文章编号:1000-5773(2010)06-0415-08

突扩管爆轰推进及其喷管推力性能数值模拟*

张焕好,陈志华,孙晓晖,范宝春

(南京理工大学瞬态物理重点实验室,江苏南京 210094)

摘要:基于均相反应流 N-S 方程以及 k-ε 湍流模型与 EBU 燃烧模型,对爆轰波在突扩管内传播,以及主爆轰管加装不同形状喷管后对推力性能的影响进行了数值模拟。结果表明,爆轰波从预爆管进入主管后,能迅速诱发新的爆轰。另外,主管加装各类喷管后,单次爆轰所得的平均推力发生变化。其中,发动机端部推力随喷管收敛角度的增大而提高,并随扩张角度的增大而降低,但平均总推力却随扩张角度的增大而提高,随收敛角度的增大而降低,并存在一个最佳扩张角。

关键词:爆轰波;燃烧;推进;喷管形状

中图分类号:O381 **文献标识码**:A

1 引 言

脉冲爆轰发动机(Pulse Detonation Engine,PDE)与目前广泛应用的常规涡轮发动机相比,具有工质熵增低、燃烧效率高、并能有效提高比冲与推进效率的特点,它可在低速、超声速以及高超声速推进中应用[1-4]。但 PDE 在直管内完成可燃气体从点燃、爆燃到爆轰的转捩(Deflagration-to-Detonation Transition,简称 DDT)过程需要较长的管距,不利于满足结构紧凑以及重量等方面的要求。其解决方法主要是通过在管内加装障碍物来强化 DDT 过程,达到缩短爆轰管的目的[5-6],但对于大管,此方法仍不理想。近年来,开始采用预爆管(突扩管)的形式,在小管中通过易爆气体产生爆轰,再以预爆管中的爆轰波来诱发大管中的可燃介质来产生爆轰[7-9]。此外,由于爆轰波后面的气体具有高温、高压、高速的特点,如果采用简单的直管,爆轰波直接从管口喷出,其高温、高压气体蕴藏的巨大内能得不到充分利用。因此,可对爆轰管出口端进行改造,加装喷管使气体内能更有效地转换成发动机推力,从而提高发动机性能[10-12]。

PDE 喷管对其推力性能的影响非常复杂,它与喷管形状、长度膨胀比以及环境压力、管内状态等密切相关。国内外大多数研究表明,扩张喷管可提高比冲,但其脉冲频率较低;收敛喷管则能明显提高发动机性能[13]。然而,Mohanraj 等[14]对扩张喷管的研究表明,在 0.1 MPa 大气环境中,扩张率为 4 的扩张喷管会降低发动机性能。而 Daniau 等[15]通过实验研究了各类扩张喷管,结果表明,各类喷管均能提高发动机性能。Eidelman 等[16]通过数值模拟研究了几种收敛以及扩张喷管对发动机性能的影响。研究表明:在单次脉冲爆轰循环的情况下,各类喷管都会提高发动机的性能;在多次脉冲循环情况下,收敛喷管通过降低最大脉冲频率来获得明显的冲量增加,扩张喷管则能在维持最大脉冲频率的情况下得到更高的冲量。范玮等[17]实验研究了 3 类喷管(收敛、收扩和扩张)在脉冲爆轰发动机连续工作时对其推力性能增益的影响。结果表明,各种尾喷管均具有性能增益,其中收敛喷管增益最大。

* **收稿日期**:2009-10-13;**修回日期**:2010-03-19

基金项目:国家重点实验室基金(9140C3004050802);南京理工大学科技发展基金

作者简介:张焕好(1985—),女,博士研究生,主要从事计算燃烧与爆轰学研究. E-mail:zhanghuanhao9@163.com

通讯作者:陈志华(1967—),男,博士生导师,教授,主要从事爆炸力学研究. E-mail:chenzh@mail.njust.edu.cn

主爆轰管加装预爆管后，喷管形状对其推力性能的影响则因管内流场的复杂变化而显得更为复杂，因而迫切需要对此进行相关研究。本研究通过数值模拟的方法，基于 RANS 湍流均相反应 N-S 方程与 k-ε 湍流模型以及 EBU-Arrhenius 燃烧模型，研究了突扩管内爆轰波的传播过程，揭示了爆轰波传播过程的实质。同时，对主管安装各类喷管后、爆轰管内流动情况进行了数值模拟，并对比了直喷管和带不同形状喷管（收敛喷管和扩张喷管）对发动机单次循环平均推力等性能参数的影响。

2 数值模拟方法

2.1 控制方程

采用基于 RANS 湍流均相反应 Navier-Stokes 方程与 k-ε 湍流模型，其守恒方程通式为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varphi)+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j\varphi-\Gamma_\varphi\frac{\partial\varphi}{\partial x_j})=S_\varphi \tag{1}$$

