

文章编号:1000-8055(2013)01-0151-07

燃气喷射推力矢量喷管气固两相流数值模拟

刘 辉, 邢玉明

(北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京 100191)

摘 要: 利用 Euler-Lagrangian 方法模拟了固体火箭发动机燃气喷射推力矢量喷管气固两相内流场, 研究了固体颗粒对喷管推力矢量性能的影响. 气相采用 Roe 格式和 MUSCL (monotone upstream-centred schemes for conservation laws) 插值进行空间 2 阶迎风离散, 时间推进采用隐式时间格式; 固体颗粒相采用随机轨道模型计算颗粒轨迹, 并与气相进行双向耦合. 结果表明: 固体颗粒的存在使弓形激波强度增强, 但降低了推力矢量角和推力系数; 颗粒质量分数相同时, 粒径越大, 推力矢量角和推力系数越大; 颗粒直径相同时, 颗粒质量分数越大, 推力矢量角和推力系数越小.

关 键 词: 固体火箭发动机; 推力矢量喷管; 燃气喷射; 气固两相; 数值模拟

中图分类号: V435⁺.23

文献标志码: A

Numerical simulation of gas-particle flow in hot gas injection thrust vector nozzle

LIU Hui, XING Yu-ming

(School of Aeronautic Science and Technology,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: The gas-particle inner flowfield of gas injection thrust vector nozzle in solid rocket engine was simulated using Euler-Lagrangian method, and the effect of solid particle on thrust vector performance was studied. The Roe scheme and monotone upstream-centred schemes for conservation laws (MUSCL) method were used for secondary-order accuracy spatial discretization for gas phase, and the implicit scheme was employed for time marching. The stochastic trajectory model and two-way coupled with gas phase were employed for particle phase. The results indicate that the strength of bow shock is increased due to solid particles, but the thrust vector angle and thrust coefficient are decreased; thrust vector angle and thrust coefficient increase with the particle diameter increasing under the same mass fraction of particle condition; thrust vector angle and thrust coefficient decrease with the mass fraction of particle increasing under the same particle diameter condition.

Key words: solid rocket motor; thrust vector nozzle; hot gas injection; gas-particle two phase; numerical simulation

固体火箭燃气二次喷射推力矢量控制技术在喷管扩张段喷入高温燃气, 造成主流偏斜从而形成矢量推力. 该技术可以提高导弹的机动性能, 使其快速改变航向, 和气动面矢量控制相比其飞

行阻力更小, 和燃气舵矢量控制相比其推力损失更低, 并且其系统结构简单, 响应时间很短. 因此, 该技术作为高效推力矢量控制技术至今已开展了大量相关研究工作^[1-5]. 文献[6]计算了固体火箭

收稿日期: 2012-00-00

网络出版地址: http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20130114.1726.201301.151_021.html

作者简介: 刘辉(1983-), 男, 河北邯郸人, 博士生, 主要从事推力矢量控制技术研究.

推力矢量喷管内流场结构,比较了在不同湍流模型下的计算精度.文献[7]对气体二次喷射推力矢量喷管进行了数值模拟和试验研究.

然而,以上研究都是基于气体单相流动展开的.为了提高发动机的性能,固体火箭燃料中会加入金属铝,铝在高温高压环境中燃烧形成氧化铝颗粒,氧化铝和未燃尽的铝颗粒混入在高温燃气中形成气固两相流^[8].固体颗粒的存在一方面会对喷管壁面造成摩擦腐蚀^[9],另一方面会对流场结构产生影响.文献[10]计算了固体颗粒在喷管中的运动轨迹,结果表明粒径越小在喷管扩张段内扩散范围越大,马赫数小于纯气相条件时同截面处的马赫数.

然而燃气喷射推力矢量喷管的内流场为非轴对称流场,在喷管扩张段存在强烈的激波结构和分离区域,固体颗粒的运行轨迹不同于轴对称流场,会受到激波和分离区域的影响,但颗粒的存在也必然会对流场中的波系结构和气相的矢量偏转产生影响.因此,有必要对气体二次喷射推力矢量喷管内的气固两相流进行研究,了解固体颗粒对推力矢量性能的影响情况.

