

多孔推进剂装药的动态压缩 过程的数值研究*

杨 涛

(国防科学技术大学航天技术系, 长沙, 410073)

摘 要: 对约束条件下的推进剂多孔床中的动态压缩进行了数值分析。用两相连续混合非平衡流的理论建立了描述动态压缩过程的数学模型。用 MacCormack 有限差分方法求解了控制方程。以活塞撞击 HMX 多孔床为例, 将数值结果、实验结果以及稳态分析结果进行了比较, 证明模型能很好的预测稳态压缩波特性。研究结果有助于弄清高能推进剂的冲击波起爆、燃烧转爆轰的机理。

主题词: 脉冲压缩, 固体推进剂, 冲击波引爆, 爆轰, 数值分析

分类号: V512

NUMERICAL STUDIES ON DYNAMIC COMPACTION OF POROUS PROPELLANT CHARGES

Yang Tao

(Dept. of Aerospace Technology, National Univ. of Defense Technology, Changsha, 410073)

Abstract: A numerical study on dynamic compaction of porous propellant beds under confinement is presented in this paper. The two-phase continuum mixture nonequilibrium theory is applied to describe dynamic compaction processes. The governing equations are solved by MacCormack finite difference method. As an example, HMX porous bed is studied for various piston-impact conditions and compared to experimental data and steady-state wave analysis. The model predicts reasonably well the observed steady compaction wave characteristics. This study can be applied to investigate the mechanisms of Shock to Detonation Transition and Deflagration to Detonation Transition for high energy solid propellants.

Subject terms: Pulse compression, Solid propellant, Shock wave initiation, Detonation, Numerical analysis

* 本文1993年12月13日收到

1 引言

固体推进剂在生产、加工、储存、运输和使用过程中,经常会受到动态压缩。动态压缩也是高能多孔推进剂燃烧转爆轰(DDT)过程中的一个重要现象,在强约束条件下的多孔床的燃烧过程中,由于纵向存在很大的压力梯度,药床将受到动态压缩,压缩使得颗粒状推进剂重新排列,大大降低了药床空隙率,使燃烧产物的压力迅速增加。然后,这一被压实的燃烧区象活塞一样向未反应的多孔床中移动,形成冲击波并点燃一个个“热点”,最后诱发爆轰。

为分析这一过程, Sandusky 和 Liddiard^[1]进行了一系列动态压缩实验。冷气体驱动的压缩实验(CGC)、活塞驱动的压缩实验(PDC)、连续加载压缩实验(RLC)和冲击波驱动的压缩实验(SDC),分别模拟 DDT 各个阶段的动态压缩现象。最有代表性的是活塞驱动的压缩实验,用火药燃烧产生的高压气体的膨胀使活塞加速来驱动限制在长管中的多孔床,药床不同位置放置示踪用光盘,由 X 射线照相测量出药床中颗粒运动速度,由嵌入药床的光盘变形的连续照片,可确定 $x-t$ 平面上波峰的轨迹,以及压缩波后密度的变化。在这些实验中,每隔 0.64cm 放置一个光盘,这只能给出一个总的压缩波运动规律,而波的初始形成与发展的非定常过程无法预测到。由光盘的变形可知压缩波有一定的波的结构,而不是一个简单的冲击波阵面。

本文用两相连续混合流理论对动态压缩过程进行数值分析,给出稳态压缩波结构和形成这一压缩波的非定常过程的全貌,并尽可能的与实验结果进行比较。

2 数学物理模型

图1为活塞驱动颗粒床产生的压缩波传播图,这里压缩波定义为颗粒材料中固相体积分数的压缩扰动的传播。用一维两相连续混合流理论来描述这一物理问题,不考虑压缩诱发的化学化应,则控制方程为^[2]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varphi_g \rho_g) + \frac{\partial}{\partial x}(\varphi_g \rho_g u_g) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varphi_p \rho_p) + \frac{\partial}{\partial x}(\varphi_p \rho_p u_p) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varphi_g \rho_g u_g) + \frac{\partial}{\partial x}(\varphi_g p_g + \varphi_g \rho_g u_g^2) = -D_p \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varphi_p \rho_p u_p) + \frac{\partial}{\partial x}(\varphi_p p_g + \varphi_p \rho_p u_p^2) = D_p \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varphi_g \rho_g (e_g + u_g^2/2)) + \frac{\partial}{\partial x}(\varphi_g \rho_g u_g (e_g + u_g^2/2 + p_g/\rho_g)) = -D_p u_p - Q_p \quad (5)$$