其中

$$\varphi=[1,u_j,h,Y_1,k,\varepsilon],\qquad \Gamma_\varphi=\left[0,\mu_{\mathrm{eff}},\frac{\mu_{\mathrm{eff}}}{\sigma_h},\frac{\mu_{\mathrm{eff}}}{\sigma_{\mathrm{fu}}},\frac{\mu_{\mathrm{eff}}}{\sigma_k},\frac{\mu_{\mathrm{eff}}}{\sigma_\varepsilon}\right]$$

$$S_\varphi=\left\{0,-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}(\mu_{\mathrm{eff}}\frac{\partial u_j}{\partial x_i})-\frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\delta_{ij}(\rho k+\mu_{\mathrm{eff}}\frac{\partial u_k}{\partial x_k})\right],\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t}+R_{\mathrm{fu}}Q_{\mathrm{s}}+S_{\mathrm{h}},R_{\mathrm{fu}},G-\rho\varepsilon,C_1G\frac{\varepsilon}{k}-C_2\rho\frac{\varepsilon^2}{k}\right\}$$

式中：x、t 分别为空间和时间坐标；ρ、p、h、Y_1 分别为密度、压力、总焓、燃料质量分数；k 和 ε 分别为湍流动能和湍流动能耗散率；u_j 为 j 方向的速度分量；脚标 i、j、k 为求和约定；μ_{eff}、Q_{s}、R_{fu}分别为湍流有效粘性系数、反应热、时均燃烧速率；σ 为 Prandtl 数；源项 $S_{\mathrm{h}}=\tau_{ij}(\partial u_j/\partial x_j)$，$\tau_{ij}=\mu_{\mathrm{eff}}(\partial u_i/\partial x_j+\partial u_j/\partial x_i)-(2/3)\mu_{\mathrm{eff}}\partial u_k/\partial x_k$；$C_1$、$C_2$ 为常数；$\mu_{\mathrm{eff}}=\mu+\mu_{\mathrm{t}}$，$\mu_{\mathrm{t}}=C_{\mathrm{D}}\rho k^2/\varepsilon$；$C_{\mathrm{D}}$ 为经验常数；$G=(\partial u_i/\partial x_j)[\mu_{\mathrm{eff}}(\partial u_i/\partial u_j+\partial u_j/\partial u_i)-(2/3)\delta_{ij}(\rho k+\mu_{\mathrm{eff}}\partial u_k/\partial u_\varepsilon)]$，$\delta_{ij}$ 为克罗克符合。

假设管内燃烧反应主要包括层流反应机制和湍流脉动机制，选用 EBU-Arrhenius 燃烧模型，有时均反应率方程为

$$R_{\mathrm{fu}}=-\min(R_{\mathrm{fu,A}},R_{\mathrm{fu,T}}) \tag{2}$$

式中：$R_{\mathrm{fu,A}}=B\rho^2Y_1Y_2\exp(-E/RT)$，$R_{\mathrm{fu,T}}=C_{\mathrm{EBU}}\rho(\varepsilon/k)\min(Y_1,Y_2,Y_3)$；$Y_2$、$Y_3$ 分别为氧和燃烧产物的质量分数，B 为频率因子，E 为活化能，R 为普适气体常数，C_{EBU}为经验常数，通常取为 0.35～0.4。其数值计算方法已在文献[18]中详细描述，在此不再赘述。

2.2 计算模型

计算区域包括预爆轰管、主爆轰管及外流场 3 大部分，并采用二维轴对称模型。图 1 给出了其具体的物理模型。其中，预爆轰管的一端封闭，点火区的长度为 30 mm，内径为 12.7 mm，总长为 200 mm；主爆轰管的内径为 38.1 mm，总长为 428 mm。主管尾端所加装的喷管分别为直管、扩张角为 5°、15°的扩张喷管以及收敛角为 5°、15°的收敛喷管，这 4 种喷管示意图如图 2 所示。