1 数值方法

本论文应用商业计算流体力学软件 Fluent 进行了固体火箭发动机喷管内气固两相流的计算.高温燃气被视为连续相,控制方程运用 Euler 方法. Al/Al₂O₃ 颗粒被视为离散相,控制方程运用 Lagrangian 方法.为简化喷管内气固两相流计算模型,做以下假设:燃气相与颗粒相无质量交换;燃气为理想气体,不考虑化学反应;颗粒为球形不可压固体,颗粒无变形;忽略除相间阻力以外的其他作用力;不考虑辐射传热.

1.1 连续相控制方程

在上述假设的基础上,气相采用 Favre 平均三维 Navier-Stokes(N-S)方程,其在一般曲线坐标系下的形式如下:

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_j}{\partial x_j} + \frac{1}{Re} \frac{\partial \mathbf{F}_{vj}}{\partial x_j} = \mathbf{S} \quad (1)$$

式中

$$\begin{aligned} \mathbf{Q} &= [\rho, \rho u_i, \rho E]^T \\ \mathbf{F}_j &= [\rho u_j, \rho u_i u_j + p \delta_{ij}, (\rho E + p) u_j]^T \\ \mathbf{F}_{vj} &= [0, -\tau_{ij}, -\tau_{ij} u_i + q_j]^T \\ \mathbf{S} &= [S_m, S_u, S_h]^T \end{aligned}$$

\mathbf{Q} 是守恒变量通量, \mathbf{F}_j 是无黏通量, \mathbf{F}_{vj} 是黏性通量. 控制方程等式右边的源项 S_m, S_u, S_h 分别代

表质量、动量和能量源项.

在控制方程的离散过程中, Roe 格式^[11]用于无黏通量向量离散,黏性通量向量使用中心差分格式离散.时间推进使用 LU-SGS(lower-upper symmetric Gauss-Seidel)隐式时间格式.湍流模型为 Mentor 的 $k-\omega$ SST(shear stress transport)两方程模型,该模型融合了 $k-\omega$ 模型和 $k-\epsilon$ 模型的优点,模型中的具体参数可参见文献[12].文献[10]中采用上述方法进行了固体火箭发动机气固两相流动数值模拟,并与试验结果对比,结果吻合良好,验证了该数值方法对气固两相流场模拟的准确性.

1.2 离散相控制方程

Lagrangian 方法被广泛应用于稀疏两相流动中,该方法可以描述出颗粒的流动细节,从而使颗粒的轨迹可视化.离散相控制方程如下^[13]:

连续方程

$$N_k = \int_{\Delta} n_k v_{kn} dA = \text{const} \quad (2)$$

动量方程

$$\frac{dv_k}{dt} = \frac{1}{\tau_{rk}} (v - v_k) \quad (3)$$

能量方程

$$\frac{dT_k}{dt} = \frac{1}{\tau_{hk}} (c_p T - c_{pk} T_k) \quad (4)$$

轨迹方程

$$\frac{dx_{k,i}}{dt} = v_{k,i} \quad (5)$$

其中 n_k 表示颗粒数密度,这里在动量方程中考虑了颗粒所受的黏性阻力;式中的平均颗粒动量弛豫时间为 $\tau_{rk} = c_d \frac{\bar{\rho}_k d_k^2}{18\mu}$,阻力系数 c_d 由 Stokes 阻力模型和 Wallis-Kliachko 阻力模型得到

$$\begin{cases} c_d = \frac{24}{Re_k} & Re_k < 1 \\ c_d = (1 + 0.15 Re_k^{0.687}) \frac{24}{Re_k} & 1 < Re_k < 1000 \end{cases} \quad (6)$$

在颗粒能量方程中只考虑颗粒与气相间的对流换热,式中的颗粒热弛豫时间为 $\tau_{hk} = \frac{c_{pk} \bar{\rho}_k d_k^2}{12k}$,

