

文章编号: 1006-9941(2007)05-0455-05

# PBX-9502 炸药超压爆轰条件下的状态方程

孙海权, 洪滔

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

**摘要:** 分别使用标准 JWL 和 Davis 状态方程对炸药 PBX-9502 超压驱动飞片和球形聚心爆轰问题进行了数值模拟。对超压驱动飞片问题的模拟结果显示, 采用标准 JWL 状态方程计算出的超压段压力、速度结果偏低, 而采用 Davis 状态方程给出的计算结果与实验符合较好。在球形聚心爆轰波的数值模拟中, 分别使用 Davis 状态方程和 JWL 状态方程计算了 LiF 飞层的自由表面位移历史, 发现在相同时间间隔(1.5 μs)内, 用前者计算出的位移大于后者(约 0.4 mm)。

**关键词:** 爆炸力学; 超压爆轰; 数值模拟; 状态方程

**中图分类号:** TJ55; O389

**文献标识码:** A

## 1 引言

高能炸药在极强的冲击加载作用下, 可以产生压力和速度等均高于定常 C-J 爆轰状态的爆轰波, 通常称之为强爆轰或超压爆轰<sup>[1]</sup>。炸药反应物和产物状态方程是正确描述炸药作功能力及相互作用过程的基础。标准 JWL 状态方程<sup>[2]</sup>的参数是用圆筒实验结果标定的, 它的适用范围为 C-J 压力至 0.1 GPa 之间, 对于超压状态的描述是外推的。对于标准 JWL 状态方程在模拟超压情况下的局限性已经有人做过这方面的研究, 并提出了相应的改进方法。文献[3]中加入了额外的指数项, P. K. Tang<sup>[2]</sup>是在标准 JWL 状态方程的高指数项加入了一个修正乘积因子。Davis<sup>[4-7]</sup>在分析爆轰产物物理性质的基础上, 提出了一种能够模拟超压爆轰的状态方程。本文分别应用标准 JWL 状态方程和 Davis 状态方程模拟了 PBX-9502 炸药超压驱动飞片实验, 并与实验结果进行了比较。

## 2 Davis 状态方程及反应率

针对超压爆轰这种爆压高于 C-J 压力的爆轰现象, Davis 使用绝热指数  $\gamma$  和 Gruneisen 指数  $\Gamma$  可以独立变化的状态方程来描述。爆轰产物状态方程形式为:

$$p_p(E_p, V) = p_p^s(V) + \frac{\Gamma_p(V)}{V} [E_p - E_p^s(V)] \quad (1)$$

收稿日期: 2006-11-09; 修回日期: 2007-01-30

作者简介: 孙海权(1978-), 男, 硕士研究生, 研究实习员, 从事爆轰理论研究。e-mail: sun\_haiquan@iapcm.ac.cn

$$T_p(E_p, V) = T_p^s(V) + \frac{E_p - E_p^s(V)}{C_v} \quad (2)$$

$$p_p^s(V) = p_c \frac{\left[ \frac{1}{2} \left( \frac{V}{V_c} \right)^n + \frac{1}{2} \left( \frac{V}{V_c} \right)^{-n} \right]^{a/n}}{(V/V_c)^{k+a}} \frac{k-1+F(V)}{k-1+a} \quad (3)$$

$$F(V) = \frac{2a(V/V_c)^{-n}}{(V/V_c)^n + (V/V_c)^{-n}} \quad (4)$$

$$E_p^s(V) = E_c \frac{\left[ \frac{1}{2} \left( \frac{V}{V_c} \right)^n + \frac{1}{2} \left( \frac{V}{V_c} \right)^{-n} \right]^{a/n}}{(V/V_c)^{k-1+a}} \quad (5)$$

$$E_c = \frac{p_c V_c}{k-1+a} \quad (6)$$

$$\Gamma_p(V) = k-1 + (1-b)F(V) \quad (7)$$

$$T_p^s(V) = T_c \frac{\left[ \frac{1}{2} \left( \frac{V}{V_c} \right)^n + \frac{1}{2} \left( \frac{V}{V_c} \right)^{-n} \right]^{(a/n)(1-b)}}{(V/V_c)^{k-1+a(1-b)}} \quad (8)$$

$$T_c = \frac{2^{-ab/n} p_c V_c}{k-1+a C_v} \quad (9)$$

其中, 上标 S 表示定义在等熵线上的函数, 这里其经过 C-J 点, 下标 p 表示是爆轰产物状态方程。  $p_c, V_c, k, b, a, C_v$  为常数(见表 1)。