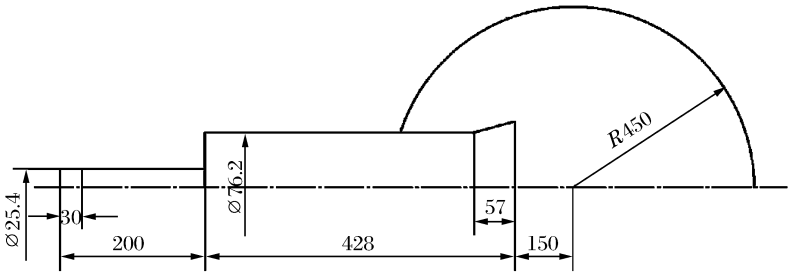


图 1 带喷管脉冲爆轰火箭发动机物理模型

Fig. 1 The physical model for PDE with nozzle

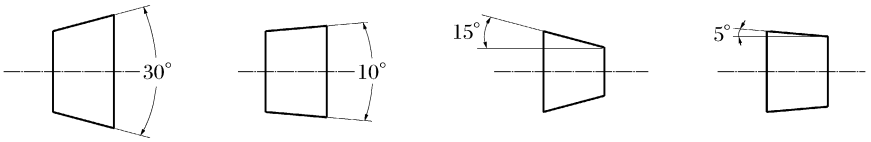


图 2　4 种喷管示意图

Fig. 2　Geometry of four nozzles

2.3　初始化条件

计算模型以管内充满当量比为 1∶1 的甲烷与氧气混合物为例,由于火焰在管内的燃烧传播时间很短,因此可取所有边界为绝热无滑移刚性壁面。初始点火时,火焰在突扩管小管封闭端矩形点火域内形成,假定其内部已有 50%的 CH_4 燃料消耗,点火区初始压力为 0.35 MPa,初始温度为 2 500 K,外边界层均为大气条件。

3　数值模拟结果及分析

3.1　爆轰波从预爆管到主管的传播

在预爆管(小管)封闭端点火后,化学反应所释放出的能量使周围可燃气体压力升高,形成燃气活塞,并进一步压缩未燃气体,产生系列压缩波。同时,在燃烧、流动与湍流之间的正反馈耦合作用下,使燃烧加速,最终诱导形成爆轰[18]。图 3 为不同时刻突扩管轴线上的压力分布曲线。由图 3 可知,t=60 μs 时,在距封闭端 0.12 m 处的预爆管内已形成稳定爆轰波并以速度 1 389 m/s 稳定传播。当爆轰波进入主管后,其压力峰值因管径的突然扩张而迅速下降(t=110 μs),随后迅速升高(t=130 μs)并趋于稳定(t=160 μs)。这表明,爆轰波进入主管后存在一个扩散、重新形成爆轰并趋于稳定的过程。

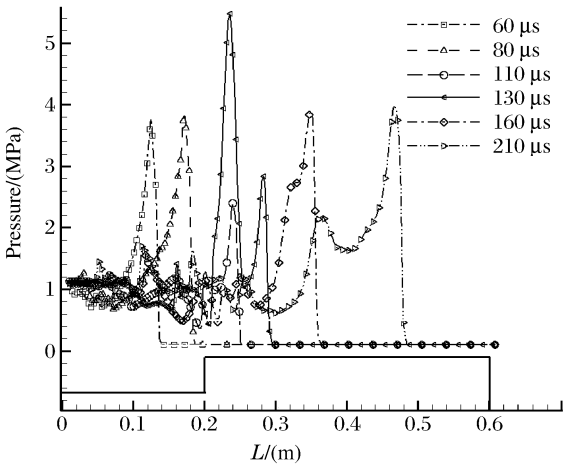


图 3　不同时刻突扩管轴线上的压力分布曲线

Fig. 3　Pressure distribution along the centerline of the sudden area change tube at different times

图 4 为爆轰波进入主管后,各时刻压力及密度等值线图。t=0.091 ms 时,爆轰波从预爆管喷出后,以球面波的形式向主管传播(图 4(a),t=0.091 ms)。同时,在出口处在斜压效应以及 Helmholtz 不稳定的作用下形成两对称涡旋(图 4(b),t=0.091 ms)。结果表明,爆轰波在主管左端壁面膨胀过程中强度有所减弱,在靠近壁面的部分区域化学反应脱离前导激波,因而在底壁面角落形成甲烷和氧气的高质量分数

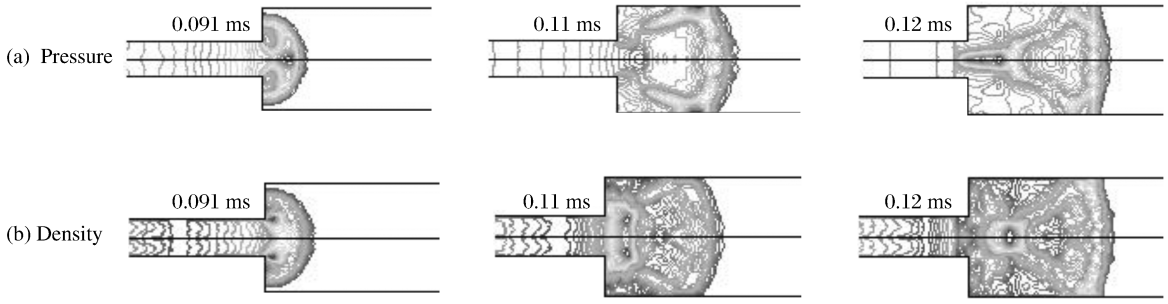


图 4　爆轰波进入主管后各时刻的压力与密度等值线图

Fig. 4　Pressure and density contours after the detonation wave transmitting into the main tube

