DOI: 10.11883/1001-1455(2015)02-0208-07

含扰流装置的中心燃气式抛撒内弹道过程的数值模拟*

张博孜,王 浩,王珊珊
(南京理工大学能源与动力工程学院,江苏 南京 210094)

摘要: 为了研究扰流板对子母弹抛撒过程中子弹翻转角速度的影响规律,采用二维两相流模型对子母弹中心燃气式抛撒内弹道过程进行了数值模拟研究。通过计算结果和测试结果的对比,验证了数值模型的可行性和准确性。对流场结构和推弹装置受力状态的对比分析表明,当燃气发生器小孔集中于扰流板上侧时,提高扰流板位置可以有效增大推弹装置受到的翻转合力矩。可为同类型抛撒系统的设计和改进提供理论参考。

关键词: 流体力学;中心燃气式抛撒;两相流;内弹道
中图分类号: O359.1 **国标学科代码**: 1302534 **文献标志码**: A

子母弹按抛撒动力来源可分为惯性动能抛撒、机械分离抛撒和抛撒药燃气推动 3 种方式[1],其中中心燃气式抛撒应用最广泛。中心燃气式抛撒机构由中心燃气发生器、推弹装置(橡胶或金属气囊)和子弹组成,相比其他两种抛撒方式,具有动力加载平稳、加载过程可控的优势[2-5]。在一些要求子弹具备初始抛撒角速度的抛撒武器中,还可以通过在推弹装置内部加装扰流机构的方式改变内部流场状态,从而改变子弹的受力过程,最终使子弹在抛撒内弹道过程结束时具备定向的翻转角速度。由于抛撒内弹道过程中含有大位移动边界的两相流场十分复杂,仅通过有限次数的实弹实验,无法揭示流场的流动规律以及燃气压力对推弹装置的作用机理,尤其含扰流装置时更难摸清流场的压力分布规律,因此有必要通过数值模拟提高对这一抛撒方式的研究效率。

本文中,建立抛撒过程中燃气流场的二维两相流模型,分别计算有、无扰流装置时的燃气流场,通过与实验数据对比,验证模型的可靠性。对比 3 种不同扰流板位置工况下燃气流场的涡系变化和压力分布规律,分析扰流板对推弹装置受力状态的影响,拟为研究中心燃气式抛撒如何控制子弹初始角速度提供理论依据。

1 物理模型

1.1 抛撒过程描述

中心燃气式抛撒内弹道过程以燃气发生器内发射药点火开始,火药燃气压力迅速升高,当压力升至燃气发生器小孔破膜压力时,未燃完的火药颗粒和燃气一同进入推弹装置内。随着燃气的流入,推弹装置内压力逐渐升高直至弹箍的断裂压力。弹箍断裂后,推弹装置推动

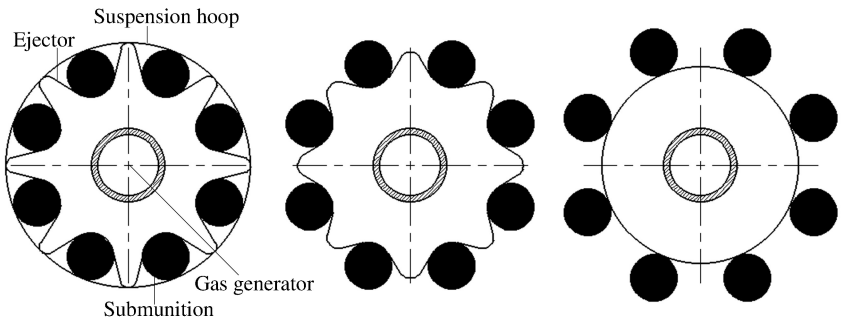

图 1 中心燃气式抛撒过程示意图

Fig. 1 The schematic diagram of central combustion gas dispensing process

* **收稿日期**: 2013-11-29; **修回日期**: 2014-04-11
第一作者: 张博孜(1986—),男,博士研究生,zbznothing@163.com。

子弹沿径向向外运动，同时推弹装置膨胀变形，直至成正圆形。此时，子弹与推弹装置分离，抛撒内弹道过程结束。抛撒过程如图 1 所示。

1.2　基本假设

1.2.1　动边界假设

由于推弹装置的不规则形状限制，其内部为三维流场。考虑气体状态方程中压力与体积的相关性，假设流场动边界任意横截面按所包围面积相等的圆形计算（见图 2），可保证推弹装置内总体积假设合理（即平均压力合理），三维不规则动边界流场可简化为沿径向和轴向的二维动边界流场。

