

HMX 炸药燃烧转爆轰数值模拟^{*}

董贺飞,赵艳红,洪 滔

(北京应用物理与计算数学研究所,北京 100094)

摘要:以两相流模型为基础,气相产物状态方程采用基于统计物理的类 CHEQ 的计算结果,建立了 HMX 炸药的燃烧转爆轰数学模型。采用 CE/SE 方法模拟了颗粒度为 125 μm 的 HMX 炸药的燃烧转爆轰过程,得到了爆轰参数及流场变化规律。模拟了装填密度对 HMX 炸药燃烧转爆轰的影响,并与实验进行了对比。数值模拟结果表明,在相同的点火条件下,爆轰成长距离在一定范围内随装填密度呈“U”形变化。

关键词:HMX 炸药;燃烧转爆轰;数值模拟

中图分类号:O381

文献标识码:A

1 引 言

燃烧转爆轰(DDT)是燃烧向爆轰转变的过程,它是炸药的重要特征之一。研究炸药的 DDT 过程对炸药的生产、储存和使用具有重要的意义,各国学者都十分重视。迄今为止,国内外对炸药的 DDT 过程进行了较多的实验研究。炸药的 DDT 过程受很多因素的影响,包括装填密度、颗粒尺寸、约束强度、化学能释放率等,因不可能进行大量的实验研究,所以数值模拟是 DDT 研究的有力工具。

目前,对炸药 DDT 过程的数值模拟主要采用两相流理论模型。Kuo 等^[1]和 Gough 等^[2]最早采用两相流模型研究燃烧问题,他们假定固相不可压缩,因此只考虑低速、低压的燃烧。为了考虑两相的可压缩性和颗粒间的相互作用,Passman 等^[3]在两相模型中引入了体积分数守恒方程。Baer 等^[4]和 Powers 等^[5]进一步完善了两相流模型。Baer 在其模型的基础上,对不同装填密度的 HMX 炸药 DDT 过程进行了数值模拟。Gonthier 等^[6]采用高精度 Godunov 方法求解了 DDT 模型方程。杨涛等^[7]、张小兵^[8]、秦根成等^[9]采用 Mac Cormack 格式对火药颗粒床和 NEPE 推进剂的 DDT 过程进行了数值模拟。贾祥瑞等^[10]采用二阶中心格式数值模拟了固体推进剂多孔床的 DDT 过程。数值模拟 DDT 过程首先要能够高精度处理流场中的强间断。Mac Cormack 格式和中心格式都需要加入很强的人工粘性,导致求解精度下降;而以 Riemann 问题为基础的各种方法在构造 Riemann 解时都非常复杂。为了克服这些困难,本研究采用 CE/SE^[11]方法数值模拟 HMX 颗粒炸药的 DDT 过程。CE/SE 方法是一种新型的守恒型方程计算方法,它物理概念清晰、计算精度高、构造简单,是很有发展潜力的一种数值方法。

气相产物的状态方程是数值模拟炸药反应过程的重要参数。本研究采用类 CHEQ 的计算结果描述 HMX 炸药的产物性质,类 CHEQ 程序^[12-13]建立在产物的基础上,采用统计物理的方法描述爆轰产物的性质,计算的爆轰参数与实验符合较好,物理规律更符合实际过程。

2 两相流模型

目前 DDT 过程的数值模拟主要为两相流理论模型,模型对 DDT 过程作了以下假设:气、固运动是

^{*} 收稿日期:2011-05-09;修回日期:2011-06-16

作者简介:董贺飞(1981—),男,博士,副研究员,主要从事爆轰理论分析和数值模拟研究。E-mail:dong_hefei@iapcm.ac.cn

通讯作者:洪 滔(1965—),男,博士,研究员,主要从事高速冲击、爆轰理论分析和数值模拟研究。

E-mail:hongtao@iapcm.ac.cn

一维的;气、固两相都是连续流,可占据空间任意一点;气体和固体满足各自的守恒方程,考虑气、固两相之间的质量、动量和能量交换;反应过程完全密封;粒子为球形,粒子着火从外表面开始燃烧,服从线性燃烧定律。DDT 过程的控制方程为

