

DOI: 10.19527/j.cnki.2096-1642.0888

超燃冲压发动机喷管推力性能理论预测

韩信^{1,2}, 张子健^{1,3}, 马凯夫^{1,2}, 刘云峰^{1,2}

(1. 中国科学院力学研究所, 北京 100190;
2. 中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049;
3. 香港理工大学航空工程跨领域学部, 中国香港 999077)

Theoretical Prediction on the Nozzle Thrust of Scramjets

HAN Xin^{1,2}, ZHANG Zi-jian^{1,3}, MA Kai-fu^{1,2}, LIU Yun-feng^{1,2}

(1. Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;
2. School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;
3. Interdisciplinary Division of Aeronautical and Aviation Engineering, The Hong Kong Polytechnic University, Hong Kong 999077, China)

摘要: 超燃冲压发动机发展 60 多年来, 虽然取得了很大的进步, 但是对其推力大小的理论评估是一个没有很好解决的问题. 超燃冲压发动机的推力主要由喷管产生, 因此重点研究了喷管的推力特性. 将燃烧室出口参数作为喷管入口边界条件, 利用等熵膨胀理论, 通过对喷管壁面压力积分, 得到了简化的无量纲推力公式, 获得了影响推力大小的关键参数和物理规律. 理论分析表明, 对于给定的喷管, 超声速燃烧对于提高推力是有利的. 提高推力的主要途径就是提高燃烧气体的压力. 理论分析结果与数值结果吻合比较好, 证明了理论分析的准确性.

关键词: 超燃冲压发动机; 推力; 喷管; 等熵膨胀理论; 理论分析

中图分类号: V235.21

文献标志码: A

Abstract: A big progress has been made for scramjets in the past 60 years. However, whether it has enough thrust or not is not clear to date. In this paper, the thrust performance of the nozzle was analysed by using the isentropic expansion theory, because the thrust is mostly produced by the nozzle in scramjets. The parameters in the combustor were used as the boundary conditions. A dimensionless thrust equation was obtained by integrating the pressure along the nozzle wall. The key parameters and physical laws governing the thrust performance were discussed. The analysis results show that the supersonic combustion is good for producing higher thrust. The main way to get heavy thrust is to increase the combustion static pressure in the combustor. The analysis results are in good agreement with CFD results, which demonstrates its correctness.

Keywords: scramjets; thrust; nozzle; isentropic expansion theory; theoretical analysis

引言

超燃冲压发动机概念自提出以来, 有 60 多年研究历史 (1958—2020 年), 取得了很大的进展^[1-9]. 但是, 如何评估超燃冲压发动机的推力性能是一个难题. 美国 X-43A 氢燃料超燃冲压发动机 $Ma = 7$ 的飞行试验虽然只进行了 11 s, 但测得有加速度, 然而 $Ma = 9.8$ 的飞行试验则未能测得明显的

加速度^[10], 说明 Mach 数越高, 净推力越难获得. 美国空军 X-51A 碳氢燃料冲压发动机的第 1 次飞行试验虽然运行时间达 200 s, 但是没有达到从 $Ma = 4.75$ 加速到 $Ma > 5$ 的预计目标. 第 4 次飞行试验虽然获得成功, 但是最终只加速到 $Ma = 5.1$. 飞行试验结果说明, 碳氢燃料超燃冲压发动机比氢燃料超燃冲压发动机更难获得净推力.

收稿日期: 2020-11-30; 修回日期: 2020-12-14

基金项目: 国家自然科学基金 (11672312)

第一作者简介: 韩信 (1996-) 男, 硕士, 主要研究方向为爆轰、激波诱导燃烧. E-mail: hanxin@imech.ac.cn

通信作者简介: 刘云峰 (1971-) 男, 高工, 主要研究方向为激波与爆轰物理、激波风洞. E-mail: liuyunfeng@imech.ac.cn

引用格式: 韩信, 张子健, 马凯夫, 等. 超燃冲压发动机喷管推力性能理论预测[J]. 气体物理, 2022, 7(1): 1-8.

Citation: Han X, Zhang Z J, Ma K F, et al. Theoretical prediction on the nozzle thrust of scramjets[J]. Physics of Gases, 2022, 7(1): 1-8.

除了数值模拟和试验测量手段以外,对超燃冲压发动机的推力性能进行理论分析和评估,找出影响推力的关键参数和物理规律就显得格外重要.目前主要有两类分析方法,第一类方法是基于 Tsien 等在 1949 年提出的一维加热管流理论^[11]. Birzer 等发展了氢燃料超燃冲压发动机燃烧室准一维模型^[12], O'Brien 等发展了有限化学反应速率的准一维模型,可以预测燃烧室内的压力分布^[13], Vanyai 等开展了超燃冲压发动机理想燃烧过程的理论分析^[14]. 第二类方法是基于 Riggins 等提出的推力势分析方法^[15-16]. Sislian 等利用该方法分析了激波诱导燃烧冲压发动机的推力性能^[17-20],但是该方法也只能给出定性的结果.

