

高能推进剂燃烧转爆轰的实验和数值研究

张泰华 卞桃华

中国科学院力学研究所非线性力学国家重点实验室, 北京 100080
江苏省盐城建筑工程学校, 盐城 224001

摘要 为研究高能固体推进剂的安全性能, 进行了燃烧转爆轰的实验。同时, 用两相流模型进行数值模拟。结果显示, 数值模拟和实验测得的火焰阵面传播曲线有较好的一致性。这种实验和数值的配合研究加深了对燃烧转爆轰机理的认识。

关键词 推进剂, 燃烧转爆轰, 两相流

中图分类号 TQ 562.24

燃烧转爆轰(DDT)是高能固体推进剂安全性能中的一项重要指标。研究DDT过程和机理对新型高能推进剂的研制、燃烧性能的控制以及安全使用等均具有实际意义。

本文进行了药量较大的NEPE推进剂DDT实验。这是一种费用昂贵、可记录信号较少、费时、费力的实验。所以,有必要开展数值模拟工作,通过和实验数据的对比,去模拟一些实验无法记录的变化过程,旨在研究推进剂的DDT形成机理。

1 燃烧转爆轰的实验研究

DDT管采用内径20 mm、外径64 mm、长500 mm的45°钢管,第一个测时孔离点火端面的距离为70 mm,其后沿轴向相邻孔间距为35 mm。实验时,管子两端用螺栓封堵。使用的装药是用药片机将NEPE推进剂试样切成5 mm × 5 mm × 5 mm的颗粒,再把150g药粒自然装填到DDT管中,药床总长420 mm,相对装填密度为60% TMD。点火时,用点火头点燃1.5 g粉末状硝化棉后,再点燃试样。燃烧波的传播选用光电三级管(型号为3DU 2D)测量;压缩波或冲击波的传播用应变片测量;信号记录使用两台美国某公司生产的TDS544A瞬态示波器。实验采用两种测试方法进行,第一种实验安装4个光电管和4个应变片,主要研究压缩波和燃烧波的传播;第二种实验安装8个光电管,主要测量燃烧波阵面的传播速度。实验时用加在点火头上的直流电压触发示波器。图1和图2中的图例数字为光电管和应变片在药床上的对应位置。在表1和表2中,平均速度=位置间隔/时间间隔,代表两光电管或应变片之间燃烧波或压缩波的平均速度。

经过分析图1、图2、表1和表2测量结果可知,在点火阶段,硝化棉的燃烧会产生大量高温气体产物。在厚壁钢管的限制下,气体产物将多孔药床沿轴向预压缩,同时点燃药床,然

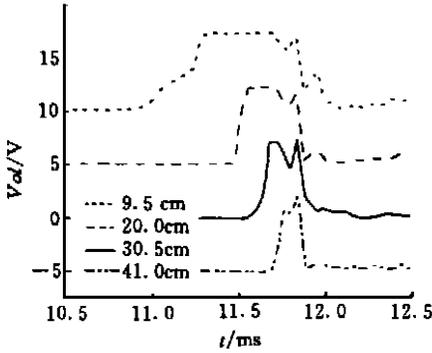


图 1 第一种实验的光电管测量曲线

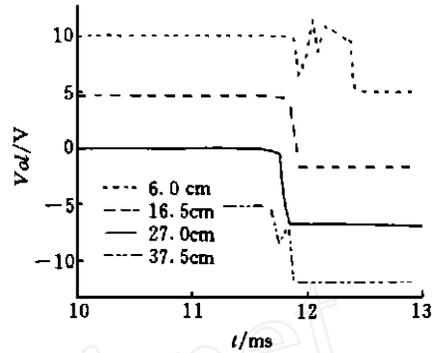


图 2 第一种实验的应变片测量曲线

表 1 第一种实验的测量结果

孔号	光电管				应变片			
	3	6	9	17	2	5	8	11
位置/cm	9.5	20.0	30.5	41.0	6.0	16.5	27.0	37.5
时间/ms	10.92	11.48	11.60	11.68	11.88	11.84	11.76	11.68
位置间隔/cm		10.5	10.5	10.5		10.5	10.5	10.5
时间间隔/ms		0.56	0.12	0.08		-0.04	-0.08	-0.08
平均速度/(km · s ⁻¹)		0.19	0.88	1.31		-2.60	-1.31	-1.31

表 2 第二种实验的光电管测量结果

孔号	1	3	5	7	9	10	11	12
位置/cm	2.5	9.5	16.5	23.5	30.5	34.0	37.5	41.0
时间/ms	12.468	13.216	13.564	13.694	13.802	13.844	13.876	13.914
位置间隔/cm		7.0	7.0	7.0	7.0	3.5	3.5	3.5
时间间隔/ms		0.748	0.348	0.130	0.108	0.042	0.032	0.038
平均速度/(km · s ⁻¹)		0.09	0.20	0.54	0.65	0.83	1.09	0.92