$$\frac{\partial(\rho_1 \varphi_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 \varphi_1 u_1)}{\partial x} = \Gamma \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho_1 \varphi_1 u_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 \varphi_1 u_1^2 + p_1 \varphi_1)}{\partial x} = \Gamma u_2 - D \quad (2)$$

$$\frac{\partial[\rho_1 \varphi_1 (e_1 + u_1^2/2)]}{\partial t} + \frac{\partial[\rho_1 \varphi_1 u_1 (e_1 + u_1^2/2 + p_1/\rho_1)]}{\partial x} = \Gamma(e_2 + u_2^2/2 + q_{\text{chem}}) - Du_2 - Q \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho_2 \varphi_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 \varphi_2 u_2)}{\partial x} = -\Gamma \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho_2 \varphi_2 u_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 \varphi_2 u_2^2 + p_2 \varphi_2)}{\partial x} = -\Gamma u_2 + D \quad (5)$$

$$\frac{\partial[\rho_2 \varphi_2 (e_2 + u_2^2/2)]}{\partial t} + \frac{\partial[\rho_2 \varphi_2 u_2 (e_2 + u_2^2/2 + p_2/\rho_2)]}{\partial x} = -\Gamma(e_2 + u_2^2/2) + Du_2 + Q \quad (6)$$

$$\frac{\partial \varphi_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial x} = \frac{\varphi_1 \varphi_2}{\mu_c} (p_2 - p_1 - f) - \frac{\Gamma}{\rho_2} \quad (7)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(u_2 n)}{\partial x} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{4}{3} \pi r^3 n = \varphi_2 \quad (9)$$

$$\varphi_1 + \varphi_2 = 1 \quad (10)$$

式中:下标“1”和“2”分别表示气相和固相; φ_1 和 φ_2 分别为气相和固相的体积分数, ρ 、 p 、 u 、 e 分别为密度、压力、速度和比内能, Γ 为单位时间内燃烧消耗的固相质量, D 为气、固相间阻力, Q 为两相之间的对流换热速率; q_{chem} 为炸药化学反应释放的能量, f 为固体颗粒间应力, μ_c 为炸药的压缩粘性, n 为单位体积内的颗粒数目, r 为颗粒半径。

对于球形颗粒,根据表面线性燃烧定律,固相质量变化率为

$$\Gamma = \frac{3}{r} \rho_2 \varphi_2 a p_1^m H(T_2 - T_{\text{ig}}) \quad (11)$$

式中: T_{ig} 是炸药点火温度。 H 是 Heaviside 函数, $T_2 < T_{\text{ig}}$ 时, $H=0$; $T_2 \geq T_{\text{ig}}$ 时, $H=1$ 。

相间阻力 D 为

$$D = \frac{\mu_g}{(4r)^2} (u_1 - u_2) f_{\text{pg}} \quad (12)$$

式中: μ_g 是气体粘性, f_{pg} 为无量纲阻力系数

$$f_{\text{pg}} = \left(\frac{\varphi_2}{\varphi_1} \right)^2 \left[276 + 5 \left(\frac{Re}{\varphi_2} \right)^{0.87} \right] \quad (13)$$

相间对流换热速率 Q 为

$$Q = \frac{3}{r} \varphi_2 (T_1 - T_2) h_{\text{pg}} \quad (14)$$

式中: h 是传热系数

$$h_{\text{pg}} = 0.65 \left(\frac{k_g}{2r} \right) Re^{0.7} P_r^{0.33} \quad (15)$$