超燃冲压发动机的燃烧室一般是等截面的,燃烧后的流动仍然保持超声速流动. 喷管采用扩张型喷管,推力主要由高温高压的燃烧气体在尾喷管中膨胀做功产生. 在本文中,利用气体动力学等熵膨胀理论,对理想气体在喷管中的膨胀做功过程进行了分析,通过对喷管壁面的压力积分得到发动机的推力,提出无量纲推力的理论表达式. 通过理论表

达式可以明显地发现影响发动机推力的关键参数和物理规律. 与以前准一维理论研究方法不同的是,本研究的特点是将超燃冲压发动机的燃烧室与喷管分离,把燃烧室出口参数作为理论分析的边界条件,得到一般化的物理规律.

1 理论分析

图 1 给出了亚燃冲压发动机和超燃冲压发动机的工作原理图^[21]. 对于亚燃冲压发动机,超声速气流经过进气道减速后,变成亚声速气流,在燃烧室内燃烧,产生高温高压燃烧产物. 高温高压燃烧产物经过 Laval 喷管膨胀,产生推力. 亚燃冲压发动机有两个推力部件,一是燃烧室,二是尾喷管. 对于超燃冲压发动机,超声速气流经过进气道减速后,仍然保持超声速流动,在燃烧室内燃烧产生高温高压气体,经过喷管膨胀产生推力. 由于高温高压燃烧产物仍然是超声速的,超燃冲压发动机的喷管是扩张型喷管. 隔离段和燃烧室几乎是等截面的,因此,超燃冲压发动机只有尾喷管一个推力部件.

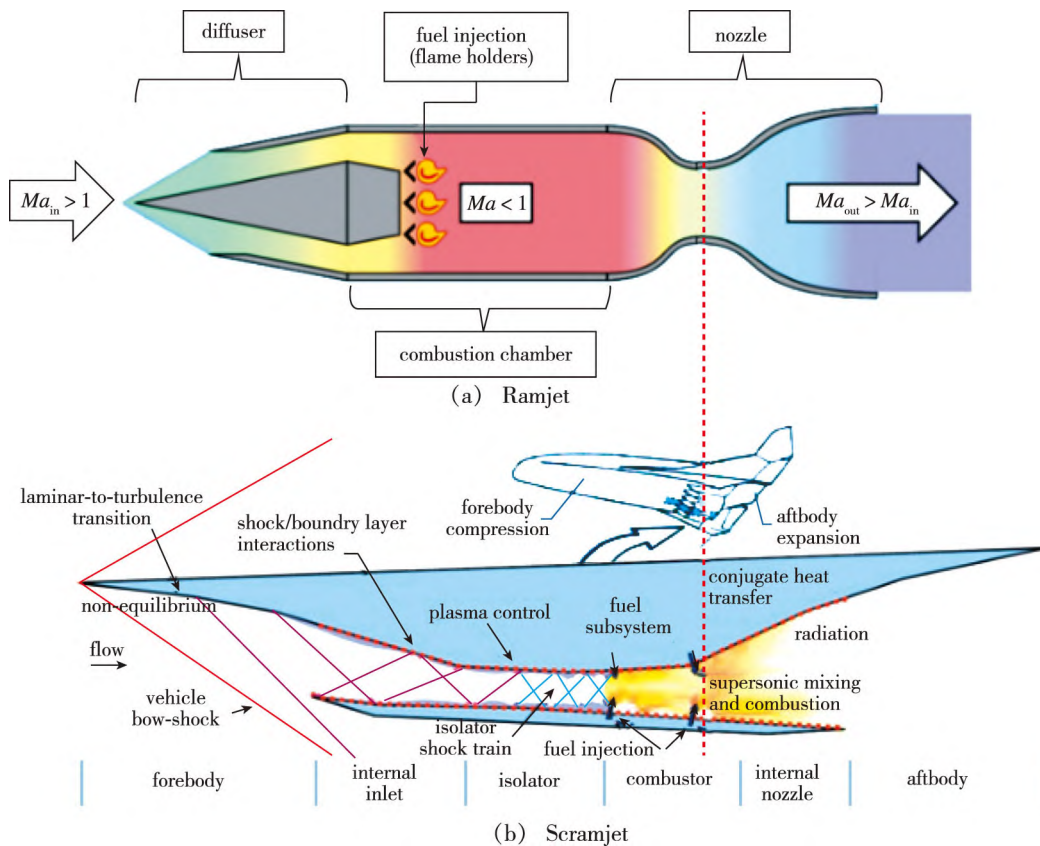


图 1 亚燃冲压发动机和超燃冲压发动机的示意图^[21]

Fig. 1 Schematics of ramjet and scramjet^[21]

与亚燃冲压发动机相比, 超燃冲压发动机只有尾喷管一个推力部件, 因此, 只须研究尾喷管的流动特征即可得到发动机的推力性能. 二者的不同在于, 亚燃冲压发动机的燃烧产物是从 $Ma = 1$ 开始膨胀, 而超燃是从 $Ma > 1$ 开始膨胀. 因此, 超燃冲压发动机燃烧产物的 Mach 数是影响推力性能的一个关键参数. 由于推力主要是由喷管壁面的压力积分产生, 因此, 喷管入口的静压是影响推力的另一个关键参数. 接下来, 利用理想气体等熵膨胀关系式推导得到超燃冲压发动机尾喷管推力的无量纲关系式.

