

亥姆霍兹共振器对热声不稳定极限环的预测

余志健^{1,2,3,4}, 杨 旸^{1,2,3}

- (1. 中国科学院 工程热物理研究所 先进燃气轮机实验室, 北京 100190;
2. 中国科学院 轻型动力创新研究院, 北京 100190;
3. 中国科学院 工程热物理研究所 先进能源动力重点实验室, 北京 100190;
4. 中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100190)

摘 要: 验证亥姆霍兹法求解亥姆霍兹共振器对热声极限环影响的可靠性, 实验在 Rijke 管上进行。采用耦合非线性热释放率模型、实测阻尼率及共振器阻抗模型的亥姆霍兹法求解耦合共振器前后热声极限环特性。其中共振器阻抗模型采用阻抗管修正。结果表明: 修正的阻抗模型可有效模拟不同背腔流量下共振器反射率幅值和相位。背腔流量增加, 共振器阻抗增加。未加共振器, 85 V 加热电压模拟的极限环频率和速度振幅相对误差为 3.4% 和 7.2%。耦合共振器, 低背腔流量, 预测的极限环频率和速度振幅相对误差为 3.7% 和 6.2%。背腔流量越大, 共振器接口涡脱落增强, 减振效果增强, 但采用忽略流动的亥姆霍兹法模拟精度降低。共振器安装位置离波腹越近, 减振效果越好。

关 键 词: 亥姆霍兹共振器; 亥姆霍兹法; 共振器阻抗模型; 极限环; 热声被动控制

中图分类号: V231.2

文献标志码: A

Prediction of Helmholtz dampers on limit cycle of thermoacoustic instabilities

YU Zhijian^{1,2,3,4}, YANG Yang^{1,2,3}

- (1. Advanced Gas Turbine Laboratory, Institute of Engineering Thermophysics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;
2. Innovation Academy for Light-duty Gas Turbine, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;
3. Key Laboratory of Advanced Energy and Power, Institute of Engineering Thermophysics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;
4. School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: Whether Helmholtz method can be used to predict the effects of Helmholtz damper on thermoacoustic limit cycle was investigated. Corresponding experimental validations were performed in a Rijke tube. The limit cycle properties of the Rijke tube equipped with a damper were calculated by the Helmholtz equation coupled with nonlinear heat release model, impedance model and damping rate. The impedance model of the damper was valida-

收稿日期: 2020-08-13

基金项目: 中国科学院率先行动(B类)(Y9291282U1)

作者简介: 余志健(1993—), 男, 博士生, 主要从事燃烧室热声不稳定研究。

引用格式: 余志健, 杨旸. 亥姆霍兹共振器对热声不稳定极限环的预测[J]. 航空动力学报, 2021, 36(5): 997-1006. YU Zhijian, YANG Yang. Prediction of Helmholtz dampers on limit cycle of thermoacoustic instabilities[J]. Journal of Aerospace Power, 2021, 36(5): 997-1006.

ted in an impedance tube. Results showed that the reflection coefficients of dampers could be calculated by the modified impedance model. The impedance increased with the purge mass flow. Without dampers, the relative errors of predicted limit cycle eigen-frequency and velocity amplitude were 3.4% and 7.2% at the heating voltage of 85 V, respectively. With dampers, the calculated maximum relative errors of those were 3.7% and 6.2%, respectively, under low mass flow. This passive control can be enhanced by increasing purge mass flow due to the vortex shedding. It is advisable to install the damper close to the pressure antinodes.

Key words: Helmholtz damper; Helmholtz solver; damper impedance model; limit cycle; thermoacoustic passive control

燃烧室热声不稳定是制约现代低污染燃机燃烧室发展的一个重要问题。热声不稳定由燃烧室内声波和热释放率脉动耦合引起,同时受涡波、混合均匀性、当量比脉动和上游速度波动等因素影响^[1]。各燃机公司低污染燃烧室研制过程无不遇到热声不稳定问题。因而提出了各种主动控制和被动控制方案^[2],其中被动控制几何结构简单,经济性高,得到各燃机厂的广泛应用。被动控制装置主要包括亥姆霍兹共振器和 1/4 波长管,例如 GE LM6000 航改型低污染燃气轮机,燃烧室上装有 23 根 1/4 波长管用于减振^[3]。Alstom 公司提出了一种用于 GT26 和 GT24 多腔体亥姆霍兹共振器,该共振器增加了亥姆霍兹共振器的带宽,出现多个共振峰^[4]。

而加装被动控制需要确定合适的共振器设计频率、尺寸和安装位置。过大的共振器使得成本增加,较小的尺寸导致减振效果达不到要求,同时共振器安装位置也需优化。因而发展高精度的热声预测模型在设计阶段数值预测耦合共振器后燃烧室内热声特性有较大的工程应用价值。该模型还可耦合优化设计方法^[5]。

预测热声不稳定,可采用低阶网络模型。Yang 等^[6]采用不可压非定常大涡模拟方法,通过系统辨识技术提取了由自点火过程控制的贯序燃烧室火焰传递函数。并将其应用到 Ta3 热声网络模型中,并与采用该燃烧室的 GT26 型燃机电厂实验结果对比,验证了预测方法的有效性。Yang 等^[7]采用基于模态膨胀理论的二维低阶网络模型预测环形燃烧室轴向、径向及周向模态耦合和极限环空间分布。结果表明该模型可以捕捉到非线性耦合模态下的极限环振荡。杨甫江等^[8]采用低阶热声网络法确定预混燃烧燃烧不稳定的模态特征及非线性特性,并分析了火焰模型参数影响。高原等^[9]采用线性分析与 CFD 相结合的方法对燃烧系统的燃烧稳定性进行计算。

对于包括各种复杂部件和非规则几何结构的真实燃机燃烧室,低阶网络模型预测精度值得考虑^[10]。对于复杂几何结构,采用声学有限法的方法求解精度更高。Campa 等^[11-12]较早开展利用亥姆霍兹法求解三维单头部及环形燃烧室热声不稳定特性,模型中耦合火焰传递函数及喷嘴传递矩阵。Laera 等^[13-14]利用亥姆霍兹法研究了空间热释放率分布对燃烧室稳定性影响,火焰采用火焰描述函数模型。

目前国内外研究中亥姆霍兹法的实验验证数据非常缺乏,同时采用该方法耦合求解共振器对热声不稳定的影响研究也非常稀少。本文主要目标为拓展能适应复杂几何的亥姆霍兹求解法以能进行耦合共振器研究,并进行实验验证,同时考查共振器参数影响,指导燃烧室共振器设计。实验验证采用简单的 Rijke 管装置。

