

Bao hong

爆 轰

[美]W.菲克特 | W.C.戴维斯 编著 原子能出版社



内 容 简 介

本书是一本详尽论述近代爆轰理论的重要著作。书中列举大量实例，引导读者理解爆轰理论中最重要部分，即定常解的稳定性，造成爆轰波阵面三维结构的机理等。全书共分七章，其中第一至三章是简单理论，第四章是反应介质中的流动，第五章是定常爆轰，第六章是非定常解，第七章是波阵面结构。

本书主要对象是爆轰理论研究和科技人员，亦可供从事炸药研究的科研和有关工程技术人员参考。

[美]W. 菲克特 W. C. 曼维新 编

薛鸿陆 徐 彬 朱建王 孙锦山 译

薛鸿陆 徐 彬 校

责任编辑 刘荣久

原子能出版社出版

(北京2108信箱)

重庆印制一厂印刷

(枇杷山后街79号)

新华书店总店科技发行所发行·新华书店经售

☆

开本787×1092 1/16 ·印张 14 ·字数 332 千字

1988年10月北京第一版·1988年10月重庆第一次印刷

印数 1—750

统一书号：15175·887 定价：5.00元

ISBN 7-5022-0013-4/O·3

译 者 的 话

本书的第一、二、三、四章由徐彬译，第五章由朱建士译，第六章由孙锦山译，第七章和原书的序由薛鸿陆译。1—6章由薛鸿陆审校，第七章由徐彬审校。

在翻译出版过程中，曾得到北京工业学院丁懋教授、中国科学院力学研究所陈致英副研究员等的指导，原子能出版社刘荣久同志曾给予大力帮助，特此表示感谢。

本书是一本名著，译者和审校者水平有限，错误和缺点难免，请读者多加指正。

序

自从Zeldovich, Von Neumann, Doering独立地对爆轰作出系统的论述以来,在三十五年中,许多研究工作者对爆轰这一过程的进一步解释做出了贡献。但是理论工作者至今未作广泛研究,一方面因为它太烦琐和困难,另一方面因为它在工程上没有得到直接的应用。实验工作者已经在爆轰波中发现了复杂的横向结构,并且已经证明平均压力和密度显著低于理论预计值。现在还没有弄清楚如何把理论与实验联系起来。

本书讨论的课题是充分发展的、宏观上定常的平面爆轰波的传播机理;起爆和熄爆等重要课题没有包括在内。作者的目的是对有关的理论和实验作相当综合性的、带讲课性而不是详尽无遗的评述。为了使理论更易于接受,书中举出了许多简单例子进行说明。爆轰的知识领域仍然是一个开放性领域,作者希望把实验上和理论上的空白,展现在有志于填补它们的读者面前。

本书对理论的处理和对实验的讨论,局限于至少在宏观上已是定常的(与时间无关的)爆轰,而且局限于方程的分析,很少使用计算机求解。在洛斯·阿拉莫斯(Los Alamos)基础科学和应用科学丛书中有另外一本书,即Charles L. Mader(1979)著的《爆轰的数值模拟》中,引伸到了爆轰的许多其它问题。

感 谢

我们两人在洛斯·阿拉莫斯科学实验室工作多年,在这时期内实验室领导鼓励我们作爆轰理论课题的学习与研究,这些课题对于当时必须解决的紧迫问题关系不大,只是在长时间后才有关系。在洛斯·阿拉莫斯创建的研究环境使我们的工作成为可能。

课题的主管人是我们在爆轰研究中的同事。在我们写这本书的几年内,他们一直有力地给予鼓励和支持。在洛斯·阿拉莫斯和世界各地的同行,其中许多人是我们的朋友,他们慷慨地为本书提供照片,并允许我们使用了他们这些未曾公开的结果。我们在使用这些照片和成果时均表示感谢。多年来他们同我们交换了许多想法和见解,这极大地有助于我们对爆轰的理解,在这里我们表示谢意。

目 录

序	
感谢	
第一章 导论	1
§ 1.1 历史	1
§ 1.2 本书的编排	6
第二章 简单理论	8
§ 2.1 简单的理论	9
2.1.1 守恒定律	9
2.1.2 D 讨论	12
2.1.3 活塞问题	12
§ 2.2 简单理论的应用 产物的状态方程	14
2.2.1 不明显涉及化学的状态方程	14
2.2.2 明显涉及化学的状态方程	17
2.2.3 Kamlet的简化方法	19
2.2.4 爆轰的准静态循环	20
2.2.5 评述	21
§ 2.3 ZND模型	23
2.3.1 例1 气体	25
2.3.2 例2 固体	28
附录2.A 多方气体中的爆轰公式	29
第三章 简单理论的实验验证	31
§ 3.1 气体	31
3.1.1 实验	33
3.1.2 讨论	36
§ 3.2 固体和液体	38
3.2.1 理论	38
3.2.2 实验	39
第四章 反应介质中的流动	42
§ 4.1 模型	42
4.1.1 化学反应	44
4.1.2 状态方程和速率方程	48
4.1.3 运动方程	49
4.1.4 运动方程的其它形式	50
4.1.5 定常解	53
4.1.6 冲击波变化方程	55
§ 4.2 材料的性质	56
4.2.1 多方气体	57
4.2.2 不同多方气体的二元混合物	58
§ 4.3 典型的流动	59

