

文章编号: 1000-8055(2024)12-20230010-11

doi: 10.13224/j.cnki.jasp.20230010

补燃循环发动机推力室声阻尼特性分析及优化

孟敬尧¹, 李 斌², 汪广旭¹, 肖 虹¹, 杨宝娥¹

(1. 中国航天科技集团有限公司

西安航天动力研究所 液体火箭发动机技术重点实验室, 西安 710100;

2. 中国航天科技集团有限公司 航天推进技术研究院, 西安 710100)

摘 要: 针对补燃循环液体火箭发动机的研制需求, 开展推力室混合头部声阻尼特性研究及优化分析。建立考虑阻尼源项及整流栅声阻抗的三维线性声阻尼特性模型量化混合头部的阻尼耗散, 通过求解 Helmholtz 方程获得推力室声模态频率及增长率, 并对整流栅和喷嘴等阻尼部件进行优化。研究表明: 流栅阻抗与喷嘴平均流均能产生阻尼效应, 且平均流作用更为显著; 整流栅小孔尺寸及间距、整流腔高度、喷嘴长度是提高混合头部阻尼效应的关键参数。

关 键 词: 补燃循环液体火箭发动机; 高频燃烧不稳定; 混合头部; 声阻尼优化; 模态增长率

中图分类号: V434.24

文献标志码: A

Analysis and optimization of acoustic damping characteristics of staged combustion cycle engine thrust chamber

MENG Jingyuan¹, LI Bin², WANG Guangxu¹, XIAO Hong¹, YANG Baoc¹

(1. Science and Technology on Liquid Rocket Engine Laboratory, Xi'an Aerospace Propulsion Institute, China Aerospace Science and Technology Corporation, Xi'an 710100, China;

2. Academy of Aerospace Propulsion Technology,

China Aerospace Science and Technology Corporation, Xi'an 710100, China)

Abstract: In view of the development requirements of the staged combustion cycle liquid rocket engine, a research and optimization analysis of the acoustic damping characteristics of the mixed head in the thrust chamber was carried out. A three-dimensional linear acoustic damping characteristic model considering the acoustic impedance of the flow distributor and the damping source term was established to quantify the damping dissipation of the mixed head. The acoustic mode frequency and growth rate of the thrust chamber were obtained by solving the Helmholtz equation, and the damping components such as the flow distributor and the injector were optimized. The results showed that the impedance of the flow distributor and the advective mean flow energy of the injector had a damping effect, and the average mean effect was more significant. The size and spacing of the hole within the flow distributor, the height of the oxidizer plenum and the length of the injector constituted the key parameters to improve the damping effect of the mixed head.

Keywords: staged combustion cycle liquid rocket engine; high frequency combustion instability; mixed head; acoustic damping optimization; mode growth rate

收稿日期: 2023-01-05

基金项目: 重点实验室基金(6142704210102)

作者简介: 孟敬尧(1999—), 男, 硕士生, 主要从事高频燃烧不稳定研究。

引用格式: 孟敬尧, 李斌, 汪广旭, 等. 补燃循环发动机推力室声阻尼特性分析及优化[J]. 航空动力学报, 2024, 39(12): 20230010. MENG Jingyuan, LI Bin, WANG Guangxu, et al. Analysis and optimization of acoustic damping characteristics of staged combustion cycle engine thrust chamber[J]. Journal of Aerospace Power, 2024, 39(12): 20230010.

符号表

c	声速	λ	波长
k	波数	ω	模态频率
ρ	密度	Ω	复频率
t	时间	D	偶极子源
n	燃烧室内壁单位法向量	F	相间动量变化率
p	压力	M	单极子源
u	气相速度向量	P	燃烧热释放变化率
u_c	液相速度向量	$\dot{Q}$	气相燃烧热释放率
u_e	流速	w_c	单位体积内液相到气相的质量转化率
Z	声阻抗	e_0	内能
γ	比热比	e_{c0}	液相的内能
α	增长率	Z	声阻抗
θ	声波入射角		

补燃循环液体火箭发动机相对于发生器循环具有更高的性能和效率,是目前研究的重点^[1]。但其具有较为复杂的结构设计以及极为恶劣的力热环境,燃烧室内可能会出现大幅值、周期性的压力振荡,造成发动机结构性损坏,这种现象被称为燃烧不稳定^[2],是补燃循环发动机型号研制以及可靠性保障面临的关键问题之一^[3]。

高频燃烧不稳定一般与推力室声学过程耦合,因此又称为热声不稳定^[4],是一种非线性复杂随机系统多物理场耦合问题^[5],形成机理复杂、研究难度大、治理成本高。几十年来,许多学者针对其主要特征建立了合理简化的模型^[6-8],主要分为两部分:推力室声学过程和燃烧不稳定激励机理,前者一般使用小扰动法来分析,获得推力室声学模态特性,是燃烧稳定性分析的常用手段,在工程中有着广泛的应用。

根据能量守恒定律,在能量输入一定的条件下,提高推力室声阻尼耗散效应,有利于提高燃烧稳定性。混合头部是补燃循环发动机增加阻尼的重要措施,在我国现役及在研的多款补燃循环发动机中均有应用,其一般包括喷前整流栅、隔板喷嘴、中心喷嘴等组件,为燃烧振荡提供一定的阻尼效应,是提高推力室稳定性的重要部件^[9]。

Schulze 和 Sattelmayer^[10]指出在整流栅处一部分声波会穿过整流栅传递到上游,一部分声波会反射回整流腔。对于燃烧室而言,整流腔与气喷嘴实际起到了一个声衬的作用,压力扰动在传播到声衬时会引起周期性的涡脱落,引起振荡能量的耗散。根据 Kirchhoff-Stokes 理论^[11-12],喷嘴内声波传播与薄边界层作用会产生热黏性耗散。当喷嘴的固有频率与燃烧室主要频率一致,即两者

发生共振时,这一耗散作用会显著增强,此时的气喷嘴也称为调谐喷嘴。Wicker 等^[13]和 You 等^[14]的研究表明隔板喷嘴的主要阻尼机理为:①减弱了喷注器面燃烧敏感区受横向速度扰动的影响;②增加了横向波传播距离,降低了振荡频率;③横向压力波在经过隔板顶部和隔板喷嘴间隙时会发生声涡耗散。

什巴诺夫针对混合头部进行大量的实验,实验发现,喷嘴管路中会产生由燃烧室的横向振荡引起的纵向振荡,起到了能量的传递和耗散作用,隔板主要作用是降低自激振荡振幅,其对不稳定边界提高很小。俄罗斯火箭航天工业科研中心进行了单喷嘴缩尺燃烧室模拟实验,针对具体发动机的混合头部,对比评估了喷嘴和阻尼装置结构参数的变化对稳定性的影响^[15]。