分布区，并在此处出现局部爆轰熄火现象。随后前导激波与主管侧壁相碰并发生规则反射，反射激波向管中间传播，并与对称轴附近两对称涡旋相互作用(图 4(b)，$t=0.11$ ms)。当上、下反射激波在管轴线附近相遇时发生激波汇聚，加强了此处湍流强度，形成强激波并再次点燃可燃气体，压力的迅速回升(图 3，$t=130$ μs)成功诱导形成爆轰并继续向前传播。

3.2 不同形状喷管内流场变化

图 5 为不同时刻，加装不同类型喷管的流场压力等值线图，其中，图 5(a)和图 5(b)的扩张角度分别为 15°和 5°；图 5(c)为直管；图 5(d)和图 5(e)的收敛角度分别为 5°和 15°。由图 5(a)与 5(b)可知，当主管爆轰波传播到扩张喷管入口后，波阵面因膨胀发生弯曲，其弯曲程度随着扩张角度的增加而加剧，且爆轰波强度在膨胀过程中不断减弱。对于直管，爆轰波在管内传播过程中不发生弯曲，最终以欠膨胀射流向外喷射。然而，随着喷管收敛角的增加(图 5(d)与图 5(e))，爆轰波在收敛管口的反射汇聚强度加大，导致压力增加，传播速度减小，形成复杂的流场结构。

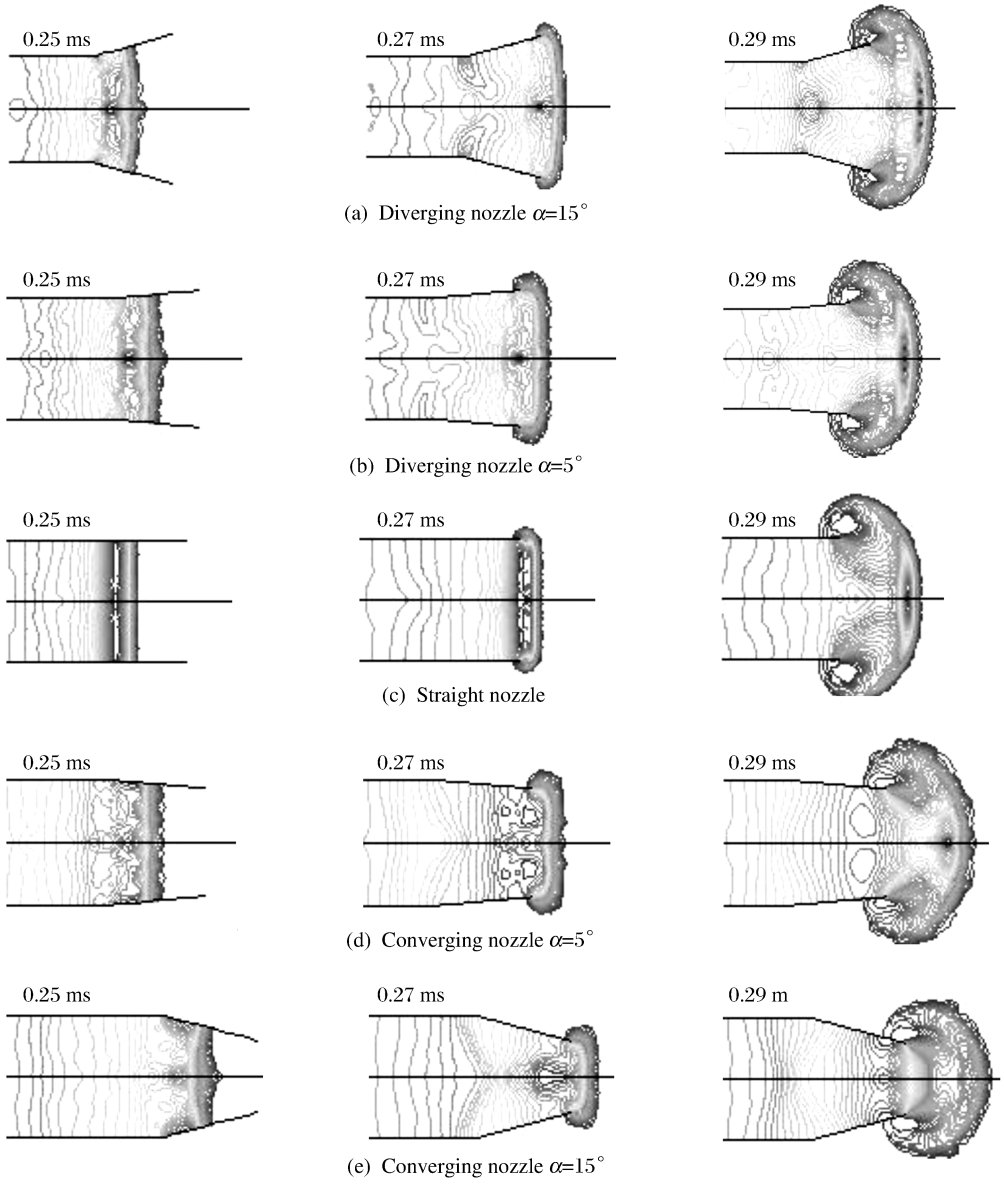
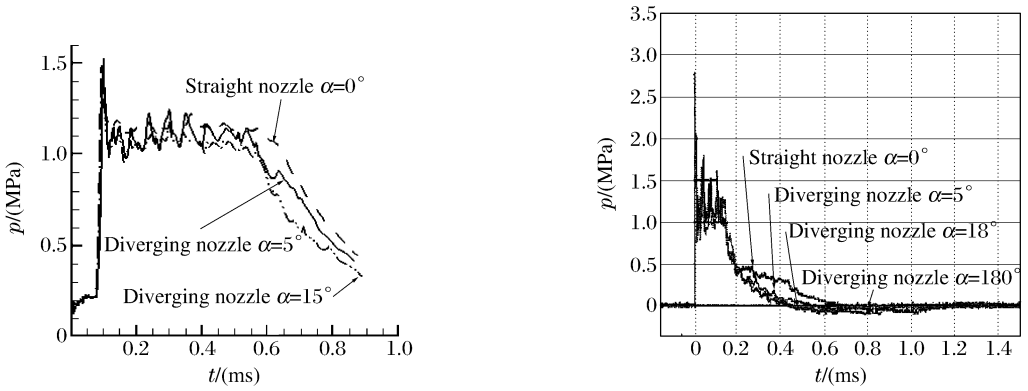


