

内嵌不同形状散射子的局域共振型黏弹性覆盖层低频吸声性能研究*

吕林梅 温激鸿 赵宏刚 孟浩 温熙森†

(国防科学技术大学光子/声子晶体教育部重点实验室, 长沙 410073)

(2012年1月13日收到; 2012年5月25日收到修改稿)

最近研究表明, 将声子晶体中的局域共振现象引入到水下吸声材料的设计中, 可以观察到由局域共振引起的低频声吸收现象. 为了进一步揭示局域共振低频吸声机理并获得更优的水下低频声吸收性能, 研究了内嵌不同形状散射子的黏弹性声学覆盖层. 利用晶格和散射子在空间排布的对称性, 传统有限元方法得到简化, 从而节约了计算时间和存储空间, 并通过将简化有限元法计算得到的结果与传统有限元法计算的结果进行对比, 验证了简化有限元方法的正确性. 结合位移云纹图, 考察了特定频率点上振动模态与相应的局域共振吸声峰之间的关系, 揭示了内嵌圆柱形散射子的黏弹性覆盖层的吸声机理. 进一步讨论了相同体积下不同形状的圆柱形散射子对黏弹性覆盖层吸声性能的影响, 给出了提升覆盖层低频吸声性能的优化思路. 通过讨论不同芯体材质对内嵌圆柱形散射子的黏弹性覆盖层吸声性能的影响, 找到了改变第一共振峰位置的方法, 从而可以通过调整第一共振峰来实现特定频率范围内的宽带吸声.

关键词: 水下声吸收, 有限元方法, 圆柱形散射子

PACS: 43.20.+g, 43.40.+s

1 引言

内含空腔或内嵌局域共振单元的黏弹性覆盖层常在水下声吸收领域, 贴覆在水下舰船或潜艇表面以减少入射声波的反射或增强对入射声波的吸声^[1-9]. 相比于水下均匀吸声层, 由各种空腔引起的单极共振^[1-6]和由大密度芯体引起的多极共振^[7-9]能够有效增强黏弹性材料对水下声波的吸收, 但这些传统结构对低至几百赫兹的水下低频声波依然无能为力. 理论和实验表明, 声子晶体中的局域共振现象为解决水下低频声吸收的问题提供了一种新的技术途径^[10-12]. 然而出于实用的目的, 我们在考虑低频吸声性能的同时, 要兼顾吸声带宽等需求. 这就要求我们在现有研究的基础上, 深入研究影响内嵌局域共振单元的黏弹性吸声覆盖层的吸声性能的因素, 合理优化局域共振单元的形

状、几何尺寸和材料参数等.

有限元方法能够不受几何形状的限制处理内部含有任意复杂结构的水声吸声材料结构模型, 同时结合并行处理技术能够满足大规模、高精度模型的计算需求, 并含有丰富的后处理接口有利于吸声机理的分析, 因此常被用来模拟 Alberich 型黏弹性声学覆盖层的回声衰减特性^[2,13,14]. 本文利用 Bloch 定理和散射子在空间排布的对称性, 有限元计算模型被简化到一个元胞范围内, 并仅选取一个元胞的八分之一进行计算, 随后通过与传统有限元方法得到的结果进行对比, 验证了简化有限元方法的正确性^[15]. 然后, 通过对比内嵌球形、圆柱形散射子的元胞在第一、二共振峰处的位移云纹图, 揭示了吸声机理, 并通过调整芯体材质实现了对第一共振吸声峰位置的调节. 最后, 对比分析了内嵌球形、圆柱形散射子的黏弹性材料的吸声性能以及在芯体体积相同的情况下圆柱形散射子形状变

* 国家自然科学基金(批准号: 11004249)资助的课题.

† E-mail: wenxs@vip.sina.com

化对覆盖层吸声性能的影响,为在特定频率范围内实现宽带吸声提供了一种思路.

2 模型与有限元方法

2.1 模型

由黏弹性层和背衬组成的吸声结构模型如图 1(a) 所示,散射子(这里是球形的)由一层橡胶包

覆并均匀地周期排列在黏弹性基体材料中,背衬采用半无限的空气,整个结构可看作垂直于 z 轴的分层结构,一列平面纵波从下侧半无限水中垂直入射.为简化分析,假设覆盖层沿 xoy 平面无限延伸.黏弹性基体材料中散射子呈正方形周期排列(图中剖面线部分),两基矢均为 a ,其横截面如图 1(b) 所示.局域共振单元胞如图 1(c) 所示,芯球半径为 r ,包覆橡胶层(阴影部分)后半径为 R .元胞边长 a 与相邻球腔间的最短距离,即晶格常数相等.