当前我国正处于重型高压补燃循环发动机研制的关键阶段,而发动机推力越大、推力室尺寸越大,越容易发生燃烧不稳定性问题^[16]。作为补燃循环发动机推力室的一种重要的阻尼部件,混合头部的设计工作对推力室的燃烧稳定性十分的关键。从俄罗斯的研制经验来看,必须尝试不同方案的混合头部,以找到稳定性和经济性最佳的方案。混合头部的阻尼控制因素较多,采用实验手段对其优化分析耗资较大,当前国内还没有量化分析混合头部声阻尼效果的理论模型或方法,开展混合头部阻尼效果的量化研究和组合优化十分必要。

1 混合头部声阻尼建模

1.1 控制方程及阻尼源项

Culick^[17]给出了忽略黏性和导热系数的理想

两相流的质量、动量、能量守恒方程, 见式(1)~式(4):

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{u}) = w_c \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_c \mathbf{u}_c) = -w_c \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_g \mathbf{u} + \rho_c \mathbf{u}_c) + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{u} \mathbf{u} + \rho_c \mathbf{u}_c \mathbf{u}_c) + \nabla p = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_g e_0 + \rho_c e_{c0}) + \nabla \cdot (\rho_g e_0 \mathbf{u} + \rho_c e_{c0} \mathbf{u}_c) + \nabla \cdot (p \mathbf{u}) = \dot{Q} \quad (4)$$

其中下标 c 代表液相, g 代表气相。

将上述方程变形并引入小扰动, 得到波动方程见式(5):

$$\frac{1}{\bar{\rho} \bar{c}^2} \cdot \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla^2 p' = -M + \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla \cdot D \quad (5)$$

其中上标'表扰动量, $\bar{\cdot}$ 代表平均量。

由燃烧室内壁的法向量动量守恒方程, 有边界条件:

$$-\frac{1}{\bar{\rho}} (\mathbf{n} \cdot \nabla p') = \mathbf{n} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \mathbf{n} \cdot (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \mathbf{u}' + \mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \cdot \nabla \mathbf{u}') + \frac{1}{\bar{\rho}} \mathbf{n} \cdot \left(\rho' \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} \right) + \frac{1}{\bar{\rho}} \mathbf{n} \cdot F' \quad (6)$$

其中

$$M = \frac{1}{\bar{\rho} \bar{c}^2} \left[\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \frac{\partial p'}{\partial t} + \bar{\gamma} \frac{\partial p'}{\partial t} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}} + \frac{\partial (\mathbf{u}' \cdot \nabla p')}{\partial t} + \bar{\gamma} \frac{\partial (p' \cdot \nabla \mathbf{u}')}{\partial t} - \frac{\partial P'}{\partial t} \right] \quad (7)$$

$$D = \bar{\rho} (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \mathbf{u}' + \mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}}) + \left(\bar{\rho} \mathbf{u}' \cdot \nabla \mathbf{u}' + \rho' \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} \right) - F' \quad (8)$$

将控制方程中的源项分别集合到 M 和 D 中, M 中的源项类似于声学中的单极子声源, D 中的源项均为向量形式, 类似于偶极子声源。而代表湍流的二阶张量类似于四极子声源, 由于在研究频率范围内这些项较小, 此处忽略。 P' 和 F' 因后续计算被忽略, 此处没有给出具体表达式, 其分别表征燃烧热释放速率及相间动量转移。

上述方程较为复杂, 直接求解难度较大, 因此对波动方程(式(5))和边界条件(式(6))做简化处理。本研究主要考虑线性稳定性, 因此略去方程

中的二阶项并对方程进行线性化; 由于暂时不考虑燃烧等复杂过程, 略去化学反应源项及两相耦合项 P' 和 F' ; 假定速度扰动和压力扰动分别为 $p' = \hat{p} e^{i\Omega t}$, $\mathbf{u}' = \hat{\mathbf{u}} e^{i\Omega t}$, 其中 $\Omega = \omega + i\alpha$ 为复频率, 上标 $\hat{\cdot}$ 代表复振幅。对方程进行简化并频域转换:

$$\frac{1}{\bar{\rho} \bar{c}^2} \cdot \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla^2 p' = -\frac{i\Omega}{\bar{\rho} \bar{c}^2} (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \hat{p} + \bar{\gamma} \hat{p} \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} + P') \quad (9)$$

$$-\frac{1}{\bar{\rho}} (\mathbf{n} \cdot \nabla p') = i\Omega (\mathbf{n} \cdot \hat{\mathbf{u}}) + \mathbf{n} \cdot (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \hat{\mathbf{u}} + \hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}}) \quad (10)$$

复频率 Ω 的实部 ω 为最终的振荡频率(一般接近推力室自然模态频率); 虚部 α 代表了该振荡频率信号的增长率, 该值为正意味着信号会被放大, 从而不稳定, 该值为负则稳定。线性条件下, 可以采用 α 近似描述不同响应源项作用下推力室稳定性或结构阻尼特性。

忽略燃烧室内平均速度的非轴向速度分量, 假定只有轴向流, 简化方程并引入声阻抗 $Z \equiv \frac{\hat{p}}{\mathbf{n} \cdot \hat{\mathbf{u}}}$, 则

$$\frac{1}{\bar{\rho} \bar{c}^2} \cdot \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla^2 p' = -\frac{i\Omega}{\bar{\rho} \bar{c}^2} \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \hat{p} \quad (11)$$

$$-\frac{1}{\bar{\rho}} (\mathbf{n} \cdot \nabla p') = i\Omega \frac{\hat{p}}{Z} \quad (12)$$

本研究所采用的波动方程求解器为有限元分析软件 COMSOL, 软件的控制方程实际上是 Helmholtz 方程, 其形式为:

$$\nabla \cdot \left[-\frac{1}{\bar{\rho}} (\nabla p - q) \right] - \frac{\omega^2}{\bar{\rho} \bar{c}^2} p = Q^{\text{cm}} \quad (13)$$

其中 q 为阻尼源项, 此处忽略; Q^{cm} 为背景平均流阻尼源项。

式(13)和式(11)联立得:

$$Q^{\text{cm}} = -\frac{i\omega \mathbf{u}}{\bar{\rho} \bar{c}^2} \nabla \hat{p} \quad (14)$$

