

文章编号:1000-8055(2011)06-1231-06

流管侧向微缝共振器的声学特性

戴习文, 景晓东, 孙晓峰

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100191)

摘 要: 为研究有流动管道侧向微缝共振器的声学特性, 基于离散涡方法建立了一个理论模型. 管道安装共振器处利用质量和动量守恒建立间断条件, 再结合离散涡模型, 计算出共振器的声阻抗和吸声系数. 数值模拟表明微缝处流场主要取决于脱落涡层的卷起和拍动, 这与流场显示实验结果一致, 并验证了半经验模型中微缝剪切层的“盖子”假设. 结果还表明共振器声阻主要由声压级和切向流速度决定, 声抗由背腔深度和面板厚度及末端修正决定.

关 键 词: 微缝共振器; 声衬; 切向流; 涡声相互作用; 离散涡方法

中图分类号: V21

文献标志码: A

Acoustic properties of a slit resonator attached to a pipe with flow

DAI Xi-wen, JING Xiao-dong, SUN Xiao-feng

(School of Jet Propulsion,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: To investigate the acoustic properties of a slit resonator attached to a pipe with flow, a theoretical model based on the discrete vortex method was set up. The discontinuity conditions at the joint between the pipe and the resonator were formulated using the mass and momentum conservations, then combined with a discrete vortex model the acoustic impedance and the absorption coefficient of the resonator were computed. The numerical simulation indicates that the flow field around the slit is dominated by the rolling-up and flapping motion of the shed vortex sheet, which agrees with the previous flow visualization results and validates the “lip” assumption of the shear layer at the slit in the semi-empirical models. The present results reveal that the acoustic resistance of the resonator is mainly determined by the sound pressure levels and the grazing flow speed, while the acoustic reactance is dominated by the depth of the cavity, the thickness of the plate and end correction.

Key words: slit resonator; acoustic liner; grazing flow; vortex/sound interaction; discrete vortex method

在航空发动机短舱壁面上加装穿孔板声衬是一种行之有效的降噪方法, 已获得普遍应用, 现今运营的民用飞机无一例外地依靠这种技术达到国际适航条例的噪声规范. 此外, 这种吸声结构也可用来抑制航空发动机加力燃烧室和火箭发动机燃烧室内的振荡燃烧. 其吸声特性主要表现为: 穿孔

板外表面和背腔之间的有限声压差引起的当地声能耗散, 并且耗散强度受外界流场、声场和背腔结构影响^[1]. 工程实际中常见的面板开孔为圆孔, 所以多数研究工作是针对圆孔开展的, 而针对另一种声学元件——微缝的研究工作相对贫乏, 并且已有的工作主要针对无流动时的黏性耗散^[2-5].

收稿日期: 2010-11-10; 修订日期: 2011-05-13

基金项目: 国家自然科学基金(50890181, 51076005); 航空基金(2009ZB51)

作者简介: 戴习文(1984—), 男, 安徽六安人, 博士生, 主要从事气动声学与非定常气动力学研究.

当穿孔板表面有切向流动时,声能耗散的主要因素是涡声相互作用;开孔锐缘处的涡脱落将声能转化成涡运动能量,脱落涡的动能最终由黏性作用耗散^[6]. Dowling 和 Hughes^[7]发展了一个复杂的解析模型用来处理声波在微缝处引起的涡脱离问题, Howe^[8]给出切向流存在时面板上有单个和多个微缝的解析模型,这些模型由于考虑均匀流的存在都做了线化假设. 然而,当声波激起的缝流速度与切向流速之比达到一定值时,声能耗散仍会表现出非线性特性. Tam 等^[9]利用直接数值模拟(DNS)来计算切向流存在时微缝共振器的流场和声场,得出流场和涡脱落图象,但没能给出表征共振器吸声性能的声阻抗.

