

文章编号: 1001-1455(2002)02-0158-05

# 液体发射药电热化学发射内弹道 一维两相流模型及数值模拟

刘东尧, 周彦煌

(南京理工大学弹道研究所, 江苏 南京 210094)

**摘要:** 在理论分析的基础上, 结合实验条件建立了液体发射药电热化学发射内弹道一维两相流数学模型, 该模型包含电弧等离子体生成和运动、等离子体卷吸液体发射药生成小液滴以及膛内多相流体的相互作用。利用该模型对电热化学发射内弹道过程进行了数值模拟, 并将模拟结果与实验数据进行了分析比较, 结果表明模拟结果与实验数据基本吻合。

**关键词:** 电热化学发射; 内弹道; 数值模拟\*

**中图分类号:** O359.1; TJ012.1 **文献标识码:** A

## 1 引言

采用电热-化学混合能源是发射高初速射弹的一种有效途径, 液体发射药电热化学发射内弹道包含等离子体的生成和流动、液体发射药与等离子体的相互作用、多相流体的运动等过程, 因此从理论上精确地描述其内弹道过程有一定的难度。为满足工程应用, 往往依据实验条件在一定的假设基础上建立合理的内弹道理论模型。其中, P.S.Gough 等<sup>[1]</sup>采用 Arrhenius 反应定律来描述二元液体工质的分解, 给出了集总参数模型。K.K.Kuo 等<sup>[2]</sup>提出了建立在等离子体湍射流与液体发射药相互作用机理上的多维多相流数学模型, 该模型考虑了气-液湍流相互作用, 并以一定的关系式描述液体破碎和燃烧过程。刘东尧等<sup>[3]</sup>曾提出了建立在液滴瞬态燃烧基础上的集总参数模型。上述模型着重于燃烧室内过程的描述, 而毛细管内等离子体生成和流动有较为复杂的物理化学过程。J. Battch 等<sup>[4]</sup>考虑毛细管烧蚀和电离过程给出了等离子体的一维数学模型。

我们在毛细管内等离子体一维运动基础上建立液体发射药电热化学发射内弹道一维两相流模型, 通过研究液滴的运动和燃烧过程来描述内弹道参数在膛内的分布和变化规律。数值模拟的结果得到实验数据的有力支持<sup>[5~6]</sup>。

## 2 物理模型

毛细管内电弧等离子体的生成和流动过程是一个典型的轴对称二维非定常流动问题, 但由于等离子体沿轴向的流动速度远大于径向流动速度, 因此可以简化为沿轴向的一维流动。从毛细管喷嘴流出的等离子体射流将卷吸燃烧室内的液体发射药, 在等离子体射流和液体发射药界面间的 Kelvin-Helmoltz 的混合效应下, 液体发射药将破碎生成小液滴, 并蒸发、燃烧。燃烧室内的等离子体、液滴和燃气通过两相间的相互作用进行质量、动量和能量的传递, 由此构成了内弹道多相流动过程。其主体趋势又是一维的, 因此在本文中, 我们采用一维流动来描述其内弹道过程, 并作出以下假设:

- (1) 毛细管内等离子体的流动是一维无粘的, 毛细管内任一截面上等离子体特征参量相等;
- (2) 采用准定常方法处理等离子体在喷嘴处的流动, 流量由毛细管内外压力差确定;

\* 收稿日期: 2001-01-31; 修回日期: 2001-08-31

基金项目: 国家自然科学基金项目(10072029)

作者简介: 刘东尧(1969—), 男, 博士。

- (3) 膛内的流体沿轴向做一维无粘运动, 由膛底进入的等离子体射流作气相源项处理;
- (4) 卷吸生成小液滴为球型, 卷吸速率和小液滴直径由实验和经验关系式确定;
- (5) 对卷吸速率在时间上分段, 即某一段时间内生成的小液滴特征尺寸相同;
- (6) 液滴的燃烧遵循平行层燃烧定律, 其燃烧速率由相关实验燃速方程决定;
- (7) 液体药及其燃气的物性参数如火药力、比热比和余容等视为常数, 并且不考虑未发生破碎部分液体药的运动;
- (8) 液滴群之间不存在相互作用, 即不考虑液滴运动过程中的二次聚合与破碎。