平均流产生的源项以空间域源的形式加入到扰动控制方程中进行计算, 得出模态频率 ω 和增长率 α , 后续平均流源项的计算中认为所计算的流场中只有轴向流。

1.2 喷管喉部边界模型

对燃烧室进行有限元分析的区域包含收敛段和喉部, 收敛段可以采用壁面边界条件, 必须给出喉部声速面的边界条件。Bell 等^[18] 和 Zinn

等^[19]对燃烧室喷管的声导纳进行了理论和仿真分析,研究发现喷管喉部声导纳系数的实部和虚部都接近零,因此可将喷管喉部简化为硬声场边界。

1.3 整流栅阻抗边界条件

整流栅是混合头部(见图 1)的一种重要阻尼部件。由于声波在传递到整流栅(见图 2)处时会有透射、反射、耗散等过程,可将整流栅简化为阻抗边界条件。

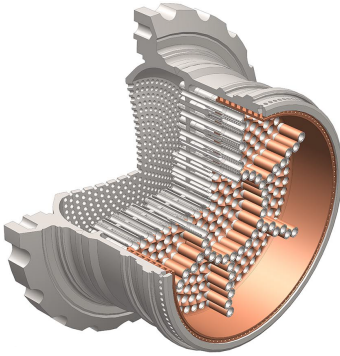


图 1 RD-170 发动机混合头部^[20]
Fig. 1 Mixed head of RD-170 engine^[20]

假设整流栅的曲率远大于入射声波,其可以被看作平面,此时引入孙晓峰和景晓东提出的景-孙模型^[21]对整流栅进行简化。在整流栅工作的来流马赫数范围内,整流栅厚度可以被看作无限薄。假设整流栅附近声波为平面波,将其简化为多孔板阻抗边界模型^[22],如图 3 所示。

多孔板有等效阻抗 $Z/(\rho\bar{c})$ 为:

$$\frac{Z}{\rho\bar{c}} = \frac{1}{\cos\theta} + \frac{kd^2}{i\chi} \quad (15)$$

$$\delta = \frac{2I_1(k_c R) K_1(k_c R) e^{2k_c R}}{\{I_1(k_c R)^2 + (4/\pi^2) e^{2k_c R} [\cosh(k_c R)]^2 K_1(k_c R)^2\} \pi k_c R} \quad (16)$$

$$\xi = \frac{I_1(k_c R)^2 [1 + 1/(k_c R)] + (4/\pi^2) e^{2k_c R} [\cosh(k_c R)] K_1(k_c R)^2 [\cosh(k_c R) - \sinh(k_c R)/(k_c R)]}{I_1(k_c R)^2 + (4/\pi^2) e^{2k_c R} [\cosh(k_c R)]^2 K_1(k_c R)^2} \quad (17)$$

其中 $k_c = \omega/u_c$ 为对流波数, u_c 为整流栅小孔内流速, I_1 和 K_1 分别为第 1 类和第 2 类一阶贝塞尔函数。

ξ 和 δ 分别表征了瑞利传导率实部和虚部的相对大小,其随频率的变化如图 4 所示 ($R=0.01$ m), ξ 随频率的升高从零逐渐趋于 1, δ 从零先快速增大后缓慢下降。等效阻抗 $Z/(\rho\bar{c})$ 幅频及相频特性如图 5 所示 ($R=0.0035$ m, $d=0.012$ m), 其幅值

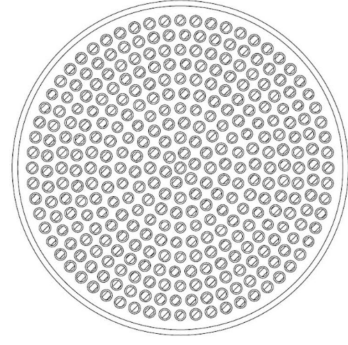


图 2 整流栅结构平面视图^[20]
Fig. 2 Plan view of flow distributor structure^[20]

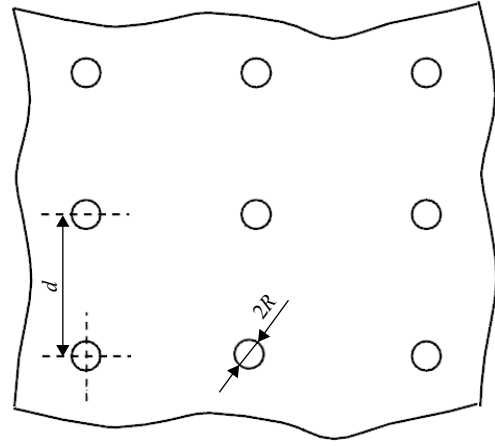


图 3 整流栅简化的多孔板模型
Fig. 3 Simplified porous plate model of flow distributor

其中

$$k = \omega/\bar{c} \quad (18)$$

对于孔的瑞利传导率 χ 的计算, Howe 给出了一个经典模型^[11]:

$$\chi = 2R(\xi - i\delta) \quad (19)$$

随频率先缓慢减小,后逐渐增大,其相位随频率近似线性减小。由于整流栅阻抗随频率变化,因此在计算阻抗的过程需要进行迭代计算,在保证精度的情况下简化计算,后续仿真在迭代误差不超过 1% 时停止迭代。

整流栅等效阻抗的幅值和相位随整流栅孔径 R 和孔间距 d 以及流速 u_c 的变化如图 6~图 8

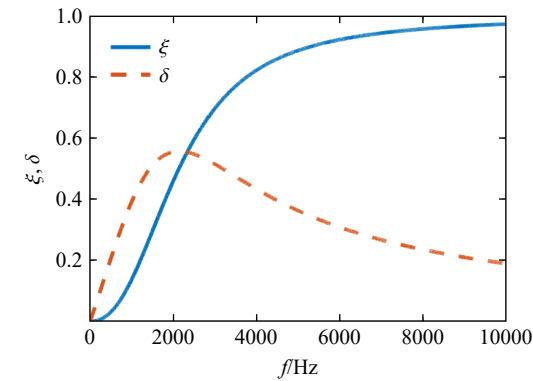


图 4 ξ 和 δ 随频率的变化

Fig. 4 Change of ξ and δ with frequency

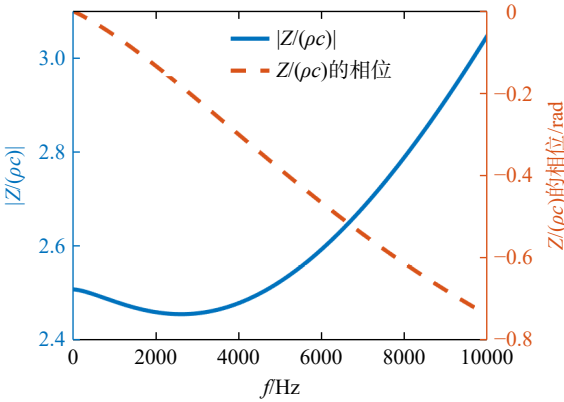


图 5 整流栅等效阻抗幅频及相频特性

Fig. 5 Amplitude frequency and phase frequency characteristics of equivalent impedance of flow distributor

