

一种含圆柱形谐振散射体的黏弹材料 低频吸声机理研究*

杨海滨 李岳 赵宏刚 温激鸿 温熙森†

(振动与声学组, 装备综合保障技术重点实验室, 机电工程与自动化学院, 国防科学技术大学, 长沙 410073)

(2012年12月5日收到; 2013年4月28日收到修改稿)

利用层多重散射法分析了一种含圆柱形谐振散射体黏弹材料吸声层在钢背衬条件下的低频吸声特性. 该吸声层由包覆软材料的圆柱空腔周期嵌入橡胶材料中构成, 其中, 散射体轴线与吸声层平行. 结果表明, 20 mm 厚吸声层在 1000—3000 Hz 具有良好的吸声性能. 通过综合分析单个散射体的吸收截面、单层周期散射体的声吸收、结构内部位移场以及耗散功率密度分布, 揭示了该吸声层的低频吸声机理.

关键词: 水声吸声, 吸收截面, 耗散功率密度

PACS: 43.20.+g, 43.30.Ky

DOI: 10.7498/aps.62.154301

1 引言

在橡胶等黏弹性材料内加入空腔^[1-4]、金属球^[5,6]等粒子构成水声吸声材料. 在粒子的共振散射频段, 吸声层内传播的声波散射增强, 散射波由于基体阻尼作用的影响而被大量的耗散, 使得吸声层在该频段的吸声性能显著提高. 最近, Zhao 等人提出将局域共振散射体^[7]引入水声吸声材料, 可以在更低的频段内提高其吸声性能^[8,9], 其中, 局域共振散射体由重质芯体外包覆一层黏弹性软材料构成.

对含有周期结构材料的吸声理论分析, 早期主要采用等效介质方法^[3]. 近年来, 吸声层的理论研究取得了较大的进展. 目前主要有有限元法和半解析方法两类. 在有限元法方面, Hladky-Hennion^[10,11]、谭洪波^[12]等人基于周期结构中波传播理论, 建立了吸声层吸声特性分析的有限元法, 该方法具有较好的适用性, 对结构的形状没有限制, 并易于计算结构的内部场. 在半解析方法方面, 汤渭霖等^[13]发展了一种适用于分析声波垂直入射情况下含有周期分布圆柱形空腔吸声层吸声特性的

二维半解析方法. Liu 等^[14]建立了计算球形散射体双周期排列的多层结构反射和透射特性的层多重散射方法. Mei 等^[15]建立了无限长圆柱形散射体单周期排列的多层结构的层多重散射法. 层多重散射方法依赖于单个散射体散射矩阵的计算, 而目前散射矩阵的计算方法只对较为规则的形状具有较好的收敛性. 使层多重散射法能具有更好的适用性仍然是当前研究人员努力的方向. Ivansson^[16]结合散射体散射矩阵计算的积分方法, 分析了含超椭球形空腔的吸声层的吸声特性, 白国锋等^[17]则讨论了含有限长圆柱形空腔吸声层的情况. 但该方法通常只适用于散射体长、短轴长度比不超过 2.5 的情况. 层多重散射法的优势在于其算法本身较好地描述了结构中波传播的物理过程, 有利于认识吸声机理. 根据已发表的有关理论分析和实验的对比结果^[8,11], 可以看出有限元法和层多重散射法均具有较好的准确性.

理论研究表明, 由于外界声波激励下局域共振散射体的内部共振, 引起声波在阻尼包覆层及基体中的耗散得到增强. 局域共振频率与芯体的密度、包覆层的刚度有关, 通常芯体密度越大, 包覆层越

* 国家自然科学基金(批准号: 11004249, 51275519)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: wenxs@vip.sina.com

软, 共振频率就越低^[18]. 局域共振结构具有良好的低频吸声性能, 但如何降低其密度是一个难题. 文献 [2, 4] 中分析表明, 空腔结构的吸声主要是由于空腔的单级共振散射增强了声波在基体中耗散. 由于空腔的单极共振频率与其外面基体的横波声速成正比, 在空腔外包覆一层黏弹性软材料构成散射体, 有望得到较低频段的共振吸声性能. 文献 [19] 在有限长圆柱空腔外包覆一层软材料构成散射体, 并将其周期性嵌入 (散射体轴线沿声波入射方向) 橡胶层, 讨论了其在刚性背衬 (绝对硬) 条件下的吸声特性, 结果表明软材料包覆层可以改善橡胶层的低频吸声性能. 最近, Ivansson^[20] 讨论了无限长圆柱空腔单周期嵌入橡胶材料构成的吸声层 (散射体轴线与声波入射方向垂直, 与吸声层平面平行), 由于同样半径的圆柱空腔要比球形空腔的单极共振频率低, 因而圆柱空腔比三维球形空腔的共振吸声频率低, 对局域共振结构也得出了二维 (柱) 比三维 (球) 共振吸声频率低的结论. 也就是说, 为了得到相同的低频吸声性能, 采用圆柱形散射体, 可以使吸声层设计得更薄. 但是, 文献 [19] 在分析中采用刚性背衬, 文献 [20] 在分析中采用无限钢层的背衬条件, 均与实际背衬不符.