式中: k_g 为气体热导率, Re 是雷诺数, P_r 是普朗特数。

颗粒间应力 f 采用线性假设^[5],表达式为

$$f = \frac{\varphi_2}{\varphi_{20}} (p_{20} - p_{10}) \quad (16)$$

式中:下标“0”代表初始时刻。

为减小计算量,本研究并未将计算气相产物状态方程的类 CHEQ 程序作为子程序带入流体力学程序计算,而是将其计算结果拟合合成 JWL 形式

$$p_1 = A e^{-R_1 \rho_{10}/\rho_1} + B e^{-R_2 \rho_{10}/\rho_1} + \omega \rho_1 c_{v1} T_1 \quad (17)$$

$$e_1 = \frac{A}{R_1 \rho_{10}} e^{-R_1 \rho_{10}/\rho_1} + \frac{B}{R_2 \rho_{10}} e^{-R_2 \rho_{10}/\rho_1} + c_{v1} T_1 \quad (18)$$

固相状态方程由 Helmholtz 自由能推出

$$p_2 = c_{v2} (T_2 - T_{20}) \frac{\gamma \rho_2^2}{\rho_{20}} + \frac{K_T}{N} \left[\left(\frac{\rho_2}{\rho_{20}} \right)^N - 1 \right] \quad (19)$$

$$e_2 = c_{v2} (T_2 - T_{20}) - c_{v2} T_{20} \gamma \left[\left(\frac{\rho_2}{\rho_{20}} \right) - 1 \right] + \frac{K_T}{\rho_{20} N(N-1)} \left[\left(\frac{\rho_2}{\rho_{20}} \right)^{N-1} - (N-1) \left(1 - \frac{\rho_{20}}{\rho_2} \right) - 1 \right] \quad (20)$$

式中: K_T 为体积模量, γ 为 Grüneisen 常数, N 为压缩常数, 下标“0”代表参考点。

至此,得到了 DDT 过程的两相流模型方程,方程整体为含有源项的欧拉方程。在数值计算中,首先采用 CE/SE 方法求解不包含源项的欧拉方程,然后以此结果为初值,用 4 阶 Runge-Kutta 法求解关于源项的常微分方程。

3 CE/SE 方法

CE/SE 方法是 Chang^[11]提出的一种全新的守恒型方程计算方法,具有较高的间断分辨率。这种方法从根本上区别于传统方法,它将时间和空间统一对待,利用守恒型积分方程,通过定义守恒元和解元使得局部和整体都严格满足守恒律。CE/SE 方法构造简单,与其它迎风格式相比,无须进行黎曼分解。

对于守恒型方程 $\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F(U)}{\partial x} = 0$, CE/SE

方法将整个时-空计算区域划分为如图 1 所示的交替网格,黑色圆点为记录物理量的网格点。定义守恒元(CE)和解元(SE),假定解元内物理量连续变化,可采用泰勒级数展开,然后在守恒元内对方程进行积分,由此可以得

到 CE/SE 计算格式。文献[11,14]中对 CE/SE 方法的推导均有介绍,此处不再赘述,直接给出计算格式

$$U_j^n = \frac{1}{2} [U_{j-1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta x}{4} (U_x)_{j-1/2}^{n-1/2} + U_{j+1/2}^{n-1/2} - \frac{\Delta x}{4} (U_x)_{j+1/2}^{n-1/2}] + \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} [F_{j-1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{4} (F_t)_{j-1/2}^{n-1/2} - F_{j+1/2}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{4} (F_t)_{j+1/2}^{n-1/2}] \quad (21)$$

式中: $U_x = \frac{\partial U}{\partial x}$, $F_t = \frac{\partial F}{\partial t}$, 表示网格点上物理量的偏导数。

CE/SE 方法在得到网格点物理量的同时,也给出了物理量的偏导数

$$(U_x)_j^n = \frac{|U_x^+|^a |U_x^-| + |U_x^-|^a |U_x^+|}{|U_x^+|^a + |U_x^-|^a} \quad (22)$$

式中: $U_x^\pm = \pm \frac{U_{j\pm 1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{2} (U_t)_{j\pm 1/2}^{n-1/2} - U_j^n}{\Delta x/2}$, $\alpha = 1 \sim 2$ 。得到 U_x 之后就可以根据链式法则和守恒方程得到其它物理量导数,如 F_x 、 U_t 和 F_t 等。