4.3.1	无反应的流动	60
4.3.2	无流动的反应	60
4.3.3	反应混合物中的声波	60
4.3.4	反应混合物中的冲击波	61
4.3.5	反应混合物中的稀疏波	63
附录4A	化学反应方程	63
附录4B	由内能确定温度	66
附录4C	平面、柱面和球面对称的运动方程	68
附录4D	冻结、平衡声速及 σ	69
附录4E	冲击波变化方程	72
第五章	定常爆轰	73
§5.1	一个反应, $\sigma > 0$	74
5.1.1	固定组分的性质	75
5.1.2	平衡组分的性质	76
5.1.3	单一不可逆反应的爆轰	77
5.1.4	单一可逆反应的爆轰	78
5.1.5	可逆效应的大小	81
5.1.6	一个实际例子: 氢/氧	83
§5.2	两个不可逆反应	90
5.2.1	两个反应都是放热反应	90
5.2.2	第二个反应是吸热反应(本征爆轰)	93
§5.3	摩尔数减少的单一不可逆反应(病态爆轰)	97
§5.4	两个可逆反应	98
5.4.1	λ 平面	98
5.4.2	D 讨论	100
5.4.3	活塞问题	102
5.4.4	一些例子	105
§5.5	多于两个的反应	106
§5.6	考虑输运效应的情形	107
§5.7	轻微发散的流动	111
5.7.1	定常流方程组	114
5.7.2	径向导数的近似	116
5.7.3	一个简单例子——在理想气体中的不可逆反应	119
5.7.4	化学平衡的效应(可逆反应)	123
5.7.5	一般情况	126
5.7.6	应用和结果	127
第六章	不定常解	130
§6.1	稳定性理论	131
6.1.1	一般理论	131
6.1.2	方波爆轰	134
6.1.3	结果	139
6.1.4	冲击波稳定性	143
§6.2	近似理论	147

6.2.1	非线性扰动理论	147
6.2.2	几何声学	152
6.2.3	方波爆轰中的一维振荡	157
§ 6.3	有限差分计算	159
6.3.1	一维	159
6.3.2	二维	166
第七章	波阵面结构	169
§ 7.1	概述	170
7.1.1	直观图象	170
7.1.2	三波点	171
7.1.3	最简单的正规结构	173
7.1.4	实验方法	174
7.1.5	计算	176
§ 7.2	宏观性质	177
7.2.1	结构	177
7.2.2	间距和声耦合	181
7.2.3	横波	187
7.2.4	声速面	189
§ 7.3	结构的细节	190
7.3.1	圆形管中的临界爆轰(单螺旋)	191
7.3.2	在矩形管中的临界爆轰	193
7.3.3	普通爆轰	199
§ 7.4	理论和实验的比较	200
7.4.1	不稳定性开始出现	200
7.4.2	奔驰爆轰	201
7.4.3	胞格尺寸	202
§ 7.5	液体和固体	204
7.5.1	与气体的不同	205
7.5.2	轻约束	206
7.5.3	重约束	208
7.5.4	讨论	210
附录7A	对扫描照相的解释	212

第一章 导 论

迅速而激烈的燃烧形式称作爆轰。它与其他燃烧形式的不同之处是，借助于强烈的压缩波中的质量流来实现所有重要的能量转换，而其它过程，如在燃烧中很重要的热传导，它们对爆轰的影响可以忽略。爆轰波阵面的前导部分是一种在炸药中传播的强冲击波，由于压缩作用，冲击波将物质加热，尔后触发化学反应，这样，化学反应支持冲击波达到平衡。在此过程中物质的消耗比燃烧快 10^3 — 10^8 倍，使爆轰容易和其他燃烧过程相区别。炸药中迅速的能量转换是一种在使用中有益的特性，例如，优质的固体炸药在爆轰波阵面上能量转换的速率为 10^{10} W/cm²。为了提供数量级的概念，它可与美国的发电能力约 4×10^{11} W或地球截取太阳能的功率约 4×10^{16} W相比较，一个400m²的爆轰波阵面上作用的功率在能量等级上等于地球从太阳接收到的全部功率。

爆轰最容易测量的特性是波阵面在炸药中传播的速度，在一端引爆大直径炸药柱，发现爆轰波波阵面几乎趋于一平面，并以恒速传播，看来有理由假定有一极限速度存在，在此极限下，化学反应发生于炸药的定常传播区内。与此极限情况中物理实体相联系的数学上易处理的问题是平面定常爆破，通常已假定：此问题的解叙述了外推到无限尺寸的爆轰实验结果。因而为了与理论作比较，所设计的实验经常是对一端引爆的一组不同直径的炸药柱作测量，并外推到无限直径。不幸，其它问题，包括看来简单的球面爆轰问题都未得到适当处理，所以如不外推到无限尺寸，就不可能将实验与理论直接比较。