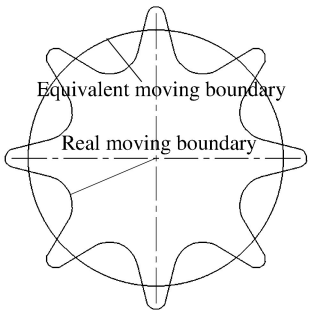

图 2　动边界等效圆示意图

Fig. 2　The schematic diagram of dynamic boundary equivalent circle

1.2.2　推弹装置形状假设

（1）假设每个波纹周期都由波峰圆弧段、波谷圆弧段和与两段圆弧相切的直线段组成，圆弧段与直线段相互转化，但总周长不变；

（2）假设波峰定位圆半径与波谷定位圆半径呈线性关系，即波谷圆心位置（子弹圆心）沿径向向外移动时，波峰圆心位置按等比关系沿径向向内移动。

1.2.3　流场假设

燃气发生器内部物理过程相对简单，且本文中重点讨论的是外部的两相流场特性，因此对燃气发生器内流场采用内弹道零维模型简化计算。推弹装置内流场包含火药燃气与未燃完的火药颗粒，同时颗粒相发生化学反应，并与气相存在质量和能量交换。为了简化计算，提出以下假设：

（1）由火药颗粒群组成的固相连续分布在气相中，把火药颗粒群当作一种具有连续介质特性的拟流体来处理，且火药颗粒不可压缩；

（2）火药燃气服从诺贝尔-阿贝尔状态方程；

（3）单个火药颗粒都服从几何燃烧定律和指数燃烧规律；

（4）相间阻力、热传导及化学反应等微观过程，假设均作为两相当地平均状态的函数；

（5）火药燃烧产物的组分保持不变，火药气体的热力学参数均为常量。

2　数学模型

2.1　燃气发生器内零维模型

火药燃烧零维模型在身管武器内弹道研究中的应用比较成熟，其中包括火药几何燃烧模型、气体状态方程等，这些方程同时也是两相流方程中的辅助方程。燃气发生器内外的物质交换还涉及到小孔流量公式，以上公式均可详见文献[6]。

2.2　推弹装置内二维两相流控制方程

推弹装置内二维两相流控制方程为：

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t}+\frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial r}+\frac{\partial \boldsymbol{G}}{\partial z}=\boldsymbol{H} \tag{1}$$

$$\boldsymbol{U}=\begin{pmatrix}\varphi\rho_{\mathrm{g}}\\(1-\varphi)\rho_{\mathrm{p}}\\\varphi\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{gz}}\\\varphi\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{gr}}\\(1-\varphi)\rho_{\mathrm{p}}u_{\mathrm{pz}}\\(1-\varphi)\rho_{\mathrm{p}}u_{\mathrm{pr}}\\\varphi\rho_{\mathrm{g}}E_{\mathrm{g}}\end{pmatrix},\quad \boldsymbol{F}=\begin{pmatrix}\varphi\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{gr}}\\(1-\varphi)\rho_{\mathrm{p}}u_{\mathrm{pr}}\\\varphi\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{gr}}u_{\mathrm{gz}}\\\varphi(\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{gr}}^{2}+p)\\(1-\varphi)\rho_{\mathrm{p}}u_{\mathrm{pr}}u_{\mathrm{pz}}\\(1-\varphi)\ (\rho_{\mathrm{p}}u_{\mathrm{pr}}^{2}+p)\\\varphi\rho_{\mathrm{g}}\left(E_{\mathrm{g}}+\dfrac{p}{\rho_{\mathrm{g}}}\right)u_{\mathrm{gr}}\end{pmatrix},\quad \boldsymbol{G}=\begin{pmatrix}\varphi\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{gz}}\\(1-\varphi)\rho_{\mathrm{p}}u_{\mathrm{pz}}\\\varphi(\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{gz}}^{2}+p)\\\varphi\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{gr}}u_{\mathrm{gz}}\\(1-\varphi)\ (\rho_{\mathrm{p}}u_{\mathrm{pz}}^{2}+p)\\(1-\varphi)\rho_{\mathrm{p}}u_{\mathrm{pr}}u_{\mathrm{pz}}\\\varphi\rho_{\mathrm{g}}\left(E_{\mathrm{g}}+\dfrac{p}{\rho_{\mathrm{g}}}\right)u_{\mathrm{gz}}\end{pmatrix},\quad \boldsymbol{H}=\begin{pmatrix}H_{\mathrm{gm}}\\H_{\mathrm{pm}}\\H_{\mathrm{gz}}\\H_{\mathrm{gr}}\\H_{\mathrm{pz}}\\H_{\mathrm{pr}}\\H_{\mathrm{pe}}\end{pmatrix}=$$

