

轴对称爆轰波的传播和相互作用

范宝春 杨权中 杨崇惠

(1983年8月12日收到)

本文用 Whitham 方法对轴对称爆轰波传播过程中的波形、爆轰参数的分布、碰撞临界角以及三波点轨迹等问题进行计算，并将其结果与高速摄影对带隔板圆柱型装药进行研究所得的实验结果相比较，两者基本相符。

一、引言

如图 1 所示的带隔板的圆柱型装药，如果隔板的隔爆性能很好，忽略通过隔板的冲击波对主药柱的作用，此时仅有通过付药柱绕过隔板的爆轰波起爆主药柱，在主药柱中传播环形起爆的轴对称爆轰波。

本文利用 Whitham 方法对此情形的爆轰波波形、爆轰参数的分布、碰撞临界角以及三波点轨迹等问题进行了计算，并将其结果与实验结果相比较，两者基本相符。

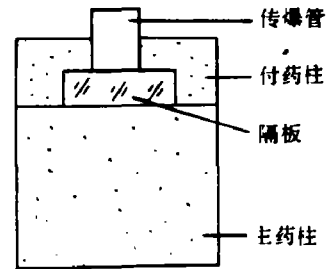


图 1

二、Whitham 方法

1. 模拟流场

爆轰波波后流场的基本方程为

$$\begin{aligned} \frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} &= 0 \\ \frac{D\vec{u}}{Dt} + \frac{1}{\rho} \nabla p &= 0 \\ \frac{D\rho}{Dt} &= \frac{1}{a^2} \frac{Dp}{Dt} \end{aligned} \quad (1.1)$$

其中 ρ 为密度， p 为压力， \vec{u} 为质点速度， a 为音速。

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla$$

记 $\vec{u} = u\vec{n}$ \vec{n} 为单位矢量。沿 $(d\vec{x}/dt) = (u+a)\vec{n}$ 可有

$$\frac{1}{\rho a} \frac{dp}{dt} + \frac{du}{dt} + au \nabla \cdot \vec{n} = 0 \quad (1.2)$$

根据 Whitham 规则⁽²⁾,将冲击波参数代入(1.2)式中,此时沿特征线的微分方程可近似地视作冲击波运动方向上成立。在本文以后的叙述中,(1.2)式中的参数皆表示冲击波参数。

引进物理量 A , 其定义式为:

$$d \ln A = -\frac{u+a}{ua} \left(du + \frac{dp}{\rho a} \right) \quad (1.3)$$

又爆轰波阵面的方程可写为:

$$\alpha(\vec{x}) - D_{c,j} t = 0 \quad (1.4)$$

故有

$$\nabla \cdot \left(\frac{\vec{n}}{A} \right) = 0 \quad (1.5)$$

因波前为静止态,故

$$\vec{n} = \frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|}$$

从而有

$$N = \frac{D}{D_{c,j}} \quad \text{或} \quad \vec{n} = N \nabla \alpha$$

其中 D 为爆速, $D_{c,j}$ 为 $C-J$ 爆速。令 $\vec{q} = \nabla \alpha$ 则 $\vec{n} = (\vec{q}/q)$ 代入(1.5)式中有:

$$\nabla \cdot \left(\vec{q} \cdot \frac{1}{qA} \right) = 0$$

又因为 $\nabla \times \nabla \alpha = 0$ 。故有方程

$$\nabla \cdot \left(\vec{q} \cdot \frac{1}{qA} \right) = 0$$

$$\nabla \times \vec{q} = 0$$

该方程可模拟为流体力学方程

$$\nabla \cdot (\rho \vec{q}) = 0$$

$$\nabla \times \vec{q} = 0$$

其中

$$q = \frac{1}{N}, \quad \vec{q} = \nabla \alpha \quad (1.6)$$

$$\rho = \frac{N}{A}$$

对轴对称二维超音速问题⁽¹⁾

$$\text{沿 } \frac{dy}{dx} = \tan(\theta + \mu) \text{ 有 } d\theta - \frac{(M^2 - 1)^{1/2}}{q} dq + \frac{\sin \theta dy}{M \sin(\theta + \mu) y} = 0$$

$$\text{沿 } \frac{dy}{dx} = \tan(\theta - \mu) \text{ 有 } -d\theta - \frac{(M^2 - 1)^{1/2}}{q} dq + \frac{\sin \theta dy}{M \sin(\theta - \mu) y} = 0 \quad (1.7)$$