颗粒群的 Nu_k 由 Ranz-Marshell 关系式计算

$$Nu_k = 2 + 0.6 Re_k^{0.5} Pr^{0.687} \quad (7)$$

2 物理模型

计算模型选自文献[7],该喷管为一小扩张比

的轴对称收-扩喷管,全长 L 为 78 mm,喉部直径为 47 mm,喷管出口面积与喉部面积之比为 2.09,扩张半角为 9.6° . 因为在相同面积条件下,矩形注气口的推力矢量性能优于圆形注气口^[14],因此在喷管扩张段开设周向角度为 60° ,宽度为 5 mm 的方形注气口,其中心线到喷管喉部的距离为喷管扩张段全长的 0.8. 次流逆向喷入主喷管,与喷管轴线夹角为 105° . 采用分区结构化网格对模型进行网格划分,在壁面、喉部和次流喷射口附近加密,网格数量约 76 万,壁面 y^+ 值小于 2. 由于流场的对称性,选取喷管的一半作为计算模型,模型和网格划分示意图如图 1 所示.

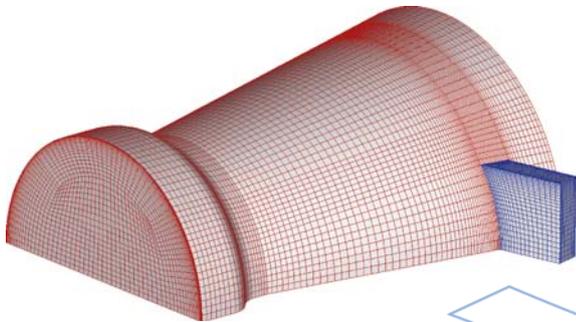


图 1 喷管模型及网格划分

Fig. 1 Computational model and mesh

气相边界条件:喷管入口总压 $p_0 = 6$ MPa,总温 $T_0 = 1600$ K,处于欠膨胀工作状态. 次流入口总压为 9 MPa,总温与主流相同. 入口为亚声速流场,根据 Riemann 不变量假设,其他参数可依据连续方程和等熵关系得到. 在喷管出口处,超声速区域,所有参数由流场内插得到,亚声速区域,则给定出口压力,其他参数由 Riemann 不变量方法得到. 壁面为绝热无滑移条件.

颗粒相边界条件:在喷管入口处颗粒均匀分布射入流场,其初始速度、温度等条件与入口处气相条件相同. 在喷管出口处,颗粒为逃逸状态. 颗粒与壁面碰撞按 Forder 的经验公式计算^[15]. 次流气体未加入固体颗粒,为纯气相气体.

3 结果分析

固体火箭推进剂中加入金属铝可以提高发动机的比冲,但同时也会对气相流场结构产生一定的影响. 本文分析了在不同颗粒直径分布和颗粒质量分数条件下,颗粒对燃气喷射推力矢量喷管内流场和推力矢量性能的影响. 颗粒按等直径分布时,其直径分别为 1, 5, 10, 20 μm ; 颗粒直径按

Rosin-Rammler(R-R)函数分布时,各直径颗粒所占质量分数如表 1 所示,其平均颗粒直径约为 13 μm . 颗粒质量分数分别为 10%, 20%, 30%.

表 1 颗粒直径分布

Table 1 Particle diameter distribution

直径/ μm	质量分数/%
1	5
5	15
10	25
20	40
40	10
80	5

3.1 颗粒直径对喷管流动和性能的影响

图 2 和图 3 为质量分数为 20%, 在不同颗粒直径条件下,马赫数在喷管对称面和出口截面上的等值线分布图,图中 A 点表示弓形激波在喷管出口处的位置. 气-固两相流场结构与纯气相流场基本相同,当为纯气相流场时,喷管扩张段内的马赫数等值线较为光滑,而当颗粒直径为 1 μm 时,马赫数等值线分布较为紊乱,当颗粒直径逐渐增大时,等值线逐渐趋于光滑,只是在喷管轴线附近波动仍较为剧烈. 这是因为固体颗粒直径越小,惯性越小,其随流性也就更好. 因此,在喷管扩张段,较小粒径的颗粒散射范围更大,对气相流场的影响范围也就更大,使马赫数等值线在全流场区域都较为紊乱. 而粒径较大时,其散射范围则变小,主要集中于喷管轴线附近,所以马赫数等值线在轴线附近波动强烈,而在壁面附近则较为光滑. 当颗粒按 R-R 函数分布时,小粒径的颗粒远离轴线,而大粒径的颗粒则集中于轴线附近,但其数量较少,因此,马赫数等值线在远离轴线处振荡剧烈,在轴线附近振荡相对较弱. 另外,当流场中含有固体颗粒时,弓形激波在喷管出口处的位置 A 更靠近喷管上壁面,颗粒直径越大, A 点离上壁面越近. 当粒径为 10 μm 和 20 μm 时, A 点已紧贴上壁面. 颗粒的存在使喷管入口气相质量流量降低,而次流未加入固体颗粒,流量保持不变,这就导致次主流气相的质量流量比相对增加,从而使弓形激波较纯气相流场条件时显著增强,其在喷管出口处的位置更靠近上壁面. 而小粒径的颗粒在喷管扩张段分布范围广,对激波的发展有一定的阻碍作用,所以粒径越小,激波强度越小.