对于 Laval 喷管中的理想气体等熵膨胀过程, 气体压力和喷管面积随喷管出口 Mach 数的变化关系式分别见式(1)和(2)

$$\frac{p}{p_0} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (1)$$

$$\frac{A^*}{A} = \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} Ma \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2\right)^{-\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (2)$$

其中, Ma 是喷管出口 Mach 数, p 和 p_0 分别是静压和总压, A 和 A^* 分别是喷管出口截面积和喉道截面积, γ 是比热比.

对喷管壁面压力进行积分, 得到无量纲推力

$$\frac{F^*}{p^* A^*} = \left(\gamma Ma + \frac{1}{Ma}\right) \cdot \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2\right) \right]^{-\frac{1}{2}} - \gamma - 1 \quad (3)$$

其中, F^* 是特指气体从喉道 ($Ma = 1$) 开始膨胀产生的推力, $p^* A^*$ 是喷管喉道的静压和面积的乘积, Ma 是喷管出口 Mach 数, γ 是气体比热比.

式(3)的计算结果见图 2, 从图 2 可以看出, 无量纲推力随喷管出口 Mach 数的增加呈先增加后趋于平缓的趋势. 当喷管出口 Mach 数较高时, 即 $Ma > 5$ 时, 无量纲推力超过 80%, 继续增加喷管出口 Mach 数, 无量纲推力变化缓慢. 此时, 继续增大喷管尺度, 不但无量纲推力增加不大, 反而会急剧增加喷管的体积和重量.

对于超燃冲压发动机, 因为高温高压的燃烧气体是从 $Ma > 1$ 开始膨胀, 因此, 根据式(3)推导得到的无量纲推力见式(4)

$$\frac{F}{p^* A^*} = \left(\gamma Ma_2 + \frac{1}{Ma_2}\right) \cdot \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma_2^2\right) \right]^{-\frac{1}{2}} -$$

$$\left(\gamma Ma_1 + \frac{1}{Ma_1}\right) \cdot \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma_1^2\right) \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (4)$$

其中, F 是超燃冲压发动机喷管产生的推力, Ma_1 和 Ma_2 分别是超燃冲压发动机喷管入口和出口的 Mach 数.

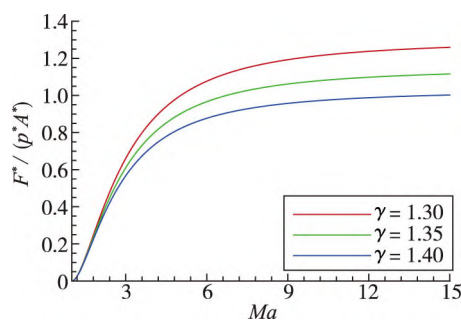


图 2 无量纲推力与喷管出口 Mach 数的关系曲线
Fig. 2 Relationship between dimensionless thrust and Mach number at nozzle outlet

对于一个给定的喷管, 求解式(4)须知道 Ma_2 . 假设是等熵膨胀, 那么 Ma_2 是 Ma_1 和喷管面积比 A_2/A_1 的函数, 见式(5)

$$Ma_2 = f\left(Ma_1, \frac{A_2}{A_1}\right) \quad (5)$$

因为推导过程中存在一个隐函数, 式(5)无法给出显式的解析解, 但是可以通过数值方法求解.

式(4)给出的推力是通过喷管喉道参数 $p^* A^*$ 进行无量纲化的. 在实际工程应用中, 须用燃烧室出口参数或喷管入口参数 $p_1 A_1$ 进行无量纲化, 二者关系见式(6)

$$p^* A^* = Ma_1 \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma_1^2\right) \right]^{\frac{1}{2}} p_1 A_1 \quad (6)$$

在实际的工程应用中, 发动机的喷管尺度是固定不变的, 而燃烧室出口或喷管入口的 Mach 数是变化的. 用数值方法对 $A_2/A_1 = 5, 10, 15, 20, 25$ 的无量纲推力进行了求解, 求解结果见图 3. 上述面积比大约对应理想气体 Laval 喷管 $Ma = 3, 4, 4.5, 4.7, 5$ 的状态, 基本覆盖了超燃冲压发动机喷管的尺度范围. 注意: 图 3 中的推力是用喷管入口参数 $p_1 A_1$ 进行无量纲化的.

从图 3 中可以看出几个明显的流动规律. 首先, 对于固定的喷管面积比, 无量纲推力随着 Ma_1 的增加, 先增加而后趋于平缓, 到 $Ma_1 = 2$ 时, 变化

非常缓慢. 这是因为 Ma_1 不同, 导致喷管 Ma_2 不同, 无量纲推力发生变化. 其次, 随着喷管面积比的增大, 无量纲推力增大, 但是趋于收敛. 当 $A_2/A_1 > 15$ 以后, 变化很小, 此时对应的大约是 Laval 喷管 $Ma = 4.5$ 的状态, 从图 1 已知, 此时已经获得了大于 80% 的无量纲推力. 继续增大面积比, 无量纲推力增加不大.