或写成:

$$\begin{aligned} \text{沿 } \frac{d\beta}{da} = c \quad & \text{有 } d\theta + F(N)dN + \frac{1}{F(N)} \frac{\sin\theta}{y} da = 0 \\ \text{沿 } \frac{d\beta}{da} = -c \quad & \text{有 } d\theta - F(N)dN - \frac{1}{F(N)} \frac{\sin\theta}{y} da = 0 \end{aligned} \quad (1.8)$$

$$\text{其中 } F(N) = (-A'/NA)^{1/2}, \quad c = y(-N/A'A)^{1/2}$$

$$M^2 = 1 - \frac{N}{A} \frac{dA}{dN} \quad (1.9)$$

\vec{q} 为模拟速度矢量, ρ 为模拟密度, A 为模拟流管截面, M 为模拟马赫数, a 为模拟速度位, β 为模拟流函数, μ 为模拟流场的马赫角, θ 为 \vec{q} 与 x 轴的夹角。

2. A-D 关系式

采用如下形式的爆轰波关系式:

$$\begin{aligned} \frac{p}{p_{CJ}} = z, \quad N^2 = \frac{z^2}{2z-1} \quad (1.10) \\ u = \left(\frac{p_{CJ}}{\rho_0} \cdot \frac{2z-1}{\gamma+1} \right)^{1/2} \quad a = \left(\frac{p_{CJ}}{\rho_0} \cdot \frac{\gamma(\gamma-1)z+1}{\gamma+1} \right)^{1/2} \end{aligned}$$

其中脚标 CJ 表示 CJ 爆轰参数, γ 为多方指数, ρ_0 为炸药的初始密度。

将上述诸式代入方程(1.3)中积分有:

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{f(z_1)}{f(z_2)} \quad (1.11)$$

其中:

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

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

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

(1.10)(1.11) 两式就是 $A-D$ 关系式。

因为该式未考虑爆轰波后面稀疏波的影响, 计算结果压力和马赫增长角往往偏大, B. D. Lambourn 和 P. W. Wright⁽⁴⁾ 对球面和柱面的收敛爆轰波进行数值计算, 提出一个考虑稀疏波影响的近似的 $A-D$ 关系式:

$$\frac{A_2}{A_1} = \left(\frac{2z_1-1}{2z_2-1} \right)^{1/2k(z)} \quad (1.12)$$

$k(z)$ 随 z 的变化很小, 一般情况下取作某个常数。

(1.11) 式代入(1.9)式中有:

$$M^2 = 1 + \frac{z(2z-1)}{z-1} + \left(\frac{1}{\gamma z} + \frac{1}{2z-1} + \frac{\gamma z + 1}{\{\gamma z^2(2z-1)[(\gamma-1)z+1]\}^{1/2}} \right) \quad (1.13)$$

(1.12) 式代入(1.9)式中有:

$$M^2 = 1 + \frac{z}{k(z-1)} \tag{1.14}$$

因为 $z > 1$, 故 $M > 1$, 所以模拟流场为超音速流场。

3. 冲击波 - 冲击波

模拟流场也会出现强间断, 称之为冲击波 - 冲击波。冲击波 - 冲击波实质上是波发生折断, 故冲击波 - 冲击波阵面就是马赫反射时三波点的轨迹。如图 2 所示。图 2 中, χ 为冲击波 - 冲击波与 x 轴的夹角, 即马赫增长角; 上标 “0” 表示波前的值, 无标注表示波后的值,。

