

超高压环境下再生式喷雾燃烧过程的多维多相流数值模拟

朱广圣 张月林 林钧毅

(南京理工大学 南京 210094)

摘要 液体药火炮内再生式喷雾燃烧过程的主要特点,一是处于超高压下,二是燃烧过程与决定液体喷射过程的移动边界高度耦合。建立了充分反映上述特点的多维多相流数学模型,对液滴相还考虑了液滴之间的碰撞与聚合以及液滴与湍流之间的相互作用。运用任意拉格朗日-欧拉数值方法进行了数值求解,得出了与实验基本一致的结果。给出并分析了过程各主要物理参量的时空分布,揭示了再生式喷雾燃烧过程的基本特征。

关键词 喷雾燃烧 多相流 数值模拟 液体药火炮

中图法分类号 TQ038.3

1 引言

液体药火炮再生喷射机构的简图如图1所示。在点火器的点火作用下,燃烧室内初始

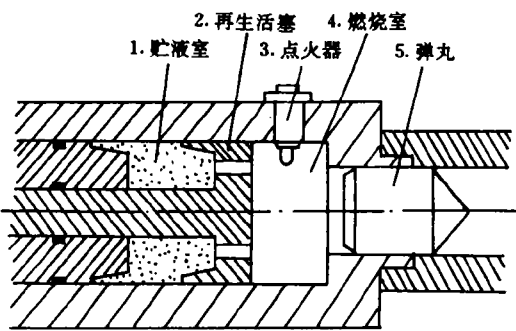


图1 再生喷射机构简图

Fig. 1 Schematic of regenerative injection mechanism

1. Liquid reservoir; 2. Regenerative piston; 3. Igniter;
4. Combustion chamber; 5. Projectile

压力升高,推动再生活塞并压缩贮液室中的液体药,至一定压力后液体药由活塞喷孔高速喷入燃烧室燃烧,产生高温高压燃气,进而推动弹丸前进。在过程的大部分期间内,高温高压燃气推动活塞运动,液体药由喷孔连续喷进燃烧室,经历了雾化、蒸发、碰撞、湍流扩散和热分解等物理化学过程。上述再生喷射燃烧过程有如下特点:(1)处于超高压环境下,最大压力可达600MPa;(2)燃烧过程与再生活塞运动及液体药喷射过程之间高度耦合,给数值模拟和实际物理过程的控制带来困难。

来困难。

迄今,对上述物理过程的模拟,包括忽略流动现象而以弹后空间平均参量来描述过程的经典模型^[1~3],以及假设液体药进入燃烧室即瞬间转化为燃气的单流体模型^[4]。我们针对上述实际的物理过程,建立了充分考虑再生喷射机构中高压环境下各耦合物理过程以

及燃烧室多相流区域中喷注液滴相行为和作用的多维多相流模型,采用任意拉格朗日-欧拉算法,成功地给出并分析了火炮膛内各物理参量的时空分布的模拟计算结果。

2 数学模型

2.1 燃烧室中气相控制方程

在燃烧室的两相流区域中,气相变量有时均速度矢量 u , 压力 p , 密度 ρ , 温度 T , 湍流脉动速度 u' 和气相体积分数 α 。控制气相运动的方程是欧拉型方程。质量、动量和能量方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho) + \nabla \cdot (\alpha\rho u) = \dot{\rho}_s \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho u) + \nabla \cdot (\alpha\rho u u) + \alpha \nabla p = \nabla \cdot (\alpha \Pi) + \alpha \rho G + F_s \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho I) + \nabla \cdot (\alpha\rho I u) + \alpha \rho \nabla \cdot u = - \nabla \cdot (\alpha J) + \alpha \rho G \cdot u + D\rho L^{-1}q^{3/2} + \dot{Q}_s \quad (3)$$