为了对表面有切向流的微缝共振器的耗散机制进行有效刻画,同时不排除较高声强引起的非线性效应,本文尝试发展了一种离散涡模型. 通过该模型计算出微缝的声阻抗,再结合一维管道声传播模型,最终计算出流管内声场以及流管侧壁微缝共振器的声阻抗和吸声系数. 希望通过理论模型研究,深化对表面有切向流时微缝共振器的耗散机制的理解,并能快速准确地预测其声阻抗以及在管道中的吸声作用.

1 模型建立

1.1 一维声传播模型和间断条件

如图1所示,截面积为 $A_d = a \times a$ 的方管侧壁面装有微缝共振器,微缝面积 $A_s = 2s \times a$, 共振腔截面积 $A_r = a \times b$, 腔深 L . 管道内均匀流速为 U , 入射声压 I . 由于共振腔的存在,管道 $x = 0$ 处存在间断面,反射声压为 R ,透射声压为 T . 另外,管道出口处也反射声压 W ^[1,10].

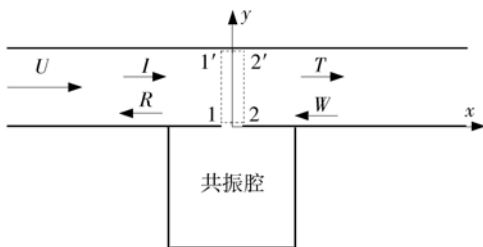


图1 流管侧壁装有共振器

Fig. 1 Slit resonator attached to a pipe with flow

流管中声压

$$x < 0 \text{ 时, } p' = p'_I + p'_R \quad (1)$$

$$x > 0 \text{ 时, } p' = p'_T + p'_W \quad (2)$$

$$p'_I = I e^{j(\omega t - k_1 x)}, \quad p'_R = R e^{j(\omega t + k_1 x)} \quad (3)$$

$$p'_T = T e^{j(\omega t - k_2 x)}, \quad p'_W = W e^{j(\omega t + k_2 x)} \quad (4)$$

其中 $k_1 = \frac{k}{1 + Ma}$, $k_2 = \frac{k}{1 - Ma}$, Ma 为管流马赫数. 在间断面 $x = 0$ 左右, 压力、速度和密度的平均量和声学量有如下关系:

$$\begin{cases} p_1 = p_0 + p'_1, & p_2 = p_0 + p'_2 \\ u_1 = U + u'_1, & u_2 = U + u'_2 \\ \rho_1 = \rho_0 + \rho'_1, & \rho_2 = \rho_0 + \rho'_2 \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} \rho'_1 = \frac{p'_1}{c_0^2}, & \rho'_2 = \frac{p'_2}{c_0^2} \\ p'_1 = p'_I + p'_R, & p'_2 = p'_T + p'_W \\ u'_1 = \frac{p'_I - p'_R}{\rho_0 c_0}, & u'_2 = \frac{p'_T - p'_W}{\rho_0 c_0} \end{cases} \quad (6)$$

对控制体 11'2'2 在 x 方向使用动量方程得

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2 \quad (7)$$

将式(5)和式(6)代入式(7),并忽略二阶小量,得到 $x = 0$ 处的声学匹配条件

$$\begin{aligned} p'_I(1 + Ma)^2 + p'_R(1 - Ma)^2 = \\ p'_T(1 + Ma)^2 + p'_W(1 - Ma)^2 \end{aligned} \quad (8)$$

将式(8)表示成复数形式

$$\begin{aligned} I(1 + Ma)^2 + R(1 - Ma)^2 = \\ T(1 + Ma)^2 + W(1 - Ma)^2 \end{aligned} \quad (9)$$

对于控制体 11'2'2, 由质量守恒可得

$$\begin{aligned} [I(1 + Ma) - R(1 - Ma)] \frac{A_d}{c_0} = \\ [T(1 + Ma) - W(1 - Ma)] \frac{A_d}{c_0} + \rho_0 A_s u_{slit} \end{aligned} \quad (10)$$

