - \frac{\epsilon}{\epsilon_f}\right) \quad (1.23)$$

这个方程加上扩散方程（方程 1.18）就决定了问题。把  $\alpha$  和  $rM^2$  的值代入方程 1.15，得

$$\frac{\rho \mathcal{D} w}{m^2} \frac{dY}{d\epsilon} = Y - \epsilon \quad (1.24)$$

这两个方程是彼此相关连的，因为  $w$  是  $Y$  和温度的一个给定函数。

$\epsilon = \epsilon_f$  的边界条件很容易定义。显然， $T$  应该等于  $T_f$ ， $Y =$

$e_i$ . 不过要规定  $e = 0$  的边界条件是有些困难的. 很容易看出,  $e = 0$  时  $T = T_i$  的解是不能存在的. 这一点从物理上也是很清楚的, 因为  $T_i$  是未燃的混合气的温度, 故燃烧是不可能从  $T = T_i$  开始的. 大多数理论假定有一个点火温度  $T_i$ , 反应从这个温度开始.

由于 1.23 和 1.24 两个方程都是一阶的, 对于任意的  $m^2$  值, 其解不能满足两个以上的边界条件. 显然, 我们必须处理一个  $m^2$  的本征值问题, 这个  $m$  是使流动可能成为定常流动的质量流量. 换句话说, 如果我们令  $m = \rho_0 u_0$ ,  $\rho_0$  是  $x = -\infty$  处的混合气密度,  $u_0$  对应于  $m^2$  的本征值, 那末  $u_0$  便是层流火焰速度或等压下爆燃波的传播速度.

如果我们确定了  $m^2$  的本征值, 那我们就有方程 1.23 和 1.24 的一个解, 这个解满足冷边界的条件  $T = T_i$  和热边界的两个条件  $T = T_i$  和  $Y = e_i$ . 从这个解得出的  $e = 0$  时的  $Y$  值我们记为  $Y_i$ .

混合气从初始值  $T_0$  加热到  $T_i$  是通过热传导实现的. 在这个加热期间, 混合气的组分由于扩散作用已经改变. 换句话说, 为了补全整个的图画, 我们必须解下列的方程组

$$k \frac{dT}{dx} = mc_p(T - T_i) \quad (1.25)$$

$$\rho D \frac{dY}{dx} = mY \quad (1.26)$$

在  $-\infty < x < 0$  的区域, 条件是  $x = 0$  处,  $T = T_i$  和  $Y = Y_i$ . 在  $x = -\infty$  处, 我们根据方程的性质, 得  $T = T_0$  和  $Y = 0$ .

从物理观点看来, 这样的理论有个弱点(许多实验研究指明了这一点): 即点火的机制太复杂了, 不能用一个固定的点火温度  $T_i$  来包括它, 也就是说按简单的假设, 在  $T < T_i$  时的反应率等于零, 而在  $T \geq T_i$  时的反应率等于按化学动力学计算出来的值, 这样做是不行的. 在这个理论中火焰的传播速度是一个虚拟的点火温度的函数, 而从实验上看来层流火焰是有一定的速度的, 这个速

度和火焰怎样点着的具体过程并没有关系。西米诺夫 (Semenov), 赛道维奇及其学派<sup>[6]</sup> 均假定点火温度总是十分接近于绝热火焰温度的。然后, 只要反应率是随温度的倒数按指数律下降的, 例如符合阿亨尼斯 (Arrhenius) 律的反应就是那样, 那末火焰的速度就实际上和点火温度怎样选取无关了。密兰 (Millán) 和本文作者<sup>[7]</sup> 研究过火焰方程中的本征值对点火温度的选定的依赖关系。他们发现, 当  $T_i = T_0$  时, 计算出来的火焰速度变成无限大, 而当  $T_i = T_1$  时, 火焰速度是零。不过, 在  $T_i$  分别十分接近于  $T_0$  和  $T_1$  时火焰速度才分别趋向无限大和零的。在  $T_0 < T_i < T_1$  的区间内有很大一段上, 本征值实际上是常数。

