

烧结金属纤维材料的吸声模型研究

张波, 陈天宁

(西安交通大学机械工程学院, 710049, 西安)

摘要: 根据金属骨架多孔材料的特点, 在 Biot-Allard 刚性骨架多孔材料内流吸声模型的基础上, 考虑金属的热导特性, 推导出一种新的、形式较简单的有效体积模量表达式, 从而得到了一种扩展的吸声模型。利用该扩展吸声模型对单层烧结不锈钢金属纤维板、2 层及 3 层梯度组合金属纤维板的吸声特性进行了理论计算, 并进行了相应的实验测试。研究结果表明, 金属骨架对材料低频段的声吸收具有一定的强化作用, 烧结作用使得纤维小幅振动对材料声吸收的贡献减小, 与 Biot-Allard 模型相比, 采用扩展模型计算出的烧结金属纤维材料的吸声特性理论结果与实验测试值在总体上更为一致, 尤其是对高频段表面声阻抗率的计算。

关键词: 吸声模型; 声阻抗; 体积模量; 金属纤维

中图分类号: TG146.21 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2008)03-0328-05

Sound Absorption Model of Sintered Fibrous Metal

ZHANG Bo, CHEN Tianning

(School of Mechanical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: According to the characters of porous metals, a new effective bulk modulus formula with simpler expression was obtained by considering the heat exchange between the metallic skeleton and air in pore on the basis of phenomenological Biot-Allard model, therefore an extended sound absorption model was put forward. The sound absorption characteristics of one-layer fibrous metal sheets, two-layer-assembled, and three-layer-assembled fibrous metal sheets were theoretically evaluated via the extended model. The corresponding acoustic measurements were performed and compared with the numerical results. It is found that the sound absorption in fibrous metal is somewhat enhanced due to the effect of metallic skeleton, and the sound absorption induced by the fiber vibrating of small amplitude is weakened due to the sintering process. Compared with the results from Biot-Allard model, the results from the extended model coincide better with the measurement, especially for the surface acoustic impedances at higher frequencies.

Keywords: sound absorption model; acoustic impedance; bulk modulus; fibrous metal

多孔金属材料是一种具有功能和结构双重属性的新型工程材料, 它不仅保留了金属的可焊性、导热性、刚度高等特性, 而且还具备减振降噪、透气、过滤等多孔材料的特性, 尤其适合于在高温、高声强、高气流马赫数流动及潮湿等恶劣环境下使用。目前, 关于多孔材料的吸声性能理论计算主要采用经验模

型、基于孔的内流模型和基于材料微结构的纤维绕流模型。其中, 最具代表性的经验模型是 Bazley-Delany 模型的经验公式^[1], 而基于孔的内流模型方面主要有 Zwikker-Kosten、Attenborough、Biot-Allard、Stinson-Champoux 以及 Johnson 等模型^[2-6]。代表性的纤维绕流模型方面有 Mechel、

Bonnet、Tarnow 和 Dupere 绕流模型,以及 Attenborough 散射模型^[7-10]等。通常,在满足一定计算精度的前提下,人们总是希望计算模型所依赖的未知参数尽可能少,基于这一出发点,本文将以计算精度较高且声学参数相对较少的 Biot-Allard 模型为基础,以烧结型金属纤维材料为研究对象,对刚性骨架多孔金属材料的吸声特性进行计算和实验研究。

1 烧结金属纤维材料的吸声模型

1.1 Biot-Allard 模型简介

Biot-Allard 模型的基本思想是将多孔材料看作是一种等效流体,其有效密度 $\rho_e(\omega)$ 和有效体积模量^[4] $K_e(\omega)$ 分别为

$$\rho_e(\omega) = \alpha_\infty \rho_0 \left(1 + \frac{\sigma \phi}{i \omega \rho_0 \alpha_\infty} G_c(s) \right) \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} K_e(\omega) &= \frac{\gamma P_0}{(\gamma - (\gamma - 1)F(B^2 \omega))} \\ F(B^2 \omega) &= \left(1 + \frac{\sigma \phi}{i \omega B^2 \rho_0 \alpha_\infty} G_c(Bs) \right)^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

其中

$$\begin{aligned} G_c(s) &= -\frac{s(-i)^{1/2}}{4} \cdot \\ &\frac{J_1(s(-i)^{1/2})/J_0(s(-i)^{1/2})}{(1 - (2/s(-i)^{1/2})J_1(s(-i)^{1/2})/J_0(s(-i)^{1/2}))} \\ s &= c \left(\frac{8\omega \rho_0 \alpha_\infty}{\sigma \phi} \right)^{1/2} \end{aligned}$$

