

脉冲放电等离子体控制火箭发动机 高频燃烧不稳定性机理

周思引, 聂万胜, 包 恒

(航天工程大学 宇航科学与技术系, 北京 101416)

摘 要: 为研究等离子体对火箭发动机高频燃烧不稳定性的影响,提出了一种基于脉冲激励准直流放电等离子体的控制方案,采用数值仿真方法研究了脉冲放电等离子体对燃烧室流场平均参数及动态特征的影响规律。结果表明:脉冲激励下燃烧室平均温度和压力都较定常激励下有所降低,对整个燃烧室的影响可以忽略。与定常激励相似,等离子体可以在一段时间内抑制高频压力振荡,而且在特定控制参数下其对不稳定燃烧的抑制效果优于定常激励方式;从功率谱密度分析可知脉冲激励下燃烧室压力振荡特征频率由燃烧室固有声学频率和脉冲激励频率两者共同决定,提高激励频率则特征频率幅值有所降低。脉冲激励方式与定常激励一样不改变燃烧室压力-释热耦合特征,但是通过降低释热率能够改变压力振荡幅值,进而实现对高频不稳定燃烧的抑制。在所研究工况中,激励频率为 50 kHz、占空比为 20% 的脉冲控制参数下等离子体的抑制效果最佳。

关 键 词: 火箭发动机; 高频燃烧不稳定性; 脉冲放电等离子体; 激励频率; 占空比; 功率谱密度

中图分类号: V434; V231.1; O539

文献标志码: A

Mechanism of high frequency combustion instability control by pulsed discharge plasma in rocket engine

ZHOU Siyin, NIE Wansheng, BAO Heng

(Department of Aerospace Science and Technology,
Space Engineering University, Beijing 101416, China)

Abstract: To explore the effect of plasma on high frequency combustion instability of rocket engine, a control scheme of pulsed quasi-direct current discharge plasmas was provided. The effects of pulsed discharge plasmas on average parameters and dynamic characteristics of combustor flow field were all numerically studied. Results showed that compared with the steady actuating way, the average temperature and pressure both decreased under the pulsed actuating way, yet the effect of plasma on the whole combustor can be ignored. Similar to that of steady actuating way, the plasma could depress the high frequency pressure oscillation within a certain time. However, the depression effect of pulsed discharge plasma was better than steady actuating way when suitable actuating parameters were adopted. According to the power spectral density plots, the characteristic dominant frequencies of combustor pressure oscillation were mainly determined by both the combustor intrinsic acoustic frequencies and the actuating frequencies for the pulsed actuating way. The power spectral density amplitude of dominant frequency decreased as the actuating

收稿日期: 2021-05-18

基金项目: 国家自然科学基金(51876219); 试验技术研究项目(2020-XXXX)

作者简介: 周思引(1988—),男,讲师,博士,主要从事液体火箭发动机喷雾燃烧及空间推进技术研究。

引用格式: 周思引,聂万胜,包恒. 脉冲放电等离子体控制火箭发动机高频燃烧不稳定性机理[J]. 航空动力学报,2021,36(9): 1951-1961. ZHOU Siyin, NIE Wansheng, BAO Heng. Mechanism of high frequency combustion instability control by pulsed discharge plasma in rocket engine[J]. Journal of Aerospace Power, 2021, 36(9): 1951-1961.

frequency increased. The coupling characteristics of combustor pressure and heat release was not altered by the plasma. However, through decreasing the heat release rate, the pressure oscillating amplitude can be reduced, indicating that the pulsed discharge plasma can be used for depressing high frequency combustion instability. A pulsed actuating scheme with an actuating frequency of 50 kHz and a duty cycle of 20% can achieve the best control effect among the studied conditions.

Key words: rocket engine; high frequency combustion instability; pulsed discharge plasma; actuating frequency; duty cycle; power spectral density

作为运载火箭的核心,液体火箭发动机性能的高低决定了航天运载舞台的大小,而热力组件燃烧特性则决定了液体火箭发动机的性能^[1-2]。自 20 世纪 30 年代末在液体火箭发动机内发现燃烧不稳定现象以来,每一种型号的液体火箭发动机在研制过程中几乎都会遇到各种燃烧不稳定性问题,这其中尤以高频燃烧不稳定性对发动机危害最大,其机理复杂、难以控制、破坏性强,是液体火箭发动机燃烧领域研究的重点和难点^[3-4]。

为抑制高频不稳定燃烧,现阶段工程上通常采取在推力室布置隔板或声腔的方法,例如美国历史上的著名的 F-1 发动机和 M-1 发动机。其中隔板对不稳定燃烧的抑制机理可以概括为燃烧室分区、声阻尼、减弱速度波动对当地混合影响、阻断声传播路径^[5];声腔作用机理则是通过调节其本身参数而改变推力室的不稳定燃烧程度^[6]。虽然隔板和声腔主要是针对横向不稳定燃烧设置,但是以隔板为例,根据其线性与非线性声学特性,压力振荡可以在横向和纵向之间转换,使得有时候解决了横向不稳定燃烧又带来了纵向不稳定燃烧问题^[7-8]。随着变推力火箭发动机的大力发展,以及可重复使用运载火箭需求越来越强烈,这些传统的依赖固定结构的高频不稳定燃烧抑制装置显得能力不足,表现为面对复杂、宽飞行工况不具备主动适应性。并且,由于高频燃烧不稳定性的敏感性特征,传统抑制方法很难在地面试车或飞行条件下及时有效地做出调整以应对不稳定燃烧。

等离子体流动燃烧控制技术的出现为解决航空航天推进装置中的燃烧问题带来了新途径,已经在内燃机、航空发动机、冲压发动机等领域得到了广泛的研究,取得了不错的效果^[9-14]。然而这些研究的目标均集中于等离子体对点火的改善以及对燃烧过程的强化,比如扩宽点火温度和当量比范围、缩短点火延迟、控制尾气排放、促进燃烧释热,即使涉及燃烧稳定性方面也仅指濒临熄灭火

焰的稳定,属于低频燃烧不稳定范畴,而关于燃烧不稳定性,尤其是等离子体对液体火箭发动机高频燃烧不稳定性的影响方面研究鲜见公开报道。鉴于高频不稳定燃烧的重要特征之一是压力呈周期性、大幅度振荡^[15],为实现对压力场的直接干预,推测应利用宏观温度较高等离子体的热冲击作用,考虑到准直流放电等离子体是各类非平衡等离子体中热效应较强的一种,已在发动机燃烧和流动控制方面展现了不错的控制能力^[9,16-17],若将其用于液体火箭发动机高频不稳定燃烧控制,通过选取适当的激励参数,充分发挥准直流放电等离子体激励器布置灵活、响应迅速、工作压力范围宽等特点,有望为发动机燃烧系统的控制提供主动且灵活的方案。