受以上工作的启发, 本文设计了圆柱形空腔外包覆一层软材料形成散射体, 散射体单周期排列嵌入橡胶材料构成吸声层 (散射体轴线与声波入

射方向垂直, 与吸声层平面平行). 首先利用层多重散射法分析了其在有限厚度钢板加半无限空气背衬条件下的低频吸声性能. 进而通过分析散射体的吸声特性、背衬与吸声层的耦合作用, 结合内部位移场、耗散功率密度分布, 揭示吸声层的低频吸声机理.

2 结构模型与分析方法

2.1 模型

图 1(a) 所示为钢背衬条件下吸声层的局部结构模型. 吸声层厚度为 h , 下面是半无限水, 上面是厚度为 d 的钢板和半无限的空气层 (文中统称为钢背衬). 吸声层中圆柱散射体结构为空腔外包覆一层的黏弹性软材料 (如图 1(b) 所示, 空腔半径为 r_0 , 散射体总的半径为 r_s , 包覆层厚度即为 $r_s - r_0$), 圆柱形散射体沿 x 方向周期排列 (散射体间距为 a), 散射体轴向与 z 轴平行. 平面波在水层中入射到吸声层表面 (本文仅考虑入射波波矢在 x - y 平面内的情形, 波矢与 y 轴的夹角 θ 定义为入射角), 其中一部分被反射 (反射系数 R 定义为反射波声强与入射波声强之比), 一部分透射 (透射系数 T 定义为透射波声强与入射波声强之比), 其余则被吸声层吸收 (吸声系数 $A = 1 - R - T$).

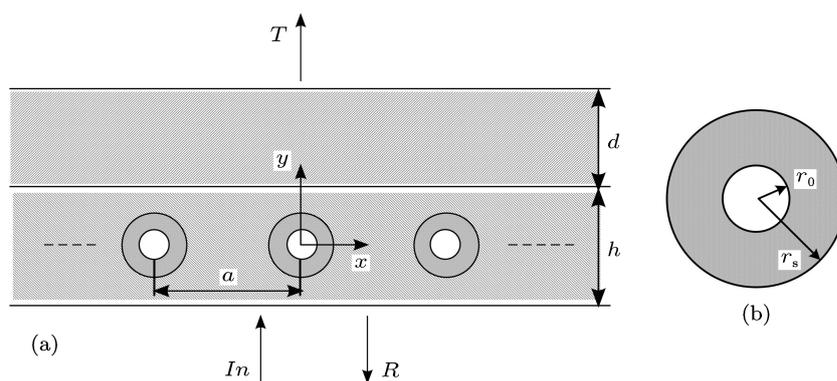


图 1 (a) 钢背衬条件下, 吸声层结构模型; (b) 空腔外包覆软材料的散射体结构

2.2 分析方法

2.2.1 吸声层的吸声系数

本文利用二维层多重散射法^[15] 计算吸声层的吸声系数. 层多重散射法的基本思想为: 水层、吸

声层、钢层、空气层构成多层介质, 分别求解多层介质中各个界面的反射、透射矩阵, 再利用多层介质反射、透射矩阵的迭代关系得到多层介质整体的反射、透射矩阵, 由此导出多层介质的反射、透射、吸声系数.

根据不同介质交界面的应力、位移连续条件, 可以容易求得两个均匀介质层交界面的反射、透射矩阵 [21]. 均匀介质中周期排列的一系列散射体也构成了一个界面, 其反射、透射矩阵的求解则需要利用多重散射理论. 入射到界面的一束平面波一般可以表示为 (本文取谐波时间因子为 $\exp(-i\omega t)$)

$$\mathbf{u}_{\text{in}}(\mathbf{r}) = [u_{\text{in}}]_{g'i'}^{s'} \exp(i\mathbf{K}_{g'i'}^{s'} \cdot \mathbf{r}) \hat{\mathbf{e}}_{i'}(\mathbf{K}_{g'i'}^{s'}), \quad (1)$$

式中, $\mathbf{g}' = m \frac{2\pi}{a} \hat{\mathbf{e}}_x$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 是沿 x 方向的一维倒格矢, $i' = 1, 2$ 分别表示横波和纵波, $s' = \pm$ 分别表示沿 $+y$ 方向和沿 $-y$ 方向入射的波. $\mathbf{K}_{g'i'}^{s'}$ 代表波矢,

$$\mathbf{K}_{g'i'}^{\pm} = \left(\mathbf{k}_{//} + \mathbf{g}' \pm \sqrt{q_{i'}^2 - |\mathbf{k}_{//} + \mathbf{g}'|^2} \right),$$

