

高含能颗粒床中瞬变点传火过程 的三维两相流数值模拟*

翁春生 金志明 袁亚雄

(南京理工大学动力工程学院 南京 210094)

摘要 结合火炮工程背景,建立高含能稠密颗粒床中非定常三维两相流与点火器中非定常一维两相流的数理模型,并考虑主装药床与点火器的相互耦合作用。采用“分数步法(FSM)”数值求解。发现在点传火阶段,膛内存在明显的三维效应,并伴随波动现象,火药颗粒向壁面聚集。部分计算结果与试验结果相一致。

关键词 两相流 点火 内弹道 数值模拟

中图法分类号 T J012 14 O 242

符 号 表

a	颗粒群音速	H_{ign}	点火药焔气滞止焔
a_1	Ω — Q 时颗粒群音速	k	比热比
a_p	颗粒导温系数	k_f	燃气导热系数
\bar{A}_p	单位体积颗粒表面积	\dot{m}_c	单位体积火药燃气生成率
C_0	传火孔射流流量修正系数	\dot{m}_{ign}	单位体积传火孔射流流率
Re	雷诺数	n	燃速指数
S_{hp}	传火孔面积	n_0	传火孔数
T	温度	Nu	努塞尔数
T_{ps}	颗粒表面温度	p	压力
u	速度	Pr	普朗特数
d	颗粒当量直径	q	相间热交换
\dot{T}	颗粒燃速	R	气体常数
E_g	燃气内能	u_1	燃速系数
e_p	火药颗粒潜能	T	燃气余容
F_s	相间阻力	X	辐射换热的灰度
h_p	对流放热系数	d	密度
e	斯蒂芬-波尔兹曼常数	Q_0	初始空隙率
f	颗粒间应力	Q	颗粒体积比

* 国家自然科学基金资助课题。

1995年 7月 25日收到原稿, 11日 13日收到修改稿。

O 燃气空隙率

下标:

p 固相

z 轴向

ign 点火药

r 径向

g 气相

θ 切向

1 引 言

本文所研究的是一种在高含能密实颗粒床中带有喷管点火器的装药结构,如图 1 所示。点火器由点火管体与喷管组成,在不同截面的点火管体上沿切向开了四排传火孔。由底火作用产生的高温燃气在喷管中迅速加速,以很高的速度喷射出来,并点燃喷嘴附近的点火药。点火药燃气压力上升到破孔压力之后,冲破内衬从传火孔中喷出,以此来点燃药室中的主装药。药室内的燃气压力克服弹丸挤进阻力推动着弹丸沿炮膛内运动。当药室内的燃气压力大于点火器中压力时,还会出现燃气向点火器内倒流现象。

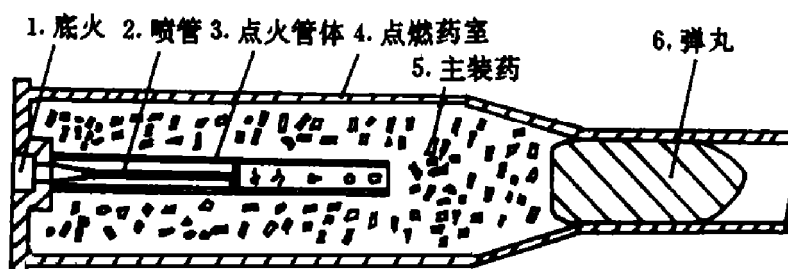


图 1 新型点火结构

Fig. 1 Schema of a new ignition system

1 Base fire, 2 Jet nozzle, 3 Ignition pipe, 4 Igniting charge chamber, 5 Main explosive, 6 Pellet

炮膛内的射击过程是高温 (约 3500K)、高压 (可达 300~ 700 MPa) 与瞬变 (1.5~ 12ms) 过程, 主装药床内流动与点火器中流动是相互耦合作用的。在点传火阶段, 物理量不仅随时间与空间急骤变化, 而且存在三维的波动现象。这些都给数值模拟带来很大的困难。国外从七十年代末开始炮膛内一维两相流数值模拟研究。八十年代, 以 K. K. Kuo, R. Herise 等一批学者进行炮膛内二维轴对称两相流数值模拟研究, 取得了很大的进展^[1~3]。有关炮膛内三维两相流内弹道的数值模拟, 还没有见到报道, 只有纯气相的三维气动力的数值模拟^[4]。进入九十年代后, 国内也对炮膛内轴对称两相流的数值模拟作了研究^[5~7], 但较完善的还局限于一维两相流数值模拟。根据我们设计的新型点火结构的工作特征, 本文在国内首次建立炮膛内三维两相流内弹道数理模型, 采用有限差分法进行数值模拟, 研究三维效应对炮膛内射击过程的影响。此项研究对化工、能源工程中的颗粒床燃烧也有一定的借鉴作用。