本文选取普渡大学连续可变共振燃烧室火箭发动机^[18]作为等离子体控制高频燃烧不稳定性的应用对象。前期对定常控制方式下等离子体作用该型发动机燃烧室高频不稳定燃烧进行了研究^[19],发现开启单个等离子体激励器不改变燃烧室压力历程和振荡特征频率,但是能降低局部释热,且等离子体激励强度越高效果越明显。多激励器作用下燃烧室头部释热区分散化,使得能在一段时间内有效抑制不稳定燃烧,尤其是双激励器方案效果最明显。考虑到脉冲激励方式产生等离子体在节省能量方面更优,且非定常作用可能引发新的物理现象,故本文在前期开展的定常激励等离子体控制火箭发动机自激高频燃烧不稳定性研究成果的基础上,采用脉冲激励方式产生等离子体,研究脉冲激励频率和占空比对等离子体作用高频燃烧不稳定性的影响规律,揭示其作用机理,为抑制液体火箭发动机高频不稳定燃烧提供新的途径。

1 仿真对象

1.1 燃烧室构型及工况介绍

位于普渡大学的 CVRC (continuous variable

resonance combustor)模型火箭发动机燃烧室主要用于研究液体火箭发动机纵向高频燃烧不稳定性,图1给出了其装置示意图^[18]。该燃烧室采用同轴直流式单喷嘴,过氧化氢(H_2O_2)催化分解产物作为氧化剂,氧化剂流经节流环缝进入中心喷嘴,气态甲烷(CH_4)燃料则从环缝首先进入喷嘴预混段,与氧化剂混合后喷入燃烧室。喷嘴氧化剂入口位置可沿轴向移动,用以改变喷嘴声学共振特性。燃烧室为圆柱状,全长为381.0 mm,身部直径为45.0 mm,其末端连接一收敛-扩张喷

管。根据变氧化剂喷嘴长度试验结果,当氧化剂喷嘴长度为140 mm时总能出现不稳定燃烧,故以此作为本文研究的喷嘴尺寸。

过氧化氢分解产物为水和氧气,本文以Harvazinski^[18]的贫燃试验工况(当量比为0.82)为仿真条件:甲烷流量 $\dot{m}_{\text{CH}_4}=27.2\text{ g/s}$,入口总温 $T_{0-\text{CH}_4}=300\text{ K}$;氧化剂流量 $\dot{m}_{\text{oxidizer}}=317.5\text{ g/s}$,入口总温 $T_{0-\text{oxidizer}}=1\text{ }030\text{ K}$,氧化剂中水质量分数 $w_{\text{H}_2\text{O}}=58.0\%$,氧气质量分数 $w_{\text{O}_2}=42.0\%$ 。试验中测得燃烧室平均压力为1.43 MPa。

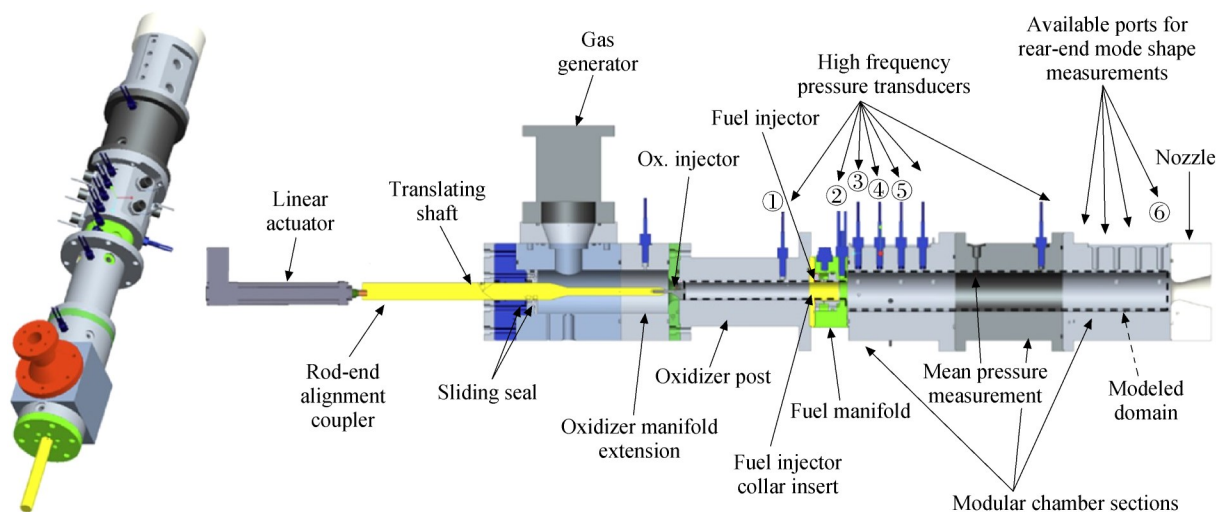


图1 CVRC模型火箭发动机装置示意^[18]

Fig.1 Schematic of CVRC model rocket engine^[18]

1.2 控制方程与模型

鉴于采用二维模型模拟火箭发动机燃烧室内流动燃烧过程可能严重影响到气流沿对称轴(面)法向的运动,导致过高或过低估计一些变量^[18,20],例如小尺度非定常释热就具有典型的三维特性^[18],本文针对CVRC某一典型高频不稳定燃烧工况采用三维全尺寸模型结合瞬态湍流模型进行了仿真。

1.2.1 控制方程

根据DES(分离涡模拟)湍流模型特点,需要将大涡与小涡分离开以得到相应控制方程,采用经空间滤波及Favre平均的包含多组分、带化学反应源项的守恒型可压缩非定常Navier-Stokes控制方程,式(1)~式(4)分别为质量、动量、能量和组分方程:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \bar{p} \delta_{ij} - \bar{\tau}_{ij} + \tau_{ij}^{\text{sgs}}) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [(\bar{E} \tilde{E} + \bar{p}) \tilde{u}_i + \bar{q}_i - \tilde{u}_i \bar{\tau}_{ji} + H_i^{\text{sgs}} + \sigma_i^{\text{sgs}}] = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{w}_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{w}_k \tilde{u}_i + \bar{\rho} \tilde{w}_k \tilde{V}_{i,k} + w_{i,k}^{\text{sgs}} + \theta_{i,k}^{\text{sgs}} \dot{w}_k(\bar{\rho}, \tilde{T}, \tilde{w}_1, \tilde{w}_2, \dots, \tilde{w}_N) + \dot{w}_k^{\text{sgs}}) \quad (4)$$

其中 t 是时间; ρ 是密度; x_i 是空间坐标; u_i 是速度分量; p 是压力; τ_{ij} 是应力张量分量; δ_{ij} 是Kronecker函数; E 是单位体积总能量; q_i 是热通量; T 是温度; w_k 、 $V_{i,k}$ 、 $\dot{w}_k$ 分别是组分质量分数、扩散速度分量、第 k 个组分反应速率。标量正上方横线为滤波量,波浪线表示Favre平均量。忽略所有亚网格项 τ_{ij}^{sgs} 、 H_i^{sgs} 、 σ_i^{sgs} 、 $w_{i,k}^{\text{sgs}}$ 、 $\theta_{i,k}^{\text{sgs}}$ 、 $\dot{w}_k^{\text{sgs}}$,即认为等于零,因为高雷诺数下这些参数值很小^[21]。对控制方程进行Favre平均是为了避免密度波动与速度波动的耦合。通过滤波保留大于滤波尺度的涡信息,