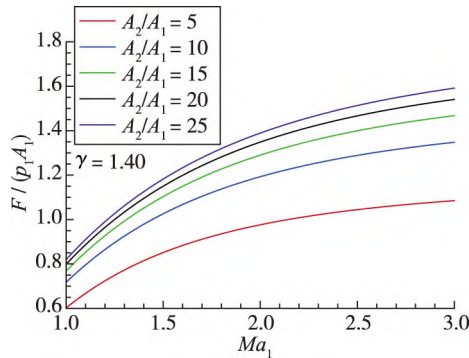


图 3 超声速燃烧喷管产生的无量纲推力与入口 Mach 数的关系

Fig. 3 Relationship between dimensionless thrust and inlet Mach number for supersonic combustion nozzles

为了得到更直观的理论公式, 对式(3)和(6)的理论求解结果进行拟合(假设 $\gamma = 1.3$), 得到拟合公式, 拟合曲线见图 4 和 5, 拟合公式见式(7)和(8), 最终得到拟合后的无量纲推力式(9)和(10).

$$\frac{F^*}{p^* A^*} = 0.744 \ 6 \ln Ma - 0.132 \quad (7)$$

$$p^* A^* = 0.883 \ 5 Ma_1^{1.533 \ 9} p_1 A_1 \quad (8)$$

$$\frac{F}{p^* A^*} = 0.744 \ 6 \ln \left(\frac{Ma_2}{Ma_1} \right) \quad (9)$$

$$\frac{F}{p_1 A_1} = 0.657 \ 8 Ma_1^{1.533 \ 9} \ln \left(\frac{Ma_2}{Ma_1} \right) \quad (10)$$

从式(10)可以明显看出, 超燃冲压发动机的无量纲推力主要受两个参数影响, 一是喷管入口 Mach 数, 随着 Mach 数的增大, 对发动机的无量纲推力是有利的, 说明高 Mach 数超燃冲压发动机和斜爆轰冲压发动机在推力性能方面是有一定优势的. 二是喷管出口和入口 Mach 数的比值 Ma_2/Ma_1 , 可以看出, Mach 数比值越大, 相当于喷管尺度越大, 喷管产生的推力越大. 但是, 在工程应用中, 发动机的喷管尺度是固定不变的, 因此这一项的变化不是很大. 最后, 从式(10)还可以看出, 为了提高超燃冲压发动机的绝对推力, 主要途径就是提高燃烧产物的静压 p_1 .

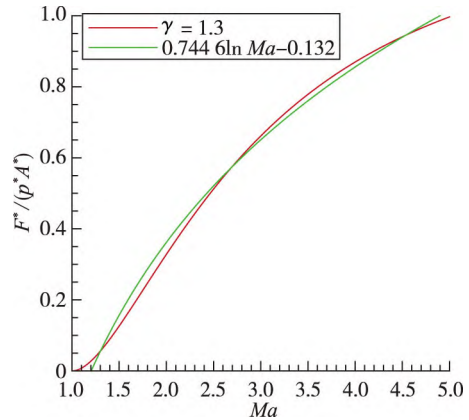


图 4 喷管无量纲推力的拟合结果

Fig. 4 Exact solution and fitting curve of dimensionless thrust

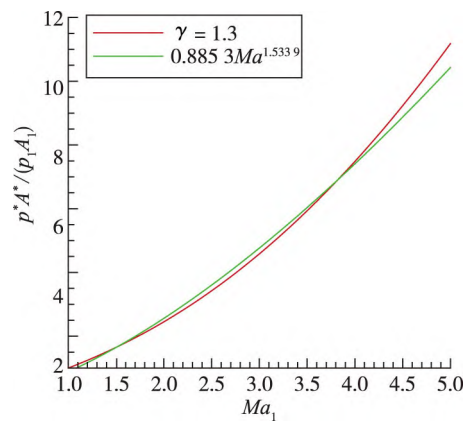


图 5 喷管喉道参数与出口参数的关系

Fig. 5 Exact solution and fitting curve of critical parameters

2 数值算例验证

开展了斜爆轰冲压发动机的数值模拟研究, 用数值模拟结果对上述理论分析结果进行验证, 这里只简要介绍数值模拟, 具体结果详见文献[22-26, 29]. 图 6 给出的是发动机模型图, 图 7 是发动机的三维立体图. 发动机采用二维结构, 总长度为 2.2 m, 高度为 0.55 m, 宽度为 0.5 m. 进气道为一级进气道, 压缩角度为 15° , 长度为 1.6 m. 燃烧室是等截面的, 长度为 410 mm, 高度为 76.5 mm, 向下倾斜 15° . 尾喷管长度是 400 mm, 单边膨胀 15° , 面积比为 2.4. 在进气道前缘处用 3 个小支板实现氢气燃料的喷射和混合过程, 在燃烧室入口处留有边界层抽吸缝.