$$\begin{pmatrix} -\dfrac{\varphi\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{g}r}}{r}+\dot{m}_{\mathrm{c}}+\dot{m}_{\mathrm{ing}} \\ -\dfrac{(1-\varphi)\rho_{\mathrm{p}}u_{\mathrm{p}r}}{r}-\dot{m}_{\mathrm{c}}+\dot{m}_{\mathrm{inp}} \\ -\dfrac{\varphi\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{g}r}u_{\mathrm{g}z}}{r}-F_{sz}+\dot{m}_{\mathrm{c}}u_{\mathrm{p}z}+p\dfrac{\partial\varphi}{\partial z} \\ -\dfrac{\varphi\rho_{\mathrm{g}}u_{\mathrm{g}r}^2}{r}-F_{sr}+\dot{m}_{\mathrm{c}}u_{\mathrm{p}r}+\dot{m}_{\mathrm{ing}}u_{\mathrm{ing},r}+p\dfrac{\partial\varphi}{\partial r} \\ -\dfrac{(1-\varphi)\rho_{\mathrm{p}}u_{\mathrm{p}r}u_{\mathrm{p}z}}{r}+F_{sz}-\dot{m}_{\mathrm{c}}u_{\mathrm{p}z}-p\dfrac{\partial\varphi}{\partial z} \\ -\dfrac{(1-\varphi)\rho_{\mathrm{p}}u_{\mathrm{p}r}^2}{r}+F_{sr}-\dot{m}_{\mathrm{c}}u_{\mathrm{p}r}+\dot{m}_{\mathrm{inp}}u_{\mathrm{inp},r}-p\dfrac{\partial\varphi}{\partial r} \\ -\dfrac{\varphi\rho_{\mathrm{g}}(E_{\mathrm{g}}+p/\rho_{\mathrm{g}})u_{\mathrm{g}r}}{r}-(F_{sr}u_{\mathrm{p}r}+F_{sz}u_{\mathrm{p}z})-Q_{\mathrm{p}}+\dot{m}_{\mathrm{c}}\left[e_{\mathrm{p}}+\dfrac{p}{\rho_{\mathrm{p}}}+\dfrac{(u_{\mathrm{p}r}^2+u_{\mathrm{p}z}^2)}{2}\right]+\dot{m}_{\mathrm{ing}}H_{\mathrm{ing}}-p\dfrac{\partial\varphi}{\partial t} \end{pmatrix}$$

式中：φ 为气相空隙率；ρ_{g} 和 ρ_{p} 为气相、固相密度；u_{gr} 和 u_{gz} 为气相径向、轴向速度；u_{pr}、u_{pz} 为固相径向、轴向速度；$\dot{m}_{\mathrm{c}}$ 为火药颗粒的燃气生成速率；$\dot{m}_{\mathrm{ing}}$ 和 $\dot{m}_{\mathrm{inp}}$ 分别为气相和固相的流入数率；$u_{\mathrm{ing},r}$ 和 $u_{\mathrm{inp},r}$ 分别为小孔喷射到推弹装置内的火药燃气和颗粒的径向喷射速度分量；H_{ing} 为燃气发生器内火药燃气滞止焓；F_{sr} 和 F_{sz} 为径向和轴向相间阻力；E_{g} 为气相能；e_{p} 为火药固相潜能；Q_{p} 为相间传热量。