式中: Π 为气相粘性应力张量, G 为体力, I 为比内能, J 为热流矢量, D 为量级为 1 的常数, L 为特征长度, q 为亚网格尺度湍动能。式(3)中右端第四项表示湍动能耗散对气相内能的贡献。

对于气相状态方程,在超高压状态下,必须考虑气体分子体积的影响,为此采用了 Noble-Abel 方程

$$p(1 - \rho\eta) = \rho RT \quad (4)$$

式中: η 为燃气余容, R 为比气体常数。湍流的计算基于大涡模拟得到的亚网格尺度单方程模型

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho q) + \nabla \cdot (\rho q u) = - \frac{2}{3}\rho q \nabla \cdot u + \Pi : \nabla u + \nabla \cdot (\mu \nabla q) - D\rho L^{-1}q^{2/3} + W_s \quad (5)$$

式中: μ 为分子动力粘度。方程右端分别表示压缩对湍流生成的影响、剪切引起湍流的产生、湍流扩散、湍流粘性耗散和液滴对湍流涡所作的功。这样,亚网格湍流粘性系数

$$\mu_s = A\rho Lq^{1/2} \quad (6)$$

式中: A 是量级为 0.05 的常数。

2.2 燃烧室中液滴相控制方程

在多相流区域,液相变量有液滴位置 x 、速度 v 、温度 T_d 和半径 R 。为描述方便,我们定义 f 为相空间点 (x, v, u', T_d, R, t) 的液滴数密度概率分布函数。由守恒原理,可在相空间内导得 f 的守恒方程

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (fv) + \nabla_v \cdot (fF) + \frac{\partial}{\partial R}(fR) + \frac{\partial}{\partial T_d}(fT_d) + \nabla_{u'} \cdot (fu') = \dot{f} \quad (7)$$

式中: F, R, T_d, u' 分别表示液滴速度、半径、温度和气相脉动速度的时间变化率,源项 \dot{f} 为由于液滴相互碰撞引起的 f 的变化率。下面分别给出它们的具体形式。

F 由下式给出

$$F = \frac{3\rho C_D}{8\rho_d R} |u + u' - v|(u + u' - v) - \frac{1}{\rho_d} \nabla_s p - \frac{\rho}{2\rho_d} \frac{D}{Dt}(u + u' - v) \quad (8)$$

式中, 三项分别表示作用于液滴的气体惯性力、液滴运动方向的压力梯度力和附加质量力, 其中 C_D 为决定于液滴雷诺数的阻力系数。 T_d 可由能量平衡方程计算

$$\frac{2}{3}R^2\rho_d c_1 T_d = k(T - T_d)Nu \quad (9)$$

式中: c_1 为液体药比热, k 为试验常数, Nu 为 Nusselt 数。

对于由液滴的蒸发、热分解和化学反应所引起的半径变化率 \dot{R} , 其规律至今知之甚少。已有的液体药单滴燃烧的研究表明, 其半径变化主要受环境温度和压力影响。在超高压下, 压力的影响起决定作用^[5]。为此, 这里采用了压力的指数关系

$$\dot{R} = b_0 + b_1 p^{b_2} \quad (10)$$

式中: b_0, b_1, b_2 皆为实验常数。

假设气相湍流脉动速度服从高斯分布, 则液滴与气相湍流的相关作用时间可定义为

$$t_i = \min\left[\frac{J}{q^{1/2}}, \frac{L}{|v - u|}\right] \quad (11)$$

式中: 右端两项分别表示湍流涡生存期和液滴横越湍流涡所需时间, t_i 取两者的最小值。

对于源项 \dot{f}_s , 我们采取文献[6]的形式

$$\begin{aligned} \dot{f}_s = & \frac{1}{2} \iint f^*(x, t, v_1, R_1, T_{d1}) f^*(x, t, v_2, R_2, T_{d2}) \pi(R_1 + R_2)^2 |v_1 - v_2| \\ & \cdot \{ \sigma(x, t, v, R, T_d, v_1, R_1, T_{d1}, v_2, R_2, T_{d2}) - \delta(R - R_1) \delta(v - v_1) \\ & \cdot \delta(T_d - T_{d1}) - \delta(R - R_2) \delta(v - v_2) \delta(T_d - T_{d2}) \} \\ & \cdot dR_1 d^3 v_1 dT_{d1} dR_2 d^3 v_2 dT_{d2} \end{aligned} \quad (12)$$