其中 u_{slit} 为共振腔开口处的缝流速度, 当地空气密度近似取平均值 ρ_0 . 另外, 共振腔开口处的声压也近似与上游一侧声压相等

$$p'|_{x=0, y=0^+} = p'_I \quad (11)$$

则共振腔开口处声压

$$p'|_{x=0, y=0^+} = I + R \quad (12)$$

开口处声压和缝流速度由共振器声阻抗关联

$$Z_{res} = \frac{p'|_{x=0, y=0^+}}{\rho_0 c_0 u_{slit}} \quad (13)$$

由式(12)和式(13)得

$$u_{slit} = \frac{I + R}{\rho_0 c_0 Z_{res}} \quad (14)$$

将式(14)代入式(10)得

$$\begin{aligned} [I(1 + Ma) - R(1 - Ma)] A_d = \\ [T(1 + Ma) - W(1 - Ma)] A_d + \frac{I + R}{Z_{res}} A_s \end{aligned} \quad (15)$$

管道出口反射条件

$$W = r_p T \quad (16)$$

其中 r_p 为管道出口声压反射系数.

对于给定的入射声压 I 和管流马赫数 Ma , 联合将在下文给出的离散涡模型计算出共振器的声阻抗 Z_{res} , 联立式(9)、式(15)和式(16), 即可解得管道声场. 定义共振器吸声系数

$$\Delta = 1 - \frac{R^2 + T^2}{I^2 + W^2} \quad (17)$$

1.2 管道声场和共振器阻抗的求解

共振器声阻抗和微缝声阻抗关系

$$Z_{res} = Z_{slit} - i\sigma \cot\left(\frac{\omega L}{c_0}\right) \quad (18)$$

其中穿孔率 $\sigma = A_s/A_r$, ω 为圆频率.

共振器开口处速度脉动引起的共振腔内声压可由下式给出:

$$p'_{x=0, y=0^-} = -j\sigma\phi_0 c v_{slit} \cot\left(\frac{\omega L}{c_0}\right) \quad (19)$$

则可得到微缝两侧的压差

$$\Delta p'_{slit} = I + R + j\sigma\phi_0 c v_{slit} \cot\left(\frac{\omega L}{c_0}\right) \quad (20)$$

声场和共振器阻抗可由如下迭代算法解出:

1) 以入射声压 I 代替共振腔开口处外侧和内侧的声压差 $\Delta p'_{slit}$, 代入下文离散涡模型计算微缝声阻抗 Z_{slit} , 并将 Z_{slit} 代入式(18)得到 Z_{res} 预估值.

2) 将 Z_{res} 带入式(9)、式(15)和式(16)求解声场 R, T 和 W ; 再将 Z_{res}, I 和 R 代入式(14)计算缝流速度 v_{slit} .

3) 利用式(20)求出的共振腔开口处外侧和内侧的声压差 $\Delta p'_{slit}$, 代入下文离散涡模型计算微缝声阻抗 Z_{slit} , 并将 Z_{slit} 代入式(18)得到新的 Z_{res} .

重复 2) 和 3) 步, 直到 Z_{res} 收敛.

1.3 计算微缝声阻抗的离散涡模型

1.3.1 脱落涡层的离散化

对于展弦比较大的微缝, 其近场涡脱落和涡运动可以由二维离散涡模型描述. 如图 2(a), 在刚性平板上有宽 $2s$ 的微缝, 平板上侧切向流速度为 $U_g (U_g = U)$. 若低频正弦声波从一侧入射到缝板上, 微缝附近的流动可以视为不可压, 则微缝附近的压力可写为如下形式:

$$p_{inc} = \begin{cases} P \cos \omega t & (x_2 > 0, x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 \rightarrow \infty) \\ 0 & (x_2 < 0, x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 \rightarrow \infty) \end{cases} \quad (21)$$

在切向流和入射声波的作用下, 涡层从微缝前缘脱落. 为了描述涡层运动, 将涡层离散成若干

小段直线涡层, 每段涡层又近似用一个放在该段涡层中心处的点涡代替. 由 Kelvin 定理可得

$$\frac{dz_n}{dt} = w(z_n), \quad \Gamma_n = \text{const} \quad (22)$$

其中 z_n 和 Γ_n 分别是第 n 个点涡的位置和强度, $w(z_n)$ 为当地对流速度.