采用 CFD++ 软件进行数值模拟研究, 控制方程采用带化学反应的 Reynolds 平均的 N-S 方程 (RANS), 湍流模型采用 SST $k-\omega$ 全湍流模型^[27], 化学反应模型采用 9 组分 19 步反应的基元反应模

型^[28]. 数值方法、湍流模型以及化学反应模型的合理性在之前的论文中已有详细的说明^[22, 24, 29], 本文不再赘述. 为了节省运算时间, 将整个计算域划分为两部分. 对于进气道中的燃料喷射和混合问题, 采用三维数值模拟. 由于燃烧室是二维矩形燃烧室, 因此, 对于燃烧室内的燃烧过程, 采用二维数值模拟, 其网格如图 8 所示, 网格总数约 3×10^6 , 入口参数从三维数值模拟结果中提取. $Ma = 7.0$, 总温是 3 372 K, 总压是 2.26 MPa. 氢气喷口 Mach 数为声速, 总温 300 K, 总压是 2.4 MPa, 平均当量比为 1.2. 壁面采用无滑移等温壁面边界条件, 壁面温度是 300 K.

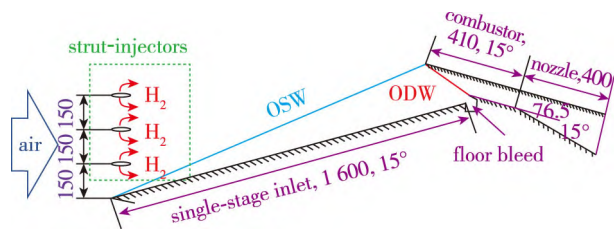


图 6 斜爆轰发动机示意图 (单位: mm)
Fig. 6 Schematic of the ODE (dimension in mm)

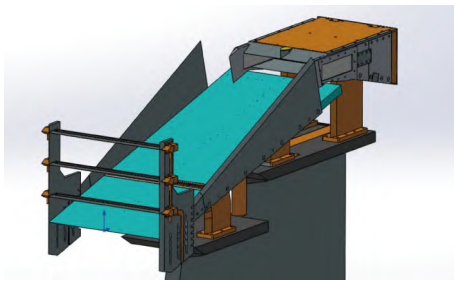


图 7 斜爆轰发动机的三维设计图
Fig. 7 Three-dimensional stereograph of the ODE

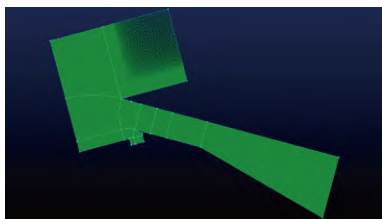
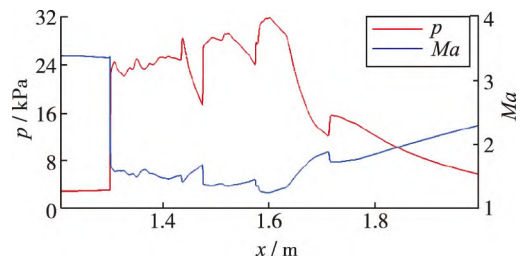


图 8 燃烧室计算域和网格图
Fig. 8 Meshes and blocks of the ODE combustor and the nozzle

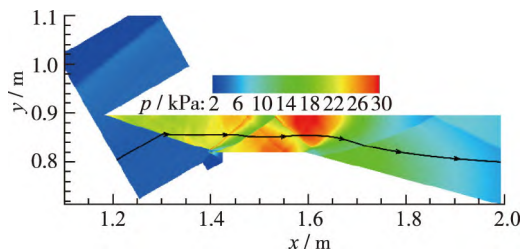
如图 6 所示, 自由来流经过前体进气道压缩后, 形成一道斜激波 (oblique shock wave, OSW), 斜激波在燃烧室上壁面反射形成斜爆轰波 (oblique detonation wave, ODW), 斜爆轰波正好打在燃烧室下壁面唇口处. 进气道形成的湍流边界层在燃烧室

入口前面被抽吸缝抽吸, 避免对燃烧流场的影响. 高温高压的爆轰产物经过等截面燃烧室后, 进入尾喷管膨胀做功并产生推力. 燃烧室的上壁面是可以前后移动的. 如果斜爆轰波不是打在下壁面唇口处, 而是打在下壁面内部, 激波/边界层相互作用就会产生分离泡. 分离泡前面产生斜激波, 激波/激波相互作用会产生过驱动的正爆轰波. 在数值模拟中, 通过调节燃烧室上壁面的位置, 可以产生斜爆轰波 (ODW) 和过驱动正爆轰波 (normal detonation wave, NDW) 两种典型的流场结构.