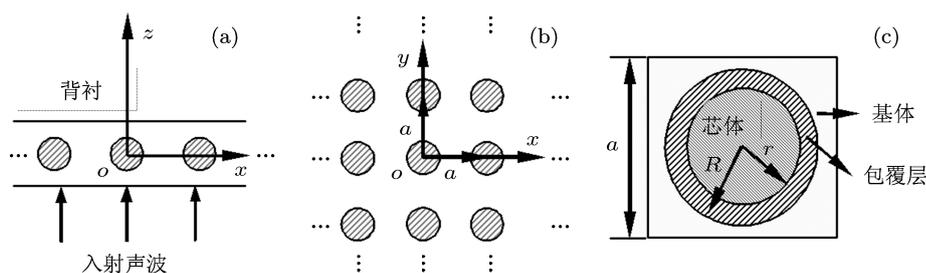


图 1 (a) 含黏弹性覆盖层和背衬的吸声结构; (b) 单层结构中,散射体正方形排列,两基矢均为 a ; (c) 单个元胞结构,其中芯球半径为 r ,包覆橡胶层(阴影部分)后半径为 R

2.2 有限元方法

由于散射子在基体中周期排列且覆盖层沿 xoy 平面无限延伸,基于 Bloch 定理,可以从单个元胞的声传播特性推知无限大黏弹性板的声传播特性.即固体中的位移和液体中的声压可以一并通过下列形式得到 [2]:

$$\begin{aligned} & \chi(x + d_x, y + d_y, z) \\ &= \chi(x, y, z) e^{jd_x k \sin \theta \cos \varphi} e^{jd_y k \sin \theta \sin \varphi} \\ &= \chi(x, y, z) e^{j\varphi dx} e^{j\varphi dy} \end{aligned} \quad (1)$$

其中, k 为波数, d_x, d_y 分别为 x, y 方向的晶格常数.

图 2(a) 给出了单个元胞的计算模型,每个元胞由一个橡胶包覆的球形散射子及周边基体组成.整个计算结构在 z 轴方向上被划分为三个连续的区域.第一、三区域分别是半无限的空气和流体,并

以 s^+ 和 s^- 面为界与黏弹性覆盖层区域区分开.

利用有限元方法对结构进行分析,得到整个结构的流固耦合方程为 [2,13]

$$\begin{bmatrix} \mathbf{R}^T & \mathbf{K}^s - \omega^2 \mathbf{M}^s \\ \mathbf{K}^p - \mathbf{C}_\phi - \omega^2 \mathbf{M}^p & -\rho_0 \omega^2 \mathbf{R} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{p} \\ \mathbf{u} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathbf{F}^m \\ \mathbf{C}_0 \end{Bmatrix}, \quad (2)$$

其中,流体层节点声压向量 \mathbf{p} 和吸声覆盖层中节点位移矢量 \mathbf{u} 均为未知量; \mathbf{K} 和 \mathbf{M} 分别代表刚度矩阵和质量矩阵;上标 s 和 p 分别代表固体和流体部分;流固耦合矩阵 \mathbf{R} 作为一个连通性矩阵,揭示了流体和固体节点之间的相互耦合关系; \mathbf{F}^m 为固体结构所受机械激励的节点载荷矩阵; \mathbf{C}_ϕ 和 \mathbf{C}_0 为与边界条件有关的向量.