2 理论模型及基本方程

2.1 基本假设

2.1.1 炮膛内主装药床燃烧及流动

(1)火药颗粒为连续分布的拟流体,与燃气组成气固两相流。(2)由于膛内燃气的雷诺数在 $10^5 \sim 10^9$ 之间,可忽略其粘性效应。(3)燃气在流动过程中成份不变。(4)火药颗粒为不可压缩,其密度 \hat{d}_p 为常数。(5)燃气与颗粒之间的热交换考虑对流换热与辐射换热。颗粒点火采用固相点火模型,当颗粒表面温度达到着火温度时即被点燃。(6)壁的热损失通过降低火药的爆温来修正。忽略壁对燃气的阻力、燃气间的分子热传导。(7)气固相间阻力、颗粒间应力、火药颗粒的燃烧规律等采用半经验关系式。

2 1 2 点火器内燃烧及流动

(1)由于点火器的截面积较小,可视为点火药粒与燃气组成的变截面一维非定常两相流。(2)点火器与主装药床通过传火孔破裂而进行质量、动量和能量交换。(3)点火器传火孔射流在小孔内的流动为准定常绝热无摩擦流。

2 2 基本方程

2 2 1 主装药床基本方程

可通过双流体模型导出控制方程,写成守恒型向量形式为

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{F}}{\partial z} + \frac{\partial_r \vec{G}}{r} + \frac{\partial \vec{H}}{r} = \vec{I} \quad (2.1)$$

或者

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{F}}{\partial z} + \frac{\partial \vec{G}}{\partial r} + \frac{\partial \vec{H}}{r} = \vec{I} - \frac{\vec{G}}{r} \quad (2.2)$$

$$\vec{U} = \begin{pmatrix} O \hat{d}_g \\ O \hat{d}_g u_{gz} \\ O \hat{d}_g u_{gr} \\ O \hat{d}_g u_{g\theta} \\ O \hat{d}_g E_g \\ Q_p \hat{d}_p \\ Q_p \hat{d}_p u_{pz} \\ Q_p \hat{d}_p u_{pr} \\ Q_p \hat{d}_p u_{p\theta} \end{pmatrix}, \quad \vec{F} = \begin{pmatrix} O \hat{d}_g u_{gz} \\ Q (\hat{d}_g u_{gz}^2 + p) \\ O \hat{d}_g u_{gr} u_{gz} \\ O \hat{d}_g u_{g\theta} u_{gz} \\ O \hat{d}_g u_{gz} (E_g + p / \hat{d}_g) \\ Q_p \hat{d}_p u_{pz} \\ Q_p (\hat{d}_p u_{pz}^2 + p + f) \\ Q_p \hat{d}_p u_{pr} u_{pz} \\ Q_p \hat{d}_p u_{p\theta} u_{pz} \end{pmatrix}$$

$$\vec{G} = \begin{pmatrix} O \hat{d}_g u_{gr} \\ O \hat{d}_g u_{gz} u_{gr} \\ Q (\hat{d}_g u_{gr} + p) \\ O \hat{d}_g u_{g\theta} u_{gr} \\ O \hat{d}_g u_{gr} (E_g + p / \hat{d}_g) \\ Q_p \hat{d}_p u_{pr} \\ Q_p \hat{d}_p u_{pz} u_{pr} \\ Q_p (\hat{d}_p u_{pr}^2 + p + f) \\ Q_p \hat{d}_p u_{p\theta} u_{pr} \end{pmatrix}, \quad \vec{H} = \begin{pmatrix} O \hat{d}_g u_{g\theta} \\ O \hat{d}_g u_{gz} u_{g\theta} \\ O \hat{d}_g u_{gr} u_{g\theta} \\ Q (\hat{d}_g u_{g\theta}^2 + p) \\ Q_p \hat{d}_p u_{p\theta} (E_g + p / \hat{d}_g) \\ Q_p \hat{d}_p u_{p\theta} \\ Q_p \hat{d}_p u_{pz} u_{p\theta} \\ Q_p \hat{d}_p u_{pr} u_{p\theta} \\ Q_p (\hat{d}_p u_{p\theta}^2 + p + f) \end{pmatrix}, \quad \vec{I} = \begin{pmatrix} I_{gn} \\ I_{gz} \\ I_{gr} \\ I_{g\theta} \\ I_{ge} \\ I_{pm} \\ I_{pz} \\ I_{pr} \\ I_{p\theta} \end{pmatrix}$$