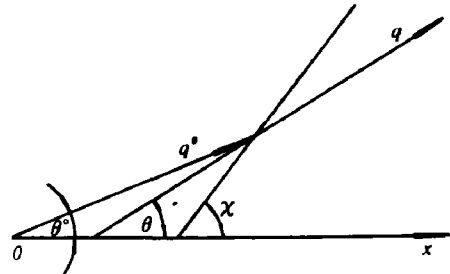


图 2

根据冲击波关系式有⁽¹⁾:

$$\frac{\sin(\chi - \theta^0)}{A^0} = \frac{\sin(\chi - \theta)}{A} \tag{1.15}$$

$$q^0 \cos(\chi - \theta^0) = q \cos(\chi - \theta) \tag{1.16}$$

$$a^0 = a \tag{1.17}$$

三、模拟流场连续区的解

1. 解的计算方程

如图 3 所示, 流场内点 3 的计算方程应为

$$[(y_3 - y_1)/(x_3 - x_1)] = A_+^1 \tag{2.1}$$

$$[(y_3 - y_2)/(x_3 - x_2)] = A_-^2 \tag{2.2}$$

$$\theta_2 - \theta_1 - B^1(q_3 - q_1) + E_+^1(y_3 - y_1) = 0 \tag{2.3}$$

$$-(\theta_3 - \theta_2) - B^2(q_3 - q_2) + E_-^2(y_3 - y_2) = 0 \tag{2.4}$$

$$a_3 - a_1 = q_3 \cos \theta_3(x_3 - x_1) + q_3 \sin \theta_3(y_3 - y_1) \tag{2.5}$$

$$q = 1/N = D_{C1}/D \tag{2.6}$$

$$N^2 = \frac{z^2}{2z-1} \tag{2.7}$$

$$M^2 = 1 + \frac{z}{k(z-1)} \tag{2.8}$$

或
$$M^2 = 1 + \frac{z(2z-1)}{z-1} \left[\frac{1}{yz} + \frac{1}{2z-1} + \frac{\gamma z + 1}{\{\gamma z^2(2z-1)[(\gamma-1)z+1]\}^{1/2}} \right] \tag{2.8'}$$

$$\sin \mu = 1/M \tag{2.9}$$

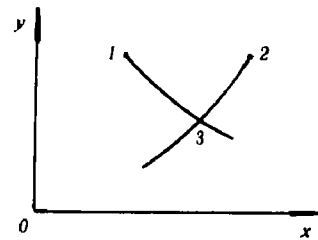


图 3

$$A_{\pm} = \operatorname{tg}(\theta \pm \mu) \quad (2.10)$$

$$B = (M^2 - 1)^{1/2} / q \quad (2.11)$$

$$E_{\pm} = \frac{\sin \theta}{M \sin(\theta \pm \mu) y} \quad (2.12)$$

对于如图4所示的x轴上的点, 方程(2.1)-(2.4)可简化为

$$\frac{-y_1}{x_2 - x_1} = A'_1 \quad (2.13)$$

$$\theta_1 - B^1(q_2 - q_1) - E'_1 y_1 = 0 \quad (2.14)$$

(2.12)式采用取极限的方法⁽⁵⁾写作

$$E'_{\pm} = \pm \frac{1}{2q_3} (M_3^2 - 1) \frac{q_2 - q_1}{x_2 - x_1} \quad (2.15)$$

2. 敛散区的划分

环形起爆生成的爆轰波在园柱型装药中传播时, 起初是发散的, 在发散区以稳定的CJ爆速传播⁽⁶⁾, 如图5所示。

设在 $y = y_0$ 时爆轰波仍以CJ爆速传播, R 为隔板半径。在 $y = y_0$ 上有 $q = q_0$, $B = B_0$ 。

设有两点 x_1 , $x_2 = x_1 + dx$, 则相应的第3点的值应为:

$$q_3 - q_0 = \frac{1}{2B_0} \left[(E'_+ + E'_-)(x_1 - x_2) / \left(\frac{1}{A'^2_+} + \frac{1}{A'^2_-} \right) + \theta_2 - \theta_1 \right]$$