$q_1 = \alpha$ 表示纵波波数, $q_2 = \beta$ 表示横波波数, $\mathbf{k}_{//}$ 是入射波沿 x 方向的一维简约波矢. $[u_{\text{in}}]_{g'i'}^{s'}$ 表示波的幅度, $\hat{\mathbf{e}}_{i'}(\mathbf{K}_{g'i'}^{s'})$ 为偏振方向单位矢量. 利用 Jacobi 公式 [22] 又可将平面波展开为

$$\mathbf{u}_{\text{in}}(\mathbf{r}) = \sum_{n\sigma} a_{n\sigma}^{\text{in}} j_{n\sigma}(\mathbf{r}), \quad (2)$$

入射平面波遇到散射体周期阵列时, 会产生散射波, 总散射波为所有散射体散射波的叠加. 进一步根据 Bloch 定理, 总散射波场可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{\text{sc}}(\mathbf{r}) &= \sum_{n\sigma} b_{n\sigma}^0 \sum_j \exp(i\mathbf{k}_{//} \cdot \mathbf{R}_j) \\ &\times \mathbf{h}_{n\sigma}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j), \end{aligned} \quad (3)$$

式中, $\mathbf{R}_j = ja\hat{\mathbf{e}}_x$ 为散射体 j 的位置矢量. (2) 和 (3) 式中, $j_{n\sigma}(\mathbf{r})$, $\mathbf{h}_{n\sigma}(\mathbf{r})$ 为矢量柱面波函数:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{n1}(\mathbf{r}) &= \left\{ \hat{\mathbf{e}}_r \alpha f_n'(\alpha r) + \hat{\mathbf{e}}_\theta \frac{in}{r} f_n(\alpha r) \right\} e^{in\theta}, \\ \mathbf{u}_{n2}(\mathbf{r}) &= \left\{ \hat{\mathbf{e}}_r \frac{in}{r} f_n(\beta r) + \hat{\mathbf{e}}_\theta [-\beta f_n'(\beta r)] \right\} e^{in\theta}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中, $r = |\mathbf{r}|$, θ 为平面位置向量 \mathbf{r} 的极角. 下标 $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, 表示不同阶的柱面波. 其中, 函数 f_n 取 Bessel 函数 J_n 时, 即为 $j_{n\sigma}(\mathbf{r})$; 函数 f_n 取第一类 Hankel 函数 $H_n^{(1)}$ 时, 即为 $\mathbf{h}_{n\sigma}(\mathbf{r})$.

根据多重散射理论, 到原点处散射体的总入射波为外部入射波与其他散射体的散射波之和. 进一步利用柱面波函数的求和公式 [15], 可以得出入射到原点处散射体的总入射波为

$$\mathbf{u}_{\text{in}}^0(\mathbf{r}) = \sum_{n\sigma} a_{n\sigma}^0 j_{n\sigma}(\mathbf{r})$$

$$\begin{aligned} &= \sum_{n\sigma} \left(a_{n\sigma}^{\text{in}} + \sum_{n'\sigma'} \Omega_{n\sigma n'\sigma'}(\mathbf{k}_{//}) b_{n'\sigma'}^0 \right) \\ &\times j_{n\sigma}(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (5)$$

式中

$$\begin{aligned} &\Omega_{n\sigma n'\sigma'}(\mathbf{k}_{//}) \\ &= \sum_{j \neq 0} \exp(-i\mathbf{k}_{//} \cdot \mathbf{R}_j) G_{n'\sigma' n\sigma}(-\mathbf{R}_j), \end{aligned}$$

而 $G_{n'\sigma' n\sigma}$ 为一维周期阵列的矢量结构常数. 而单个散射体的入射波系数与散射波系数之间满足线性关系 [23,24]

$$b_{n\sigma}^0 = \sum_{n'\sigma'} T_{n\sigma n'\sigma'} a_{n'\sigma'}^0, \quad (6)$$

T 通常称为散射体的传递矩阵. 于是, 可以求得 $b_{n\sigma}^0$, 进而可知总散射波场.