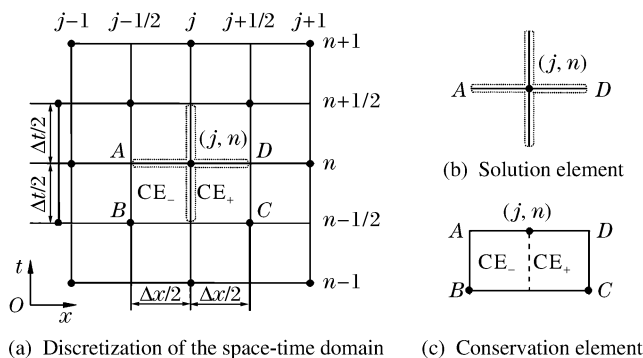


图1 CE/SE 方法的时-空交替网格

Fig. 1 Staggered space-time mesh of the CE/SE scheme

4 计算结果与分析

采用前面的模型方程和数值方法,对长度为 0.5 m、装填密度(固相体积分数)为 0.632 的 HMX 颗粒炸药的 DDT 过程进行了数值模拟。炸药的初始条件和物态参数分别为 $\rho_1=10\text{ kg/m}^3$, $T_1=300\text{ K}$, $\rho_2=1900\text{ kg/m}^3$, $T_2=300\text{ K}$, $\varphi_2=0.632$, $r_0=62.5\text{ }\mu\text{m}$, $a=2.9\text{ nm}/(\text{Pa}\cdot\text{s})$, $m=1$, $T_{\text{ig}}=550\text{ K}$, $\mu_c=1000\text{ kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$, $q_{\text{chem}}=5.84\text{ MJ/kg}$, $A=220.3\text{ GPa}$, $B=15.4\text{ GPa}$, $R_1=4.5$, $R_2=1.5$, $\omega=0.28$, $c_{v1}=2400\text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$, $\gamma\rho_2=2100\text{ kg/m}^3$, $K_T=13.5\text{ GPa}$, $N=9.8$, $c_{v2}=1500\text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ 。计算区域划分为 500 均匀网格,左端前 10 个网格点火。点火条件为: $T_1=1000\text{ K}$, $T_2=1000\text{ K}$, $\rho_1=80\text{ kg/m}^3$ 。

图 2 和图 3 分别为气相压力和速度分布。左端点火之后,HMX 颗粒燃烧释放大量高温气体,使气体压力和速度开始增大,压力升高又进一步加快颗粒的燃烧速率,炸药逐渐由燃烧转为爆轰。此时反应区内的压力峰值达到 25 GPa,速度峰值为 3 200 m/s。反应区后的稳定压力为 4.8 GPa,速度为零。

