

非理想爆轰的推飞片效率

孙锦山 戴全业

(1985年5月31日收到)

本文采用一定形式的状态方程,模拟爆轰波后稀疏波区内介质的放能,初步解析地讨论了非理想爆轰波的推飞片效率问题,并与相应CJ爆轰波的情况进行了对比。由本文的结果可见:(1)对CJ点之后释放能量的非理想爆轰波,波后压力分布与瞬时释放能量的多少和CJ点之后释放能量的多少和快慢有关。(2)非理想爆轰的推飞片效率,除炸药与飞片质量比之外,不仅依赖于CJ点之前瞬时释放出来的能量 Q ,还依赖于CJ之后释放的能量 q 和标志释放快慢的参数 n 。(3)非理想爆轰波、包括弱爆轰的推飞片效率,对所讨论的参数与CJ爆轰相似,均存在一个最佳的选择。

引 言

炸药能量的利用效率,一直是爆轰装置设计、理论和实验工作者十分关注的问题之一。

根据经典理论,CJ爆速、爆压随炸药单位质量能量的增加而增长。但是实验测量结果^[1]表明: TNT内随硝酸胺成份的增加,单位质量能量提高,但爆速下降。这说明对这类炸药经典的CJ假设已不再成立,对这种非理想爆轰需要考虑它的结构及内部能量释放快慢的影响,以及其它因素、如反应前后单位质量克分子数的变化对爆速和爆压的贡献^[2]。

对绝大多数炸药,研究情况表明,稳定爆轰的CJ点之后或多或少均有一部分能量在稀疏波区内释放。如Comp. B^[3]、PBX-9404与TATB^[4]等,稀疏波区释放的能量占整个释放能量的百分之几到百分之几十。

炸药在爆轰波后稀疏波区内释放的能量是否能够得到一定的利用,对其波后的分布量又有何种影响? 1981年J. W. Kury^[5]发表了利用混有金属粉末的炸药作的园筒试验结果,其部分数据见表1,从这里可以看到

(1) 化学反应能量完全可以在声速点之后释放出来,从而改变爆轰波波后的压力分布。

(2) 炸药能量的利用率依赖于整个爆轰波的压力分布,波后压力分布对作功是有作用的,一定情况下降低CJ压力及爆速,提高波后压力对炸药能量利用有好处。

(3) 对不符合经典理论的非理想炸药,单纯地用CJ爆速、爆压作为鉴定炸药性能的标准,对有些情况,如炸药推动飞片的动能,已不太适用。

C. L. Mader^[6]从理论上对这种非理想爆轰波作了一定的讨论及相应的数值计算,并指出对非理想炸药若不考虑能量在稀疏区内释放,数值计算图象与实验就不能很好符合。文献

表 1

炸药代号	成 份	体积百分 比 (%)	初始密度 (克/厘米 ³)	CJ爆速 (毫米/微秒)	$\gamma/\gamma_0 = 2.24$ 处 速度(毫米/微秒)	偏转角 θ (度)	相对能 量利用
RX-11-BK	HMX	43	2.08	7.46	1.77	13.4	1.18
	2 μ KP	40					
	5 μ Al	5					
	Estane	12					
Octol	HMX	72.4	1.81	8.48	1.75	11.7	1.15
	TNT	27.6					
LX-14	HMX	93	1.84	8.83	1.79	11.5	1.21
	Estane	7					
Com p. B Grade A	RD-X	60.4	1.72	7.99	1.63	11.5	1.00
	TNT	37.8					
	WaX	1.8					

〔7〕对弱爆轰波推飞片的效率问题也作了一定的讨论。本文是在C.L.Mader⁽⁶⁾的启发下,通过改变炸药产物的状态方程表达形式,来模拟稀疏波区化学能量的释放。由于只是状态方程作了一定的改变,其余方程仍维持不变,因此可以由此初步解析地研究一维非理想爆轰,包括弱爆轰的推飞片效率问题。

