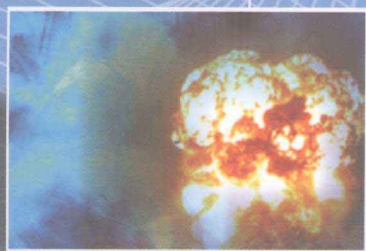


高等学校十二五规划教材·航天技术类

内爆冲击动力学

NEIBAO CHONGJI DONGLIXUE

孙新利 蔡星会 姬国勋 罗庆学 编著



西北工业大学出版社

高等学校十二五规划教材·航天技术类

内爆冲击动力学

孙新利 蔡星会 姬国勋 罗庆学 编著

西北工业大学出版社

【内容简介】 本书是根据弹药工程专业内爆冲击动力学的教学计划和教学大纲编写的教材。本书以炸药爆轰驱动介质运动以及球面收敛波对介质的压缩过程为主要研究对象,对其基本过程、计算方法等进行了较详细的阐述和讨论。全书内容共5章:第1章介绍爆轰波基本方程、产物状态方程、爆轰参数的近似计算等爆轰基础知识;第2章介绍爆轰波的反射与形状控制、球面爆轰波的传播以及爆轰波后流场的特征线方程;第3章介绍爆轰产物的膨胀规律及与固体介质相互作用时典型参数的计算;第4章介绍固体介质在高压冲击波作用下的等熵流动规律;第5章介绍高速撞击所产生的高压冲击波与介质的相互作用及球面聚心冲击波的计算。

本书既可作为弹药工程类相关专业的内爆冲击动力学教材,也可供其他专业技术人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

内爆冲击动力学/孙新利等编著. —西安:西北工业大学出版社,2011.8
ISBN 978-7-5612-3170-8

I. 内… II. ①孙… III. ①爆炸力学:冲击动力学 IV. O38

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2011)第 175925 号

出版发行:西北工业大学出版社

通信地址:西安市友谊西路 127 号 邮编:710072

电 话:(029)88493844 88491757

网 址:www.nwpup.com

印 刷 者:陕西向阳印务有限公司

开 本:787 mm×1 092 mm 1/16

印 张:8.875

字 数:211 千字

版 次:2011 年 8 月第 1 版 2011 年 8 月第 1 次印刷

定 价:20.00 元

前 言

“内爆冲击动力学”课程是为弹药工程类相关专业学生开设的专业基础课程。为了适应我军现代化建设快速发展时期的教学要求,打牢新时期军队专业技术干部的理论基础,我们结合我军武器装备的特点和内爆冲击动力学课程的教学大纲,编写了本书。

核武器的爆炸涉及炸药爆炸、力学压缩、材料大变形、高速碰撞、核反应等多个相互交叉的作用过程。本书以炸药爆炸以及球面收聚波对介质的压缩过程为主要研究对象,对其基本过程、计算方法等进行了较详细的阐述和讨论。全书共分5章,主要阐述球面爆轰波基本理论、爆轰波与介质的作用、高压冲击波与介质的作用、介质中高压冲击波的传播及球面聚心冲击波参数计算等内容。

为易于读者理解和掌握,编写中注重循序渐进地引出物理概念,深入浅出地介绍计算方法,并对导出结论进行深入的分析。

本书是笔者结合最近几年来的教学科研实践经验,参考并汲取国内、外部分科研成果以及相关书籍的内容经系统综合编著而成的。在此向有关单位和作者一并表示感谢。本书的出版得到第二炮兵工程大学各级领导的大力支持,在此表示衷心的感谢。

由于水平有限,书中错误和不妥之处在所难免,恳请读者批评指正。

编著者

2011年6月

目 录

第 1 章 爆轰波基础	1
1.1 爆轰波基本方程	1
1.2 爆轰产物状态方程	9
1.3 爆轰参数的近似计算.....	14
1.4 凝聚炸药爆轰参数工程计算方法.....	18
第 2 章 爆轰波传播及其波形控制	27
2.1 爆轰波的反射.....	27
2.2 爆轰波形状的控制.....	38
2.3 球面爆轰波后流场的特征线方程.....	44
2.4 球面爆轰波参数计算.....	47
第 3 章 爆轰波与介质的作用	53
3.1 爆轰产物膨胀的规律.....	53
3.2 典型爆轰产物流场.....	61
3.3 接触爆炸反射波的判据.....	69
3.4 爆轰波垂直入射时介质参数计算.....	71
3.5 爆轰波斜入射时介质中冲击波参数计算.....	77
3.6 接触爆炸对物体的驱动作用.....	89
第 4 章 固体中高压冲击波的传播	94
4.1 固体高压冲击波基本方程.....	94
4.2 固体高压状态方程.....	95
4.3 固体介质在高压状态下的等熵流动	107
第 5 章 高压冲击波与介质的作用	114
5.1 高速撞击所产生的初始冲击波及其作用	114
5.2 一维平面冲击波的相互作用	122
5.3 球面聚心冲击波的传播	128
参考文献	135