1.3.2 速度场的求解

在求解速度场之前, 首先对各个相关变量进行无量纲化: $\bar{t} = \omega t, \bar{L} = L/s, \bar{V} = V/\omega s, \bar{\Phi} = \Phi/\omega s^2, \bar{Q} = Q/\omega s^2, \bar{\Gamma} = \Gamma/\omega s^2, \bar{p} = p/\rho_0 \omega^2 s^2$. 其中 L, V, Φ, Q, Γ 和 p 分别代表长度、速度、速度势、微缝通流、涡量和压力. 本文 1.3 节计算公式中所有量均为无量纲量, 但为了书写方便, 无量纲量上的横线予以省略. 为了简化建模, 如图 2(b) 所示, 本文利用保角变换将物理域映射到无限大上半空间的计算域

$$z = \frac{1}{2} \left(\zeta + \frac{1}{\zeta} \right) \quad (23)$$

图2 保角变换

Fig. 2 Conformal mapping

在计算域内, 流场复势由切向流、微缝通流、离散涡及其镜像涡决定

$$W = \frac{1}{2} U_g \zeta + \frac{Q}{\pi} \ln \zeta +$$

$$\sum_n \frac{\Gamma_n}{2\pi i} [\ln(\zeta - \zeta_n) - \ln(\zeta - \zeta_n^*)] \quad (24)$$

其中式(24)的星号表示复数共轭. 从而得到流场复速度

$$w^*(z) = \frac{dW}{dz} = \frac{dW}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dz} \quad (25)$$

对于第 n 个离散涡, 其运动速度应除去自身在物理域的诱导速度

$$w^*(z_n) = \lim_{z \rightarrow z_n} \frac{d}{dz} \left[W + \frac{\Gamma_n}{2\pi i} \ln(z - z_n) \right] \quad (26)$$

将式(24)代入式(26), 得第 n 个离散涡的运动速度

$$\omega^*(z_n) = \frac{2\zeta_n^2}{\zeta_n^2 - 1} \left(\frac{1}{2} U_g + \frac{Q}{\pi \zeta_n} + \sum_{n' (n' \neq n)} \frac{\Gamma_{n'}}{2\pi i} \frac{1}{\zeta_n - \zeta_{n'}} - \sum_{n'} \frac{\Gamma_{n'}}{2\pi i} \frac{1}{\zeta_n - \zeta_{n'}^*} \right) + \frac{i \Gamma_n}{\pi} \frac{\zeta_n}{(\zeta_n^2 - 1)^2} \quad (27)$$

从而对于某个时刻 t , 给出流场中各点涡的涡量和位置, 则点涡新的位置可由下面的二阶 Adams-Bashforth 法求解式 (27) 计算出

$$z_n|_{t+\Delta t} = z_n|_t + \frac{1}{2} (3\omega_n|_t - \omega_n|_{t-\Delta t}) \Delta t \quad (28)$$

1.3.3 脱落涡模型

每个时间步, 微缝前缘脱落一个新生涡, 本文采用 Brown 和 Michael^[11] 的脱落涡模型: 每个时间步开始, 一个集中的点涡指定从缝缘处开始脱落, 涡量不断通过一个传输带从缝缘输运到集中点涡, 直到该时间步结束, 该集中点涡完成脱落成为自由点涡. Rott^[12] 根据新生涡和输运带所受流体非定常合力为零的条件给出新生涡脱落过程的运动方程

$$\frac{dz_1}{dt} + \frac{z_1 - z_c}{\Gamma_1} \frac{d\Gamma_1}{dt} = u(z_1) \quad (29)$$