当缺乏更复杂的流动结构理论时，对于处理所有爆轰问题，习惯于假设反应区与平面定常极限情况下的反应区只有微不足道的区别，并直接将相应的理论用于实验。当速度接近于极限值（很快达到此值）和波阵面的曲率半径远大于反应区的厚度时，这一假设看来是合理的。特别是，如果选择某些参数（如状态方程的参数）使其与所计算情况相似的那一部分的测量相拟合，这种处理已证明对大多数工程应用是满意的。类似于大部分理论在工程中的应用，这种根据先前经验作少许修正的处理方法（数学上容易但并非完善的）是经常采用的。其不同点是，在其他领域中，工程师的直觉有时可得到精确解的帮助，尽管通常应用这种方法太复杂，但可用于确定修正因素。而爆炸工程师并无这样的精确解可利用。

除了提供与一维理论比较的实验结果以外，我们仔细地讨论另一些结果，因为它们指出了理论未谈及的整个一系列现象。虽然爆轰波阵面如理论假设的那样几乎为一平面，速度几乎为常数，但精密的观察揭示了一个三维的依赖于时间的复杂结构，一维理论和实验之间的偏差可能大部分归结于这种结构的存在。

§1.1 历 史

在准备写这个简短历史的过程中，我们自然回顾和阅读早先的文献，但是，我们并不企图从专业历史学家的角度作仔细的分析，因此对于某些事例，无疑不能给予适当的评

价。

爆轰现象首先被Berthelot和Vieille(1881, 1882)及Mallard和Le chatelier(1881) 在研究火焰传播中发现, 最简单的一维理论的基本原理是在本世纪交替前后由Chapman(1899)和Jouguet(1905, 1917)阐明的。Becker(1922)对于此学科的最初情况作了一个很好的概括。

因为下面全面的讨论涉及Chapman-Jouguet理论的结果, 现在我们离开本题, 定义一些名词并简要地叙述结论(较全面的讨论在第二章给出)。整个流动假定是一维的, 波阵面处理为一间断面, 冲击波的守恒定律可跨过间断面应用, 具有适当地依赖于化学反应程度的状态方程, 化学反应可看作是在一相对于药柱尺寸很短的距离内进行完毕的, 因此实际上是瞬时的。在反应完成的那一点, 爆炸产物的状态称作“终态”, 如同在冲击波理论中那样, 爆轰速度(波阵面传播速度)一旦确定, 应用质量、动量、和能量守恒定律就能决定波阵面之后的终态(给出反应产物的状态方程)。但只要出现放热化学反应, 就引入一个新的重要特征: 在无反应情况下, 各种强度的冲击波都是可能的, 在零强度冲击波的极限情况下, 冲击波速度等于声速。有放热反应时, 当冲击波速度小于某一最小速度时, 守恒定律无解, 对于典型的反应热此最小速度远超过声速。

将爆速 D 作为一参数给出, 对于 D 小于这最小值, 应用守恒定律, 终态无解; 对于 D 等于这最小值, 终态有一个解; 对于 D 大于这最小值的所有情况, 终态有两个解。 D 等于最小值的解称作Chapman-Jouguet或CJ态。对于较大的 D 值, 一个压力大于CJ压力的解称作强解, 另一个压力小于CJ压力的解称作弱解。在随波阵面一起运动的坐标系中, 强点的流动是亚声速的, 弱点的流动是超声速的。因此, 终态在强点的爆轰可以被后继的稀疏波赶上并减小其强度。反之, 终态在弱点的爆轰与后继的稀疏波脱离, 在反应区末端和稀疏波始端之间留下一个不断扩展的恒态区。

后方的边界条件决定了实际能实现的爆轰速度, 在通常的边界条件下, 如刚壁或起爆面上无任何约束, 必定有一稀疏波跟随着爆轰波阵面, 减小终态点向前的质点速度到后方边界条件要求的值, 由于被后继的稀疏波减弱, 而产生的易破坏性, 强解必定被排斥, 根据相当直观而武断的理由弱解也被排除, 唯一留下的是被称之为Chapman-Jouguet假说所确定的解, 即定常爆轰速度是与守恒条件相一致的最小速度。在这速度的条件下, 在与波阵面相连接的坐标系中, 紧接着波阵面后方的流动速度等于声速, 所以稀疏波的头部准确地以波阵面速度运动。

简单理论明显地是一种成功。即使用当时已有的粗糙的热力学函数值, 最初的研究工作者也能预言气体中的爆速, 其精度在百分之一到百分之二之间。如果他们能测量压力或密度, 也许会发现可观的偏差, 尽管如此, 简单理论仍是很好的。

实际爆轰也许比简单理论假定的更复杂, 这第一个标志是, 自Campbell和Woodhead(1927)发现螺旋现象以来, 在某些爆轰混合物中, 他们的扫描相片显示了一起伏的波阵面, 其后是一些条纹。这种波阵面最可能的解释是它包含了一些高于平均温度和亮度的区域, 当爆轰波前进时, 这些区域绕管轴旋转。在系统接近于爆轰极限时可以观察到螺旋现象, 此极限附近可利用的能量和反应速率, 仅能够保持爆轰在所选的管径内传播, 我们用“临界”这个词说明这种体系, 而“临界”和“非临界”并无严格界限, 根据可利用的技术, 螺旋的出现似乎是上述临界体系的界限, Jost(1946)说明了这方面早期的工作。