散射波场表示 (3) 式可以转换为平面波叠加的形式

$$\mathbf{u}_{\text{sc}}(\mathbf{r}) = \sum_{gi} [u_{\text{sc}}]_{gi}^s \exp(i\mathbf{K}_{gi}^s \cdot \mathbf{r}) \hat{\mathbf{e}}_i(\mathbf{K}_{gi}^s). \quad (7)$$

进而求得反射波、透射波:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{\text{rf}}(\mathbf{r}) &= \sum_{gi} [u_{\text{rf}}]_{gi} \exp(i\mathbf{K}_{gi}^- \cdot \mathbf{r}) \hat{\mathbf{e}}_i(\mathbf{K}_{gi}^-), \\ \mathbf{u}_{\text{tr}}(\mathbf{r}) &= \sum_{gi} [u_{\text{tr}}]_{gi} \exp(i\mathbf{K}_{gi}^+ \cdot \mathbf{r}) \hat{\mathbf{e}}_i(\mathbf{K}_{gi}^+). \end{aligned} \quad (8)$$

界面的反射、透射矩阵表示的是反射、透射波的平面波展开系数 $[u_{\text{rf}}]_{gi}$, $[u_{\text{tr}}]_{gi}$ 与入射波的平面波展开系数 $[u_{\text{in}}]_{g'i'}^{s'}$ 之间的线性关系.

已知入射波, 以及多层介质的反射、透射矩阵后, 可以求得反射、透射波的平面波展开系数 $[u_{\text{rf}}]_{gi}$, $[u_{\text{tr}}]_{gi}$. 进而可以求得反射、透射波在一个周期内的时间平均能流密度矢量 $\langle \mathbf{P}_{\text{rf}} \rangle$, $\langle \mathbf{P}_{\text{tr}} \rangle$. 反射、透射系数分别为反射波、透射波沿 y 方向的能流与入射波沿 y 方向能流之比

$$R = |\langle \mathbf{P}_{\text{rf},y} \rangle| / |\langle \mathbf{P}_{\text{in},y} \rangle|, \quad T = |\langle \mathbf{P}_{\text{tr},y} \rangle| / |\langle \mathbf{P}_{\text{in},y} \rangle|.$$

由于能量守恒, 可知吸声系数 $A = 1 - R - T$.

2.2.2 耗散功率密度场

结构的吸声是由声波在具有阻尼特性的材料中传播时, 能量不断被转化为热能而引起的. 研究结构中的耗散能量分布, 对弄清吸声的内在机理有重要意义. 当忽略体力作用时, 黏弹性介质中稳态形式的能量守恒关系为, 介质中某区域 V 的外部通过其边界面 S 对 V 做功的时间平均功率, 与该区域内部时间平均耗散功率 $\langle P_{\text{ab}} \rangle$ 相等 [25]:

$$\int_S \text{Re} \left\{ \frac{1}{2} i \omega \mathbf{u}^* \cdot \mathbf{T} \right\} \cdot \hat{\mathbf{n}} dA$$

$$= \int_V -\frac{1}{2} \omega \boldsymbol{\varepsilon} : (\text{Im}\{\mathbf{C}\}) : \boldsymbol{\varepsilon} dV = \langle P_{ab} \rangle, \quad (9)$$

式中, \mathbf{u} 为位移矢量, \mathbf{T} 为应力张量, $\boldsymbol{\varepsilon}$ 为应变张量, \mathbf{C} 为弹性张量. 对于稳态波, 当介质中存在耗散时, \mathbf{C} 中分量为复数. $-\frac{1}{2} \omega \boldsymbol{\varepsilon} : (\text{Im}\{\mathbf{C}\}) : \boldsymbol{\varepsilon}$ 为时间平均耗散功率密度. 由于有限元法可以方便地求得介质中各物理量的值, 所以可以用有限元法^[11,12]来计算结构中时间平均耗散功率密度场.

2.2.3 单个散射体的吸收截面

当散射体内部存在阻尼特性介质时, 对入射声波会产生能量的耗散. 可用散射体内部的时间平均耗散功率与入射平面波强度 (I_{in}) 之比 (称为吸收截面) 来表征散射体对入射波的吸收强度^[26]:

$$\begin{aligned} \sigma_{ab} &= \frac{\langle P_{ab} \rangle}{I_{in}} \\ &= \frac{1}{I_{in}} \int_S \text{Re} \left\{ -\frac{1}{2} i \omega \mathbf{u}^* \cdot \mathbf{T} \right\} \cdot \hat{\mathbf{n}} dA. \end{aligned} \quad (10)$$

利用弹性波波动方程的柱面波解及其远场的渐近公式, 可以得到散射体吸收截面的简单表达式. 基体中入射波、散射波以及总波场均满足弹性波波动方程. 在入射波为纵波的情况下, 其可表示为 \mathbf{j}_{n1} 的线性叠加, 而散射波可以表示为 \mathbf{h}_{n1} 和 \mathbf{h}_{n2} 的线性叠加, 所以总波场可以表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(\mathbf{r}) &= \mathbf{u}_{in}(\mathbf{r}) + \mathbf{u}_{sc}(\mathbf{r}) \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} [a_{n1} \mathbf{j}_{n1}(\mathbf{r}) + b_{n1} \mathbf{h}_{n1}(\mathbf{r}) \\ &\quad + b_{n2} \mathbf{h}_{n2}(\mathbf{r})]. \end{aligned} \quad (11)$$

进一步, 利用 Bessel 函数和 Hankel 函数关于自变量趋于 ∞ 的渐近公式, 可以推得在纵波入射条件下远场的吸收截面的表达式

$$\sigma_{ab} = -\frac{4\alpha}{|u_0|^2} \sum_n [\text{Re}\{a_{n1}^* b_{n1}\} + |b_{n1}|^2 + |b_{n2}|^2], \quad (12)$$

其中, u_0 为入射平面纵波的幅度值. 散射波系数 $b_{n\sigma}$ 的计算可利用 \mathbf{T} 矩阵法, 即 (6) 式.