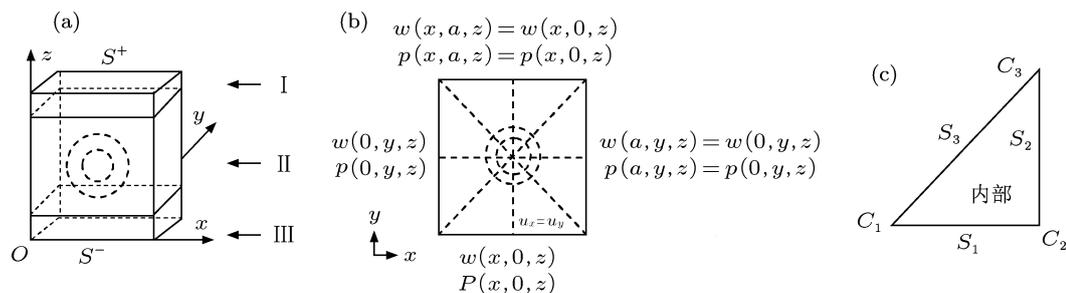


图 2 (a) 计算元胞; (b) 周期边界条件; (c) 简化单元边界含边 C_1, C_2, C_3 和面 S_1, S_2, S_3

2.3 周期边界条件及对称性

考虑到声波垂直入射且晶格和散射子在空间排布的对称性,图 2(b)中的周期边界可以进一步简化到一个三角形区域(见图 2(c)).简化区域包含三条边 C_1, C_2, C_3 和三个面 S_1, S_2, S_3 以及单元内部共七个部分.固体中的节点位移 \mathbf{u} 和应力 \mathbf{F}^m 以及流体中的节点声压 p 也相应地可以划分成七个部分.基于上述简化边界条件,有如下关系^[16]:

1) 面 S_1 是平行于 xoz 坐标面的面

位移边界条件: y 方向的位移分量等于零,即 $v = 0$;

力边界条件: x, z 方向的力分量为零,即 $F_x = F_y = 0$.

2) 面 S_2 是平行于 $yo z$ 坐标面的面

位移边界条件: x 方向的位移分量等于零,即 $u = 0$;

力边界条件: y, z 方向的力分量为零,即 $F_y = F_z = 0$.

3) 面 S_3 是平行于 z 坐标轴的面,与 xoz 平面的夹角为 θ .

由于对称面内的位移法向分量为零,所以 $v = u \cdot \tan \theta$;对称面内的力分量为零,即 $F_x = -F_y \tan \theta$ 以及 $F_z = 0$.

将上述关系式代入到流固耦合方程(2)式中,可以求解得到固体节点位移 \mathbf{u} 和流体节点声压 p .根据面 s^- 和面 s^+ 上法相速度连续性条件,可以求解出未知量 R_{mn} 和 T_{mn} ,进而可以定义反射系数 R 和透射系数 T 如下:

$$R = \sqrt{\sum_{k_{nm}^2 > 0} |R_{nm}|^2}, \quad (3)$$

$$T = \sqrt{\sum_{k_{nm}^2 > 0} |T_{nm}|^2}, \quad (4)$$

其中, $k_{nm}^2 = k^2 - (2n\pi/d_x + k_x)^2 - (2m\pi/d_y + k_y)^2$, k_{nm} 为 z 轴方向上的波数, m, n 为声波阶数.

最终,吸声系数可以根据下式求出:

$$\alpha = 1 - R^2 - T^2. \quad (5)$$

2.4 简化有限元法的有效性验证

在计算中我们取晶格常数和黏弹性覆盖层的厚度为 16 mm,散射体为软橡胶包覆的钢球,芯体的直径为 10 mm,包覆层的厚度为 2 mm.为消除钢背衬的影响,仅考虑局域共振对吸声系数的

影响,选用半无限空气作为背衬.如图 3(b)所示,我们对该八分之一元胞模型采用四面体单元进行有限元网格的划分,得到 1397 个节点和 6194 个单元,相比整个元胞(见图 3(a))具有 7493 个节点和 33109 个单元,计算规模大大减小.单元的划分遵循“每个单元的长度均小于各自材料横波波长的 1/4”的原则^[2].

图 4 比较了简化有限元方法和传统有限元方法分别计算得到的吸声系数.计算中水的密度和声速分别取为 $1000 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ 和 1480 ms^{-1} .忽略钢芯的损耗因子,其他各组元的参数如表 1 所示.同时,假设各材料的力学特性不随频率的变化而发生改变.从图 4 中可以看出,两种方法的计算结果是基本符合的,这说明有限元方法是有效的.