本文首先建立了亥姆霍兹共振器的阻抗模型,模型中考虑背腔冷却气产生的涡脱落及边界层黏性阻抗,并在阻抗管上实验验证阻抗模型。采用耦合非线性热释放率模型、实测阻尼率及共振器阻抗模型的亥姆霍兹法求解耦合共振器前后管内热声极限环频率、速度振幅及模态,并与实验结果比较。进一步探究共振器导管半径,背腔流量,安装位置及加热功率对极限环特性的影响,以求为燃烧室共振器设计提供理论指导。

1 实验装置及方法

1.1 阻抗管实验

可通过驻波比法或传递函数法在阻抗管上测量共振器声学阻抗。本文基于国际标准 ISO 10534-2-1998^[15]设计了阻抗管系统,采用传递函数法计算声学阻抗。

阻抗管系统如图 1 所示。阻抗管采用有机玻璃制作,总长 $L=0.8\text{m}$,直径为 0.1m ,壁面安装 2

个 6.35 mm 型号 GRAS 46BL 高分辨率压力场传声器。传声器 2 离末端距离 $x_2=0.08\text{ m}$, 两传声器间距 $x_1-x_2=0.18\text{ m}$ 。依据 ISO 10534-2-1998, 该阻抗管尺寸有效测量频率范围为 95~858 Hz。两传声器电压信号由高速采集卡(NI-9230)同时采集, 最高采集频率为 12.8 kHz。阻抗管进口安装有 7.62 cm 全频扬声器(Peerless 75F25AL02-08), 由函数信号发生器(DG821)产生激励信号经功率放大器(DPA-1698)接入扬声器。扬声器末端包裹 0.3 m 长吸声棉抑制共振。共振器末端开有一小孔供空气流入, 模拟真实燃机燃烧室共振器工作时背腔需注入冷却气流冷却。冷却气由空压机供给。阻抗管扬声器侧开有 4 个周向分布的孔, 共振器通入气流时开启该孔供气流流出。

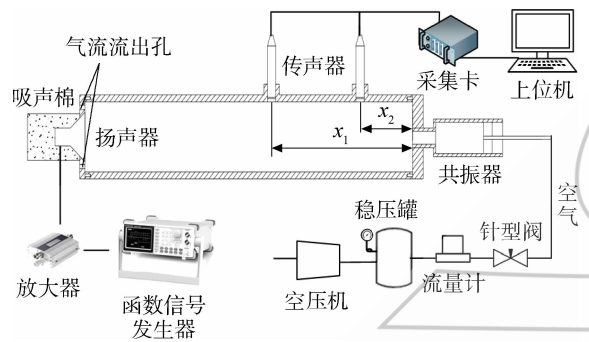


图 1 阻抗管系统示意图

Fig. 1 Schematic of the impedance tube system

测量采用正弦线性扫频信号激励, 扫频周期为 1 s, 扫频区间为 60~1700 Hz, 原始信号方均根强度 400 mV 以提高信噪比。每次取 2 s 压力信号加窗后进行快速傅里叶变换为复声压 p_1 、 p_2 , 频率分辨率 0.5 Hz。

从复声压信号 p_1 、 p_2 中可提取出入射波和反射波信息, 进而获得共振器阻抗值。

传递函数 H_{12} 定义为

$$H_{12} = \frac{S_{12}}{S_{11}} \tag{1}$$

其中 S_{12} 为 p_1 、 p_2 的互谱, S_{11} 为 p_1 的自谱。

法向反射率 R 可由下述式(2)和式(3)计算。由于管内气流速度远小于声速, 故不考虑流速修正。

$$R = |R|e^{i\Phi_r} = \frac{H_{12} - e^{-ik_0(x_1-x_2)}}{e^{ik_0(x_1-x_2)} - H_{12}}e^{2ik_0x_1} \tag{2}$$

$$k_0 = 2\pi f/c_0 - i \cdot 1.94 \times 10^{-2} \sqrt{f}/(c_0 \cdot d) \tag{3}$$

其中 $|R|$ 为反射率幅值, Φ_r 为相位, x_1 和 x_2 分别为传声器 1 和 2 距阻抗管末端距离, f 为频率, c_0

为声速, d 为阻抗管内径。

阻抗率 Z 与反射率 r 之间的关系如下:

$$Z = \frac{\hat{p}}{\hat{u}} = \rho_0 c_0 \frac{1+r}{1-r} \tag{4}$$

其中 $\hat{p}$ 为质点复声压, $\hat{u}$ 为质点复速度, ρ_0 为密度。声阻抗指媒质在波阵面某个面积上的声压 $\hat{p}$ 与通过该面积的体积速度 ($S \cdot \hat{u}$) 的复数比值, 本文声阻抗率定义为声压 $\hat{p}$ 与质点速度 $\hat{u}$ 的复数比值。声阻为声阻抗实部, 表示对能量传播的阻尼作用; 声抗为声阻抗虚部。

1.2 Rijke 管及耦合共振器实验

采用竖直 Rijke 管验证耦合共振器模型的亥姆霍兹法数值预测共振器对热声不稳定抑制效果。Rijke 管为碳钢材质, 长 $L=900\text{ mm}$, 内径 $d=50\text{ mm}$ 。采用直径 $d_w=0.6\text{ mm}$ 的镍铬电阻丝缠绕在云母片上作为热源, 电阻丝总长 $L_w=2.02\text{ m}$, 总电阻为 8.9 Ω , 热源区总厚度约为 15 mm。电阻丝采用单相调压器供电。采用半无限长取压法^[16], 管侧设有 2 个内径为 3 mm 的取样管, 取样管侧面安装 GRAS 46BL 压力场传声器, 管前部有水冷套管冷却。传声器 1 和 2 位置应远离 Rijke 管内前 4 阶特征模态波节位置, 经计算 p_1 及 p_2 距离管进口分别为 0.75 m 和 0.67 m 适宜。共

