

声学多孔材料的孔结构优化

Iain D. J. Dupère¹, 卢天健², Ann P. Dowling¹

(1. 剑桥大学工程系, CB2 1PZ, 英国剑桥; 2. 西安交通大学强度与振动教育部重点实验室, 710049, 西安)

摘要: 介绍了一种基于微结构的声学模型, 可用来对多孔材料的微组织结构进行优化, 从而使多孔材料具备最佳的声学性能。该模型是一种适用于低雷诺数的非稳态线性声学模型, 主要微结构考虑平行排列的柱形杆件或圆球列阵, 包括3个子模型: ①声波传播方向平行于圆柱形杆件的子模型; ②声波传播方向垂直于圆柱形杆件的子模型; ③声波在圆球列阵中传播和吸收的子模型。前2个子模型通过考虑多边形周期边界条件的影响, 计及了相邻圆柱形杆件间的交互作用。由于模型是线性的, 因此可以结合起来描述任意角度入射声波的传播特性。第3个子模型可用于描述胞状多孔材料中节点处的情形。文中利用这3个子模型来扩大吸声材料的设计空间, 根据不同用途所要求的声学特性计算最优的胞元结构, 并对这种模型的应用领域进行了分析讨论。

关键词: 多孔材料; 声音吸收; 声学模型; 周期边界条件; 设计优化

中图分类号: TG146. 21; TG132. 6 **文献标识码:** A **文章编号:** 0253-987X(2007)11-1251-06

Microstructural Optimization of Cellular Acoustic Materials

Iain D. J. Dupère¹, Lu Tianjian², Ann P. Dowling¹

(1. Engineering Department, Cambridge University, Cambridge CB2 1PZ, UK; 2. MOE Key Laboratory of Strength and Vibration, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: A microstructure based acoustic model is introduced, which can be used to optimize the microstructure of cellular materials and thus to obtain their optimal acoustic property. This acoustic model is an unsteady one which is appropriate in the limit of low Reynolds numbers. The model involves three elements. This first involves the propagation of acoustic waves passing the cylinders whose axes are aligned parallel to the direction of propagation. The second model relates to the propagation of acoustic waves passing the cylinders whose axes are aligned perpendicular to the direction of propagation. In both cases the interaction between adjacent cylinders is taken into account by considering the effect of polygonal periodic boundary conditions. As these two models are linear they are combined to give the characteristics of propagation at arbitrary incidence. The third model involves propagation passing spheres in order to represent the joints. Heat transfer is also included. These three models are then used to expand the design space and calculate the optimum cell structure for desired acoustic performance in a number of different applications. Moreover, the application fields are also analyzed.

Keywords: cellular material; sound absorption; acoustic model; periodic boundary condition; design optimization

多孔金属泡沫或纤维材料作为一种有效的吸声材料, 已广泛应用于噪声控制^[1]. 与木质纤维板、微

穿孔板等其他非金属吸声材料相比,多孔金属降噪材料具有高比强度、高比刚度、耐腐蚀、耐候性好、防火、防潮、无毒、美观等良好特性。此外,常用的木质或化学纤维虽然具有很好的空气吸声效果,但其在水下时由于阻抗不匹配以及水压、水温的影响而不具有实用性。多孔金属介质在解决阻抗匹配以及水温、水压影响方面则具有不可多得的优势,同时还避免了化学纤维的易污染性。

多孔金属吸声材料通常具有细小的组织结构,孔间距极小,因此由于空气(或其他流体)的黏滞效应所导致的曳力非常显著。在很多情况下,这类组织结构由细长的柱形杆件通过各种排列形式组合而成。这种结构对声音的黏滞力也具有双重功效:其一,它降低了声音的传播速度;其二,它可以把声波能量通过阻尼转化为热能。

声波进入多孔金属材料后引起空气振动,由于振动受到曲折的孔隙壁的阻挡,空气与孔隙壁发生摩擦造成能量损失。低频声波的波长较长,能量较小,碰到孔隙壁时发生反射、折射,若是弹性碰撞则能量损失小,声吸收系数低。高频声波的能量较大,进入多孔金属后与孔壁发生碰撞,因其振动幅值大,故有可能发生非弹性碰撞,能量损耗大,加之反射或折射后的声波仍然具有较高能量,可与孔隙壁发生二次或多次非弹性碰撞,所以经过多次反射、折射之后,原有入射声波的大部分能量变成热能散失到环境中。