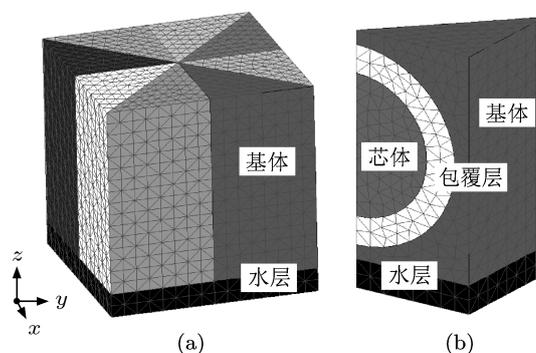


图 3 (a) 单个元胞有限元网格划分; (b) 八分之一元胞网格划分

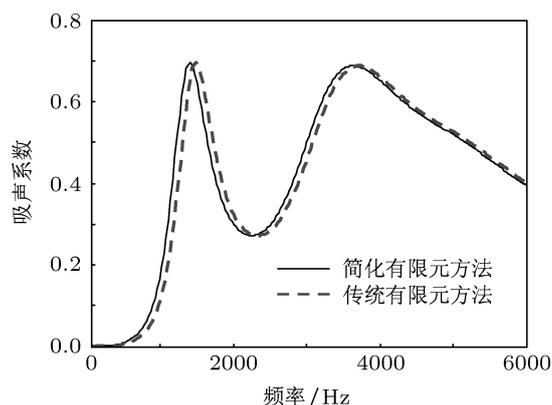


图 4 简化有限元法(实线)和传统有限元法(虚线)计算的吸声系数对比

表 1 文章中材料的力学性能参数

材料	密度 / $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	杨氏模量 /Pa	损耗因子	泊松比
钢	7890	2.16×10^{11}	0	0.35
铝	2730	7.76×10^{10}	0	0.28
聚合物	1100	2.75×10^7	0.6	0.49
硅橡胶	1300	2×10^5	0.3	0.495

3 圆柱形散射子吸声机理及其形状对吸声性能的影响

为了研究不同形状局域共振散射子对水下声吸声性能的影响,我们利用有限元法对内嵌不同形状的圆柱形局域共振散射子的黏弹性材料的吸声性能进行讨论.图5给出了内嵌圆柱形散射子的局域共振单元模型,这里定义圆柱形散射子的高对底面直径的比值为 $r = h/D$,在计算中分别选取三组数值 $r_1 = 0.67, h = 6.67 \text{ mm}, D = 10 \text{ mm}$; $r_2 = 0.914, h = 8.23 \text{ mm}, D = 9 \text{ mm}$; $r_3 = 1.30, h = 10.4 \text{ mm}, D = 8 \text{ mm}$ 以考察不同形状圆柱散射子对材料吸声性能的影响.这里保持芯体体积不变,即芯体质量不变,包覆层厚度始终为 2 mm .

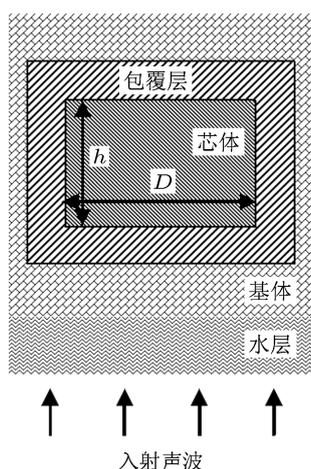


图5 内嵌圆柱形散射子的元胞模型

3.1 圆柱形散射子吸声性能及机理研究

为了揭示吸声机理,在一些特定的频率点,如吸声峰值、吸声谱谷区等,计算了单个元胞截面上位移云纹图.对于内嵌球形、椭球形局域共振单元的黏弹性声学覆盖层,Wen等^[14]曾利用传统有限元方法结合其在特定频率点的位移矢量图进行分析.图6分别给出了黏弹性覆盖层嵌入球形散射子和圆柱形散射子情况下沿 z 轴正向和反向的两个共振吸声峰振动模式对应的位移云纹图的对比.其中,内嵌球形散射子结构模型采用前文中有限元方法验证中所采取的结构和参数,选取的圆柱形散射子底面半径为 10 mm ,即 $r_1 = 0.67$,两