一、方程组和特征式

不考虑粘性、热传导、扩散等耗散因素的化学反应方程组为

$$d\rho/dt + \rho \operatorname{div} \vec{u} = 0$$

$$d\vec{u}/dt + \operatorname{grad} p/\rho = 0 \quad (1)$$

$$dE/dt + p d\left(\frac{1}{\rho}\right)/dt = 0$$

$$d\vec{\lambda}/dt = \vec{\gamma}$$

这里 ρ 、 \vec{u} 、 E 、 p 及 $\vec{\lambda}$ 分别表示密度、速度、内能、压力及反应进程变量, $\vec{\gamma}$ 为反应速率。前三个方程与普通流体力学方程相同,仅状态方程不一样,由于化学反应是将分子结合能释放出来,转变成内能中的分子转动、振动能,因此方程中可以不显含化学释放能量。

方程组(1)通过变换和热力学关系式,可以导出以下的特征关系式⁽²⁾

$$(dx/dt)_{\pm} = u \pm c \quad dx/dt = u$$

$$(dp/dt)_{\pm} \pm \rho c (du/dt)_{\pm} = \rho c^2 (\vec{\sigma} \cdot \vec{\gamma} - au/x) \quad (2)$$

$$dE/dt + p(d\frac{1}{\rho}/dt) = 0$$

$$d\vec{\lambda}/dt = \vec{v}$$

其中 $a = 0, 1, 2$ 分别代表平面、柱面和球面一维的情况。 c 为冻结等熵声速, σ 称为热性系数, 讨论单一反应道情况, 有关系式

$$(\partial p / \partial \lambda)_{E, \rho} = \rho c^2 \sigma \quad (3)$$

本文仅讨论平面一维的推飞片效率问题, 故取 $a = 0$ 。

二、状态方程和声速

为了讨论稀疏波内释放能量的影响问题, 并考虑到弱爆轰波的波头物理量达不到CJ状态, 因此设

$$E = pV / (k - 1) - Q - q [1 - e^{-n(V - V_{eff})}] \quad (4)$$

这里 V_{eff} 表示爆轰波头上的有效比容, 对CJ爆轰即为 V_{CJ} , 对确定的爆轰类型它是常数, k 为多方指数, Q, q, n 为给定常数。通过爆轰波介质瞬时释放能量 Q , 在稀疏波区域内, 释放的能量为 q , 释放的快慢决定于指数 n 。对(4)求微商有

$$dE = (pdV + Vdp) / (k - 1) - nqe^{-n(V - V_{eff})} dV$$

再利用热力学关系式: $dE + pdV = TdS$, 代入并整理后有

$$dp/d\rho = -(k - 1)TV \frac{dS}{dV} + kpV - 2qnVe^{-n(V - V_{eff})}$$

由此求出冻结等熵声速为

$$c^2 = kpV - 2nqVe^{-n(V - V_{eff})} \quad (5)$$

由于(4)式与反应进展度 λ 无关, 对 λ 求微商

$$(\partial E / \partial \lambda)_{E, \rho} = 0$$

因此有: $(\partial p / \partial \lambda)_{E, \rho} = 0$, 又据热性系数的定义(3)式, 所以 $\sigma \equiv 0$ 。这说明方程组与特征关系式仍可按普通流体力学形式处理, 虽然状态方程隐含了化学能的释放, 但仍可对波后作等熵处理。所以可通过内能关系式(4)对 V 微商求出压力的表达式

$$p = -dE/dV = -p/(k - 1) - \frac{V}{k - 1} \frac{dp}{dV} + nqe^{-n(V - V_{eff})}$$

得到对压力 p 的常微分方程

$$dp/dV + kp/V - 2nqe^{-n(V - V_{eff})}/V = 0$$

由此求出

$$p = p_{eff} V_{eff}^3 / V^3 + 2q \{ (V_{eff}^2 + 2V_{eff}/n + 2/n^2) / V^3 - [1 + 2/(nV) + 2/(n^2 V^2)] e^{-n(V-V_{eff})/V} \} \quad (6)$$