令 $b = R - y_0$, 忽略高阶无穷小可以推得

$$\operatorname{sgn}(q_3 - q_0) = \operatorname{sgn}\left(\frac{1}{b} - \frac{1}{y_0}\right)$$

故当 $b = y_0$ 时, 即 $y_0 = R/2$ 时, $q_3 = q_0$;

当 $b < y_0$ 时, 即 $y_0 > R/2$ 时, $q_3 > q_0$ 发散;

当 $b > y_0$ 时, 即 $y_0 < R/2$ 时, $q_3 < q_0$ 收敛。

所以, 园柱型装药中敛散区的分界线是 $y = R/2$ 。当 $y > R/2$ 时, 爆轰波以稳定的CJ爆速传播。 $y < R/2$ 时, 爆轰波的传播是收敛的, 爆速不断增加。

模拟流场连续区解的计算公式仅适用于收敛区, 即仅适用于 $y < R/2$ 的情形, 对于 $y > R/2$ 的区域, q 为常数。

3. 边界条件

根据上述讨论, 本问题的边界应为 $y = R/2$, 但此时因 $z = 1$, 故 $M = \infty$, 为使计算能够进行, 将边界取在 $y = R/2 - \Delta y$ 上, 如图6所示。因为在 $y = R/2 - \Delta y$ 上收敛程度很小,

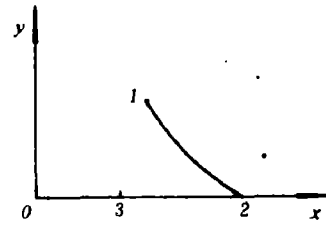


图4

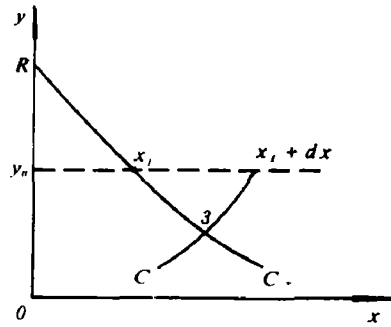


图5

故在图 6 中把 $y = R/2 - \Delta y$ 部分的爆轰波阵面视作圆。于是可导出如下公式：

$$\frac{f(1)}{f(z)} = \frac{(R/2)^2 - \Delta y^2}{(R/2)^2} \quad (2.16')$$

或

$$\left(\frac{1}{2z-1}\right)^{1/2k} = \frac{(R/2)^2 - \Delta y^2}{(R/2)^2} \quad (2.16)$$

$$a_{i+1} - a_i = q_{i+1} \cos \theta_{i+1} \Delta x \quad (2.17)$$

$$\theta_i = -\operatorname{arctg} \frac{R/2 + \Delta y}{x_i} \quad (2.18)$$

由方程 (2.6) - (2.12), (2.16) [或 (2.16')], (2.17), (2.18) 就可以解出 $y = R/2 - \Delta y$ 上, 步长为 Δx 的各点的参数, 并作本问题的边界条件。