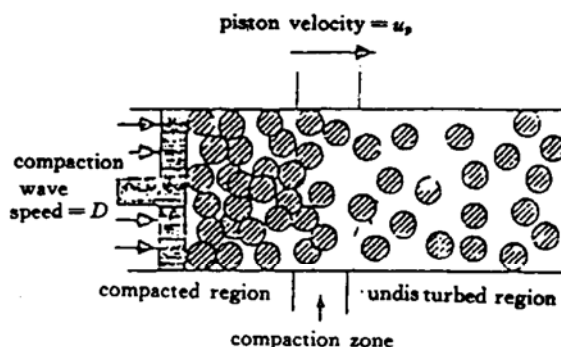


Fig. 1 Schematic of compaction wave in granular material

$$\frac{\partial}{\partial x}(\varphi_p \rho_p (e_p + u_p^2/2)) + \frac{\partial}{\partial x}(\varphi_p \rho_p u_p (e_p + u_p^2/2 + p_p/\rho_p)) = D_p u_p - Q_p \quad (6)$$

$$\frac{\partial \varphi_p}{\partial x} + u_p \frac{\partial \varphi_p}{\partial x} = \frac{\varphi_g \varphi_p}{\mu_c} (p_p - p_g - f_p) \quad (7)$$

$$\varphi_g + \varphi_p = 1 \quad (8)$$

$$p_g = \rho_g R_g T_g (1 + b \rho_g) \quad (9)$$

$$e_g = c_{vg} T_g \quad (10)$$

$$p_p = (\gamma_p - 1) c_{vp} \rho_p T_p - \frac{\rho_{p0} S}{\gamma_p} \quad (11)$$

$$e_p = \frac{p_p + \rho_{p0} S}{(\gamma_p - 1) \rho_p} \quad (12)$$

方程中下标“g”和“p”分别代表气相和固相， ρ 为物质密度， φ 为体积分数， u 为速度， p 为压力， T 为温度， e 为内能。方程(7)为动态压缩方程，Baer^[3]在要求两相混合流动满足热力学第二定律的条件下推导出此方程，式中 μ_c 叫做压缩粘性， f_p 代表颗粒间应力。方程(11)为Tait固相状态方程。控制方程中的 D_p 和 Q_p 分别表示两相间的阻力和传热。

通常情况下，相间阻力直接由实验确定。对 $1 < R_g < 4000$ 及 $0.4 \leq \varphi_g \leq 0.65$ 条件下，相间阻力公式为

$$D_g = \frac{\varphi_p}{\varphi_g} \frac{\rho_g |u_g - u_p| (u_p - u_g)}{d_p} C_j \quad (13)$$

摩擦系数 C_j 为

$$C_j = 1.75 + 150 \frac{\varphi_p}{\varphi_g} \frac{1}{R_g} \quad (14)$$

当考虑对流与辐射两种形式的热交换时，相间热交换为

$$Q_g = \frac{3}{r} \varphi_p [h(T_p - T_g) + \sigma(T_p^4 - T_g^4)] \quad (15)$$