图 5 各时刻不同类型喷管流场压力等值线图

Fig. 5 Temporal evolution of pressure contours for different nozzles

3.3　不同形状喷嘴对推力的影响

图 6(a)与图 6(b)分别为计算和实验[15]所得的发动机端部压力随时间的变化曲线,从图 6 可见,两者具有相似的压力分布曲线。对于突扩管的爆轰推进,由于预爆管点燃区的初始压力较低($p_0=0.35$ MPa),因此推力壁上的初始压力值较低(图 6(a))。当爆轰波进入主管后($t=0.09$ ms),波后高压气体作用在主管推力壁上,使得端部推力壁上的平均压力出现突跃上升,随后因管内波系的反射与相互作用,管端部压力出现小幅度脉动($t=0.1\sim0.6$ ms)。

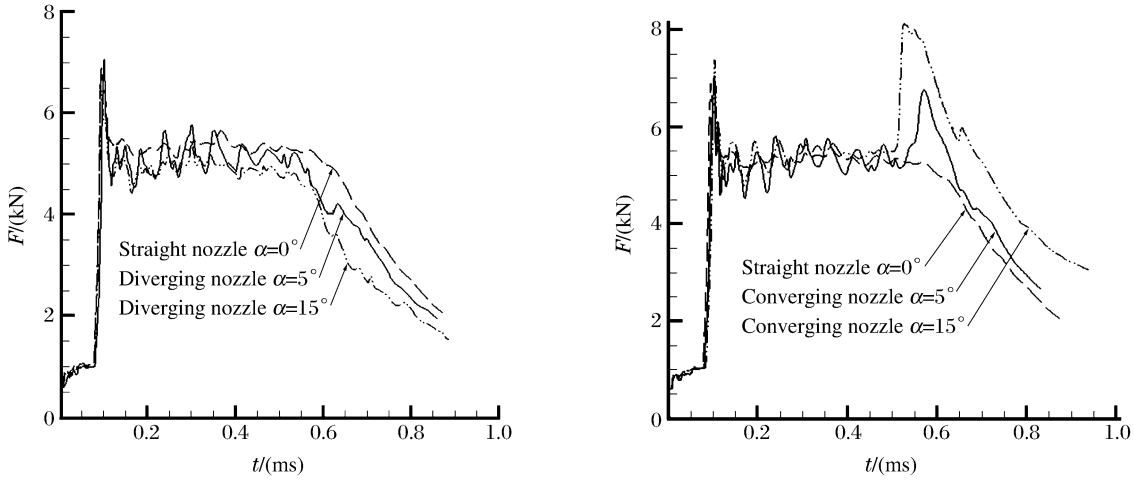


(a) Sudden area change tube (computational results)　　(b) Straight tube (experimental results[15])

