

平面炸药对刚性飞片的正向与反向驱动问题

邹永庆 王炳成

本文采用特征线法和有限差分的数值计算方法,对平面炸药在不同端面起爆和不同边界条件下(正向与反向)驱动刚性飞片的问题进行了研究。所得结论是:为要提高炸药能量的利用效率,惰性炮塞的存在是个关键。在一定条件下,反向驱动比正向驱动可使飞片更快加速,以致在爆炸初期,在飞片运动的一定距离内,反向驱动可使飞片速度提高约15—20%。飞片的极限速度与Gurney理论进行了比较,二者符合一致。

一、引言

在凝聚炸药—金属飞片的爆炸系统中,如何提高炸药能量的利用效率,并使飞片在较短的飞行距离内获得较高的飞行速度,这是爆轰力学的一个重要而十分感兴趣的课题。在这种爆炸系统中,通常都是采用从炸药自由端而起爆而对置于另一端的飞片进行驱动的(正向驱动)。这种情况已研究得很多,也早已有了解析解^{[1],[2]}。当起爆端并非自由面而有惰性炮塞时,以及起爆面位于炸药—飞片交界面上时(称反向驱动—炸药爆轰方向与飞片运动方向相反),迄今研究不多。在工程上,大家广泛采用Gurney方法来估算飞片的速度。这在电爆炸丝(或网格)中也得到了普遍的应用^[3]。可惜,Gurney方法只能给出飞片的终速度,不能描述飞片的运动轨迹,并且还必须知道炸药的Gurney能量或速度。此外,当起爆面位于炸药的不同端面时,Gurney方法不能区分其飞片驱动的差别。因而在爆炸早期,Gurney方法无法采用。

本文采用特征线方法对各种情况下炸药驱动飞片的轨迹及速度导得了相应的公式,同时采用Von Neumann人为粘性的有限差分方法^[4],对多种模型进行了数值计算。计算结果表明,两种计算方法除了存在一定的系统偏差外,定量结果的相对变化和定性结论都是相近或一致的。我们不仅得到了在任何边界条件下飞片随时间(或飞行距离)的加速过程,而且也得到了炸药正向与反向驱动时对飞片加速历史的影响和区别。从而对于如何提高炸药能量的利用效率问题,得到了有益的启示。

二、物理图象

长度 l 、初始密度 ρ_0 、绝热多方指数为 K 和爆速为 D_1 的炸药,两端分别驱动质量为 W_N 和

W_M 的刚性飞片,如图1所示。在图1中考虑波系时,忽略飞片厚度, $o_1x_1y_1$ 是飞片N的运动轨迹, $o_2x_2y_2$ 是飞片M的运动轨迹, o_1o_2 是爆轰波, o_2x_1 是反射冲击波,实线是 α 族特征线,虚线是 β 族特征线。

首先假定,爆轰产物的多方指数 K 等于3。从图1中可以看到,当 $t=0$ 、在 $x=0$ (点 o_1)、

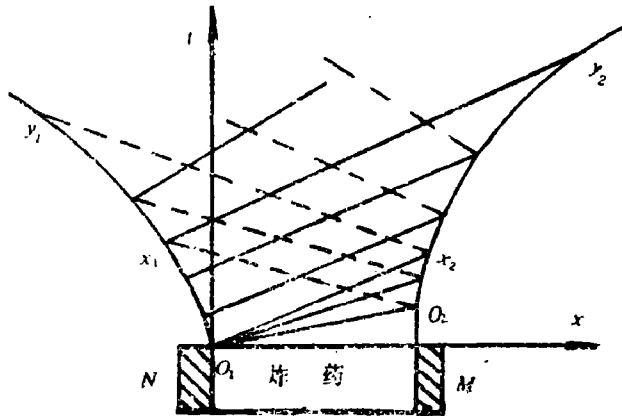


图1 炸药—飞片波系图

处炸药起爆时,飞片N朝 $x<0$ 方向飞行(即反向驱动),同时产生爆轰波和稀疏波(α 族特征线)朝 $x>0$ 方向传播。当 $t=l/D_1$ 时,爆轰波到达 $x=l$ (点 o_2)处飞片与炸药末端的交界面 o_2 ,飞片M朝 $x>l$ 方向飞行(即正向驱动),同时产生反射冲击波 o_2x_1 和稀疏波(β 族特征线)朝 $x<l$ 方向传播。显然,由简单波区域 $o_1o_2x_1$ 的 β 族特征线与飞片N满足牛顿第二定律共同决定着 o_1x_1 的运动轨迹。简单波区域 $o_1o_2x_1$ 的 β 族特征线的斜率等于常数,即 $\beta = -\frac{D_1}{2}$ 。反射冲击波