除控制方程外，还需要相间阻力方程、相间传热方程、颗粒间应力等辅助方程，这些方程在两相流计算中应用较为成熟，详见文献[7]。

2.3 子弹运动方程及推弹装置变形方程

(1) 子弹运动方程

由牛顿第二定律可知单枚子弹的受力运动方程为：

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t}=\frac{\boldsymbol{F}}{\varphi_{\mathrm{m}}m},\qquad \boldsymbol{F}=\oiint p\boldsymbol{n}\,\mathrm{d}\tau\mathrm{d}z \tag{2}$$

式中：$\oiint$ 表示对波谷圆弧段积分，$\mathrm{d}\tau$ 和 $\mathrm{d}z$ 分别为切向和轴向微元；$\boldsymbol{n}$ 为法线单位向量；$\boldsymbol{v}$ 为子弹质心速度；φ_{m} 为子弹附加质量系数；m 为单枚子弹质量。

(2) 推弹装置变形方程

抛撒内弹道过程中，波谷圆心的初始和终止位置是已知的，通过子弹运动方程又可在任意时刻计算出下一时刻子弹位置(即波谷圆心位置)。根据波峰定位圆半径与波谷定位圆半径呈线性关系的假设，可以确定下一时刻波峰圆心位置：

$$l_2'=l_2\left(1-\frac{l_0-l_{0\mathrm{c}}}{l_{0z}-l_{0\mathrm{c}}}\right) \tag{3}$$

式中：l_0 和 l_2 分别表示波谷、波峰位置，$l_{0\mathrm{c}}$ 和 l_{0z} 则代表波谷圆心的初始和终止位置。

由于波峰、波谷圆心位置已确定，波谷曲率半径为子弹半径，结合推弹装置总周长不变的假设，可以确定波峰半径 r_2，进而确定整个推弹装置形状和位置：

$$\begin{cases}\dfrac{|k_1x_0-y_0+b_1|}{\sqrt{k_1^2+1}}=r_0^2 \\ \dfrac{|k_1x_2-y_2+b_1|}{\sqrt{k_1^2+1}}=r_2^2 \\ L_0+L_1+L_2=S\end{cases} \tag{4}$$

式中：k_1 和 b_1 为波峰波谷公切线斜率和与纵轴交点；x_0、y_0、x_2、y_2 分别为波谷、波峰圆心坐标；r_0、r_2 为波谷、波峰半径；L_0、L_1、L_2 分别表示半个波纹周期内波谷弧长、公切线长和波峰弧长，且均可由以上变量表示；S 为半个波纹周期总长。

2.4　方程总结

对于二维流场与动边界的耦合计算步骤为：首先已知 t 时刻推弹装置状态，按等效圆边界计算出边界压力分布；然后以该压力分布条件计算 $t+\Delta t$ 时刻推弹装置形状位置；再以 $t+\Delta t$ 时刻推弹装置状态确定等效圆大小；最后计算出 $t+\Delta t$ 时刻流场及边界压力分布。

3　结果及讨论

分别计算了无扰流板以及含有不同位置扰流板的抛撒内弹道过程。图 3 为所涉及的 4 种工况示意图，其中图 3(a)为无扰流板状态，图 3(b)和图 3(c)中扰流板位置相同，但图 3(c)中小孔仅均布于扰流板上方，图 3(d)与图 3(c)类似，但扰流板位置相比于图 3(c)中更高。

