

爆轰的气体 动力学理论

H.D. 格鲁什卡 F. 韦肯 著

科学出版社



爆轰的气体动力学理论

H. D. 格鲁什卡 F. 韦肯 著

周光泉 等 译

朱兆祥 校

科学出版社

1986

内 容 简 介

本书系统地介绍了有关爆轰的气体动力学理论基础。内容包括激波动力学、理想爆轰、CJ条件、反应产物的状态方程、相似解、爆轰波与周围介质的相互作用及非理想爆轰。

H. D. Gruschka, F. Wecken
GASDYNAMIC THEORY OF DETONATION
Gordon and Breach Science Publishers, 1971

爆轰的气体动力学理论

H. D. 格鲁什卡 F. 韦肯 著

周光泉 等 译

朱兆祥 校

责任编辑, 李成香

科学出版社出版

北京朝阳门内大街 13 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

*

1986 年 4 月第 一 版

开本: 787 × 1092 1/32

1986 年 4 月第一次印刷

印张: 7 1/4

印数: 0001—2,200

数字: 157 001

统一书号: 13031 · 3109

本社书号: 4571 · 13-2

定价: 1.70 元

译 者 的 话

本书系统地介绍了有关爆轰的气体动力学理论基础,内容包括激波动力学、理想爆轰、CJ条件、反应产物的状态方程、相似解、爆轰波与周围介质的相互作用及非理想爆轰。

本书是在1966—1967年法国“德-法圣路易研究所”讨论班的基础上写成的。它总结了爆轰理论方面新的进展,特别是专门讨论了化学反应非平衡流动问题。此外,还介绍了冻结声速、平衡声速及弛豫模型,分析了CJ假说的经典论述、局限性及研究现状。书末附有大量的参考文献。

本书可作为爆炸力学专业及相应专业的科研、教学人员,研究生,大专院校学生的参考用书。

参加本书翻译的有周光泉(第一至第四章)、徐彬(第五章)、糜仲春(第六章)、王敏(第七、八章)、陈成光(第九章)。

由于译者水平所限,译文不免会有不妥甚至谬误之处,敬请读者指正。

ABE 03/06

前 言

除了大家所熟知的 Cook(1958), Berger 和 Viard(1962) 关于固体炸药爆轰的教科书以外,还有好几本着重从理论气体动力学方面讨论爆轰的书,如《气体动力学基础》(1958)中的有关章节,Zeldovich 和 Kompaneets 的书(1955)等。然而,自那时以来,爆轰理论,以及一般来说,热化学非平衡流动的热力学和气体动力学又有了很大的进展。这一点已在一些学术会议论文集和大量散见的出版物中显现出来。例如,研究冻结声速和平衡声速之间的区别就是近代研究的一个典型方面。试图把这些发展考虑在内,将爆轰理论作一新的介绍看来是恰当的。

本书是在 1966—1967 年法国圣路易城的“德-法圣路易研究所”举办的讨论班的基础上发展而成的。某些侧重点和局限性正是由此产生的。讨论的重点是固体炸药。因而气体爆轰中的特征现象,诸如爆燃到爆轰的转变、不稳定性、多维结构等都被略去了。这些现象在新近的特别是苏联作者的文章和专著中有所讨论。不过,本书考虑了跟周围惰性材料的相互作用。

H.D. 格鲁什卡 F. 韦肯

目 录

第一章 激波	1
1 定常激波的基本气体动力学方程	1
1.1 守恒定理	1
1.2 基本方程的讨论	3
1.3 坐标系的变换	6
2 热力学基础	7
2.1 状态变量	7
2.2 状态方程	8
2.3 完善气体	10
2.4 流动过程的热力学分类	14
3 激波绝热线	18
3.1 激波关系	20
3.2 Rayleigh 线	21
3.3 Hugoniot 方程	22
3.4 沿激波绝热线的熵变(面积律)	25
3.5 声波	27
3.6 量热完善气体中的激波	28
第二章 弛豫激波	31
4 非平衡流动	31
4.1 弛豫	31
4.2 气体能量的形式	33
4.3 激波引起的弛豫层	34
4.4 激波	37
5 反应能量	42
5.1 定义	42