而对小于该尺度的涡采取建立亚网格模型来模拟。

各组分的导热系数均取为常值,混合物的导热系数则依据理想气体混合定律计算。试验中推进剂处于亚临界压力状态,在完全气体假设下多组分气相混合物满足局部热力学平衡假设,且遵循理想气体状态方程:

$$p = R_0 T \sum_{k=1}^N \frac{\rho_k}{M_k} \quad (5)$$

其中 $R_0 = 8.314 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ 为通用气体常数, M_k 是第 k 种组分的摩尔质量。各组分比定压热容 c_p 采用分段多项式拟合而成:

$$c_{p,k} = a_{1,k} + a_{2,k} T + a_{3,k} T^2 + a_{4,k} T^3 + a_{5,k} T^4 \quad (6)$$

式中相应的热力学函数温度系数见文献[22]。

1.2.2 湍流模型

在分析高频燃烧不稳定性方面,获得非定常释热响应函数十分关键,不论是 Galerkin series expansion 方法、线性欧拉方法还是非定常 RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes) 方法都需要试验提供非定常释热响应函数,而混合 RANS/LES (large eddy simulation) 自身就能获得该函数[23]。随着计算能力的进步,使用混合 RANS/LES 在求解非定常湍流问题上的优势越来越明显,故本文选择应用最为广泛的 DES 湍流模型对 CVRC 中湍流进行模拟。

DES 的基本思想是在边界层采用非定常 RANS 模型,同时在核心湍流区域采用 LES 方法。本文 DES 方法中的 RANS 模型部分选择了十分成熟且在压力梯度和非平衡流方面表现较好的 realizable κ - ϵ 模型[24], DES 方法中与原 realizable κ - ϵ 模型区别只是湍流控制方程的动能方程耗散项 Y_κ 修正为式(7),相关参数见式(8)~式(10)。LES 中的亚网格模型选择 Yoshizawa 一方程模型,详细参见文献[25]。

$$Y_\kappa = \frac{\rho \kappa^{3/2}}{l_{\text{DES}}} \quad (7)$$

$$l_{\text{DES}} = \min [l_{\kappa\epsilon}, l_{\text{LES}}] \quad (8)$$

$$l_{\kappa\epsilon} = \frac{\kappa^{3/2}}{\epsilon} \quad (9)$$

$$l_{\text{LES}} = C_{\text{DES}} \Delta_{\text{max}} \quad (10)$$

其中 l_{DES} 、 $l_{\kappa\epsilon}$ 、 l_{LES} 分别是 DES、realizable κ - ϵ 及 LES 的长度尺度; κ 是湍流动能, ϵ 是湍流耗散率; C_{DES} 为模型常数,取值为 0.61; Δ_{max} 是网格间距。

远离固壁面位置 $l_{\text{DES}} = l_{\text{LES}}$, 模型由此转换为

LES 控制方程。湍流黏度 μ_t^{hybrid} 则可以由式(11)表示,其中 f 为控制函数,用于控制求解湍流尺度大小以实现从 realizable κ - ϵ 到 LES 的过渡。

$$\mu_t^{\text{hybrid}} = f(l_{\kappa\epsilon}, l_{\text{LES}}) \cdot \mu_{t,\kappa\epsilon} \quad (11)$$

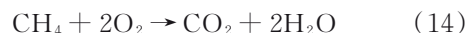
$$f = \min \left[1.0, \frac{l_{\text{LES}}}{l_{\kappa\epsilon}} \right] \quad (12)$$

1.2.3 化学反应模型

鉴于有关研究[18,26]指出湍流对 CVRC 中燃烧过程影响很大,采用有限速率/涡耗散湍流燃烧模型[27]来描述化学反应过程。总的化学反应速率 $\bar{\omega}_{\text{total}}$ 为有限化学反应速率下的化学反应速率 $\bar{\omega}_{\text{total},l}$ 与涡耗散模型下的化学反应速率 $\bar{\omega}_{\text{total},t}$ 中的较小值。

$$\bar{\omega}_{\text{total}} = \min [\bar{\omega}_{\text{total},l}, \bar{\omega}_{\text{total},t}] \quad (13)$$

采用甲烷-氧单步总包反应机理以提高求解速度,如式(14)所示,Arrhenius 公式的指前因子为 2.119×10^{11} ,活化能为 $2.027 \times 10^8 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{mol})$,温度指数为 0[28]。



涡耗散模型主要针对化学反应速率远大于气体混合的情况,整体化学反应速率由湍流混合控制,相当于化学动力学反应速率可以忽略。反应 r 中组分 α 的净生成速率 $R_{\alpha,r}$ 由式(15)与式(16)中较小者决定,其中 $v'_{\alpha,r}$ 和 $v'_{\gamma,r}$ 分别是第 r 步反应中组分 α 作反应物的计量系数和组分 γ 作反应物的计量系数; $v''_{\beta,r}$ 为第 r 步反应中组分 β 作生成物的计量系数; M 是组分摩尔质量; w_{pro} 表示任意生成物的质量分数, w_γ 表示特定反应物的质量分数;经验常数 A 、 B 分别取值 4.0 和 0.5。

$$R_{\alpha,r} = v'_{\alpha,r} M_\alpha A \rho \frac{\epsilon}{\kappa} \min_\gamma \left(\frac{w_\gamma}{v'_{\gamma,r} M_\gamma} \right) \quad (15)$$

$$R_{\alpha,r} = v'_{\alpha,r} M_\alpha A B \rho \frac{\epsilon}{\kappa} \cdot \frac{\sum_{\text{pro}} w_{\text{pro}}}{\sum_{\beta} v''_{\beta,r} M_\beta} \quad (16)$$

在远离壁面湍流核心区域因采用了 LES 湍流模型,需要将式(15)、式(16)中湍流混合速率 ϵ/κ 替换为亚网格尺度混合速率 τ_{SGS}^{-1} :

$$\tau_{\text{SGS}}^{-1} = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (17)$$

式中 S_{ij} 为应变率张量分量, $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ 。

1.3 数值方法

1.3.1 计算区域及网格划分

整个 CVRC 计算区域如图 2 所示,包括节流

环缝上游段、节流环缝段(长度 $l_{\text{slot}}=6\text{ mm}$)、氧化剂喷嘴段(长度 $l_{\text{ox}}=140\text{ mm}$, 直径 $d_{\text{ox}}=20.56\text{ mm}$)、燃料环缝(间距 $d_i=0.381\text{ mm}$)、预混腔(长度 $l_{\text{mix}}=10.16\text{ mm}$)、燃烧室($l_c=381\text{ mm}$, 直径 $d_c=45\text{ mm}$)、尾喷管(喉部直径 $d_{\text{th}}=20.8\text{ mm}$)。以燃烧室喷注面板中心为坐标原点, 所有核心尺寸与试验装置保持一致。因节流环缝上游段长度对下游流场影响不大, 故仅取长为 16 mm 一段; 又因喷管扩张段为超声速出流, 故仅给出从喉部起始至下游 8 mm 长的扩张段。节流环缝和甲烷喷注环缝的具体构型见图2局部放大图, 可见节流装置与氧化剂通道之间总共构成了四个环形通道, 利用该节流装置实现了声学阻断, 使得环缝下游喷嘴形成了封闭的声学共振腔; 燃料入口