图 4 所示为颗粒质量分数为 10% 时,不同颗

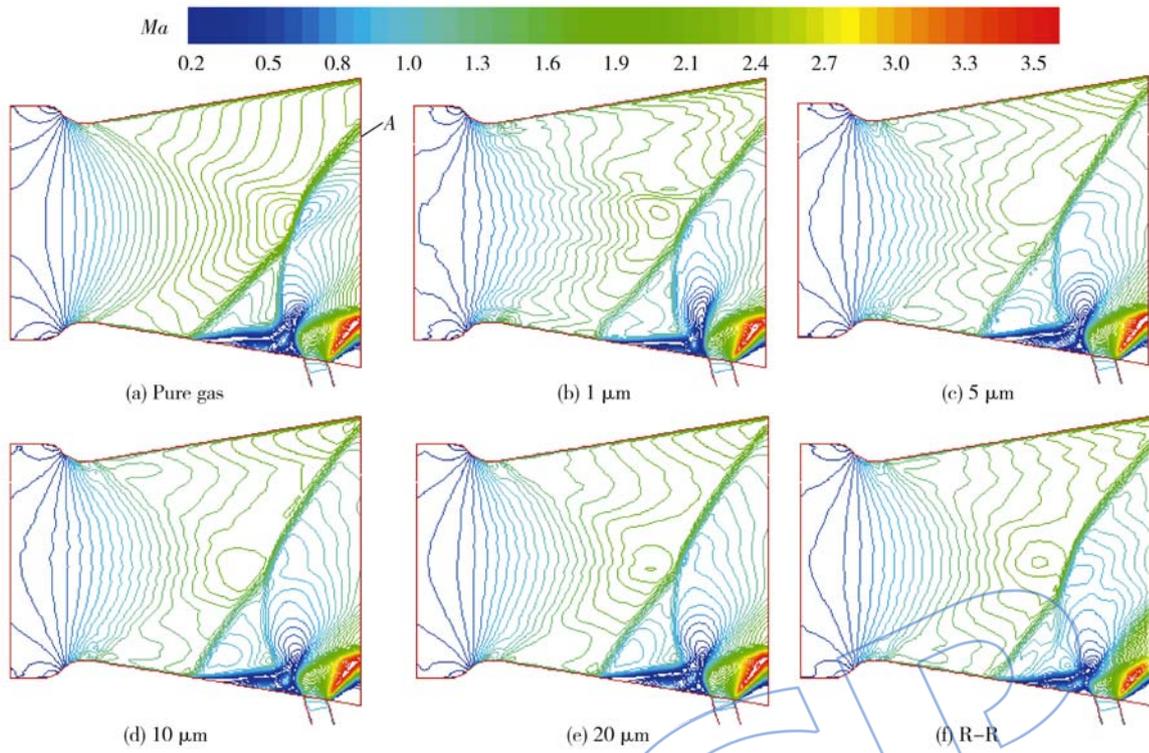


图 2 喷管对称面上马赫数分布

Fig. 2 Mach number distribution on the symmetry plane of nozzle

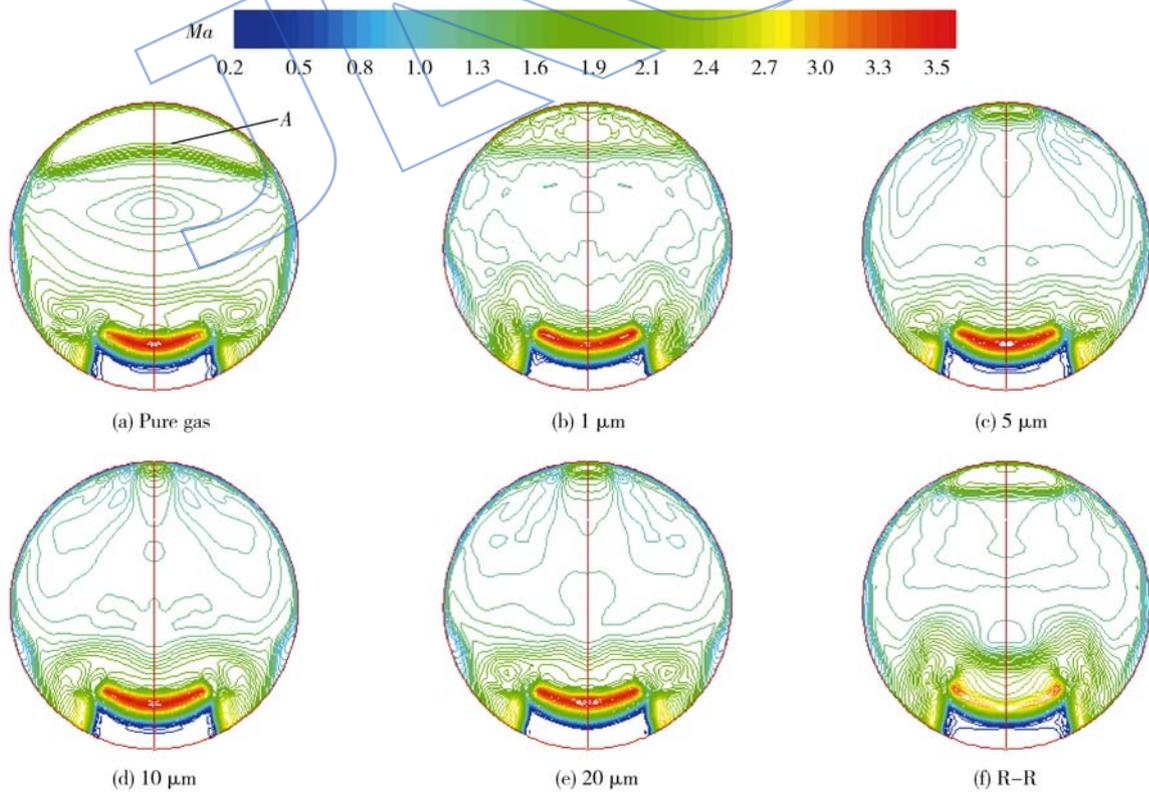


图 3 喷管出口截面上马赫数分布图

Fig. 3 Mach number distribution on the outlet plane of nozzle

粒直径条件下马赫数和压强沿喷管轴线的分布对比情况(p 为静压, p_0 为喷管入口总压, 下同). 有固体颗粒存在的情况下, 马赫数与相同轴向位置的纯气相条件下的马赫数相比明显减小, 马赫数峰值出现位置更靠近喷管喉部, 并且该峰值随着颗粒直径的增大而增大. 而颗粒直径按 R-R 函数分布时, 其平均颗粒直径约为 $13 \mu\text{m}$, 处于中间值, 因此其马赫数峰值也介于中间值. 压强的分布随马赫数的变化而变化, 速度增大则静压减小, 反之则压强增大. 因此, 有颗粒存在的条件下, 压强值与相同轴向位置的纯气相条件下的压强相比略有增大, 通过弓形激波时压强波动的峰值和最小值均大于纯气相流场情况, 峰值出现位置同样更靠近喷管喉部, 该峰值随着颗粒直径的增大而增大.