爆轰反应物状态方程形式为:

$$p_r(E_r, V) = p_r^s(V) + \frac{\Gamma_r(V)}{V} [E_r - E_r^s(V)] \quad (10)$$

$$p_r^s(V) = \hat{p} \left[ \sum_{j=1}^3 \frac{(4By)^j}{j!} + C \frac{(4By)^4}{4!} + \frac{y^2}{(1-y)^4} \right] \quad (11)$$

$$\hat{p} = \frac{\rho_0 A^2}{4B} \quad (12)$$

$$y = 1 - \frac{V}{V_0} \quad (13)$$

$$E_r^S(V) = V_0 \int_0^y p_r^S(\bar{y}) d\bar{y} \quad (14)$$

$$\Gamma_r(y) = \Gamma_r^0 + Zy \quad (15)$$

$$T_r^S(V) = T_0 e^{-Zy} \left( \frac{V}{V_0} \right)^{-(\Gamma_r^0 + Z)} \quad (16)$$

$$E_r(T_r, V) = E_r^S(V) + \frac{C_v^0 T_r^S(V)}{1 + \alpha_{st}} \left\{ \left[ \frac{T_r}{T_r^S(V)} \right]^{1 + \alpha_{st}} - 1 \right\} \quad (17)$$

$$C_v = C_v^0 + \alpha_{st}(S - S^s) = C_v^0 \left( \frac{T_r}{T_r^s} \right)^{\alpha_{st}} \quad (18)$$

其中,下标  $r$  表示爆轰反应物状态方程。主等熵线形式是由沃尔什镜像假设<sup>[8]</sup>推导得到的指数函数的截断展开,用常数  $C$  来调节超压段的 Hugoniot 曲线。 $\rho_0$  是炸药初始密度,  $A, B, C, \Gamma_r^0, Z, T_0, \alpha_{st}, C_v^0$  为常数(见表 2)。

Davis 等人提出一个与 Lee-Tarver 反应率类似的唯象模型。它包含三项内容,第一项为代表热点形成的点火项,第二项表示热点的增长,第三项是炸药向外燃烧直至反应完成。反应率表达式的形式为:

$$r = r_1 S_1(\lambda) + r_G S_G(\lambda) + [1 - S_G(\lambda)] r_B \quad (19)$$

与 Lee-Tarver 反应率不同的是,在 Davis 反应率的增长项中具有两个不同的压力灵敏度,一个是冲击点火的,另一个是完全爆轰的,两者之间的过渡依赖于冲击密度  $\rho_{sh}$ 。增长项可表示为:

$$r_G = \{r_{IG} W(\rho_{SH}) + r_{DG} [1 - W(\rho_{SH})]\} \quad (20)$$

反应率中其它各项的表达式为:

$$r_1 = k_1 \left( \frac{p}{\rho_0} - 1 - a \right)^7 (1 - \lambda)^{2/3} H \left( \frac{p}{\rho_0} - 1 - a \right) \quad (21)$$

$$r_{IG} = k_{IG} \left( \frac{p}{p_{CJ}} \right)^{4.5} \lambda^{1/3} (1 - \lambda) \quad (22)$$

$$r_{DG} = k_{DG} \left( \frac{p}{p_{CJ}} \right)^2 \lambda^{1/3} (1 - \lambda) \quad (23)$$

$$r_B = k_B \left( \frac{p}{p_{CJ}} \right) (1 - \lambda)^{1/2} \quad (24)$$

$$S_1(\lambda) = \frac{1}{2} \{1 - \tanh[200(\lambda - 0.025)]\} \quad (25)$$

$$S_G(\lambda) = \frac{1}{2} \{1 - \tanh[30(\lambda - 0.9)]\} \quad (26)$$

$$W(\rho_{SH}) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \tanh \left[ 50 \left( \frac{\rho_{SH}}{\rho_c} - 1 \right) \right] \right\} \quad (27)$$