其中 z_1 和 z_c 分别为新生涡和缝缘坐标, Γ_1 为新生涡量, $u(z_1)$ 为新生涡所在位置的流场速度. 另外, 新生涡的涡量应满足缝缘处的 Kutta 条件

$$\lim_{\zeta \rightarrow \zeta_c} \frac{d}{d\zeta} \left[W(\zeta) + \frac{\Gamma_1}{2\pi i} \ln \frac{\zeta - \zeta_1}{\zeta - \zeta_1^*} \right] = 0 \quad (30)$$

对微缝前缘使用式 (29) 和式 (30) 可得每时间步结束时新生涡的位置和涡量

$$\zeta_1 = \sqrt{\frac{4}{5} \left\{ \frac{Q}{\pi} + \sum_{n=1}^N \frac{\Gamma_n}{2\pi i} \left[\frac{1}{(\zeta_n + 1)^2} - \frac{1}{(\zeta_n^* + 1)^2} \right] \right\}} \Delta t - 1 \quad (31)$$

$$\Gamma_1 = 2\pi i W'(-1) \frac{(1 + \zeta_1)(1 + \zeta_1^*)}{\zeta_1^* - \zeta_1} \quad (32)$$

1.3.4 计算远场压力差

如图 2(a), 沿路线 ACB 进行伯努利积分来计算面板两侧远场压力差

$$p_{inc} = p_A - p_B = -\frac{d\Gamma_t}{dt} - \frac{1}{2} U_g^2 + \frac{\partial}{\partial t} \int_A^B \mathbf{u}_Q \cdot d\mathbf{l} + \frac{\partial}{\partial t} \int_A^B \mathbf{u}_R \cdot d\mathbf{l} \quad (33)$$

其中 $-d\Gamma_t/dt$ 为脱落涡的生成率, 右边第三项和第四项分别为微缝通流和离散涡引起的势差. 在二维势流框架下计算微缝通流引起的速度势在面板两侧远场处之差收敛. 这说明如果局限于二维势流解, 就有随距离增大速度势趋近于无穷的结果, 那么再根据伯努利方程, 在远场必须施加无穷大的外力, 才能产生微缝通流, 显然这是不合理的. 所以, 在本模型中, 进场流动由于大展弦比可采用二维假设, 但计算远场压差的时候, 微缝的三维效应必须考虑. 通过不可压势流的 Laplace 方程的半空间 Green 函数, 可以将微缝通流引起的速度势表示成如下形式:

结果, 那么再根据伯努利方程, 在远场必须施加无穷大的外力, 才能产生微缝通流, 显然这是不合理的. 所以, 在本模型中, 进场流动由于大展弦比可采用二维假设, 但计算远场压差的时候, 微缝的三维效应必须考虑. 通过不可压势流的 Laplace 方程的半空间 Green 函数, 可以将微缝通流引起的速度势表示成如下形式:

$$\Phi_Q(x_1, x_2, x_3) = \Phi_{Q, \pm\infty} \mp \frac{1}{2\pi} \int_{-b/2}^{b/2} \int_{-1}^1 \frac{\partial \Phi_Q}{\partial x_2'} \frac{dx_1' dx_3'}{\sqrt{(x_1 - x_1')^2 + (x_3 - x_3')^2 + x_2^2}} \quad (34)$$

由式 (34), 配合跨过微缝的法向速度和速度势连续条件以及展向的积分平均处理可得

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{u}_Q \cdot d\mathbf{l} = Q(t) C \quad (35)$$

其中 C 是微缝展弦比的函数. 由点涡引起的势差可表示为

$$\int_A^B \mathbf{u}_R \cdot d\mathbf{l} = \sum_{n=1}^N \frac{\Gamma_n}{\pi} \left[\frac{\pi}{2} - \arctan \left(\frac{\zeta_{1n}}{\zeta_{2n}} \right) \right] \quad (36)$$

将式 (35) 和式 (36) 代入式 (33) 可得

$$p_{inc} = -\frac{d\Gamma_t}{dt} - \frac{1}{2} U_g^2 + C \frac{\partial Q(t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \left[\sum_{n=1}^N \frac{\Gamma_n}{\pi} \left[\frac{\pi}{2} - \arctan \left(\frac{\zeta_{1n}}{\zeta_{2n}} \right) \right] \right] \quad (37)$$

由式 (37) 可见, 跨过微缝的压差由微缝前缘新生涡的生成率、切向流速度、缝流速度和流场中自由点涡的运动决定.