不同孔隙尺寸、孔隙率的多孔材料对声波传播的影响及声吸收特性有很大差别。孔隙尺寸较大时,声波进入后不容易发生二次或多次反复碰撞,因而能量损失较少,而当孔隙细小时,声波发生多次碰撞的可能性增加,每次反射、折射都要消耗一定能量,所以孔径大的多孔金属不如孔径小的吸收的能量多。但是,孔径尺寸也不能无限减小,否则大部分声波有可能在未进入多孔材料前即已反射。因此,孔径尺寸究竟取多大为最佳是目前吸声材料的前沿研究课题^[2-4]。对于孔隙尺寸大小相同的多孔金属,由于孔隙率对多孔金属声吸收性能的影响,其吸声效果也不相同,甚至有较大差别。总的来说,孔隙率越大,多孔金属的声吸收系数也越大。这主要是因为孔隙率越大,孔隙的曲折度就越大,内部通道就越复杂。

现代材料制备技术可以精确控制多孔材料的胞元结构^[5],从而可以对用于特殊声学用途的多孔吸声材料进行微结构优化设计。在文献^[6-8]的基础

上,我们曾提出了一种适用于在低雷诺数下描述细小组织结构中声传播特性的非稳态线性声学模型^[2]。本文利用这一模型对多孔吸声材料的胞元结构进行优化设计,仅考虑了声波在含空气相多孔材料中的传播和吸收情况。有关多孔材料的水下声吸收行为,将另文讨论。

1 声学模型

通常情况下,多孔金属材料骨架的刚度比充斥其间的空气的刚度要大数个量级,因此本文将金属骨架考虑为刚性体。声学多孔金属材料多为通孔,其骨架由细长的柱形杆件和连接这些杆件的节点构成。由于本文仅考虑线性问题,所以在建模时可以将柱形杆件和节点分开,最后再将其对声传播的影响进行叠加。另外,本文仅考虑无限长圆柱形杆件和圆球形节点,其他形状的杆件和节点将在后续工作中研究。

图1所示为声波通过半径为 r_0 的无限长圆柱(纤维)束传播的情形:圆柱束为周期排列,其周期边界(为多边形,见图1中的虚线)的边的数量可变,取决于圆柱束的具体排列方式;圆柱的间距足够小,从而使得每根圆柱的声边界层足够大(也就是说,边界层的影响不能忽略不计);沿平行于圆柱轴线方向传播的声波(声波1)类似于低雷诺数 Poiseuille 流动,但含有 Rayleigh 波^[9]中的非稳态项。边界条件可作如下处理:圆柱表面的速度为0;多边形周期边界(到中心的最短距离为 r_1)上的剪应力为0;周期边界各段之间的界面具有连续的速度梯度。从而可得模型的解析解为^[2,6-8]

$$u_z(R, \theta_n) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} A_k \cos(2Nk\theta_n) (\text{Ke}_{2Nk}(R) - \gamma_k \text{Be}_{2Nk}(R)) + \left(\left(\frac{\text{Be}_0(R)}{\text{Be}_0(R_0)} \right) - 1 \right) \frac{1}{\rho_0 \omega} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (1)$$

式中: $\text{Ke} = \text{ker} + i \text{kei}$, $\text{Be} = \text{ber} + i \text{bei}$, 其中 ker 、 kei 、 ber 、 bei 为 Kelvin (或 Thompson) 函数^[6]; $\gamma_k = \frac{\text{Ke}_{2Nk}(R_0)}{\text{Be}_{2Nk}(R_0)}$; $R = \left(\frac{\omega}{\nu} \right)^{1/2} r$; $R_1 = \left(\frac{\omega}{\nu} \right)^{1/2} r_1$; θ_n 为多边形周期边界各段(见图1)的夹角;余项系数 A_k 可由下式获得