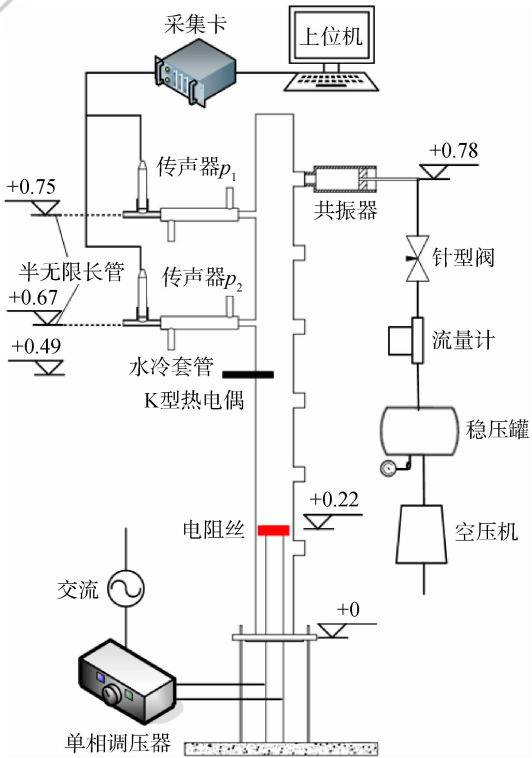


图 2 Rijke 管装置示意图(单位:m)

Fig. 2 Schematic of the Rijke tube apparatus (unit:m)

振器安装在距离管进口 0.78 m 处。距离管进口 0.49 m 装设 K 型热电偶监测温度。

2 数值模型

2.1 共振器阻抗模型

亥姆霍兹共振器由腔体和导管两部分组成。如图 3 所示,共振器末端开小孔供空气流入以冷却腔体。基于平面波假设,且频率范围内波长远高于腔体和导管尺寸,参考莫尔斯等^[17],由线性欧拉方程可得

导管体积声抗(声阻抗虚部)

$$X_n = \frac{\rho_0 \omega l_{eq}}{a} \quad (5)$$

其中 $\omega = 2\pi f$ 为角频率, a 为导管截面积, $l_{eq} = l + l_{cor}$ 为有效长度,其中 l_{cor} 为由辐射阻抗产生的末端修正,取 $l_{cor} = \alpha \cdot 16r/(3\pi)$, α 为末端修正系数, $16r/(3\pi)$ 为管末端无限大空间修正值。

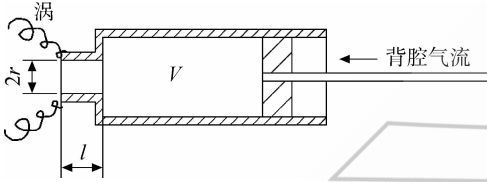


图 3 亥姆霍兹共振器示意图

Fig. 3 Sketch of the Helmholtz damper

腔体体积阻抗

$$Z_c = \frac{\rho_0 c_0^2}{i\omega V} \quad (6)$$

其中 V 为腔体体积。

共振器声阻 R_h 包括背腔气流引起的涡脱落效应 R_e 和黏性力引起的壁面耗散损失 R_d 。涡脱落效应采用线性模型建立与流速的关系^[18]。

$$R_e = \zeta_e \rho_0 \bar{u}/a \quad (7)$$

式中 ζ_e 为涡脱落声阻系数, $\bar{u}$ 导管内流速。

壁面的黏性耗散产生的声阻(声阻抗实部)

$$R_d = \zeta_d \rho_0 \frac{l}{2ra} \sqrt{\frac{\nu \pi c_0}{l_{eq}}} \left[1 + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{Pr}} \right] \quad (8)$$

其中 l 为导管长度, γ 为比热容比, Pr 为普朗特数, ζ_d 为黏性耗散声阻修正系数。总阻抗率 Z_h 计算如下:

$$Z_h = \frac{\hat{p}}{\hat{u}} = a \cdot (R_e + R_d + iX_n + Z_c) \quad (9)$$

共振频率 f

2.2 Rijke 管模型

2.2.1 热源模型

电阻丝热源热释放率可采用线性模型或非线性模型^[19-20]。由于需计算管内热声不稳定极限环,故采用非线性模型。电阻丝热释放率波动时域内的表达式 $q'(t)$ 为

$$q'(t) = \frac{2L_w(T_w - \bar{T})}{\sqrt{3}} \cdot \sqrt{\pi \lambda c_p \bar{\rho} \frac{d_w}{2}} \cdot \left[\sqrt{\left| \frac{\bar{u}}{3} + u'(t - \tau) \right|} - \sqrt{\frac{\bar{u}}{3}} \right] \quad (11)$$

其中 L_w 为导线长度, T_w 导线温度, λ 为热导率, c_p 为比定压热容,上标“—”表示平均值。

时滞 τ 采用 Lighthill 半经验公式^[19-20]。

$$\tau = \frac{0.2d_w}{\bar{u}} \quad (12)$$

将时域热释放率傅里叶变换至频域供后续计算使用,获得频域内的热释放率传递函数如下:

$$\frac{\hat{q}(\omega)}{\hat{u}(\omega)} = \frac{2\omega L_w(T_w - \bar{T})}{\sqrt{3}\pi \bar{u}} \cdot \sqrt{\pi \lambda c_p \bar{\rho} \frac{d_w}{2}} \cdot \exp(-i\omega\tau) \int_0^{2\pi} \sqrt{\left| \frac{\bar{u}}{3} + |\hat{u}| \cos \omega t \right|} \cdot \cos \omega t dt \quad (13)$$

由图 4 可得非线性模型热释放率传递函数幅值随速度脉动先增加后减小,线性模型则保持不变。

2.2.2 Helmholtz 方程

平均流速度对于所求问题声速相比很小,考虑忽略,不考虑黏性,耦合热释放率,并线性化处

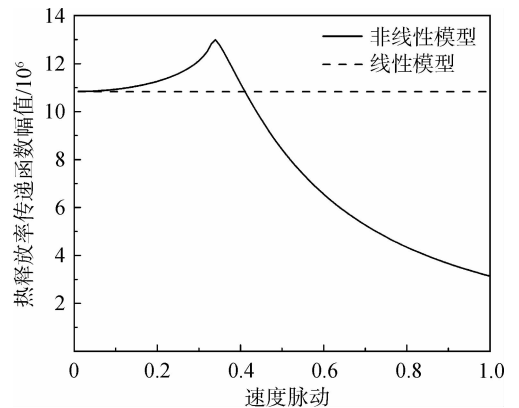


图 4 热释放率传递函数幅值(加热电压为 85 V)

Fig. 4 Transfer function amplitude of heat release rate (heating voltage 85 V)

理,可获得声波方程

$$\frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \frac{1}{\rho} \nabla p' = \frac{\gamma - 1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial q'}{\partial t} \quad (14)$$

在线性声学中,压力波动可分解为

$$p' = \text{Re}(p'(x) \exp(i\omega t)) = \hat{p}(x) \exp(-i\omega_i t) \cos(\omega_r t) \quad (15)$$