其中,  $\kappa_1, \kappa_{IG}, \kappa_{DG}, \kappa_B, a$  和  $\rho_c$  为反应率常数(见表 3)。

表 1 Davis 状态方程爆轰产物参数

Table 1 Davis equation of state parameters for reaction products

$p_c/\text{GPa}$	$V_c/\text{cm}^3 \cdot \text{g}^{-1}$	$a$	$k$	$n$	$b$	$C_V/\text{J} \cdot (\text{kg} \cdot \text{K})^{-1}$	$\rho_0/\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$
1.307	0.9884	0.8592	1.3	2.521	0.58	725	1.895

表 2 Davis 状态方程未反应炸药参数

Table 2 Davis equation of state parameters for unreacted explosives

$A/\text{mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$	$B$	$C$	$\Gamma_r^0$	$Z$	$T_0/\text{K}$	$\alpha_{st}$	$C_{V0}/\text{J} \cdot (\text{kg} \cdot \text{K})^{-1}$
1.75	5.2	0.1	0.8168	0.3093	293	0.7331	979

表 3 Davis 反应率参数

Table 3 Parameters of Davis reaction rate

$k_1/(1/\mu\text{s})$	$k_{IG}/(1/\mu\text{s})$	$K_{DG}/(1/\mu\text{s})$	$K_B/(1/\mu\text{s})$	$a$	$\rho_c/\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$
$10^5$	29	70	0.85	0.214	2.74

分别利用文献[2]中 JWL 状态方程和文献[6]中 Davis 状态方程计算得到了炸药 PBX-9502 的产物和反应物 Hugoniot 曲线,结果如图 1,2 所示。由图 1 可以看到,在高压区两曲线相交,对于交点以上压力区域标准 JWL 状态方程不再适用<sup>[8]</sup>。由图 2 可以看到,两曲线在高压区相当大的范围内不相交,符合化学反应放

能条件,符合爆轰理论。

图 3 给出了实验 Hugoniot 压力值和 JWL 状态方程及 Davis 状态方程的计算结果。由图 3 可以看到,采用 Davis 状态方程计算所得到的结果与实验结果符合较好,而采用 JWL 状态方程的计算结果在 C-J 点附近与实验值符合较好,离 C-J 点越远,其值与实验值偏差越大。

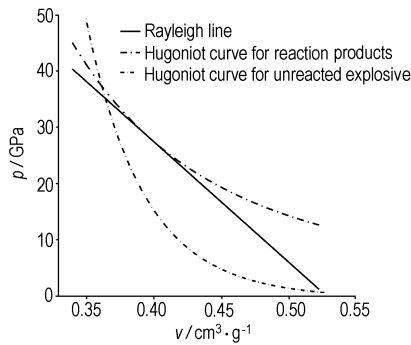


图 1 PBX-9502 炸药 JWL 状态方程的反应物和产物 Hugoniot 曲线  
Fig. 1 Hugoniot curves for the PBX-9502 products and reactants JWL EOS

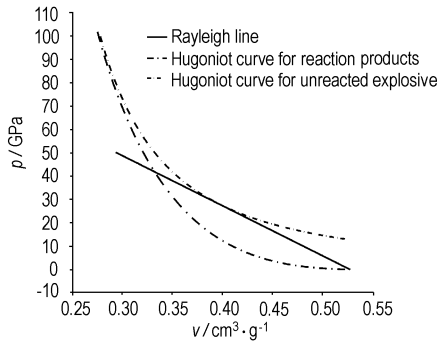


图 2 PBX-9502 炸药 Davis 状态方程的反应物和产物 Hugoniot 曲线  
Fig. 2 Hugoniot curves for the PBX-9502 products and reactants Davis EOS