o_2x_1 的斜率决定着点 x_1 的位置和物理量。由区域 $o_1o_2x_2$ 的爆轰产物的 α 族特征线与飞片M满足牛顿第二定律共同决定着 o_2x_2 的运动轨迹。爆轰产物从 o_1 点发出的中心稀疏波波尾以 $(1/2)D_1$ 的速度追赶飞片M并相交于 x_2 ,它决定着点 x_2 的位置和物理量。由 o_2x_2 的运动轨迹上发出的 β 族特征线与飞片N满足牛顿第二定律共同决定着 x_1y_1 的运动轨迹。由 o_1x_1 的运动轨迹上发出的 α 族特征线与飞片M满足牛顿第二定律共同决定着 x_2y_2 的运动轨迹。以后,依次类推。很清楚,飞片N和M互相影响着对方的运动。

必须指出,要继续求解 y_1 和 y_2 以后的运动,特征线方法就很繁复了。我们假定,近似地将 o_2x_2 发出的 β 族特征线和 o_1x_1 发出的 α 族特征线推广到整个区域,此外,对于正向驱动来说,M是飞片,N是炮塞;对于反向驱动,N是飞片,M是炮塞。

反射冲击波 o_2x_1 的斜率对于特征线法的计算起着重要作用。我们根据爆轰产物的等熵假定和冲击波的声学理论,可以近似得到反射冲击波的斜率为 $(-3/4)D_1$ 。

三、特征线法计算

文中出现的各量都用炸药长度 l ,初始密度 ρ_0 和爆速 D_1 作为量纲因子而进行了无量纲化。令下标“1”和“11”表示飞片N的有关量,下标“2”和“22”表示飞片M的有关量。 x_i , u_i 和 c_i 分别表示飞片的无量纲位置,速度和产物声速($i=1, 2$)。记

$$\eta_i = \frac{16}{27}Z_i, \quad (i=1, 2) \quad (3.1)$$

这里 $Z_1 = W_C/W_N$, $Z_2 = W_C/W_M$, W_C 是炸药质量。

1. 运动轨迹 $o_1x_1y_1$ 和飞片速度

$$t_{x_1} \geq t > 0:$$

$$x_1 = -\frac{1}{2}t + \frac{2}{\eta_1} \left[\left(1 + \frac{1}{2}\eta_1 t\right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \quad (3.2)$$

$$u_1 = \frac{1}{2} \left[\left(1 + \frac{1}{2}\eta_1 t\right)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right] \quad (3.3)$$

$$t > t_{x_1}:$$

$$x_1 = (t-a) \left(\frac{\theta_{11}^{-1}}{\eta_1} + G_{11} \right) + b \quad (3.4)$$

$$u_1 = -\frac{\theta_{11}^{-1}}{\eta_1} + G_{11} + \frac{\theta_{11}^{-1}}{t-a} \quad (3.5)$$

其中

$$\theta_{11}^{-1} = \left[A_{11} - \frac{2\eta_1}{t-a} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad a = \frac{2\eta_2}{1+2\eta_2}, \quad b = \frac{2(1+\eta_2)}{1+2\eta_2}$$

$$A_{11} = \frac{1+2\eta_1 C_{x_1}^2 (t_{x_1} - a)}{C_{x_1}^2 (t_{x_1} - a)^2}, \quad G_{11} = -\frac{3}{4} - \frac{1}{\eta_1 C_{x_1} (t_{x_1} - a)}$$

$$t_{x_1} = \frac{4}{\eta_1} \left[6 + B\eta_1 - 2(9+2B\eta_1)^{\frac{1}{2}} \right]$$

$$C_{x_1} = \frac{1}{4} \left[2 \left(1 + \frac{1}{2}\eta_1 t_{x_1}\right)^{-\frac{1}{2}} + 1 \right]$$