图 6　发动机端部压力随时间的变化曲线

Fig. 6　Head-end pressure histories of the PDE

图 7(a)与图 7(b)分别为加装扩张与收敛喷管后,发动机端部推力随时间的变化曲线。本研究端部推力定义为突扩管(主管与预爆管,不包括喷管端面)端部内表面在某时刻的压力与面积的乘积。可知,在 $t=0.5$ ms 之前,加装各类喷管,其端部推压随时间的分布规律基本相同。此后,直管与扩张喷管的端部推力随着爆轰波在外流场的发展而下降,且下降速度随扩张角度的增加而加快,见图 7(a)。而对于收敛喷管,其端部推力则因喷管的激波反射而出现先上升后下降的现象,见图 7(b),且随收敛角度的增加,端部推力升高幅值加大。

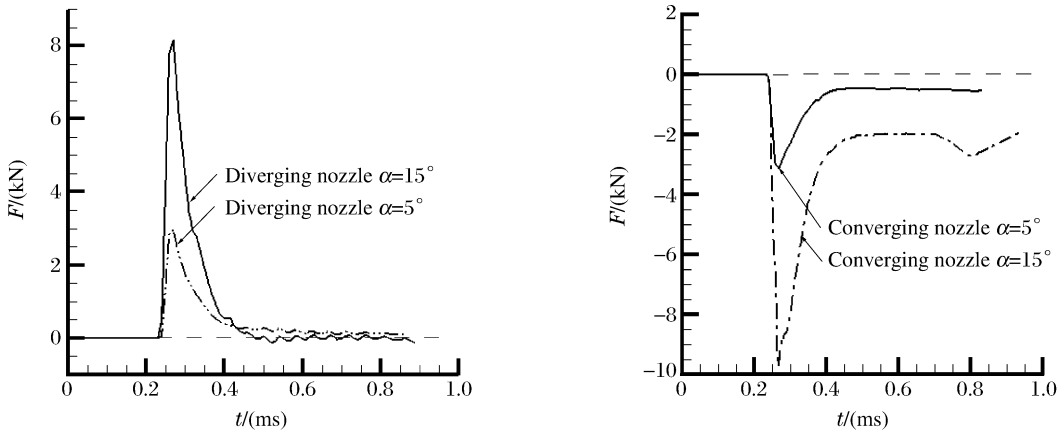


(a) Diverging nozzle　　(b) Converging nozzle

图 7　发动机端部推力随时间的变化曲线

Fig. 7　Head-end thrust histories for engine

本研究发动机总推力定义为某时刻预爆管、主管及喷管内、外表面所受推力在轴向之和。喷管的存在相当于增加了发动机的受力面积，因而其对总推力的影响较大。图 8 为扩张与收敛喷管轴向推力随时间的变化曲线。从图 8 可见，加装扩张喷管可产生正向推力，且推力(喷管表面压力水平方向的投影)随扩张角度的增加而增大，见图 8(a)，但主管内的压力降低速度较快。而收敛喷管本身受力对推力的影响则与扩张喷管相反，随着收敛角度的增加其负推力增大，见图 8(b)，但收敛喷管使主管内压力增大，见图 7(b)。

