

凝聚炸药中爆轰波马赫反射的 实验研究

张俊秀 恽寿榕

(1985年8月19日收到)

在一平板装药中,使两平面爆轰波以不同的角度相互碰撞。在一定条件下,产生非正常反射,形成超压马赫爆轰波。本文介绍了可以直接观测马赫爆轰波的形成、生长规律及其传播过程的实验方法,并对马赫爆轰波参数进行了计算。

一、前 言

爆轰波的马赫反射,实验上和理论上都有了一定的研究。Fowles和Isbell等人^(1,2)在园柱形装药中得到锥面爆轰波,该波在轴线上收敛后,形成一稳定传播的马赫盘(马赫爆轰波)。Labourn和Wright⁽³⁾以及Feoktistova⁽⁴⁾等人,利用棱柱体装药中两平面爆轰波作用,也得到了平面马赫爆轰波。此外,Argous等⁽⁵⁾,则利用两曲面爆轰波的相互作用,观察到马赫爆轰波。

本文采用了与上述作者均不相同的实验方法。在一板状装药中产生两个对称的平面爆轰波,用高速分幅摄影拍摄了爆轰波传播的过程。结果十分清晰地观察到了爆轰波的碰撞、反射,以及马赫爆轰波的产生、生长和传播过程,并直接测出了爆轰波的碰撞角 2α 、马赫爆轰波速度 D_M 和马赫杆生长角 χ 等重要参数。实验表明,当平面爆轰波入射角 $\alpha = 45.3^\circ$ 时,不产生马赫反射,当 $\alpha = 46.5^\circ$ 时,开始有马赫反射发生。这个结果与Dunne⁽⁶⁾的理论研究结果基本符合。最后,我们将实验值同Whitham方法和修正的Whitham方法的理论计算值,进行了比较。

二、平板装药中的马赫反射实验

1. 实验原理

根据爆轰波形控制的基本原理,实验采用两种不同爆速的炸药组合装配。在低爆速炸药板的两侧,粘以棱柱形的高爆速炸药,见图1。当高爆速炸药在端面处同时引爆后,在低爆速炸药板中同时产生两个对称入射的平面爆轰波。平面爆轰波的入射角满足

$$\alpha = \sin^{-1} \frac{D_2}{D_1} \quad (1)$$

$$\beta = 90^\circ - \alpha$$

其中, D_1 — 高爆速炸药爆速; D_2 — 低爆速炸药爆速。改变两种炸药的爆速 D_1 和 D_2 , 就可以得到不同的入射角 α 。当 α 大于某一临界值时, 则产生马赫反射。

2. 实验样品结构及实验安排

实验采用的装药结构见图2和图3。把低爆速炸药制成10mm厚的板, 两侧粘以10mm×10mm的高爆速炸药条。药板前端做成楔缺形(夹角 2β), 以保证平面入射爆轰波准确地在中线上碰撞。

为了在板中获得不同入射角的平面爆轰波, 可以采用两种不同的装药结构。一种是调整炸药的爆速比 D_2/D_1 , 装药结构如图2所示; 另一种则是不改变爆速, 而改变 β 角, 见图3。在样品和传爆药之间, 用一菱形塑料隔板屏蔽, 以防止爆轰产物飞散时干扰对爆轰波的拍摄。将上述装药板面正对着GSJ高速摄影机, 炸药引爆后, 便可以拍摄下爆轰波的分幅照片。