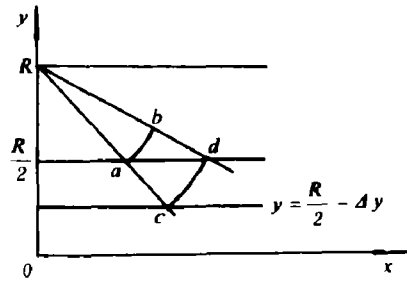


图 6

四、间断解及间断后连续区的解

1. 间断解的计算方程

主药柱中传播的爆轰波在 x 轴上发生碰撞, 当爆轰波的入射角小于临界入射角时为正规碰撞。大于临界入射角时, 则发生马赫碰撞。此时, 爆轰波阵面上的参数发生间断, 间断线就是三波点轨迹, 相对于模拟流场出现间断解。从图 7 所示, 3 点的计算方程应为:

$$\frac{y_3 - y_1}{x_3 - x_1} = \operatorname{tg} \chi_1 \quad (2.19)$$

$$\frac{y_3 - y_2}{x_3 - x_2} = A_+^2 \quad (2.20)$$

$$\theta_3 - \theta_2 - B^2(q_3 - q_2) + E_+^2(y_3 - y_2) = 0 \quad (2.21)$$

$$\frac{\sin(\chi_3 - \theta_3^0)}{A_3^0} = \frac{\sin(\chi_3 - \theta_3)}{A_3} \quad (2.22)$$

$$q_3^0 \cos(\chi_3 - \theta_3^0) = q_3 \cos(\chi_3 - \theta_3) \quad (2.23)$$

$$a_3^0 = a_3 \quad (2.24)$$

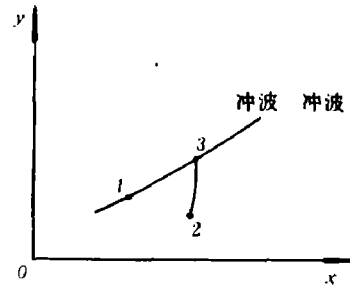


图 7

3 点的波前值可用插值法求得。根据 3 点波前的值以及 1、2 两点的值由 (2.19) - (2.24), (2.6) - (2.12), (1.11) 或 (1.12) 可求得 3 点的位置、波后值和该点的马赫增长角 χ 。

2. 间断后连续区的解

与前面介绍的连续区的解法相同。

3. 间断初值的计算

欲求流场的间断解, 必须首先确定首次出现间断的位置。对于平面问题, 已有好几种计算这种临界判据的方法⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。利用〔9〕所提供的思路对本问题进行讨论, 如图8所示。

主药柱中, 轴对称爆轰波在 x 轴上发生碰撞, A 点的入射角为临界入射角 θ_c , 经 δt 后爆轰波传至 B 点, 有:

$$L = N_0 D_{CJ} \delta t$$

$$L_1 = N_1 D_{CJ} \delta t$$

$$L' = N_1 D_{CJ} \delta t \cos \theta$$

当 $|L - L'| \rightarrow 0$ 时, $\cos \theta_c = N_0/N_1$ 。

模拟流场于 A 点出现冲击波 - 冲击波, 近似采用类似于流场中尖劈小扰动的处理方法, 根据(1.8)式的第二式应有:

$$\theta_c = \int_{N_1}^{N_0} F(N) dN + \int_{a_1}^{a_0} \frac{\sin \theta}{F(N)y} da$$

该式的第二项不易处理, 若近似地把 y 处理为某有限的小值, 从而视第二项为零, 则有

$$\theta_c = \int_{N_1}^{N_0} F(N) dN$$

由(1.10)和(1.12)式, 上式可写为

$$\theta_c = \int_{z_1}^{z_0} \left(\frac{z-1}{kz} \right)^{1/2} \frac{dz}{2z-1} \quad (2.25')$$

$$\text{故有方程} \quad \cos \theta_c = \frac{z_0(2z_1-1)^{1/2}}{z_1(2z_0-1)^{1/2}} \quad (2.25)$$