式中: δ 为 Dirac 函数, 带有下标 1 和 2 的量分别表示两个参与碰撞的液滴的物理量, $d^3 v_1, d^3 v_2$ 及以下的 $d^3 v, d^3 u'$ 表示速度间的体积分, f^* 为 f 对气相脉动速度 u' 积分后得出的形式。 σ 为碰撞概率函数, 其精确形式详见文献[6]。

因此, 根据液滴分布函数 f , 可得气相体积分数为

$$\alpha = 1 - \int \frac{4}{3} \pi R^3 f d^3 v dR dT_d d^3 u' \quad (13)$$

而时间 t 、位置 x 处的前述各源项可以分别表达为

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_s = & - \int f \rho_d 4\pi R^2 \dot{R} d^3 v dR dT_d d^3 u' \\ F_s = & - \int f \rho_d \left(\frac{4}{3} \pi R^3 F + 4\pi R^2 \dot{R} v \right) d^3 v dR dT_d d^3 u' \\ Q_s = & - \int f \rho_d \left\{ \frac{1}{2} |v - u|^2 4\pi R^2 \dot{R} + \frac{4}{3} \pi R^3 [c_1 T_d + F \cdot (v - u - u')] \right\} \\ & \cdot d^3 v dR dT_d d^3 u' - \int H_u f \rho_d 4\pi R^2 \dot{R} d^3 v dR dT_d d^3 u' \\ W_s = & - \int f \rho_d \frac{4}{3} \pi R^3 F \cdot u' d^3 v dR dT_d d^3 u' \end{aligned}$$

式中: H_u 为液体药之低热值。

2.3 贮液室中液体药控制方程

假定贮液室中液体药参量在空间均匀分布, 仅是过程时间的函数。在超高压下, 必须

考虑其密度的变化,为此采用 Tait 方程决定其压力

$$\rho_L \frac{d\rho_L}{d\rho_L} = C\rho_L + B \quad (14)$$

式中: p_L 为贮液室压力, B, C 分别为液体药体积模量和体积模量系数。再由质量守恒

$$\frac{d\rho_L}{dt} = \frac{\rho_L}{V_1} v_{ps} A_1 - \frac{\rho_L v_i A_i}{V_1} \quad (15)$$

式中: V_1 为贮液室体积, A_1 为活塞面积, A_i 为喷孔面积, v_{ps} 为再生活塞速度。 v_{ps} 由下式计算

$$m_p \frac{dv_{ps}}{dt} = p(A_1 - A_i) - p_L(A_1 - A_i - A_r) - F_f \quad (16)$$

式中: m_p 为活塞质量, A_r 为活塞杆面积, F_f 为活塞阻力。喷孔处液体药射流速度 v_i 可由非稳态 Bernoulli 方程计算

$$\rho_L L_D \frac{dv_i}{dt} = p_L - p - \frac{1}{2} \rho_L \frac{v_i^2}{c_f^2} \quad (17)$$