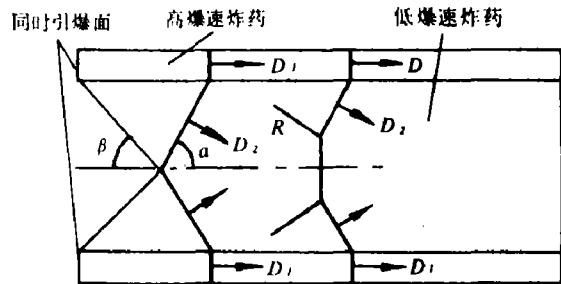


图1

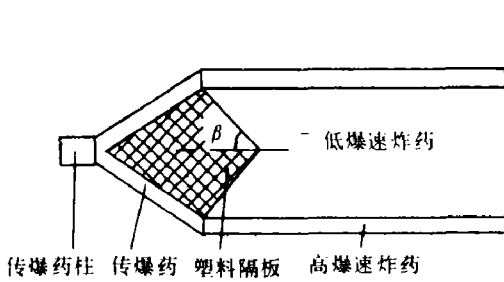


图2

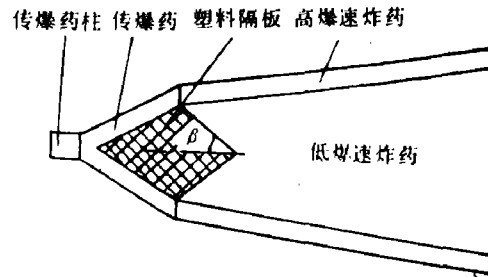


图3

3. 实验结果

实验得到的分幅照片如图4所示。照片上入射平面爆轰波, 马赫爆轰波和反射冲击波, 均清晰可见。测量结果表明, 在本实验条件下, 入射平面爆轰波, 马赫爆轰波和马赫杆增长率, 都是稳定的。实验测量结果列于表1中。

表 1

序号	α	D_M		χ		D_1	D_2	D_M/D_2
		测量值	线性相关系数	测量值	线性相关系数			
1	46.5°	5.89	0.9989	1°31'	1	5.71	4.14	1.419
2	48.5°	5.77	0.9998	2°16'	0.9980	5.61	4.20	1.373
3	49.5°	6.07	0.9997	2°48'	0.9742	5.89	4.48	1.355

表1中的每个参数是取四个以上的测量数据, 用最小二乘法处理后的结果。其中马赫杆

增长角 χ 由下式计算

$$\operatorname{tg} \chi = \frac{(H_{i+1} - H_i) \beta}{2 D_M \cdot t} \quad (2)$$

式中, H_i 为 t_i 时刻的马赫杆长; H_{i+1} 为 t_{i+1} 时刻的马赫杆长; β 为高速照相机系统放大比; $t = t_{i+1} - t_i$ 。

根据分幅摄影得到的爆轰波系图和行波规律, 可以绘出如图 5 所示的行波图。图 5 中, χ 为马赫杆增长角; α 为爆轰波入射角; I, R 为入射波和反射波; T, M 为三波点和马赫爆轰波。

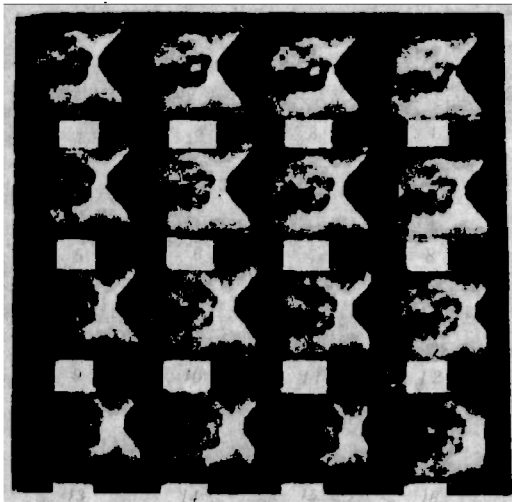


图 4 (幅差时间为 $0.8 \mu s$)

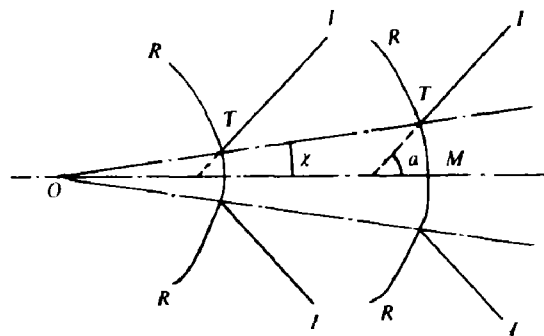


图 5

三、近似理论计算

马赫爆轰波参数, 目前只能用一些简化理论方法作近似计算。这就是简单的三波理论, Whitham 简化理论及其修正方法。前两种方法均假设马赫波后是稳定状态, 第三种方法则考虑了泰勒波的影响。这里, 主要叙述后两种方法。

1. 简单的三波理论

取随三波点 T 而动的坐标系, 并假设三波点附近入射波 I , 反射波 R 和马赫波 M , 均为平面波, 并且它们后面的状态是稳定的。这样, 可以得到如图 6 所示的流动图象。由此流动图象可以推得解该问题所用的方程式, 这里不再叙述。图 6 中: (0) 表示未反应区; (1) 表示入射波区; (2) 表示反射波区; (3) 表示马赫波后区; GN 是三波点轨迹; TS 是滑移线; χ 是马赫杆 (\overline{TO}) 增长角。