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} A_k \cos(\theta_n) \left(\left(\left(\frac{\omega}{\nu} \right)^{1/2} \cos(2Nk\theta_n) \right) (\text{Ke}'_{\pm 2Nk}(R_2) - \gamma_k \text{Be}'_{\pm 2Nk}(R_2)) + 2Nk \sin(2Nk\theta_n) \cdot \frac{\sin \theta_n}{x_1} (\text{Ke}_{\pm 2Nk}(R_2) - \gamma_k \text{Be}_{\pm 2Nk}(R_2)) \right) +$$

$$\frac{\cos\theta_n}{\text{Be}_0(R_1)} \frac{1}{\rho i \omega} \frac{\partial p}{\partial z} \text{Be}_0'(R_2) \left(\frac{\omega}{\nu}\right)^{1/2} = 0 \quad (2)$$

式中: $R_2 = \left(\frac{\omega}{\nu}\right)^{1/2} r_2$, $r_2 = \frac{x_2}{\cos\theta_n}$ 为圆柱杆件到周期边界的径向距离。

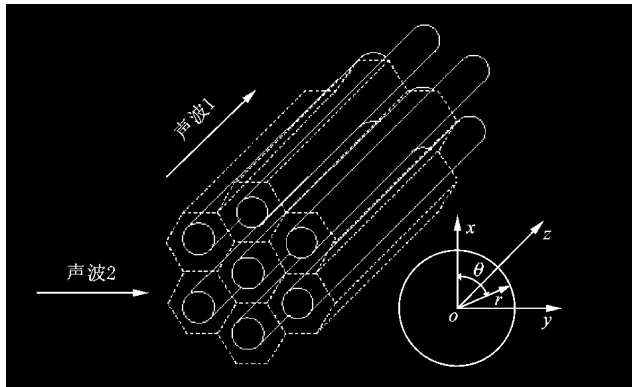


图 1 周期排列的多孔材料圆柱束结构

沿垂直于柱形胞轴线方向的声传播可用适用于球形胞的 Stokes 方法^[10] 计算,但要多加一个非稳态项.此时的边界条件为:柱形胞壁上的速度为 0;周期边界上的涡旋为 0.由此可求得单位长度上的曳力 F_{unit} 为^[2,6-8]

$$F_{\text{unit}} = (\rho i \omega) 2\pi r_0^2 \left[\frac{f_1(R_0) - R_0 f_1'(R_0)}{f_1(R_0) + R_0 f_1'(R_0)} \right] F_1 \cos(\theta_i) e^{i\omega t} - (\rho i \omega) 2\pi r_0^2 \left[\frac{f_1(R_0) - R_0 f_1'(R_0)}{f_1(R_0) + R_0 f_1'(R_0)} \right] \sin(\theta_i) e^{i\omega t} \quad (3)$$

式中

$$f_1(R) = \text{Ke}_1(R) - \left(\frac{\text{Ke}_1(X_2)}{\text{Be}_1(X_2)} \right) \text{Be}_1(R)$$

通过调整周期边界条件并令 x 方向的平均声速为 u_{ac} ,可以求出系数 F_1 .

将上述 2 个模型的解结合起来,可以描述任意角度入射声波在圆柱束中的传播特性.

针对多孔金属中存在的大量连接柱形杆件的节点,在建模中将其处理为圆球形,如图 2 所示.这种方法与声波垂直入射于圆柱束的情况一样,但需要增加一个对称度参数.为此,要求周期边界条件为:表面上的速度为 0;距表面一定距离的球形边界上的涡旋为 0.此时模型的解为^[2,6-8]

$$F = -4\pi r_0^3 (\rho i \omega) \left[\frac{k_1(R_0) - R_0 k_1'(R_0)}{2k_1(R_0) + R_0 k_1'(R_0)} \right] U e^{-i\omega t} \quad (4)$$

式中: $k_1(x) = i h_1^{(1)} \left(\left(\frac{1+i}{2^{1/2}} \right) x \right)$, $h_1^{(1)}(\cdot)$ 为第一类汉开尔函数.