$$I_{gn} = \dot{m}_c + \dot{m}_{ign}$$

$$I_{gz} = -F_{sz} + \dot{m}_c u_{pz} + \dot{m}_{ign} u_{ignz} + p \frac{\partial O}{\partial z}$$

$$I_{gr} = -F_{sr} + \dot{m}_c u_{pr} + \dot{m}_{ign} u_{ignr} + p \frac{\partial O}{\partial r} + Q(\hat{d}_g u_{g\theta}^2 + p) / r$$

$$I_{g\theta} = -F_{s\theta} + \dot{m}_c u_{p\theta} + \dot{m}_{ign} u_{ign\theta} + p \frac{\partial O}{r \partial \theta} - O \hat{d}_g u_{g\theta} u_{gr} / r$$

$$I_{ge} = -(\vec{F}_s \cdot \vec{U}_p) - \bar{A}_p q + \dot{m}_c (e_p + p / \hat{d}_p + 0.5 \vec{u}_p \vec{u}_p) + \dot{m}_{ign} H_{ign} - p \frac{\partial O}{\partial t}$$

$$I_{pm} = -\dot{m}_c$$

$$I_{pz} = F_{sz} - \dot{m}_c u_{pz} + p \frac{\partial O}{\partial z}$$

$$I_{pr} = F_{sr} - \dot{m}_c u_{pr} + p \frac{\partial O}{\partial r} + Q_p(\hat{d}_p u_{p\theta}^2 + p + f)$$

$$I_{p\theta} = F_{s\theta} - \dot{m}_c u_{p\theta} + p \frac{\partial O}{r \partial \theta} - Q_p \hat{d}_p u_{pr} u_{p\theta} / r$$

状态方程采用 Noble-Abel 方程

$$p(1 - T \hat{d}_g) = \hat{d}_g R T_g \tag{2.3}$$

燃气生成率 \dot{m}_c 决定于颗粒的燃烧表面积 \bar{A}_p 与燃烧速率 Γ 即

$$\dot{m}_c = \hat{d}_p \bar{A}_p \Gamma \tag{2.4}$$

燃速采用实验得到的指数关系式

$$\Gamma = u_p^n \tag{2.5}$$

颗粒间应力 f 可根据小扰动理论求得, 表示为空隙率 O 的函数, 即

$$f(O) = -\frac{\hat{d}_p a^2}{1 - O} \frac{O}{Q_0} (O - Q_0) \tag{2.6}$$

式中稠密颗粒群音速 a 采用半经验公式^[7]

$$a = \begin{cases} a_1(O, Q_0), & Q \leq Q_0 \\ a_1 \exp[1 - k(O - Q_0)], & Q_0 < Q \leq Q_1 \\ Q_0, & O > Q_1 \end{cases} \tag{2.7}$$

$$Q = Q_0 + 0.1513$$

式中 k 为衰减因子。

相间阻力 \vec{F}_s 采用考虑弯曲因子的 Anderson 公式, 即

$$\vec{F}_s = c_f \frac{(1 - O) \hat{d}_g}{d} |\vec{u}_g - \vec{u}_p| (\vec{u}_g - \vec{u}_p) \tag{2.8}$$

$$c_f = A \left[\frac{1 - O}{1 - Q_0} \frac{Q_0}{O} \right]^{0.45}, \quad \begin{cases} A = 1.75 & Q \leq Q_0 \\ A = 1.75 & Q_0 < Q \leq Q_1 \\ A = 0.3 & Q < Q_1 \end{cases} \tag{2.9}$$

$$Q = \{1 + 0.02[(1 - Q_0) / Q_0]\}^{-1}$$

相间热交换为对流换热与辐射换热之和, 即

$$q = q_p + q_{re} \quad (2\ 10)$$

对流换热 q_p 采用 G eperin 与 E insterin 关系式

$$\begin{cases} q_p = h_p(T_g - T_{ps}) \\ h_p = N u_p k_f l d \\ N u_p = 0.4 R e_p^{2/3} P r^{1/3} \end{cases} \quad (2\ 11)$$