式中: α_∞ 为曲折因子; ρ_0 为空气静态密度; σ 为材料静流阻率; ϕ 为孔隙率; i 为虚数单位且 $i = (-1)^{1/2}$; ω 为角频率; c 为截面形状因子; B^2 为气体普朗特数 ($B^2 = 0.71$); γ 为气体比热容比 ($\gamma = 1.4$); P_0 为空气静态压强。当 $t = 18^\circ\text{C}$ 时, J_0 、 J_1 分别为零阶和一阶柱贝塞尔函数。

由式 (1) 和式 (2) 可计算出烧结金属纤维材料的特性阻抗和复波数,并根据阻抗转移公式可以计算出材料在不同安装条件下的吸声系数和表面声阻抗率。

1.2 扩展吸声模型的提出与推导

通常, Biot-Allard 模型主要用于计算非金属骨架多孔材料的吸声性能,而对于多孔金属材料,由于热导的影响,需进一步考虑金属骨架对声能吸收的影响。本文借鉴导管对流换热的思想,提出一种适合计算金属骨架多孔材料吸声性能的扩展模型,该模型仍然沿用等效流体的思路。由于 $\rho_e(\omega)$ 与骨架材料的导热性无关,所以其表达形式就是 Biot-Allard 模型中的式 (1),而 $K_e(\omega)$ 则有不同的表达形式,其主要推导过程如下。

若频率变化因子选择为 $e^{i\omega t}$,则柱坐标下圆柱导管内气体导热的控制方程为

$$k \nabla^2 T(\mathbf{r}, \omega) - \rho_0 c_p i \omega T(\mathbf{r}, \omega) = -i \omega p(\omega) \quad (3)$$

式中: k 为气体导热系数; $\mathbf{r}$ 为矢量半径; $T(\mathbf{r}, \omega)$ 为逾量温度; $p(\omega)$ 为声压或者逾压; c_p 为定压比热容。

考虑到热交换,则导管壁的上边界条件为热流密度连续,即近似有

$$-k \frac{\partial T(\mathbf{r}, \omega)}{\partial \mathbf{r}} \Big|_{r=R} = h \bar{T}(\mathbf{r}, \omega) \quad (4)$$

式中: h 为管内空气和金属管壁之间的换热系数; $\bar{T}(\mathbf{r}, \omega)$ 为管内气体的平均逾温。根据导热控制方程与边界条件,可写出 $T(\mathbf{r}, \omega)$ 及 $\bar{T}(\mathbf{r}, \omega)$ 的通解分别为

$$\left. \begin{aligned} T(\mathbf{r}, \omega) &= \frac{p(\omega)}{\rho_0 c_p} + A J_0(rs) \\ \bar{T}(\mathbf{r}, \omega) &= \left(\int_0^R 2\pi r T(\mathbf{r}, \omega) dr \right) \left(\frac{1}{\pi R^2} \right) \\ s &= \left(\frac{-i \omega \rho_0 c_p}{k} \right)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中: R 为导管半径; A 为待定常数。利用关系

$$\int_0^R r J_0(r) dr = R J_1(R) \text{ 和 } \frac{d}{dr} J_0(r) = -J_1(r)$$

即可求出 A , 进而可求出

$$T(\mathbf{r}, \omega) = \frac{p(\omega)}{\rho_0 c_p} \left(1 + \frac{J_0(rs)}{J_1(Rs)} \frac{Rsh}{(Rs^2 k - 2h)} \right) \quad (6)$$

管内气体有效体积模量则为

$$K_e(\omega) = \frac{\gamma P_0}{(\gamma - (\gamma - 1)\theta(\omega))} \quad (7)$$

$$\theta(\omega) = \frac{\rho_0 c_p}{p(\omega)} \frac{1}{V_0} \int_{V_0} T(\mathbf{r}, \omega) dV$$

考虑单位导管的长度,因此 $V_0 = \pi R^2$ 。进一步整理并推广到多孔材料中,可得 $K_e(\omega)$ 的最后表达式为

$$\begin{aligned} K_e(\omega) &= \\ &\frac{\gamma P_0}{(\gamma - (\gamma - 1)(1 - cNu/(iB^2 s_1^2 \gamma^{-1} + cNu)))} \end{aligned} \quad (8)$$