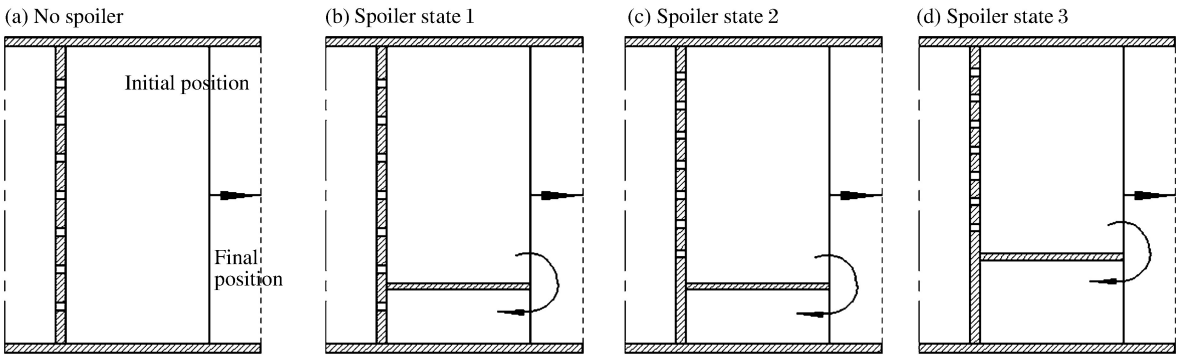

图 3　工况示意图

Fig. 3　The schematic diagram of working conditions

3.1　计算结果与抛撒实验的对比

图 4 给出了对应图 3(a)流场动边界上下两端的压力曲线，还给出了地面抛撒实验的压力测试曲线。从图 4 中可以看出，计算曲线与实验曲线吻合较好，可以证明本文中建立的两相流场模型可行有效。在无扰流板时，由于燃气发生器小孔沿轴向严格均匀分布，因此动边界上沿轴向仅存在微小的压力波震荡现象。

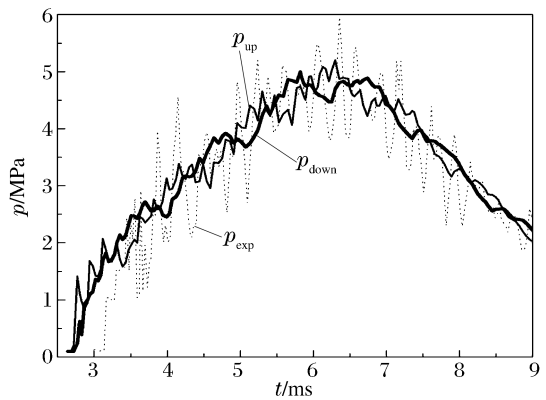

图 4　无扰流板时压力曲线

Fig. 4　The pressure curves under no spoiler

3.2　扰流板对流场稳定性的影响

图 5～7 分别给出了对应图 3(a)～3(c)流场的矢量流线图。图 5 显示，不含扰流板情况下，流场在动边界起动前仅在上下两端形成强度较弱的涡流，随着边界的加速运动，涡流的强度明显减小最后消失。图 6 中，由于扰流板将流场分割成上下两部分，且扰流板下方有燃气流入，因此初始时刻上下两部分均出现涡流。随着边界的运动，上下燃气相互融合涡流逐渐消失。图 7(a)与图 6(a)类似，但随着边界的运动，扰流板上方燃气迅速从扰流板端部的缝隙流入下方，并在扰流板端部下侧形成一个强度较大的涡流，且该涡流一直持续。

可见，当扰流板下方有小孔时，流场在边界起动后与无扰流板情况差别不大，而在扰流板下方无小孔时，会在扰流板端部形成一个持续的高强度的涡流。涡流是造成流场不稳定的重要因素。大量的抛撒实验也证明，虽然采用扰流板能获得更大的子弹翻转角速度，但此时子弹的角速度散布也更大。从工程实施角度看，流场越复杂，则对抛撒系统的稳定性越不利，需对抛撒系统的加工、装配等各方面提出更高的要求。