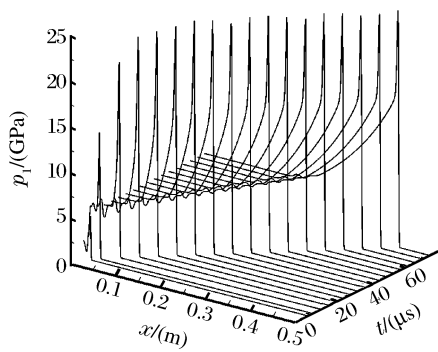


图 2 气相压力分布

Fig. 2 Gas-phase pressure profile

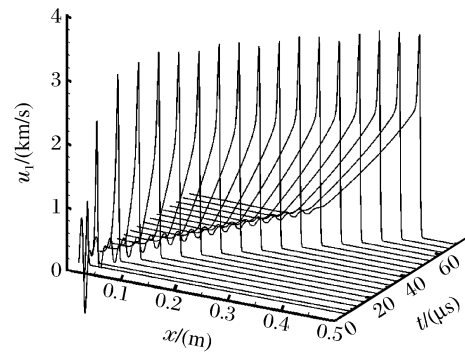


图 3 气相速度分布

Fig. 3 Gas-phase velocity profile

图 4 和图 5 分别给出了反应过程中炸药颗粒半径和固相体积分数在 10 个不同时刻的分布。点火之前,炸药颗粒半径为 62.5 μm ,固相体积分数为 0.632。点火之后颗粒开始燃烧,炸药半径和固相体积分数逐渐减小。与此同时,燃烧区前端的炸药在气体压力作用下被压紧,固相体积分数增大。由(7)式可知,有两个因素决定固相体积分数的变化:一个是两相压力与颗粒间应力的不平衡,另一个是燃烧速率。在初始时刻,炸药中压力不高,燃烧较慢,对固相体积分数影响相对较小,固相被压紧,体积分数增大到 0.72;随着燃烧不断加快,压缩逐渐减小,最终只有轻微压缩。点火后 10 μs 时(第 4 时刻),一部分炸药已全部燃烧完,颗粒半径和固相体积分数为零。

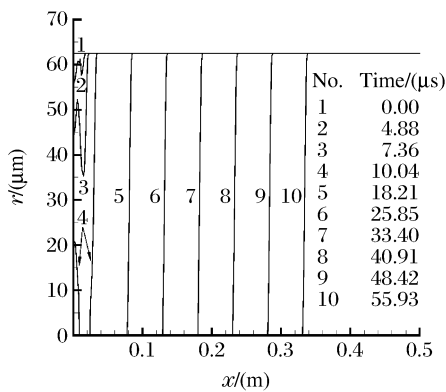


图 4 不同时刻的颗粒半径

Fig. 4 Granular radius at different time

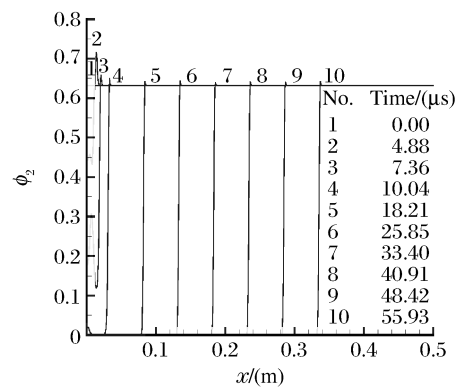


图 5 不同时刻的固相体积分数

Fig. 5 Solid volume fraction at different time

对比图 4 和图 5 还可以发现,此时,在 $x=0$ 附近的部分颗粒仍具有较大半径,但体积分数已经接近为零,说明此处只有数目很少的颗粒未燃烧完全。点火 $18\ \mu\text{s}$ 之后,颗粒半径和固相体积分数以各自相同的规律向前传播,达到稳定爆轰状态,平均爆轰速度为 $6\,721\ \text{m/s}$ 。

通过数值模拟可以确定爆轰波 CJ 面的位置,图 6 和图 7 分别为点火后 $52\ \mu\text{s}$ 时激波面附近气相压力和炸药颗粒半径的分布。此时,CJ 面上的压力为 $17\ \text{GPa}$ 。如果以激波面到 CJ 面的距离为爆轰反应区宽度,那么此时的爆轰反应区宽度为 $6\ \text{mm}$ 。CJ 面上的颗粒半径为零,说明颗粒已在反应区内完全燃烧。