### 3 毛细管内等离子体一维流动数学模型<sup>[4]</sup>

由上面的分析知道毛细管内的等离子体的流动过程是二维轴对称流动问题, 对二维轴对称守恒方程的流动参量取径向平均, 并根据毛细管壁面的边界条件, 可得到以积分平均变量表示的一维守恒方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial z} = \dot{\rho}_a \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial z} = - \frac{\partial p}{\partial z} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho(e + \frac{u^2}{2})] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho u(h + \frac{u^2}{2})] = \frac{j^2}{\sigma} \quad (3)$$

式中:  $\rho$ 、 $u$ 、 $p$ 、 $e$  和  $h$  分别为等离子体的密度、速度、压力、比内能和比焓;  $j$  和  $\sigma$  为毛细管内电流密度和等离子体的电导率。

用  $\dot{\rho}_a$  表示毛细管的烧蚀引起等离子体密度的变化速率, 一般称为烧蚀速率。

$$\dot{\rho}_a + 2 \delta \sigma_B T^4 / [r_b(e + p/\rho)]$$

式中:  $\delta$  为等离子体的灰度系数;  $\sigma_B$  为 Stefan-Boltzman 常数;  $r_b$  为毛细管内径; 等离子体温度  $T$  可以用比内能形式表示。

方程组的定解条件包括初始条件和边界条件, 毛细管喷嘴由紫铜膜片预密封, 以毛细管内金属引爆丝完全汽化时刻管内介质的状态为初始条件; 破膜后等离子体以一定的速度分布沿轴向流动, 出口流动可由假设(2)给定; 有关管内介质的状态方程、电导率及电流密度的代数关系式可参见文献[7~8], 限于篇幅此处不再给出。

### 4 燃烧室一维两相流数学模型

等离子体破膜后流进燃烧室, 此时燃烧室内流动过程开始。燃烧室内的两相流体指液体药破碎产生的液滴相和发射药燃烧生成的气相, 等离子体可以看作一种特殊的气相。下面分别给出两相的质量、动量和能量守恒方程。

#### 4.1 守恒方程组

$$\frac{\partial \varphi \rho_g A}{\partial t} + \frac{\partial \varphi \rho_g u_g A}{\partial z} = \sum_i \frac{\sigma_i \rho_l A}{1 - \psi_i} \frac{d\psi_i}{dt} + \dot{m}_s A \quad (4)$$

$$\frac{\partial \sigma_i \rho_l A}{\partial t} + \frac{\partial \sigma_i \rho_l u_i A}{\partial z} = - \frac{\sigma_i \rho_l A}{1 - \psi_i} \frac{d\psi_i}{dt} \quad (5)$$

$$\psi_i + \sum_i \sigma_i = 1 \quad (6)$$

$$\frac{\partial \varphi \rho_g u_g A}{\partial t} + \frac{\partial \varphi \rho_g u_g^2 A}{\partial z} + A \varphi \frac{\partial p}{\partial z} = \sum_i \frac{\sigma_i \rho_l u_i A}{1 - \psi_i} \frac{d\psi_i}{dt} - \sum_i D_i A + \dot{m}_s u_s A \quad (7)$$

$$\frac{\partial \sigma_i \rho_l u_i A}{\partial t} + \frac{\partial \sigma_i \rho_l u_i^2 A}{\partial z} + A \sigma_i \frac{\partial p}{\partial z} = - \frac{\sigma_i \rho_l u_i A}{1 - \psi_i} \frac{d\psi_i}{dt} + D_i A \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [\varphi \rho_g A (e_g + u_g^2/2)] + \frac{\partial}{\partial z} [\varphi \rho_g u_g A (e_g + u_g^2/2)] + \frac{\partial \varphi p u_g A}{\partial z} =$$

$$\sum_i \frac{\sigma_i \rho_l (e_c + u_i^2/2)}{1 - \psi_i} \frac{d\psi_i}{dt} - \sum_i D_i u_i A + \dot{m}_s e_s A \quad (9)$$