等熵声速 c 的表达式(5)亦可通过(6)式求出, 两者的结果是一致的。

三、爆轰波波后物理量分布

首先通过爆轰波关系式求波面上的物理量。设初始压力与内能可忽略, 为简单起见取多方指数 $k = 3$, 则有

$$E = p(V_0 - V) / 2 \quad p = \rho_0^2 D^2 (V_0 - V)$$

波面上炸药内能表达式为(4)式, 其中 V_{eff} 为波面上的比容, 因此上两式变成

$$pV / 2 = p(V_0 - V) / 2 + Q$$

$$p = \rho_0^2 D^2 (V_0 - V)$$

由此解出

$$p = \rho_0 D^2 (1 \pm \sqrt{1 - 16Q/D^2}) / 4$$

这里“+”号对应强爆轰,“-”号对应弱爆轰,而对CJ爆轰有

$$\begin{aligned} p_{CJ} &= \rho_0 D_{CJ}^2 / 4 & V_{CJ} &= 3V_0 / 4 & c_{CJ} &= 3D_{CJ} / 4 \\ Q &= D_{CJ}^2 / 16 & u_{CJ} &= D_{CJ} / 4 \end{aligned} \quad (7)$$

若令 $z = \sqrt{1 - D_{CJ}^2 / D_{eff}^2}$, 则对弱爆轰有

$$\begin{aligned} D_{eff} &= D_{CJ} / \sqrt{1 - z^2} & V_{eff} &= V_{CJ} (1 + z/3) \\ p_{eff} &= p_{CJ} / (1 + z) & u_{eff} &= u_{CJ} \sqrt{(1 - z)/(1 + z)} \\ c_{eff} &= c_{CJ} \sqrt{(1 + z/3)/(1 + z)} \end{aligned} \quad (8)$$

爆轰波后的稀疏波区, 应用特征关系式(2), 同样可以有稀疏波的波头轨迹

$$x = (u + c)t = D_{CJ} t \{ \sqrt{(1 - z)/(1 + z)} / 4 + 3\sqrt{(1 + z/3)/(1 + z)} / 4 \} = a_0 t \quad (9)$$

在中心簇稀疏波内有

$$\begin{aligned} u - \int dp / \rho c &= \beta_0 \\ dx / dt &= u + c \end{aligned} \quad (10)$$

为简单起见，假设特征线在稀疏波内仍保持直线性质，令炸药长 l_0 ，从 $x=0$ 端开始起爆，求爆轰波到达 $x=l_0$ 处的波后分布。此时时间为

$$t = l_0 / D_{eff}$$

稀疏波到达位置为

$$x = a_0 l_0 / D_{eff}$$

当 $z=0$ 时，由(9)式可见稀疏波波头与爆轰波波头重合。当 $z \neq 0$ 时，稀疏波波头与爆轰波波头之间存在一个常数区，常数区内物理量的分布同(8)式的爆轰波波面上的量。由(10)可得到稀疏波内不同位置 x 处所对应的量

$$x = \frac{l_0}{D_{eff}} \left[u_{eff} + \int_{\rho_{eff}}^{\rho} f(\rho) d\rho + c(\rho) \right] \quad (11)$$

其中 $f(\rho) = c(\rho)/\rho$ ，由此求得位置与密度的相应关系，再由(5)、(6)与(10)式求出声速 c 、压力 p 与速度 u 。结果见表1、3、4以及图1、2、3所示。长度 l_0 选取80厘米，

表2 对 $z=0$ ， $Q=0.0493$ 千焦耳/克，不同释能速度的波后压力分布

x (厘米)	压 力 (万大气压)				
	$q=0$	$q=0.2Q$ $n=5$	$q=0.2Q$ $n=10$	$q=0.2Q$ $n=15$	$q=0.2Q$ $n=20$
8.0	36.38	36.38	36.38	36.38	36.38
7.5	32.15	34.15	35.45	35.60	35.80
7.0	28.05	30.25	32.10	33.45	33.85
6.5	24.40	26.35	27.55	28.10	28.20
6.0	21.10	22.90	23.50	23.15	23.00
5.0	15.40	16.70	16.70	16.35	16.00
4.0	10.85	11.80	11.50	11.25	11.10
3.0	7.30	8.00	7.70	7.60	7.50
2.0	4.40	5.05	4.85	4.80	4.80