式中: L_D 为喷孔长度, c_f 为喷孔流量系数。

假设液体药喷射流在喷孔处瞬时雾化为球形液滴,其 Sauter 直径由 Weber 数决定

$$We = 2\rho R(v_i - v)^2 / \sigma_L \quad (18)$$

式中: σ_L 为液体表面张力。液滴的尺寸分布则采用 Rosin-Rammler 形式^[7]

$$F(R) = a_0 R^{a_1} \exp(-a_2 R^{a_3}) \quad (19)$$

式中: a_0, a_1, a_2 和 a_3 皆为经验常数。

2.4 初边条件

设 p_{10}, p_{20} 分别是液体药喷射和弹丸运动的起始压力。当燃烧室压力 $p \leq p_{10}$ 时,处于点火阶段,假定贮液室液体药和燃烧室工质的热力学参数空间均匀分布,仅是点火过程的函数;当 $p_{10} < p \leq p_{20}$ 时,液体药开始喷入燃烧室,此时以点火过程末期的空间均匀参量为该阶段初始条件,开始多相流的计算;当 $p > p_{20}$ 时,弹丸开始运动,整个计算区域扩展至弹后炮管区。

弹底作为运动边界,其速度可由弹底压力计算。对于静止壁面,其速度和温度边界条件则由壁面律确定。

3 数值求解及其结果

对组成上述数学模型的控制方程组在时间和空间进行离散化。考虑到计算区域的不规则 and 动边界条件的存在,基于任意拉格朗日-欧拉网格采用控制容积法进行空间差分。对流项采用了上风格式,时间差分采用了拉格朗日-欧拉型分裂格式,即第一步先进行拉格朗日计算,其中对压力相关项进行隐式迭代,第二步进行对流项的计算。液滴的分布函数 f 被离散成离散型分布函数,每个尺寸组颗粒行为在拉格朗日轨道下被跟踪计算。气相与液相之间的耦合则采用隐式计算。详细数值计算方法可见文献[8]中的专门论述。

图2所示为实测的贮液室压力 p_L (实线)和燃烧室中间部位气体压力 p_G (虚线),图3所示为模拟计算贮液室压力 p_L (实线)、活塞侧面网格气相平均压力 p_3 (虚线)和弹底网格平均压力 p_R (带点实线)。由图2和图3可见,在2.5ms附近贮液室压力在液体药开始喷入燃烧室的瞬间下降,随后各压力曲线迅速上升,在4.0ms附近各压力达最大值;在过程后期,

贮液室压力和燃烧室相应部位压力皆出现了振荡,实测压力的振荡更为强烈。由图3的弹底压力曲线可见,压力振荡在传播至弹底时已被阻尼,相应的压力曲线未出现振荡现象。在图3中,由于过程之间的强烈耦合,活塞两侧压力的振荡近似同步。而此时相应的再生活塞速度 v_{ps} (实线)和液体药喷射质量流率 m_l (虚线)则处于相对稳定的状态,如图4所示。由于活塞惯性较大,活塞速度在该阶段近似为常值。