位于后向台阶上游不远处, 氧化剂和燃料在进入燃烧室前经过一段预混腔混合。

发动机三维结构与计算网格如图3所示, 在氧化剂喷嘴、燃烧室及喷管的横截面上均采用“扇形”+“铜钱”网格的组合方式以保证全部为结构化六面体网格。对剪切层、燃烧室喷注面板附近、所有固壁面以及喷管喉部网格进行了加密, 同时在氧化剂通道中间部分及燃烧室下游采用较大间距网格, 网格的疏密程度通过单侧线性变化和双侧线性变化方式调节, 这样既能保证对流动细节的精确捕捉, 又能最大限度降低网格数量。99%的网格单元偏斜率控制在 0.35 以内, 89.8% 的网格长宽比小于 10 , 最终网格总数约 61.0 万。

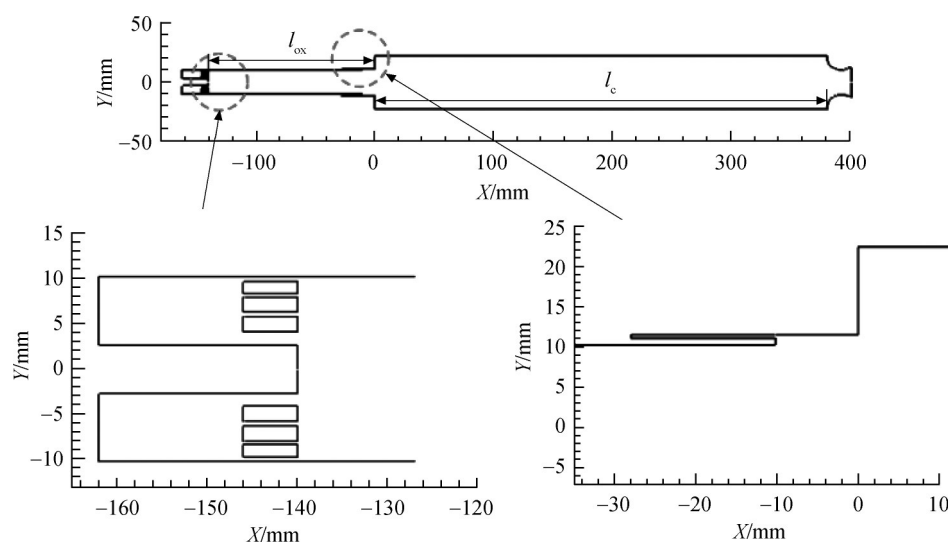


图2 CVRC发动机计算区域

Fig.2 Computational domain of CVRC engine

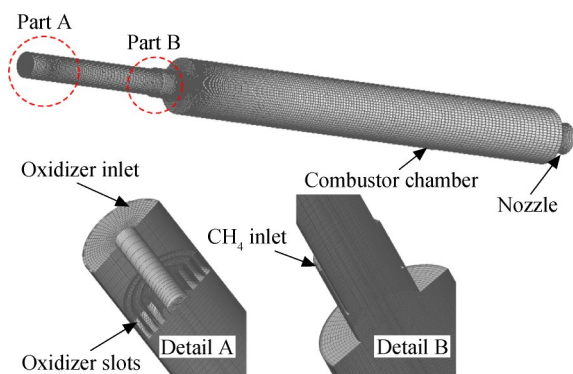


图3 CVRC发动机计算网格

Fig.3 Computational grids of CVRC engine

1.3.2 计算方法

利用有限体积法对控制方程进行离散, 选取 PISO (pressure implicit split operator) 算法解耦速

度和压力; 时间项采用有界二阶隐式格式; 对流项采用有界中心差分格式, 该离散格式属于一种复合型 NVD (normalized variable diagram) 格式, 包括单独的中心差分格式、中心差分与二阶迎风的混合格式以及一阶迎风格式, 常用于 LES 模型对流项的离散^[29]; 扩散项采用二阶中心差分格式; 时间步长取 $1 \times 10^{-6}\text{ s}$ 。考虑到网格数量较多, 且需求解含多组分、化学反应源项及瞬态 DES 模型的控制方程组, 所以根据计算域结构特点一共划分为 32 个子区, 在专用科学计算工作站上开展 32 核并行计算, 单核主频为 3.0 GHz , 单个基本工况算至 60 ms 耗时约 432 h 。

1.3.3 初始条件和边界条件

氧化剂入口采用质量流量入口边界条件, 根

据试验条件给定氧化剂总流量、静压($p_{st,o}=4.38$ MPa)、总温、水和氧气的质量分数、湍流参数;燃料入口边界类型与氧化剂一致,组分为纯甲烷,静压 $p_{st,f}=1.79$ MPa。喷管出口采用压力出口边界条件,出口反压设为一个大气压,由于出流为超声速,其余参数直接由外插值获得。氧化剂和燃料喷嘴、燃烧室及喷管所有壁面采用无滑移、绝热壁面边界条件。

对计算域不同位置采用了不同的初始条件:燃料喷嘴段($X<10.16$ mm)设定甲烷质量分数为1.0,温度为300 K,压力为1.4 MPa;氧化剂喷嘴段($X<10.16$ mm)设定氧气和水蒸气质量分数分别为42%、58%,温度、压力分别为1 030 K、1.4 MPa;其余所有区域设定温度为2 000 K,静压为1.4 MPa,组分为纯氮气;初始为静止流场。分区设置的目的是缩短初始瞬态过程计算用时,而燃烧室等区域的高温惰性气体用于点燃甲烷。

本研究从平衡态组分质量分数、平均室压、压力振荡幅值、波形以及极限环等多个方面对仿真模型与算法进行了详细验证,证实了结果的可信度,详细验证过程请参见文献[19]。

2 准直流放电等离子体模型与布置方案

2.1 准直流放电等离子体特性及仿真模型

准直流放电等离子体属于一种低温电弧等离子体,放电输入等离子体功率较普通电弧放电低很多,使得其宏观温度远低于电弧等离子体,约化场强则较高。准直流放电等离子体多用于流动控制领域,在来流气体作用下丝状等离子体通道形态发生变化,根据等离子体丝与来流方向的关系,通常将放电方式分为纵向与横向两类:在纵向放电模式中,阳极位于阴极上游,放电产生的多条丝状等离子体相互间隔一定距离,与来流速度方向平行;在横向放电模式中,阴、阳两电极沿垂直于来流速度方向交错布置,初期产生于两电极间的等离子体被来流吹向下游一段距离,等离子体丝弯曲变形^[30]。受来流气体影响,放电电学参数表现出显著的非定常特征,例如电压和电流出现无规则振荡。根据研究^[31]准直流放电等离子体的平均功率为0.2~10 kW,等离子体区域气体平均温度为2 500~6 000 K,横向放电方式中电极间距一般取5~15 mm,纵向则可延长几厘米。