3 吸声层吸声特性

图 2(a) 比较了钢背衬条件下吸声层在不同散射体间距时的吸声系数, 其中入射波沿 $+y$ 方向. 分析中吸声层厚度 h 为 20 mm, 钢板厚度 d 取 30 mm, 散射体中空腔半径 r_0 为 2 mm, 包覆层厚度 $r_s - r_0$ 为 4mm, 散射体间距 a 分别为 30 mm, 40 mm, 50 mm. 基体的橡胶材料密度为 $1100 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, 杨氏

模量为 $1.1 \times 10^8 \text{ Pa}$, 泊松比为 0.49, 损耗因子为 0.4; 钢密度为 $7890 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, 杨氏模量为 $2.1 \times 10^{11} \text{ Pa}$, 泊松比为 0.275; 软橡胶材料密度为 $1300 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, 杨氏模量为 $2 \times 10^5 \text{ Pa}$, 泊松比为 0.4895, 损耗因子为 0.3. 从图中可以看出, 吸声层在低频段形成两个吸声峰 (第一吸声峰在 1000 Hz 附近, 第二吸声峰在 3000 Hz 附近), 从而在 1000—3000 Hz 的频段内形成良好的吸声. 随着散射体间距增加, 第一个吸声峰向高频移动, 第二个吸声峰位置基本不变, 两个吸声峰之间吸声谷逐步弱化. 图 2(b) 给出了散射体间距为 40 mm, 平面波入射角分别为 15° , 30° , 45° 时, 吸声层的吸声系数曲线. 可以看出, 随着入射角的增大, 1500 Hz 以上频段的吸声系数逐渐降低, 但入射角的变化并没有显著影响到吸声峰的频率位置.

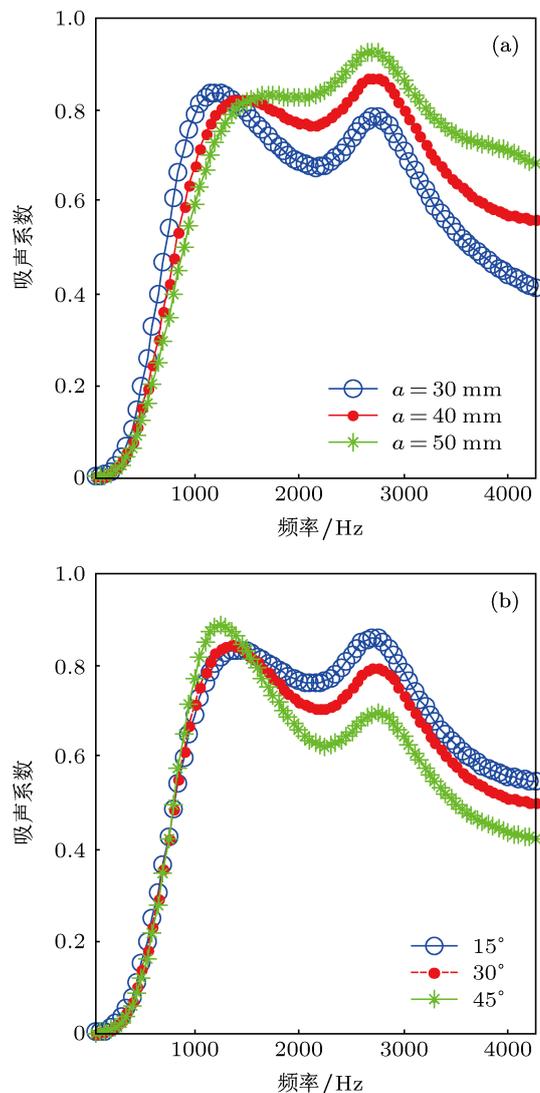


图 2 (a) 垂直入射条件下, 散射体间距分别为 30 mm, 40 mm, 50 mm 时吸声层的吸声系数曲线; (b) 散射体间距为 40 mm, 平面波入射角分别为 15° , 30° , 45° 时, 吸声层的吸声系数曲线

4 吸声机理分析

为了揭示上述吸声层的吸声机理, 得出引起吸声峰的主要原因, 需要分析引起能量耗散的两个主要方面: 1) 散射体的吸收特性, 2) 背衬与吸声结构的耦合作用.