个模型在 xoy 平面上具有相同圆形截面,半径均为 5 mm .图6(a), (b)和(e), (f)为第一个共振峰对应的振动模式,(c), (d)和(g), (h)为第二个共振峰对应的共振模式.从图6(a), (b)和(e), (f)中可以看出,主要是芯体在振动,整个芯体的振动基本上是等幅的,呈现出刚体共振的模式.芯体的运动推动包覆层产生相应的振动,其位移幅值从内部到包覆层外表面逐步减小.我们同样可以看到基体振动更小,这意味着声波能量主要被孤立的散射子截留并耗散掉,散射子之间的多重散射作用比较微弱.位移模式的特性证明了芯体和包覆层可以视为一个质量-弹簧系统,芯体为质量,包覆层起弹簧的作用^[11].伴随着包覆层橡胶的振动,芯体也发生一定程度的平行振动.共振发生时,芯体的纵向振动和包覆层的剪切变形促进纵波转换为横波.横波在聚合物中衰减得更快,增强了声波能量的耗散.这些性质表明黏弹性材料在共振频率范围内具有很好的能量耗散作用.从图6(c), (d)和(g), (h)可以看出,基体和芯体的振动明显小于包覆层的振动,这意味着声波能量更多地被截留在包覆层内.通过软包覆层的剪切变形,实现入射纵波向横波的转换.

从上面的分析可以看出,在内嵌两种不同形状散射子的黏弹性声学覆盖层中均存在低频声吸收现象,即低频吸声现象由局域共振结构决定而与内嵌散射子形状无关,但是不同形状的散射子对应的位移云纹图不同,从而导致其低频吸声性能也会有所差别.

然后,在上述参数和模型的基础上,我们计算了将圆柱形散射子材质选取为铝时的黏弹性覆盖层的吸声性能.图7给出了芯体分别选取钢和铝时黏弹性覆盖层的吸声性能对比曲线.根据上述分析,芯体的质量仅对第一共振吸声峰产生影响,芯体质量减小,共振频率增大,即第一吸声峰向高频移动.芯体质量的减小并未改变第二吸声峰的位置,第一吸声峰向高频移动并有第二吸声峰相互耦合,在一定程度上抬高了第二吸声峰的峰值,并使得第一、二吸声峰之间的峰谷得到提高.从芯体材质改变对吸声覆盖层吸声系数的影响可以看出,通过调整芯体的材料,我们可以调整第一共振吸声峰的位置,使第一、二吸声峰相互靠近产生耦合,从而在特定频率范围内实现宽带吸声.

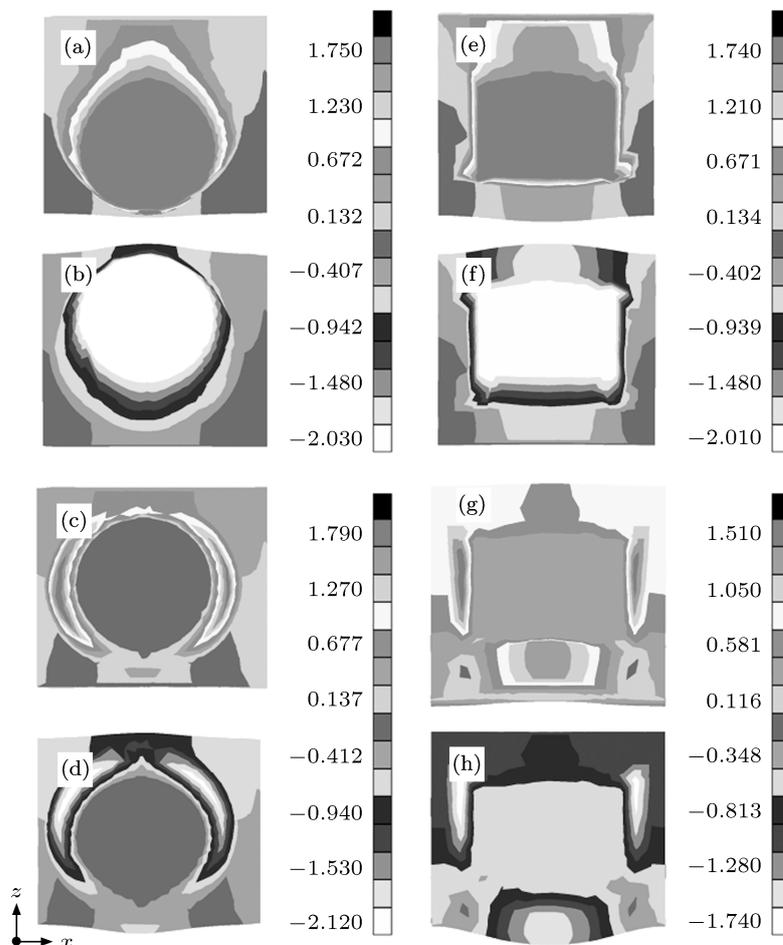


图6 钢芯时分别内嵌球形、圆柱形散射子的单个元胞在第一 [(a)—(e) 正向运动, (b)—(f) 逆向运动], 第二 [(c)—(g) 正向运动, (d)—(h) 逆向运动] 共振峰处的位移云纹图 ($\times 10^8$ m)