式(4)~(9)中:下标 g、l 和 s 表示气体、未卷吸液体药和等离子体;  $i$  表示第  $i$  组液滴群;  $\varphi$  和  $A$  表示空隙率和燃烧室的截面积;  $\sigma_i$  和  $\psi_i$  表示第  $i$  组液滴群的体积占有率和已燃体积分数;  $\dot{m}_s$  为单位体积内由于等离子体射流的流入引起的燃气密度增加;  $u_i$  表示第  $i$  组液滴群的运动速度;  $D_i$  表示第  $i$  组液滴群对气相产生的阻力;  $e_c$  和  $e_s$  分别为液体药燃烧热和等离子体热焓。

## 4.2 状态方程和辅助关系式

### 4.2.1 两相流体的状态方程<sup>[9]</sup>

$$p(1/\rho_g - b) = RT_g \quad (10)$$

$$\rho_l dp/dt = Cp + B \quad (11)$$

式中:  $B$  和  $C$  分别为液滴的体积模量和体积模量系数。

### 4.2.2 液滴的卷吸速率<sup>[10]</sup>

卷吸速率  $\dot{m}_c$  表示单位时间内由于两相间的 Kelvin-Helmoltz 不稳定效应进入气相中小液滴引起流体的密度增量。

$$\dot{m}_c = 8\pi \rho_l u_{sp} \sqrt{\rho_g/\rho_l} f_m r_c \quad (12)$$

式中:  $u_{sp}$  为两相速度差的平均值;  $f_m$  为取决于液体药的密度、粘度、表面张力和气体密度的实验常数;  $r_c$  为空腔半径。

### 4.2.3 卷吸形成的小液滴的特征尺寸<sup>[11]</sup>

由于卷吸生成液滴的尺寸受到两相间速度差、流体粘性等参量的影响,其特征尺寸是时间和位置的函数,若要精确地描述液滴的特征尺寸,在计算上难以实现。为简化起见,我们仅在时间上对液滴分组,即认为某一时间段内所有位置生成液滴特征尺寸相同,用球型液滴的直径来表示其特征尺寸,一个典型的实验公式为

$$d_{i0} = \frac{0.61 \tau}{\rho_g u_g^2} \left[ \frac{u_g \mu_l}{\tau} \right]^{2/3} \left[ 1 + \frac{10^3 \rho_g}{\rho_l} \right] \left[ \frac{\dot{m}_c \rho_l \tau \mu_g}{\mu_l^4} \right]^{1/12} \quad (13)$$

式中:  $\mu_l$  和  $\mu_g$  分别为液滴和气体的粘度系数;  $\tau$  为液体药的表面张力。

### 4.2.4 液滴的燃烧速率<sup>[9]</sup>

第  $i$  组液滴群的线燃速和相对已燃体积分数分别为

$$\frac{dz_i}{dt} = \frac{2u_1}{d_{i0}} p_g^n \quad (14)$$

$$\psi_i = 3z_i(1 - z_i + z_i^2/3) \quad (15)$$

式中:  $z_i$  为相对已燃厚度;  $u_1$  和  $n$  分别为燃速系数和压力指数。

### 4.2.5 相间阻力

膛内气相和液滴之间的阻力  $D_i$  由单个液滴所受的阻力方程导出

$$D_i = \frac{3}{4} \frac{\sigma_i \rho_l}{d_i} |u_g - u_i| (u_g - u_i) C_f \quad (16)$$

式中:  $d_i$  为第  $i$  组液滴群的当前直径;  $C_f$  为阻力系数,其值通常由经验关系式确定。

由方程(12)和(13)确定液滴的卷吸速率和该组液滴群的当前直径后,通过代数运算可以给出该组液滴群的数量;再由方程(14)、(15)确定每个液滴的燃烧速率,即可求出该组液滴群的气体生成速率,最终将所有组液滴气体生成速率相加即反应到方程(4)~(9)中。

燃烧室流动过程从毛细管出口破膜开始,到弹丸出枪口时结束。毛细管出口即是燃烧室进口边界,而弹丸的不断运动构成了动边界条件。

## 5 数值模拟结果及分析

上述方程,加上弹丸运动方程和速度-行程关系等,构成封闭方程组。采用 MacComack 格式对上述

方程组进行离散化, 并利用人工粘性和间断处理以保持计算过程的稳定性, 即可对方程组求解。值得注意的是, 由于按时间对液滴群分组, 理论上对液滴群的分组时间越短, 计算结果越精确, 但分组时间过短, 将占用大量内存和降低计算速度, 故实际计算时可根据计算需要适当调整分组时间。当某组液滴直径降低到其初始值的 1% 时, 既认为该组液滴完全燃烧, 并将其地址收回赋予其它液滴群。