后再进入对流燃烧阶段 在整个药床燃烧过程中, 该阶段所需时间较长 从表 1 和表 2 中的第 1 条光电信号测量可知, 大致需 10 ms 多. 在对流燃烧阶段, 由于药床中存在大量空隙, 燃烧气体产物向未反应药床中渗透并传播热量, 使之加热并点燃, 如在光电信号上表现为图 1 第一条曲线上缓慢上升 随后, 燃速增加较快, 燃烧区压力不断升高, 药床被进一步压实 若压力增加得足够强、足够快, 在燃烧波阵面处的压力梯度将会变得相当陡峭, 加速的对流燃烧将转变为压缩燃烧(如表 2 的第 5 孔之后). 在压缩燃烧阶段, 直接通过压缩波的作用在药床孔隙中形成热点, 这时燃烧阵面变薄, 光电信号曲线上上升变得陡峭 在燃烧表面积减小和压力增大两因素的共同影响下, 燃速增加变得缓慢 随着压缩波的不断汇聚, 形成不断加强的冲击波 最终在第 11 孔附近形成强度较高的冲击波, 这时的冲击波已具有某些低速爆轰的特性, 并向后传播, 如表 1 中的应变数据 第 11 孔和第 12 孔之间燃速的降低, 与 DDT 管的膨胀破碎有关 由此可看出, 从对流燃烧的开始到爆轰的形成仅需 1 ms 左右

2 数值模拟

这是一种大长径比实验,可用一维反应两相流模型去计算燃烧场内各参量的变化^[1]。基本假设为:气、固两相是彼此独立的连续流,混合相也是连续的;气、固两相通过传递质、动量和热相联系;整个过程气体被完全密闭,气、固运动是一维的;药粒着火仅从外表面开始

假设 V_g 和 V_s 分别为气、固相在微元体积 $V_T (= V_g + V_s)$ 中所占据体积,则空隙率 $\phi_g (= V_g/V_T)$, 填充率 $\phi_s (= V_s/V_T)$ 的和为

$$\phi_g + \phi_s = 1 \quad (1)$$

(1) 守恒方程

$$\frac{\partial \phi_g \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial \phi_g \rho_g u_g}{\partial x} = A m_b \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi_g \rho_g u_g}{\partial t} + \frac{\partial \phi_g \rho_g u_g^2}{\partial x} + A \phi_g \frac{\partial p_g}{\partial x} = A m_b u_s - A D_f \quad (3)$$

$$\frac{\partial \phi_g \rho_g E_g}{\partial t} + \frac{\partial \phi_g \rho_g E_g u_g}{\partial x} + \frac{\partial \phi_g p_g u_g}{\partial x} + A p_g \frac{\partial \phi_g}{\partial x} = A m_b H_b - A Q_p - A D_f u_s \quad (4)$$

$$\frac{\partial \phi_s \rho_s}{\partial t} + \frac{\partial \phi_s \rho_s u_s}{\partial x} = - A m_b \quad (5)$$

$$\frac{\partial \phi_s \rho_s u_s}{\partial t} + \frac{\partial \phi_s \rho_s u_s^2}{\partial x} + A \phi_s \frac{\partial p_s}{\partial x} = - A m_b u_s + A D_f + A \frac{\partial \phi_s \tau_s}{\partial x} \quad (6)$$

式中, ρ, u, p 分别为密度、速度和压力,下标 g, s 分别代表气、固相, A 为药床横截面积, m_b 为装药燃气生成速率, D_f 为相间阻力, E_g 为气相内能 e_g 与动能 $u_g^2/2$ 之和, H_b 为燃烧物释放焓, 即 $H_b = f/(Y-1) + u_s^2/2$, f 为火药力, Q_p 为相间热交换, τ_s 为颗粒间作用力。这里,瞬态表面加热,加热层厚度一般远小于颗粒半径,颗粒内部温度基本不变,没有必要考虑固相热焓的变化,只要用颗粒表面温度 T_{ps} 判别是否着火就可以了,故没有给出固相能量方程

(2) 状态方程

$$p_g/\rho_g R T_g = 1/[1 - b_r(\rho_g)\rho_g] \quad (7)$$

此式在 $\rho_g = 0.1 \sim 5.0 \text{ g/cm}^3$ 范围内均适用。式中系数 $b_r(\rho_g)$ 为

$$b_r(\rho_g) = 1.1831 \times 10^{-3} - 1.0326 \times 10^{-6} \rho_g + 1.7722 \times 10^{-9} \rho_g^2 - 2.0576 \times 10^{-12} \rho_g^3 + 1.1472 \times 10^{-15} \rho_g^4 - 0.2896 \times 10^{-18} \rho_g^5 + 0.02945 \times 10^{-21} \rho_g^6 \quad (8)$$