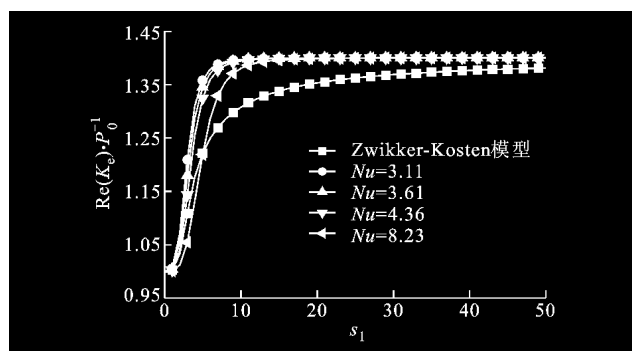
$$s_1 = \left(\frac{\omega \rho_0 R^2}{\eta} \right)^{1/2}$$

式中: η 为气体动力黏度; Nu 为努塞尔数。此外,在不同截面形状的导管内,层流充分发展换热的 Nu 的取值^[11] 范围为 $3.11 \sim 8.23$,其中对于圆形截面管, $Nu = 4.36$,对应截面形状因子 $c = 1$ 。这样,利用式 (8) 和式 (1) 就可以对多孔金属材料的吸声性能进行计算。

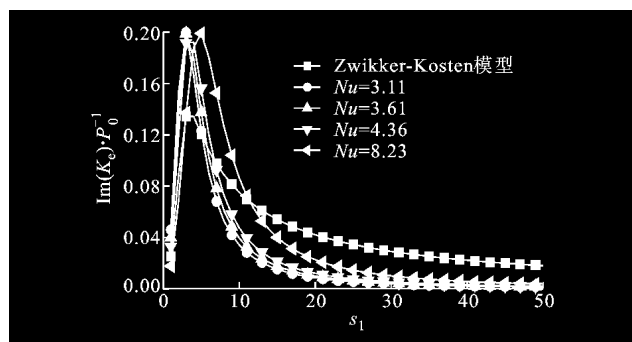
1.3 扩展吸声模型与 Biot-Allard 模型比较

在气体有效密度的计算上,扩展吸声模型与 Bi-

ot-Allard 模型均采用了相同的表达形式,但在气体压缩模量的计算上,两者的表达形式有所不同.对比式(2)和式(8)可以看出,扩展吸声模型的有效体积模量在形式上更简单,不包含特殊函数,便于计算,同时也未增加其他调整因子.此外,Biot-Allard 模型和扩展吸声模型虽均为基于孔(微管)的内流模型,但因采用了不同的边界条件,使得微管内气体有效体积模量的变化却不同.图 1a 和图 1b 为采用这 2 种模型分别计算的归一化有效体积模量的实部和虚部的变化,需要指出的是,Biot-Allard、Stinson-Champoux 和 Attenborough 模型中 $K_e(\omega)$ 的表达形式,都与分别考虑黏性与热影响的 Zwikker-Kosten 模型中的 $K_e(\omega)$ 表达形式相同,不同之处是 s_1 的构成,即 Zwikker-Kosten 模型可被认为是上述各发展模型的一个基础模型.因此,图 1 只给出了 Zwikker-Kosten 圆形截面导管模型与扩展吸声模型中的 $K_e(\omega)$ 随 s_1 的变化曲线.从图中可以看出,2 种模型的归一化 $K_e(\omega)$ 在高频段和低频段随 s_1 的变化趋势是一样的,即气体压缩膨胀在等温和等熵之间变化,不同之处在等温和等熵的转折点(频率)处.



(a) 实部



(b) 虚部

图 1 模型的归一化有效体积模量曲线

由于扩展吸声模型引入了金属壁面与气体的表面换热系数和努塞尔数,使得气体压缩模量的转折点(频率)随 Nu 的增加向高频移动,即等温压缩膨

胀的区域变大.另外,等温和等熵转折点(频率)处的阻尼损耗显著增大,当超过转折点(频率)一定范围后,热阻尼损耗明显小于 Zwikker-Kosten 模型中的热损耗.这从另一个角度上也说明了在高频段空气与金属壁面之间的热量交换非常微弱,或者说热量传递的速度远远低于气体压缩膨胀的速度.从图 1b 中可明显看出,在低频段相同截面形状条件下(如截面均为圆形截面时,对应的 $Nu=4.36$),扩展吸声模型引入的热损耗要大于 Zwikker-Kosten 模型中的热损耗.这一点也体现了本文所提出的扩展吸声模型更适用于描述金属骨架多孔材料的吸声特性.