图 9 给出了斜爆轰模态 (ODW) 的燃烧室和喷管流场压力云图和沿一条流线上的 Mach 数和压力分布曲线 (云图方向旋转为水平方向). 喷管出口和入口的面积比为 2.4. 从图上可以看出, 一道斜爆轰波打在下壁面唇口处. 从流线图可以看出, 燃烧室入口处 $Ma = 3.5$, 经过斜爆轰后, Mach 数降低为 $Ma = 1.5$, 但是仍然保持超声速流动. 受复杂波系的影响, 燃烧室内的 Mach 数有微小波动. 高温高压爆轰产物经过喷管膨胀, Mach 数升高, 喷管入口处 $Ma = 1.5$ ($x = 1.6$ m 处), 喷管出口处约为 $Ma = 2.3$.



(a) Parameter distribution along the streamline



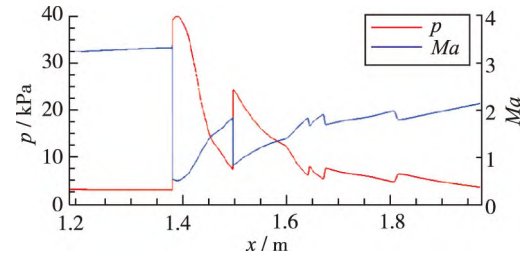
(b) Pressure contours

图 9 斜爆轰模态流场压力云图和沿流线 Mach 数分布
Fig. 9 Flow field of the ODE combustor and the nozzle at oblique detonation

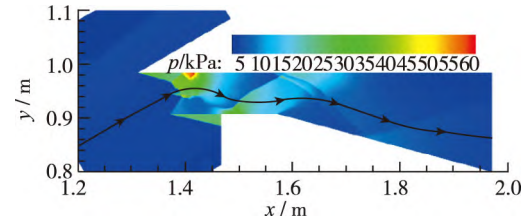
图 10 给出了正爆轰模态 (NDW) 的流场压力云图和沿流线的 Mach 数和压力分布. 在正爆轰模态中, 燃烧室的上壁面后移, 斜爆轰打在燃烧室下壁上, 引起边界层分离, 形成分离泡. 分离泡前面产生斜激波, 激波/激波相互作用形成过驱动正爆

轰波. 从图中流线可以看出, 流线与正爆轰波面是正交的. 经过正爆轰波后, 燃烧室内流动变为亚声速流动, 经过非定常流动后, 又变为超声速流动. 喷管入口处约为 $Ma = 1.2$ ($x = 1.6$ m 处), 喷管出口处约为 $Ma = 2.1$.

图 11, 12 分别给出了斜爆轰模态和正爆轰模态的喷管入口截面和出口截面参数分布, 从图中可以看出, 截面上的参数分布是非常不均匀的. 为了用理论方法计算喷管产生的无量纲推力, 须给出喷管入口和出口截面上的静压和 Mach 数. 因此, 采用平均方法计算得到各个参数的平均值, 利用平均值再计算得到喷管沿流动方向产生的推力. 同时, 将数值模拟结果进行积分得到推力. 将二者进行比较, 比较结果见表 1. 注意: 表 1 中的推力是沿着喷管上壁面方向的, 不是水平方向. 推力计算时, 喷管宽度假定为 1 m.

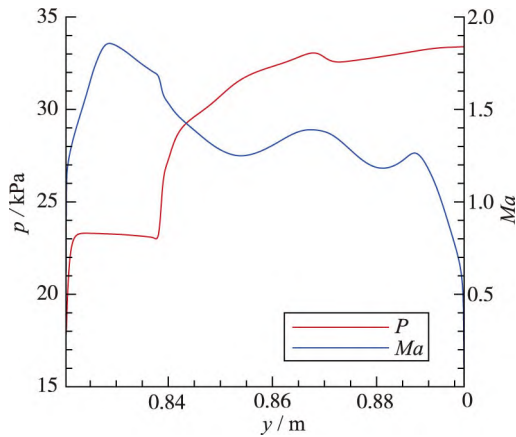


(a) Parameter distribution along the streamline

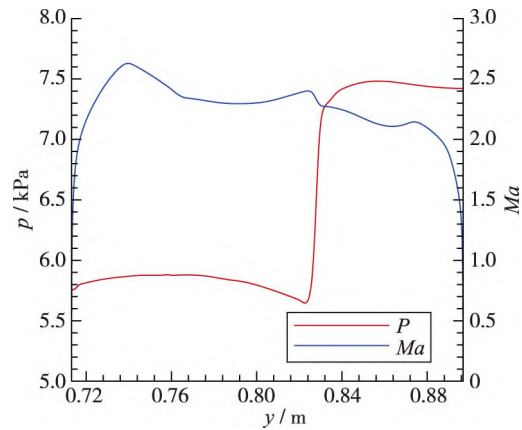


(b) Pressure contours

图 10 正爆轰模态流场压力云图和沿流线 Mach 数分布
Fig. 10 Flow field of the NDE combustor and the nozzle at normal detonation