第 1 章 爆轰波基础

爆轰波是含有化学反应的强冲击波。在爆轰过程中,物质的化学反应和介质运动同时发生,整个过程既涉及化学动力学过程,又涉及流体动力学过程。

20 世纪初,Chapman,Jouguet 等人不考虑爆轰的化学动力学过程,单纯从流体动力学角度出发,将爆轰波看做是未反应物质与反应物质之间的突跃间断面,运用质量、动量、能量守恒方程研究问题,并且提出爆轰波稳定传播的条件,从而发展成为爆轰波 C-J 理论,即爆轰流体动力学理论。该理论不仅能够定性解释爆轰波传播的物理现象,而且建立了一套计算爆轰波参数的理论公式,直到现在仍然得到广泛应用。

由于爆轰波具有一定的厚度,且爆轰波波阵面内部必定涉及化学动力学过程,因而 C-J 理论除在计算爆轰波参数上存在不小的误差外,还不能计算爆轰反应区内的参数分布。20 世纪 40 年代 Zel'dovich, Von Neumann 和 Doring 各自独立提出了同一种有关爆轰波的模型,简称 Z-N-D 模型。该模型把爆轰波看成由前沿冲击波和紧跟在其后的化学反应区组成,即用冲击波和化学反应区的组合取代了 C-J 理论中简单的突跃间断面。

无论是 C-J 理论,还是 Z-N-D 模型,都是在一维定常流动下做出的,实际上并未完全反映爆轰波内所发生过程的真实情况。许多研究表明,爆轰往往是以螺旋爆轰的方式进行的,爆轰波不是光滑面,存在着复杂的三维波系,这些波系相互作用形成称为胞格结构的状态,并且这种理论推动着爆轰学的不断发展。

1.1 爆轰波基本方程

从本质上讲,爆轰波是在炸药中传播的一种极强冲击波。这种冲击波在炸药中传播过后,使得炸药受到强烈冲击压缩,压力、温度皆上升到很高的数值,炸药立即发生剧烈的化学反应,并且释放出大量的化学能。所释放的能量又供给冲击波对下一层炸药进行冲击压缩,从而使爆轰波在炸药中一层层地传播下去。由此可见,爆轰波可以看做是带有化学反应区的冲击波。

1.1.1 守恒方程

爆轰波的流动图形如图 1.1 所示。前沿冲击波连同其后化学反应区的传播速度为 D ,前沿冲击波之前是未反应的炸药,炸药处于初态:初始压力为 p_0 ,密度为 ρ_0 ,单位质量内能为 e_0 ,质点速度取 $u_0=0$ 。前沿冲击波后化学反应区内的状态是变化的,化学反应区初始端面处炸药受到冲击压缩,开始化学反应,化学反应区末端面化学反应结束后,全部变成爆轰产物,单位质量炸药放出化学能 Q_v 。化学反应区之后爆轰产物的状态:压力为 p_H ,密度为 ρ_H ,单位质量内能为 e_H ,爆轰产物的质点速度为 u_H 。

为了研究问题方便,把坐标原点取在爆轰波波阵面上,采用爆轰波不动的相对坐标系。在

这个坐标系中,炸药以速度 D 流入爆轰波,爆轰产物以速度 $D - u_H$ 从爆轰波流出(见图1.2)。研究只涉及爆轰波前、后物质的流动,而不考虑爆轰波内部的化学反应。由此,可得各守恒方程如下:

(1) 质量守恒方程。单位时间内流入爆轰波的物质质量等于从爆轰波流出的物质质量,即

$$\rho_0 D = \rho_H (D - u_H) \quad (1.1)$$

(2) 动量守恒方程。单位时间内作用于爆轰波的冲量等于这段时间内爆轰波前、后物质动量的增,即

$$p_H - p_0 = \rho_0 D u_H \quad (1.2)$$

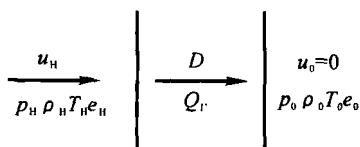


图 1.1 爆轰波在地面坐标系中的流动

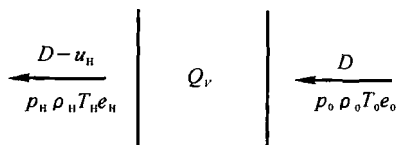


图 1.2 爆轰波在相对坐标系中的流动

(3) 能量守恒方程。单位时间内流入爆轰波的能量与爆轰波反应区放出的能量之和,等于爆轰波后物质所具有的能量。单位时间内流入爆轰波的能量包括:物质的内能 $\rho_0 D e_0$, 介质运动的动能 $\frac{1}{2} \rho_0 D D^2$, 介质体积和压力所决定的压力位能 $p_0 D$, 单位时间内爆轰反应区放出的化学能 $\rho_0 D Q_v$ 。单位时间内爆轰产物所具有的能量包括:物质的内能 $\rho_H (D - u_H) e_H$, 介质运动的动能 $\frac{1}{2} \rho_H (D - u_H) (D - u_H)^2$, 介质体积和压力所决定的压力位能 $p_H (D - u_H)$, 按照能量守恒定律

$$\rho_0 D e_0 + \frac{1}{2} \rho_0 D D^2 + p_0 D + \rho_0 D Q_v = \rho_H (D - u_H) e_H + \frac{1}{2} \rho_H (D - u_H) (D - u_H)^2 + p_H (D - u_H) \quad (1.3)$$