式中对流换热系数可由努谢尔数表示

$$Nu_p = 2hr/k_p \quad (16)$$

对密实床，修正过的丹顿公式为

$$Nu_p = 0.4 Re_p^{0.7} Pr^{\frac{1}{3}} \quad (17)$$

颗粒间应力关系是确定颗粒床力学性能的一个重要关系，根据对火药的准静态压缩实验，提出如下的颗粒间应力公式^[4]。

$$f_p = \begin{cases} f_{\varphi^*} \frac{(1 - \varphi_g)^2 (1 + \varphi_{g^*})^2 \ln(1/\varphi_g)}{(1 - \varphi_{g^*})^2 (1 + \varphi_g)^2 \ln(1/\varphi_{g^*})} & \varphi_g \leq \varphi_{g^*} \\ E \frac{\varphi_{g0} - \varphi_g}{1 - \varphi_g} & \varphi_{g0} \geq \varphi_g \geq \varphi_{g^*} \\ 0 & \varphi_g \geq \varphi_{g0} \end{cases} \quad (18)$$

上式将 $f_p \varphi_p$ 曲线分为线性段与非线性段两部分, 其中 φ_{g0} 为初始空隙率, φ_{g^*} 为线性段结束时对应的空隙率, f_{φ^*} 为线性段结束时的应力, 由 $f_{\varphi^*} = E \frac{\varphi_{g0} - \varphi_{g^*}}{1 - \varphi_{g^*}}$ 求得, E 为火药床压缩模量, 与初温有关^[4]。

3 数值方法

所处理的物理过程为活塞驱动颗粒床的动态压缩过程, 为处理活塞运动的动边界, 做物理平面 (x, t) 到计算平面 (η, τ) 的坐标变换:

$$\eta = \frac{x - x_{0(t)}}{x_{L(t)} - x_{0(t)}}; \quad \eta \in (0, 1) \quad (19)$$

$$\tau = t; \quad \tau \geq 0 \quad (20)$$

其中, $x_{0(t)}$, $x_{L(t)}$ 分别为物理平面的左、右边界, 经过这一变换, 计算平面为固定边界 $(0, 1)$, 边界的运动将显含在控制方程中。对如下形式的守恒方程

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} = H \quad (21)$$

经过坐标变换后有

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(UL) + \frac{\partial}{\partial \eta}(F - (x_0 + \eta L)U) = HL \quad (22)$$

其中 $L = x - x_0$, 方程 (7) 变换后为

$$\frac{\partial \varphi_p}{\partial \tau} + \left(\frac{u_p - x_0 - \eta L}{L} \right) \frac{\partial \varphi_p}{\partial \eta} = \frac{\varphi_g \varphi_p}{\mu_c} (p_p - p_g - f_p) \quad (23)$$

数值方法采用 MacCormack 预-校两步差分格式, 对150长的 HMX 炸药颗粒床, 采用201个节点, 压缩波的传播速度取固相体积分数梯度最大点的传播速度。因压缩粘性 μ_c 的值对波的结构影响很大, μ_c 越大, 波区越厚, 故网格数的选取应保证压缩波区内有足够多的网格点来描述。

为便于和 Sandusky 的实验结果比较, 输入 HMX 的参数, 见表1。

Table 1 Input parameters

ρ_{g0}	kg/m ³	10.0
R_g	J/(kg·K)	8.50×10^2
c_{vg}	J/(kg·K)	2.40×10^3
ρ_{p0}	kg/m ³	1.90×10^3
c_{vp}	J/(kg·K)	1.5×10^3
s	(m/s) ²	8.98×10^6
q	J/kg	5.84×10^6
γ_p		5.0
T_{p0}	K	3.00×10^2

4 数值结果与分析

图2至图5给出了以100m/s运动的活塞撞击 HMX 炸药颗粒床时的气相压力、固相体积分数、颗粒速度和压缩波速度曲线, 这里压缩粘性 μ_c 取1000kg/(m·s)。由图可见, 当活塞以100m/s 的速度撞击颗粒床时, 经过短时间的非稳态过程后, 颗粒床中形成一稳定传播的压缩波, 稳态波传播速度为400m/s。因压缩波速度是亚音速的, 故压力和颗粒速度从初始点开始连续上升至波后的值, 无前沿冲击波。终态固相体积分数为0.96, 这一终态体积分数值主要取决于颗粒间应力的关系式。