在恒温下,对固相热力学状态——Helmholtz 自由能作适当简化,得

$$\rho_s = \rho_{s0} (N p_s / K_T + 1)^{1/N} \quad (9)$$

$$p_s = p_g + \tau_s \quad (10)$$

式中, K_T 为材料的体积模量, p_s 为颗粒承受的压缩力, N 为可调参量

(3) 颗粒间应力 可将粒间应力归纳为空隙率的分段函数,三个阶段分别为弹性、弹-塑性、塑性变形

$$\tau_s = \begin{cases} 4G(\alpha - \alpha_0)/3\alpha(\alpha - 1) & (\alpha_0 < \alpha < \alpha_c) \\ 2Y\{1 - 2G(\alpha - \alpha_0)/Y\alpha + \ln[2G(\alpha - \alpha_0)/Y(\alpha - 1)]\}/3 & (\alpha_c < \alpha < \alpha_1) \\ 2Y \ln[\alpha/(\alpha - 1)]/3 & (\alpha > \alpha_1) \end{cases} \quad (11)$$

式中, $\alpha = 1/\phi$, α_0 为初始值, G 为剪切模量, Y 为材料的屈服强度。式中分段特征量为 $\alpha_c = (2G\alpha_0 + Y)/(2G + Y)$ 和 $\alpha_1 = 2G\alpha_0/(2G + Y)$ 。

(4) 辅助关系式

$$m_b = 3\phi_s \rho_s r_b / r_s \tag{12}$$

$$D_f = (\phi_s / \phi_g) [\rho_g (u_g - u_s)^2 / d_c] c_f \tag{13}$$

$$Q_p = S_s h_t (T_g - T_{ps}) \tag{14}$$

式中, r_s 和 d_s 分别为颗粒当量半径和直径, ρ_s 为颗粒表面的法向燃速, c_f 为摩擦系数 S_s 可理解为颗粒表面积, h_t 为相间换热系数, 一般由对流和辐射两部分构成 T_g 为气体温度 根据实验测定, 颗粒填充床内的努塞尔特数为

$$N_{us} = 1.45 \times 10^{-2} Re_s^{0.937} Pr^{0.333} \tag{15}$$

式中, Re_s 为以 d_s 计算的雷诺数, Pr 为普朗特数 该式的使用范围为 $3300 < Re_s < 88200$

以上 15 个方程中, 含因变量 $\phi_s, \phi_g, \rho_g, b_r(\rho_g), \rho_s, u_g, u_s, p_g, p_s, \tau_p, E_g, D_f, Q_p, N_{us}, m_b$ 共 15 个, 故方程组封闭 给定合适的初始条件和边界条件, 方程组可以求解 在本文计算中, 时间是从点火头击发算起的, 点火输入量是作为边界输入源“嵌入”主程序的, 同时忽略了与管壁的摩擦及传热作用, 计算时的输入参数如表 3

表 3 计算输入参数

参 量	数 值	参 量	数 值
装药长度/m	0.42	颗粒屈服强度/Pa	5.2×10^7
装药直径/m	0.02	颗粒剪切模量/Pa	3.5×10^9
装药质量/kg	0.15	燃烧指数	1.0
最大装药密度/($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	1840	燃速系数/($\text{m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Pa}^{-1}$)	1.4×10^{-9}
比热比	1.25	表面点火温度/K	563.0
火药力/($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$)	1.2×10^6	初始温度/K	$T_{g0} = T_{p0} = 298.0$

图 3 为第二种实验结果及其计算结果 从中可看出, 计算燃烧波阵面传播速度沿 DDT 管位置的变化和实验结果的趋势相似 从点火头引燃开始, 在相当长时间和距离内, 药床反应区处于缓慢燃烧状态 最大压力处于点火端附近 随着时间的增加, 最大压力点逐渐前移 压力曲线呈现出中间高于两头的拱形状态, 见图 5 当最大压力点移到燃烧波阵面附近时, 药床相应于燃烧波阵面前形成了局部稠密区, 见图 7 这时, 压力梯度进一步加大 这种稠密区的前移速度决定了燃烧波阵面的前进速度 最大压力点越来越接近燃烧波阵面, 最后赶上和超过燃烧波阵面 但由此状态过渡到爆轰, 使压力上升到 1 GPa 以上时, 一般只需几十微秒 当压力上升到 1 GPa 以上时, 在压力高峰处燃烧分别向前和向后流动, 见图 6 这种反应速率突增的现象, 标志着爆轰的形成