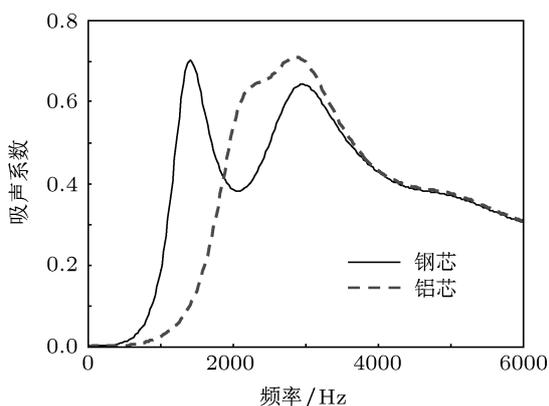


图7 不同材料芯体对应的吸声系数对比

3.2 不同形状散射子对吸声性能的影响

首先, 在 $r_1 = 0.67$, $h = 6.67$ mm, $D = 10$ mm 的情形下, 我们对分别对黏弹性材料中嵌入球形散射子和圆柱形散射子的情形进行对比分析. 图8给出了图6中所采取的两黏弹性结构的吸声性能对比示意图, 散射子材料均为钢. 从图8可以看

出, 由于散射子形状不同, 水声吸声材料的吸声特性也发生了改变. 由于芯体整体质量没有改变且二者在 xoy 平面上具有相同圆形截面, 所以在不同形状芯体的情况下第一吸声峰所在的位置基本一致; 而包覆层随着芯体形状的改变也发生了形状的变化, 直接导致第二吸声峰位置发生变化. 具体表现为: 第二吸声峰向低频移动, 并且第一、二吸声峰之间的吸声峰谷得到一定的提升. 因此圆柱形散射子相比于球形散射子更有利于水声吸声材料低频吸声性能的提升. 在图6中给出了黏弹性覆盖层嵌入球形散射子和圆柱形散射子情况下沿 z 轴正向和反向的两个共振吸声峰振动模式对应的位移云纹图. 从图6也可以看出, 在第一吸声峰处, 两者振动基本一致均为刚体振动, 振动幅值大小也基本一致, 所以吸声峰值大小相同; 而对于第二吸声峰而言, 内嵌球形散射子黏弹性覆盖层对应的振动幅值更大一些, 因而图8中球形散射子对应的第二吸声峰值也更大一些.

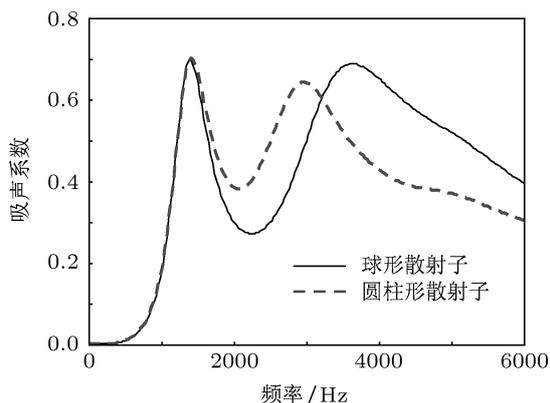


图8 不同形状散射子对应的吸声系数对比

图9给出了空气背衬下黏弹性覆盖层中嵌入不同形状圆柱散射子的吸声性能对比曲线. 从图9中可以看到, 随着圆柱形散射子高度与底面半径比值的增大, 即底面半径的减小, 第一、二吸声峰均发生了较大的改变. 具体而言: 第一吸声峰向低频移动, 且吸声峰值变小; 第二吸声峰也向低频移动, 但吸声峰值变大. 由于第一吸声峰下降很快, 导致第一、二吸声峰之间的吸声峰谷也随之下降. 同时, 在4000 Hz以上的区域, 随着圆柱形散射子底面半径的减小, 也出现了一个吸声峰, 吸声性能得到一定程度的提升. 这主要是由于圆柱散射子体积保持不变, 底面半径减小, 则使其高度增加. 包覆层厚度、覆盖层厚度和晶格常数保持不变, 从而使得与圆柱散射子相对应的上下层基体变薄, 振动更加剧烈; 圆柱散射子四周的基体变厚, 相应的振动变形程度减小. 圆柱形散射子在空间拓扑形式的变化, 使基体与包覆层的等效刚度均发生改变, 从而改变了共振吸声峰的位置和相应吸声峰值的变化.