其中 t 为时间, c_0 为声速, $\omega_r + i\omega_i$ 为复角频率, Re 表示实部,实部可计算共振频率 $f = \omega_r / 2\pi$,虚部 ω_i 表示压力波动增长率。当 $-\omega_i$ 为正值,表示压力波动随时间指数增加;为负值,表示压力波动随时间衰减,该特征频率不稳定存在。

将式(15)代入式(14),可获得频域内的亥姆霍兹方程

$$\frac{\lambda^2}{c_0^2} \hat{p} - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \nabla \hat{p} \right) = -\frac{\gamma - 1}{c_0^2} \lambda \hat{q}, \lambda = -i\omega \quad (16)$$

管两端开口排向无限大空间,存在辐射阻抗,两端开口阻抗计算如下:

$$Z_r = \frac{\hat{p}}{\hat{u}} = \rho_0 c_0 \left(\frac{k_0^2 r_0^2}{4} + i0.6k_0 r_0 \right), k_0 r_0 < 0.5 \quad (17)$$

其中 k_0 为波数, r_0 为出口半径。速度波动与压力波动的关系可由线性化动量方程得出

$$\nabla \hat{p} + i\omega \rho_0 \hat{u} = 0 \quad (18)$$

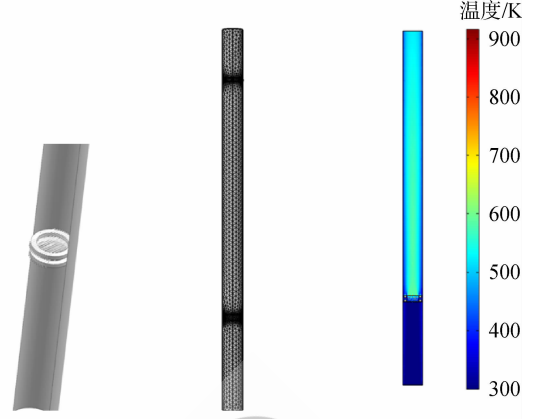
2.2.3 数值方法

将共振器阻抗模型作为亥姆霍兹方程边界条件以求解共振器影响。用 Galerkin 有限元法离散上述方程以获得下列特征根方程:

$$2A\mathbf{P} + \omega B(\omega)\mathbf{P} + \omega^2 C\mathbf{P} = D(\omega)\mathbf{P} \quad (19)$$

其中 $\mathbf{P}$ 为压力特征模态, A 、 C 、 B 和 D 分别为亥姆霍兹方程、边界条件及单级子声源的离散系数。采用基于 Multifrontal massively parallel sparse (NUMPS) 算法的 COMSOL Multiphysics 软件求解上述大规模特征根问题。对热源处导线缠绕和云母片进行精细建模,采用非结构四面体网格,热源及共振器位置加密,网格数为 35 万,网格尺寸远小于计算频率范围最小波长的 1/6,热源几何及整体网格如图 5。

温度分布影响物性参数进而影响计算结果,先对上述精细几何采用 ANSYS Fluent 19.0 进行自然对流模拟以获温度场,压力项采用 PRESTO! 离散,调节壁面温度以使测量点实验温度与模拟一致。将 CFD 计算温度场插值导入 COMSOL 软件,导入后某工况温度场如图 5 所示。



(a) 热源计算几何 (b) 有限元网格 (c) 插值后的温度分布
图 5 热源计算几何,有限元网格及 CFD 导入 COMSOL 后温度分布

Fig. 5 Geometry of heat wire, finite element mesh and temperature distribution in COMSOL interpolated from CFD results

2.2.4 阻尼率测量及极限环计算

将计算的增长率与测量的阻尼率比较,当增长率等于阻尼率时认为极限环条件达到,此时的特征频率及速度振幅比 $|\hat{u}'/\hat{u}|$ 为极限环下的频率和速度振幅。阻尼率可通过激励响应的方法,分析共振锐度获得。基于线性声学分析,简谐振动下,阻尼率 $\beta \approx \pi \Delta f$ (rad/s),其中 Δf 为频响曲线峰值 $1/\sqrt{2}$ 位置处频率带宽。频响测试以扬声器为激励源,采用正弦线性扫频信号 (20~1 000 Hz) 激励,冷态进行,两个传声器分别固定在管进口和出口位置。

2.2.5 基于双传声器的速度场和压力场重构

采用双传声器法重构管内压力波动模式和速度波动模式。内径不变管道内某点复声压按照黎曼分解可采用上行波和下行波复数振幅 $\hat{f}_u$ 和 $\hat{g}_u$ 表示。

$$\begin{bmatrix} \hat{p}_1 \\ \hat{p}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-ik_0 x_1} & e^{ik_0 x_1} \\ e^{-ik_0 x_2} & e^{ik_0 x_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{f}_u \\ \hat{g}_u \end{bmatrix} \quad (20)$$

两位置上测量的复声压数据可获得上、下行波复数振幅。各位置速度波动和压力波动计算如下,通过模态重构可获得热源位置处速度振幅。

$$\hat{p}(x) = \hat{f}_u e^{-ik_0 x} + \hat{g}_u e^{ik_0 x} \\ \hat{u}(x) = (\hat{f}_u e^{-ik_0 x} - \hat{g}_u e^{ik_0 x}) / (\rho_0 c_0) \quad (21)$$

3 结果与分析

3.1 亥姆霍兹共振器模型及实验

共振器设计的共振频率在 214 Hz(热源位置为 0.22 m,加热电压为 85 V 时测量的主频),导管

半径 $r=3,6\text{ mm}$ 时,导管长度为 $35,40\text{ mm}$,腔体半径 $20,25\text{ mm}$;导管半径 $r=1.5,2\text{ mm}$ 时,导管长度为 35 mm ,腔体半径 15 mm 。图 6 和图 7 为不同导管半径下,亥姆霍兹共振器反射率幅值和相位的实验值与模型值对比,背腔流量 $q_v=0\text{ L/min}$ 。从阻抗模型中发现壁面黏性耗散声阻决定反射率的幅值,而末端修正值决定反射率幅值对应的频率。所以本文根据实验测量的反射率幅值和频率来计算壁面黏性耗散声阻系数及末端修正系数。对于 $r=6,3,2,1.5\text{ mm}$, ζ_d 分别为 $1.85,1.41,1.1,0.94$,末端修正系数 α 为 $0.75,0.8,0.3,0.4$ 。共振器在共振频率一定带宽范围内反射率减小,即吸收率增大,同时相位发生反向,进而对 Rijke 管内压力波动进行选择过滤,达到减振目的。由图 6 和图 7 可知,接口管径越小,共振器反射率越大,共振频率处相位变化越小,减振效果越弱。200 Hz 以下反射率相位值实