4.1 散射体吸收特性

结构的吸声特性与单个散射体的吸收行为密切相关. 图 3(a) 给出纵波入射条件下散射体无耗散基体中的吸收截面曲线. 发现吸收截面的峰值频率接近但略低于第二吸声峰频率, 这可以从一定程度上判断该吸声峰是由于散射体地共振吸收引起的. 利用层多重散射法计算在沿 +y 方向纵波入射条件下, 一列散射体 (散射体间距为 40 mm) 在无耗散基体中的吸声系数 (如图 3(b) 所示), 发现该吸声系数曲线峰值频率与第二吸声峰频率比较符合. 也就是说由于多重散射的影响, 使得散射体阵列的共振吸声频率略向高频移动. 进一步计算得出当平面波沿 +y 方向入射, 散射体间距为 40 mm 时, 吸声层在第二吸声峰频率处的位移幅度场和耗散功率密度场,

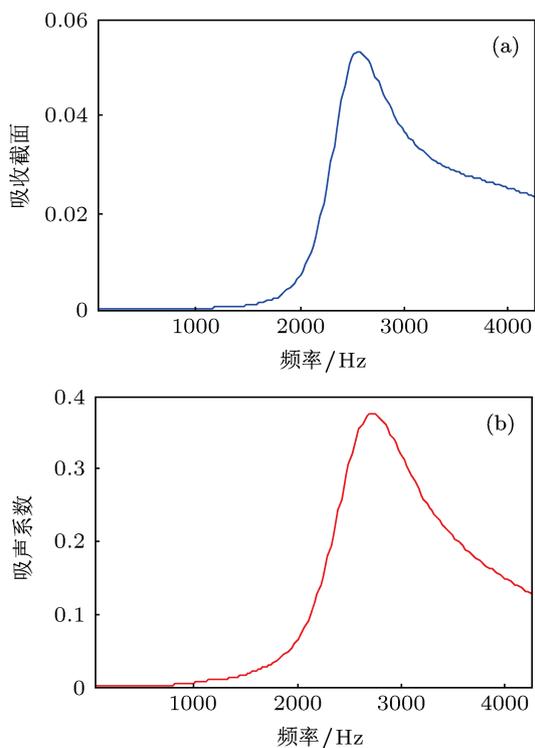


图 3 (a) 纵波入射条件下单个散射体在无耗散基体中的吸收截面; (b) 沿 +y 方向纵波入射条件下, 散射体阵列在无耗散基体中的吸声系数

如图 4 所示. 发现, 在该频率处, 散射体内部振动强烈, 而基体振动很弱; 由于散射体包覆层部分存在阻尼, 散射体的强振动导致声波在其内部被大量耗散. 由以上分析可以得出, 第二吸声峰是主要由散射体的共振吸收引起的.

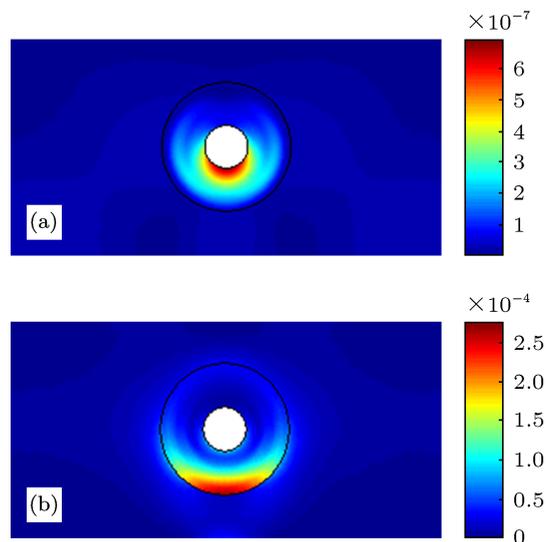


图 4 第二吸声峰频率处吸声层单个周期内的 (a) 位移幅度图; (b) 耗散功率密度图

4.2 背衬与吸声结构的耦合作用

第一吸声峰是如何引起的? 由于在第一吸声峰频率点处, 散射体并没有表现出共振行为, 因此该吸声峰应该与散射体的共振无关. 文献 [27] 在分析空腔型和局域共振型吸声材料时指出, 吸声覆盖层与钢板的耦合共振会对吸声性能产生重要影响. 受此启发, 通过观察该频率处结构的位移幅度场 (如图 5(a) 所示), 发现总体上, 从下至上, 吸声层基体部分的位移幅度逐渐增大, 吸声层被整体地拉伸或压缩. 由此, 初步判断, 该吸声峰是由于在钢背衬的作用下, 吸声层的整体共振引起的. 为进一步证实这一观点, 计算得出散射体间隔为 40 mm 的吸声层上下表面纵向位移差的均值

$$\text{dif} := \text{Average}_x \left(\left| u_y \left(x, \frac{h}{2} \right) - u_y \left(x, -\frac{h}{2} \right) \right| \right).$$