类似于电弧放电场致发射理论,准直流放电

电离过程的性质以热电离为主,该类放电可用热力学理论加以解释^[32]。在高速流动控制试验^[16,33]中已证实准直流放电丝状等离子体主要通过加热作用实现对气流的控制,加热速率约为100 K/ μ s,即响应速度很快。因此,在不考虑外部磁场并忽略电离粒子化学动力学效应的基础上,可对等离子体丝所在区域作简化处理,将注入等离子体的能量 G 作为一可控参数,对控制方程添加该能量源项,等离子体通过热效应影响流场。根据爆炸丝理论^[34],可以描述该高温等离子体丝的内能变化规律,忽略流体动力学能量损失及对流、传导的热损失,并假定放电对应介质的质量内能不变,则推导出以等离子体功率表示的能量源项表达式:

$$G = \epsilon_e \sigma_b Q T_{pl}^4 \quad (18)$$

其中 Q 是等离子体丝的面积, σ_b 是斯忒藩-玻耳兹曼常数, T_{pl} 是等离子体区域温度, ϵ_e 是电极材料的热辐射系数,取值为常用材料碳的热辐射系数0.81。

为分析放电激励强度对CVRC流场的影响,需要掌握放电能量转化效率。鉴于中间能量损失系数与电源、环境参数等因素均有关,难以确定,又考虑到本研究目的及准直流放电等离子体助燃、稳燃内在机理,并且式(18)表明等离子体热源区域温度与等离子体功率之间存在对应关系,故可以采用另外一种方法建立等离子体唯象学模型:当考虑等离子体作用时,将其所在区域处理为一个可控热源,保持该区域的温度为准直流放电等离子体的宏观气体温度;无等离子体工况中不对该区域作任何处理;脉冲控制方式产生等离子体时则仅在激励器开启时间段调整等离子体区域温度为指定值,空闲段依然与无等离子体工况一样不作任何处理。文献[35-36]也正是采用了此方式,只要所取的等离子体区域温度范围合理,则直接以温度作为激励强度标志直观可行。仿真相关验证详见文献[19,32],证实了本文所用模型及方法能用于研究准直流放电等离子体控制流动与燃烧。

2.2 等离子体布置方案及工况设置

准直流放电等离子体热能主要约束在明亮的丝状通道内,基于局部热阻塞机制^[32],过去一些仿真研究中一般将等离子体通道简化为长方体均匀热源区域,为了更接近实际丝状等离子体通道形态特征,本文建立了圆柱状准直流放电等离子体丝热源模型,根据等离子体丝实际尺寸^[36],在仿真

中取等离子体丝截面直径 $d_{pl}=3.0$ mm。鉴于纵向高频燃烧不稳定与压力振荡、释热波动、涡运动之间的耦合有关,尤其是涡主要产生于燃烧室喷注面板后向台阶,此处由于速度差而形成了剪切层,台阶下方则有一大回流区,如图4所示。如果跨后向台阶产生丝状等离子体,则会破坏剪切层结构,干扰流向涡的运动,进而影响到燃料与氧化剂的输运及混合,使得原来当地燃烧释热发生变化,从而达到改变压力振荡的目的。基于这一设想,设计了跨后向台阶放电激励器布置方案,见图5。准直流放电电极位于燃烧室对称面上(这里仅给出了 $Z=0$ mm 平面一对电极),电极端面与燃烧室壁面平齐以保证其本身不会对流场造成干扰,形成的丝状等离子体通道呈倒置“L”状,上、下游电极中心到台阶垂直壁面距离分别为5 mm和20 mm,根据来流方向这种布置方式为纵向放电模式。

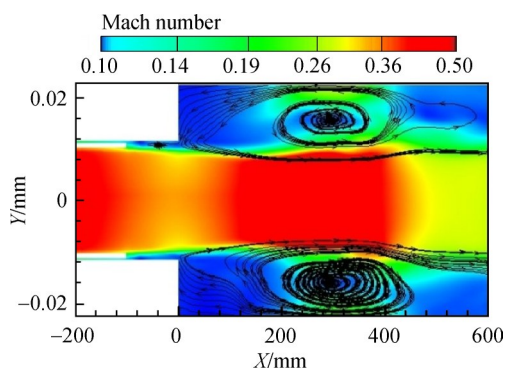


图4 CVRC后向台阶附近的马赫数及流线分布
Fig.4 Distributions of Mach number and streamlines around the backwards step of CVRC combustor

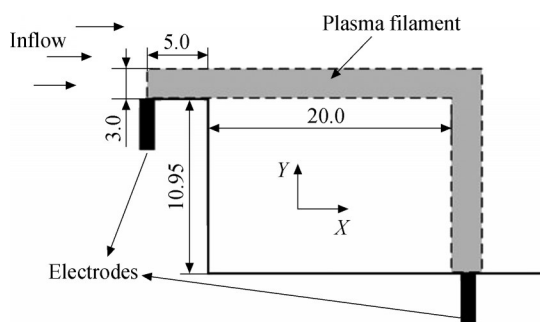


图5 准直流等离子体丝尺寸及位置(单位:mm)
Fig.5 Size and location of quasi-direct current discharge plasma (unit:mm)

根据前期研究成果,基于优化的激励器控制参数——激励强度 $T_{pl}=3\ 500$ K、两激励器同步工作方案,研究脉冲放电工作模式下等离子体作用

效果。依据过去对脉冲放电等离子体控制流动与燃烧的研究经验,并考虑到高频燃烧不稳定的时间尺度和节能需求,参数选取中激励频率覆盖0.1~50 kHz范围,同时分析不同占空比 $C=20\%$, 50% 的影响。全部四激励器工作下产生的丝状等离子体温度等值面如图6所示,其中一对等离子体丝关于 $Z=0$ mm 平面对称,另一对关于 $Y=0$ mm 平面对称,即相邻等离子体通道相差 90° ,每条等离子体通道与壁面的位置关系完全一样,均如图5所示,根据需要可以选择施加1~4条放电等离子体丝。为节省计算时间,所有施加等离子体工况均在计算所得准稳态工况基础上展开。

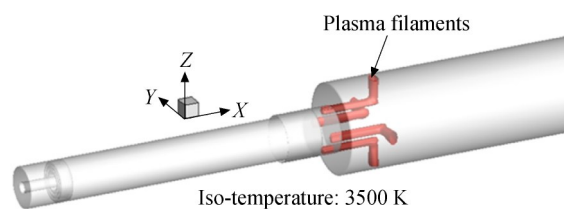
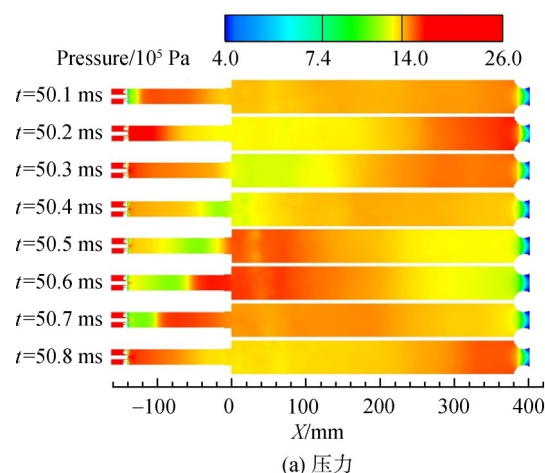


图6 四激励器同步工作下等离子体温度等值图
Fig.6 Iso-temperature contour of plasma filaments for four actuators simultaneously operating

3 结果与讨论

关于未施加等离子体的基本工况结果分析显示发生了一阶纵向高频不稳定燃烧^[19],振荡主频为1 350 Hz,燃烧室压力和释热率变化如图7所示,两者展现了显著的周期性特征,对相位分析显示压力振荡和释热脉动高度耦合,反应释热是驱动高频压力振荡的源泉。