验与模型存在一定偏差,可能是实验采用的扬声器技术指标在 110 Hz 以下难以保证线性度导致,或者本文未进行传声器位置对调进行位置影响相位失配修正导致。

但修正后的共振器理论模型仍可较好的跟踪共振器实验测量的反射率幅值和相位,由于共振器阻抗可由反射率换算,进而可获得准确的共振器阻抗模型供耦合 Rijke 管热声计算使用。

真实燃机燃烧室共振器在工作时需在背腔通入冷却气冷却,图 8 为共振器导管半径为 6 mm 和 2 mm 时不同背腔流量下反射率幅值实验和模型值。导管半径 6 mm 时,背腔流量由 0 L/min 增加到 25 L/min,反射率最小幅值由 0.274 增加到 0.302;导管半径 2 mm 时,背腔流量由 0 L/min 增加到 15 L/min,反射率最小幅值由 0.912 增加到 0.966。背腔流量增加使得共振器涡脱落效应增强,增大了声阻,即加大了阻抗幅值,进而增大了反射率。

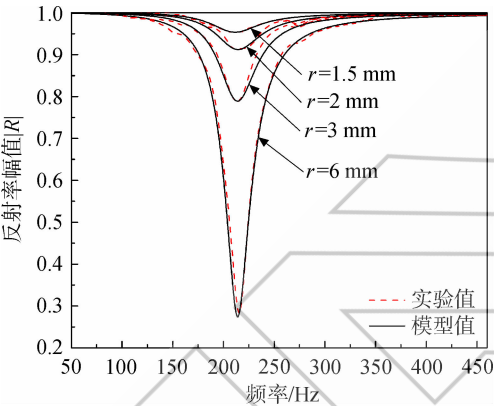
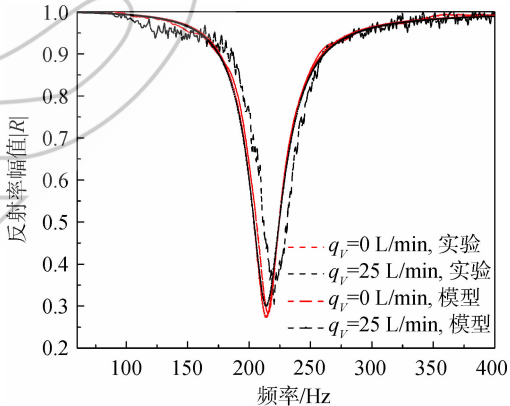


图 6 不同尺寸共振器反射率幅值($q_v=0\text{ L/min}$)
Fig. 6 Reflection coefficient amplitudes of the damper with different neck sizes ($q_v=0\text{ L/min}$)



(a) $r=6\text{ mm}$

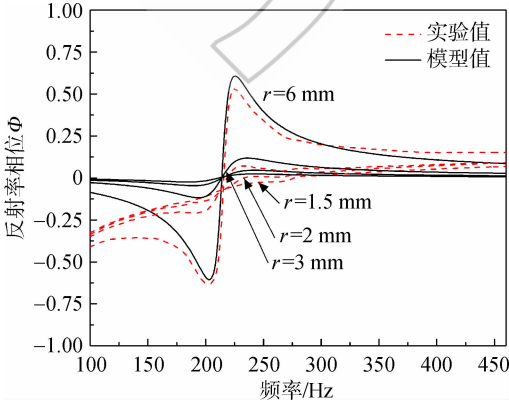
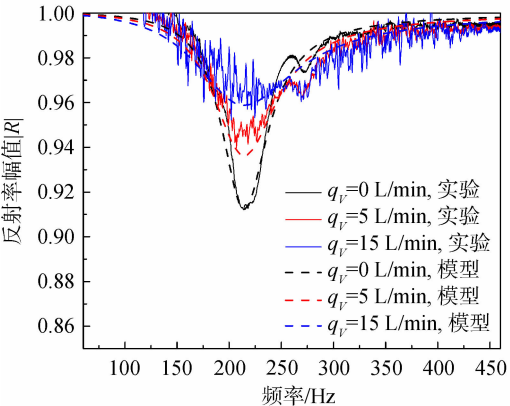


图 7 不同尺寸共振器反射率相位($q_v=0\text{ L/min}$)
Fig. 7 Reflection coefficient phases of the damper with different neck sizes ($q_v=0\text{ L/min}$)



(b) $r=2\text{ mm}$

图 8 不同背腔流量下共振器反射率幅值
Fig. 8 Comparison of reflection coefficient amplitudes for dampers at different purge mass flows

理论模型中采用涡脱落声阻系数 ζ_e 来建立流量与涡脱落效应产生阻抗的关系,导管半径分别为 6、2、1.5 mm 时,涡脱落声阻系数 ζ_e 取为 0.14、0.71、0.71。导管与腔体面积比越小,相同流速下涡脱落效应越强,涡脱落引起的阻抗与流速之间的关系越强,系数因而也越大。

3.2 Rijke 管模型及实验

对 Rijke 管进行频响测试以获得各阶特征频率下的阻尼率。测试在冷态进行,频响曲线(图 9 所示)在 213.5 Hz 和 432 Hz 存在共振峰,该数值与管内热源位置 0.22 m、不同加热电压状态下测得的 1 和 2 阶特征频率吻合。分析获得 1 阶频率下阻尼率为 7.329 rad/s;2 阶频率下阻尼率为 15.637 rad/s。

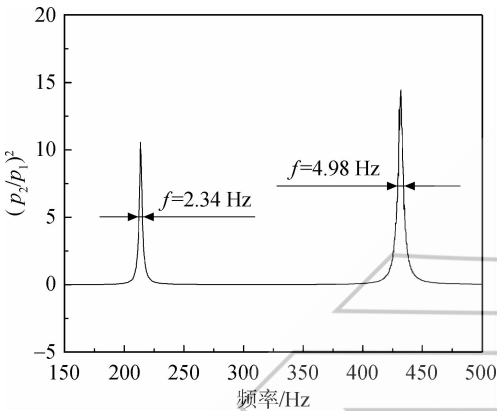


图 9 频响曲线以获得阻尼率

Fig. 9 Frequency response curve for calculating damping rate

图 10 为不同加热电压(U)下计算的 1 阶频率增长率随速度波动变化,1 阶频率增长率随速度振幅比先增加后减小,当增长率等于阻尼率时为极限环状态,此时的速度脉动幅值即为极限环状态速度脉动幅值,此时特征频率为极限环状态下频率。可以看出随加热电压增加,热释放注入压力脉动的能量越大,增长率降到阻尼率时速度波动越大,因而极限环振幅越大。加热电压为 60 V 时,存在 2 个极限环位置,该状态下可能存在非线性分岔现象。模拟计算中 2 阶频率下增长率在各个速度振幅下均小于阻尼率,说明该阶模态随着时间衰减,不能稳定存在,符合实验结果。