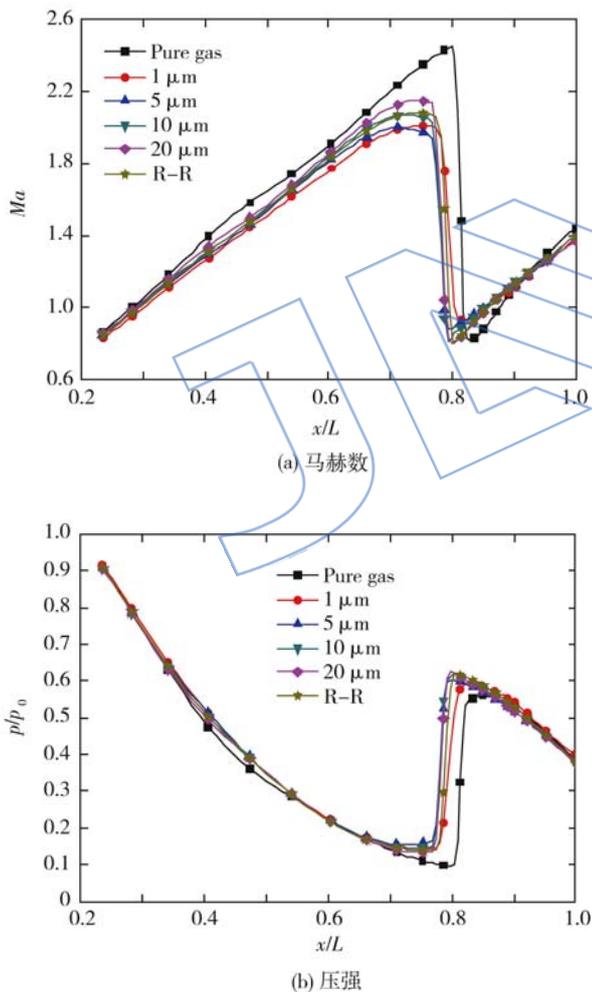


图 4 颗粒质量分数为 10% 时马赫数和压强沿喷管轴线分布

Fig. 4 Mach number and pressure distribution along the axis of nozzle under particle mass fraction of 10% condition

图 5 为颗粒质量分数为 10% 时, 不同颗粒直径条件下喷管推力矢量角和推力系数的对比情况 (推力系数为包括主流和次流的综合推力系数, 但未考虑固体颗粒产生的推力, 下同). 如图所示, 纯气相流场条件下, 喷管的推力矢量角和推力系数最大; 在气固两相流场条件下, 喷管的推力矢量角和推力系数随着颗粒直径的增加逐渐增大. 这是因为颗粒的粒径越小其在喷管扩张段分布范围就越大, 对流场发生偏转的阻力范围也就越大, 致使弓形激波减弱, 推力矢量角度相对减小. 固体颗粒在相同的质量流量条件下, 颗粒直径越小, 数量越多, 总体积也越大, 气相的质量流量也就越小, 因此, 由气体产生的推力而得出的推力系数也就越小.

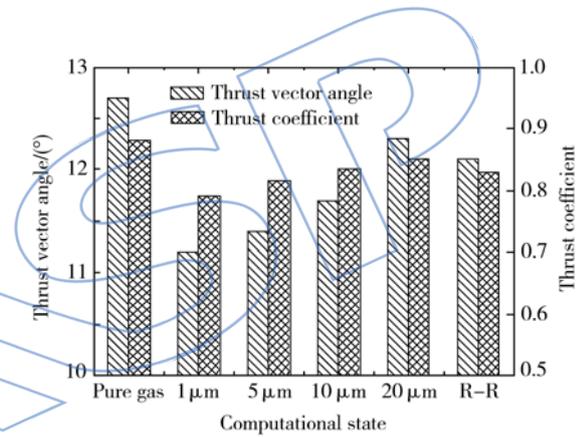


图 5 不同粒径分布条件下喷管推力矢量性能
Fig. 5 Thrust vector performance of nozzle under different particle diameter conditions

3.2 颗粒质量分数对喷管流动和性能的影响

图 6 为颗粒直径为 $10 \mu\text{m}$ 时, 不同颗粒质量分数条件下, 马赫数和压强沿轴线的分布对比情况. 如图所示, 马赫数和压强沿轴线的分布随颗粒质量分数增大而波动减弱, 马赫数的峰值随颗粒质量分数的增大逐渐减小, 出现的位置逐渐靠近喷管喉部. 压强波动的起始位置随颗粒质量分数的增大也逐渐靠近喉部, 波动后的峰值随颗粒质量分数的增大逐渐减小. 当颗粒质量分数为 30% 时, 马赫数和压强波动后的峰值均小于纯气相条件, 这说明颗粒质量分数越大, 流动阻力和压强损失越大.