辐射换热 q_{re} 为

$$q_{re} = X \epsilon (T_g^4 - T_{ps}^4) \quad (2\ 12)$$

颗粒表面温度采用以下关系式^[7]

$$\frac{dT_{ps}}{dt} = \frac{q}{k_p} \frac{\sqrt{\frac{a_p}{\pi t}}}{\sqrt{\pi t}} \quad (2\ 13)$$

当 T_{ps} 达到临界点火温度时, 火药颗粒被点燃

空隙率与体积比之间关系为

$$O_v + Q_v = 1 \quad (2\ 14)$$

2.2.2 点火器内基本方程

点火器本体内变截面一维非定常气固两相流动的控制方程为^[7]

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{F}}{\partial z} = \vec{H} \quad (2\ 15)$$

点火器中喷管内流动为一维非定常纯气相流, 假设处于临界状态, 可得到喷管射流的流量与速度关系式^[7]。

点火器传火孔射流的流量 \dot{m}_{ign} , 可根据 2.1.2 节第 (3) 条假设, 推导出

$$\dot{m}_{ign} = \begin{cases} C_{on0} S_{kp} Q_{d_{g1}} \left[\frac{2k_1}{k_1 - 1} R_1 T_1 \left| \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k_1}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k_1+1}{k_1}} \right| \right]^{\frac{1}{2}}, & \frac{p_2}{p_1} > \left(\frac{2}{k_1+1} \right)^{\frac{k_1}{k_1-1}} \\ C_{on0} S_{kp} Q_{d_{g1}} \left[\frac{2k_1}{k_1+1} \left(\frac{2}{k_1+1} \right)^{\frac{2}{k_1-1}} R_1 T_1 \right]^{\frac{1}{2}}, & \frac{p_2}{p_1} \leq \left(\frac{2}{k_1+1} \right)^{\frac{k_1}{k_1-1}} \end{cases} \quad (2\ 26)$$

式中: 下标 1 表示点火器内物理量, 下标 2 表示点火器外主装药床物理量。当点火器外压力大于点火器内压力时, 燃气倒流, 只需将上式的下标 1 与 2 对换即可。

3 数值求解方法

3.1 坐标变换

作以下变换

$$\begin{cases} a = \frac{\text{sh}^{-1}[B(z - z_t)] + \text{sh}^{-1}(B z_t)}{\text{sh}^{-1}[B(z_0 - z_t)] + \text{sh}^{-1}(B z_t)} \\ Z = r/r_0(z) \\ Y = \theta \end{cases} \quad (3\ 1)$$

式中: z, z_0 分别为坡膛收敛处及弹底坐标, r_0 为炮膛半径。这样, 可使形状复杂的膛内流域变成计算面上的矩形域。通过调整常数 B , 使物理量变化剧烈的坡膛附近网格加密。

采用上述坐标变换后, 方程 (2.2) 在计算坐标系中的形式为

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial a} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{H}}{r \partial Y} = \hat{I} \tag{3 2}$$

式中:

$$\begin{aligned} \hat{U} &= \vec{U} \cdot \vec{I}; \\ \hat{F} &= (\vec{F} \cdot \vec{a}_z + \vec{G} \cdot \vec{a}_r + \vec{H} \cdot \vec{a}_\theta) \cdot \vec{I}; \\ \hat{G} &= (\vec{F} \cdot \vec{Z}_z + \vec{G} \cdot \vec{Z}_r + \vec{H} \cdot \vec{Z}_\theta) \cdot \vec{I}; \\ \hat{H} &= (\vec{F} \cdot \vec{Y}_z + \vec{G} \cdot \vec{Y}_r + \vec{H} \cdot \vec{Y}_\theta) \cdot \vec{I}; \\ \hat{I} &= (\vec{I} - \vec{G} \cdot \vec{r}) \cdot \vec{I}. \end{aligned}$$