所示(图 6 中 $d=0.05\text{ m}$, 图 7 中 $R=0.0035\text{ m}$)。当 R 减小或者 d 增大时, 整流栅的流通面积减小, 因此等效阻抗的幅值增大, 同时流通面积增大加强了声波的穿透性, 导致等效阻抗相位减小。当 u_c 增大时, 声涡耗散效应增强, 等效阻抗的幅值和相位均增大。

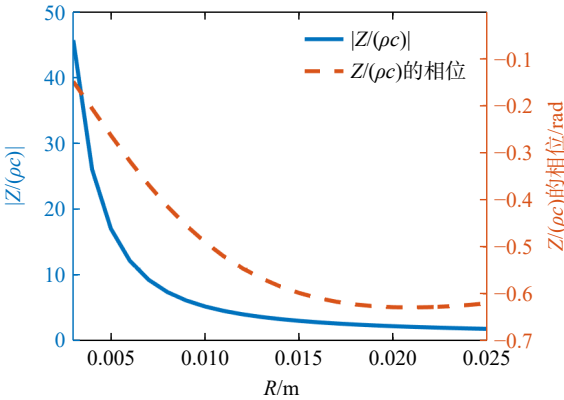


图 6 整流栅等效阻抗随 R 的变化

Fig. 6 Change of equivalent impedance of flow distributor with R

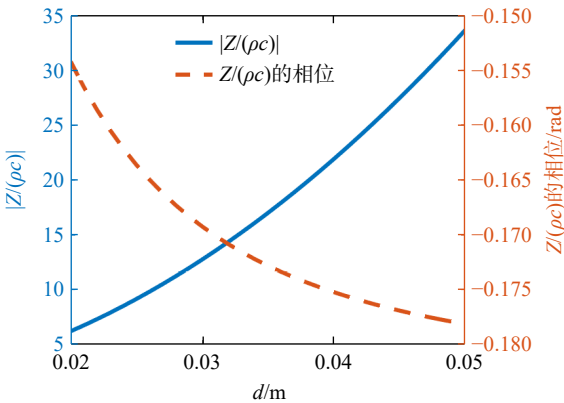


图 7 整流栅等效阻抗随 d 的变化

Fig. 7 Change of equivalent impedance of flow distributor with d

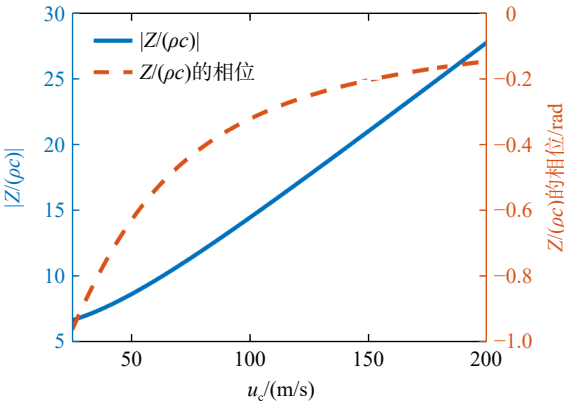


图 8 整流栅等效阻抗随 u_c 的变化

Fig. 8 Change of equivalent impedance of flow distributor with u_c

2 推力室声阻尼特性分析

2.1 计算条件

为简化计算, 采用简化的某发动机燃烧室, 通过有限元分析软件 COMSOL 对燃烧室扰动控制方程进行特征值求解, 得出其模态频率及模态增长率, 假设燃烧室尺寸见表 1, 计算条件见表 2。

假设整流栅为平面, 忽略整流栅曲率及厚度, 简化喷嘴数量(保留 180 个喷嘴), 不考虑节流孔及燃料出口。简化的燃烧室几何模型如图 9 所示,

表 1 燃烧室尺寸参数

Table 1 Size parameters of combustion chamber mm

参数	数值
集气腔高度 h	100
整流栅孔半径 R	3.5
整流栅孔间距 d	12
喷嘴孔径 r	5.2
喷嘴长度 L	150

表 2 计算条件参数	
Table 2 Calculation condition parameters	
参数	数值
集气腔声速 c_1 /(m/s)	466.1
集气腔密度 ρ_1 /(kg/m ³)	165.3
喷嘴声速 c_2 /(m/s)	466.1
喷嘴密度 ρ_2 /(kg/m ³)	153
主燃烧室声速 c_3 /(m/s)	1 249.7
主燃烧室密度 ρ_3 /(kg/m ³)	18.16
喷嘴流速 u_2 /(m/s)	200
整流栅孔内流速 u_c /(m/s)	120

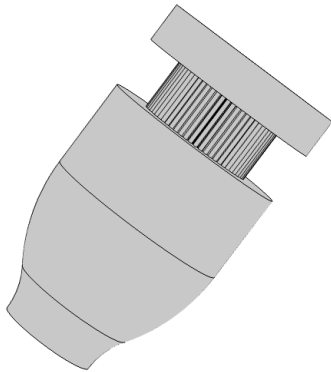


图 9 简化燃烧室几何模型

Fig. 9 Geometric model of simplified combustion chamber

通过自由四面体网格对燃烧室进行网格划分,有限元模型如图 10 所示。

2.2 网格无关性验证

为了保证网格大小的选取不会对结果产生较大影响,合理降低网格数量,需进行网格无关性验证。固定最小单元大小为 5 mm,改变最大单元大小,喷嘴数量为 180 个时模型网格数量及一阶纵向(记为 1L)模态频率、一阶切向(记为 1T)模态频率、二阶切向(记为 2T)模态频率见表 3,固

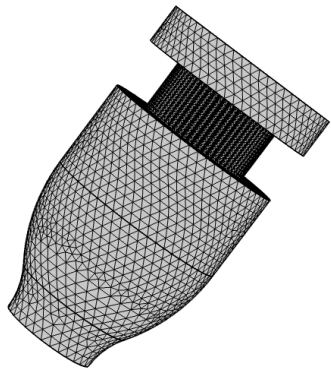


图 10 简化燃烧室有限元模型

Fig. 10 Finite element model of simplified combustion chamber

表 3 不同最大单元的网格数量和模态频率				
Table 3 Number of grids and mode frequencies of different maximum elements				
最大单元/mm	网格数量	模态频率/Hz		
		1L	1T	2T
70	80 366	1 249.4	1 693	27 449
50	87 354	1 249.4	1 693	27 449
30	134 904	1 249.4	1 693	2 748.8