如果算出了 x 轴上的参数分布, 通过(2.25)式便可求出模拟流场中首次出现间断的位置 x_c , 并可计算出该点间断前的参数值。

设于1点发生马赫反射, 如图9所示。因 $\theta_1 = 0$,

$$\text{故} \quad \frac{\sin(\chi_1 - \theta_1^0)}{A_1^0} = \frac{\sin \chi_1}{A_1} \quad (2.26)$$

$$q_1^0 \cos(\chi_1 - \theta_1^0) = q_1 \cos \chi_1 \quad (2.27)$$

$$a_1 = a_1^0 \quad (2.28)$$

利用方程(2.26) - (2.28), (2.6) - (2.12), (1.12)(或(1.11))就可以求得1点波后的值以及该点的马赫增长角 χ_1 。

2点为 $x_2 = x_1 + \Delta x$, $y_2 = 0$ 。设2点的各参数值与1点相同。由1点2点就可求出3点的值。由3点的值可进一步求出4点的值。

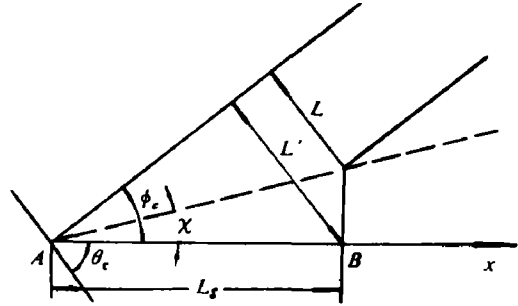


图8

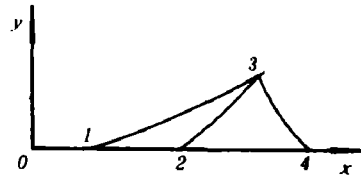


图9

用1点和4点的值对2点的值加以修正，重复上述过程，经反复校正后可求得2点、3点、4点的位置及有关参数的值。

五、计算与实验

1. 计算

根据上述讨论，对隔板半径为16mm，长为40mm的带隔板圆柱形装药中爆轰波传播的波形，爆轰参数的分布、正规碰撞的临界位置、三波点轨迹等问题进行了计算。取 $D_{CJ} = 8.212 \text{ mm}/\mu\text{s}$, $k = 0.21$ ，采用修正的A-D关系式。结果见图10及表1、表2、表3、表4。

图10中的实线是根据计算结果绘制的爆轰波波形。在 $x = 15.3 \text{ mm}$ 处发生马赫反射。

表1、表2、表3、表4中所列数据分别表示图10中A、B、C、D四个不同波阵面上的参数分布。

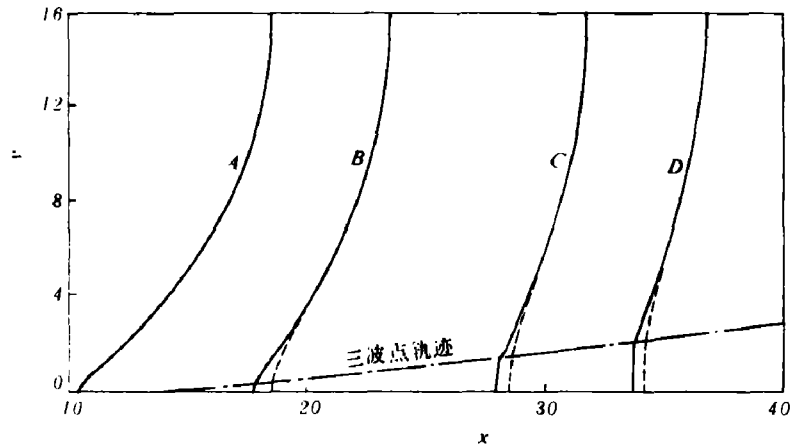


图10 爆轰波形图。 —— 计算值 - - - 实验值 - · - · 三波点轨迹

表 1

y (mm)	16.00	8.00	6.00	5.50	5.00	4.50	4.00	3.55	3.31	3.00
D/D_{CJ}	1	1	1.0001	1.0002	1.0005	1.001	1.002	1.003	1.004	1.004
P/P_{CJ}	1	1	1.014	1.022	1.033	1.047	1.064	1.082	1.093	1.103
y (mm)	2.59	2.33	2.07	1.82	1.55	1.29	1.01	0.68	0.41	0
D/D_{CJ}	1.006	1.008	1.010	1.012	1.015	1.019	1.025	1.035	1.044	1.529
P/P_{CJ}	1.125	1.143	1.162	1.180	1.204	1.235	1.282	1.346	1.405	4.109