$$B = \frac{4+7\eta_2}{2(1+2\eta_2)}$$

2. 运动轨迹 $o_2 x_2 y_2$ 和飞片速度

$$t_{x_2} \geq t > 1:$$

$$x_2 = t \left(1 + \frac{1-\theta_2^{-1}}{\eta_2} \right) \quad (3.6)$$

$$u_2 = 1 + \frac{1-\theta_2^{-1}}{\eta_2} - \frac{\theta_2}{t} \quad (3.7)$$

其中

$$\theta_2^{-1} = \left[1 + 2\eta_2 \left(1 - \frac{1}{t}\right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$t > t_{x_2}:$$

$$x_2 = -\left(t + \frac{2}{\eta_1}\right) \left(\frac{\theta_{22}^{-1}}{\eta_2} + G_{22}\right) - \frac{1}{\eta_1} \quad (3.8)$$

$$u_2 = -\left(\frac{\theta_{22}^{-1}}{\eta_2} + G_{22} + \frac{\theta_{22}}{t + \frac{2}{\eta_1}}\right) \quad (3.9)$$

其中

$$\theta_{22}^{-1} = \left[A_{22} - \frac{2\eta_2}{t + \frac{2}{\eta_1}} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$A_{22} = \frac{1 + 2\eta_2 C_{X_2}^2 \left(t_{X_2} + \frac{2}{\eta_1}\right)}{C_{X_2}^2 \left(t_{X_2} + \frac{2}{\eta_1}\right)^2}$$

$$G_{22} = -\frac{1}{2} - \frac{1}{\eta_2 C_{X_2} \left(t_{X_2} + \frac{2}{\eta_1}\right)}$$

$$t_{X_2} = \frac{8}{4 - \eta_2}, \quad C_{X_2} = \frac{4 - \eta_2}{4(2 + \eta_2)}$$

从 t_{X_2} 的表达式可以看出,若 $\eta_2 \geq 4$, t_{X_2} 成为无穷大或负值,它表明爆轰产物右传中心稀疏波的最后一条特征线永远赶不上飞片M的运动。换句话说,只有当 $0 < \eta_2 < 4$ 时,炮塞N对飞片M才有影响。

下面讨论几种特殊情况:

1. 自由端正向驱动飞片的运动

只需将上述公式中令 $\eta_1 \rightarrow \infty$,就可得到众所周知的自由端正向驱动的情况^{[1],[2]},方程(3.8)和(3.9)恒等于(3.6)和(3.7)。

2. 自由端反向驱动飞片的运动

只需令 $\eta_2 \rightarrow \infty$,便可得到自由端反向驱动飞片的解。此时,反射冲击波 o_2x_2 退化成 β 族的一条特征线,其斜率为 $-1/2$, o_2x_2 发出的 β 族特征线退化成一族中心稀疏波。当 $t \rightarrow \infty$ 时得到极限速度为

$$u_\infty(\eta_1, \infty) = -\frac{1}{2} + \frac{4[2(9\eta_1^2 + 20\eta_1 + 8)]^{\frac{1}{2}} - 4(3\eta_1 + 4)}{\eta_1(9\eta_1 + 16)} \quad (3.10)$$

3. 在固壁条件下反向驱动飞片运动

在上述导出的公式中只需令 $\eta_2 \rightarrow 0$ 便可得到固壁条件下反向驱动飞片的解。此时方程(3.4)和(3.5)中的 $a = 0$, $b = 2$, $B = 2$,当 $t \rightarrow \infty$ 时得到极限速度为

$$u_{\infty}(\eta_1, 0) = \frac{1}{\eta_1 C_{x_1} t_{x_1}} \left[(1 + 2\eta_1 C_{x_1}^2 t_{x_1})^{\frac{1}{2}} - 1 \right] - \frac{3}{4} \quad (3.11)$$

其中

$$t_{x_1} = \frac{8}{\eta_1} \left[3 + \eta_1 - (9 + 4\eta_1)^{\frac{1}{2}} \right]$$

$$C_{x_1} = \frac{1}{4} \left[2 \left(1 + \frac{1}{2} \eta_1 t_{x_1} \right)^{-\frac{1}{2}} + 1 \right]$$

4. 对称型驱动飞片的情况

在公式 (3.2) — (3.9) 中令 $\eta_1 = \eta_2 = \eta$, 就可得到对称型正向驱动和反向驱动飞片的轨迹和速度。 $t \rightarrow \infty$ 时它们的极限速度分别为:

正向驱动:

$$u_{\infty}(\eta, \eta) = \frac{1}{3\eta + 4} \left[\frac{7\eta + 12}{2} - (\eta^2 + 24\eta + 32)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (3.12)$$

反向驱动:

$$u_{\infty}(\eta, \eta) = \frac{1}{\eta C_{x_1} (t_{x_1} - a)} \left[\sqrt{1 + 2\eta C_{x_1}^2 (t_{x_1} - a)} - 1 \right] - \frac{3}{4}, \quad (3.13)$$

其中

$$t_{x_1} = \frac{4}{\eta} \left[6 + B\eta - 2(9 + 2B\eta)^{\frac{1}{2}} \right]$$

$$C_{x_1} = \frac{1}{4} \left[2 \left(1 + \frac{1}{2} \eta t_{x_1} \right)^{-\frac{1}{2}} + 1 \right]$$

$$a = \frac{2\eta}{1 + 2\eta},$$

$$B = \frac{4 + 7\eta}{2(1 + 2\eta)}$$

四、数值计算

对于上述平面一维爆轰力学的各种问题, 我们同时采用了 Von Neumann 人为粘性的有限差分方法进行了数值计算^[4]。

计算中所用炸药为 TNT/RDX (40/60), 其参数为: $\rho_0 = 1.68$ 克/厘米³, $D_J = 7.75$ 毫米/微秒, $K = 3$ 。主要计算结果绘于图 2—图 10, 图中括号内参数是 (η_1, η_2) 。 (∞, η_2) 和 (η_1, ∞) 表示一端为自由面时的正向与反向驱动, 类似地, $(0, \eta_2)$ 和 $(\eta_1, 0)$ 分别表示一端为固壁时的正向与反向驱动。

在图 2 上, 给出了炮塞质量为飞片质量的二倍时, 正向与反向驱动的计算曲线 (图中 u 、 x 均为无量纲量, 下同)。图 3 给出了当 $\eta = 0.53$ 时, 自由端正向、固壁端正、反向的飞片速度 u 和飞行距离的关系曲线。图 4 上给出了 $\eta = 1.06$ 的自由端正向, 固壁端正、反向的 $u \sim x$ 曲线。图 5 和图 6 则分别为 $\eta = 2$ 和 4 时的 $u \sim x$ 曲线。