随频率变化的曲线 (式中 Average_x 表示按 x 求平均, u_y 表示位移 u 的 y 分量), 发现其在第一吸声峰频率附近呈现峰值 (如图 6 所示), 说明此时吸声层的整体形变最大. 从结构的耗散功率密度图 (如图 5(b) 所示) 可进一步看出, 吸声层的整体共振引起内部波场的整体增强, 但由于基体与散射体界面处存在的较强的介质不连续性导致的应力和应变集中效

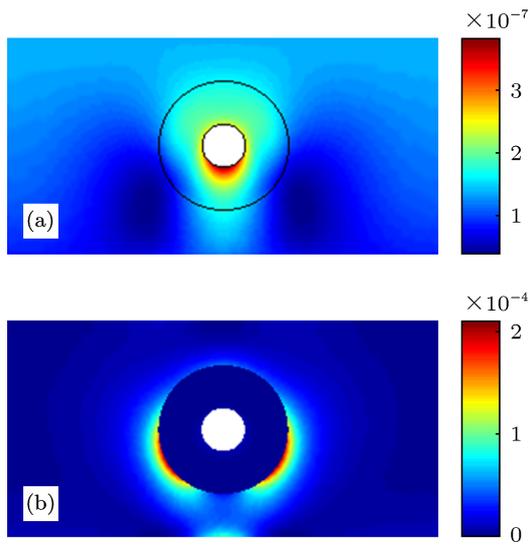


图5 第一吸声峰频率处吸声层单个周期内的 (a) 位移幅度图; (b) 耗散功率密度图

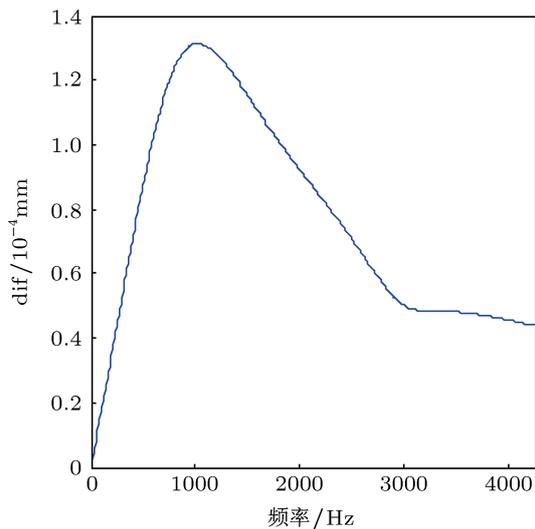


图6 吸声层上下表面纵向位移差的均值随频率变化的曲线

应, 使得声波的耗散也主要集中在该交界面附近. 这个结论也解释了随散射体间隔的增大, 第一吸声峰位置往高频移动的现象. 由于散射体材料较基体材料软, 当其间距增大时, 吸声层整体的刚度升高, 从而使得吸声层与钢背衬组成的弹簧-质量系统的共振频率升高. 由以上分析可以得出, 第一吸声峰是由吸声层与钢背衬的耦合共振引起的.

5 结论

本文讨论了一种含圆柱形谐振散射体的黏弹材料低频吸声特性和吸声机理. 该吸声材料结构为: 圆柱形空腔外包覆一层黏弹性软材料作为散射体结构, 散射体单周期排列嵌入橡胶材料构成吸声层. 利用层多重散射法计算吸声层在 30 mm 厚的钢背衬条件下的吸声特性, 分析表明, 厚度为 20 mm 的该类吸声层在 1000—3000 Hz 的频段内具有良好的吸声性能, 并在 1000 Hz 附近和 3000 Hz 附近均出现较为明显的吸声峰. 通过对结构内部位移场、功率密度耗散场、散射体的吸收截面、散射体周期阵列的吸声特性的综合分析, 得出吸声层的第一吸声峰是由吸声层与钢背衬的整体耦合共振引起的, 这种整体共振使得吸声层产生较大的形变, 从而增强了声波耗散. 结构的第二吸声峰与单个散射体的共振吸收特性以及散射体之间的多重散射密切相关, 第二吸声峰频率与散射体吸声截面峰频率以及散射体阵列的吸声峰频率较好地符合, 第二吸声峰主要是由散射体内部的共振吸收引起的.