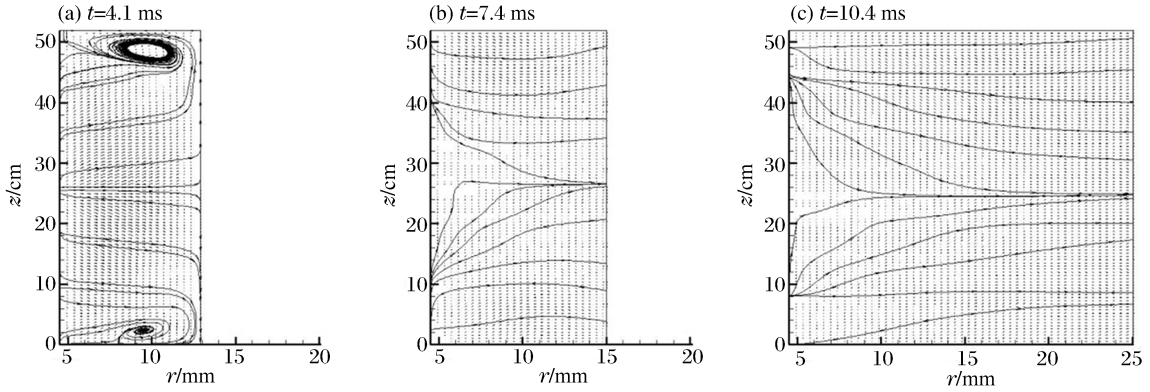

图 5 无扰流板时流场流线图

Fig. 5 The flow streamlines under no spoiler

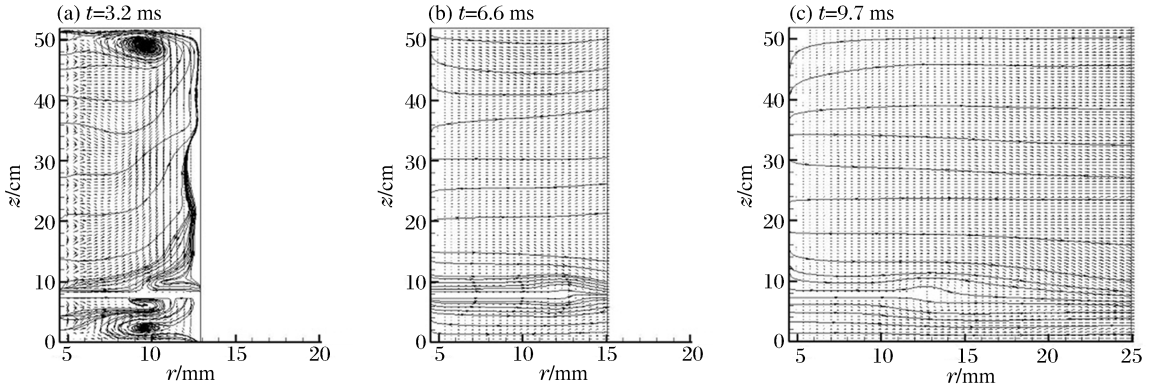

图 6 扰流板状态 1 流场流线图

Fig. 6 The flow streamlines of spoiler state 1

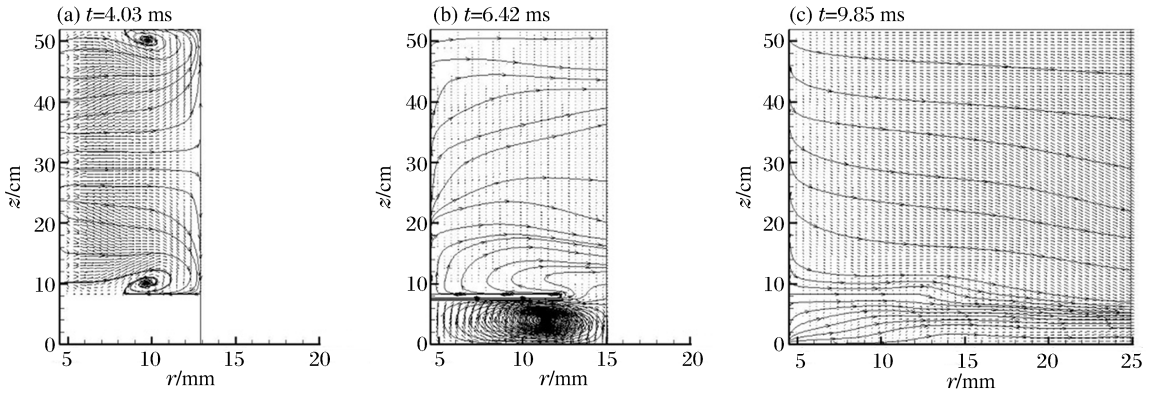

图 7 扰流板状态 2 流场流线图

Fig. 7 The flow streamlines of spoiler state 2

3.3 扰流板位置相同但孔排布不同的对比分析

图 8～9 分别给出了对应图 3(b)～3(c)动边界两端的压力曲线。图 8 中动边界上下两端压力曲线几乎重合，主要原因是燃气发生器小孔沿轴向的严格均布，即使扰流板将流场分成上下两部分，但各部分流入的质量和能量与其容积成正比，这一现象在图 5～6 的对比中也可得到验证。图 9 中下端压力曲线的上升表示边界开始运动，扰流板上侧燃气开始补充下侧的低压区。一段时间后，上下端压力梯度趋于零。