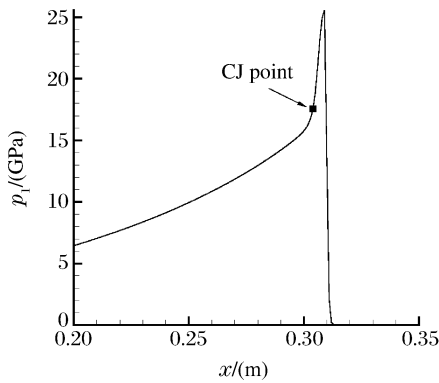


图 6 激波面附近的气相压力分布
Fig. 6 Gas-phase pressure near the shock wave

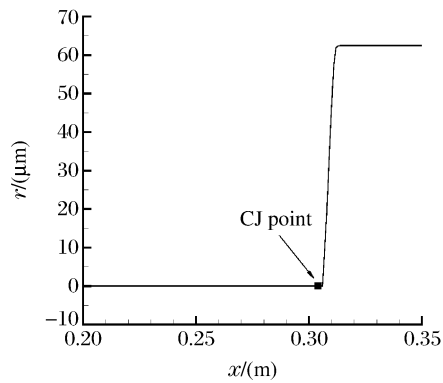


图 7 激波面附近的颗粒半径分布
Fig. 7 Granular radius near the shock wave

炸药 DDT 过程受装填密度影响较大,黄毅民^[15]采用两种不同装填密度的 HMX 颗粒炸药进行了 DDT 实验,测量了爆轰成长距离和爆速。由于数学模型和实际 DDT 过程有一定差别,模型中的本构关系还不能完全由与 DDT 条件相同的实验来确定,因此用数值方法完全模拟 DDT 实验是非常困难的^[7]。为了尽可能与实验进行对比,对两次实验采用完全相同的条件进行模拟。首先根据第一次实验确定数值模拟的点火条件,然后利用此点火条件对第二次实验进行数值模拟。表 1 是本研究数值模拟结果与文献数据的比较,二者符合较好。同时,对多种装填密度进行了数值模拟,图 8 是不同装填密度时的爆轰成长距离。图 8 中离散的数据点是数值模拟预测的结果,曲线根据离散点拟合而成。在装

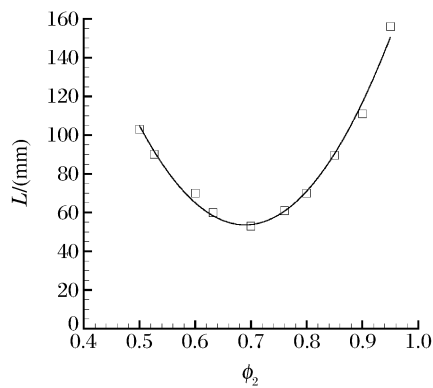


图 8 不同装填密度时的爆轰成长距离
Fig. 8 The run distance to detonation at various solid volume fractions

填密度从 0.50 增大到 0.95 的过程中,爆轰成长距离先减小后增大,呈“U”型变化。说明装填密度太小或太大都难以形成爆轰。这是因为装填密度太小时,炸药渗透性较大,气体压力上升较慢,颗粒燃烧速率上升较慢;而装填密度太大时,渗透性太差,只能通过热传导加热未反应颗粒,燃烧速率上升较慢。

表 1 数值模拟与实验结果的比较

Table 1 Comparison between calculated and experimental results

Solid volume fraction	Distance to detonation/(mm)		Detonation speed/(m/s)	
	Experiment ^[15]	Simulation	Experiment ^[15]	Simulation
0.526	96	90	6 100	6 012
0.632	63	60	6 772	6 721

5 结 论

建立了 HMX 炸药的 DDT 数学模型,采用 CE/SE 方法编制了数值模拟程序。对 HMX 炸药的 DDT 过程进行了数值模拟,分析了流场中气相压力和速度、固相体积分数和颗粒半径等物理量的变化规律。计算得到了密度为 1.0 g/cm^3 和 1.2 g/cm^3 的 HMX 炸药 DDT 过程的爆轰成长距离和爆速等特征值,与实验符合较好。在此基础上,对多种装填密度的 HMX 炸药进行了数值模拟,得到了装填密度对 DDT 过程的影响规律。

References:

- [1] Kuo K K, Vichnevetsky R, Summerfield M. Theory of flame front propagation in porous propellant charges under confinement [J]. AIAA J, 1973, 11(4): 444-451.
- [2] Gough P S, Zwarts F J. Modeling heterogeneous two-phase reacting flow [J]. AIAA J, 1979, 17(1): 17-25.
- [3] Passman S, Nunziato J W, Walsh E K. A theory of multiphase mixtures [A]//Rational Thermodynamics [C]. New York: McGraw-Hill, 1984: 286-325.
- [4] Baer M R, Nunziato J W. A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition (DDT) in reactive granular materials [J]. Int J Multiphas Flow, 1986, 12: 861-889.
- [5] Powers J M, Stewart D S, Krier H. Theory of two-phase detonation-Part 1: Modeling [J]. Combust Flame, 1990, 80: 264-279.
- [6] Gonthier K A, Powers J M. A high-resolution numerical method for a two-phase model of deflagration-to-detonation transition [J]. J Comput Phys, 2000, 163: 376-433.
- [7] Yang T, Jin Z M. Numerical simulation of deflagration-to-detonation transition in highly packed granular propellant beds [J]. J Propul Tech, 1994, (6): 76-82. (in Chinese)
杨 涛, 金志明. 高密实颗粒药床燃烧转爆轰的数值模拟 [J]. 推进技术, 1994, (6): 76-82.
- [8] Zhang X B, Yuan Y X. Modelling of DDT in high loaded propellant beds [J]. J Ballistics, 1996, 8: 16-25. (in Chinese)
张小兵, 袁亚雄. 密实火药床燃烧转爆轰的数值模拟 [J]. 弹道学报, 1996, 8: 16-25.
- [9] Qin G C, Hou X, Chen L Q, et al. Numerical simulation of deflagration-to-detonation transition in high energy propellant [J]. J Solid Rocket Tech, 2006, 29(3): 186-189. (in Chinese)
秦根成, 侯 晓, 陈林泉, 等. 高能固体推进剂燃烧转爆轰的数值模拟 [J]. 固体火箭技术, 2006, 29(3): 186-189.
- [10] Jia X R, Li D X, Sun J S, et al. An analysis of the deflagration-to-detonation transition (DDT) in NEPE propellants [J]. ACTA Amentarii, 1997, 18: 46-51. (in Chinese)
贾祥瑞, 李冬香, 孙锦山, 等. 高能固体推进剂燃烧转爆轰数值模拟 [J]. 兵工学报, 1997, 18: 46-51.
- [11] Chang S C. The method of space-time conservation element and solution element-a new approach for solving the navier-stokes and euler equations [J]. J Comput Phys, 1995, 119: 295-324.
- [12] Zhao Y H, Liu H F, Zhang G M. Equation of state of detonation products based on statistical mechanical theory [J]. Acta Phys Sin, 2007, 56(8): 4791-4797. (in Chinese)
赵艳红, 刘海风, 张弓木. 基于统计物理的爆轰产物物态方程研究 [J]. 物理学报, 2007, 56(8): 4791-4797.
- [13] Zhao Y H, Liu H F, Zhang G M. Equation of state of detonation products for PETN explosive [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2009, 23(2): 143-149. (in Chinese)
赵艳红, 刘海风, 张弓木. PETN 炸药爆轰产物状态方程的理论研究 [J]. 高压物理学报, 2009, 23(2): 143-149.
- [14] Liu K X, Wang J T, Zhang D L. A review on the CE/SE method [A]//Advances in Computational Explosion Mechanics [C]. Qingdao, 2006: 21-28. (in Chinese)
刘凯欣, 王景焘, 张德良. 时-空守恒元解元 (CE/SE) 方法简述 [A]//计算爆炸力学进展 [C]. 青岛, 2006: 21-28.
- [15] Huang Y M, Feng C G, Long X P, et al. Deflagration to detonation transition behavior of explosive JOB-9003 [J]. Chinese Journal of Explosives & Propellants, 2002, 25(1): 54-56. (in Chinese)
黄毅民, 冯长根, 龙新平, 等. JOB-9003 炸药燃烧转爆轰现象研究 [J]. 火炸药学报, 2002, 25(1): 54-56.

Numerical Simulation of the Deflagration-to-Detonation Transition Behavior of Explosive HMX

DONG He-Fei, ZHAO Yan-Hong, HONG Tao

(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China)

Abstract: The deflagration-to-detonation transition (DDT) model of the granular HMX was established based on the two-phase detonation model. The equation of state of the gas products was described by the calculated results of the CHEQ-like program which was based on the statistical mechanical theory. The DDT process of the granular HMX beds with an average grain size of $125\ \mu\text{m}$ was numerical simulated by the CE/SE method. The effects of the loading density on the DDT was studied and compared with the experimental results. Numerical results indicate that the run distance to detonation has a U-shaped relation with the loading density.