- [1] Ivansson S M 2005 *Nonlinear Anal.* **63** 1541
- [2] Ivansson S M 2006 *J. Acoust. Soc. Am.* **119** 3558
- [3] Strifors H, Gaunaud G C 1990 *J. Acoust. Soc. Am.* **88** 901
- [4] Zhao H G, Liu Y Z, Wen J H, Yu D L, Wen X S 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4700 (in Chinese) [赵宏刚, 刘耀宗, 温激鸿, 郁殿龙, 温熙森 2007 物理学报 **56** 4700]
- [5] Hinders M K, Rhodes B A, Fang T M 1995 *J. Sound Vib.* **185** 219
- [6] Zhao H G, Liu Y Z, Wen J H, Yu D L, Wang G, Wen X S 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 2132
- [7] Liu Z Y, Zhang X X, Mao Y W, Zhu Y Y, Yang Z Y, Chan C T, Sheng P 2000 *Science* **289** 1734
- [8] Zhao H G, Wen J H, Yu D L, Wen X S 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 023519
- [9] Wen J H, Zhao H G, Lv L M, Yuan B, Wang G, Wen X S 2011 *J. Acoust. Soc. Am.* **130** 1201
- [10] Hladky-Hennion A C, Decarpigny J N 1991 *J. Acoust. Soc. Am.* **90** 3356
- [11] Hladky-Hennion A C, Decarpigny J N 1992 *J. Acoust. Soc. Am.* **92** 2878
- [12] Tan H B, Zhao H, Xu H T 2003 *Acta Acoust.* **28** 277 (in Chinese) [谭红波, 赵洪, 徐海亭 2003 声学学报 **28** 277]
- [13] Tang W L, He S P, Fan J 2005 *Acta Acoust.* **30** 289 (in Chinese) [汤渭霖, 何世平, 范军 2005 声学学报 **30** 289]
- [14] Liu Z Y, Chan C T, Sheng P, Goertzen A L, Page J H 2000 *Phys. Rev. B* **62** 2446
- [15] Mei J, Liu Z Y, Qiu C 2005 *J. Phys.: Condens. Matter* **17** 3735
- [16] Ivansson S M 2008 *J. Acoust. Soc. Am.* **124** 1974
- [17] Bai G F, Liu B L, Sui F S, Liu K, Yang J 2012 *Acta Acoust.* **37** 263 (in Chinese) [白国锋, 刘碧龙, 隋富生, 刘克, 杨军 2012 声学学报 **37** 263]
- [18] Zhao H G 2008 *Ph.D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [赵宏刚 2008 博士学位论文 (长沙: 国防科技大学)]

- [19] Tao M, Hua H X 2011 *Journal of Vibration and Control* **0** 1
[20] Ivansson S M 2012 *J. Acoust. Soc. Am.* **131** 2622
[21] AULD B A 1973 *Acoustic Fields and Waves in Solids* (Vol. 2) (New York: John Wiley & Sons) pp25-27
[22] Arfken G B, Weber H J 2005 *Mathematical Methods for Physicists* (California: Elsevier Academic Press) pp687
[23] Varatharajulu V, Pao Y H 1976 *J. Acoust. Soc. Am.* **60** 556
[24] Vasundara V V 1977 *J. Acoust. Soc. Am.* **63** 1014
[25] AULD B A 1973 *Acoustic Fields and Waves in Solids* (Vol. 1) (New York: John Wiley & Sons) pp154-155
[26] Tan T H 1976 *J. Acoust. Soc. Am.* **59** 1265
[27] Meng H, Wen J H, Zhao H G, Lv L M 2012 *J. Acoust. Soc. Am.* **132** 69

Low-frequency acoustic absorption mechanism of a viscoelastic layer with resonant cylindrical scatterers*

Yang Hai-Bin Li Yue Zhao Hong-Gang Wen Ji-Hong Wen Xi-Sen[†]

(Vibration and Acoustics Research Group, Laboratory of Science and Technology on Integrated Logistics Support, College of Mechatronics and Automation, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 5 December 2012; revised manuscript received 28 April 2013)

Abstract

This paper investigates low-frequency acoustic absorption mechanism of a viscoelastic layer with resonant cylindrical scatterers. The viscoelastic layer is 20 mm-thick, and the cylindrical scatterer is a cylindrical cavity coated with a soft rubber layer, with axis in the lateral layer direction. The absorption properties of the viscoelastic layer under the steel-backing condition are studied using the layer-multiple scattering method. Results show excellent absorption performance in the frequency region of 1000—3000 Hz. The absorption mechanism is investigated by analyzing the absorption cross-section of a single scatterer and the multiple scattering of a periodic array of scatterers, together with the displacement field and power dissipation density. Effects of the resonant absorption of a single scatterer and the coupling resonance between the absorption layer and the steel-backing are revealed.

Keywords: underwater acoustic absorption, absorption cross-section, power dissipation density

PACS: 43.20.+g, 43.30.Ky

DOI: 10.7498/aps.62.154301

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11004249, 51275519).

[†] Corresponding author. E-mail: wenxs@vip.sina.com