5.2	微分量 q 的一般关系	45
5.3	量 $q_{p,v}$	47
6	弛豫模型	49
第三章 燃烧、爆轰		53
7	燃烧与爆轰过程的 Hugoniot 曲线	53
7.1	爆轰	53
7.2	燃烧	56
7.3	定常平面反应阵面的分类(Jouguet 法则)	59
7.4	沿着平衡 Hugoniot 曲线熵的变化	60
7.5	相关过程(冷凝间断)	63
8	Rayleigh 过程	63
8.1	定义	63
8.2	沿 Rayleigh 线状态的变化	64
8.3	沿 Rayleigh 线温度和熵的变化	65
8.4	超声速燃烧	67
第四章 完善气体的理想爆轰		68
9	用模型讨论的爆轰	68
9.1	模型	68
9.2	与 Rayleigh 线的交点	70
9.3	其他参数	72
10	Chapman-Jouguet 爆轰	74
11	反应区的结构	76
11.1	Arrhenius 公式	76
11.2	活化能	78
11.3	诱导时间	78
11.4	均匀和非均匀反应类型	79
第五章 Chapman-Jouguet 条件		80
12	经典的论述	80
12.1	Chapman-Jouguet 假说	80

12.2	激波的衰减	81
12.3	Chapman-Jouguet 爆轰的稳定性理论	84
13	关于 CJ 假说的评论及其局限性	86
14	现状	90
第六章	真实炸药, 反应产物的状态方程	96
15	临界条件(可爆性)	96
16	爆轰阵面后方的状态	96
17	爆轰能量	98
18	公式	103
19	真实流体的状态方程	106
20	化学平衡计算	112
第七章	相似解	122
21	Cranz 相似律	122
21.1	相似性	122
21.2	Cranz 相似律	124
22	自模拟、准定常流动过程	126
23	自模拟爆轰, Taylor 波	129
第八章	爆轰波在界面上的相互作用	139
24	正相互作用	139
24.1	$u-p$ 图	139
24.2	自由面法	144
25	定常斜爆轰	146
25.1	坐标变换	146
25.2	激波和反应阵面的极线图	148
25.3	双 γ 模型	154
26	平面边界上的规则斜反射	157
27	其他规则相互作用	164
28	非规则反射	169
第九章	非理想爆轰	175

29 一定常非理想爆轰	175
29.1 直径效应	175
29.2 半经验理论	177
29.3 广义 CJ 条件	179
29.4 爆轰速度的稳定性	183
29.5 应用	185
30 不定常非理想爆轰	192
30.1 一般特性	192
30.2 爆轰的形成	194
30.3 理论-数学研究	195
30.4 物理研究	199
符号表	202
参考文献	204
名词索引	217