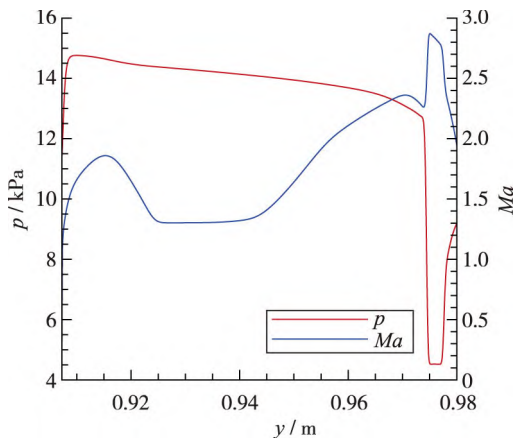
(a) Inlet



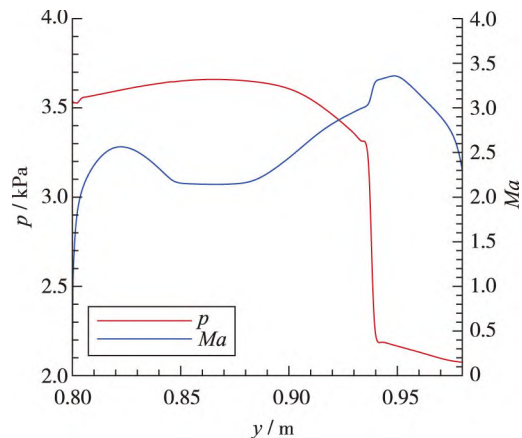
(b) Outlet

图 11 斜爆轰模态的喷管入口和出口参数分布

Fig. 11 Distributions of nozzle inlet and outlet parameters for the oblique detonation



(a) Inlet



(b) Outlet

图 12 正爆轰模态的喷管入口和出口参数分布

Fig. 12 Distributions of nozzle inlet and outlet parameters for the normal detonation

表1 理论推力与数值模拟壁面压力积分推力比较
Table 1 Comparison of theoretical results and numerical results

mode	p_1/Pa	Ma_1	A_1/m^2	p_2/Pa	Ma_2	A_2/m^2	$F_{\text{theory}}/\text{N}$	$F_{\text{theory}}/(p_1A_1)$	F_{CFD}/N	$F_{\text{CFD}}/(p_1A_1)$	discrepancy/(%)
ODW	29 863.8	1.36	0.076 3	6 442.6	2.269	0.183 4	1 274	0.56	1 298	0.57	-1.78
NDW	13 087.3	1.76	0.076 3	3 221.2	2.55	0.183 4	635	0.63	611	0.61	3.28

从表1可以看出, 尽管燃烧室和喷管中的流场非常不均匀, 但是理论预测结果与数值积分后的推力吻合得较好, 斜爆轰模态的偏差为-1.78%, 正爆轰模态的偏差为3.28%。在该算例中, 斜爆轰模态的推力约为正爆轰模态推力的2.12倍, 主要是因为前者喷管入口压力约为后者压力的2.28倍。这是因为, 在正爆轰模态中, 由于分离泡的影响, 燃烧室入口有效流道面积减少, 燃烧气体经过分离泡膨胀后在喷管入口处静压降低。图13给出了正爆轰模态的燃烧室流场数值纹影局部放大图, 可以看出, 对于正爆轰模态, 受分离泡影响, 燃烧室流道面积变小, 形成了气动喉道, 而斜爆轰则不受影响。喷管入口和出口Mach数的不同也会产生一定的影响, 但是影响很小。上述结果证明了理论分析的可靠性。

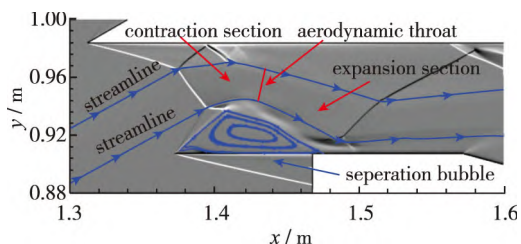


图13 正爆轰模态燃烧室流场数值纹影图
Fig. 13 Numerical schlieren in the NDE combustor

3 结论

利用气体动力学等熵膨胀理论对超燃冲压发动机尾喷管的推力性能进行了理论分析, 得到简化的无量纲推力计算公式

$$\frac{F}{p_1A_1} = 0.6578 Ma_1^{1.5339} \ln\left(\frac{Ma_2}{Ma_1}\right)$$

理论分析表明, 对于给定的发动机结构, 超燃冲压发动机喷管入口 $Ma > 1$ 对提高发动机的推力是有利的。提高发动机推力的主要途径是提高燃烧后的压力。理论分析结果与数值模拟结果吻合得比较好, 证明了理论分析结果的可靠性。

致谢 本研究得到了国家自然科学基金项目

“复现飞行条件下高超声速气动力测量技术研究(No.11672312)”的资助, 在此表示感谢。

参考文献 (References)