2 声波在多孔材料中的传播

利用上面所计算的曳力来确定归一化传导率

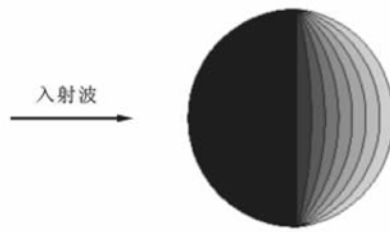


图 2 通过球体的声传播

$$Q = \frac{\rho u \omega}{\partial p / \partial z} \quad (5)$$

通过下式将压力波动与密度波动相联系

$$p' = (\beta \bar{c}^2) \rho' \quad (6)$$

式中: β 为介于 1 和 γ ($\gamma = c_p / c_v$, c 为比热容) 之间的常数.将式(5)和式(6)代入连续性方程可得

$$\left(\frac{\partial^2 p'}{\partial z^2} \right) + \left(\frac{\omega^2}{\beta Q \bar{c}^2} \right) p' = 0 \quad (7)$$

因此,多孔材料的作用是将入射波的波数改变为

$$\frac{\omega}{\bar{c}(\beta Q)^{1/2}} \quad (8)$$

本文的模型可以通过 2 个归一化参数来预测声传播的变化,进而预测声波的传播、吸收等.这 2 个参数分别是圆柱半径和描述圆柱间距的系数.多孔材料的声学性能还取决于其孔隙率 η ,而孔隙率可以通过简单实验测得.在不同圆柱束排列方式的情况下, Q 随这些参数变化的曲线以及与实验结果的比较,可参见文献^[6-8].

3 孔结构的优化

利用本文模型,可以预测多孔材料应用于各种领域时的声吸收性能.下面将讨论声吸收系数 Δ 的优化结果(声吸收系数定义为被吸收掉的入射声能的百分数).对于一段有限长度空心管,无论管端是封闭的还是敞开的,管端的反射作用对声吸收都有明显的影响.这种反射作用可以作为另一个参数,既可以取定值,也可以进行优化.为简化起见,这里只讨论针对无限长空心管的计算结果.首先,对于无限长空心管中的有限厚度多孔材料试样,根据最佳声吸收系数来优化其孔隙率.图 3 所示为声吸收系数的变化与归一化材料厚度 kL 的关系.正如我们预料的那样,大厚度多孔材料可以使所有的声波衰减.此外,由图 3 还可以看出声波的衰减和振荡,这种声波的衰减和振荡是由于前向和后向传输波在材料试样表面发生交互作用所致.交互作用对进入试样的声能产生影响,其余的声能则被反射.随着 kL 的增大,传向材料表面的声波越来越弱,因此交互作用也

减弱,从而减小了振荡的振幅.在图3中还列出了3个不同的 R_0 值,以展示其对声传播的影响.当然,也可对 R_0 进行优化,优化结果亦示于图3.