从以上五个图中我们可以清楚地看到, 特征线法和数值解法的结果除了存在一个系统偏

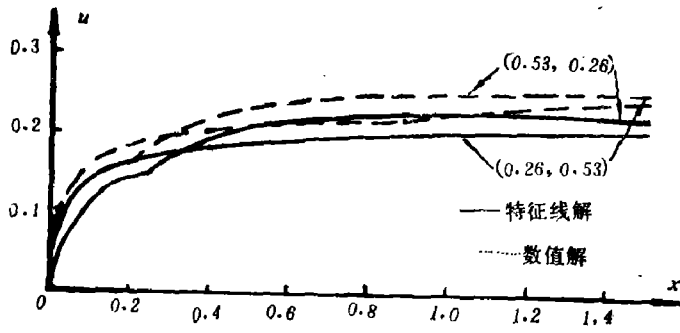


图2 炮塞质量是飞片质量的二倍时, 飞片速度与飞行距离的关系曲线

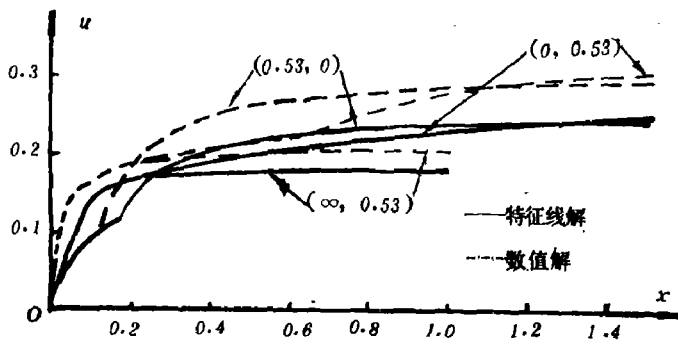


图3 $\eta=0.53$ 时, 固壁端与自由端正, 反向驱动的 $u \sim x$ 曲线

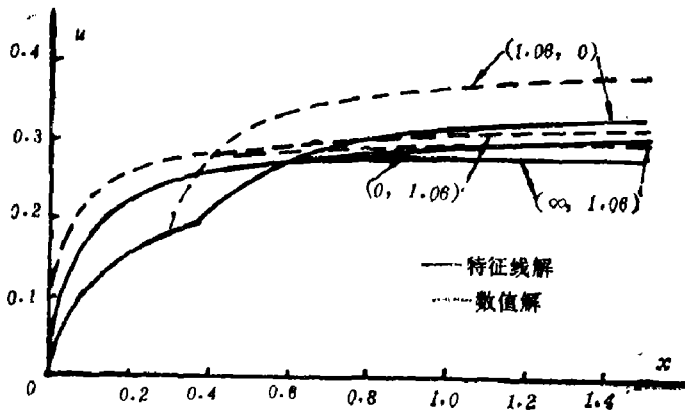


图4 $\eta=1.06$ 时, 固壁端与自由端正, 反向驱动的 $u \sim x$ 曲线

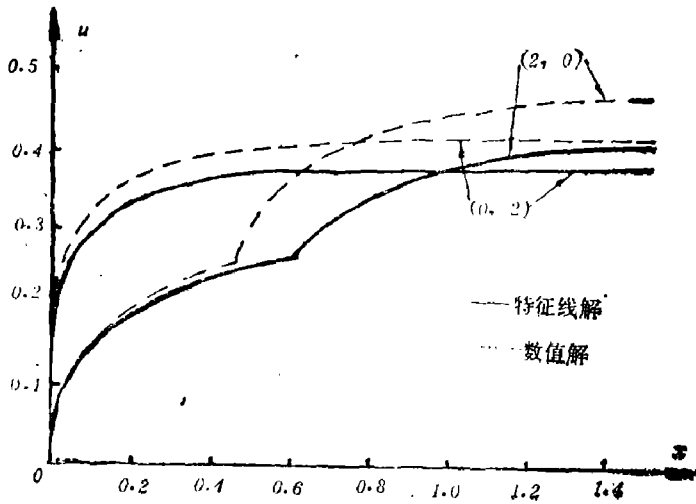


图5 $\eta=2$ 时, 固壁端正, 反向驱动的 $u \sim x$ 曲线

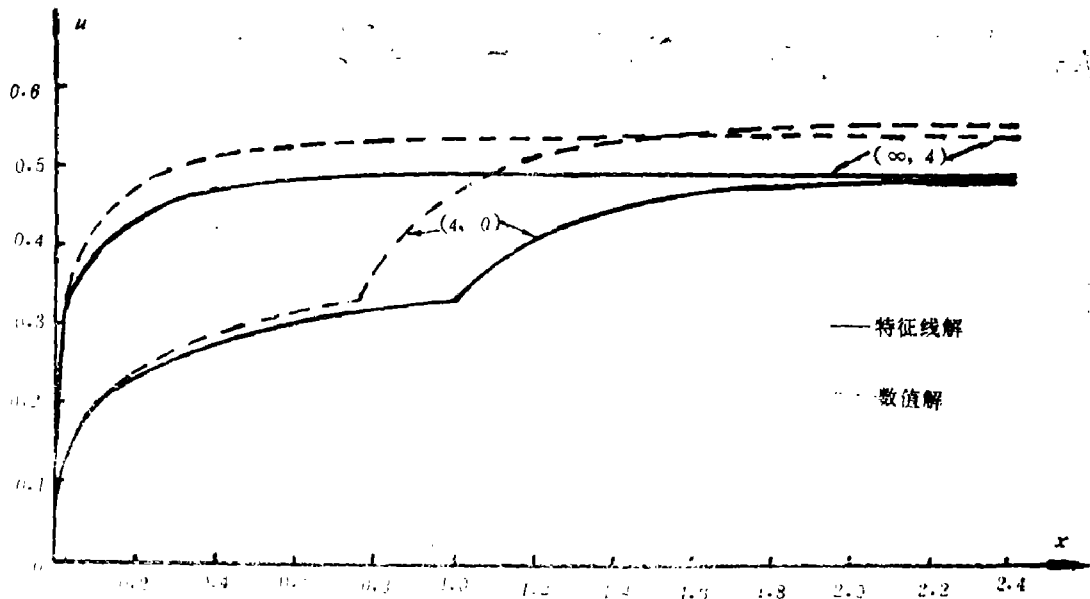


图6 $\eta=4$ 时, 自由端正向与固壁端反向的 $u \sim x$ 曲线

差外, 定量结果的相对变化和飞片运动的定性规律都是相近或一致的。当存在炮塞或固壁时, 飞片的加速过程由于反射冲击波在炮塞与飞片间的多次来回反射而存在几次冲击加速的阶段。在爆炸初期飞片运动的近距离内, 飞片的加速历史因正、反向驱动而有很大差别, 而在较大的飞行距离处, 它们的差别逐渐缩小而最终趋于一致。

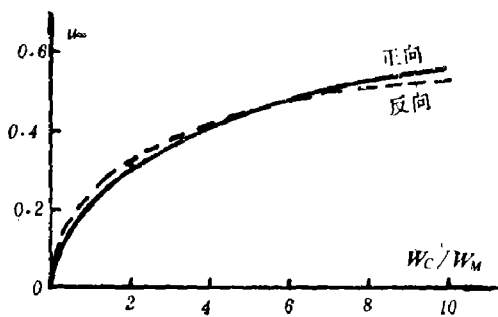