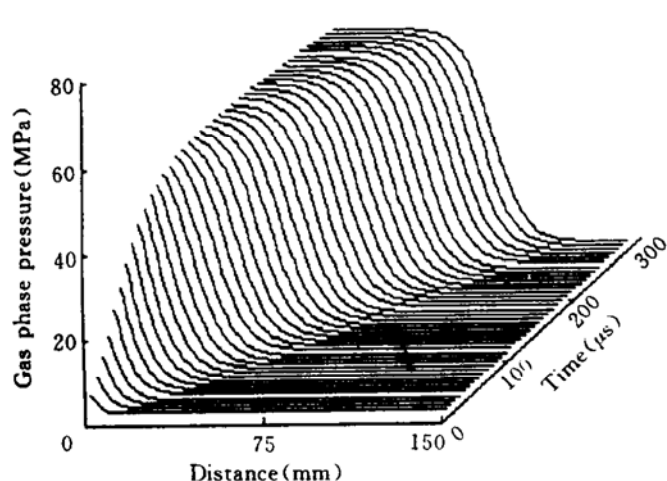


Fig. 2 Gas phase pressure in granular column HMX

($u_p=100\text{m/s}$, $\mu_c=1000\text{kg/(m·s)}$)

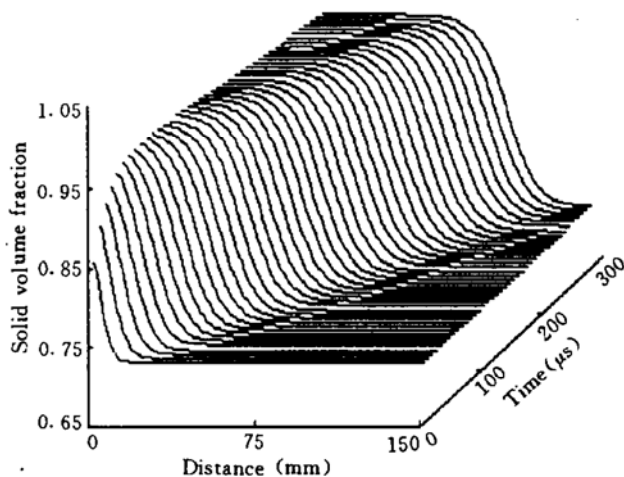


Fig. 3 Solid volume fraction in granular column HMX

($u_p=100\text{m/s}$, $\mu_c=1000\text{kg/(m·s)}$)

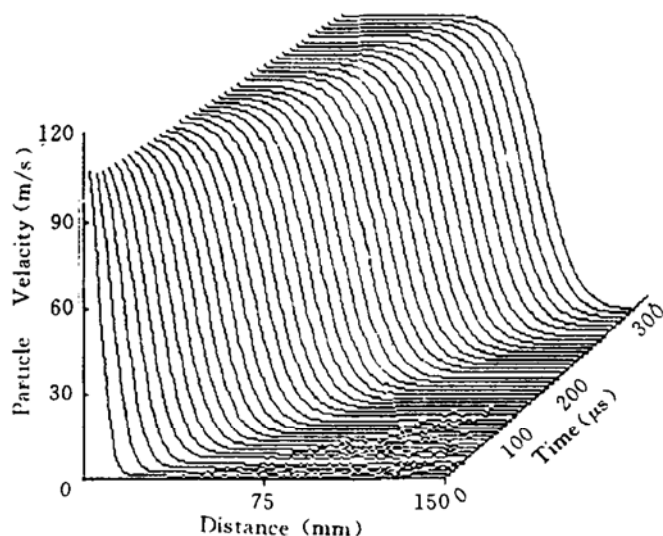


Fig. 4 Partical velocity in granular column HMX

($u_p=100\text{m/s}$, $\mu_c=1000\text{kg/(m·s)}$)