排除了简单理论的特殊假设和似是而非的论证。一个根本性的改进被Zaldovich(1940)(在苏联)、Von Neumann(1942)(在美国)和Doering(1943)(在德国)独立地获得,他们的处理模式称为爆轰的ZND模型。这模型基于Euler流体动力学方程,即无粘性流动方程,除了化学反应外,其他的输运效应和耗散过程均被忽略。假设流动是一维的,把冲击波看成无化学反应的间断,假定化学反应是由介质中通过的冲击波引发,尔后反应以有限速率进行,这反应表示为以单一的向前进行的速率过程,一直进行到反应完成。在与冲击波相连接的坐标系中,流动方程在整个反应区内有一定常解。反应区内任一点的状态与前方未反应的物质由守恒定律相联系,此守恒定律与用于跃变间断的守恒定律相同,其状态方程用该点的反应度来估值。反应区末端的状态当然包括在内,因而精确地遵循与瞬时反应相同的守恒定律,所以应用CJ假设的理由并未改变。因此,CJ爆轰速度与反应速率定律的形式无关,与简单理论相同,并能由代数形式的守恒定律和完全反应状态方程算出来。幸而,在气体爆轰的条件下(压力小于100atm*,温度低于700K),反应产物可精确地用理想气体的状态方程描述(只要加很小的修正),可利用热力学函数的标准图表进行计算,于是状态方程是已知的,先验的计算可做得很精确。

Berets、Greene和Kistakowsky(1950)的文章的发表,宣告了气体系统的一维理论与实验测量可进行广泛比较的时代到来,他们重复测量了一系列氢-氧混合物的爆速与Lewis和Fruuf(1930)早先已做过的计算(用了较现代的热力学数据)进行比较,当远离爆轰极限时,符合得很好,计算的爆速比实测的高百分之一。以后的几年中,计算和实验技术有了重要的改进,电子计算机允许进行包括确定化学平衡组成这样大量而准确的计算,而用手算则是一工作量很大的过程。Duff、Knight和Rink(1958)用X射线的吸收测量了密度;Edwards、Jones和Price(1963)利用管壁的扰动发出的马赫波的纹波摄影,测定了流动马赫数。爆轰速度的仔细测量是由Peek和Thrap(1957),Brochet、Manson、Rouze和Struck(1963)做出的。White(1961)对具有氧化碳和其它稀释剂的氢-氧系统进行了非常广泛的研究,除了测量压力和爆速外,他多方面的应用光干涉仪测量密度变化,用可见光度计测量产物的组分,检测产生在爆轰之后的冲击波和压缩波中的温升。

所有这些工作的结果都暗示出,反应区末端的实际状态在守恒方程的弱解附近,测量的压力和密度比计算的CJ值低百分之十到十五,流动是超声速的,马赫数比计算的CJ值高百分之十,爆轰速度以高百分之零点五到百分之一与守恒定律近似相符。他们详细的、共同的研究指出了波阵面不是光滑的,它包含了复杂的与时间有关的精细结构,于是它对计算值的偏离就变成不那么费解了,测量的状态值如今代表实验和仪器设计所固有的某种平均值。

凝聚炸药中的测量更加困难和耗费资金,适宜于测量的状态变量更少,尤为严重的是缺乏产物状态方程的知识,妨碍了有任何可应用精确度的先验计算(许多已公布的近似理论公式中常数的确定,很少超过经验曲线拟合中一个复杂的计算题)。

幸而有间接而精确的CJ假设检验方法的帮助,按照Jones(1949)早期的文章,Stang Kovich(1955)和Manson(1958)指出:只要利用很一般的假定(基本上是简单ZND理论所用的那些),不需要状态方程的知识,只要假定它是存在的,导数 $dD/d\rho_0$ 和 dp/dE_0 就可

* 1atm=101325Pa

确定爆轰压力⁽¹⁾。Wood和Fickett(1963)将论证理论反过来,提出理论的适用性可这样用来检验,即比较测量的导数所计算的压力和用常规方法测量的压力。所谓测量的压力就是先测量炸药驱动金属飞片得到的速度,再求出压力。Davis, Crag和Ramsay(1965)检验了硝基甲烷及固体和液体的TNT,并指出远在实验误差之外,理论不能正确地描述这些炸药。但是,检验理论的间接方法没有指出反应区末端的实际状态。

当理论和实验正在进行广泛的比较时,从Kirwood和Wood(1954)的工作开始,一维定常反应的理论被推广到包含另外一些效应:他们研究遵循Enier方程的流体,即输运过程被忽略,其中可发生任意数目的化学反应,每一反应可向前或向后进行,因而能达到化学平衡态。另一些人研究Navier-Stokes方程描述的流体,即允许有热传导、扩散和粘性效应的流体,但只有一个向前的化学反应。Kirkwood和Wood的工作被推广到包含由边界层和边缘效应引起的(轻微的)二维流动,将它处理为准一维(喷管)流动近似。

所有这些问题展示了早先理论处理未发现的数学上的复杂性。在每种情况中,在定常态假设下,流动过程被简化为以爆轰速度为参数的一阶自治的常微分方程组。如果没有强有力的、甚至无充分根据的假设去简化这些方程,就不能得到解析解,而且解的性质必须由研究相平面上的拓扑结构间接地获得,对临界点要特别加以注意。由初始点(冲击波后的状态)开始的积分曲线,(微分方程组的一个解)的定性性质根据每一爆轰速度确定。这方程与多自由度离散体系非线性力学所碰到的方程,在数学上有某些相似性。由于化学平衡的可能性而产生的额外的复杂性是,出现了固定组成和平衡组成的热力学导数,其最重要的是所谓的冻结和平衡声速。虽然这使分析大大复杂化了,但对结果的影响较小,特别是对于凝聚体炸药。