表3 对 $z=0$ ， $Q=0.04$ 千焦耳/克，不同释能量的波后压力分布

x (厘米)	压 力 (万大气压)				
	$q=0$	$q=0.005$ $n=10$	$q=0.01$ $n=10$	$q=0.015$ $n=10$	$q=0.02$ $n=10$
8.0	29.50	29.50	29.50	29.50	29.50
7.5	26.05	27.50	29.10	29.20	29.30
7.0	22.80	24.60	27.20	28.20	28.70
6.5	19.80	21.30	23.00	25.20	27.30
6.0	17.05	18.25	19.60	20.90	22.50
5.0	12.40	13.05	13.75	14.30	14.75
4.0	8.75	9.00	9.30	9.40	10.00
3.0	5.85	6.10	6.30	6.50	6.70
2.0	3.70	3.80	4.00	4.20	4.40

表 4 对 $z = 0.5, Q = 0.0493$ 千焦耳/克, 不同释能量的波后压力分布

x (厘米)	压 力 (万大气压)		
	$q = 0$	$q = 0.01$	$q = 0.02$
8 - 5.58	24.3	24.3	24.3
5	20	23.4	23.90
4.5	16.7	20.5	22.0
4	13.65	14.6	15.0
3	8.9	9.35	9.4
2	5.5	5.8	5.85

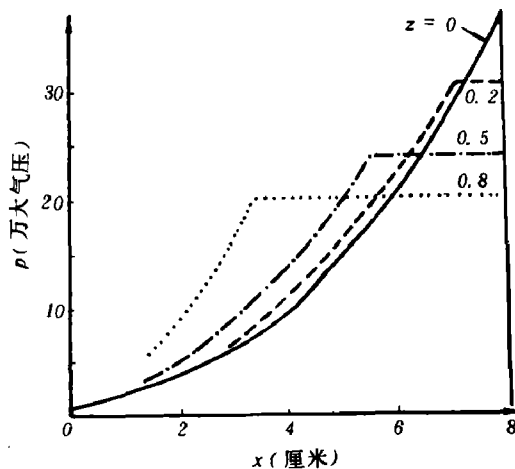


图 1 弱爆衰波的波后压力分布图

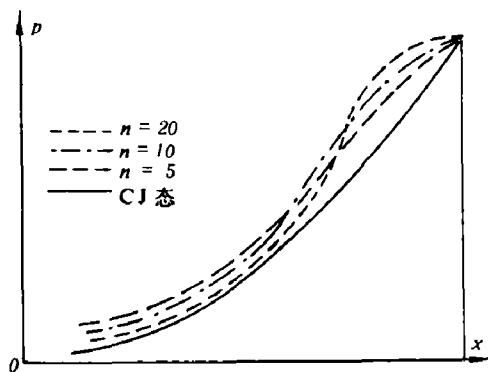


图 2 对 $Q = 0.0493$ 千焦耳/克 $q = 0.2 \times Q$ 不同释能速度情况下, 波后的压力分布图。

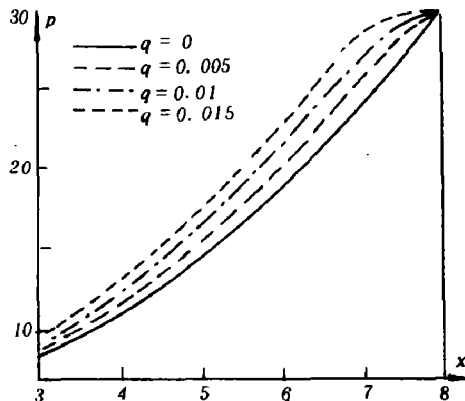


图 3 对 $Q = 0.04$ 千焦耳/克, 不同 q 值, $n = 10$ 时的波后压力分布图。

密度 $\rho_0 = 1.845$ (克/厘米³)。从结果可以看到:(1)固定稀疏波内的释放能量 q , 随放能速度即 n 数增大而提高。偏离CJ压力分布的部分将向爆轰波头移动。且偏离变大但范围变窄。(2)稀疏波内放能速度不变, 波后压力分布偏离CJ的程度, 随 q 增加而增加。而爆轰的推飞片效率, 与CJ爆轰对比, 它既依赖于偏离量又依赖于范围的大小。对此下面将进一步讨论。