图 11 对比了不同加热功率(加热电压为 60~85 V)极限环速度振幅比及 1 阶特征频率实验值和模拟计算值。随着加热电压从 60 V 增加到 85 V,实验获得的主频从 210.25 Hz 增加到了

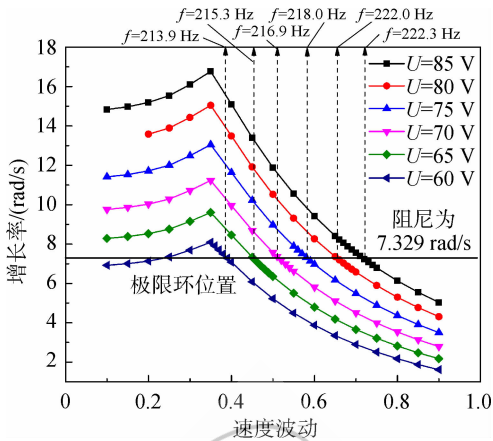


图 10 不同加热电压下计算的 1 阶频率增长率随速度振幅比变化

Fig. 10 Evolution of calculated the first order growth rates by changing relative velocity amplitude under different heating voltages

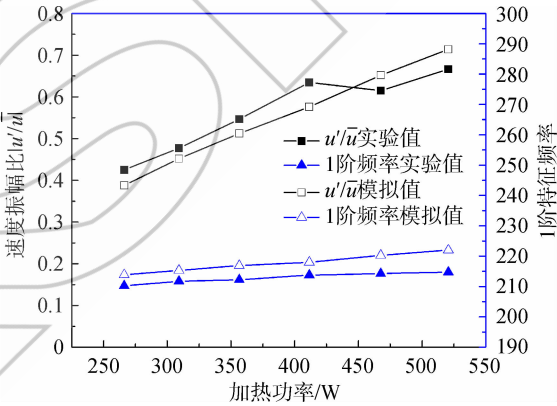


图 11 不同加热功率(加热电压为 60~85 V)极限环速度振幅比及 1 阶特征频率

Fig. 11 The first order eigen frequencies and velocity fluctuation ratios at the limit cycle under different heating powers (heating voltage 60~85 V)

214.75 Hz,模拟计算获得的主频从 213.9 Hz 增加到了 222 Hz。最大绝对误差为 7.25 Hz,最大相对误差 3.4%。加热功率的增加改变了热源后温度,因而改变了特征波长和频率。随着加热电压从 60 V 增加到 85 V,实验获得的速度振幅比从 0.425 增加到了 0.666,模拟计算获得的速度振幅比从 0.388 增加到了 0.714。最大绝对误差为 0.058,最大相对误差为 9.1%,最小相对误差为 5.2%。极限环下速度振幅比的数值预测精度受限于热源热释放率非线性模型的精度,本文的导线热释放率模型是在单根导线下获得,而本实验导线有多排,排间存在相互耦合,因而减小了预测精度。当压力波动和热释放率满足瑞利准则时,加热功率的增加使得注入压力波动的能量增加,

极限环振幅随之增加。

图 12 为加热电压在 75 V 和 85 V 下归一化 1 阶压力模态 ($p'/p_{\max}$) 沿管子轴向分布。实验重构的 1 阶模态为实线表示,模拟结果为虚线。实验重构结果可以看出管子出口压力波动并不为零,说明自由管末端出口存在阻抗,即辐射阻抗。模拟结果的管内波腹位置与实验重构的波腹位置有一定偏移,误差主要来源于重构过程热源考虑为非常薄的片体,而模拟过程则考虑了热源真实的几何结构,包括导线和云母片(如图 5 所示)。

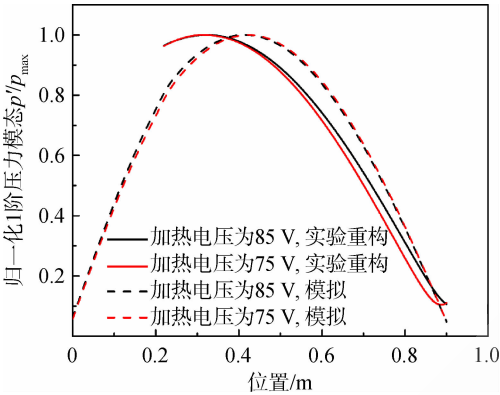


图 12 加热电压为 75 V 和 85 V 下归一化 1 阶压力模态分布

Fig. 12 Normalized first order pressure mode distributions of 75 V and 85 V heating voltage

3.3 耦合模型及实验

图 13 为加热电压为 85 V,耦合共振器前后传声器 2 处极限环时压力波动频谱,声压幅值采用方均根值。共振器背腔流量为 10 L/min。耦合共振器后特征频率略微发生偏移;加装导管半径为 2 mm 共振器后,1 阶频率下压力方均根幅值由原始 260 Pa 降至 178.8 Pa;加装导管半径为 1.5 mm 共振器,相应方均根幅值降至 213 Pa;加装导管半径为 6 mm 和 4 mm 共振器后,极限环难以触发,达到了被动控制效果。所以导管半径越大,共振器设计频率不变时,共振器尺寸越大,减振效果最好,与反射率测量结果一致。

图 14 为耦合共振器前后模拟的 1 阶增长率随速度波动变化。耦合共振器后,增长率曲线下移,在较小的速度脉动时就达到阻尼率,极限环下速度振幅降低。同时共振器导管尺寸越大,计算的极限环下速度振幅越小。计算的特征频率在耦合共振器前后变化不大,与实验测得的频谱数据保持一致(如图 13 所示)。

进一步研究共振器在不同背腔流量下,热声

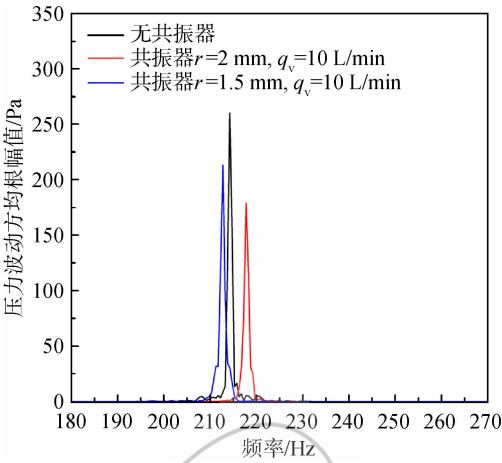


图 13 耦合共振器前后传声器第 2 处极限环时压力频谱 ($q_v=10\text{ L/min}$)