第一章 激 波

1 定常激波的基本气体动力学方程

为了描述运动气体中的激波,首先可以仅限于讨论一维定常平面情况,对于这种情况已经得出了大部分基本结果。

分开连续流动区域的一般间断面总是可以用流管流动来局部地近似,因此可以用正常 Galilei 变换把它转换成定常的正激波¹⁾。

1.1 守恒定理

我们考虑由三个不同的区域组成的一维平面流动体系,如图 1.1 所示。

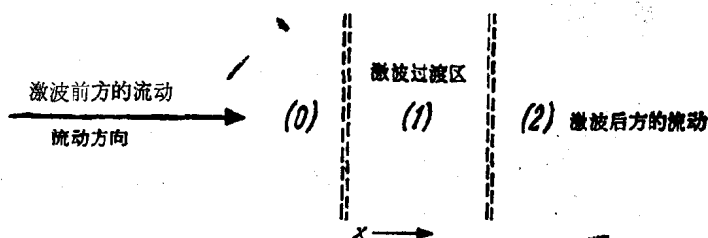


图 1.1 通过正激波的一维平面流动

(0)区,包含激波前方的气体(不变的初始状态)。

(1)区,包含激波过渡区中的气体(可变状态,依赖于 x)。

(2)区,包含已经通过激波的气体(不变的气体终态)。

这三个区域中的气体,一般来说具有不同的状态。描述气体的

1) 参看文献[2], p.102。

物理量，按照三个不同的流动区域用下标 0, 1, 2 加以表示。

假定我们所研究的流动体系受质量、动量、能量等基本守恒定理所支配。

从热力学意义上讲，这个系统不是一个封闭的体系，而且也不可能用简单的方法变换成封闭体系。因此对于这三个量来说，守恒定理采取均衡方程的形式。从以控制面为边界的不同区域流入和流出的通量是相等的。

把上述条件应用于流体的体积微元，便可得出流体运动的基本方程组。这些方程，即连续方程，Navier-Stokes 运动方程和能量方程，就平面一维流动积分一次，便获得均衡方程的形式。这些守恒定理的一般积分形式¹⁾甚至对于包含有限数目的间断(如激波)的流动区域也是正确的。

具有热传导和粘性的定常一维平面流动的均衡方程是²⁾：

质量均衡(连续方程)

$$\rho u = \text{常数} = \rho_0 u_0 = \theta. \quad (1.1)$$

动量均衡(运动方程)

$$\rho u^2 + p - \hat{\eta} \frac{du}{dx} = \text{常数} = \rho_0 u_0^2 + p_0 = p_r. \quad (1.2)$$

能量均衡(能量方程)

$$H + \frac{u^2}{2} - \frac{\hat{\eta}}{\rho} \frac{du}{dx} - \frac{\lambda}{\rho u} \frac{dT}{dx} = \text{常数} = H_0 + \frac{u_0^2}{2} = H_r. \quad (1.3)$$

1) 对于流动变量连续变化的区域，一般说来采用微分形式的基本方程；参看文献[2]。

2) 精确推导可参考有关气体动力学的基础教科书，如文献[3]，[5]，[7]，[6]。

这些方程包含了下列未知量：

p, ρ, u 压力, 密度, 流速的 x 分量。

H, T 比焓和绝对温度。

θ 质量流密度。

p_r, H_r 压力¹⁾和比焓的零速度值。

$\hat{\eta}, \lambda$ 描述粘性和热传导影响的系数。

比焓 H 和绝对温度 T , 由热力学状态方程规定为 p 和 ρ 的函数。

如果给定气体或流体的初始状态 (p_0, ρ_0, u_0) , 而且已知适当的状态方程, 则通过正激波的流动可以由方程 (1.1) — (1.3) 完全描述。

1.2 基本方程的讨论

均衡方程 (1.1) — (1.3) 连同状态方程代表了计算未知量 p, ρ, u, T, H 的封闭方程组。

若变量仅是空间坐标 x 的函数, 就是说, 流动是一维定常的, 那末这些方程是适用的。

各方程和量的物理意义如下:

连续方程 (1.1) 表示: 如果定常状态条件成立, 则质量流密度 ρu ²⁾ 在各处有相同的值。这时既无空间涨落也无时间涨落发生。流动是定常的且无源和汇存在。

由运动方程导出的动量均衡方程 (1.2) 表示: 动量流密度 ρu^2 加上作用在流体上的力是不变量。换句话说, 由于激波跃

1) p_r 实际上是动量流密度, 它和定常连续流中通常的总压(滞止压力)不同。当 p_r 保持不变时, 滞止压力由于激波的跃迁而变化。其物理意义可参看图 8.1。然而, H_r 是通常的滞止焓。

2) 关于量 ρu 和 ρu^2 的物理意义, 可参看 [4], p. 7。

迂引起的动量流密度的减少被压力的增高所补偿,后者是必须由流动来克服的。如果粘性力存在,压力的一部分是由于这个粘性阻力引起的:

$$\rho_0 u_0^2 - \rho u^2 = p - p_0 - \hat{\eta} \frac{du}{dx} = \Delta \sigma_{xx}$$