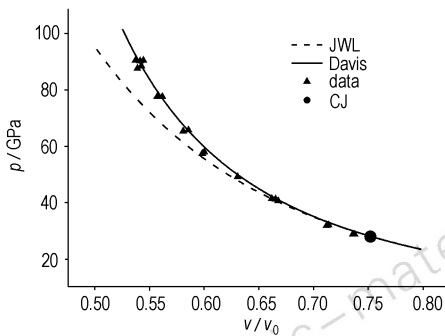


图 3 PBX-9502 炸药超压 Hugoniot 曲线  
Fig. 3 PBX-9502 overdriven Hugoniot

### 3 飞片撞击下炸药中的超压爆轰波

本文在一维拉氏 SIN 程序<sup>[9]</sup>基础上加入了 Davis 状态方程及反应率,并用其对超压爆轰情况进行了数值模拟。一定厚度金属 Al 飞片以较高初速度撞击炸药,撞击初期炸药内的压力维持在一个大于 C-J 压力的值,直到金属飞片背面的卸载波到达同样的位置,压力开始下降,计算模型如图 4 所示。分别利用文献

[2]中 JWL 状态方程和文献[6]中 Davis 状态方程对此强驱动稀疏模型进行了数值模拟(见图 5 和图 6)。

实验一: 炸药长 12.9 mm, Al 飞片厚 4.7 mm, 初始速度为  $5.27 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ , 炸药右端为 LiF;

实验二: 炸药长 12.69 mm, Al 飞片厚 6.38 mm, 初始速度为  $4.469 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ , 炸药左端为 0.968 mm 厚的钛合金。



图 4 计算模型

Fig. 4 Computational model

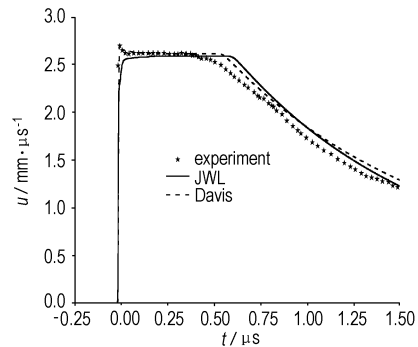


图 5 实验一中炸药与 LiF 交界面处速度变化曲线  
Fig. 5 Interface velocity histories between explosive and LiF of the first experiment

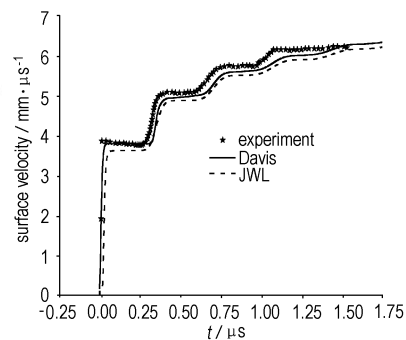


图 6 实验二中 Ti 合金自由面处速度变化曲线  
Fig. 6 Surface velocity histories of Ti alloy of the fourth experiment

图 5 给出了实验一中炸药与 LiF 交界面处的速度随时间变化曲线。从图 5 可以看到,使用 Davis 状态方程模拟所得到的定常速度值较高,与实验结果符合较好;爆轰波到达炸药与 LiF 交界面和 Al 飞片背面的卸载波到达该界面的时间间隔较短。另外,采用 Davis 状态方程的模拟结果开始部分有个明显的峰值,这是反应区作用的结果。而 JWL 状态方程模拟结果是单

调增加的。究其原因：对于实验一，Al 飞片冲击炸药产生的初始冲击压力为 48 GPa。从图 1 中可以看到，对于 JWL 状态方程，在 48 GPa 压力处，反应物的 Hugoniot 曲线已位于产物的 Hugoniot 曲线之上，不符合爆轰理论。

图 6 给出了实验二中 Ti 合金自由面速度随时间变化曲线。由图 6 可以看到，使用 Davis 状态方程模拟所得到的自由面速度要大于 JWL 状态方程的模拟结果，Davis 状态方程的模拟结果与实验结果符合较好，尤其是飞层启动阶段与实验符合得更好。

#### 4 聚心爆轰波

利用聚心爆轰波产生聚能效应，在现代技术中受到广泛应用和重视。聚心爆轰波在向对称中心传播过程中波后状态不断加强，波速不断加快，逐步过渡为超压爆轰波。本文应用上述 SIN 程序模拟了这一球形聚心爆轰问题，计算模型如图 7 所示。球心半径 2 cm 范围内为空腔，空腔外为 0.1 cm 厚的 LiF，LiF 外为 1.29 cm 厚的 PBX-9502 炸药，最外面是 0.2 cm 厚的金属 Al 飞片。初始时刻 Al 飞片以  $2 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$  的速度冲击引爆炸药，计算结果见图 8 ~ 11。