即“随着圆柱底面半径的改变, 吸声峰值大小也随之改变”. 结合之前的分析可知, 采用改变芯球质量的方式也可以改变第一共振吸声峰的位置. 这为通过调整散射子形状来实现特定吸声频段内的吸声性能的提升提供了另一种新的思路.

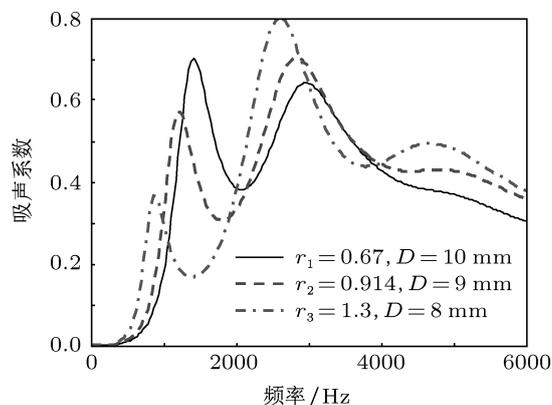


图9 钢芯时不同形状圆柱散射子对应的吸声系数对比

为了更详细地解释图9中吸声性能的变化, 图10给出了在 $r_3 = 1.3, h = 10.4 \text{ mm}, D = 8 \text{ mm}$ 情况下, 黏弹性覆盖层沿 z 轴正向和反向的两个共振吸声峰振动模式对应的位移云纹图. 分别将图10(a), (b)和图6(e), (f), 图10(c), (d)和图6(g), (h)对比, 发现由于散射子均保持为圆柱形, 仅是其在空间分布的拓扑形式发生改变, 所以二者前两个共振峰对应的位移云纹图保持一致未发生改变, 但振动幅值大小发生了变化, 通过幅值大小变化对比进一步印证了“随着圆柱底面半径的改变, 吸声峰值大小也随之改变”这一规律, 且其变化趋势与第一、二共振吸声峰峰值的变化一致.

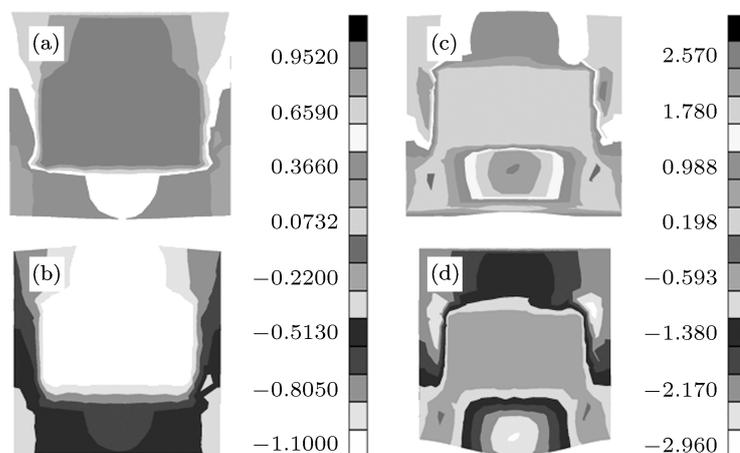


图10 底面半径为8 mm 时内嵌钢芯的单个元胞在第一 [(a) 正向运动, (b) 逆向运动]、第二 [(c) 正向运动, (d) 逆向运动] 共振峰处的位移云纹图 ($\times 10^8 \text{ m}$)

4 结论

利用 Bloch 定理和散射子在空间排布的对称性, 对传统有限元方法进行了化简, 仅选取一个元胞的八分之一进行运算, 大大减少了有限元程序求解的时间并节约了存储空间, 随后通过与传统有限元方法的对比说明了简化有限元方法的正确性. 基于上述简化有限元方法研究了内嵌圆柱形局域共振散射子的黏弹性覆盖层的声吸收特性及其在共振吸声峰处的振动模式. 详细讨论了以局域共振单元元胞位移云纹图所描述的共振模态与共振吸声峰之间的关系, 对比分析了内嵌球形、圆柱形散射