四、非理想爆轰的推飞片效率

为简便起见, 飞片作刚体近似。由于爆轰波从飞片反射的是弱冲击波, 因此波前后的黎曼不变量 a_0 可以近似认为相等。它的波系作用结构见图 4 所示。 s 为反射激波, R 是稀疏波波头。

飞片从 A 点到 B 点是由 3 区的压力作用下运动的, 它的控制方程为

$$M \frac{du}{dt} = p \tag{12}$$

另外据特征关系有 $u + c = a_0 = \text{const}$ ， M 为单位面积飞片的质量，在 3 区多方气体状态方程仍成立，并有 $k = 3$ ，则得

$$p/p_0 = (c/c_0)^3 \quad c = a_0 - u$$

以此代入 (12) 式得到

$$M du/dt = p_0(a_0 - u)^3/c_0^3$$

积分上方程有

$$u = a_0 - (a_0 - u_0) / \sqrt{1 + \frac{2p_0}{M c_0^3} (a_0 - u_0)^2 (t - t_0)}$$

初始条件为 $t = t_0$ 时 $u = u_0$ ，上式再积分得到

$$x = x_0 + a_0(t - t_0) + M c_0^2 \left[1 - \sqrt{1 + \frac{2p_0}{M c_0^3} c_0^2 (t - t_0)} \right] / p_0$$

其中 $a_0 = \xi D_{Cl}$ ，而 $\xi = \frac{1}{4} \sqrt{(1-z)/(1+z)} + \frac{3}{4} \sqrt{(1+z/3)/(1+z)}$ ， t_0 取爆轰波到达飞片的时刻，即 $t_0 = l_0/D_{eff} = t_A$ ，此时波头的速度 $u_A = 0$ ，所以

$$x = l_0 + a_0(t - l_0/D_{eff}) + \left[1 - \sqrt{1 + 2\eta a_0^2(t - l_0/D_{eff})} \right] / \eta \tag{13}$$

$$u = a_0 - a_0 / \sqrt{1 + 2\eta a_0^2(t - l_0/D_{eff})} \tag{14}$$

这里 $\eta = \frac{16m}{27M} \frac{1}{l_0 D_{Cl}} \sqrt{(1+z)/(1+z/3)^3}$ ， $m = l_0 \rho_0$ 为单位面积上炸药的质量。 x_B 为稀疏波头，即有 $x_B = a_0 t_B$ ，从 (13) 式反解时间，得到

$$t_B = l_0/D_{eff} + \left\{ \left[1 + \eta a_0 l_0 \left(1 - \frac{a_0}{D_{eff}} \right) \right]^2 - 1 \right\} / (2\eta a_0^2)$$

代入 (14) 有

$$u_B = \eta a_0^2 l_0 (1 - a_0/D_{eff}) / [1 + \eta a_0 l_0 (1 - a_0/D_{eff})]$$

$$c_B = a_0 - u_B = a_0 / [1 + \eta a_0 l_0 (1 - a_0/D_{eff})]$$

代入 a_0 、 D_{eff} 、及 η 的表达式之后有

$$t_B = Q l_0 / D_{Cl} \tag{15}$$

$$Q = \left[2 + \eta D_{Cl} l_0 \xi (1 - \xi \sqrt{1 - z^2})^2 \right] / 2\xi$$

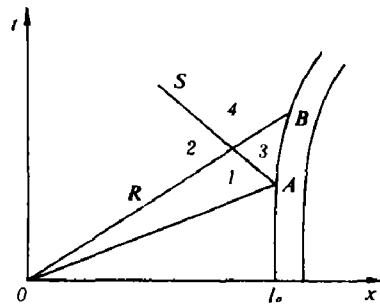


图 4 波系结构图

$$c_D = H D_{C1} \quad (16)$$

$$H = \xi / [1 + \eta D_{C1} l_0 \xi (1 - \xi \sqrt{1 - z^2})]$$

在 B 点之后, 在中心簇稀疏波之内, 成立

$$x/t = u + c$$

$$M du/dt = p(\rho)$$

由第一式对 t 微商得到

$$\frac{du}{dt} + \frac{dc}{dt} + \frac{c}{t} = 0$$

再由第二式有

$$du/dt - p(\rho)/M = 0 \quad (17)$$

即有

$$dc/dt + c/t + p/M = 0 \quad (18)$$

求解常微分方程(18), 其中初始条件为(15)、(16)式。对瞬时释放能量 $Q = 0.0493$ 千焦耳/克的理想爆轰推飞片的能量利用效率的计算结果见表 5。其中 u_f 是飞片的速度, 这里列的是较长时间的饱和速度。 Ψ 表示能量利用效率, 它的定义如下