表 2

x	20.41	20.15	19.87	19.57	19.23	18.85	18.64	18.43	18.20	17.98
y	1.002	1.003	1.004	1.007	1.010	1.017	1.023	1.031	1.042	1.071
D/D_{C1}	3.99	3.57	3.12	2.64	2.14	1.61	1.33	1.05	0.75	0.44
P/P_{C1}	1.064	1.082	1.103	1.129	1.167	1.226	1.265	1.323	1.393	1.558

表 2-1

表 2-2

x	y	D/D_{C1}	P/P_{C1}	x
1.91	0.32	1.435	3.535	5.880

表 2-3

	x	y	D/D_{C1}	P/P_{C1}
计算值	17.79	0	1.441	3.569
实验值	17.79	0	1.410	3.389

表 3

表 3-1

x	29.35	29.20	29.03	28.86	28.66	28.45
y	3.92	3.55	3.16	2.75	2.31	1.85
D/D_{C1}	1.002	1.003	1.005	1.006	1.010	1.015
P/P_{C1}	1.068	1.084	1.105	1.127	1.161	1.207

表 3-2

x	y	D/D_{C1}	P/P_{C1}	x
28.25	1.43	1.213	2.306	7.660

表 3-3

	x	y	D/D_{C1}	P/P_{C1}
计算值	27.89	0	1.203	2.285
实验值	27.89	0	1.20	2.286

表 4

表 4-1

x	34.85	34.61	34.48	34.33
y	3.98	3.29	2.92	2.53
D/D_{C5}	1.002	1.004	1.006	1.009
P/P_{C5}	1.065	1.099	1.121	1.150

表 4-2

x	y	D/D_{C1}	P/P_{C1}	x
34.22	2.24	1.150	1.973	8.130

表 4-3

	x	y	D/D_{C1}	P/P_{C1}
计算值	33.83	0	1.156	2.008
实验值	33.83	0	1.14	1.92

其中,表 2-2、3-2、4-2 分别表示波阵面 B 、 C 、 D 的三波点上的值。表 2-3、3-3、4-3 分别表示波阵面 B 、 C 、 D 在 x 轴上的参数值。

2. 实验

实验装置如图 11 所示。

利用 GSJ 高速摄影仪对主药柱端面拍摄扫描照片,如图 12 所示。扫描速度为 $2.223 \text{ mm}/\mu\text{s}$ 。

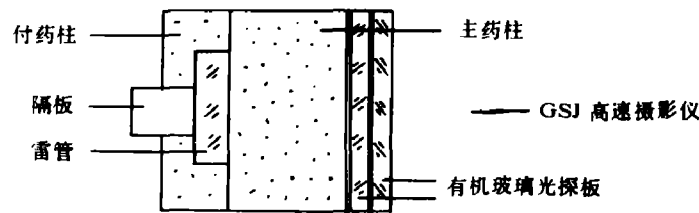


图 11

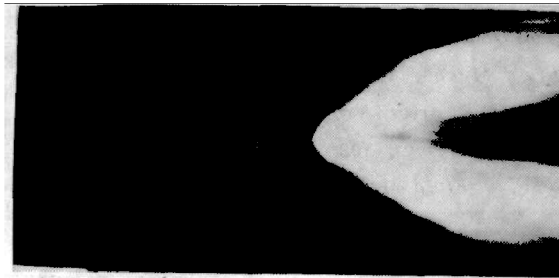


图 12 扫描波形放大照片

实验所用的付药柱和主药柱均为混合炸药压制而成, 直径为 50 mm , 平均密度为 1.666 g/cm^3 , $D_{c1} = 8.212\text{ mm}/\mu\text{s}$ 。