进一步需要说明的是,文中扩展吸声模型中 $K_e(\omega)$ 和 $\rho_e(\omega)$ 的表达式都采用了相同的 c ,计算和测试结果也表明,对于烧结型金属纤维材料来说,这种数学处理是可行的,此时文中的模型类似于扩展的 Biot-Allard 模型.但是,当材料内孔的截面沿轴线方向变化非常剧烈或者不能直接按照柱状导管模型进行计算时,采用单一因子 c 可能就不足以刻画材料的吸声特性,此时 $K_e(\omega)$ 和 $\rho_e(\omega)$ 不能采用相同的 c ,而与 Champoux 和 Stinson 的处理方式^[12-13] 相同.在扩展吸声模型中,需要再引入另外一个尺寸因子 c_1 ,此时该模型则类似于扩展的 Champoux-Stinson 模型, $K_e(\omega)$ 即为如下形式

$$K_e(\omega) = \frac{\gamma P_0}{(\gamma - (\gamma - 1)(1 - (c_1 Nu / (iB^2 s_1^2 + c_1 Nu))))} \quad (9)$$

2 烧结金属纤维材料及其组合结构

2.1 实验测试方案

材料吸声系数及表面声阻抗率的测试采用双传声器传递函数法进行,测试仪器为 B&K3560 分析仪、B&K4206 型阻抗管、B&K 4187 传声器和 B&K2716 型功率放大器.测试软件为 B&K PULSE V10,测试频率范围为 50~6 400 Hz,测试环境条件为室温 18℃,气压为 $1.013\,25 \times 10^5$ Pa,空气密度为 1.210 kg/m^3 ,空气特性阻抗为 $414\text{ Pa} \cdot \text{s/m}$.测试对象为单层金属纤维板(见表 1)、2 层组合金属纤维板和 3 层组合金属纤维板.本文只对不同安装方式下的材料表面声阻抗率及垂直入射吸声系数进行测试计算,单层材料的安装方式采用背后无空气层和有空气层的材料,空气层厚度为 20 mm;组合吸声结构采用 2 层和 3 层烧结金属纤维板的组合方式,材料背后无空气层.

表1 烧结金属纤维材料试样的参数

试样 编号	材料厚度/mm	c	$\phi/\%$	α_∞	$\sigma/\text{N}\cdot\text{m}\cdot\text{s}^{-4}$
1	25	0.939	90	1.513	18 980
2	25	1.847	85	1.146	32 653
3	25	2.981	80	1.000	98 006
4	25	0.963	90	1.664	20 610

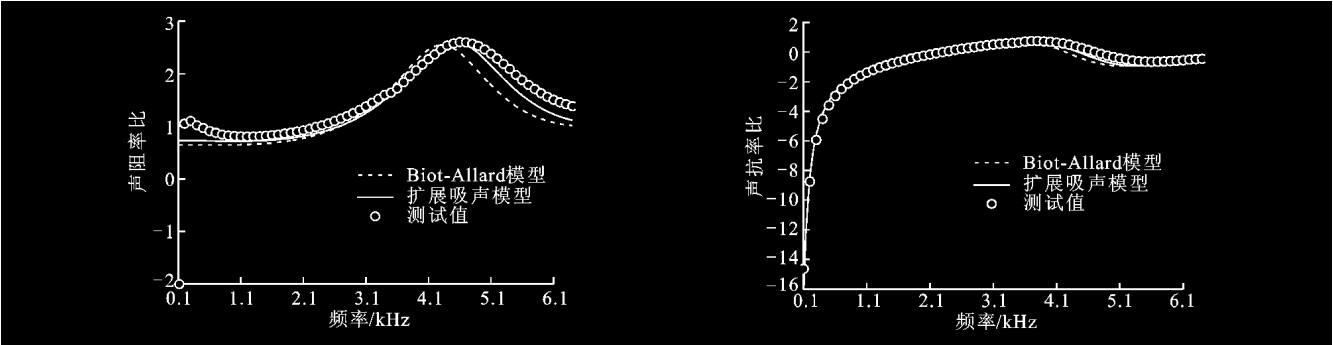
2.2 吸声特性的理论计算与实验对比

试样的测试结果如图2~图4所示,本文以烧结金属纤维材料(4号试样)及其组合吸声结构为例,其中试样4号和1号为构成层组合,3号、2号和1号为3层组合,试样编号的次序是按照由刚性壁向声源方向依次排列的。