1.3.5 微缝声阻抗的计算

首先, 为了计算由入射声压 ($p_{inc} = P \cos \omega t$) 激励的缝流速度, 本文采用如下的时间推进方法:

1) 通过式 (37) 计算微缝通流 $Q(t_{m-1})$.

2) 利用式 (31) 计算新生涡的位置, 同时通过式 (27) 计算流场里各自由点涡的新位置, 并更新点涡标号

$$\begin{cases} \Gamma_{n+1, new} = \Gamma_{n, previous} \\ \zeta_{n+1, new} = \zeta_{n, previous} \\ \omega_{n+1, new} = \omega_{n, previous} \end{cases} \quad (38)$$

3) 释放新生涡, 同时根据 Kutta 条件, 即式 (32) 赋予其涡量.

4) 更新时间变量, $t_m = t_{m-1} + \Delta t$.

微缝的声阻抗严格定义是板两侧声压差和缝流速度的比值. 然而, 对缝流速度进行傅里叶分解, 发现其一阶谐波起主导作用, 因此定义微缝的声阻抗如下:

$$\begin{cases} z_r = P \cos[\phi(1)] / v_{lit}(1) \\ z_x = -P \sin[\phi(1)] / v_{lit}(1) \end{cases} \quad (39)$$

其中 P 为微缝两侧声压差幅值, $v_{lit}(1)$ 和 $\phi(1)$ 分别为缝流速度基波的幅值和相位。

2 结果及分析

2.1 微缝处的流场细节

图 3 给出了无量纲声压幅值和无量纲切向流速度均为 1.0, 时间步长为 0.0314 时, 一个周期内涡脱落和涡层演化过程。结果表明微缝处流场的三个主要特征: ①点涡沿微缝前缘切向脱落, 这表明了该处的 Kutta 条件得到了满足; ②脱落涡层卷起螺旋涡旋, 并且随着向下游运动, 涡旋逐渐增大, 最终对流到微缝尾缘; ③横跨微缝具有一定长度的涡层, 由于入射声波的作用, 类似前缘处装有“铰链”的“盖子”, 上下周期性地拍动, 以至微缝通流发生在靠近尾缘的较小“颈状”区域内。“颈状”区域和微缝面积的比值就是准稳态模型中定义的流量系数, 并且前人发展的半经验模型中假设的覆盖在微缝上的“盖子”在本文模拟结果中也得到了验证^[13]。定性地, 本文数值模拟的涡层演化过程和剪切层支配的微缝流场结构与文献中流场显示实验结果是一致的^[14]。