这些精心制作的一维定常爆轰模型的重要性是它们能得到弱解,如上所述,质量、动量和能量守恒定律不允许有爆轰速度低于CJ值的解,在CJ值处有唯一解,对任何大于CJ值的爆轰速度有两个解,弱解和强解。在具有一个向前的反应,且摩尔数不减少的气体的简单情况下(输运效应忽略),弱点不可能到达。如果后边界向前的速度足够大,解通常终止于强点或CJ点。CJ点是一系列终态的下限,这就是在ZND模型中处理的情况。推广的理论指出:几乎流体系统任何复杂性的增加开辟了达到弱解的可能性。事实上,Von Neumann(1942)在他第一篇关于爆轰的文章中就讨论了这一种情况,当体系具有一个向前的反应,而反应时摩尔数减少,他指出此时定常反应区的末端可能是一个弱点,因而违反了CJ条件。推广的理论又指出,达到强点的解仅当终端为临界“节点”时出现,这意味着这类终止形式存在于爆速的连续范围内。达到弱点的解首先必须通过临界“鞍点”,所以弱爆轰有唯一的爆轰速度,其值依赖于包括反应速率在内的炸药性质。这用通常的术语来说明,即爆轰速度是微分方程的一个特征值。

由推广理论得到的物理上最重要的见解是,澄清了化学反应影响流动的确切途径。对于无反应体系,Euler方程是齐次的。只要适当地选取自变量,反应体系对应的方程除了一个有源项外也是相同的,这使体系的方程为非齐次的。对于单个反应,此项可写成 σr ,其中 r 是化学反应速率, σ 是有效能量的释放值或热性系数(对于多种反应的情况,此乘积代之以每一种反应的这些项的和),正值 σr 大致表示化学键能转变为流动的能,负值则

(1) D =爆轰速度, ρ_0 =初始密度, E_0 =初始内能。

相反。系数 σ 是两项之和，一项包含了反应中焓的变化，另一项是体积的变化。反应引起的摩尔体积的增加（相当于气体体系中摩尔数的增加）对流动的影响，等效于某一正的热量释放值。

当输运效应被忽略，这些结果的一个十分简单的表述是，如要达到弱终态， σr 在反应区的某一部分应是负的。这个条件可用不同的方式达到，例如，单个化学反应具有正的热量释放，但有负的体积变化，或两个化学反应，一是放热的，一是吸热的，或两个不同速率的放热反应，以至在反应区前部一个反应被流动驱动到超过平衡态，在组成回到平衡态过程中， σr 变成负值。在准一维的情况下，偏离轴线的横向发散流动的效应成为对 σr 的一个附加项，其符号总是与吸热反应相同。

当计及输运效应时，弱解也能获得，这不过是输运效应的结果，但只有选取一非常快的、物理上几乎不可能的反应速率，才能实现。

推广的理论虽提供了达到弱爆轰状态的几种可能性，如同在气体中观察到的那样。但这也并不应过分认真，因为一维理论至多只能在平均意义上应用，而观察到的流动明显地是三维的。

一维解虽不适宜直接应用于实际的爆轰，但它在理论发展上是重要的，因为它是着手解决更复杂的、按三维处理爆轰问题的必要基础。这个步骤就是一维解对于三维无限小扰动的流体动力学稳定性的研究。稳定性理论的发展大约开始于此时，对许多爆轰体系的精密观察首先揭示出典型波阵面而不是平面，被跨越它的向前向后传播的小的横向波皱褶了。

关于此课题的最早的理论工作是Shchelkin做出的，他提出了基于“方波模型”反应区的定性理论。其中假设整个反应在冲击波波阵面后有限距离处瞬时发生，距离的大小取决于诱导期。另外一些人也较定量地继续做了这一工作。Eulerian流动方程一般的一维解对三维无限小扰动的流体动力学的严格处理，是由Erpenbeck(1962a)作出的，其方法基本上是常用的线性化方法，即将依赖于时间的三维方程对于一维定常解线性化，再探求此线性化方程解的增长和衰减，这些解是原完整方程的一维定常解的无限小扰动，Erpenbeck和另外一些人得到这问题不同形式的一些结果，严格地讲，这理论只能用于过驱动（强）爆轰，并且对具有简单的理想气体模型的炸药才能有明确的结论。但是结果暗示出在横波某些波长范围内，大部分爆轰是不稳定的，可以期待得到皱褶的非定常的波阵面。Barthel和Strehow(1966)对反应区中声波横向运动的理论研究，提供了对于造成不稳定的扰动放大机理的理解（虽然严格地讲，这不是稳定性分析）。

详细的、二维或三维依赖于时间的有限差分数值计算，即使对最简单的流动还未完成，虽然Mader(1967b)报告了这方面的初步成果，但是，Erpenbeck(1964b)得到的一个特殊结果，引起了对于一维依赖于时间的计算的兴趣。其结果是，在反应率强烈依赖于物理上合理温度的条件下，发现定常解对于一维扰动是不稳定的，从这个结果受到启发，Mader(1965)和Fickett及Wood(1966)的数值计算指出存在一大振幅的脉动爆轰，尔后Erpenbeck由流动方程的近似的非线性分析得到本质相同的结果。