2.3 分析与讨论

由图2~图4可知,理论计算值总体上与测试值吻合良好,表明本文的扩展吸声模型和 Biot-Allard 模型均适合于计算烧结型金属纤维材料的吸声特性。两者相比较,文中扩展吸声模型的计算值与测试值吻合得更好些。在图2中,声阻率比的计算与测试结果可直观地说明这一点。例如,采用 Biot-Allard 模型和扩展吸声模型时,声阻率比计算值与测试值之间的最大误差(绝对误差)分别为0.631 3和

0.301 9,声抗率比计算值与测试值之间的最大误差分别为0.716 5和0.451 7。另外,从图2中还可以看出,与声抗率比的计算值和实测值高度吻合的结果相比,两种模型对于材料表面声阻率比的计算值与实测值之间的误差相对较大,且主要体现在中高频段。同样,两者对材料吸声系数的计算结果也有类似的变化规律,即在中高频段,扩展吸声模型优于 Biot-Allard 模型,而在低频段两者差别不太明显。例如,图3中单层材料在无空气层状态中,采用 Biot-Allard 模型时,计算值与测试值之间的最大误差为0.044,而采用扩展吸声模型时,计算值与测试值之间的最大误差为0.028。当材料背后有20 mm的空气层时,低频段两种计算模型的频率计算精度相差不大,如与图3中第1峰值频率的测试值相比, Biot-Allard 模型相差125 Hz,扩展吸声模型相差107 Hz,稍好于 Biot-Allard 模型。在频率达到3 000 Hz以后,扩展吸声模型的计算精度则明显优于 Biot-Allard 模型,尤其对于峰值频率,扩展吸声模型的计算结果与测试值十分接近,如在第2个峰值频率处,扩展吸声模型的计算结果与测试值仅相差2 Hz,而 Biot-Allard 模型的计算结果与测试值则相差69 Hz。对于2层金属纤维板的组合,除在第2个



(a)表面声阻率比 (b)表面声抗率比
图2 4号试样的表面声阻抗率比的计算与测试值

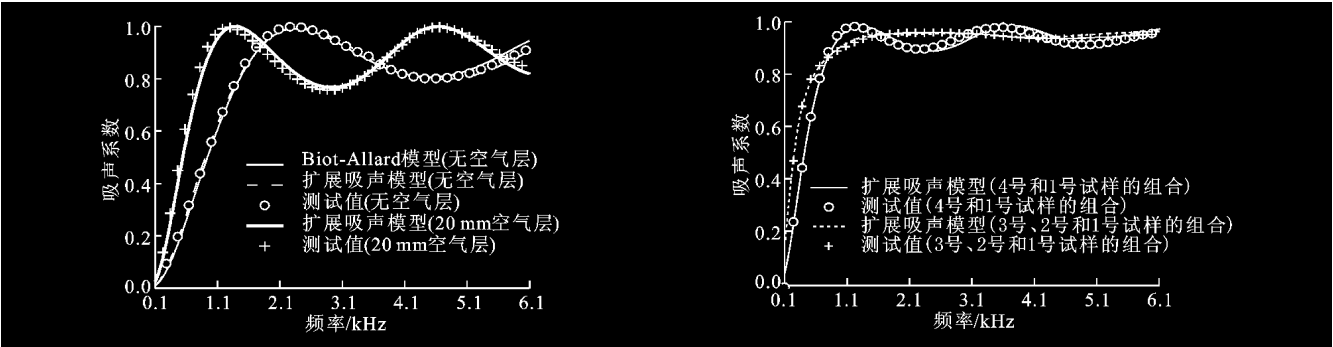


图3 4号试样吸声系数的计算与测试曲线

图4 2层及3层组合吸声系数的计算与测试曲线
(材料背后无空气层)

峰值频率处误差较大外,从整体上来看,扩展吸声模型的计算精度是比较令人满意的.对于3层金属材料的组合情况,在频率为3 000~6 400 Hz的范围内,扩展吸声模型的计算精度也略优于Biot-Allard模型,两者最大计算误差分别为0.014 9和0.022 7.