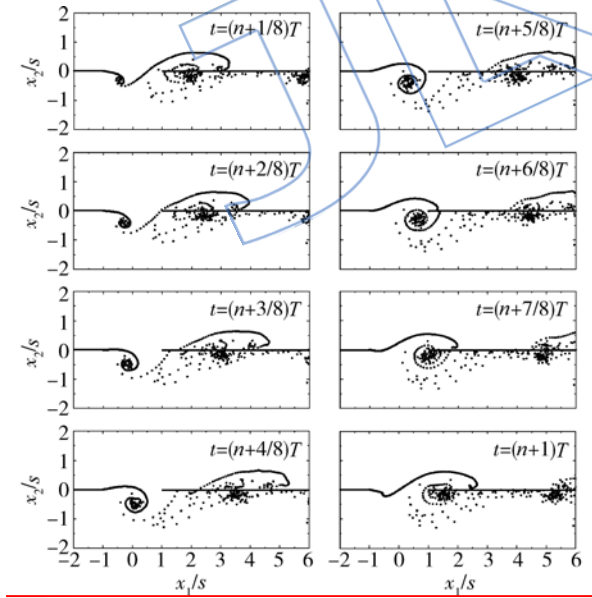


图 3 涡脱落过程和涡层的演化

Fig. 3 Vortex shedding and the evolution of the vortex sheet

2.2 微缝共振器的吸声性能

利用管道一维声传播模型、安装共振器处动量和质量守恒给出的匹配条件以及微缝离散涡模

型, 本文计算了有流动管道侧壁共振器的声阻抗和吸声系数。计算参数为: 方管截面积 $5.08 \text{ cm} \times 5.08 \text{ cm}$, 微缝截面积 $0.127 \text{ cm} \times 5.08 \text{ cm}$, 共振腔截面积 $5.08 \text{ cm} \times 5.08 \text{ cm}$, 腔深为 30.48 cm 。

图 4 和图 5 分别给出入射声压级为 140 dB、管道流速为 6.8 m/s 时共振器的声阻抗和吸声系数随频率的变化。Guess^[15] 给出了穿孔板声衬阻抗的经验模型, 其中声阻主要由“高声强”和“切向流”决定, 声抗主要由“厚度和末端修正”和“背腔”决定

$$z_r = \frac{1 - \sigma^2}{\sigma} \left(k_s \frac{v_{lit}}{c_0} + k_g Ma \right) \quad (40)$$

$$z_x = \frac{\omega(h + k_h s)}{\sigma c_0} - \cot \left(\frac{\omega L}{c_0} \right) \quad (41)$$

其中 σ 为穿孔率, h 为面板厚度, k_s , k_g 和 k_h 分别为“高声强”、“切向流”和“末端修正”的影响系数。在经验模型中, 这些系数大都通过先理论分析再

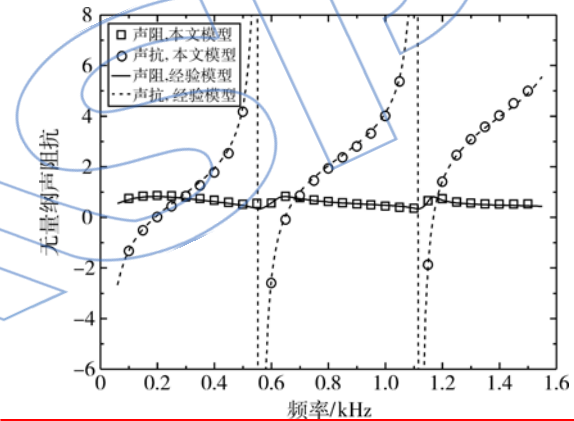


图 4 共振器无量纲声阻抗随频率变化

Fig. 4 Normalized acoustic impedance of the resonator as a function of frequency

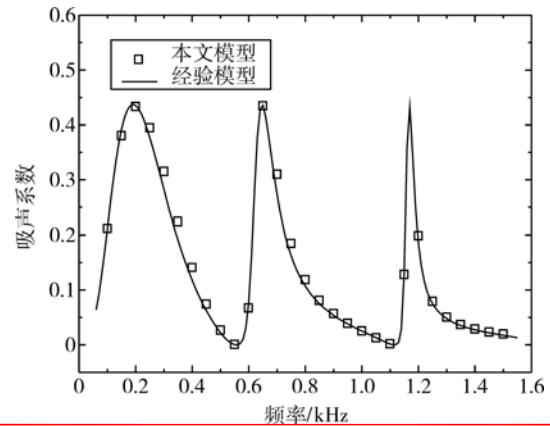


图 5 共振器吸声系数随频率变化

Fig. 5 Absorption coefficient of the resonator as a function of frequency

拟合实验测量数据得到. 另外,已有的经验模型主要是针对圆孔建立的,各系数的经验值不适用于本文研究的微缝. 所以,在图4和图5中指定了这三个影响系数的值: $k_s=0.4$, $k_g=0.4$, $k_h=3$. 图4和图5说明本文发展的模型能成功模拟出主要影响因素,然而由于经验模型的系数选择具有随机性,模拟的精度还要进一步验证.