式(1.3)两边同除以 $\rho_0 D$, 并且利用式(1.1), 得

$$e_0 + \frac{1}{2} D^2 + \frac{p_0}{\rho_0} + Q_v = e_H + \frac{1}{2} (D - u_H)^2 + \frac{p_H (D - u_H)}{\rho_0 D} \quad (1.4)$$

整理且利用式(1.2), 则能量守恒方程为

$$e_H - e_0 = \frac{p_H u_H}{\rho_0 D} + \frac{1}{2} u_H^2 + Q_v \quad (1.5)$$

式(1.1) ~ 式(1.5) 是爆轰波的基本方程式, 从这些基本方程可以推导出爆轰参数之间的

关系。由式(1.1)和式(1.2)消去 D 可得

$$\frac{\rho_H u_H}{\rho_H - \rho_0} = \frac{p_H - p_0}{\rho_0 u_H} \quad (1.6)$$

引入比体积 $v_0 = \frac{1}{\rho_0}$, $v_H = \frac{1}{\rho_H}$, 得到爆轰波后质点速度

$$u_H = \sqrt{(p_H - p_0)(v_0 - v_H)} \quad (1.7)$$

将式(1.7)代入式(1.2), 得到爆轰波传播速度

$$D = v_0 \sqrt{\frac{p_H - p_0}{v_0 - v_H}} \quad (1.8)$$

式(1.8)是爆轰波速度表达式, 又称为 Rayleigh 方程。

将式(1.7)、式(1.8)代入式(1.5)得

$$e_H - e_0 = \frac{p_H}{\rho_0} \frac{\sqrt{(p_H - p_0)(v_0 - v_H)}}{v_0 \sqrt{\frac{p_H - p_0}{v_0 - v_H}}} - \frac{1}{2}(p_H - p_0)(v_0 - v_H) + Q_V \quad (1.9)$$

整理得到

$$e_H - e_0 = \frac{1}{2}(p_H + p_0)(v_0 - v_H) + Q_V \quad (1.10)$$

式(1.10)是用压力和比体积表示的能量守恒方程, 通常称为 Hugoniot 方程。

方程式(1.7)、式(1.8)、式(1.10)是由三个守恒方程转换来的, 与三个守恒方程具有同等的作用, 亦可用做研究爆轰波的基本方程。

1.1.2 爆轰波基本方程讨论

下面分别讨论一下式(1.8)和式(1.10)。

1. Rayleigh 线

由方程式(1.8)得到 Rayleigh 线方程

$$p_H = p_0 + \frac{D^2}{v_0^2}(v_0 - v_H)$$

在 $p-v$ 平面上, 这是一条直线(见图 1.3)。直线的始点为 (v_0, p_0) , 直线的斜率为

$$\tan \alpha = -\frac{D^2}{v_0^2}$$

或写成

$$\tan \varphi = \frac{D^2}{v_0^2}$$

由于方程中不含有能量项, 因而爆轰波 Rayleigh 线与冲击波 Rayleigh 线相一致。Rayleigh 线具有下列性质:

(1) Rayleigh 线是由炸药初始状态 (v_0, p_0) 为始点, 向外发出的一条直线。

(2) 在给定初始状态 (v_0, p_0) 和爆速 D 后, Rayleigh 线就确定了。也就是说, 初始压力和比体积分别为 p_0, v_0 的炸药, 在爆速 D 确定后, 爆轰波反应区末端面上爆轰产物的压力 p_H 和比体积 v_H 一定在这条直线上。

(3) 当给定初始状态 (v_0, p_0) , 而爆速 D 变化时, 此直线斜率发生变化。当爆速 $D_2 > D >$

D_1 时, 直线斜率 $\tan\varphi_2 > \tan\varphi > \tan\varphi_1$ 。

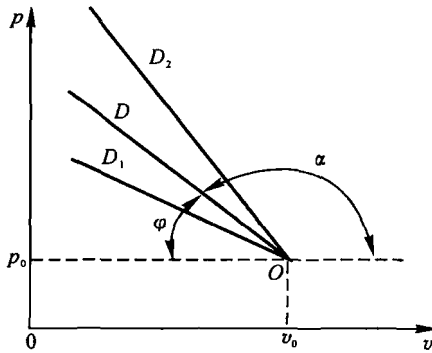


图 1.3 Rayleigh 线

2. Hugoniot 线

仍然在以横坐标为比体积, 纵坐标为压力的平面上讨论问题。方程式(1.10)在 $p-v$ 平面上, 是一条位于 (v_0, p_0) 点上方的凹向上的双曲线(见图 1.4)。

为了分析这条曲线, 首先讨论一下冲击波的 Hugoniot 曲线。冲击波能量守恒方程与爆轰波能量守恒方程比较, 只是缺少了化学能项, 因而从式(1.10)中去掉 Q_v , 即是冲击波 Hugoniot 曲线

$$e_H - e_0 = \frac{1}{2}(p_H + p_0)(v_0 - v_H)$$

按照理想气体内能表达式 $e = c_v T = \frac{R}{\gamma - 1} T$, 理想气体状态方程 $p v = R T$, 式中 c_v 是比定容热

容; γ 是比热比; R 是气体常数。代入 $e_H = \frac{p_H v_H}{\gamma - 1}$, $e_0 = \frac{p_0 v_0}{\gamma - 1}$, 得

$$\frac{p_H v_H}{\gamma - 1} - \frac{p_0 v_0}{\gamma - 1} = \frac{1}{2}(p_H + p_0)(v_0 - v_H)$$