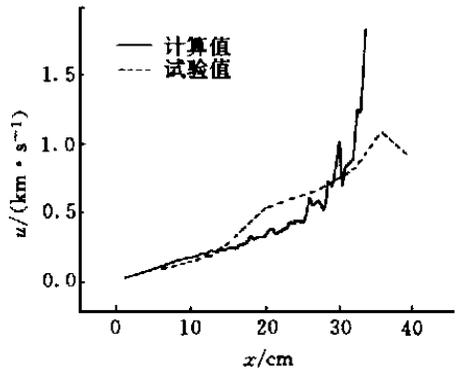


图 3 燃烧波阵面的实验和计算结果

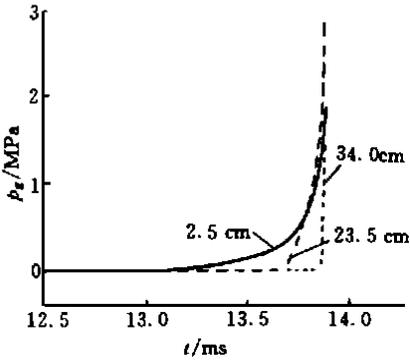


图4 不同位置压力分布

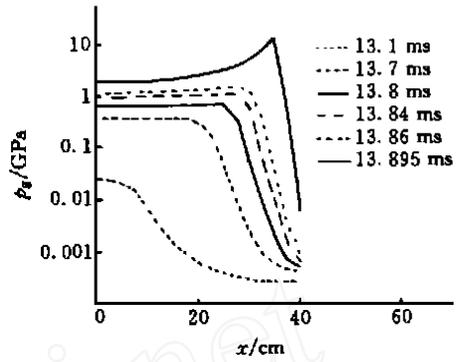


图5 不同时刻压力分布曲线

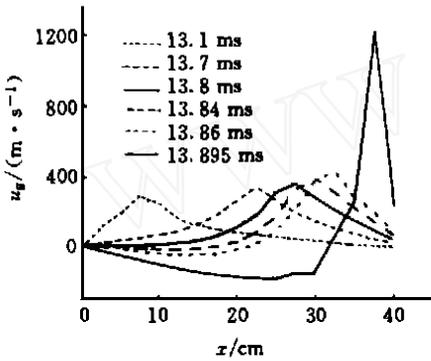


图6 不同时刻气相速度分布曲线

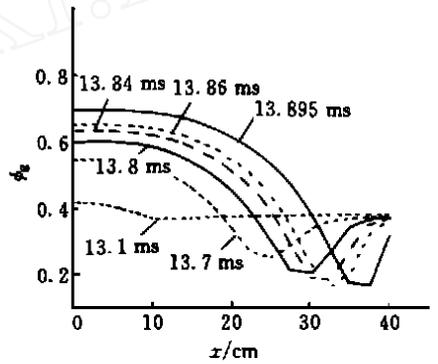


图7 不同时刻孔隙率分布曲线

3 结论

- (1) 光电管测试技术在本实验条件下是一种理想的方法 它克服了电离探针由于电离度低, 不可靠的缺点, 又克服了光纤测试线路复杂的不足, 具有可靠、方便、经济等优点
- (2) 本两相流模型能描述DDT 的基本过程, 可以用于DDT 过程的模拟和工程估算
- (3) 由实验和计算可知, DDT 过程主要分三个阶段: 燃烧波阵面后的压力快速增长, 产生压缩波; 压缩波在未燃烧药床中叠加, 形成冲击波; 冲击波诱发爆轰的形成

参 考 文 献

1 王升晨, 周彦煌, 刘千里. 膛内多相燃烧理论及应用. 北京: 兵器工业出版社, 1994

THE EXPERIMENTAL AND NUMERICAL STUDY ON THE DEFLAGRATION-TO-DETONATION TRANSITION OF A HIGH-ENERGY PROPELLANT

Zhang Taihua Bian Taohua

State Key Laboratory of Nonlinear Mechanics (LNM), Institute of Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100080
Yancheng School of Architectural Engineering, Yancheng, 224001

Abstract In order to study the safety of the high-energy solid propellant, the deflagration-to-detonation transition (DDT) experiments have been performed. At the same time, the one-dimensional, two-phase flow model with chemistry reaction was used to analyze the DDT. The numerical results for the combustion front are in good agreement with the experiments. The closely combined experimental and numerical research can result in a better understanding of DDT.

Key words propellant, deflagration-to-detonation transition, two-phase flow