定最大单元大小为 50 mm,改变最小单元大小,网格数量及模态频率见表 4。可见在选定的网格大小范围内模态频率对网格数量不敏感,最终选用最大网格大小为 50 mm,最小网格大小为 9 mm 进行后续计算。

表 4 不同最小单元的网格数量和模态频率				
Table 4 Number of grids and mode frequencies of different minimum elements				
最小单元/mm	网格数量	模态频率/Hz		
		1L	1T	2T
9	34 048	1 249.4	1 693	2 749
7	56 027	1 249.4	1 693	2 749
5	87 354	1 249.4	1 693	2 749
3	211 030	1 249.4	1 693	2 748.9

利用式(20)来估计 3 种模态下的模态频率,并与所选用网格尺寸的仿真结果作对比,如表 5 所示。可见 1T 和 2T 模态频率的估计值和仿真值相差不大,但 1L 模态有 13% 的误差,这是对燃烧室纵向体积分布的简化导致的。

$$f = \frac{c_c}{2\pi} \sqrt{k_r^2 + k_{x,\tilde{n}}^2} = \frac{c_c}{2\pi} \sqrt{4\left(\frac{\alpha_{\tilde{m}j}}{D_c}\right)^2 + k_{x,\tilde{n}}^2} \quad (20)$$

其中 $\tilde{n}$ 、 $\tilde{m}$ 、 $j-1$ 、 c_c 、 k_r 、 $k_{x,\tilde{n}}$ 、 $\alpha_{\tilde{m}j}$ 和 D_c 分别为纵向模态数、切向模态数、径向模态数、燃烧室声速、径向波数、纵向波数、垂直于纵向方向的波数和燃烧室直径。

表 5 公式估计值与仿真结果对比			
Table 5 Comparison between formula estimation and simulation results			
模态	模态频率		
	理论值/Hz	仿真值/Hz	误差/%
1L	1 086.7	1 249.4	13
1T	1 618.75	1 693	4.39
2T	2 685.58	2 749	2.3

2.3 模态频率随喷嘴数量的变化

虽然喷嘴数量会影响燃烧室的模态频率, 但本研究旨在探索燃烧室线性稳定性分析方法以及混合头部阻尼优化, 简化喷嘴数量并不会对研究目的造成影响。采用同心圆式喷嘴排布方法, 从内圈向外圈依次增加喷嘴圈数, 燃烧室的其他结构参数不变, 得到了 3 种模态下的频率随着喷嘴数量 n 的变化曲线, 如图 11~图 13 所示。

总的来看, 1L 模态频率随 n 增加而减小, 1T 模态频率随 n 增大而增大, 2T 模态频率随 n 先降低后升高。随着喷嘴数量的增加, 声波能更多地传播到整流腔内, 波的纵向传播距离增加, 因此 1L 频率减小, 而喷嘴数量小于 180 时燃烧室的声扰动难以传播到整流腔中, 因此 1L 频率在最大值保持不变。对于 2T 切向模态, 当 $n=315$ 时, 喷管中从一个波节增加到两个波节, 如图 14 所示, 因此 2T 频率的变化趋势出现转折。

表 6 为喷嘴数量为 180 时将喷嘴分别置于燃烧室内层、中层、外层(喷嘴中轴线到燃烧室中轴线的平均距离分别为 40、110、210 mm)。可见相

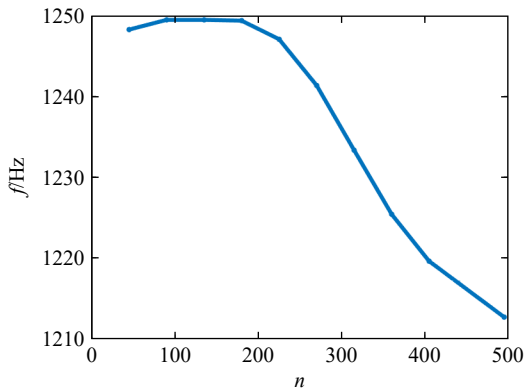


图 11 1L 模态频率随 n 的变化

Fig. 11 Change of 1L mode frequency with n

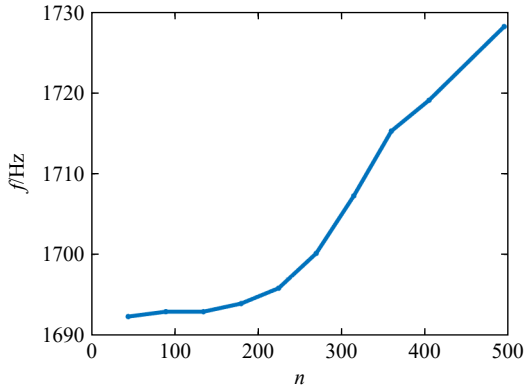


图 12 1T 模态频率随 n 的变化

Fig. 12 Change of 1T mode frequency with n

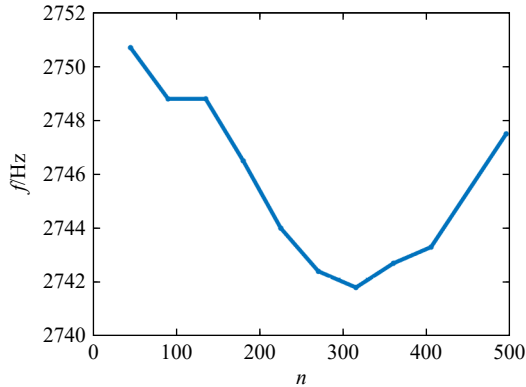


图 13 2T 模态频率随 n 的变化

Fig. 13 Change of 2T mode frequency with n

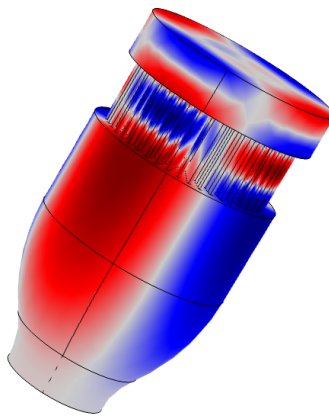


图 14 2T 模态振型

Fig. 14 Mode shape of 2T

表 6 喷嘴位置对模态频率的影响

Table 6 Influence of injector location on mode frequency

喷嘴位置	模态频率/Hz		
	1L	1T	2T
内层	1 249.3	1 694	2 746.5
中层	1 254.6	1 696.9	2 738.8
外层	1 253.5	1 700.2	2 740.7