对火焰方程的解作解析的处理的话, 很容易把这一情况包括进去, 因为基本上是常数的本征值, 因而是常数的火焰速度很容易得到很好的近似结果。另一方面, 如用逐点的数值积分法的话, 要决定本征值是困难的。所以希尔许费尔德 (Hirschfelder), 寇蒂斯 (Curtiss) 和坎贝尔 (Campbell)<sup>[8, 第190-211页]</sup> 作了这样一个人为的假设, 设在“冷边界”  $T = T_0$  处, 有一个小小的热汇和一道半透过的扩散滤网。这个模型也可以导致上述火焰速度有定值的结论。

在以上的讨论里我们做了两条限制: 第一, 混合气的成份限于两种, 这样可以使用二元扩散律。这条限制并不是很根本的, 成份有两种以上的话, 方程 1.7 可以由适用于  $n$  种成份的一个方程组代替。关于有本征值存在的结论仍然成立。

第二, 也是较根本的一个条件, 是单一化学反应的假设。事实上, 这在实践中是很少见的。相当的一部分实际问题里是有链式反应的, 这种情况如不经若干简化是不合于前述模型的。不过近年来对于这种反应系统做了许多工作使之简化, 特别是把用来确定链式反应中基根原子团的浓度的经典动力学中广泛应用的“定常状态的条件”, 推广用到火焰理论上去。这一假设使我们可以得出半解析的解法来, 用这种方法算出来的结果, 和原来的完整方程组的逐点数值积分结果是相当符合的。读者可以从本文作者在

第六次国际讨论会上<sup>[9]</sup>所做的关于燃烧问题的评述文章中看到这个问题的总论述,以及相当多的参考文献。

必须注意,本编所介绍的火焰理论只涉及层流火焰。在紊流中的燃烧问题,本丛书第 II 卷中有评述。该书中对于层流燃烧和紊流燃烧的某些重要问题,如点火的机制,冷壁对点火和燃烧的影响,以及着火极限等问题,都作了讨论。

虽然有反应的连续介质的一般力学问题,航空工程师对它有很大的理论兴趣,然而有许多场合只要假定有一个层流火焰速度或紊流火焰速度存在,并用本编第 2 章那样的办法去处理有关燃烧的气动热力学问题,就已经够用了。从燃烧理论得出来的数据给流动中的突跃变化提供了转化的条件,然后就可以用已知的气动热力学方法去描述并计算火焰中、燃烧室中和其他工业上的燃烧装置中的流动现象了。气动热力学的这一分支,我们可以称之为“气动热力化学”,它目前尚处在婴孩阶段,但看来会变成最有兴趣最吸引人的流体力学分支之一。



## 第二章 和燃烧有关的流动突跃变化

H. W. 埃蒙斯 (H. W. Emmons)

### G. 2. 火焰锋面的理论

在一般的燃烧中,总是一些混合在一起的物质在空间运动着,且有各种化学反应在进行着。混合物的成分各处不同,因为各种反应会造成各种变化,有时还因为进入燃烧区的流体并不是到处都是一样的。

如果进入燃烧区的流体都是一样的,那末反应物(燃料和氧化剂)是预混合的。对预先混合好的流体,燃烧区中的反应是靠某种机制将反应传入新进来的但尚未发生反应的流体,而将燃烧维持下去的。

如果进入燃烧区各点的流体成份各不相同,那末由于参加反应的各成份必须先碰到一起然后才能发生反应,原定进行的反应的一部分或全部,其传播必因而被推延。

我们如把参加反应的各种成份变成燃烧产物的流动和反应过程作为火焰的定义,那末我们就可以从燃烧-气动力学流场上把包含火焰的那一部分空间划出来(至少在原则上是可以的)。这样定义的火焰是有体积可言的,把燃烧区近乎完全包括在内,它在流线的方向有个厚度,此值决定于反应率和流速。

在预混的可燃混合中发生的化学反应,其反应率决定于气体的成份及其状态。一般地说来,压强和温度提高,反应增快。不过因为在给定的可燃混合气中实际的反应是十分复杂的<sup>1)</sup>,反应率

1) 总的反应式,例如  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{H}_2\text{O}$ , 几乎总是不能代表详细的过程的。实际的反应包括氢、氧的原子和离子以及  $\text{OH}^-$  基根甚至很少见到的化合物如  $\text{HO}_2$ 。