Fig. 13 Spectrum of pressure in the 2nd microphone location before and after equipping the damper ($q_v=10\text{ L/min}$)

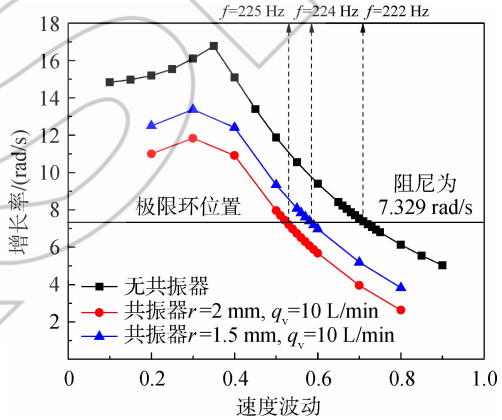


图 14 耦合共振器前后模拟的 1 阶增长率随速度波动变化 ($q_v=10\text{ L/min}$)

Fig. 14 Evolution of the first order calculated growth rates by changing velocity amplitude before and after equipping the damper ($q_v=10\text{ L/min}$)

极限环时特征频率和速度振幅比变化规律,并将实验值和模拟值进行对比,结果如图 15 所示。图 15(a)共振器导管半径为 2 mm,图 15(b)则为 1.5 mm,背腔流量范围为 5~25 L/min。

实验结果显示,随着耦合共振器的背腔流量增加,管内主频轻微下降,速度振幅比降低。共振器导管半径为 2 mm 时,背腔流量从 10 L/min 增加到 25 L/min,速度振幅比从 0.56 降到 0.38;导管半径为 1.5 mm 时,背腔流量从 0 L/min 增加到 20 L/min,速度振幅比从 0.60 降到 0.41。背腔流量的增加,导致共振器与 Rijke 管接口处涡脱落效应增强,涡脱落效应可有效的耗散压力波动能量,从而减弱管内脉动幅度。

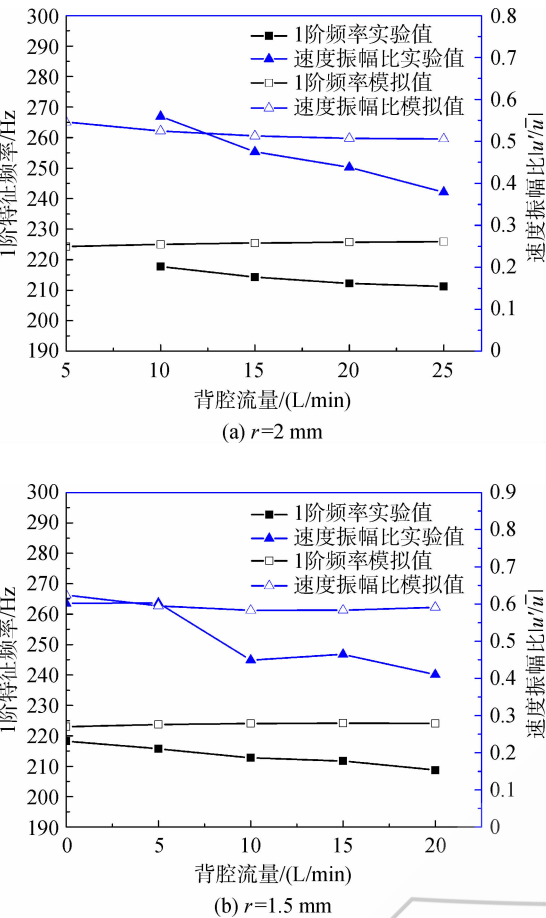


图 15 共振器不同背腔流量下管内极限环 1 阶特征频率和速度振幅比

Fig. 15 The first order eigen frequencies and velocity fluctuation ratios at the limit cycle under different purge mass flows for damper

模拟结果显示,共振器背腔流量增加后,预测的主频绝对误差从 4.75 Hz 增加到了 15.32 Hz,预测的相对误差从 2.2% 增加到了 7.3%。共振器导管半径为 2 mm,背腔流量从 10 L/min 增加到 25 L/min,速度振幅比从 0.53 降到 0.51;共振器导管半径为 1.5 mm,背腔流量从 0 L/min 增加到 20 L/min,速度振幅比从 0.62 降到 0.59。模拟的速度振幅比与实验值的误差随背腔流量的增加而增加,流量较小时误差较小。

该模拟方案采用压力声学的方法解析极限环特性,压力声学法(亥姆霍兹法)基于忽略背景流动假设,难以模拟涡脱落效应影响,而共振器阻抗模型仅仅考虑涡脱落对共振器阻抗的影响。在耦合计算中,高背腔流量下 Rijke 管与共振器接口处的涡脱落效应采用压力声学法难以模拟,与高背腔流量模拟结果误差大吻合。后期可考虑采用线性欧拉法模拟以考虑涡脱落效应影响。

图 16 为耦合共振器后归一化 1 阶压力模式沿管子轴向分布,导管半径为 2 mm,背腔流量为 10 L/min。实验重构的 1 阶模态分布与模拟结果能较好符合。

进一步模拟考查共振器安装位置对热声极限环特性的影响规律,如图 17 所示。可以看出,共振器安装位置离管内 1 阶模态波腹位置越近,被动控制越好;离波腹位置越远,则被动控制效果越差。导管半径为 2、1.5 mm 时,共振器安装在距离进口 0.15~0.68 m、0.3~0.56 m 区间,可达到完全消声目标。特征频率也会随共振器安装位置略微发生偏移。结果表明共振器应安装在波腹位置以达到最大被动控制效果。

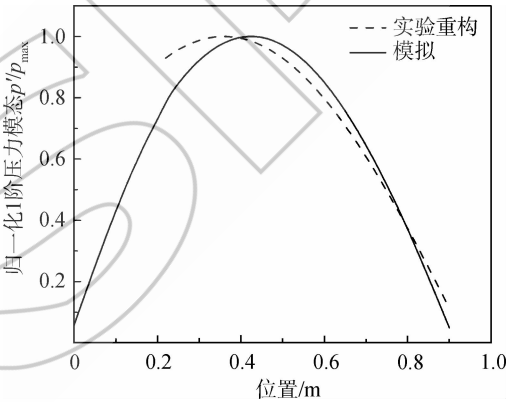


图 16 耦合共振器后归一化 1 阶压力模式分 ($r=2\text{ mm}$, $q_v=10\text{ L/min}$)