同喷嘴数量时喷嘴位置也会对模态频率产生影响, 但相比于喷嘴数量, 这种影响并不显著。

2.4 增长率计算

将整流栅阻抗边界条件、喷嘴背景平均流源项及两者的组合分别加入到特征值求解器中进行计算, 所得 1T 模态频率及增长率如表 7 所示 ($n=840$, $L=106$ mm, $d=0.05$ m, $R=0.0035$ m)。整流栅阻抗及平均流源项均能为混合头部增添阻尼效应, 并使模态频率降低。比较两者阻尼大小发现声模态能量的耗散大部分发生在喷嘴中, 并且频率的降低主要是喷嘴平均流导致的, 可见喷嘴的设计对混合头部性能十分关键。在本算例中同时

表 7 不同阻尼项对 1T 模态频率及增长率影响

Table 7 Influence of adding different damping caps on 1T mode frequency and growth rate

阻尼项	模态频率/Hz	增长率
整流栅阻抗	1 603.5	-2.823 8
平均流源项	1 594	-7.463
阻抗及源项	1 593.1	-10.494
无阻尼项	1 604	0

计算整流栅阻抗及平均流源项所得的增长率为两者分开计算时增长率的叠加,但后续研究发现喷嘴在调谐长度并不满足此线性关系。

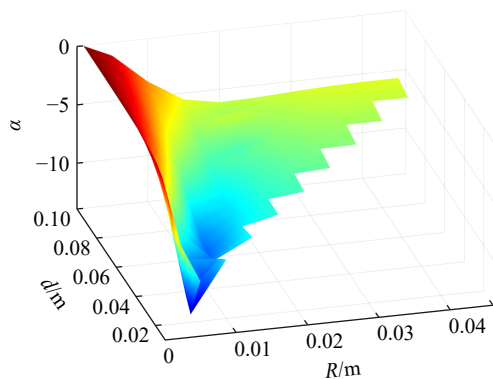
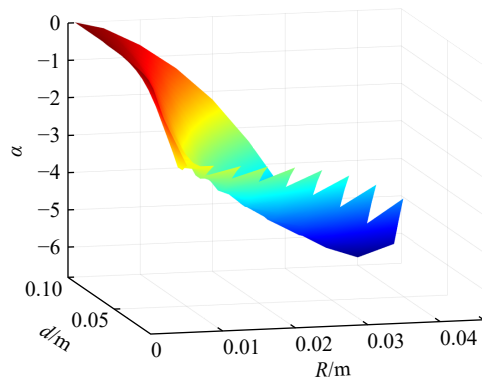
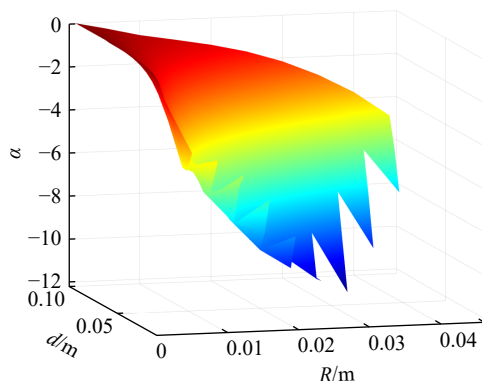
景-孙模型是在多孔板的小孔之间互不干扰的情况下做出的简化,但一般整流栅的小孔之间可能会互相影响,因此计算所得整流栅阻抗存在一定的误差。此外,混合头部还有诸如喷嘴阻抗等其他未考虑在内的阻尼,所得增长率绝对值相比实际值偏小。

3 推力室混合头部阻尼优化

3.1 整流栅结构优化

利用文中第 2.4 节所示的分析方法,单独考虑整流栅阻抗边界条件,探究整流栅孔径 R 和孔间距 d 对推力室模态增长率的影响规律,并对整流栅结构参数的优化提供工程上的建议。图 15~图 17 为 1L、1T 和 2T 模态增长率随 R 和 d 的变化曲面,其中 R 在 0.005~0.05 m 之间取 10 个点, d 在 0.01~0.1 m 之间取 20 个点,此外, d 和 R 的关系还应满足 $d > 2R$ 来确保小孔之间不会重合。

1L 模态增长率绝对值 $|\alpha|$ 在 $R < 0.02$ m 时随着 d 先增大后减小,且 R 越大最大值越小,取得最大值的 d 越大,而在 $R \geq 0.02$ m 时增长率基本不随 d

图 15 1L 模态增长率随整流栅 R 和 d 的变化曲面Fig. 15 Surface of 1L mode growth rate varying with R and d of flow distributor图 16 1T 模态增长率随整流栅 R 和 d 的变化曲面Fig. 16 Surface of 1T mode growth rate varying with R and d of flow distributor图 17 2T 模态增长率随整流栅 R 和 d 的变化曲面Fig. 17 Surface of 2T mode growth rate varying with R and d of flow distributor

和 R 变化。1T 模态 $|\alpha|$ 随 d 的增大先增大后减小,且 R 越大最大值越大,取得最大值的 d 越大。2T 模态 $|\alpha|$ 在 $R < 0.03$ m 时和 1T 模态有同样的变化规律。而当 $R \geq 0.03$ m 时 $|\alpha|$ 随 d 增大而单调递减,且 $|\alpha|$ 最大值随 R 的增大而减小。

若需要抑制 1L 模态,那么应取较小的 R ,并取对应峰值的 d ;抑制 1T 模态,应取较大的 R ,并取对应峰值的 d ;抑制 2T 模态, R 应该取在 0.02~0.03 m 之间,并取对应峰值的 d 。综合来看,当 $R=0.03$ m, $d=0.065$ m 时,3 种模态均具有良好的抑制效果,但工程中最关注的是 1T 模态,应该主要考虑 1T 模态的优化。

3.2 整流腔高度优化

固定喷嘴尺寸,改变整流腔高度 h ,考虑整流栅阻抗及平均流的 1T 模态增长率 α 随 h 的变化如图 18 所示。在研究范围内,随着 h 的增大, $|\alpha|$ 先减小后增大,而其极小值点所对应的 h 刚好为 1T 波长与喷嘴长度 L 之差,工程设计中应避开此段高度范围。为在取得较大 $|\alpha|$ 的情况下整流栅