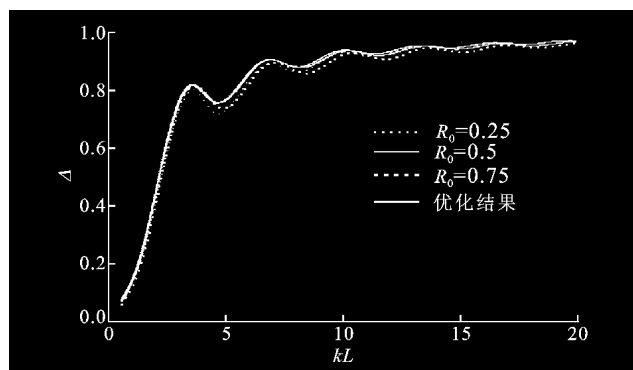


图3 孔隙率对多孔材料声吸收系数的影响及最佳孔隙率

如果我们将有限厚度试样换为无限厚度试样,则材料中就只剩下沿一个方向传播的声波了,因此吸收系数不会发生振荡.我们对这种情况无法直接进行比较,因为无限厚度试样将吸收所有的入射能量,并且孔隙率的最优值很容易得到但却没有意义($\eta=1$,对应于完全无孔材料的情况).不过,可以在无限厚度材料中取一任意厚度来分析穿过这部分材料的声能,进而与有限厚度材料进行比较.图4所示即为厚度为 L 的有限试样与无限试样中 $2L$ 厚度的声波吸收比较.无限试样中的厚度取为 $2L$,而有限试样的厚度只取为 L ,是因为有限试样中的反射导致声波在 $2L$ 的距离上衰减.因为在无限试样中没有反射,因此需要在无限试样中将所取的厚度加倍,以便进行比较.从图4中可以清楚地看到,通过取 $2L$ 的厚度,有限试样的声波吸收系数围绕无限试样的吸收系数上下振荡.也就是说,前向和后向传输波之间的交互作用能够增强或减弱声波的吸收.当表面的压力波异相时,将会有更多的声能进入试样,而当表面的压力波同相时,进入试样的声能较少,因此被吸收的声能也较少.

许多应用领域要求材料能够吸收一定频率段的声波,此时可以用许多不同的方法进行优化,例如:可以在某一特定的频段进行组合声吸收,选择能够使整体效益最大化的参数;也可以对组合整体进行加权处理以增加中心频率的权重,如应用高斯分布.组合声吸收的计算结果如图5~图7所示.图5为整体声吸收系数与试样长度 L 的关系,频率为900~1 000 Hz,相应的归一化优化圆柱半径(基于中心频率)如图6所示.通过利用中段频率对试样长度进

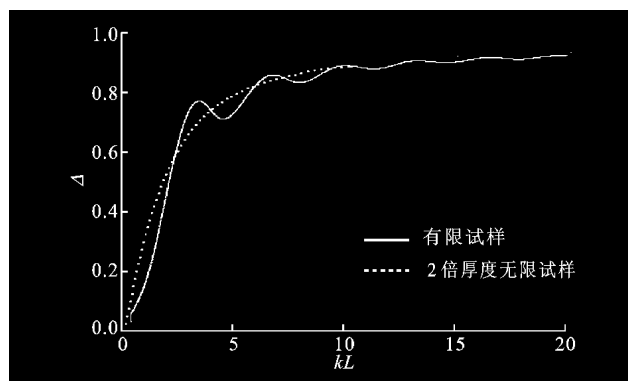


图4 有限试样厚度对多孔材料声吸收系数的影响

行归一化处理,这一结果可以推广到不同的频段,如图7所示(图中显示了5个不同的频段).