Fig. 16 Normalized first order pressure mode distributions after equipping the damper ($r=2\text{ mm}$, $q_v=10\text{ L/min}$)

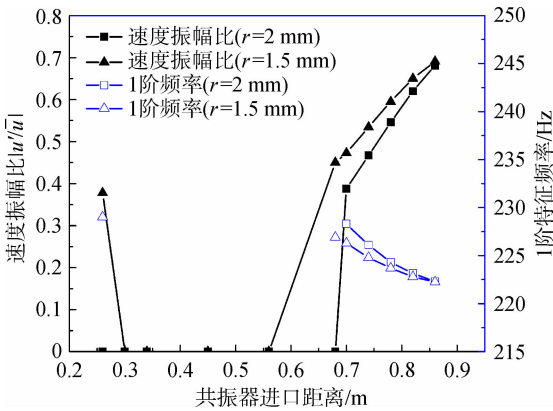


图 17 共振器安装位置对管内极限环 1 阶特征频率和速度振幅比影响 ($q_v=5\text{ L/min}$)

Fig. 17 Effect of damper installing location on the first order eigenfrequencies and velocity fluctuation ratios of the tube at the limit cycle ($q_v=5\text{ L/min}$)

4 结 论

1) 亥姆霍兹共振器背腔流量增加, 涡脱落效应声阻增加, 共振频率处反射率增大; 共振器导管半径越大, 共振频率处反射率越小, 对热声不稳定被动控制效果越好。

2) 耦合非线性热释放率模型的亥姆霍兹法, 并结合实测的管子阻尼率, 可有效预测 Rijke 管内极限环状态下特征频率、速度脉动幅值和模态分布。

3) 将经过实验修正的共振器阻抗模型作为亥姆霍兹波动方程的阻抗边界条件, 可以有效的预测耦合共振器后管内极限环状态下特征频率、速度脉动幅值和压力模态。背腔流量增加, 共振器接口处涡脱落效应增强, 管内脉动强度减弱, 但忽略背景流的亥姆霍兹法解析该涡脱落效应能力有限。

4) 共振器安装位置离管内模态波腹位置越近, 热声被动控制效果越好。

参考文献:

- [1] YING H, YANG V. Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion[J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2009, 35(4): 293-364.
- [2] ZHAO D, LI X Y. A review of acoustic dampers applied to combustion chambers in aerospace industry[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2015, 74: 114-130.
- [3] 金如山, 索建泰. 先进燃气轮机燃烧室[M]. 北京: 航空工业出版社, 2016.
- [4] BOTHIEN M R, NOIRAY N, SCHUERMANS B. A novel damping device for broadband attenuation of low-frequency combustion pulsations in gas turbines[J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2014, 136(4): 041504. 1-041504. 9.
- [5] SCHUERMANS B, BOTHIEN M, MAURER M, et al. Combined acoustic damping-cooling system for operational flexibility of GT26/GT24 reheat combustors[R]. ASME Paper GT2015-42287, 2015.
- [6] YANG Y, NOIRAY N, SCARPATO A, et al. Numerical analysis of the dynamic flame response in Alstom reheat combustion systems[R]. ASME Paper GT2015-42622, 2015.
- [7] YANG D, LAERA D, MORGANSA S. A systematic study of nonlinear coupling of thermoacoustic modes in annular combustors[J]. Journal of Sound and Vibration, 2019, 456: 137-161.
- [8] 杨甫江, 郭志辉, 付威. 基于热声网络法的燃烧不稳定性分析研究[J]. 推进技术, 2014, 35(6): 822-829.
- YANG Fujiang, GUO Zhihui, FU Xiao. Analytic study on combustion instability with a thermoacoustic network model[J]. Journal of Propulsion Technology, 2014 35(6): 822-829. (in Chinese)
- [9] 高原, 朱民. 亥姆霍兹共振器抑制振荡燃烧理论分析[J]. 工程热物理论, 2009, 30(6): 1048-1050.
- GAO Yuan, ZHU Min. Theoretical analysis of combustion oscillation suppression with Helmholtz resonators [J]. Journal of Engineer Thermophysics, 2009, 30(6): 1048-1050. (in Chinese)
- [10] WOLF P, STAFFELBACH G, GICQUEL L Y M, et al. Acoustic and large eddy simulation studies of azimuthal modes in annular combustion chambers[J]. Combustion and Flame, 2012, 159(11): 3398-3413.
- [11] CAMPA G, CAMPOREALE M. Influence of flame and burner transfer matrix on thermoacoustic combustion instability modes and frequencies [R]. ASME Paper GT2010-23104, 2010.
- [12] CAMPA G, CAMPOREALE S M. Prediction of the thermoacoustic combustion instabilities in practical annular combustors[J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2014, 136(9): 091504. 1-091504. 10.
- [13] LAERA D, CAMPA G, CAMPOREALE S M. A finite element method for a weakly nonlinear dynamic analysis and bifurcation tracking of thermo-acoustic instability in longitudinal and annular combustors[J]. Applied Energy, 2017, 187: 216-227.
- [14] LAERA D, PRIEUR K, DUROX D, et al. Impact of heat release distribution on the spinning modes of an annular combustor with multiple matrix burners[J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2017, 139(5): 051505. 1-051505. 10.
- [15] International Standards Organization. Acoustics-Determination sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes; Part 2 transfer function method; ISO 10534-2:1998[S]. Geneva, Switzerland: International Standards Organization, 2001: 1-27.
- [16] HAN X, LAERA D, YANG D, et al. Flame interactions in a stratified swirl burner: flame stabilization, combustion instabilities and beating oscillations [J]. Combustion and Flame, 2020, 212: 500-509.
- [17] 莫尔斯 P M, 英格特 K U. 理论声学[M]. 杨训仁, 吕如榆, 戴根华译. 北京: 科学出版社, 1984.
- [18] TAM C K W, KURBATSKII K A, AHUJA K K, et al. A numerical and experimental investigation of the dissipation mechanisms of resonant acoustic liners [J]. Journal of Sound and Vibration, 2001, 245(3): 545-557.
- [19] HECKL M A. Active control of the noise from a Rijke tube [J]. Journal of Sound and Vibration, 1988, 124(1): 117-133.
- [20] BALASUBRAMANIAN K, SUJITHR I. Thermoacoustic instability in a Rijke tube: non-normality and nonlinearity [J]. Physics of Fluids, 2008, 20(4): 044103. 1-044103. 11.