3 2 差分格式

采用“分数步法^[8](FSM)”将方程(3 2)分裂为

$$\begin{cases} \frac{1}{3} \frac{\partial \hat{U}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial a} = \frac{1}{3} \hat{I} \\ \frac{1}{3} \frac{\partial \hat{U}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial Z} = \frac{1}{3} \hat{I} \\ \frac{1}{3} \frac{\partial \hat{U}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{H}}{\partial Y} = \frac{1}{3} \hat{I} \end{cases} \tag{3 3}$$

然后在每个方向上应用二步 MacCormack 差分格式。为了提高精度和稳定性,对三个方向交替使用续接格式。

在求解点火器方程组(2 15)时,采用一维的 MacCormack 格式。当联立求解主装药床与点火器方程组时,要求时间步长同步。

3 3 定解条件

3 3 1 初始条件

射击开始膛内主装药床与点火器内压力都为常压,初温为室温,气固两相速度均为零,燃气密度由状态方程确定,空隙率由装填条件确定。

3 3 2 边界条件

为了在壁面边界上与内点的 MacCormack 格式相匹配,本文构造了边界单侧差分格式。

$$\begin{cases} \hat{U}_{i,jw,k}^{n+1} = \hat{U}_{i,jw,k}^n - \frac{\Delta t}{\Delta Z} (\hat{G}_{i,jw,k}^n - \hat{G}_{i,jw-1,k}^n) \\ \quad + \frac{\Delta t}{\Delta Z} (\hat{G}_{i,jw,k}^n - \hat{G}_{i,jw-1,k}^n + \hat{G}_{i,jw-2,k}^n) + \frac{1}{3} \Delta t \hat{I}_{i,jw,k}^n \\ \hat{U}_{i,jw,k}^{n+1} = \hat{U}_{i,jw,k}^{n+1} - \frac{\Delta t}{\Delta Z} (\hat{G}_{i,jw,k}^{n+1} - \hat{G}_{i,jw-1,k}^{n+1}) + \frac{1}{3} \Delta t \hat{I}_{i,jw,k}^{n+1} \\ \hat{U}_{i,jw,k}^{n+1} = 0.5 (\hat{U}_{i,jw,k}^n + \hat{U}_{i,jw,k}^{n+1}) \end{cases} \tag{3 4}$$

为了保证壁面条件 $\vec{u}_g \cdot \vec{n} = 0$ 与 $\vec{u}_p \cdot \vec{n} = 0$ 对上式计算得到的速度分量进行重新校正,保持速度大小不变,方向与壁面一致,可得校正后的速度关系式。

3 4 人工粘性处理

由于物理量在空间上存在较大的梯度,导致数值振荡,为此必须进行人工粘性处理。在每个方向上运行 MacCormack 二步差分格式后,对内点与边界点分别增加一高阶修正

项, 以抑制数值振荡。

4 计算结果分析

不同截面点火管体上沿切角 $\theta = 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$ 位置上开了四排孔, 如图 2 所示。由于其对称性, 只需计算 $\theta = 0 \sim 90^\circ$ 的劈形体主装药床就可以。在该劈形体中, 只有 45° 切角方位上有点火器传火孔射流的喷入, 因而引起流场的切向分布不均匀, 即三维效应。

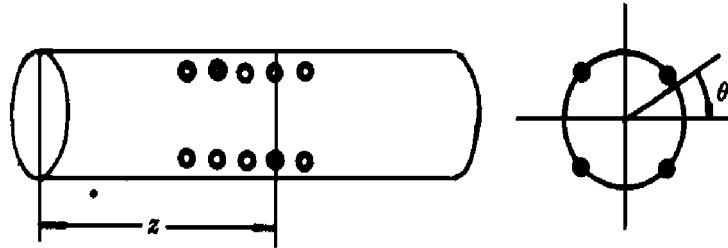


图 2 传火孔分布示意图

Fig. 2 Scheme of flame spreading hole distribution

图 3 为点传火过程中在膛底距中心位置 55mm 处计算压力与试验压力曲线的比较。由图中看出, 两者的变化规律相当一致。

图 4 为 2.0ms 切角 45° 截面上的压力分布图。点火器在靠近喷嘴附近的传火孔首先破裂并喷射出高温点火药燃气, 主装药床中靠近传火孔位置的对流换热相当强烈, 这部分火药首先被点燃, 形成压力突跃上升, 在轴向与径向形成很大的压力梯度, 存在明显的压力波动, 并向壁面及两端传播。