整理后得到

$$p_H v_H - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} p_H v_0 + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} p_0 v_H - p_0 v_0 = 0$$

由对一般二次曲线方程的判别得知, 这是一条过炸药初始状态点 (v_0, p_0) 的双曲线。方程表明, 不论冲击波传播速度如何, 冲击波过后气体的压力 p_H 和比体积 v_H 的坐标点皆在这条曲线上。

冲击波后气体的压力和比体积必须与冲击波 Rayleigh 线联立求出。以 (v_0, p_0) 为初始点, 一定波速 D 的 Raileigh 线和过同一初始点 (v_0, p_0) 的 Hugoniot 线的交点, 则为冲击波波后气体所达到的压力和比体积(见图 1.4)。曲线弧 $O12$ 是过 (v_0, p_0) 点的 Hugoniot 线, $O1$ 和

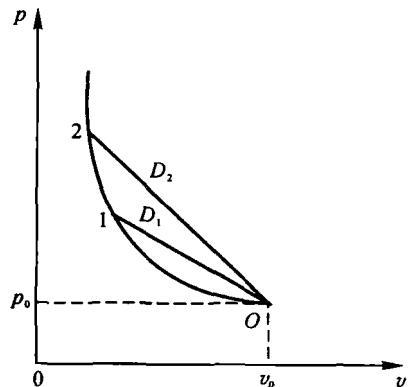


图 1.4 冲击波 Hugoniot 线

$O2$ 是过 (v_0, p_0) 点分别以 $-\frac{D_1^2}{u_0^2}$ 和 $-\frac{D_2^2}{v_0^2}$ 为斜率的

Rayleigh 线, 交点 1 是初始状态 (v_0, p_0) 下以 D_1 传播的冲击波波后气体所达到的压力和比体积, 交点 2 是初始状态 (v_0, p_0) 下以 D_0 传播的冲击波波后气体所达到的压力和比体积。从而可以看出, 冲击波 Hugoniot 线是过同一初态点不同传播速度的冲击波波后介质终点状态连线。

再讨论爆轰波的 Hugoniot 线。对于气相爆轰, 近似取爆轰前、后气体皆为理想气体, 式(1.10) 可以转化成

$$\frac{p_H v_H}{\gamma - 1} - \frac{p_0 v_0}{\gamma - 1} = \frac{1}{2}(p_H + p_0)(v_0 - v_H) + Q_V$$

整理后得到

$$p_H v_H - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} p_H v_0 + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} p_0 v_H - p_0 v_0 - \frac{2(\gamma - 1)}{\gamma + 1} Q_V = 0$$

由对一般二次曲线方程的判别得知, 这同样是一条双曲线, 但是不通过 (v_0, p_0) 点。令 $v_H = v_0$, 代入方程

$$p_H v_0 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} p_H v_0 + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} p_0 v_0 - p_0 v_0 - \frac{2(\gamma - 1)}{\gamma + 1} Q_V = 0$$

整理后得到对应 $v_H = v_0$ 时的压力

$$p_H = p_0 + (\gamma - 1) \frac{Q_V}{v_0}$$

表明爆轰波 Hugoniot 线是过 $(v_0, p_0 + (\gamma - 1) \frac{Q_V}{v_0})$ 点, 位于冲击波 Hugoniot 线上方的一条曲线(见图 1.5)。对于凝聚炸药爆轰, 其爆轰波 Hugoniot 线也具有上面的形式。

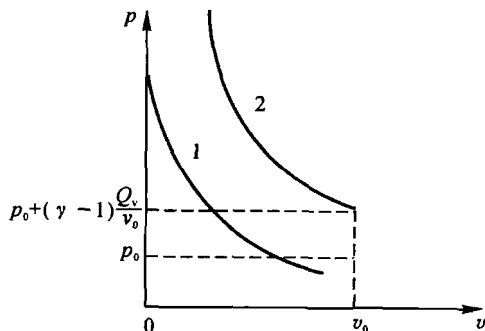


图 1.5 Hugoniot 线

下面再讨论一下爆轰波 Hugoniot 线各部分所表示的物理意义。如图 1.6 所示, 过初始状态点 (v_0, p_0) 作竖直线和水平线, 分别与爆轰波 Hugoniot 线相交于 A 点和 B 点, 将爆轰波 Hugoniot 线分成三段。按照式(1.7) 和式(1.8) 对这三段进行讨论:

A 点: $v = v_0, p > p_0$, 按照式(1.8)

$$D = v_0 \sqrt{\frac{p - p_0}{v_0 - v}} \rightarrow \infty$$

表明 A 点对应于定容爆轰。

B 点: $p = p_0, v > v_0$, 按照式(1.8)

$$D = v_0 \sqrt{\frac{p - p_0}{v_0 - v}} = 0$$

表明 B 点对应于定压燃烧。

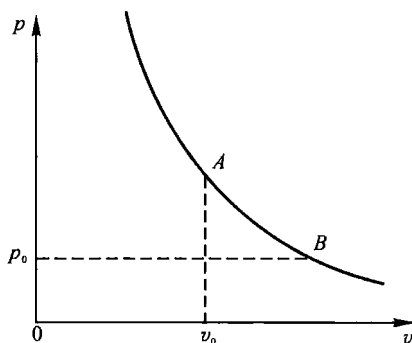


图 1.6 爆轰波 Hugoniot 线各部分
A 以上—爆轰支； B 以下—燃烧支

A 点以上线段： $p > p_0, v < v_0$ ，按照式(1.7)和式(1.8)

$$D = v_0 \sqrt{\frac{p - p_0}{v_0 - v}} > 0$$

$$u = (v_0 - v) \sqrt{\frac{p - p_0}{v_0 - v}} > 0$$

说明 A 点以上线段各点满足波速为正值，产物质点运动方向与波传播方向一致，具有爆轰的特征，称为爆轰支。

B 点以下线段： $p < p_0, v > v_0$ ，按照式(1.7)和式(1.8)

$$D = v_0 \sqrt{\frac{p - p_0}{v_0 - v}} > 0$$

$$u = (v_0 - v) \sqrt{\frac{p - p_0}{v_0 - v}} < 0$$

说明 B 点以下线段各点满足波速为正值，产物质点运动方向与波传播方向相反，具有燃烧的特征，称为燃烧支。

AB 线段： $p > p_0, v > v_0$ ，其商值

$$\frac{p - p_0}{v_0 - v} < 0$$

按照式(1.7)和式(1.8)， D 和 u 都是虚数，表明此线段不与任何实际过程相对应。

3. 爆轰稳定传播条件

由对爆轰波 Hugoniot 线和 Rayleigh 线的讨论得知，爆轰波化学反应区末端面爆轰产物的状态必定在 Rayleigh 线上，而且又在爆轰波 Hugoniot 线的爆轰支上，如图 1.7 所示。

对于初始炸药状态点 (v_0, p_0) 的爆轰，要求化学反应区末端面爆轰产物所达到的状态同时在这两条线上，就会出现两种情况，一种是 Rayleigh 线与 Hugoniot 线相交，另一种是 Rayleigh 线与 Hugoniot 线相切。相交有两个交点 K 和 L ，相切有一个切点 M 。这三点到底哪一个是爆轰产物所达到的状态呢？下面分别讨论。

(1) 爆轰稳定传播条件表达式。爆轰波若能稳定传播,爆轰波化学反应区末端面产物的状态是爆轰波 Hugoniot 线和 Rayleigh 线相切点所对应的状态。这是 Chapman 和 Jouguet 各自研究的结果,因而切点 M 又称为 C-J 点。由于切点 M 的状态对应于稳定传播的爆轰波化学反应区末端面产物的状态,所以爆轰波化学反应区末端面又称 C-J 面,切点 M 所表示的状态又称 C-J 状态。

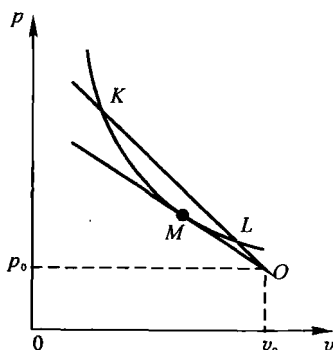


图 1.7 Rayleigh 线和 Hugoniot 线的相交和相切

C-J 状态具有如下重要特点:弱扰动波在此状态下的传播速度恰好等于爆轰波相对于波后质点传播速度。爆轰波的传播速度为 D ,爆轰化学反应区末端面的质点速度为 v_H ,此状态的弱扰动传播速度为 c_H ,可以写成

$$v_H + c_H = D \quad (1.11)$$

方程式(1.11)是爆轰稳定传播的条件,又称为 C-J 条件。

M 点除了是爆轰波 Hugoniot 线和 Rayleigh 线的切点之外,还是爆轰波 Hugoniot 线和过 M 点的等熵线的相切点,即 M 点是爆轰波 Hugoniot 线、Rayleigh 线和过该点等熵线的公切点。

$$\frac{p_H - p_0}{v_0 - v_H} = - \left(\frac{dp}{dv} \right)_M = - \left(\frac{dp}{dv} \right)_s \quad (1.12)$$

方程式(1.12)是 C-J 条件的另一种表达式。

(2) 爆轰稳定传播条件的物理意义。爆轰波在炸药中能够稳定传播的原因,完全在于化学反应供给能量,这个能量维持爆轰波毫不衰减地传播下去。假如这个能量受到损失,则爆轰波就会因缺乏能量而衰减。

爆轰波在炸药中传播过后,产物处于高温、高压状态,但是此高温、高压状态不能孤立存在,必定迅速发生膨胀。从力学观点来说,也就是从外界向高压产物传入一系列的稀疏波,其稀疏波速度在化学反应区末端面上为 $u_H + c_H$ 。

若 $u_H + c_H = D$,意味着向爆轰产物传入的稀疏波传播至化学反应区末端面时,在此处与爆轰波的传播速度相等,因而无法再传入化学反应区内,化学反应区放出的能量不受损失,全部用来支持爆轰波的运动,使爆轰波稳定传播。

若 $u_H + c_H > D$,意味着向爆轰产物传入的稀疏波在化学反应区末端面上的速度,比爆轰波传播速度快,从而稀疏波可以进入化学反应区,导致化学反应区膨胀而能量损失,这样化学反应区放出的能量就不能全部用于支持爆轰波的运动,使爆轰波衰减。这种情况对应图 1.7