图7 对称型正、反向驱动飞片极限速度与 $\frac{W_C}{W_M}$ 的关系

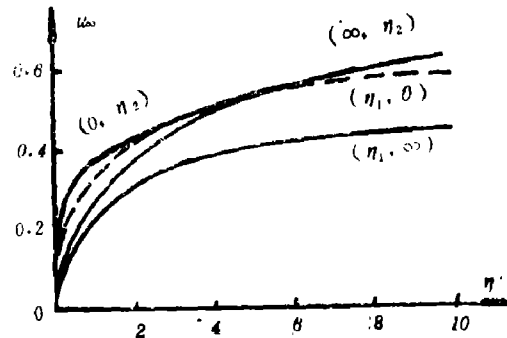


图8 自由端和固壁端时, 正、反向驱动飞片极限速度 u_{∞} 与 η 关系

图7上给出了对称型飞片极限速度与质量比的关系, 二种驱动方式的结果基本一致。图8上给出了自由端和固壁端情况下, 正、反向驱动飞片极限速度与 η 的关系。自由端反向的飞片速度最低, 其它三条曲线在 η 较小时差别较大, η 较大时差别较小或趋于一致。图9为炸药的能量利用率 ϵ (飞片动能/炸药总能量) 与质量比的关系。图10是炮塞的存在对飞片速度增益的影响。图9和图10的结果与Kennedy^[6]用Gurney方法计算的结果基本一致。图7—图10是用特征线法计算的结果。

需要指出的是, 特征线法计算中反射冲击波的斜率我们均取为 $-3/4$ (按强击波理论严格

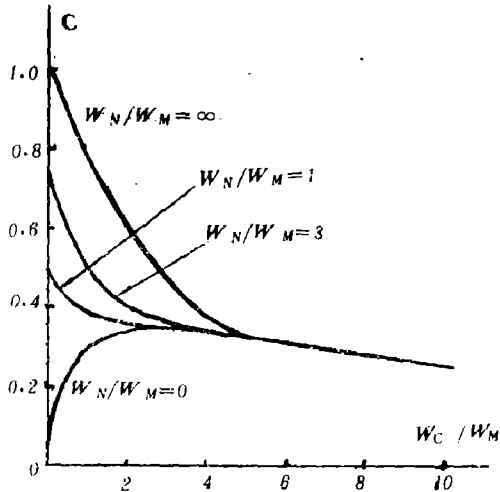


图9 各种情况下的能量利用率 ϵ 与 $\frac{W_C}{W_M}$ 的关系

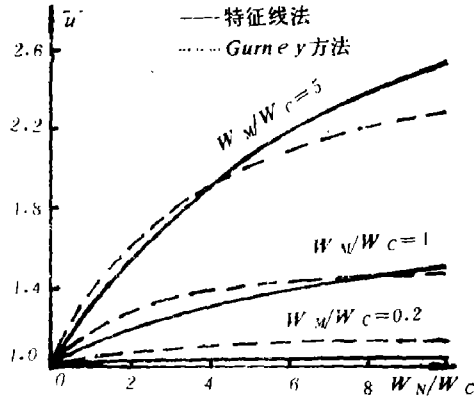


图10 $\frac{u = u_{\text{有炮塞}}}{u_{\text{无炮塞}}}$ 与 $\frac{W_N}{W_C}, \frac{W_M}{W_C}$ 的关系曲线