计算和测试结果表明,在中高频段,采用Biot-Allard模型计算的吸声系数值均略大于测试值.根据多孔介质的Biot弹性骨架理论可知,如果考虑骨架与流体间的惯性和黏性耦合,则骨架的振动、材料对声能量的吸收应该大于刚性骨架Biot-Allard模型计算出的声能量吸收.由于在高频段,即使是金属材料骨架,热传导所引起的声能量吸收也可以忽略,因此如果考虑的是非金属骨架多孔材料,如岩棉、玻璃纤维等松散性分层材料,则骨架振动可以增加声能量的吸收.对于烧结型金属纤维材料,材料中的金属纤维丝通过烧结工艺固接在一起,根据Kawasi-^[14]的研究结论可分析出,由于烧结作用以及纤维丝本身为金属材料的影响,与未烧结型金属纤维材料相比,烧结型纤维丝的刚度得到了极大地提高,因此使得纤维骨架振动对声能量的吸收强化几乎没有贡献,这也可能是造成中高频段吸声系数测试值略低于刚性骨架Biot-Allard模型计算值的原因之一.

3 结束语

本文以烧结金属纤维材料为研究对象,提出了一个形式较为简单的多孔金属材料吸声特性扩展计算模型,并对它的普遍适应性进行了讨论.最后,分别利用扩展模吸声型和Biot-Allard模型对单层金属纤维材料、2层及3层组合金属纤维板的吸声特性进行了理论计算,并与实验测试结果进行了比较.结果表明,与Biot-Allard模型相比,在相同材料参数的情况下,本文扩展吸声模型的计算精度较高,与测试值之间吻合得更好,尤其是在中高频段,表明了扩展吸声模型比Biot-Allard模型更适合于计算金属骨架多孔材料的吸声特性(特别是表面声阻抗率).本文的研究工作对于在高温条件下,进一步拓展研究金属多孔材料的声学特性具有重要意义,同时也为研究梯度组合型烧结金属纤维板的吸声性能及优化提供了理论基础.

参考文献:

[1] DELANY M E, BAZLEY E N. Acoustical properties

of fibrous materials [J]. *Applied Acoustics*, 1970, 3(2):105-116.

[2] BIOT M A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid [J]. *J Acoust Soc Am*, 1955, 28(2): 168-191.

[3] WILSON D K. Relaxation-matched modeling of propagation through porous media, including fractal pore structure [J] *J Acoust Soc Am*, 1993, 94(2): 1136-1145.

[4] ALLARD J F. Propagation of sound in porous media modeling sound absorbing materials [M]. New York: Elsevier Applied Science, 1993:76-77.

[5] ZWIKKER C, KOSTEN C W. Sound absorbing materials [M]. New York: Elsevier, 1949:30-33.

[6] JOHNSON D L, KOPLIK J, DASHEN R. Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media [J]. *J Fluid Mechanics*, 1987, 176(1): 379-402.

[7] TARNOW V. Compressibility of air in fibrous materials[J]. *J Acoust Soc Am*, 1996, 99(5): 3010-3017.

[8] DUPERE I D J, DOWLING A P, LU Tianjian. The absorption of sound in cellular foams[C]//ASME International Mechanical Engineering Congress and RD&D Expo. New York: American Society of Mechanical Engineers, 2004:123-132.

[9] ATTENBOROUGH K, WALKER L A. Scattering theory for sound absorption in fibrous media [J]. *J Acoust Soc Am*, 1971, 49(5):1331-1338.

[10] UMNova O, ATTENBOROUGH K. Deduction of tortuosity and porosity from acoustic reflection and transmission measurements on thick samples of rigid-porous materials [J]. *Applied Acoustics*, 2005, 66(6): 607-624.

[11] 杨世铭,陶文铨. 传热学 [M]. 第4版. 北京:高等教育出版社,2006:250.

[12] CHAMPOUX Y, STINSON M R. On acoustical models for sound propagation in rigid frame porous materials and the influence of shape factors [J]. *J Acoust Soc Am*, 1992, 92(2): 1120-1131.

[13] STINSON M R. The propagation of plane sound waves in narrow and wide circular tubes, and generalization to uniform tubes of arbitrary cross-section shape [J]. *J Acoust Soc Am*, 1991, 89(2): 550-558.

[14] KAWASIMA Y. Sound propagation in a fiber block as a composite medium [J]. *Acustica*, 1960, 10:208-217.

(编辑 管咏梅)