$$\Psi = \left(\frac{1}{2} u_f^2 \right) / (Q + q) \times M/m \times 100$$

表 5 理想爆轰 ($Q = 0.0493$ 千焦耳/克) 推飞片的能量利用效率

M/m	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
u_f (cm/ μ s)	0.401	0.293	0.234	0.195	0.168
Ψ (%)	32.6	34.8	33.2	30.9	28.6

对不同的质量比 M/m , 飞片速度随时间变化的曲线见图 5。可见最佳能量利用率约 35% 是在质量比为 0.4 左右达到的, 这时飞片速度约为 $0.3 \text{ cm}/\mu\text{s}$ 。这与文献⁽⁹⁾的估计相一致。

由内能表达式可知, 波后能量的释放是比体积的指数依赖关系。标志波后能量 q 释放快慢的指数 n 与放能时间的关系见表 6 所列的数据。

对波后有能量释放的非理想爆轰波, 首先

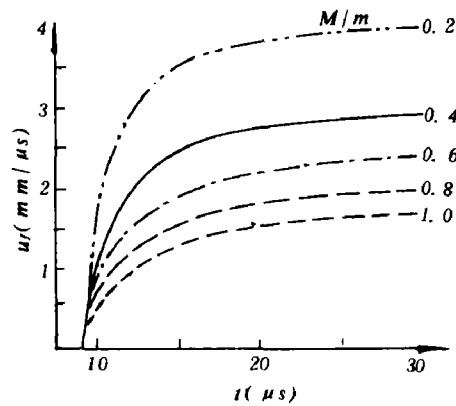


图 5 飞片速度轨迹

表 6 指数 n 与放能快慢的关系

放能量 $r(\mu s)$	n	2	5	10	20	50
$0.5q$		2.9	0.96	0.50	0.19	0.02
$0.8q$		4.4	2.9	0.98	0.52	0.06
$0.95q$		25	4.4	2.1	0.98	0.10

* 单位为千焦耳/克

考虑瞬时放能仍为 $Q = 0.0493$ 千焦耳/克, 波后取 $q = 0.2Q$ 、 $n = 5$ 的情况, 计算得到的飞片速度与相应的能量利用效率见表 7 的数据。

表 7 对 $Q = 0.0493$ 千焦耳/克, $q = 0.2Q$, $n = 5$ 的计算结果

M/m	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
$u_f (cm/\mu s)$	0.4180	0.3089	0.2432	0.2023	0.1748
$\Psi (\%)$	29.53	32.26	29.99	27.67	25.82

从这里可以看到, 缓慢释放的能量所得到的利用, 要比瞬时释放的差。波后释能是波头的 20%, 但动能仅提高约 8~9%, 因此计算总的能量利用效率要下降约 3% 左右。也就是说, 要使炸药能量得到充分利用, 应把能量集中到波头瞬时释放。这里 q 还是得到了一定的利用, 它只是比 Q 的利用效率要低。对研制炸药来讲, 提高缓慢释放能量 q 要比提高瞬时释能量 Q 容易得多。如果适当降低 Q 而能大幅度提高 q 值, 则比原来未降低 Q 值的理想爆轰, 其效率将会得到提高。下表是对 $Q = 0.04$ 千焦耳/克、 $q = 0.0093$ 千焦耳/克、 $n = 10$ 的情况计算的能量利用效率。

表 8 非理想爆轰 $Q = 0.04$ 、 $q = 0.0093$ 、 $n = 10$ 的能量利用效率*

M/m	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
$u_f (cm/\mu s)$	0.3903	0.2906	0.2294	0.1912	0.1655
$\Psi (\%)$	30.90	34.26	32.02	29.66	27.78