根据表 1 列出的计算参数, 采用上述模型对液体发射药电热发射内弹道过程进行了数值模拟。

表 1 计算参数

Table1 Data of simulation

身管口径/mm	身管长/mm	弹丸质量/g	药室容积/ml	发射药质量/g	发射药火药力/(kJ/kg)	燃气比热比	燃速系数 $u_1$ /(mm/sPa $_c^n$ )	燃速指数 $n$	燃气余容次要功系数 $b$ /(l/kg)	储能电源电压/V
5.2	760	0.45	3.54	1.83	813	1.262	0.2207	1.1	6.9	14000

图 1 为压力分布曲线, 其中实线表示不同时刻膛压沿轴向分布, 虚线为弹底压力-行程曲线。其中曲线 1、2 表示膛压上升阶段压力分布, 并在  $t=0.069\text{ms}$  时(曲线 2), 膛底达到最大压力; 曲线 3、4 和 5 是液体发射药燃完之前膛内压力分布; 曲线 6、7 表示发射药燃完后膛内压力分布, 其中曲线 7 为弹丸接近枪口时膛压分布规律, 可见此时从膛底到弹底仍存在较大的压力差, 这与发射装置身管的长径比太大(达到 140)以及弹丸速度太高(2667m/s)有关。

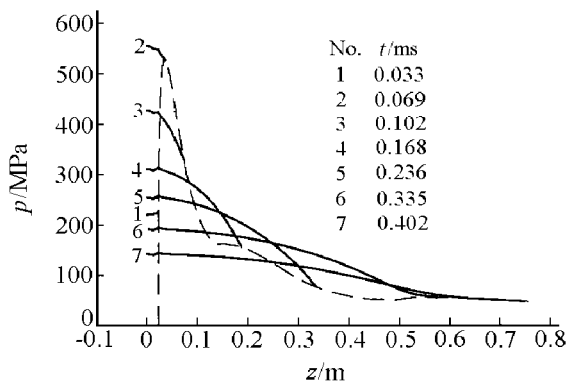


图 1 压力分布曲线

Fig. 1 Distribution of pressure

图 2 为气相速度分布曲线, 其中实线为不同时刻膛内气相速度分布, 虚线为弹丸速度-行程曲线。其中曲线 1 为膛底达到最大压力时膛内气相速度分布, 此时弹丸运动速度较低, 因此膛内气相最大速度大于弹丸运动速度; 曲线 2、3 和 4 为膛内气相和液滴相共存时气相速度分布, 由于卷吸生成的小液滴以  $u=0$  的速度进入膛内并在相间作用力的推动下向弹底运动, 因此高速运动的弹底附近存在纯气相区, 气相速度沿轴向分布梯度变大; 曲线 5、6 是液体药燃完后的气相速度分布, 此时膛内气相速度近似线性分布。其中曲线 5 上的拐点可能是由于液滴燃烧的滞后效应引起的。