图 7 所示为颗粒直径为 $10 \mu\text{m}$ 时, 不同颗粒质量分数条件下喷管推力矢量角和推力系数的对比情况. 纯气相流场条件下, 喷管的推力矢量角和推力系数最大; 在气固两相流场条件下, 喷管的推

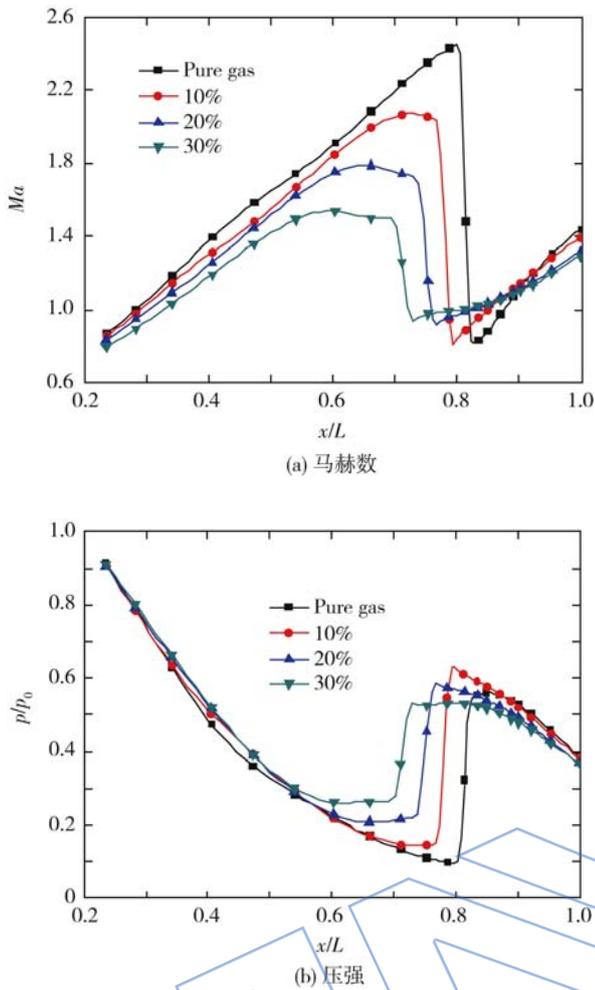


图6 颗粒直径为 10 μm 时马赫数和压强沿喷管轴线分布

Fig. 6 Mach number and pressure distribution along the axis of nozzle under particle diameter of 10 μm condition

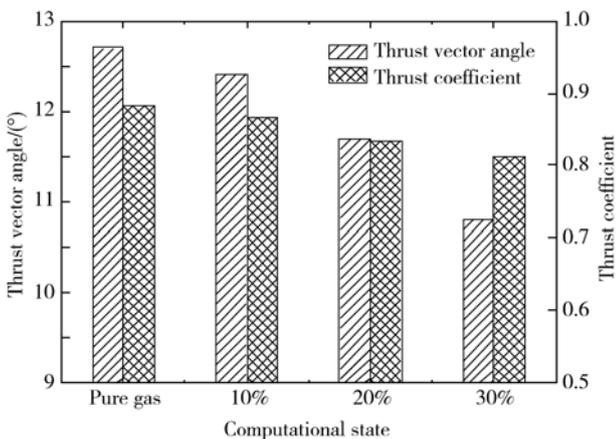


图7 不同颗粒质量分数条件下喷管推力矢量性能
Fig. 7 Thrust vector performance of nozzle under different mass fractions of particle condition

力矢量角和推力系数随着颗粒质量分数的增加而减小.这是因为颗粒的存在使流体的平均密度大为增加,从而导致主流流场的惯性增大,当次流气体喷入主流流场时,其膨胀受到的阻力更大,对主流的阻碍作用相对减弱,主流偏离轴向的角度也就响应减小.另外,颗粒质量分数的增加使气体的质量流量降低,因此,由气体产生的推力而得出的推力系数也就随颗粒质量分数的增加而逐渐减小.