从表 8 的计算结果可以看到, 即使等量的将一部分能量从 Q 转移到 q 上, 提高释放能量的速度, 也能使效率达到原来理想爆轰的利用效率, 这里效率仅降低 1% 左右。对不同的 n 值, 相同的 M/m 比, 计算结果见表 9 所列。可见随放能速度的提高, 即 n 数的增大, 利用效率接近理想爆轰的值。

表 9 对 $M/m = 0.4$ 、 $Q = 0.04$ 、 $q = 0.0093$ 情况, 不同 n 值的利用效率*

n	2	10	20	50	5
$u_f (cm/\mu s)$	0.2650	0.2906	0.2923	0.2925	0.2872
$\Psi (\%)$	28.49	34.26	34.66	34.71	33.46

* 单位同前

弱爆轰的情况仅计算了 $z = 0.5$ 的结果。具体数据见表 10 所示。

表 10 对 $z = 0.5$ 的弱爆轰计算结果

M/m	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
u_w (cm/ μ s)	0.3973	0.2896	0.2340	0.1959	0.1688
Ψ (%)	32.0	34.0	33.3	31.1	28.9

与理想CJ爆轰的计算结果对比,效率基本相同,在 M/m 较大时稍有提高。

从以上数据可见

(1) 化学反应能量的释放应尽可能集中到波头瞬时(或快速)释放。等量的能量集中到波头,它的利用效率一般总是大于或等于波后缓慢释放。

(2) 若减少波头释放的能量,能较多地提高波后释放的能量,与原理想爆轰相比飞片能获得较大的动能。

(3) 波后能量应在尽可能短的时间内释放出来,这样对提高利用效率有利。

五、讨 论

本文使用的状态方程是在多方气体方程的基础上,添加了一个隐含波后释放能量的项。由于仅涉及状态方程的变化,所以上述波后的讨论仍可按等熵来处理。实际上,如按多方气体方程的推导来看,从声速与压力的表达式中,它们均隐含了由于波后能量释放而引起的熵增项,且它是波后密度的函数。

对平面CJ爆轰波,当多方指数 $k = 3$ 时, α 簇特征线都是平行直线,而 β 簇特征线则是通过起爆点的中心簇直线。本文虽然在状态方程中的多方指数取为 $k = 3$,但形式上有所不同,因此特征线是直线为一个重要的近似假定。下表是计算声速与纯多方气体声速的对比:

表 11 对 $n = 10, q = 0.01$ 千焦耳/克情况计算声速与多方气体声速之比

V_{eff}	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5
$\frac{C_{多方-C_{计}}}{C_{多方}} \times 100\%$	9.65	3.52	1.63	0.75	0.34	0.16

可见声速在波后较短时间内有百分之几的偏差,因此本文的结果仅是进行一些定性的讨论,得到一些定性的看法。较仔细的结果需要通过数值计算来完成。

参 考 文 献

- [1] Jones, E., *Proc. Roy. Soc. A* 198 (1949), 523.
- [2] Fickett, W., Davis, W. C., *Detonation Univ. Calif. Press, Berkeley. Los Angeles. London* (1979).
- [3] Bdzil, J. B., Davis, W. C., *LA-5926-45* (1975).
- [4] 曹菊珍, 非正常爆轰数值计算分析, 私人通信 (1981).
- [5] Kury J. W., Hornig H. C., *UCRL-80458* (1978).
- [6] Mader, C. L., *LA-5865* (1975).
- [7] 朱建士, 弱爆轰波的推飞片效率, 私人通信 (1983).

- [8] Mader, C. L., 在北京工业学院座谈会上的讲话 (1983).
[9] 鲍姆, Ф. А. 等 (众智译), 爆炸物理学, 科学出版社 (1963).

FLYER DRIVEN EFFICIENCY OF NON-IDEAL DETONATION WAVES

Sun Jinshan Dai Quanye

Abstract

By means of changing the form of the EOS and modelling the energy released behind the detonation wave, the flyer driven efficiency of non-ideal detonation waves is described theoretically in this paper.