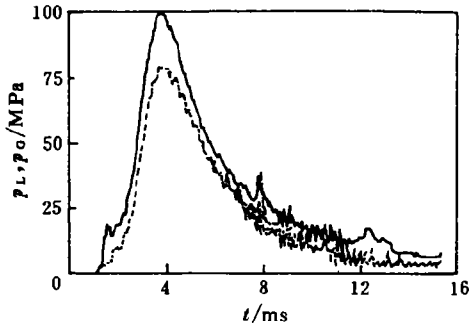


图2 实测的压力结果

Fig. 2 Experimentally measured pressure curves

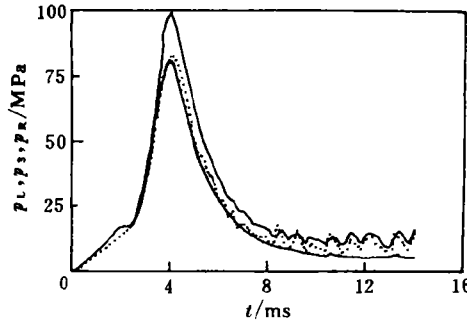


图3 压力的模拟计算结果

Fig. 3 Predicted pressure curves

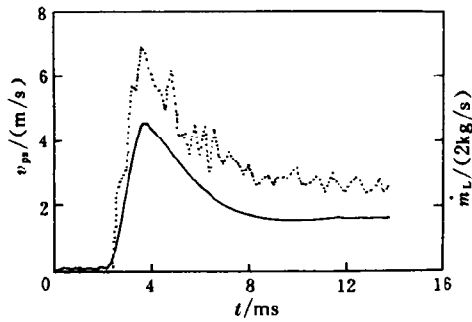


图4 活塞速度和喷射质量流率
Fig. 4 Predicted piston velocity and injection mass rate

图5为3.2ms和9.8ms时多相流区域的压力分布图。由图5(a)可见,在燃烧室,活塞喷孔下游区域压力较高,而燃烧室中心靠近活塞表面处的压力较低;经炮管入口节流后,压力迅速降低,随后在炮管内沿弹底方向压力逐渐下降;在弹底局部区域,由于燃气速度由管流分布向作为边界条件的均匀分布过渡,炮管中心压力升高,靠近壁面两侧的压力降低。由图5(b)可见,液体药喷射过程结束,燃烧室内由于燃烧反应产生的能量源和质量源迅速消失;此时燃烧室作为扰动源,产生了一道向弹底方向传播的膨胀波,由膨胀波的

传播数据可得其速度约为875m/s,而此时由温度和压力计算的当地声速为886m/s;膨胀波前的燃气压力沿弹底方向仍近似线性地降低,但此时下降速率较大。

图6为3.2ms和8.1ms时多相流区域的温度分布图。由图6(a)可见,壁面附近由于强烈的热传导而出现较大的温度梯度,而燃烧室中心区域和炮管中心区基本处于同一个较高温度水平。随着内弹道过程的进行,离炮管入口位置越远,燃气温度越低。由图6(b)可见,此时离炮管入口位置越远的炮管中心燃气温度与燃烧室壁面附近燃气温度相当。