3 结 论

本文对流管侧壁的微缝共振器的吸声特性进行了理论研究. 为模拟微缝处的涡声相互作用机制,建立了一种离散涡模型,有效地模拟了缝缘的涡脱落和涡层的演化,包括涡层的卷起和“盖子”状涡层的周期性拍动.

将微缝离散涡模型与包含间断条件的流管一维声传播模型结合,计算出共振器声阻抗和吸声系数的频率曲线. 结果表明共振器声阻抗的影响因素:声阻主要由“高声强”和“切向流”决定,声抗主要由“厚度和末端修正”和“背腔”决定. 由于缺乏完全对应的实验工作或经验模型进行结果对比,本文模型的验证工作还有待进一步开展.

参考文献:

- [1] Dupere I D J, Dowling A P. The use of Helmholtz resonators in a practical combustor[J]. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 2005, 127(2): 268-275.
- [2] Smits J M A, Kosten C W. Sound absorption by slit resonators[J]. *Acustica*, 1951, 1(1): 114-122.
- [3] Gomperts M C. The sound insulation of circular and slit-shaped apertures[J]. *Acustica*, 1964, 14(1): 1-16.
- [4] 马大猷. 微缝吸声体理论[J]. *声学学报*, 2000, 25(6): 481-485.
MA Dayou. Theory of microslit absorbers [J]. *ACTA Acustica*, 2000, 25(6): 481-485. (in Chinese)
- [5] 刘克. 微穿孔板和微缝板吸声体研究进展[J]. *应用声学*, 2002, 21(1): 3-6, 25.
LIU Ke. Advances in the study of microperforated-panel and microslit acoustic absorbers[J]. *Applied Acoustics*, 2002, 21(1): 3-6, 25. (in Chinese)
- [6] Jing X, Sun X. Effect of grazing flow on the acoustic impedance of an orifice[J]. *AIAA Journal*, 2001, 38(9): 1478-1484.
- [7] Dowling A P, Hughes I J. Sound absorption by a screen with a regular array of slits[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 1992, 156(3): 387-405.
- [8] Howe M S. The influence of vortex shedding on the diffraction of sound by a perforated screen[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1980, 97(1): 641-653.
- [9] Tam C K, Ju H, Walker B E. Numerical simulation of a slit resonator in a grazing flow under acoustic excitation[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 2008, 313(3-5): 449-471.
- [10] 郭庆, 刘克, 李嵩, 等. 具有流动和侧向 Helmholtz 共振器的驻波管内声场研究 I: 理论分析[J]. *声学学报*, 2003, 28(5): 409-405.
GUO Qing, LIU Ke, LI Song, et al. A study of sound field in a standing-wave tube with flow and lateral Helmholtz resonator I: theoretical analysis [J]. *ACTA Acustica*, 2003, 28(5): 409-405. (in Chinese)
- [11] Brown C E, Michael W H. Effect of leading edge separation on the lift of a delta wing[J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1954, 21(5): 690-706.
- [12] Rott N. Diffraction of a weak shock with vortex generation [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1956, 1(1): 111-128.
- [13] Hersh A S, Walker B. Effect of grazing flow on the acoustic impedance of Helmholtz resonators consisting of single and clustered orifices[R]. NASA CR-3177, 1979.
- [14] Baumeister K J, Rice E J. Visual study of the effect of grazing flow on the oscillatory flow in a resonator orifice [R]. NASA TM X-3288, 1975.
- [15] Guess A W. Calculation of perforated plate liner parameters from specified acoustic resistance and reactance[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 1975, 40(1): 119-137.