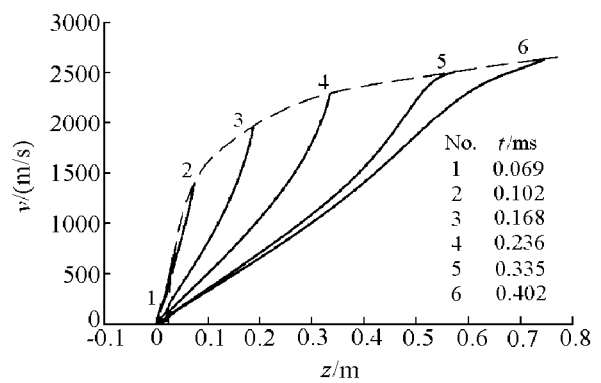


图 2 气相速度分布曲线

Fig. 2 Distribution of gas velocity

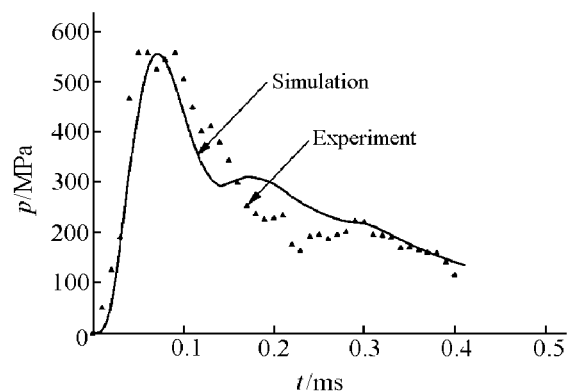


图 3 测压点压力计算值与实验值的比较

Fig. 3 The comparison of simulation and experiment results

图 3 是燃烧室某一点压力实验值与计算值的比较。由图可见, 计算曲线基本上能反映膛内压力变化趋势, 压力曲线上升沿一致性较好, 下降沿计算值和实验值有一定的误差, 究其原因可能与模型所作的部分假设和测试结果的误差有关。

## 6 结 论

对以高初速度发射过程进行数值模拟的结果表明,在本文的液体工质中,电热化学发射内弹道一维两相流数学模型,从理论上验证了电热化学发射的内弹道过程,满足该种工程背景下实验研究的需要。

### 参考文献:

- [ 1 ] Gough P S. Theoretical Modeling of the Interior Ballistics of the Electrothermal Gun[ R ] . AD-A268583, 1993.
- [ 2 ] Chen J L, Kuo K K, Cheung F B. Theoretical Modeling of the Ballistics in an Electrothermal Gun[ A ] . Francis E W. 27th JANNAF Combustion Subcommittee Meeting[ C ] . Cheyenne WY: [ s. n. ] . 1990. 1: 33—47.
- [ 3 ] 刘东尧,周彦煌,余永刚. 电热发射内弹道集总参数模型[J]. 兵工学报, 2000, 21(2): 112—115.
- [ 4 ] Battch J, Powell J, Sink D, et al. A Methodology for Computing Thermodynamic and Transport Properties of Plasma Mixtures in ETC Injectors[ J ] . IEEE Transactions on Magnetics, 1995, 31(1): 388—393.
- [ 5 ] 刘东尧,周彦煌. 液体工质电热化学发射实验研究[ J ] . 爆炸与冲击, 1998, 18(3): 220—225.
- [ 6 ] 刘东尧,周彦煌,余永刚. 小口径电热化学超高速发射实验研究[ J ] . 推进技术, 1999, 20(6): 48—51.
- [ 7 ] 刘东尧. 液体工质电热化学发射内弹道及相关技术实验与理论研究[ D ] . 南京: 南京理工大学, 1999.
- [ 8 ] 刘东尧,周彦煌. 电弧等离子体一维非定常数值模拟[ J ] . 高压物理学报, 2001, 15(4): 249—253.
- [ 9 ] 金志明,袁亚雄,宋明. 现代内弹道学[ M ] . 北京: 北京理工大学出版社, 1992.
- [ 10 ] Nelson W, Macken A. Droplet Formation for Liquid Monopropellant Jets[ R ] . AD—A187172, 1987.
- [ 11 ] Guenter K, Jhon D K, Kenton E T. A Study of Liquids Jets[ R ] . AD—A1223067, 1982.

## An 1-dimension Two Phase Interior Ballistics Model of Liquid Propellant Electrothermal Chemical Launching

LIU Dong-yao, ZHOU Yang-huang

( *Ballistics Research Laboratory of NUST, Nanjing 210094, Jiangsu, China* )

**Abstract:** Based on the theoretical analysis and experiments, an 1-D two phase interior ballistics model of electrothermal chemical (ETC) launching is presented in this paper, which consists of the flow of discharge plasma, the formation of propellant droplets under the entrainment of plasma jet, and the interaction of multi-fluid in ETC chamber. The launching process in interior ballistics is numerically simulated, the comparison of simulation results with experimental ones indicates that the simulation agreed well with the experiments.

**Key words:** electrothermal chemical launching; interior ballistics; numerical simulation