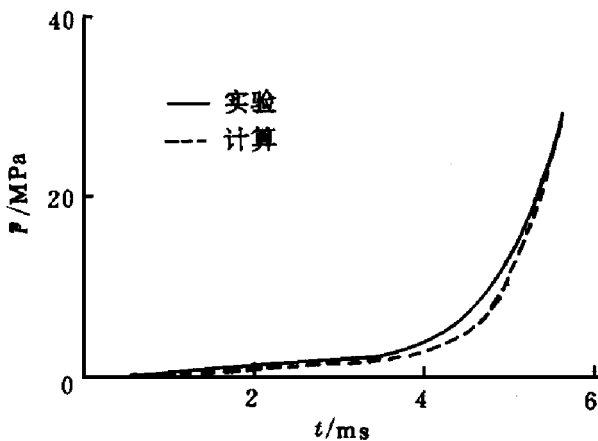


图 3 计算与试验压力曲线比较

Fig. 3 Pressure curves computed vs experimental

—— Experimental ——— Calculated

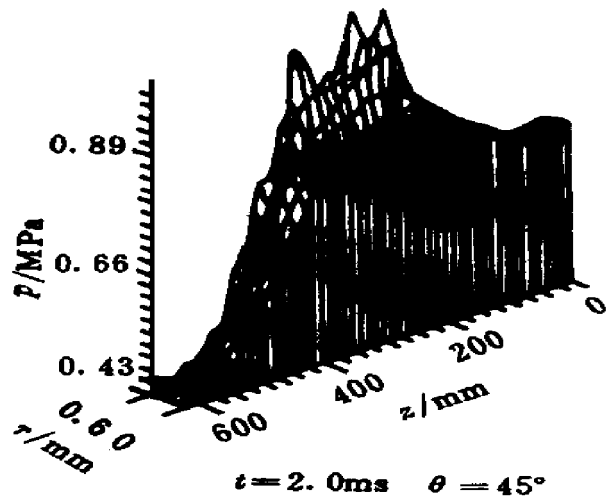


图 4 2.0ms 45° 截面压力分布图

Fig. 4 Pressure distributions at 2.0ms on 45° section

图 5 为 3.0ms $z = 350\text{mm}$ 截面上 (该截面上开了四个传火孔) 压力分布图。从图中看出, 径向压力梯度很大, 切向压力梯度在靠近传火孔的区域内较大, 其它地方几乎为零。因此三维影响主要集中在靠近传火孔区域中。

图 6 为 5.65ms $z = 350\text{mm}$ 截面上的空隙率分布图。空隙率为气相所占的单位宏观体积的百分数, 反映了火药的堆积程度, 空隙率越小, 气相所占的比例越小, 火药堆积得越

密。由于传火孔位置上火药首先被点燃,并伴随着点火药燃气的喷入,产生很高的局部压力突跃,在压力梯度的作用下,火药向壁面及两端面聚集,导致局部空隙率变大。

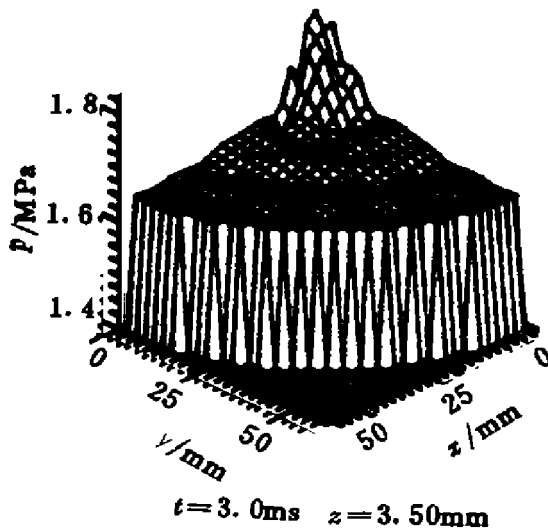


图 5 3.0ms, z=350mm 截面压力分布图
Fig. 5 Pressure distributions at 3.0ms on 350mm section