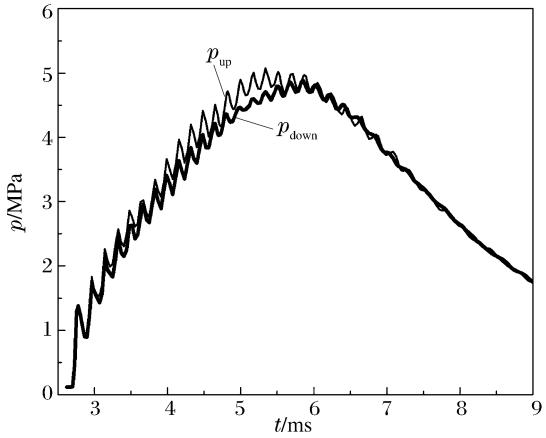

图 8 扰流板状态 1 压力曲线

Fig. 8 The pressure curves of spoiler state 1

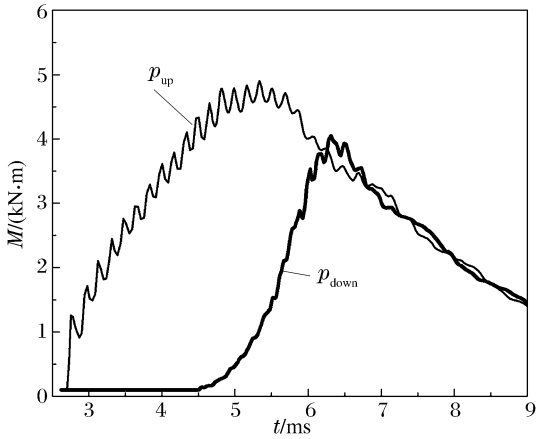

图 9 扰流板状态 2 压力曲线

Fig. 9 The pressure curves of spoiler state 2

图 10 对比了上述两种工况下动边界所受到的翻转合力矩。可以看出，下侧有孔的扰流板并不能为动边界提供稳定定向的翻转力矩，而同样位置、下侧无孔的扰流板在边界起动后一段时间内能达到这一效果。

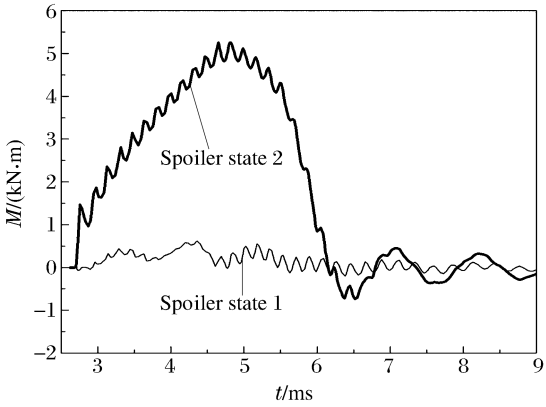

图 10 边界合力矩曲线

Fig. 10 The resultant moment curves on boundary

3.4 扰流板位置不同且孔集中于上侧的对比分析

图 11 给出了对应图 3(d)的动边界两端压力曲线。该曲线的形状与图 9 相似，但上端曲线上升更快，峰值也更高，下端曲线上升相对缓慢。主要原因是，扰流板的位置调高后，上侧流场容积变小，而小孔又均集中于扰流板上侧，导致压力上升速率变快，峰值升高。同理，在边界起动后，扰流板上侧燃气需要填补更大范围的低压区，因此下测压力上升较慢且峰值较低。另外，较高的压力梯度导致扰流板下方气体流速高，也是造成下方压力上升缓慢的因素。