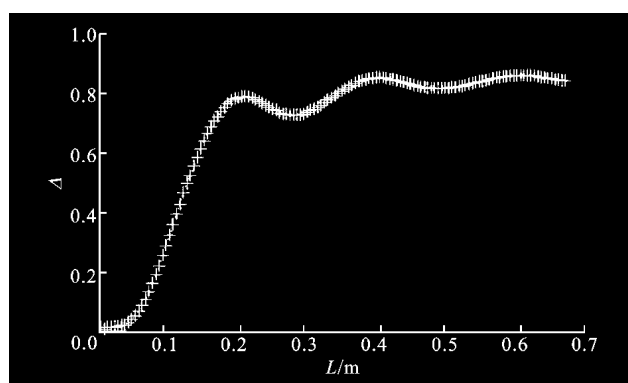


图5 900~1 000 Hz 频段多孔材料的声吸收系数

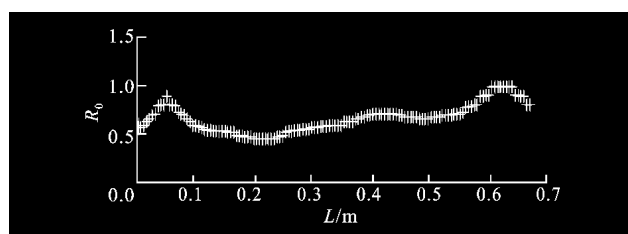


图6 900~1 000 Hz 频段声波的吸收

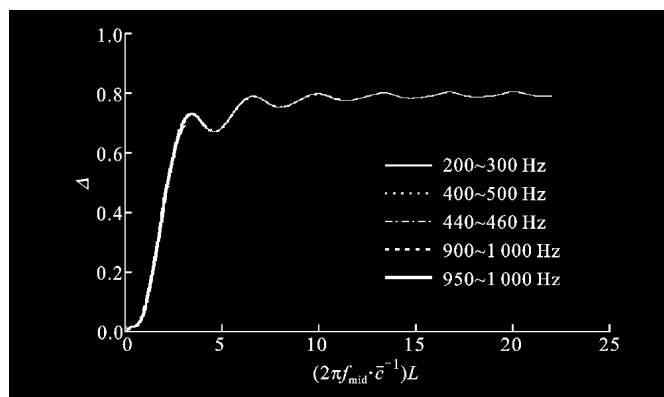


图7 不同频段下多孔材料的声吸收系数

4 讨论

本文讨论了一种基于微结构的声学模型,可用

来对多孔材料的微组织结构进行优化,从而使多孔材料具备最佳的声学性能.这种方法可应用于许多不同的领域.

4.1 梯度多孔声学材料

多孔材料中的小孔可以提高材料的声波吸收特性.但是,空气和这种材料的阻抗不匹配意味着声波很难进入该材料.有 2 种潜在的方法可以克服这个缺点.第一种方法是控制多孔材料的微观组织结构,使其呈梯度状,逐渐从高孔隙、大孔径向低孔隙、小孔径过渡,这样可以使声波易于进入材料,而且被材料深处的小孔衰减吸收.另一种可行的提高声波吸收的方法是利用多层板,并且在层合板外表面附上穿孔板,其中每层多孔材料都具有不同的声学特性,这种结构的界面和表层可以对声波多次反射,从而提高材料的声吸收性能.利用本文提出的模型,可以设计一个网络型的吸声结构,通过多层组合最后衰减整个声波.在这种方法中,层间也可以设计一个空隙,这样可以使声波更多次地反射.而且,通过控制间隙的尺寸还可以控制表面波的相关系,进而控制频率以达到最大的声吸收功效.实验结果^[5-7]表明,这 2 种方法都很有效.

4.2 多孔材料中的传热影响

近年来为减少废气排放,促进了低 NO_x 发动机燃烧室的发展.为了达到环保要求,制造厂商已经被迫使用预先混合的燃料.然而,这类燃烧室非常容易受到低频率声波驱使的振动的影响,剧烈的振动甚至能对引擎的结构造成破坏.高温多孔金属材料的一个潜在应用是控制燃烧室的燃烧振动.为了确保多孔金属声衬的结构完整性,对其进行主动空气冷却非常重要,这时必须研究在材料中产生的显著温度梯度及其对声音吸收的影响.本文关于多孔金属材料声学特性的研究,处理的是一种相对粗糙的声传热,主要目标是获得一个用于控制声音的声压和密度波动的因子.在很多情况下,这样的研究可以提供一个充分可靠的模型,但是对存在显著温度梯度的情形,则必须对模型加以修正.这个问题可以通过解能量方程及确定合适的稳态和非稳态温度场边界条件来解决.模型的精确性可以通过实验来检验.

4.3 多孔材料内部的结构振动

在大多数情况下,声能是通过多孔金属材料微孔洞中的空气相进行传播的,在高声场中,也可以通过金属骨架自身的振动进行传播.声音通过材料表面的振动进入材料内部,或者通过声环境与多孔材料间隔板的振动进入材料.这类问题可以通过考虑

多孔金属材料单元的弹性特性来建模解决,而对于复杂的结构,则需用有限元等数值方法来解决.

4.4 多孔材料的表面层

在很多情况下,将多孔吸声材料和声源隔离开的表面层具有非常重要的作用.表面层的影响取决于其微结构特点,例如泡沫金属可以代替玻璃纤维用于隔音.当表面层是均匀多孔薄板时,它的作用可以用连续的 Rayleigh 导通系数来模拟,而此系数本身是可以通过计算或实验得到的.但是,有些表面层在每个声波波长段内可能分布有几个微孔,这时就需要分别考虑微孔之间的相互作用.模型的建立取决于流动方式:对非平流层流动,非线性模型最为合适;对平流层流动,涡旋声模型则比较合适.