中的 K 点。 K 点状态的爆轰波速度由 OK 直线的斜率所确定,随着爆轰波的衰减,爆轰波的速度逐渐减小, OK 的斜率 $\tan\varphi = \frac{D^2}{v_0^2}$ 也不断减小,使 OK 逐渐趋向于 OM ,以致最终与 OM 线相重合,使爆轰波达到稳定传播状态。

若 $u_H + c_H < D$,意味着弱扰动传播速度小于爆速,在实际情况下这是不可能实现的。从力学观点来讲,在化学反应区内部,由于不断地层层进行化学反应放出热量,陆续不断地层层产生压缩波,此一系列压缩波向前传播,最终汇聚成为前沿冲击波。在弱扰动速度小于爆轰波速度的情况下,化学反应区内向前传播的压缩波无法达到前沿冲击波,因此前沿冲击波会脱离化学反应区而成为无能源的一般冲击波,传播过程中前沿冲击波必然衰减。这种情况对应图 1.7 中的 L 点,即使是由于某种原因达到了 L 点的状态,爆轰波也不能稳定传播。

通过上述分析可以明显看出,只有爆轰波 Rayleigh 线和 Hugoniot 线相切点所具有的性质,才是爆轰波稳定传播的条件。

(3) 爆轰过程的描述。爆轰波是由前沿冲击波和紧跟其后的化学反应区所组成的。按照这种模型,当爆轰波沿炸药传播时,炸药首先受到前沿冲击波的强烈冲击压缩,使炸药从初始状态 O 点立即上升到冲击波 Hugoniot 线和 Rayleigh 线的交点状态 Z ,然后炸药在高温、高压下迅速进行剧烈的化学反应,随着化学反应的不断放出热量,化学反应区的产物也不断发生膨胀,压力、密度不断降低,但是由于爆轰波稳定传播的速度不变,在图 1.8 上状态只能由 Z 点沿过切点 M 的 Rayleigh 线不断下降,所以当化学反应结束到达化学反应区末端面时,状态对应于爆轰波 Hugoniot 线和 Rayleigh 线的切点 M ,按照 M 点的性质,爆轰波稳定传播。

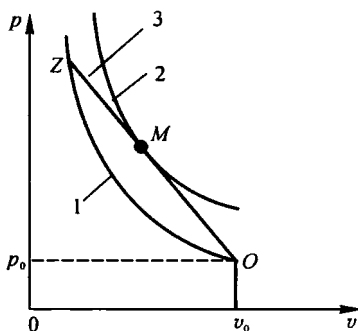


图 1.8 爆轰过程

1—前沿冲击波的 Hugoniot 线; 2—爆轰波的 Hugoniot 线; 3—Rayleigh 线

图 1.9 中各图表示了爆轰过程中压力、密度、温度的变化。当炸药受到前沿冲击波的冲击压缩时,压力、密度、温度分别由 p_0, ρ_0, T_0 立即上升到 p_z, ρ_z, T_z 。然后随着化学反应的进行,不断放出热量,使化学反应区内温度不断提高。但当化学反应进行到接近化学反应末端面时,由于化学反应临近结束,反应速度下降,反应放出的热量减少,因而在化学反应末端面之前温度达到最大值,化学反应末端面处温度有所降低。对于压力、密度的变化则是另外的规律,压力、密度是力学量,与压缩、膨胀程度有关系。由于前沿冲击波的剧烈冲击压缩,压力、密度都在前沿冲击波处达到最大值,随着化学反应的进行,生成的气体产物不断膨胀,因而在化学反应区内压力、密度不断下降。至化学反应区末端面时,压力大约下降到前沿冲击波处压力的 $1/2$,密度大约下降到前沿冲击波处密度的 $1/3$ 。

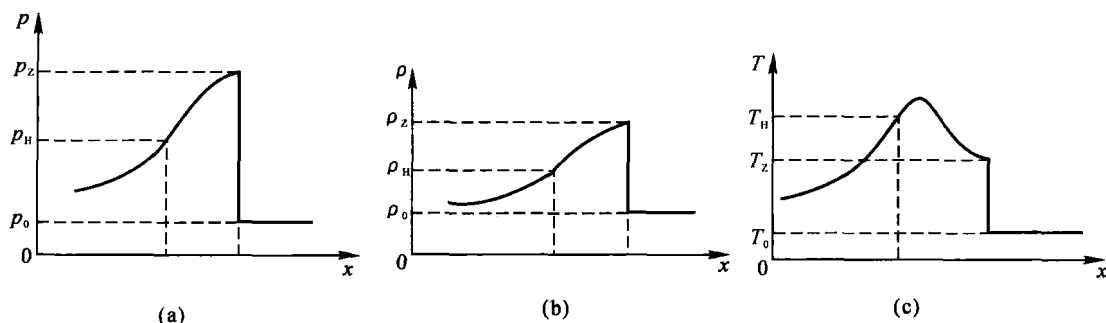


图 1.9 爆轰过程中状态参数的变化

(a) 压力; (b) 密度; (c) 温度

在化学反应区末端面后,爆轰产物按照等熵膨胀规律进行膨胀,产物气体的压力、密度、温度不断下降。

1.2 爆轰产物状态方程

状态方程通常指介质中压强、体积、温度之间的函数关系,即 p, V, T 关系,有时也包括内能 $e(V, T)$ 在内。

炸药爆轰后,爆轰产物虽然多是气体产物,但是处于高温、高压、高密度状态,尤其是凝聚炸药爆炸,其爆轰产物密度高达 $2\text{g}/\text{cm}^3$ 以上,并且爆轰瞬间产物组分间还进行着复杂的化学动力学过程,单纯从理论上建立状态方程颇为困难,通常多是采用一些近似模型,建立经验或半经验的状态方程。