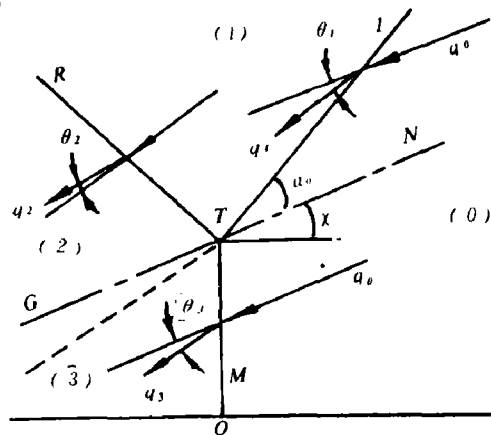


图 6

2. Whitham 方法及其修正方法

用 Whitham 方法计算马赫爆轰波参数, 是基于把马赫爆轰波看作是入射的爆轰波。在

一收敛的变截面流管中传播的结果（如图7所示）。当爆轰波到达微小截面变化处时，将发生波的穿越和反射。反射波R是一弱击波，因此，由（1）区进入（2）区的产物状态可由声学近似确定。在变截面处，流动符合定常（或准定常）等熵流性质。

在上述近似条件下，对于遵守绝热指数 γ 的完全气体，经推导可以得到关于爆轰波强度与管道截面间的微分关系式

$$-\frac{1}{A} \frac{dA}{dz} = \frac{1}{\gamma z} + \frac{1}{2z-1} + \frac{\gamma z + 1}{\{\gamma z^2(2z-1)[(\gamma-1)z+1]\}^{1/2}} \quad (3)$$

式中， A 为管道横截面积； γ 是爆轰产物绝热指数； z 为爆轰波强度， $z = P/P_0$ 。

假定对于管道截面无穷小变化适用的（3）式，对截面为有限变化的时候也适用，积分上式，就可以得到由CJ爆轰发生马赫反射时的 $A(z)$ 关系式

$$A f(z) = A_0 f(1) = \text{常数} \quad (4)$$

式中

$$f(z) = z^{1/\gamma} (2z-1)^{1/2} \cdot B(z) \cdot C(z)$$

$$B(z) = \{ [2(\gamma-1)(2z-1)]^{1/2} + 2[(\gamma-1)z+1]^{1/2} \}^{2\gamma/(\gamma-1)^{1/2}}$$

$$C(z) = \exp \left\{ \gamma^{-1/2} \sin^{-1} \left[\frac{(3-\gamma)z-2}{(\gamma+1)z} \right] \right\}$$

按照上述概念，CJ爆轰形成马赫反射时，在三波点附近，可以用图8来描述。

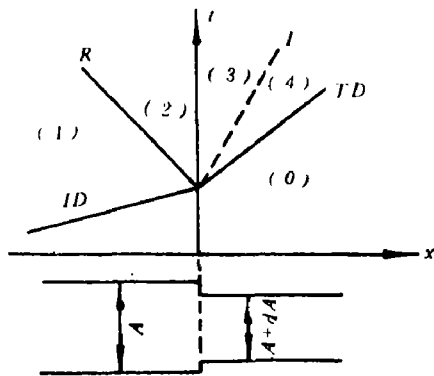


图7

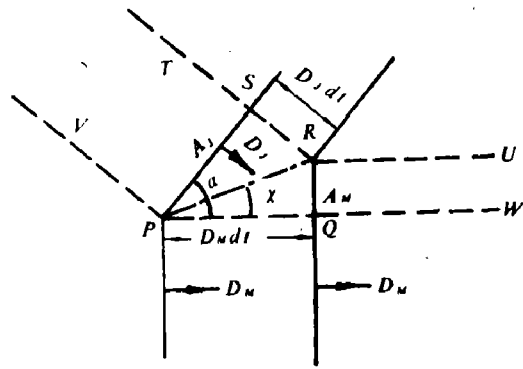


图8

图中 $VPQW$ 和 $TSRU$ 两条线之间为一变截面管道。 PS 是 t 时刻入射爆轰波位置。 QR 是 $t+dt$ 时刻由入射爆轰波 PS 变成的马赫爆轰波。显然， $\angle SPQ$ 为爆轰波入射角 α ， $\angle RPQ$ 为马赫杆增长角 χ 。 P 、 R 是不同时刻的三波点。