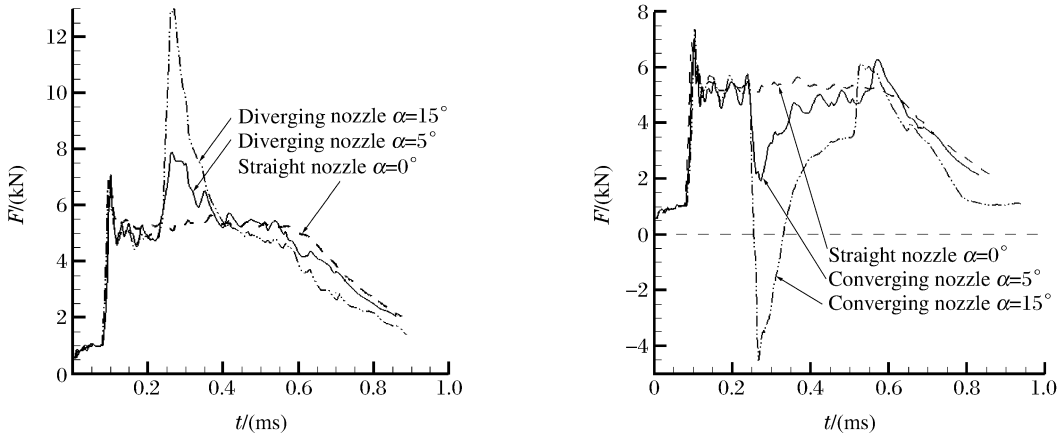


(a) Diverging nozzle (b) Converging nozzle

图 8 喷管受力随时间的变化曲线

Fig. 8 Thrust histories for various nozzles

扩张与收敛喷管对发动机总推力的影响如图 9 所示。由图 9 可见，对于单次爆轰，喷管本身产生的推力对总推力的影响大于其管内压力变化所带来的影响。对于扩张喷管，因喷管产生的正推力会使总推力在 $t=0.25\sim0.38$ ms 期间出现上升(图 9(a))，而收敛喷管则因喷管本身产生的负推力却让发动机总推力在 $t=0.25\sim0.50$ ms 期间出现下降(图 9(b))。当收敛角为 15°时，发动机总推力会出现短暂($t=0.26\sim0.34$ ms)的负值。以上结果与文献[19]中的图 9 具有相同的发展趋势。

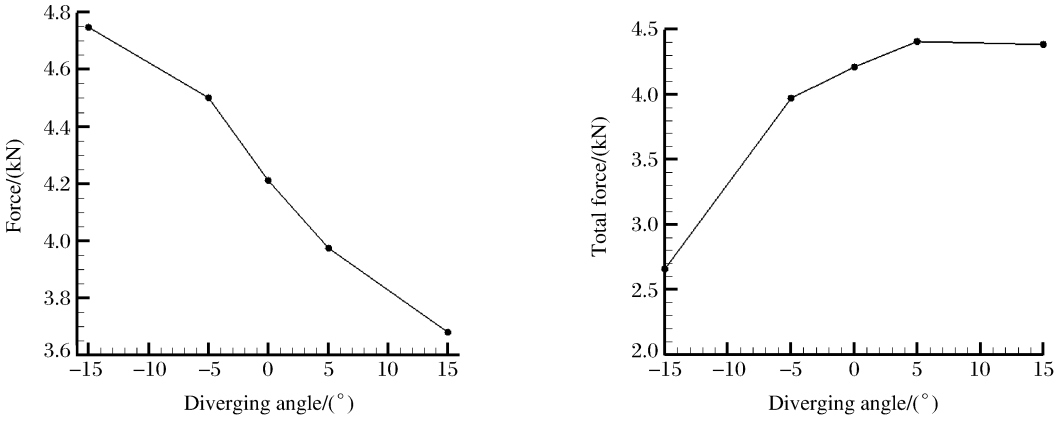


(a) Diverging nozzle (b) Converging nozzle

图 9 发动机总推力随时间的变化曲线

Fig. 9 Total thrust histories of the engine with various nozzles

图 10 为单次爆轰条件下发动机端部与总平均推力随喷管角度的变化情况。图 10(a)和图 10(b)分别为图 7 与图 9 中各曲线上推力的时间平均值。从图 10 可见,端部平均推力随扩张角的增大而降低,并随收敛角的增大而增加。然而,发动机平均总推力则随收敛角度的增大而降低,并随扩张角度的增大而增加,但当扩张角度大于某个值时开始出现稍微下降,因而存在一个最佳扩张角度。



(a) Average head-end thrust　　(b) Average total thrust

图 10　发动机平均推力随喷管角度的变化曲线

Fig. 10　Variaition of average thrust with different angles of nozzle

4　结　论

基于湍流均相反应 N-S 方程、k-ε 湍流模型与 EBU-Arrhenius 燃烧模型,对加装预爆管(突扩管)的脉冲爆轰发动机内部爆轰波的传播以及喷管对发动机推力性能的影响进行了数值模拟。结果表明,对突扩管爆轰发动机,爆轰波从预爆管传入主管后,能迅速诱发新的爆轰,且在进入主管过程中,因波后高压气体在主管推力壁上的作用,使发动机端部推力得到迅速增加。对于单次脉冲爆轰,在主管后加装扩张喷管,增加了发动机轴向的受力面积,从而使得发动机总体推力较无喷管时有所增加,但却加快主管内的压力下降速度。而加装收敛喷管,虽然爆轰波的反射汇聚,会导致管内压力升高,从而可提高发动机端部平均推力,但由于激波汇聚形成的高压气体作用在喷管内壁形成较大的反向推力,因而使得发动机的总推力下降,其下降幅度与喷管收敛角度相关。另外,发动机平均总推力随扩张角度的增大而增加,并存在最佳扩张角度,使其平均推力最大。

References:

[1] Bussing T, Pappas G. An Introduction to Pulse Detonation Enignes [R]. AIAA 94-0263, 1994.

[2] Eidelman S. Pulse Detonation Engine: A Status Review and Technology Development Road Map [R]. AIAA 97-2740, 1997.