1.2.1 理想气体状态方程

理想气体是一种气体模型。理想气体的条件是:气体分子不占体积;气体分子之间不存在作用力。对于气相爆炸,由于爆轰前、后都是气体,密度很小,可近似作为理想气体处理。理想气体状态方程为

$$pV = nRT \quad (1.13)$$

式中, V —— 气体的体积;

n —— 气体物质的量;

R —— 摩尔气体常数, $R = 8.314\text{J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ 。

1.2.2 真实气体状态方程

在气体比较稠密之后,必须考虑分子间的作用力,不宜再采用理想气体状态方程。真实气体状态方程有许多不同的形式,这里只给出 Virial 形式的状态方程

$$pV = nRT \left[1 + \frac{B(T)}{V} + \frac{C(T)}{V^2} + \frac{D(T)}{V^3} + \dots \right]$$

式中, $B(T), C(T), D(T)$ 分别称为第二、第三、第四 Virial 系数,它们都是温度的函数。

假定分子如同钢球,且假定分子间不存在吸引力,按照这种所谓钢球模型计算 Virial 系数,最后得 Virial 方程为

$$pV_m = RT \left[1 + \frac{b}{V_m} + 0.625 \left(\frac{b}{V_m} \right)^2 + 0.287 \left(\frac{b}{V_m} \right)^3 + \dots \right] \quad (1.14)$$

式中, V_m —— 气体摩尔体积;

b —— 钢球分子体积的 4 倍乘以阿伏加德罗常数。

在高温 2 000 ~ 4 000 K 情况下,分子间引力成为次要因素,式(1.14)是一种较好的状态方程。但是,对于泰安、TNT、硝化甘油等炸药的爆轰参数计算,偏差比较大。

1.2.3 固体模型状态方程

固体的主要特点是分子间距离小,且按一定规则排列,分子间存在巨大的作用力,分子只能在平衡位置附近进行振动。由于凝聚炸药爆轰所形成的爆轰产物密度很高,所以可以作为固体模型处理。固体模型状态方程较为详细的内容将在第 4 章讨论,此处仅介绍分子固体模型。分子固体模型把爆轰产物看做不仅分子间存在很大的排斥作用,而且全部分子还进行着两种热运动,一种是分子内部原子间的振动,另一种是由转动和平动转化而来的分子间的振动。分子间的排斥作用与分子间的距离有关,即取决于比体积;分子间的热运动还与比热容和温度有关,不过压力只受分子间振动的影响,而内能受原子间振动和分子间振动两者的影响。状态方程为

$$p = \frac{A}{v^k} + \frac{n'c_{v2}T}{v}$$

$$e = \frac{A}{(k-1)v^{k-1}} + (c_{v1} + c_{v2})T$$

式中, A, k —— 与炸药性质有关的常数;

c_{v1} —— 原子间振动自由度贡献的比定容热容;

c_{v2} —— 分子间振动自由度贡献的比定容热容;

n' —— 压力与温度有关部分的系数,其值 $n' = \frac{k}{2} - \frac{1}{6}$ 。

令 $c_v = c_{v1} + c_{v2}$, $n = \frac{n'c_{v2}}{c_v}$, 则状态方程可写为

$$\left. \begin{aligned} p &= \frac{A}{v^k} + \frac{nc_vT}{v} \\ e &= \frac{A}{(k-1)v^{k-1}} + c_vT \end{aligned} \right\} \quad (1.15)$$

分子固体状态方程能够较好地拟合炸药爆速和密度关系 $D = D(\rho_0)$ 的试验数据,解释所有主要实验事实,并且导出的爆压值和实验结果也符合得较好。

1.2.4 液体模型状态方程

把爆轰产物看成分子固体,可以解释大量的实验事实,但是限制分子只能进行振动,产生了振动自由度与实际不符合的问题。为了解决这个问题,引进液体模型。设想爆轰产物分子

的转动自由度并没有转化为振动,仍然作转动;三个平动自由度也只是部分地转化为振动。假如未转化的比率为 $\xi(0 \leq \xi \leq 1)$,则平动自由度转化为振动的比率为 $1 - \xi$ 。这样,爆轰产物的状态方程可以写为

$$\begin{cases} p = \frac{A}{v^k} + \frac{3RT(1-\xi)(\frac{k}{2} - \frac{1}{6})}{Mv} + \xi \frac{RT}{Mv} \\ e = \frac{A}{(k-1)v^{k-1}} + \frac{3RT(1-\xi)}{M} + \frac{3\xi}{2} \frac{RT}{M} + c_{v1}T \end{cases}$$

式中, A, k —— 与炸药性质有关的常数;