- [1] Ferri A. Review of problems in application of supersonic combustion[J]. The Journal of the Royal Aeronautical Society, 1964, 68(645): 575-597.
- [2] Ferri A. Review of scramjet propulsion technology[J]. Journal of Aircraft, 1968, 5(1): 3-10.
- [3] Ferri A. Mixing-controlled supersonic combustion[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1973, 5: 301-338.
- [4] Curran E T. Scramjet engines: the first forty years[J]. Journal of Propulsion and Power, 2001, 17(6): 1138-1148.
- [5] Curran E T, Heiser W H, Pratt D T. Fluid phenomena in scramjet combustion systems[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1996, 28: 323-360.
- [6] Fry R S. A century of ramjet propulsion technology evolution[J]. Journal of Propulsion and Power, 2004, 20(1): 27-58.
- [7] 俞刚, 范学军. 超声速燃烧与高超声速推进[J]. 力学进展, 2013, 43(5): 449-471.
Yu G, Fan X J. Supersonic combustion and hypersonic propulsion[J]. Advances in Mechanics, 2013, 43(5): 449-471 (in Chinese).
- [8] 王振国, 梁剑寒, 丁猛, 等. 高超声速飞行器动力系统研究进展[J]. 力学进展, 2009, 39(6): 716-739.
Wang Z G, Liang J H, Ding M, et al. A review on hypersonic airbreathing propulsion system[J]. Advances in Mechanics, 2009, 39(6): 716-739 (in Chinese).
- [9] Urzay J. Supersonic combustion in air-breathing propulsion systems for hypersonic flight[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2018, 50: 593-627.
- [10] Peebles C. Eleven seconds into the unknown: a history of the hyper-X program[M]. AIAA, 2011.
- [11] Tsien H S, Beilock M. Heat source in a uniform flow[J]. Journal of the Aeronautical Sciences, 1949: 756-756.
- [12] Birzer C, Doolan C J. Quasi-one-dimensional model of hydrogen-fueled scramjet combustors[J]. Journal of Propulsion and Power, 2009, 25(6): 1220-1225.
- [13] O'Brien T F, Starkey R P, Lewis M J. Quasi-one-dimen-

- sional high-speed engine model with finite-rate chemistry [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2001, 17(6): 1366-1374.
- [14] Vanyai T, Bricalli M, Brieschenk S, et al. Scramjet performance for ideal combustion processes[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2018, 75: 215-226.
- [15] Riggins D W, McClinton C R, Rogers R C, et al. Investigation of scramjet injection strategies for high Mach number flows[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1995, 11(3): 409-418.
- [16] Riggins D W, McClinton C R, Vitt P H. Thrust losses in hypersonic engines Part 1: Methodology[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1997, 13(2): 281-287.
- [17] Sislian J P, Martens R P, Schwartzentruber T E, et al. Numerical simulation of a real shcramjet flowfield[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2006, 22(5): 1039-1048.
- [18] Chan J, Sislian J P, Alexander D. Numerically simulated comparative performance of a scramjet and shcramjet at Mach 11 [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2010, 26(5): 1125-1134.
- [19] Alexander D C, Sislian J P. Computational study of the propulsive characteristics of a shcramjet engine[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2008, 24(1): 34-44.
- [20] Wang Y W, Sislian J P. Numerical simulation of gaseous hydrocarbon fuel injection in a hypersonic inlet[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2010, 26(5): 1114-1124.
- [21] Denman Z J, Chan W Y K, Brieschenk S, et al. Ignition experiments of hydrocarbons in a Mach 8 shape-transitioning scramjet engine[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2016, 32(6): 1462-1471.
- [22] Zhang Z J, Ma K F, Zhang W S, et al. Numerical investigation of a Mach 9 oblique detonation engine with fuel pre-injection[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2020, 105: 106054.
- [23] Ma K F, Zhang Z J, Liu Y F, et al. Aerodynamic principles of shock-induced combustion ramjet engines[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2020, 103: 105901.
- [24] Zhang Z J, Wen C Y, Zhang W S, et al. Formation of stabilized oblique detonation waves in a combustor[J]. *Combustion and Flame*, 2021, 223: 423-436.
- [25] 沈欢, 张子健, 刘云峰, 等. 超燃冲压发动机推进性能理论分析[J]. *气体物理*, 2018, 3(1): 12-19.
Shen H, Zhang Z J, Liu Y F, et al. Analysis on the propulsion performance of scramjet engine[J]. *Physics of Gases*, 2018, 3(1): 12-19(in Chinese).
- [26] 马凯夫, 张子健, 刘云峰, 等. 斜爆轰发动机流动机理分析[J]. *气体物理*, 2019, 4(3): 1-10.
Ma K F, Zhang Z J, Liu Y F, et al. Flow mechanism of oblique detonation engines[J]. *Physics of Gases*, 2019, 4(3): 1-10(in Chinese).
- [27] Menter F R. 2-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. *AIAA Journal*, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [28] Jachimowski C J. An analytical study of the hydrogen-air reaction mechanism with application to scramjet combustion[J]. NASA TP-2791, 1988.
- [29] 张子健. 斜爆轰推进理论、技术及其实验验证[D]. 北京: 中国科学院大学, 2020.
Zhang Z J. Oblique detonation propulsion theory, technology and its experimental demonstration[D]. Beijing: University of Chinese Academy of Sciences, 2020 (in Chinese).