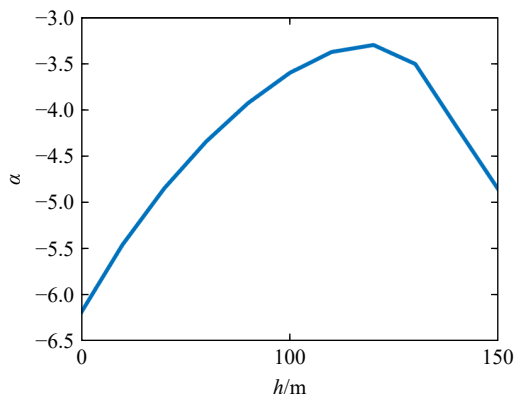


图 18 1T 模态增长率随整流腔高度变化

Fig. 18 Change of 1T mode growth rate with flow distributor height

高度保持在合理的范围,当喷嘴较短时应取较小的 h ,当喷嘴较长时应取较大的 h 。

3.3 喷嘴长度优化

根据背景平均流源项式(14),源项大小与频率、当地压力梯度和声速成正比。由于整流腔和主燃烧室流场较为复杂,下述结果只考虑了喷嘴内部平均流。

1T 模态频率及增长率随喷嘴长度 L 的变化如图 19 及图 20 所示。可见,1T 模态频率及增长率在 L 为 1T 波长 λ 的 35%~50% 的范围内对 L 较为敏感, $|\alpha|$ 在喷嘴长度为 38.7% λ 和 47.9% λ 时有两个极大值点,并且前一峰值显著的高于 $|\alpha|$ 的平均值。此外,模态频率在两峰值点均有阶梯式的大幅升高,这代表喷嘴和整流腔内的模态振型发生了突变。

前一极值点 1T 模态振型如图 21 所示,此时压力扰动更易通过喷嘴进入整流腔,并在整流栅边界处形成较大的速度梯度分布,耗散效应大幅增强。喷嘴长度接近 1/2 波长时出现了第 2 个极

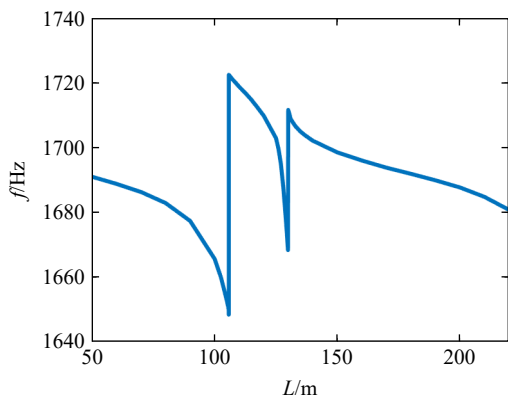


图 19 1T 模态频率随喷嘴长度的变化

Fig. 19 Change of 1T mode frequency with injector length

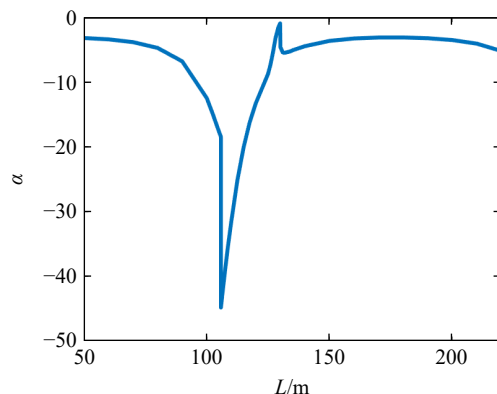


图 20 1T 模态增长率随喷嘴长度的变化

Fig. 20 Change of 1T mode growth rate with injector length

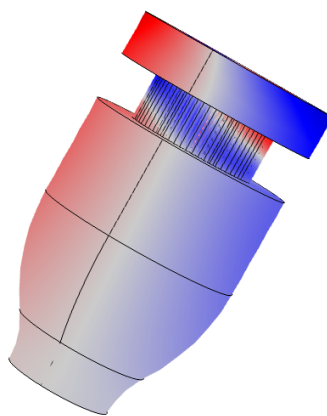


图 21 第 1 个极值点对应的 1T 模态振型

Fig. 21 1T mode shape corresponding to the first extreme point

大值,其模态振型如图 22 所示,此时喷嘴与燃烧室发生共振,压力幅值分布集中在喷嘴中,此长度的喷嘴称为调谐喷嘴,燃烧室的横向振动引起了喷嘴中的纵向振动,且波节刚好分布在喷嘴出口和入口处,即是振荡速度最大的部位。Dranovsky 认为调谐喷嘴的阻尼效应是喷嘴通道的流阻损失

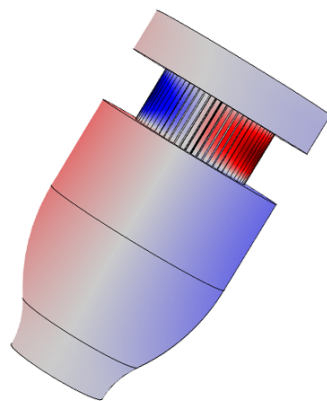


图 22 第 2 个极值点对应的 1T 模态振型

Fig. 22 1T mode shape corresponding to the second extreme point

造成的^[15], 流阻主要分布在喷嘴通道的两端, 和本文得出的结论一致。特别说明的是, 由于仿真中没有量化喷嘴的热黏性阻尼, 实际上第 2 个极值点会有更高的峰值。

由于与燃烧室的共振, 喷嘴内压力振荡很大, 而内混式喷嘴混合段对压力扰动较为敏感, 调谐喷嘴可能会引发更严重的燃烧不稳定性, 因此不能盲目采用调谐喷嘴, 选择第 1 个极值点对应的喷嘴长度可能会取得更好的效果。

工程上调谐喷嘴的长度所对应的 $1/2$ 波长需进行有效长度修正, 修正后的长度为 $47\%\lambda$, 接近前文得出的长度。由于喷嘴阻尼特性在某些长度范围非常敏感, 在喷嘴设计过程中, 为得到最大的喷嘴阻尼, 最好能通过燃烧室声学特性实验获得喷嘴的最佳长度。RD170 发动机采用了调谐喷嘴的设计理念, 其中心喷嘴长度为 $40\%\lambda$, 隔板喷嘴长度为 $50.6\%\lambda$, 刚好对应本文计算出的两个极值点, 这说明 RD170 喷嘴的设计很可能考虑了前文所得出的结论。

4 结 论

1) 无阻尼状态下, 1L 模态频率与喷嘴数量 n 成反比, 1T 模态频率与 n 成正比, 2T 模态频率随 n 的增大先降低后升高。此外, 喷嘴位置对频率的影响不大。