M —— 爆轰产物平均摩尔质量;

c_{v1} —— 原子间振动自由度和转动自由度所贡献的比定容热容。

严格地说,比率 ξ 是比体积和温度的函数,作为一种估算,粗略认为 ξ 为常数。显然上述方程式可以改写为

$$\begin{cases} p = \frac{A}{v^k} + \frac{nc_vT}{v} \\ e = \frac{A}{(k-1)v^{k-1}} + c_vT \end{cases}$$

式中, $n = \frac{[3k(1-\xi) + 3\xi - 1]R}{2Mc_v}$, $c_v = 3\left(1 - \frac{1}{2}\xi\right)\frac{R}{M} + c_{v1}$ 。

上述方程在形式上与分子固体状态方程完全一致。液体模型状态方程不仅像分子固体状态方程一样能够解释爆轰主要实验事实,而且还能够对分子热运动进行与分子固体模型不同的描述,克服了采用分子固体模型在解释分子所作两种振动图像时所遇到的困难。为了应用上的方便,上述液体模型状态方程还可以进一步简化。考虑到爆轰状态下产物分子主要作平动,而只有一小部分转化为振动,基于这种考虑可以把所有分子都看做只作平动运动,即令 $\xi = 1$,这时液体模型状态方程为

$$\left. \begin{cases} p = \frac{A}{v^k} + \frac{RT}{Mv} \\ e = \frac{A}{(k-1)v^{k-1}} + c_vT \end{cases} \right\} \quad (1.16)$$

式中, $c_v = \frac{3}{2} \frac{R}{M} + c_{v1}$ 。

1.2.5 仅考虑分子间排斥作用的凝聚体状态方程

凝聚炸药爆轰产物的密度高达 2g/cm^3 以上,而在正常情况下其主要组分如 $\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2, \text{CO}, \text{N}_2$ 等的液态密度都在 1g/cm^3 左右。也就是说,爆炸产物处在相对于液体状态压缩度为 2 的压缩状态,分子间排斥作用产生的压力和内能远大于分子热运动产生的压力和内能。因此,可以采用仅考虑分子间排斥作用的凝聚体状态方程

$$\left. \begin{cases} p = \frac{A}{v^k} \\ e = \frac{A}{(k-1)v^{k-1}} \end{cases} \right\} \quad (1.17)$$

式中, A, k 为与炸药性质有关的常数。

计算表明, 采用状态方程式(1.17), 对于初始密度 $\rho_0 > 1\text{g/cm}^3$ 的炸药, 计算结果与实验数据符合得比较好; 对于低密度炸药, 计算结果与实验结果数据相差较远。

1.2.6 JWLV 状态方程

E. L. Lee 等人在 Jones 和 Wilkins 工作的基础上, 提出了 JWLV 状态方程

$$\left. \begin{aligned} p &= Ae^{-R_1 \bar{v}} + Be^{-R_2 \bar{v}} + \frac{\omega \rho_0 c_V T}{\bar{v}} \\ E &= \frac{A}{R_1} e^{-R_1 \bar{v}} + \frac{B}{R_2} e^{-R_2 \bar{v}} + \rho_0 c_V T \end{aligned} \right\} \quad (1.18)$$

式中, $E = \rho_0 e$; $\bar{v} = \frac{v}{v_0}$; A, B, R_1, R_2, ω 为与炸药性质有关的常数。将方程式(1.18)与液体模型状态方程相比较, 可以看出方程式(1.18)的前两项都是与分子间距离有关的项, 第三项对应于分子热运动。

将式(1.18)前两项简化成一项, 经适当变换可得到简化的 JWLV 状态方程

$$\left. \begin{aligned} p &= Ae^{-k\bar{v}} + \frac{RT}{M\bar{v}} \\ E &= \frac{A}{k} e^{-k\bar{v}} + c_V T \end{aligned} \right\} \quad (1.19)$$

式中, A, k 为与炸药性质有关的常数。

1.2.7 BKW 状态方程

上述各状态方程不明显涉及化学参数, 只是可以从物理模型上分析爆轰产物大致处于一种什么样的状态, 而不能辨别因炸药成分不同所造成的影响。为了研究炸药性能, 须在状态方程中引进描述爆轰产物成分的变量。一般是将爆轰产物视为多种分子的混合物, 把爆轰波 C-J 状态视为存在化学平衡的状态。由此出发, 先对在爆轰产物中可能存在的每一种分子类型, 用某种方法建立一种状态方程; 接着再利用混合法则以及每一种元素的原子量是固定的约束条件, 对于爆炸产物可能的组成得到各种状态方程; 最后再依靠计算混合物的自由能, 求出具有最小自由能的组成, 确定在化学平衡下爆轰产物的状态方程。

在涉及化学参数的状态方程中, BKW 状态方程使用最为广泛。BKW 状态方程最终形式为

$$\left. \begin{aligned} \frac{pV_m}{RT} &= 1 + \omega e^{\theta} \\ \omega &= \frac{\kappa \sum b_i x_i}{V_m (T + \theta)^\alpha} \end{aligned} \right\} \quad (1.20)$$

式中, V_m —— 气态产物的摩尔体积;

R —— 摩尔气体常数, $R = 8.314 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$;

b_i —— 第 i 种气体产物的摩尔余容因子, 表 1.1 给出了几种爆轰产物摩尔余容因子的数值;