采用脉冲放电工作方式产生等离子体不仅有



(a) 压力

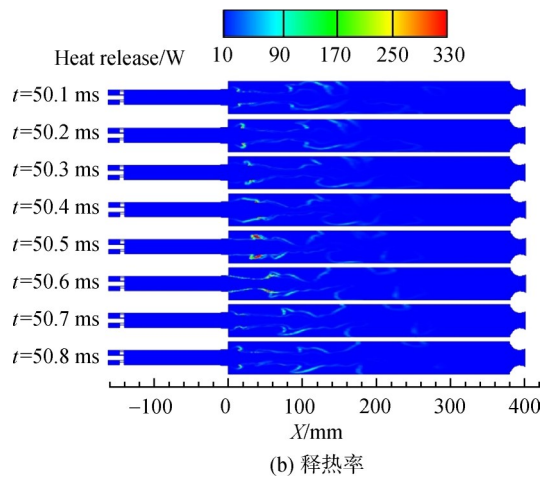


图7 一个周期内流场特征参数变化
Fig.7 Variation of flow field characteristic parameters in one cycle

望抑制压力振荡,还能降低放电能耗,脉冲工作下的主要控制参数有激励频率和占空比,根据两激励器工作控制时间及特征频率,选取四种激励频率 $f_c=0.1, 5, 10, 50$ kHz, 占空比 $C=20\%$ (仅 50 kHz 条件下考虑), 50% 。

3.1 燃烧室平均温度与压力

表 1 为不同激励频率和占空比条件下燃烧室平均温度和平均压力,与定常控制方式(2 610.3 K、1.44 MPa)相比脉冲控制方式各工况平均室温和平均室压都有所降低,激励频率从 0.1 kHz 提高至 5 kHz 时温度、压力上升明显;从 5 kHz 增至 10 kHz 温度略有下降,不过变化很小,压力则几乎不变;提高频率至 50 kHz 室温又明显降低,而提高占空比温度、压力略微上升。可见脉冲方式下等离子体对燃烧室平均温度和平均压力的影响较定常更小,基本可以忽略,其中激励频率对燃烧室平均温度和平均压力的影响非单调。

表 1 不同激励频率和占空比对应燃烧室特征参数
Table 1 Combustor characteristic parameters under different actuating frequencies and duty cycles

占空比/%	激励频率/ kHz	平均温度/K	平均压力/ MPa
50	0.1	2 528.0	1.38
	5	2 607.9	1.44
	10	2 601.6	1.44
	50	2 506.6	1.38
20	50	2 503.1	1.38

3.2 压力历程与特征频率分析

图 8 给出了三种激励频率下燃烧室监测点(5, 22)mm 处压力历程,由于激励频率 $f_c=5$ kHz 工况压力历程几乎与 $f_c=10$ kHz 的重合,为更好地对比不同工况数据,图 8 及后文不再给出 $f_c=5$ kHz 工况。可以看出脉冲激励方式下等离子体对压力振荡的抑制作用和定常方式相似,都是能在一段时间范围内控制其增长,其中 $f_c=50$ kHz, $C=20\%$ 时压力振荡幅度较小; $f_c=10$ kHz, $C=50\%$ 时振荡幅度最大。 $f_c=50$ kHz, $C=20\%$ 脉冲激励参数下控制压力峰值在 10% 以内的时长约为 8.5 ms (10% 为燃烧不稳定发生与否的阈值^[3]),长于定常激励模式等离子体对压力振荡的抑制时间。脉冲激励方式在一定参数下等离子体对不稳定燃烧的抑制效果优于定常激励方式的原因应在于对流场参数的非定常扰动,影响了释热或是释热与压力的耦合。为此,需要对燃烧室压力振荡的特征频率及压力释热耦合情况进行分析。

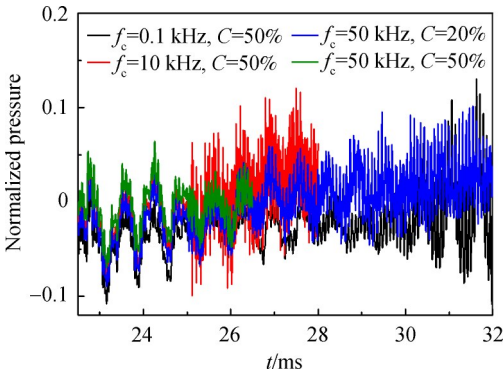


图 8 不同激励频率和占空比下点(5, 22)mm 处压力历程
Fig.8 Pressure histories of location (5, 22)mm under different actuating frequencies and duty cycles

图 9 给出了由不同工况下压力历程结果经快速傅里叶变化和数据处理得到的功率谱密度(PSD)图。脉冲激励下各工况频谱特性明显不同于定常激励方式,四种工况的一阶主频基本都在 1.5 kHz 左右,这与单激励器定常工作结果一致^[19]。 $f_c=0.1$ kHz 条件下仅捕捉到两阶特征频率 1.500 kHz 与 12.429 kHz,其他突频幅值较低; $f_c=10$ kHz 时则出现了多个 10 kHz 以上的高幅值特征频率,且各特征频率均与激励频率近似呈倍频关系; $f_c=50$ kHz 时各突频幅值接近,各突频主要位于 1.5、12.0、50.0 kHz 附近,而且两种占空比工况的特征频率比较相近,只是占空比较低时各突