爆轰波阵面非一维结构的实验研究，实际上始于早先螺旋爆轰的发现，长期以来这个现象被认为是孤立的，只发生于临界体系。但是五十年代末和六十年代初，通过对爆轰实验的仔细观察，揭示了典型爆轰波阵面包含复杂的三维结构，这就很快发觉螺旋只是横波

运动的更广泛现象中一个特殊情况。适当地调整初始条件能产生“双头”螺旋等乃至更高的模式，一度认为是一维的非临界系统，也呈现许多较小的横波。还观察到所谓“奔驰”爆轰，如同上述已观察到的一维不稳定性那样，其主要时间关系是一维的。

经典或单头螺旋的波阵面结构已被 Schottl(1965b), Voitsekhovskii, Mitrofanov 及 Topchian(1963)独立的实验工作十分透彻地阐述，并在他们的著作中发表了。这使人想起了当一平面冲击波越过角度足够大的楔，产生的三波结构，其中有一些气体经过一个冲击波——Mach杆，而其余的气体受到入射和反射冲击波的双重撞击，如同冲击波规则反射产生的那样。在螺旋爆轰中，一冲击波从非平面波阵面的直径向后延伸，进入波后流动，三波的交线由此冲击波和沿着这冲击波直径相交的波阵面两部分组成，整个结构围绕着管轴旋转。一些气体通过两个冲击波，另一些只通过一个冲击波，所以爆轰产物被滑移面分成两个交错的螺旋形。

具有许多横波的爆轰波阵面的研究，由 Denisov, Troshin(1959), Duff(1961)开始，以后由许多研究者参加一直延续到现在。简单而有效的烟迹技术被广泛地应用，管的壁和末端衬上有烟涂层的薄膜，当爆轰波越过管子或与管的涂层面相碰时，冲击波的交点带走了一些烟灰，而留下了它们的痕迹，结果提供了一幅具有尽可能多细节结构的概貌图。在研究爆轰过程中，高速摄影机也是重要的。

一个定性的爆轰图象揭示了它具有依赖于时间包含胞格结构的波阵面，跟随着三维流动的可能是湍流。胞格的边界由跨越波阵面横向运动的三波结构组成，在气体系统中，胞格的尺寸⁽¹⁾正比于反应时间，所以可以用降低初始压力或增加惰性稀释剂的方法增加胞格尺寸。对于凝聚体炸药，可利用的资料较少，但粗略地说，同样的结构似乎也被发现了，其中边缘效应起了较大的作用。

§ 1.2 本书的编排

如前言中所述，本书的主题局限于平面、定常爆轰的传播（宏观的）机制，略去了重要课题：如起爆、熄爆。而对在缓慢地趋向定常态过程中，对时间微弱的依赖关系，只提出几篇参考文献。在应用方面，岩石的爆破竟未提及。涉及一些课题的新书有 Strehlow (1968a)、Dremin等(1970)、Gruschka, Wecken(1971)、Johansson和persson的著作。Aguilar-Bartolome(1972)用西班牙文作了详细的介绍和评述。

我们的目的是作一适当而全面的概括，而不需要详尽无遗说教式的评述。为此，我们有时只引用最合适的、或那些最有帮助的参考文献。于是，一个近乎完整的文献目录包含在我们引用的原始参考资料一览表中。

读者需要熟悉冲击波流体力学、超声速流的原理和高等数学，包括微分方程的基础知识。第五章的数学基础是相平面，相平面上的轨迹和微分方程的临界点（只遇到节点和鞍点）的性质。

每一章和主要节有一引言，有时在末尾有一总结，只读这些，会了解本章节概貌。

第二章评论1880—1950年间发展起来的定常平面爆轰的简单理论。在第三章中比较了

(1) 原文为“反比”，按意义应为正比——译者。

简单理论和实验结果。第四章中阐述反应流动方程和它的某些一般性质，作为第五章的准备。第五章涉及自1950年以来发展的各种定常解。第六章叙述关于定常平面解的流体动力学稳定性方面的工作与有限振幅扰动的有关计算。计算结果与实验符合，这暗示自然界中不存在定常平面爆轰，因它们是不稳定的。第七章是专门阐述波阵面精细结构的实验观测工作的。

第二章 简单理论

平面定常爆轰的较简单描述——称为ZND模型，是众所周知的。以下简短的评述强调了处理问题的特点，也有助于理解下面章节较详细理论的观点。模型的概念是由Zeldovich(1940)、Von Neumann(1942)和Doering(1943)独立提出的，Evans和Ablow(1961)用精心挑选的可压缩流理论的适当部分，清楚地解释了简单理论的原理。Taylor(1952)、Zeldovich与Kompaneato(1961)所著的书中包含了更多相同的材料。