[3] Kailasanath K. A Review of PDE Research-Performance Estimates [R]. AIAA 2001-0474, 2001.

[4] Roy G D, Frolov S M, Borisov A A, et al. Pulse Detonation Propulsion: Challenges, Current Status, and Future Perspective [J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2004, 30: 545-672.

[5] New T H, Panicker P K, Lu F K, et al. Experimental Investigations on DDT Enhancements by Schelkin Spirals in a PDE [R]. AIAA, 2006-552, 2006.

[6] Frolov S M, Semenov I V, Utkin P S, et al. Enhancement of Shock-to-Detonation Transition in Channels with Regular Shaped Obstacles [A]//21st ICDERS [C]. Poitiers, France, 2007.

[7] Li C, Kailasanath K. Detonation Diffraction in Pulse Detonation Engines [R]. AIAA 2000-3470, 2000.

[8] Han Q X, Wang J H. Investigation on Characteristics of Detonation Wave Propagation in Tubes with Different Diameter [J]. Journal of Aerospace Power, 2005, 20(2): 225-229. (in Chinese)
韩启祥,王家骅. 预混气爆震波在不同直径管间的传播特性 [J]. 航空动力学报, 2005, 20(2): 225-229.
[9] Nikitin V F, Dushin V R, Phylippov Y G, et al. Pulse Detonation Engines: Technical Approaches [J]. Acta Astronautica, 2009, 64: 281-287.
[10] Kailasanath K. A Review of Research on Pulse Detonation Engine Nozzles [R]. AIAA 2001-3932, 2001.
[11] Tangirala V E, Dean A J. Performance Estimations of a Pulse Detonation Engine with Exit Nozzle [R]. AIAA 2006-4792, 2006.
[12] Li M, Yan C J, Zheng L X, et al. Experimental Investigation on Pulse Detonation Engine Nozzles [J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2006, 20(3): 13-17. (in Chinese)
李 牧,严传俊,郑龙席,等. 脉冲爆震发动机喷管实验研究 [J]. 实验流体力学, 2006, 20(3): 13-17.
[13] Eidelman S, Yang X. Analysis of the Pulse Detonation Engine Efficiency [R]. AIAA 1998-3877, 1998.
[14] Mohanraj R, Merkle C L. A Numerical Study of Pulse Detonation Engine Performance [R]. AIAA 2000-0315, 2000.
[15] Danieu, Z R, Desbordes D. Effects of Nozzles of Different Length and Shape on Propulsive Performance of Pulsed Detonation Engines [A]//International Colloquium on the Control of Detonation Processes [C]. Moscow, 2000.
[16] Eidelman S, Yang X. Analysis of the Pulse Detonation Engine Efficiency [R]. AIAA 1998-3877, 1998.
[17] Fan W, Yan C J, Li Q, et al. Experiment on Pulse Detonation Rocket Engines [J]. Journal of Propulsion Technology, 2006, 27(5): 385-389. (in Chinese)
范 玮,严传俊,李 强,等. 脉冲爆震火箭发动机试验 [J]. 推进技术, 2006, 27(5): 385-389.
[18] Chen Z H, Fan B C, Li H Z. Numerical Simulation of the Flame Acceleration for Homogeneous Turbulent in a Large Tube [J]. Explosion and Shock Waves, 2003, 23(4): 337-342. (in Chinese)
陈志华,范宝春,李鸿志. 管内均相湍流燃烧加速的数值模拟 [J]. 爆炸与冲击, 2003, 23(4): 337-342.
[19] Owens Z C, Hanson R K. Unsteady Nozzle Design for Pulse Detonation Engines [R]. AIAA 2005-3649, 2005.

Numerical Simulations on the Thrust Performance of Nozzles and Detonation Propulsion of a Sudden Area Change Tube

ZHANG Huan-Hao, CHEN Zhi-Hua, SUN Xiao-Hui, FAN Bao-Chun

(*Science and Technology on Transient Physics Laboratory, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing* 210094, *China*)

Abstract: Based on the homogenous fluid reaction N-S equations, the k-ε turbulent model and the EBU combustion model, the propagation of detonation wave in a sudden area change tube and the influences on the thrust performance of the main tube with different nozzles were investigated. Our results show that, a new detonation can be initiated promptly when the detonation wave of the pre-detonator injects into the main tube. In addition, with the mount of nozzle, the average thrust of single detonation varies. The head-end thrust increases with the raise of the contracting angle of nozzle, and decreases with the raise of its diverging angle. But the average total thrust increases with the diverging angle, and decreases with the raise of converging angle. There also exists an optimal diverging angle which can generate maximum average total thrust.

Key words: detonation wave; combustion; propulsion; nozzle shape