σ_{xx} = 应力张量的对角元素¹⁾。

连续介质力学中应力张量分量的计算²⁾表明,即使对于只有 x 方向速度梯度的一维流动来说,粘性也是有影响的。

这种粘性机制的概念可以从连续方程得出,该方程要求:只要流管的截面积保持不变,速度的变化必有密度的相应变化。然而,对一个立方体流体微元的一维压缩将引起对角平面的旋转,从而产生流体的剪切。因此,甚至在一维流动中,流体微团的体积变化和剪切变形一般都要同时出现;参看图 1.2。

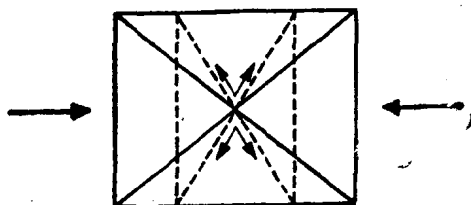


图 1.2 立方流体微元中由一维压缩产生的剪切

因此,粘性的两种形式,剪切粘性 η 和体积粘性 $\bar{\eta}$, 都发生作用。将这两种效应用一个单一的系数 $\hat{\eta}$ 表示:

$$1) \text{ 一般应力张量 } \sigma_{ik} = -p \delta_{ik} + \eta \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) + \bar{\eta} \delta_{ik} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \quad (i, k, l = 1, 2, 3) \text{ 在一维平面流动情况下 } \sigma_{ik} = \sigma_{xx} = -p + \hat{\eta} \frac{du}{dx}.$$

2) 参看文献[4], p.2; [7], Vol. I, p.69.

$$\widehat{\eta} = \frac{4}{3} \eta + \overline{\eta}.$$

按照气体分子运动论,剪切粘性是由不同速度的流体微团之间的动量交换引起的,而这种速度的差异是由分子的热运动造成的。因此,凡是流动中出现速度梯度时,就必须考虑 η 的影响。由粘性引起的动量流相应于一种不可逆的输运过程。

体积粘性 $\overline{\eta}$ 是和由内自由度的弛豫所描述的现象紧密相关的。对于无反应气体,确定 $\overline{\eta}$ 大小的弛豫过程主要是由分子的转动自由度引起的(亦可参看§4)。 $\overline{\eta} = 0$ 仅仅适用于单原子气体。气体动力学中弛豫现象的影响,在文献[7]的I, VI, VII, VIII诸章¹⁾中有十分全面的说明。关于 $\overline{\eta}$ 对激波形成的影响也可参见[5]和[13]的477页。

应用于流体体积微元的能量定理表明:总能量(等于内能加动能)的变化等于作用在流体微元上的力所作的功(等于压力和粘性应力的功)加上通过体积微元表面的能量流。

因此,由能量定理导出的能量均衡方程(1.3)表示流过激波的流体的总比焓保持不变。也就是说,能量流密度在时间和空间上数值不变。

如果把方程(1.3)写成稍为不同的形式:

$$\theta E + \theta \frac{u^2}{2} + pu - \widehat{\eta} u \frac{du}{dx} - \lambda \frac{dT}{dx} = \text{常数}, \quad (1.3')$$

那么上面这种提法就变得显而易见了。(1.3)中的项是比能,而(1.3')中诸项是能量流密度。

1) 体积粘性,或称容积粘性,膨胀粘性,用系数 $\overline{\eta}$ 来表示,有些作者(如[9])把它仅仅归结于转动内自由度;另外一些作者(如[7],[8],[10]),则将之归结为可以由振动,离解,化学反应,电离等激发的所有可能的内自由度。为了方便起见,我们把 $\overline{\eta}$ 仅归结于转动能量。

(1.3')中出现的量有下列特定的意义:

E 比内能,

$v = \frac{1}{\rho}$ 比容,

pv 压力功;在(1.3')中以 $\theta pv = pu$ 形式出现,

$\frac{u^2}{2}$ 比动能,

$\frac{\eta}{\rho} \frac{du}{dx}$ 由粘性力所作的单位质量的功,

$\left| \frac{dT}{dx} \right|$ 由于热传导而产生的能量流。

注意到流动的 p_r 和 H_r 为常值,我们仅在这里指出,如果令流体绝热地静止下来,则流动变量 p 和 H 将取流动的常值 p_r 和 H_r 。

1.3 坐标系的变换

均衡方程(1.1)——(1.3)对定常激波或者随激波波阵面运动的坐标系是成立的。

对于固定在激波前方未扰流上的坐标系内以速度 u_0 传播的非定常激波,相应的均衡方程可用正常 Galilei 变换求得。这个变换可确定如下:

如果

x, t 是运动系统的坐标,

x', t' 是固定系统的坐标,

那么,下面坐标关系成立:

$x' = -x + u_0 t$ (按照图 1.1, u_0 指向负 x' 方向),

$t' = t$ 。

就速度来说,我们得到

$$\frac{dx'}{dt} = u_0 - \frac{dx}{dt}, \text{ 即 } u = u_0 - u'.$$

应用这些关系, 均衡方程可取如下形式:

$$\rho(u_0 - u') = \rho_0 u_0 = \theta,$$

$$p + \rho(u_0 - u')^2 - \hat{\eta} \frac{\partial u'}{\partial x'} = p_0 + \rho_0 u_0^2 = p_r,$$

$$H + \frac{1}{2}(u_0 - u')^2 - \frac{\hat{\eta}}{\rho} \frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\lambda}{\rho(u_0 - u')} \frac{\partial T}{\partial x'} = H_0 + \frac{u_0^2}{2} = H_r.$$

2 热力学基础

就三种可能的物质聚集态(气态、液态和固态)来说, 下面的概要仅想描述气态和液态, 可是一般公式常常也可以应用于固态。

2.1 状态变量

在热力学平衡情况下, 物质的热力学状态可以假定由两个独立的状态变量或热力学量所确定。经验表明, 这几乎对处于热力学平衡的任何均匀材料都是正确的。为了描述物质的状态, 可以应用不同的状态变量。这些变量可以从几个方面进行分类。一种普通的分类是区分开外延的和内含的两种状态变量。关于更详细的讨论, 可参看文献[5] p. 15 或[13]。

特别在气体动力学中, 区分开力学量和非力学量(即热力学量)是合适的, 它们的性质在文献[15] p. 12 中有所讨论。这种力学量比如有

$$p, \rho, E, H, a, \Gamma.$$

这些量的意义在符号表中说明。

2.2 状态方程

物质¹⁾的热力学性质可以用一定的状态方程来描述,在平衡情况下,这些方程包含三个状态变量。

一般存在着完全的和非完全两种状态方程。完全的状态方程全面地确定物质的热力学性质。利用两个独立规定的状态变量,所有其他的状态变量就可以由状态方程唯一地确定。非完全的状态方程只部分地确定物质的热力学性质。借助这种状态方程不能形式地导出所有的状态变量。

a) 非完全状态方程 属于非完全状态方程一类的有温度状态方程,这是形如

$$f(p, v, T) = 0 \quad (2.1)$$

的一类方程。把温度作为参量,方程(2.1)确定 p - v 图中的等温线(T =常数的曲线)(图 3.3),它表示在指定的温度下系统可能取的所有的状态。

然而,由方程(2.1)仍不知道物质的量热性能。为了确定诸如比内能 E , 比焓 H , 或者定压比热 c_p 等状态变量,还需要进一步的关系式,即量热状态方程²⁾, 如

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

或者

$$c_v = c_v(v, T). \quad (2.3)$$

另外的特别适用于气体动力学中的非完全状态方程是

1) 这里的物质可以是具有某一总的组成的若干成分的混合物。这些成分可能以不同的相存在并处于化学-热力学接触中。例如,炸药和它的反应产物就表示处于两种不同状态中的同一物质。

2) 在文献中,像 $H = H(p, v)$ 或 $E = E(v, T)$ 等一般状态方程,给出了比内能或比焓作为两个简单状态变量的函数,有时也叫做量热状态方程,然而这个说法不是一贯的,本书中将不采用。