4 结论

本文利用数值计算方法研究了固体火箭发动机燃气二次喷射推力矢量喷管气固两相内流场. Al/Al₂O₃ 颗粒的存在使喷管的流场结构和推力矢量性能较相同条件下的纯气相流场有了一定的改变.主要体现在以下几个方面:

- 1) 气固两相流场中弓形激波在喷管出口处的位置较纯气相流场更靠近喷管上壁面,颗粒直径越大,距离越近,弓形激波强度越大.
- 2) 在颗粒质量分数相同的条件下,颗粒直径越大,马赫数和压强沿喷管轴线的波动约大,相应的推力矢量角和推力系数越大.
- 3) 在颗粒直径相同的条件下,颗粒质量分数越大,马赫数和压强沿轴线波动越小,相应的推力矢量角和推力系数越小.

参考文献:

[1] 林飞,王根斌. 固体火箭发动机推力向量控制[M]. 北京:国防工业出版社,1981.

[2] Deere K A. Summary of fluidic thrust vectoring research conducted at NASA Langley Research Center[R]. AIAA 2003-3800,2003.

[3] Kowal H J. Advances in thrust vectoring and the application of flow-control technology[J]. Canadian Aeronautics and Space Journal,2002,48(2):145-151.

[4] 张相毅,王如根,徐学邈,等. 二元喷管流体矢量控制方案数值研究[J]. 航空动力学报,2007,22(9):1435-1438. ZHANG Xiangyi, WANG Rugen, XU Xuemiao, et al. Computational analysis of fluidic vector control concepts for binary nozzle[J]. Journal of Aerospace Power,2007,22(9):1435-1438. (in Chinese)

[5] 雷金春,金捷. 激波诱导轴对称气动矢量喷管流场数值模拟[J]. 航空动力学报,2008,23(9):1585-1590. LEI Jinchun, JIN Jie. Numerical simulation of flow-field for shock induced axisymmetric fluidic vectoring nozzle [J]. Journal of Aerospace Power,2008,23(9):1585-1590. (in Chinese)

[6] Erdem E, Kontis K, Albayrak K, et al. Numerical investigation of flowfield inside a conical rocket nozzle in the

- presence of transverse injection [R]. AIAA 2008-359, 2008.
- [7] 刘辉, 邢玉明. 激波诱导矢量喷管流场的数值模拟及试验[J]. 推进技术, 2011, 32(4): 544-549.
LIU Hui, XING Yuming. Computational and experimental analysis of the flow field in shock vector control nozzle[J]. Journal of Propulsion Technology, 2011, 32(4): 544-549. (in Chinese)
- [8] Najjar F M, Ferry J P, Haselbacher A, et al. Simulations of solid-propellant rockets: effects of aluminum droplet size distribution[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2006, 43(6): 1258-1270.
- [9] Ragini A, Kenneth K K. Numerical simulation of graphite nozzle erosion with parametric analysis[R]. AIAA 2010-6848, 2010.
- [10] 于勇, 刘淑艳, 张世军, 等. 固体火箭发动机喷管气固两相流动的数值模拟[J]. 航空动力学报, 2009, 24(4): 931-937.
YU Yong, LIU Shuyan, ZHANG Shijun, et al. Numerical simulation of gas-particle flow in nozzle of solid rocket motor[J]. Journal of Aerospace Power, 2009, 24(4): 931-937. (in Chinese)
- [11] Roe P L. Approximate riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes[J]. Journal of Computational Physics, 1997, 135(2): 250-258.
- [12] Menter F R. Two equation eddy viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA Journal, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [13] 周力行. 湍流气粒两相流动和燃烧的理论及数值模拟[M]. 北京: 清华大学出版社, 1991.
- [14] 刘辉, 邢玉明, 额日其太. 气体二次喷射矢量喷管三维流场计算[J]. 北京航空航天大学学报, 2009, 35(10): 1174-1178.
LIU Hui, XING Yuming, ERIQITAI. Computation of the three-dimensional flow field in secondary gas injection for thrust vectoring nozzle[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2009, 35(10): 1174-1178. (in Chinese)
- [15] Forder A, Thew M, Harrison D. A numerical investigation of solid particle erosion experienced within oilfield control valves[J]. Wear, 1998, 216(2): 184-193.