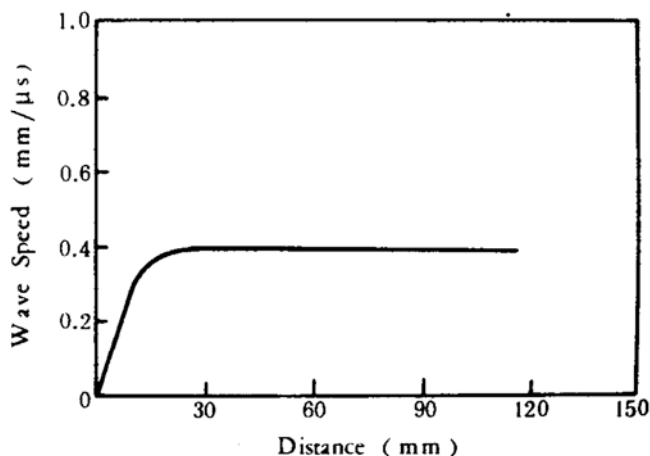


Fig. 5 Compaction wave speed in granular column HMX

($u_p=100\text{m/s}$, $\mu_c=1000\text{kg/(m·s)}$)

材料压缩粘性对压缩波的结构有很大影响, μ_c 越大, 压缩波越厚, 图6给出压缩粘性为3000kg/(m·s) 时的固相体积分分数分布, 和图3比较可知, 随 μ_c 的增加, 预测的波区厚度增

加。

用简化方法分析了温态压缩波的结果及其影响因素^[5],分析中忽略了气体的影响。图7~9给出了已压区(终态)的混合压力、压缩波速、固相体积分随活塞速度的变化,同时给出了实验结果的比较以及稳态分析的结果。这里混合压力定义为 $p_{\text{mix}} = \varphi_g p_g + \varphi_p p_p$, 实验中的混合压力是由冲击波跳跃条件计算得到的。由图可见,预测结果与实验结果比较吻合。表2给出了实验结果与数值预测的详细结果。表中 D 为压缩波速度, δ_c 为波厚, p_m 为终态混合压力, φ_p 为终态固相体积分, T_p 为终态固相温度。

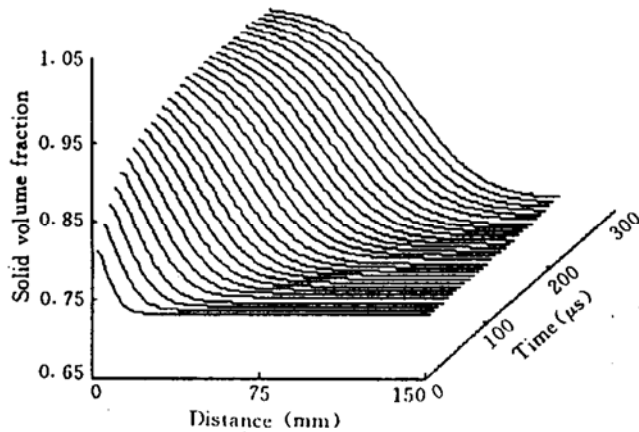


Fig. 6 Solid volume fraction for a material viscosity $\mu_c = 1000 \text{ kg/(m} \cdot \text{s)}$