ZND模型的描述忽略了输运过程，并假设为一维流动。限定ZND这个名词只用于具有正的热性系数（化学键能转变为宏观移动能）单一不可逆（仅向前）反应的情况，较复杂的情况在第五章中讨论。波的结构如图2.1所示。在波之前未反应的炸药处于亚稳定平衡态，反应速率为零。波头的冲击波为一无化学反应发生的跃变间断，它加热了炸药，并触发了化学反应。跟随着冲击波后的是一反应区，在反应区中化学反应继续进行至终态，反应完成。在与冲击波相连的坐标系中，反应区的流动是定常的，冲击波和反应区以爆轰速度 D （常值）一起传播。在无支持的情况下，终态和后边界之间的后随流动是依赖于时间的稀疏波，跟着一恒定态，见图2.1(a)；在超驱动情况下，只有一恒定态，见图2.1(b)。

整个波的结构和速度由后方的边界条件唯一地决定。在整个过程中，取一假想的恒速运动的活塞跟随着波，问题是如何由给定的活塞速度 u ，决定爆速 D 和全部流动，即定常反应区和随后的流动。此刻随后的流动取决于两个边界条件：左方被指定的活塞速度和右方反应区的终态。直至反应区确定前终态是未知的，因而解的步骤分为两个部分，称为 D 讨论和活塞问题，在第五章讨论更复杂的定常解时，将遵循同样的步骤。

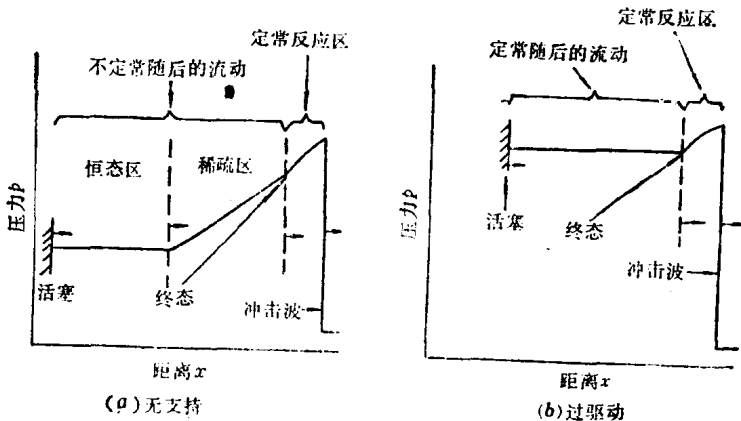


图2.1 定常爆轰

D 讨论由寻求所有可能的反应区的定常解组成，此时，把 D 看作一参数，固定的 D 决定唯一的定常解，它的所有重要的终态是随后流动的右边界条件。 D 讨论的结果是，在某一最小值之上所有的 D 值，定常解均存在。此最小值是图2.1(a)中的无支持波的速度，所有高于 D 值的解为过驱动波，见图2.1(b)。至此得到进行第二步所需要的资料，即终态的质点速度对 D 的依赖关系，其结果是单调增函数 $u(D)$ 。

活塞问题包括求单值函数 $D(u)$ ，即爆速作为给定的活塞速度的函数；决定将反应区终态与活塞连接起来的随后的流动。如果活塞速度大于最小爆速 D 对应的终态质点速度，则为过驱动爆轰。 D 值就是终态质点速度等于活塞速度所对应的爆速，随后的流动恰好是与终态相同的恒定态。如果活塞的速度小于最小的终态质点速度，则为无支持爆轰。于是随后的流动由依赖于时间的稀疏波构成，它将质点速度由终态减少到活塞速度，稀疏波之后为向后扩展到活塞的恒定态（某些作者用名词“无支持”表示后方是自由边界，即 $p=0$ ，注意此时稀疏波终止于空化区，且恒定态不再出现）。

简单理论（§2.1节）是瞬时反应的极限情况，冲击波和反应区退化为单一的跃变间断，反应在此间断中完成，起爆瞬变过程也消失；从起爆瞬间起，爆轰就以恒速运动，并在间断和活塞间产生较简单的自模拟流动。终态紧接着反应冲击波之后，满足通常的守恒关系，可是雨贡纽曲线不同于通常无反应流的曲线，它在 $p-u$ 空间由原点向外移动与反应热相对应的值，它不再通过起始状态点，同时有一最小的 D 值满足守恒关系。对于活塞速度小于最小 D 所具有的雨贡纽质点速度，爆轰是无支持的；波阵面以最小 D 值传播，并跟随着一中心稀疏波，即泰勒波。一个很重要的结果是爆轰雨贡纽曲线和在它上面的最小 D 对应的状态，由反应产物的状态方程单独决定，而不需要未反应炸药的状态方程。

第§2.2节的实际应用很少超过简单理论之外。这节的大部分用来确定反应产物的状态方程（对于固体和流体）的主要问题，由于缺乏精确理论，所有的状态方程需要与爆轰的实测值拟合。它们自然分成两类：一类化学反应不明显出现，其可调参数使能量直接与压力比容相联系；另一类化学反应明显出现，参数是分子的性质，其能量、压力和比容要由平衡组成的计算得到，当然，第一类需要的计算少得多。

§2.3节的ZND理论具有有限的反应速率，并列出了定常解（反应区）的一些例子，最重要之点是：终态的性质与反应速率为无穷，反应区未分解的简单理论完全相同，因而 D 讨论和活塞问题也是如此。终态和爆轰速度只依赖于反应产物的状态方程，反应速率定律和部分反应物质的状态方程只影响所观察的定常流的反应区的内部结构，确实受其影响的起爆瞬变过程未加讨论。