4.5 从声学应用角度优化多孔材料的微组织结构

对声学多孔材料微组织结构的选择完全依赖于其实际应用.例如,在某些情况下当声音传到特定的墙上时,我们希望有最小的反射,然而有时候我们希望穿透入墙的声音尽可能地小.不同的情况要求不同的声学特性(例如声学阻抗).声音的频率范围也影响材料的微结构设计.一个详细的声音传播数学模型不仅可以定义很多不同的目标,而且还可以针对每种实际情况的需求对材料的微结构进行优化设计.与此同时,考虑可能限制设计实现的实际约束也很重要,因为有很多实际应用,如燃烧舱、路桥等的应用,限制了最佳几何尺寸的选择.

4.6 Helmholtz 共鸣器

Helmholtz 共鸣器在稳定燃烧舱和航空发动机内的燃烧振动等方面具有巨大应用潜力.但是,在这些结构瓶颈处的空气流动经常是很复杂的,例如可能有几排不同的空洞分布和不同的涡旋等.具体的流动模式可采用解析分析、计算流体力学等手段仔细考虑.此外,涡旋可以导致热气流的吸入,从而降低共鸣器的机械和声学性能.因此,考虑 Helmholtz 共鸣器及其声学特性的整体性非常重要.另外一个问题是温度梯度对声学性能的影响,需要建立一个更为详细的、包括 Helmholtz 共鸣器腔体内温度波动的模型来加以考虑.采用多共鸣器有利于扩大频率范围,对此值得进一步研究,对一些体积比较大的共鸣器也应该进行研究.

5 结 论

本文给出了一种基于微结构的声学模型,可用来对多孔材料的微组织结构进行优化,从而使多孔材料具备最佳的声学性能.这种方法可应用于许多

不同的领域,本文提供了其中的一种应用,并讨论了声学多孔材料在实际应用过程中还需要考虑的一些相关问题.

参考文献:

- [1] 卢天健,何德坪,陈常青,等. 超轻多孔金属材料的多功能特性及应用[J]. 力学进展,2006,36(4):517-535.
Lu Tianjian, He Deping, Chen Changqing, et al. The multi-functionality of ultra-light porous metals and their applications [J]. Advances in Mechanics, 2006, 36(4): 517-535.
- [2] 卢天健, Dupère I D J, Dowling A P. 多孔泡沫材料的声吸收特性[J]. 西安交通大学学报, 2007, 41(9): 1003-1011.
Lu Tianjian, Dupère I D J, Dowling A P. Absorption of sound in cellular foams [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2007, 41(9): 1003-1011.
- [3] Wang X L, Lu T J. Optimised acoustic properties of cellular solids [J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1999, 106(2): 756-765.
- [4] Lu T J, Hess A, Ashby M F. Sound absorption in metallic foams [J]. Journal of Applied Physics, 1999, 85(11): 7528-7539.
- [5] 张钱诚,卢天健,何思渊,等. 闭孔泡沫铝的孔结构控制[J]. 西安交通大学学报,2007, 41(3):255-270, 352.
Zhang Qiancheng, Lu Tianjian, He Siyuan, et al. Control on pore construction of close-celled aluminum foams [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2007, 41(3): 255-270,352.
- [6] Dupère I D J, Dowling A P, Lu T J. The absorption of sound in cellular foams [C]// Proceedings of the ASME Noise Control and Acoustics Division 2004. New York: ASME, 2004: 123-132.
- [7] Dupère I D J, Lu T J, Dowling A. Acoustic properties [M]// Colombo P, Scheffler M. Cellular Ceramics: Structure, Manufacturing, Properties and Applications. Weinheim, Germany: Wiley-VCH, 2005: 381-399.
- [8] Dupère I D J, Lu T J, Dowling A P. Optimization of cell structures of cellular materials for acoustic applications [C]//Proc 12th International Congress on Sound and Vibration (ICSV12). Auburn, USA: IIAV, 2005: 323-329.
- [9] Rayleigh L. The theory of sound [M]. London: Dover Publications, 1945.
- [10] Stokes G. On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums [J]. Transactions of the Cambridge Philosophical Society, 1851, 9(1): 106-108.

(编辑 葛赵青)