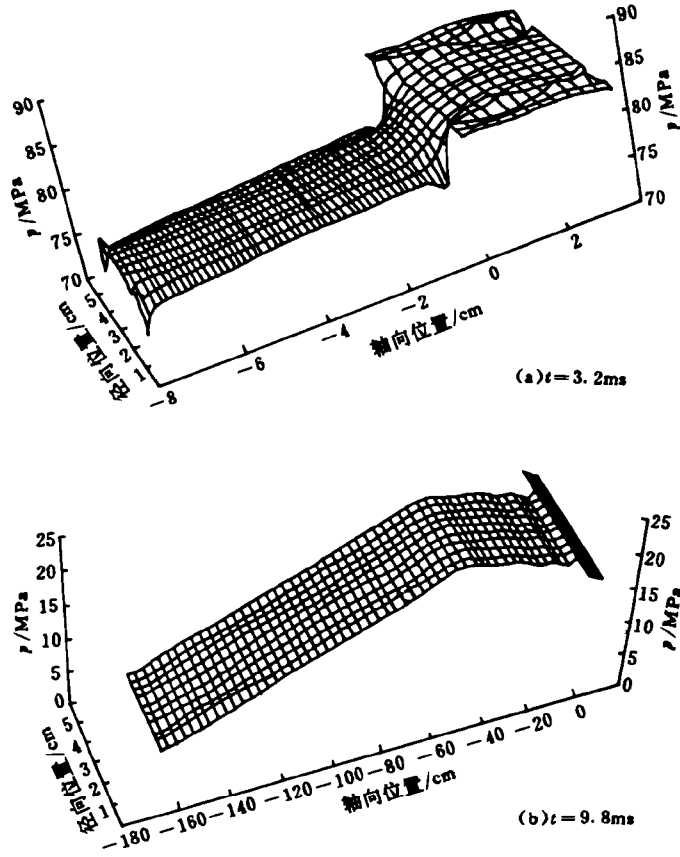


图5 不同时刻的压力分布图

Fig. 5 Distribution of pressure at different times

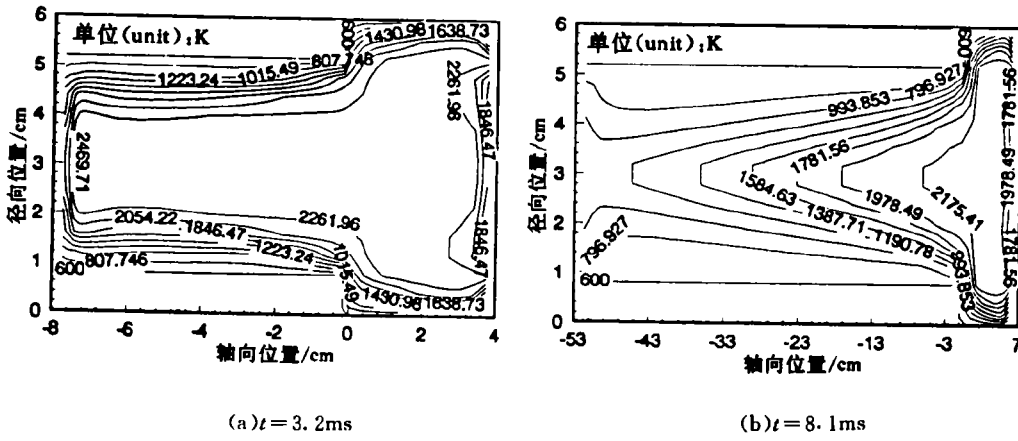


图6 不同时刻的温度分布图

Fig. 6 Distribution of temperature at different times

4 结束语

我们建立了超高压环境下再生喷雾燃烧反应流的多维多相流数学模型,详细考虑了各耦合物理过程及多相流区域中液滴之间和液滴与湍流之间的相互作用。研究结果揭示了再生喷射机构内各耦合过程的主要物理特征。这些结果对于改进系统设计、提高火炮性能具有极其重要的指导意义。

参 考 文 献

- 1 Morrison W F, Knapton J D. Liquid Propellant Guns. ADA-188575
- 2 金志明. 再生式液体发射药火炮的经典内弹道模型. 兵工学报, 1993, 14(1): 10
- 3 Coffee T P. An Updated Lumped Parameter Code for Liquid Propellant Guns. ADA-205464
- 4 Heiser R W. Interior Ballistics Modeling of Regenerative Liquid Propellant Gun by a Gasdynamic Model. In: Proceedings of the 10th International Symposium on Ballistics, Monterey; International Ballistics Committee, 1987
- 5 Beyer R A. Single Droplet Studies in a Hot, High Pressure Environment. ADA-194472
- 6 O' Rourke P J. Collective Drop Effects in Vaporizing Liquid Sprays; dissertation. Princeton; Princeton University, 1981
- 7 Kuo K K. Principles of Combustion. New York; Wiley J and Sons, 1986
- 8 朱广圣, 张月林. 液体药火炮中多相反应流动的数值计算方法. 南京理工大学学报, 1994, (1): 35

MULTIPHASE MULTIDIMENSIONAL NUMERICAL SIMULATION OF REGENERATIVE SPRAY COMBUSTION PROCESS IN A SUPERHIGH PRESSURE ENVIRONMENT

Zhu Guangsheng, Zhang Yuelin, Lin Junyi

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

ABSTRACT The character of regenerative spray combustion in RLPG differs from common spray combustion in two aspects, one is the process happening under superhigh pressure, another is the process being coupled closely with two movable boundaries that control the regenerative injection. This paper presents a multiphase multidimensional mathematical model that takes these characters into consideration in detail, the effects of interaction between droplets as well as interaction between droplets and turbulence are also included in the model. The numerical results are obtained by using the ALE numerical method and found to be in agreement with the experimental data. By analysing the resulted time-space distributions of main physical parameters, the characteristics of regenerative spray combustion are derived.

KEY WORDS spray combustion, multiphase flow, numerical simulation, RLPG