计算, 当 $K = 3$ 时, 其斜率为 $-0.78^{(4)}$, 也没有考虑传播过程中的衰减, 而这个斜率对于反向驱动的计算是很灵敏的。此外, 当 η 较小时, 反射冲击波将在 M 与 N 间来回多次反射, 这里仅考虑一次反射。这些假定将会产生一定误差。

建立在 $C-J$ 正常爆轰理论基础上的数值计算, 并没有考虑爆轰波的细微结构和化学反应动力学的实际过程, 这对 TNT 和 RDX 及其混合炸药的反应区很窄、能量释放很快的稳定爆轰来说, 看来影响并不大。它与实验结果相比, 误差约在 5% 以内。

本文所得飞片极限速度的结果与 Gurney 方法是一致的。Gurney 方法对飞片极限速度的计算误差为 10% , 并且 I. C. Henry⁷⁾ 指出, 该方法的适用范围是 $0.059 < \eta < 2.96$ 。本文所用的二种计算方法不仅可得到飞片的加速历史, 而且对 η 的适用范围也大得多, 特别是数值计算。

五、几点基本结论

从以上的计算结果和讨论中, 我们可以得到几点基本结论:

1. 对于炸药的能量利用, 炮塞或固壁的作用是十分明显的, 炸药对飞片的质量比愈小, 作用愈显。无论是正向还是反向驱动都是如此, 只是所需的时间或飞行距离不同而已。但当 $\eta > 4$ 时, 炮塞的作用已很小。

2. 不存在炮塞或固壁时, 在任何条件下反向驱动飞片速度均低于正向驱动。存在炮塞或固壁时, 哪种驱动方式较好, 取决于质量比 η 和实际的飞行距离。然而在一定质量比条件下, 在爆炸初期的一定飞行距离内, 反向驱动飞片速度可高于正向驱动 $15-20\%$, 这对在近距离内尽可能提高飞片的速度是有意义的。

3. 存在炮塞或固壁时, 正向与反向驱动使飞片的加速历史即炸药能量的输出速率虽然

各不相同,但在较远的飞行距离上,飞片的极限速度却趋于一致。这就证实了Gurney理论的基本假定(即飞片极限速度与炸药的爆轰方向无关)是完全正确的。

参 考 文 献

- [1] Aziz, A. K., Hurwitz, H., Sternberg H. M., Proc. third Symposium on Detonation (1960), 205.
- [2] 鲍姆, Ф. А., 斯达纽柯维奇 К. П., 谢赫捷尔, Б. И., (众智译), 爆炸物理学, 科学出版社 (1963), 323, 447.
- [3] Tucker, T. J. and Stanton, P. L., SAND-75-0244 (1975)
- [4] Von Neumann, J. and Richtmyer, R. D., *J. Appl. Phys.*, 21 (1950), 232.
- [5] 里奇特迈儿, R. D., (何旭初, 徐家福, 包雪松), 初值问题的差分方法, 科学出版社 (1966), 196.
- [6] Kennedy, J. E., Sandia Laboratories Research Report SC-RR-70-790 (1970).
- [7] Henry, I. C., AD-813398 (1967).

NORMAL AND OPPOSITE DRIVING OF RIGID PLATE BY PLANE EXPLOSIVE

Zou Yunqing Wang Bingcheng

Abstract

In this paper, the methods of characteristic and finite differential numerical calculation are used to investigate the normal and opposite driving of rigid plate by plane explosive initiated at different ends under different boundary conditions. It is concluded that the presence of the inert tampion is of great importance to the making full use of the energy of explosive and on certain conditions plane plate will be accelerated more rapidly by opposite driving than by normal. As a consequence, the plate velocity will increase about 15-20% by opposite driving during the early period of the explosion and over a certain distance. Good agreement has been found between the extreme plate velocity and the value calculated by Gurney theory.