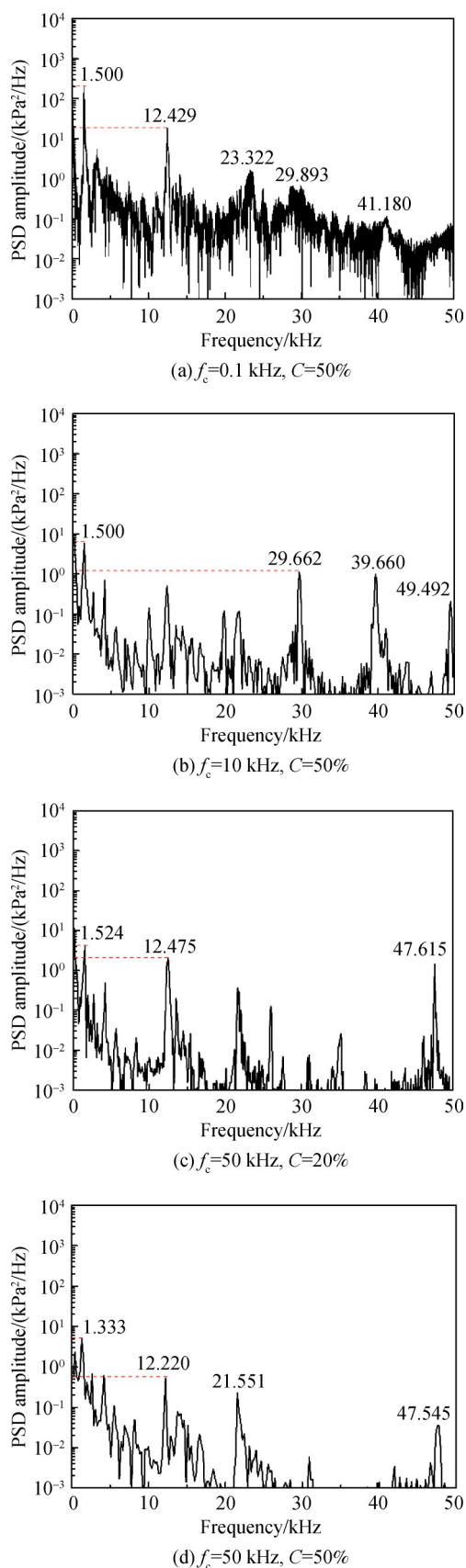


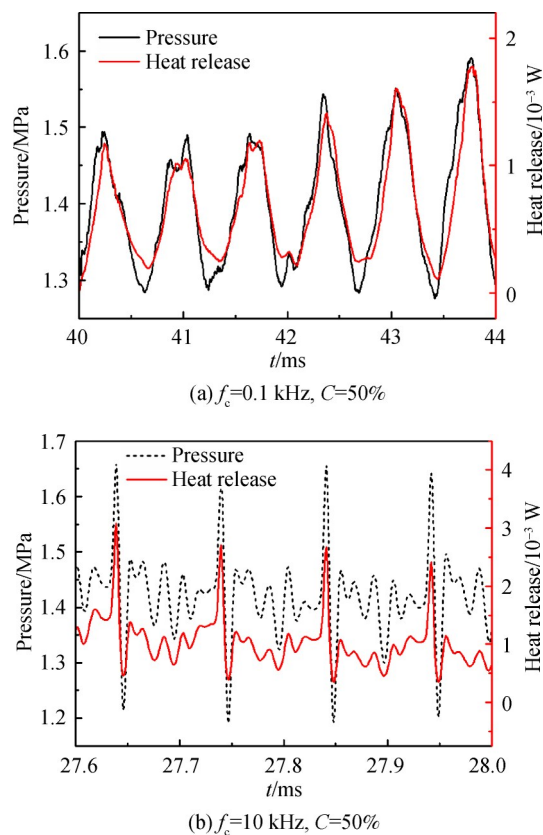
图9 不同激励频率下(5,22)mm处压力的功率谱密度
Fig.9 PSD analysis of location (5,22)mm based on pressure signal under different actuating frequencies

频幅值反而较高。从各阶特征振荡频率的功率谱密度幅值看,随着激励频率提升,功率谱密度幅值减小。根据压力振荡频谱特征可以认为总体上压力振荡频率既与燃烧室不稳定固有振荡频率有关,又与脉冲激励频率有关,占空比对其影响则很小。

3.3 压力释热耦合分析

监测点(5,0)mm处不同激励频率和占空比条件下压力、释热耦合情况如图10所示。与定常激励方式相比,脉冲方式激励下释热波动与压力振荡依然保持相位同步状态不变,激励频率影响的主要是两者振幅,其中 $f_c=50$ kHz时压力幅值最低, $f_c=10$ kHz时压力振荡幅度最大。而激励频率越高释热率越小,占空比影响则不明显。考虑到燃烧室一阶主频为1 514 Hz,远大于 $f_c=0.1$ kHz,因此施加低频等离子体控制效果难以提升,尤其在激励器空闲段,这也是图10(a)中释热和压力振幅较高的原因。

以上分析显示脉冲控制方式下等离子体主要影响了压力和释热的幅值,尤其是释热的幅值。具体来看,由于 $f_c=50$ kHz时等离子体作用的时间尺度远小于高频不稳定燃烧时间尺度,即可以近似认为其相当于起到了定常控制效果,等离子



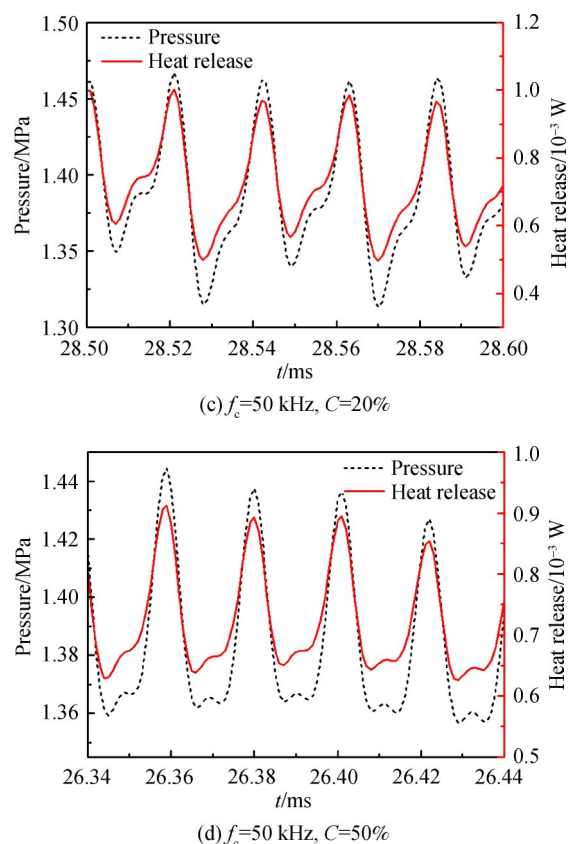


图10 不同激励频率下(5,0)mm处压力-释热耦合状态
Fig.10 Pressure-heat release coupling status of location (5,0)mm under different actuating frequencies

体定常作用下对燃烧室后向台阶处剪切层流向涡的干扰是持续的,进而降低当地释热,因此高激励频率有利于降低释热。并且鉴于脉冲激励下压力与释热的耦合关系并未发生变化,根据瑞利准则,释热是驱动压力振荡的源泉,降低释热则有利于抑制不稳定燃烧。所以高激励频率抑制效果更佳。

4 结 论

本文首先建立了CVRC甲烷燃料火箭发动机内流场燃烧仿真模型,然后建立了准直流放电等离子体模型并设计了激励器布置方案,基于定常控制方式研究所得优化方案仿真研究了脉冲放电方式下不同激励频率与占空比对等离子体抑制高频不稳定燃烧的影响,结果表明:脉冲激励方式下燃烧室均温、均压较定常模式都有所降低,等离子体对燃烧室均温和均压的影响基本可以忽略。燃烧室压力振荡频谱特性在脉冲激励下发生明显改变,其特征频率由燃烧不稳定固有声学频率和激励频率共同决定,且与激励频率呈一定倍频关

系。激励频率越高则局部释热率越小,压力振荡特征频率幅值也越低。依据压力历程与释热率幅值变化,并考虑节省放电能耗,认为在所研究工况中 $f_c=50\text{ kHz}$ 、 $C=20\%$ 条件下等离子体对高频不稳定燃烧的抑制效果最佳。

参考文献:

- [1] 冉隆燧. 航天工程设计实践[M]. 北京:中国宇航出版社, 2012.
- [2] 萨顿·乔治,比布拉兹·奥斯卡. 火箭发动机基础[M]. 北京:北京理工大学出版社, 2019.
- [3] YANG V, ADERSON W E. Liquid rocket engine combustion instability[M]. Washington DC: AIAA, 1995.
- [4] 聂万胜, 丰松江. 液体火箭发动机燃烧动力学模型与数值计算[M]. 北京:国防工业出版社, 2010.
- [5] NED P H, HERBERT E S. The effect of several injector face baffle configurations on screech in a 20 000-pound thrust hydrogen-oxygen rocket[R]. NASA TM X-52251, 1966.
- [6] JOHN P W, HARRY E B, DAVID W V. Experimental investigation of acoustic liners to suppress screech in hydro-oxygen engines[R]. NASA TM X-52253, 1966.
- [7] YOU D, YANG V. Linear stability analysis of baffled combustion chamber with radial and circumferential blades[R]. AIAA 2005-930, 2005.
- [8] WICKER J M, YOON M W, YANG V. Linear and non-linear pressure oscillations in baffled combustion chambers[J]. Journal of Sound and Vibration, 1995, 184(1):141-171.
- [9] STARIKOVSKIY A, ALEKSANDROV N. Plasma-assisted ignition and combustion[J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2013, 39(1):61-110.
- [10] ZHANG Cheng, HUANG Bangdou, LUO Zhenbing, et al. Atmospheric-pressure pulsed plasma actuators for flow control: shock wave and vortex characteristics[J]. Plasma Source Science and Technology, 2019, 28(6):064001.1-064001.16.
- [11] 吴云, 李应红. 等离子体流动控制与点火助燃研究进展[J]. 高电压技术, 2014, 40(7):2024-2038.
WU Yun, LI Yinghong. Progress in research of plasma-assisted flow control, ignition and combustion[J]. High Voltage Engineering, 40(7):2024-2038. (in Chinese)
- [12] 汤洁, 段忆翔, 赵卫, 等. 介质阻挡放电等离子体增强引擎燃烧技术的初步研究[J]. 高电压技术, 2010, 36(3):733-738.
TANG Jie, DUAN Yixiang, ZHAO Wei, et al. Study of dielectric barrier discharge nonequilibrium plasma-assisted combustion for more efficient engine[J]. High Voltage Engineering, 2010, 36(3):733-738. (in Chinese)
- [13] 韦宝禧, 欧东, 闫明磊, 等. 超燃燃烧室等离子体点火和火焰稳定性能[J]. 北京航空航天大学学报, 2012, 38(12):1572-1576.
WEI Baoxi, OU Dong, YAN Minglei, et al. Ignition and flame holding ability of plasma torch igniter in a supersonic flow[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2012, 38(12):1572-1576. (in Chinese)

- [14] 于锦禄,何立明,丁未,等.瞬态等离子体点火和火花塞点火起爆过程的对比研究[J].推进技术,2013,34(11):1575-1579.
YU Jinlu, HE Liming, DING Wei, et al. Comparative investigation on detonation initiation progress of transient plasma ignition and spark ignition[J]. Journal of Propulsion Technology, 2013, 34(11):1575-1579. (in Chinese)
- [15] HARVAZINSKI M E, XIA G, ANDERSON W E, et al. Analysis of self-excited combustion instability using a combination of two- and three-dimensional simulations[R]. AIAA 2012-0782, 2012.
- [16] LEONOV S B. Electrically driven supersonic combustion[J]. Energies, 2018, 11(7):1733.1-1733.35.
- [17] FIRSOV A, SAVELKIN K V, YARANTSEV D A, et al. Plasma-enhanced mixing and flameholding in supersonic flow [J]. Philosophical Transactions A, 2015, 373(3):20140337.1-20140337.16.
- [18] HARVAZINSKI M E. Modeling self-excited combustion instabilities using a combination of two- and three-dimensional simulations[D]. West Lafayette, Indiana, US: Purdue University, 2012.
- [19] ZHOU Siyin, NIE Wansheng, TIAN Yuan. High frequency combustion instability control by discharge plasma in a model rocket engine combustor[J]. Acta Astronautica, 2021, 179(1):391-406.
- [20] HUO H, YANG V. Supercritical LOx/methane combustion of a shear coaxial injector[R]. AIAA 2011-326, 2011.
- [21] MASQUELET M, GUEZENNEC N, MENON S. Numerical studies of mixing and flame-turbulence interactions in shear coaxial injector flows under trans-critical conditions[R]. AIAA 2012-1269, 2012.
- [22] ESCH D D, SIRIPONG A, PIKE R W. Thermodynamic properties in polynomial form for carbon, hydrogen, nitrogen and oxygen systems from 300 to 15 000 K[R]. NASA CR-111989, 1970.
- [23] YU Y C, KOEGLMEIER S M, SISCO J C, et al. Combustion instability of gaseous fuels in a continuously variable resonance chamber (CVRC)[R]. AIAA 2008-4657, 2008.
- [24] SHIH T H, LIOU W W, SHABBIR A, et al. A new eddy-viscosity model for high Reynolds number turbulent flows-model development and validation[J]. Computers Fluids, 1995, 24(3):227-238.
- [25] 刘世杰.超燃冲压发动机支板流场 RANS/LES 模拟及燃烧过程试验研究[D].长沙:国防科技大学, 2007.
LIU Shijie. Hybrid RANS/LES simulation and experimental research on the flow field of struct in scramjet[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2007. (in Chinese)
- [26] SRINIVASAN S, RANJAN R, MENON S. Flame dynamics during combustion instability in a high-pressure, shear-coaxial injector combustor[J]. Flow, Turbulence, and Combustion, 2015, 94(1):237-262.
- [27] MAGNUSSEN B F, HJERTAGER B H. On mathematical modeling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 1977, 16(1):719-729.
- [28] WESTBROOK C, DRYER F. Simplified reaction mechanisms for the oxidation of hydrocarbon fuels in flames[J]. Combustion Science and Technology, 1981, 27(1):31-43.
- [29] LEONARD B P. The ULTIMATE conservative difference scheme applied to unsteady one-dimensional advection[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1991, 88(1):17-74.
- [30] LEONOV S B, YARANTSEV D A. Near-surface electrical discharge in supersonic airflow: properties and flow control [J]. Journal of Propulsion and Power, 2008, 24(6):1168-1181.
- [31] LEONOV S B, SOLOVIEV V, YARANTSEV D. High-speed inlet customization by surface electrical discharge[R]. AIAA 2006-0403, 2006.
- [32] ZHOU Siyin, NIE Wansheng, CHE Xueke. Numerical investigation of influence of quasi-dc discharge plasma on fuel jet in scramjet combustor[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2015, 43(3):896-905.
- [33] ADAMOVICH I V, CHOI I, JIANG N, et al. Plasma assisted ignition and high-speed flow control: non-thermal and thermal effects[J]. Plasma Sources Science Technology, 2009, 18(3):034018.1-034018.13.
- [34] 秦曾衍,左公宁,王永荣,等.高压强脉冲放电及其应用[M].北京:北京工业大学出版社, 2000.
- [35] GAITONDE D V, MCCRINK M H. A Semi-empirical model of a nanosecond pulsed plasma actuator for flow control simulations with LES[R]. AIAA 2012-0184, 2012.
- [36] LEONOV S B, FIRSOV A A, YARANTSEV D A, et al. Plasma effect on shocks configuration in compression ramp [R]. AIAA 2011-2362, 2011.

(编辑:陈越)