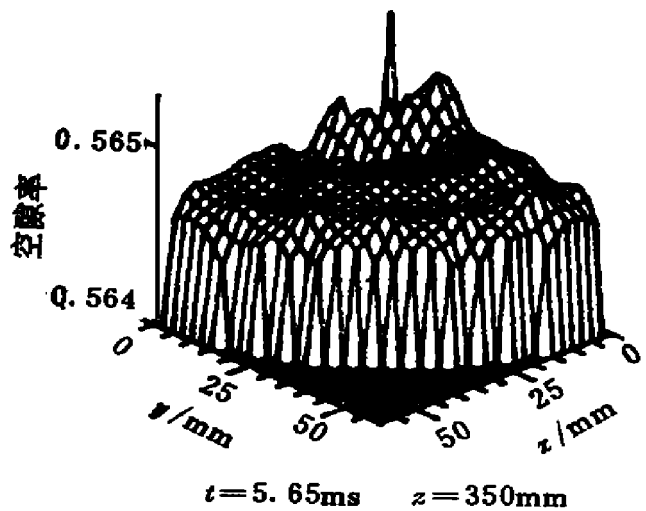


图 6 5.65ms, z=350mm 截面空隙率分布图
Fig. 6 Porosity distributions at 5.65ms on 350mm section

5 结束语

本文建立的三维两相流数理模型,能够描述带喷管点火器结构的膛内点传火过程。计算结果表明,在点传火阶段,膛内存在明显的三维效应,并有压力波动现象。受压力梯度的作用,火药颗粒向膛底及弹底聚集,这也是诱发异常压力甚至膛炸事故的主要原因。所得到的研究结果对于火炮装药设计、点火器设计以及射击安全性预测都具有重要的理论指导意义。

参 考 文 献

- 1 Herise R, Meineke E. A Complete Numerical Solution of the Interior Ballistic Chamber Problem. In: Proceedings of 11th International Symposium on Ballistics Brussels 1989 73~ 84
- 2 Briand R, Kuo K. K. Theoretical Modeling of Ballistics of Modular Charge for Large Caliber Guns. In: Proceedings of 13th International Symposium on Ballistics Stockholm: 1992 381~ 390
- 3 Herise R, Seiler F. Computational Methods and Measurement of Heat Transfer to Gun Barrels with and without Coatings. In: Proceedings of 14th International Symposium on Ballistics Quebec 1993 361~ 370
- 4 Staeffens U, Rittel R. Applications of a Three-dimensional Gasdynamics Simulation Model to Interior Ballistics. In: Proceedings of 11th International Symposium on Ballistics Brussels 1989 85~ 96
- 5 金志明, 翁春生, 袁亚雄. 稠密颗粒床中点传火过程的两维两相流数值模拟. 力学学报, 1992, 24(3): 312~ 319
- 6 Zhu Guangsheng, etc Multiphase Multidimensional Modeling of Interior Ballistics of Regenerative Liquid Propellant Gun. In: Proceedings of 14th International Symposium on Ballistics Quebec 1993

303- 312

7 翁春生. 密实火药床点传火机理研究: [博士学位论文] 南京: 华东工学院, 1991

8 忻孝康, 刘儒勋, 蒋伯诚. 计算流体力学. 长沙: 国防科技大学出版社, 1989 333- 335

NUMERICAL SIMULATION OF THREE-DIMENSIONAL TWO-PHASE FLOW IGNITION AND INSTANTANEOUS PROCESS OF FLAME SPREADING IN HIGH ENERGY PARTICLE BED

W eng Chunsheng Jin Zhiming Yuan Yaxiong

(*Nanjing University of Science and Technology, Nanjing, 210094*)

ABSTRACT An unsteady three-dimensional two-phase flow model for high energy dense particle bed and an unsteady one-dimensional two-phase flow model for igniter are established, respectively, to analyze the interior ballistics of gun. In models, the coupling effect of the igniter on the main charge bed is considered. A fractional step method (FSM) is used for numerical solution. It is found that in the ignition and flame spreading process, three-dimensional effect and wave phenomenon are very clear and the propellant particles collect to the wall of the gun. A part of the computed results is in good agreement with the experimental ones.

KEY WORDS two-phase flow, ignition, interior ballistics, numerical simulation