采用有机玻璃隔板, 半径为 16 mm , 厚为 30 mm 。

分别对长度为 5 mm 、 8 mm 、 10 mm 、 13 mm 、 15 mm 、 18 mm 、 20 mm 、 23 mm 、 25 mm 、 28 mm 、 30 mm 、 35 mm 、 40 mm 的主药柱端面拍摄扫描照片, 根据这组扫描照片经适当处理可绘制出爆轰波传播的波形。为图 10 中虚线所示。

从这组扫描照片中可测得马赫杆的传播速度, 再由公式 (1.10) 求得相应的爆压。其结果见表 2—3、表 3—3、表 4—3。

3. 讨论

(1) 从图 10 中可以看出: 实验所描绘的爆轰波形与计算所描绘的波形基本相符; 但在 x 轴附近有较为明显的偏差, 实验波形较计算波形超前。其主要原因可能是实验中采用了 30 mm 厚的有机玻璃隔板。隔板虽然保证了通过它的冲击波不能使主药柱起爆, 但不能排除该冲击波对主药柱的预压作用以及隔板的存在对波后流场的影响。因此, 实验的情形与计算所要求的理想情形并不完全一样。隔板的存在仅对与之接触的主药柱端部的某一范围内发生影响, 故从表 2—3、3—3、4—3 中可以看出, 在 x 轴上, 实验测得的爆速与计算值的误差并不太大。

(2) 计算结果表明尽管爆轰波在传播过程中向轴心方向是收敛的, 但爆轰参数的变化并不十分明显。例如从表 1 中可以看出, 对于波阵面 A , 在半径 0.41 mm 处爆速才增长 34.4% 。仅仅在 x 轴附近爆轰参数才有明显的变化。故图 10 中的波阵面基本呈园形。若忽略因收敛而引起的爆轰波的增强, 把爆轰阵面视作园, 把爆轰参数视作 $C-J$ 参数, 问题将被大大简化。

(3) 马赫增长角略有增长, 但大致在 8° 左右。如果药柱中置有金属锥型罩, 因罩的半顶角远大于马赫增长角, 故爆轰波因轴心处碰撞而产生的马赫杆仅在金属罩顶部很小的范围内对罩发生影响。

本文承王继海指导, 谨致谢忱。

参 考 文 献

- (1) 王继海, 二维不定常流体力学, 私人通信, (1982).
- (2) Whitham, G. B., *Linear and Nonlinear Waves*, John Wiley Sons Inc., (1974).
- (3) Whitham, G. B., *J. Fluid Mech.*, **5** (1959), 369.
- (4) Lambourn, B. D., Wright, P. W., *4th Inte. Symp Deton.* (1965), 142.
- (5) Shih- I Pai, *Introduction to the Theory of Compressible Flow*, D. Van Nostrand Company Inc., (1959).
- (6) Lee, J. H., et al, *AFOSR 69-3090 TR*, (1969).
- (7) Ben-Dor, G., *J. Fluid Mech.*, **100** (1)(1980), 147.
- (8) Itoh, S., et al, *J. S. M. E. paper No. 396*, (1979).
- (9) Itoh, S., et al, *J. Fluid Mech.*, **103** (2)(1981), 383.
- (10) Hornung, H. G., et al, *J. Fluid Mech.*, **90** (3)(1979), 541.

THE PROPAGATION AND INTERACTIONS OF AXISYMMETRIC DETONATION WAVES

Fan Baochun Yang Quanzhong Yang Chonghui

Abstract

By applying Whitham's shock wave approximation, the calculations on propagation of axisymmetric detonation waves are made. The calculations include the wave shapes, the distributions of the detonation parameters, the critical angle of regular reflection and the trace of triple point etc.

The calculated results are well accord with the experimental data of high-speed photography out cylindrical charges of various thickness and with the same barriers in it.