图 12 对比了不同位置扰流板工况下动边界受到的翻转合力矩。可以明显看出，扰流板位置的提高，有助于动边界获得更高、更持久的翻转合力矩。

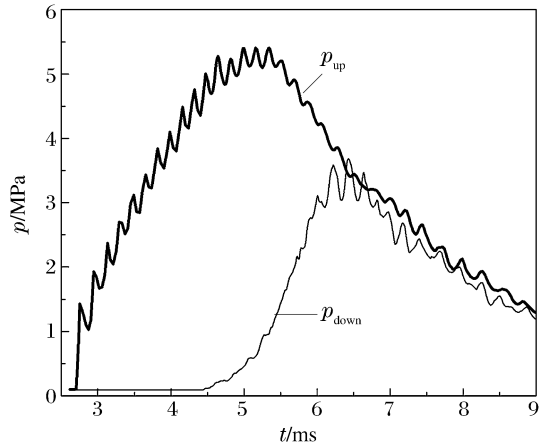

图 11 扰流板状态 3 压力曲线

Fig. 11 The pressure curves of spoiler state 3

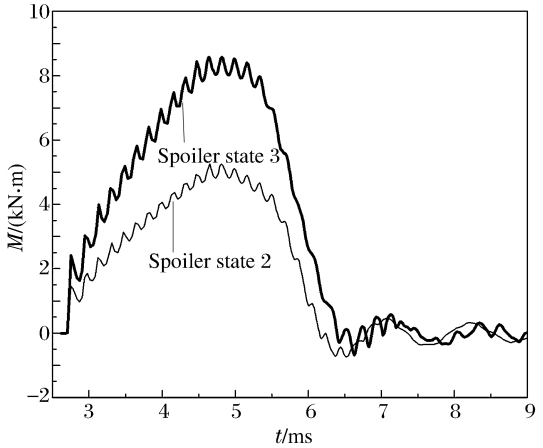

图 12 边界合力矩曲线

Fig. 12 The resultant moment curves on boundary

4 结 论

通过对计算结果的分析,得出了以下结论:

(1)本文中建立的二维气固两相反应流模型,能较好地模拟子母弹中心燃气式抛撒的内弹道过程。

(2)扰流板的使用能在弹丸起动初期有效地为推弹装置提供定向稳定的合力矩,但也会导致流场流动复杂化,降低流场稳定性。采用这种扰流方式需对抛撒系统的加工、装配等各方面提出更严格要求。

(3)使用扰流板时应将燃气发生器小孔置于扰流板一侧,否则达不到改变推弹装置受力的效果。

(4)提高扰流板的位置可以加强推弹装置受到的翻转合力矩。

参考文献:

[1] 张本,陆军. 子母弹抛撒技术综述[J]. 四川兵工学报,2006,27(3):26-29.
Zhang Ben, Lu Jun. Overview of shrapnel casting technique[J]. Sichuan Ordnance Journal, 2006,27(3):26-29.

[2] 王浩. 子母弹内燃式气囊抛撒模型及计算机仿真[J]. 兵工学报,2001,22(2):178-181.
Wang Hao. A model for the firing process of the internal-combustion gasbag submunition and its simulation[J]. Acta Armamentarii, 2001,22(2):178-181.

[3] 孟会林,孙新利,姬国勋. 子母弹抛撒过程数值模拟及其试验[J]. 弹箭与制导学报,2004,24(4):317-321.
Meng Hui-lin, Sun Xin-li, Ji Guo-xun. Test and numerical simulation of the bullets spreading process of a primary-secondary bomb[J]. Journal of Projectiles Rockets Missiles and Guidance, 2004,24(4):317-321.

[4] 冯顺山,王刚. 子母弹金属囊式抛撒计算机仿真[J]. 计算机仿真,2012,29(10):59-62.
Feng Sun-shan, Wang Gang. Compusimu of cluser warhead metal capsule dispersing[J]. Computer Simulation, 2012,29(10):59-62.

[5] 王刚,冯顺山. 爆炸抛撒子弹翻转运动研究[J]. 中北大学学报(自然科学版),2008,29(3):210-213.
Wang Gang, Feng Sun-shan. Study on submunition's turnover movement in explosion dispersion[J]. Journal of North University of China (Natural Science Edition), 2008,29(3):210-213.

[6] 金志明. 枪炮内弹道学[M]. 北京:北京理工大学出版社,2004.

[7] 翁春生,王浩. 计算内弹道学[M]. 北京:国防工业出版社,2006.

Numerical simulation on interior ballistic of central combustion gas dispersing system with spoiler

Zhang bo-zi, Wang Hao, Wang Shan-shan

(*School of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing* 210094, *Jiangsu, China*)

Abstract: In order to study the influence of the spoiler on the overturning angular velocity of the ammunition in the dispensing process, the central-gas dispersing interior ballistic process was modeled and simulated by a two-dimensional, two-phase flow model. The comparison between the numerical simulation results and the test results proved that the above model was feasible. The comparative analysis of the flow field structure and the ejector stress states shows that the turning torque of the ejector can be enhanced by elevating the spoiler when the holes of the gas generator are on the top of the spoiler. And the final result can provide a theoretical basis to improve the submunition dispersing system.

Key words: fluid mechanics; central combustion gas dispensing; two-phase flow; interior ballistics

(责任编辑 丁 峰)