2) 整流栅阻抗与喷嘴平均流均能产生阻尼效应, 并使模态频率降低, 且平均流的作用更为显著, 因此喷嘴的设计对混合头部性能十分重要。

3) 整流栅的孔半径 R 及孔间距 d 均会影响模态增长率, 工程较为关心的 1T 模态的 $|\alpha|$ 随 d 先增大后减小, 且 R 越大峰值越大, 峰值对应的 d 也越大。

4) 随着整流腔高度 h 的增大, 1T 模态的 $|\alpha|$ 随 h 先减小后增大, 且最小值对应的 h 接近 1T 波长和喷嘴长度的差值。

5) 随着喷嘴长度 L 的变化, 1T 模态的 $|\alpha|$ 分别在 1T 波长的 38.7% 和 47.9% 时有两个极大值, 同时每个极值点有频率突增。前一极值点时压力扰动更易进入整流腔, 并通过整流栅进行耗散, 后一极值点喷嘴与燃烧室发生共振, 但由于仿真没有考虑热黏性耗散, 所得出的峰值偏小。

参考文献:

[1] 张贵田. 高压补燃液氧煤油发动机[M]. 北京: 国防工业出版社, 2005.

[2] YANG V, ANDERSON W E. 液体火箭发动机燃烧不稳定性[M]. 张宝炯, 译. 北京: 科学出版社, 2001: 3-31.

[3] HARRJE D T, REARDON F. Liquid propellant rocket combustion instability[R]. NASA SP-194, 1972.

[4] 汪广旭, 刘占一, 谭永华, 等. 燃烧室纵向压力振荡对燃料掺混过程的影响[J]. 火箭推进, 2020, 46(6): 60-68.
WANG Guangxu, LIU Zhanyi, TAN Yonghua, et al. Research on effects of longitudinal pressure oscillation on fuel mixing process in combustion chamber[J]. Journal of Rocket Propulsion, 2020, 46(6): 60-68. (in Chinese)

[5] 汪广旭, 谭永华, 陈建华, 等. 考虑喷注流强分布的纵向稳定性建模与分析[J]. 航空学报, 2021, 42(6): 378-389.
WANG Guangxu, TAN Yonghua, CHEN Jianhua, et al. Modeling and analysis of longitudinal stability considering injection intensity distribution[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2021, 42(6): 378-389. (in Chinese)

[6] 李磊, 孙晓峰. 一种基于谱方法的三维热声不稳定模型[J]. 航空动力学报, 2011, 26(5): 1017-1024.
LI Lei, SUN Xiaofeng. Three-dimensional thermoacoustic instability model based on spectral method[J]. Journal of Aerospace Power, 2011, 26(5): 1017-1024. (in Chinese)

[7] 张澄宇, 李磊, 孙晓峰. 加力燃烧室热声振荡纵向传播特性及控制[J]. 航空动力学报, 2010, 25(2): 278-283.
ZHANG Chengyu, LI Lei, SUN Xiaofeng. Thermoacoustic oscillating calculation of longitudinal equivalence frequency and stability in aero-engine afterburner[J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(2): 278-283. (in Chinese)

[8] 汪广旭, 谭永华, 陈建华, 等. 液体火箭发动机非稳态燃烧过程对其稳定性的影响[J]. 航空动力学报, 2019, 34(4): 929-936.
WANG Guangxu, TAN Yonghua, CHEN Jianhua, et al. Effects of unsteady combustion process on combustion instability of liquid rocket engine[J]. Journal of Aerospace Power, 2019, 34(4): 929-936. (in Chinese)

[9] 李龙飞, 陈建华, 刘站国. 增强大推力火箭发动机燃烧稳定性裕度的方法[J]. 火箭推进, 2014, 40(5): 8-13.
LI Longfei, CHEN Jianhua, LIU Zhanguo. Method to enhance combustion stability margin of high thrust rocket engine[J]. Journal of Rocket Propulsion, 2014, 40(5): 8-13. (in Chinese)

[10] SCHULZE M, SATTELMAYER T. Low-order modelling of the non-local acoustic reacting combustion chamber-dome interface in rocket engines[C]//Proceedings of the 19th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. Reston, Virginia: AIAA, 2014: AIAA2014-3086.

[11] HOWE M S. Acoustics of fluid-structure interactions[M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1998.

[12] BATCHELOR G K. An introduction to fluid dynamics[M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2000.

[13] WICKER J M, YOON M W, YANG V. Linear and non-linear pressure oscillations in baffled combustion chambers[J]. Journal of Sound Vibration, 1995, 184(1): 141-171.

[14] YOU Danning, KU D D, YANG V. Acoustic waves in baffled combustion chamber with radial and circumferential blades[J]. Journal of Propulsion and Power, 2013, 29(6): 1453-1467.

[15] DRANOVSKY M L. Combustion Instabilities in Liquid Rocket Engines[M]. Reston, US: AIAA, 2007.

[16] 李斌, 张小平, 马冬英. 我国新一代载人火箭液氧煤油发动机[J]. 载人航天, 2014, 20(5): 427-431, 442.

- LI Bin, ZHANG Xiaoping, MA Dongying. The LOX/kerosene rocket engine for Chinese new-generation manned launch vehicle[J]. [Manned Spaceflight](#), 2014, 20(5): 427-431, 442. (in Chinese)
- [17] CULICK F E C. Stability of three-dimensional motions in a combustion chamber[J]. *Combustion Science and Technology*, 1975, 10(3/4): 109-124.
- [18] BELL W A, ZINN B T. The Prediction of three-dimensional liquid-propellant rocket injector admittance[R]. NASA CR-121129, 1973.
- [19] ZINN B T, POWELL E A, PADMANABHAN M S. Determination of the effects of injector nonlinearities upon nonlinear stability of liquid propellant rocket motors [R]. NASA CR-139634, 1974.
- [20] YANG V, KU D D, WALKER M L R, et al. Liquid oxygen/kerosene staged combustion rocket engines with oxidizer-rich pre-burners[R]. NASA TP-2015-218203, 2015.
- [21] JING Xiaodong, SUN Xiaofeng. Effect of plate thickness on impedance of perforated plates with bias flow[J]. [AIAA Journal](#), 2000, 38(9): 1573-1578.
- [22] LIOI C, KU D, YANG V. Linear acoustic analysis of main combustion chamber of an oxidizer-rich staged combustion engine[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2018, 34(6):1505-1518.

(编辑: 秦理曼)