设在 PS 处管道截面积为 A_j ， QR 处为 A_m ，则由图8可得到：

$$\operatorname{tg} \alpha = \left(\frac{D_j}{D_m} + \frac{A_m}{A_j} \right) \left\{ \left[1 - \left(\frac{D_j}{D_m} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{A_m}{A_j} \right)^2 \right] \right\}^{-1/2} \quad (5)$$

$$\cos \chi / \sin(\alpha - \chi) = D_m / D_j \quad (6)$$

$$\sin \chi / \cos(\alpha - \chi) = A_m / A_j \quad (7)$$

由(4)式,有

$$A_M/A_J = f(1)/f(z) \quad (8)$$

故有

$$\sin \chi / \cos(\alpha - \chi) = f(1)/f(z) = A_M/A_J \quad (9)$$

根据[2]有如下关系式

$$\frac{D_M^2}{D_J^2} = \frac{z^2}{2z-1} \quad (10)$$

由(5)、(6)、(9)、(10)式,当已知 α 和 D_J 时,可迭代计算马赫爆轰波参数 D_M, χ 。再由 $P_M = P_J \cdot z$, $u_M = P_M / \rho_0 D_M$ 和(4)式,可分别算出 P_M, u_M 和 γ_M 值。

以上两种近似计算方法,均把马赫爆轰波后视为稳定状态。如果考虑波后流场不稳定的影响,比如泰勒波的影响,则须对 $A(z)$ 关系式修正。Labourn等人,用柱面聚心爆轰和球面聚心爆轰作数值计算,确定了由CJ爆轰到达超压爆轰(马赫爆轰)时, $A(z)$ 可用下式表达

$$A_M(2z-1)^{1/2K(z)} = A_J \quad (11)$$

式中 $K(z)$ 是一慢变函数,可取 $K(z) = \text{常数}$ (一般取 $K(z) = 0.21 \sim 0.23$)。用(11)式代替(4)式,可以计算考虑稀疏波影响时的马赫爆轰波参数。部分马赫爆轰波参数计算结果列于表2,并与实验值作了比较。表中 α 和 D_J 值均为实验值。

表 2

实验 条件	α	46.5°			48.5°			49.5°		
	D_J	4.14 mm/μs			4.20 mm/μs			4.48 mm/μs		
马赫波参量	D_M	z	χ	D_M	z	χ	D_M	z	χ	
实测值	5.89		1.50°	5.77		2.27°	6.07		2.80°	
Whitham法	5.87	3.44	1.67°	5.76	3.17	1.82°	6.07	3.07	1.97°	
误差 (%)	0.3		-11	0.2		20	0		30	
修正Whitham法	5.80	3.34	0.93°	5.69	3.07	1.05°	6.01	3.00	1.35°	
误差 (%)	1.5		38	1.4		54	1.0		52	

四、结 论

在本实验条件下,结果表明:

1. 爆轰波入射角 α 小于某一临界角(本实验中约为45°)时,不产生马赫反射。
2. 马赫爆轰波速度 D_M 保持稳定不变;马赫杆增长角也保持不变。入射角 α 增大时, χ 角也随之增大。

3. 用Whitham方法和修正的Whitham方法计算的 D_M 值,均较接近实验值,相对误差最大不超过1.5%;而用两种方法计算的马赫杆增长角 χ 值,均与实验值有较大偏差。实验测量误差也较大。总的看来,Whitham方法的计算结果与实验值更接近。

4. 马赫波阵面不是平直的, 也不是向前凹的, 而是向前凸的。这一现象尚待进一步研究。

参 考 文 献

- (1) Foules, G. R., Isbell, W. M., *J. Appl. Phys.*, **36** (1965), 1377.
- (2) Muller, F., *Propell. explos.*, **3** (1978), 115.
- (3) Labourn, B. D., Wright, P. W., *4th Symp. Detonation*, (1965), 142.
- (4) Feoktistova, E. A., *Soviet Phys. DOKLADY* **6** (2) (1961), 162.
- (5) Argous, J. P., Payne, C. et al., *4th Symp. Detonation*, (1965), 135.
- (6) Dunne B. B., *Phys. Fluids*, **4** (7) (1961), 913.

EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS OF THE MACH REFLECTION IN A CONDENSED EXPLOSIVE

Zhang Junxiu Yun Shourong

Abstract

This paper proposes an experimental method which can directly observe the formation, growth rule and propagation process of Mach detonation waves. Two plane detonation waves collide mutually at different angles in a planar charge. In given conditions a non-regular reflection will be raised, forming an overdriven Mach detonation wave. The parameters of Mach detonation waves have been computed.