§ 2.1 简单的理论

简单的理论假设如下：

1. 流动是一维的（层状流）。
2. 平面爆轰波阵面是跃变间断，即冲击波，且化学反应在其中瞬时完成。由间断流出的物质假设处于热化学平衡，因而可用热力学状态方程来描述。
3. 跃变间断是定常的（不依赖于时间），所以从波阵面流出的物质状态也不依赖于时间，而自这一点以后的流动可依赖于时间。

2.1.1 守恒定律

爆轰波以速度 D 传播到起始处于静止的炸药中，并在紧靠波阵面后一点（终态上）使炸药生成物得到速度 u ，则质量守恒要求为

$$\rho_0 D = \rho(D-u) \quad (2.1)$$

式中 ρ_0 是未反应炸药（初态）的密度， ρ 是终态的密度，注意采用“终态”这个名词，系指定常流部分的终态，写出的守恒方程只能用于定常流。动量守恒表示为

$$p - p_0 = \rho_0 u D \quad (2.2)$$

式中 p_0 和 p 是初态和终态的压力。从这两个方程消去 u ，可以在 $p-v$ 平面上确定一直线，称作“瑞利线”，表示为

$$\mathcal{R} = \rho_0^2 D^2 - (p - p_0)/(v_0 - v) = 0 \quad (2.3)$$

式中 $v = \rho^{-1}$ 为比容，注意密度和比容常常用于一个表达式，部分是避免倒数，但主要是因为凝聚态炸药用初始密度来表征，而 $p-v$ 平面最有利于爆轰过程的图示，例如，一些任意选择 D 值的瑞利线，表示在图2.2中，瑞利线通过点 (p_0, v_0) 斜率为 $-\rho_0^2 D^2$ 。极端情况是水平线 $D=0$ 和垂直线 $D=\infty$ ，垂直的瑞利线对应于无限大的传播速度，表示定容爆轰的极端情况，所有的物质在同一瞬时反应。

如果从方程(2.1)和(2.2)消去 D 而不是 u ，结果为：

$$u^2 = (p - p_0)(v_0 - v) \quad (2.4)$$

于是在 $p-v$ 平面内常质点速度的曲线为双曲线，如图2.3所示。给定 u 和 D ，终态 (p, v) 是相应的质点速度双曲线和瑞利线的交点。

能量守恒的条件是：

$$E(p, v, \lambda=1) + p v + 1/2(D-u)^2 = E(p_0, v_0, \lambda=0) + p_0 v_0 + 1/2 D^2, \quad (2.5)$$

式中 E 为比内能， λ 表示反应度，由无反应的0变化到反应完成的1，因而化学键能转变为热能的程度大致正比于 λ 。 $p-v$ 平面中的雨贡组曲线方程的获得，可用方程(2.1)和(2.2)中的 u 和 D 代入方程(2.5)而消去 u 和 D

$$\mathcal{H} = E(p, v, \lambda=1) - E(p_0, v_0, \lambda=0) - 1/2(p + p_0)(v_0 - v) = 0. \quad (2.6)$$

一旦状态方程给出，方程(2.6)就确定了，因此，对于给定的爆轰速度，(2.3)和(2.6)两个方程确定了状态 (p, v) ， (p, v) 是瑞利线和雨贡组曲线的交点。

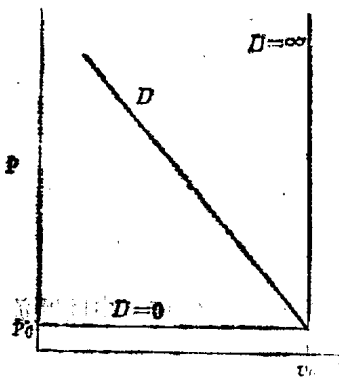


图2.2 称为瑞利线的定常爆轰速度曲线

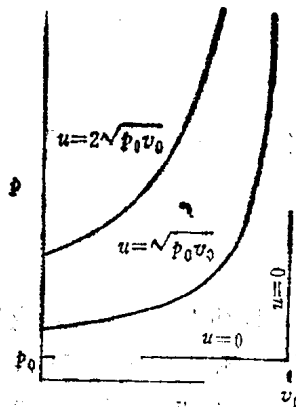


图2.3 常质点速度曲线

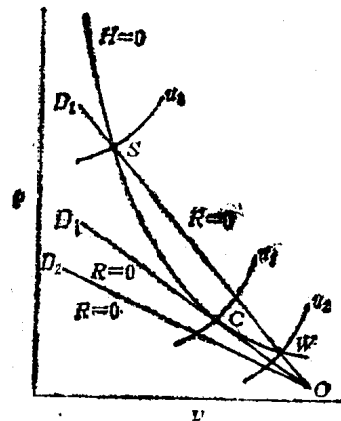


图2.4 具有瞬时反应爆轰的雨贡组曲线，瑞利线和常速度曲线

对于具有反应 $A \rightarrow B$ ，完全反应的常反应热为 $q (= \Delta H)$ 的多方气体（定比热的理想气体），其状态方程为：

$$p v = R T \quad (2.7)$$

$$E = C_p T - \lambda q = p v / (\gamma - 1) - \lambda q \quad (2.8)$$