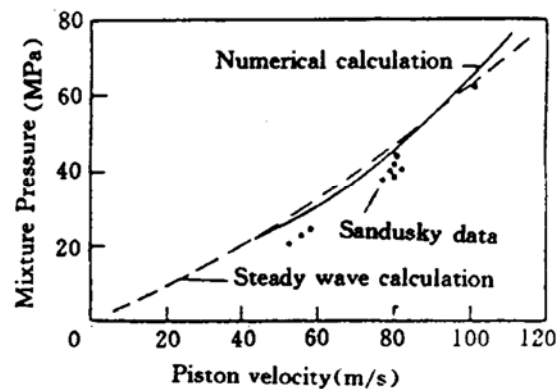


Fig. 7 Comparison of numerical and experimental results for mixture pressure

Table 2 Numerical calculation-experimental data for HMX

HMX($\varphi_{p0}=0.73$) Calculation							Experiment			
u_p (m/s)	μ_c (kg/(m·s))	D (m/s)	δ_c (mm)	p_m (MPa)	φ_p	T_p (K)	u_p (m/s)	D (m/s)	p_m (MPa)	φ_p
100	10^3	402	86	66.3	0.958	306.1	101	432	62.1	0.952
	2×10^3	399	110	62.1	0.949	305.7				
	10^4	400	>150	66.0	0.923	305.3				
80	10^3	340.3	112	47.1	0.928	303.8	80	393	43.7	0.918
							79	382	42.1	0.923
							78	368	40.0	0.927
							81	364	41.0	0.939
							76	359	37.9	0.926
55	10^3	278.0	117	29.3	0.904	301.9	58	304	24.6	0.902
							55	300	23.0	0.894
							52	280	20.3	0.896

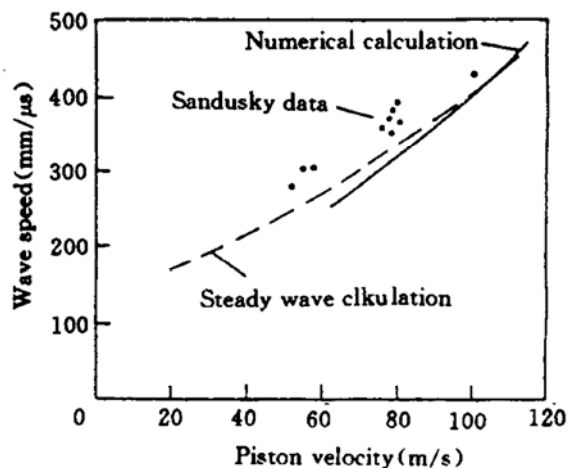


Fig. 8 Comparison of numerical and experimental results for wave speed

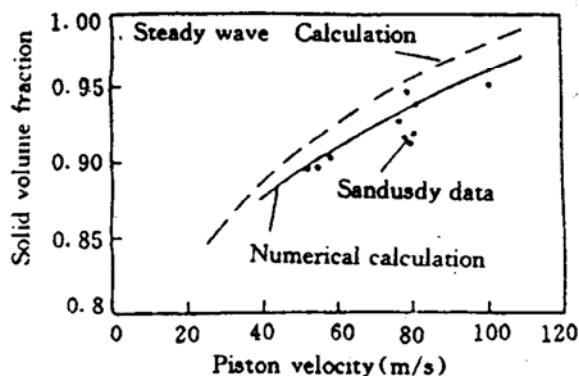


Fig. 9 Comparison of numerical and experimental results for solid volume fraction

5 结 论

针对活塞撞击多孔床的动态压缩实验, 用两相混合理论对压缩波形成的非稳态过程和稳态压缩波结构进行了数值分析。用实验测得的稳态压缩波数据对模型进行了检验, 证明了模型的合理性。非稳态模型分析、稳态分析和实验结果的比较表明, 在不考虑化学反应的情况下, 气相作用可以忽略。数值分析表明, 颗粒间应力是决定波后固相体积分数的关系式, 材料压缩粘性对波的结构有很大影响。在进一步发展的模型中, 应考虑压缩波作用下含能材料可能诱发的化学反应, 这对于推进剂装药安全性是十分重要的。

参 考 文 献

- [1] Sandusky H W, Liddiard T P. Dynamic Compaction of Porous Beds. AD-A164 883
- [2] 杨涛, 金志明, 张小兵. 高装填密度火药床燃烧转爆轰的数学模型. 弹道学报, 1992 (2): 1~9
- [3] Baer M R, Nuziation J W. A Two-Phase Mixture Theory for the Deflagration to Detonation Transition in Reactive Granular Materials. Int J Multiphase Flow, 1986, 12 (6): 861~889
- [4] 杨涛, 金志明, 栗保明. 火药床的准静态压缩研究. 高压物理学报, 1992, 6 (2): 136~142
- [5] 杨涛, 金志明. 火炸药颗粒床中的压缩波特性. 弹道学报, 1993 (4)