Key words: HMX explosive; deflagration-to-detonation transition (DDT); numerical simulation

《高压物理学报》征稿简则

《高压物理学报》是我国高压物理领域唯一的专业性学术刊物,在国内外公开发刊。力求及时报道高压物理学科基础理论和应用研究方面具有创新性、高水平、有重要意义的研究成果,读者对象为国内外科技工作者。征稿内容为动态及静态高压技术,人工合成新材料,高温高压下材料的力学、光、电、磁等特性以及物质微观结构的研究,动态及静态高压研究中的测试技术,高温高压下的相变,高温高压物态方程等。《高压物理学报》接受中、英文稿件。

(1) 来稿应具有科学性、先进性和实用性,论点明确、论据可靠、数据准确、逻辑严谨、文字简练、图表清晰。每篇论文的篇幅应在 6000~8000 字以内,请使用中华人民共和国法定计量单位。论文格式请参考近期出版的《高压物理学报》,请登录《高压物理学报》网站 www.gywlxb.cn 进行投稿。

(2) 所投稿件不得涉及国家及本单位机密,投稿时请附本单位保密审查意见,由审查者签名并加盖公章。

(3) 文章标题字数应在 20 字以内。文中图、表应有自明性,所有图题、图注、表题、表注均为中、英文对照,图、表中的文字一律用英文。

(4) 第一作者应确保全体作者同意文章署名,需提供第一作者、通讯作者简介(姓名、出生年、性别、职称、学位、研究方向等),以及所有联系方式(通信地址、邮政编码、电话号码、传真、电子邮箱等),以备联系。请注明论文(工作)的资助项目(资助项目名称和批准号),简要介绍工作背景和论文意义。

(5) 来稿应保证文章版权的独立性,严禁抄袭,文责自负,请勿一稿多投。

重点注意事项

(1) **中英文摘要** 摘要用第三人称书写,语言要简练,应有具体内容。要求:拥有与论文同等量的主要信息,重点包括 4 个要素:即研究目的、方法、结果和结论。以提供论文梗概为目的,不得评论、解释论文内容。中文摘要应在 200~400 个字之间,英文摘要不少于 120 个实词。为便于 Ei Compendex 以及国外其它数据库收录,英文摘要中尽量避免特殊字符(各种数学符号、上下脚标及希腊字母)及由特殊字符组成的数学表达式;第一句不要与英文题名重复;尽量用短句子并避免句形单调;用过去时态叙述主要工作,用现在时态叙述结论,尽量用主动语态代替被动语态。

(2) **参考文献** 参考文献应是公开出版物。请充分著录参考文献,引用条数不宜太少,并尽量引用近期国内外文献,采用“顺序编码制”著录。中文参考文献必须附英译文,著录项目应齐全。

(3) **版权与稿酬** 《高压物理学报》已加入《中国学术期刊(光盘版)》、万方数据——数字化期刊群、中国核心期刊(遴选)数据库、中文科技期刊数据库、中国期刊网、台湾中文电子期刊服务——思博网(CEPS)等,并被 Ei Compendex 光盘收录。凡经本刊录用的稿件,其著作权(包括光盘版和网络版出版权)便自动转让给《高压物理学报》编辑部,编辑部不再另行通知。

《高压物理学报》一贯秉承服务科学、服务读者、服务作者的办刊理念,慎重对待每一篇来稿,尊重作者劳动。优秀稿件享有快速发表通道,重大创新性成果可在 3 个月内刊出。

通信地址:四川绵阳 919 信箱 110 分箱《高压物理学报》编辑部,邮政编码:621900

网 站: www.gywlxb.cn 电子邮件: gaoya@caep.ac.cn

电 话: (0816)2490042 传 真: (0816)2485139

《高压物理学报》编辑部