子的黏弹性覆盖层第一、二共振峰的位移云纹图, 揭示了局域共振结构用于水下黏弹性覆盖层时的低频吸声机理. 最后, 讨论了内嵌不同形状 (球形、圆柱形) 散射子的黏弹性材料的吸声性能及体积相同的圆柱形散射子形状变化对吸声性能的影响, 结果表明采用底面圆半径较小的圆柱散射子可以促使第一、二共振吸声峰向低频移动. 同时通过改变散射体材质可以实现对第一共振吸声峰位置的调节, 从而使第一、二共振吸声峰产生耦合效应, 为在特定频率范围内实现宽带吸声提供了一种新的思路.

-
- [1] Gaunard G C, Uberall H 1982 *J. Acoust. Soc. Am.* **71** 282
- [2] Hladky-Hennion A C, Decarpigny J N 1991 *J. Acoust. Soc. Am.* **90** 3356
- [3] Baird A M, Kerr F H, Townend D J 1999 *J. Acoust. Soc. Am.* **105** 1527
- [4] Zhao H G, Liu Y Z, Wen J H, Yu D L, Wen X S 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 123518
- [5] Ivansson S 2006 *J. Acoust. Soc. Am.* **119** 3558
- [6] 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]
- [7] Hinders M K, Rhodes B A, Fang T M 1995 *J. Sound Vib.* **185** 219
- [8] Zhao H G, Liu Y Z, Yu D L, Wang G, Wen J H, Wen X S 2007 *J. Sound Vib.* **303** 185
- [9] Lim R, Hackman R H 1990 *J. Acoust. Soc. Am.* **87** 1076
- [10] Zhao H G, Liu Y Z, Wen J H, Yu D L, Wang G, Wen X S 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 3132
- [11] Zhao H G, Liu Y Z, Wen J H, Yu D L, Wen X S 2007 *Phys. Lett. A* **367** 224
- [12] Zhao H G, Wen J H, Yu D L, Wen X S 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 023519
- [13] Easwaran V, Munjal M L 1993 *J. Acoust. Soc. Am.* **93** 1308
- [14] Wen J H, Zhao H G, Lü L M, Yuan B, Wang G, Wen X S 2011 *J. Acoust. Soc. Am.* **130** 1201
- [15] Hinders M K, Rhodes B A, Fang T M 1995 *J. Sound Vib.* **185** 219
- [16] Ma T C, Scott R A, Yang W H 1980 *J. Sound Vib.* **71** 473

Low-frequency acoustic absorption of viscoelastic coating with various shapes of scatterers*

Lü Lin-Mei Wen Ji-Hong Zhao Hong-Gang Meng Hao Wen Xi-Sen[†]

(Key Laboratory of Photonic/Phononic Crystals of Ministry of Education, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 11 January 2012; revised manuscript received 25 May 2012)

Abstract

The low-frequency underwater sound absorption phenomenon induced by the localized resonance in phononic crystal shows a promising application for the design of underwater acoustic absorption material in recently study. To further reveal the sound absorption mechanism and optimize the low-frequency underwater sound absorption characteristic, the viscoelastic coating embedded with various shapes of scatterer is investigated. In this paper, to shorten the computing time of the original finite element program and save the core memory, the conventional finite element method is simplified due to the symmetry of the lattice and the scatterers, then the simplified finite element method is validated by comparing the results of the simplified finite element method with those of the conventional finite element method. The relationship between the resonance mode described with the displacement contours of one unit cell at specified frequencies and the corresponding absorption spectrum is discussed in detail, which reveals briefly the sound absorption mechanism of the viscoelastic coating embedded with cylindrical scatterer. Finally, the shape effect of the scatterer on the sound absorption characteristics is investigated, spherical scatterers and the three cylindrical scatterers with different shapes but the same volume are considered. Further, the influence of the density of the core on acoustic absorption characteristic under an air backing is discussed. The results show that lower sound absorption properties can be deduced by adopting the cylindrical scatterers and reducing the radius of the base of circular cylindrical scatterer, and the absorption bandwidth can be improved by choosing the optimal scatterer material.

Keywords: underwater acoustic absorption, finite element method, cylindrical scatterer

PACS: 43.20.+g, 43.40.+s

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11004249).

[†] E-mail: wenxs@vip.sina.com