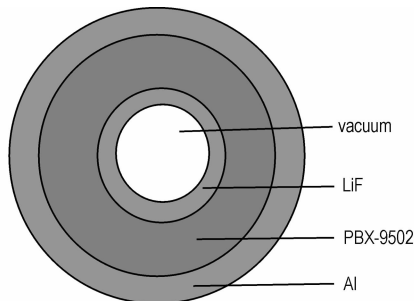


图 7 计算模型

Fig. 7 Computational model

图 8、9 分别给出了炸药和 LiF 交界面处的压力、速度随时间变化曲线。从图中可以看出，聚心爆轰的速度、压力曲线只在超压段有着较大区别，Davis 状态方程的模拟结果在开始阶段有个明显的尖峰，这与超压稀疏实验的模拟情况一致，是由反应区造成的。后面的等熵膨胀过程，JWL 和 Davis 状态方程的模拟结果基本一致。

图 10、11 分别给出了 LiF 自由面处的速度和位移变化曲线。图 10 显示，使用 Davis 状态方程模拟所得到的速度值要大于 JWL 状态方程的模拟结果。这是因为使用 Davis 状态方程模拟所得到的超压段的压力要高于 JWL 状态方程的模拟结果。图 11 显示，在同样时间

隔 1.5  $\mu\text{s}$  内，两者的位移相差大约 0.4 mm 左右，说明超压爆轰对内界面运动的计算结果有明显的影

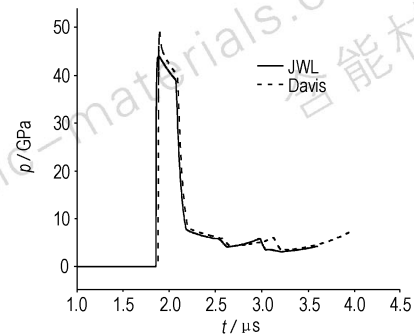


图 8 炸药和 LiF 交界面处压力变化曲线

Fig. 8 Pressure histories between explosive and LiF

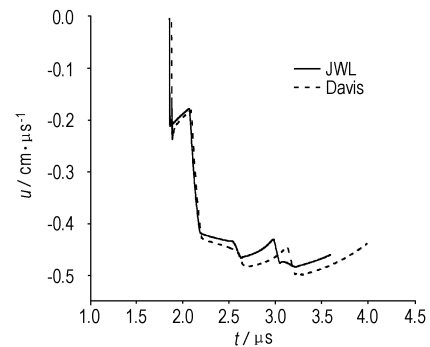


图 9 炸药和 LiF 交界面处速度变化曲线

Fig. 9 Interface velocity histories between explosive and LiF

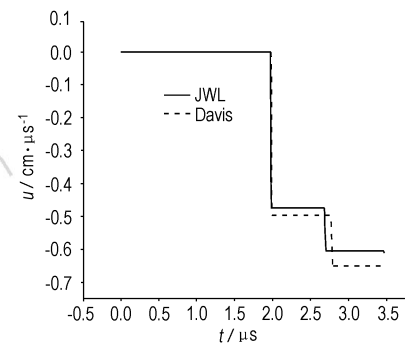


图 10 LiF 自由面速度变化曲线

Fig. 10 Surface velocity histories of LiF

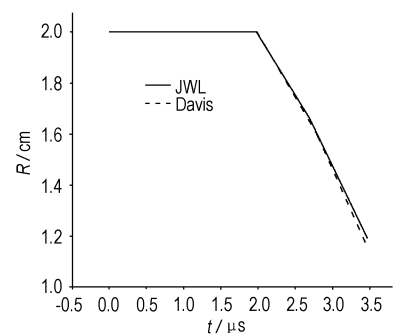


图 11 LiF 自由面位移变化曲线

Fig. 11 Surface displacement histories of LiF

