

文章编号:1006-1355(2015)05-0180-05

# 基于多尺度渐进均匀化理论手性瓦声学性能计算

杜志鹏<sup>1</sup>, 刘东岳<sup>1</sup>, 朱大巍<sup>2</sup>, 黄修长<sup>2</sup>

(1. 海军装备研究院, 北京 100073;

2. 上海交通大学 振动冲击噪声研究所 机械系统与振动国家重点实验室, 上海 200240)

**摘要:** 基于多尺度渐进均匀化理论, 建立手性结构瓦的等效弹性常数计算方法。给出多尺度均匀化方法的详细推导过程, 通过对二维手性结构瓦基于所获得的等效弹性常数振动传递结果和详细手性结构构建模的计算结果, 验证该方法的正确性。利用得到的弹性常数计算某加筋板敷设手性结构瓦的水下辐射声压, 该计算结果和试验结果量级基本一致。这表明多尺度渐进均匀化得到的等效弹性常数能够用于实艇敷设手性结构瓦的隔声计算, 具有一定的工程应用价值。

**关键词:** 声学; 多尺度渐进均匀化理论; 手性结构瓦; 声学性能计算

中图分类号:O328; O329

文献标识码:A

DOI 编码:10.3969/j.issn.1006-1335.2015.05.038

## Acoustic Performance Evaluation of Chiral Layer Coating Based on Multi-scale Asymptotic Homogenization Theory

DU Zhi-peng<sup>1</sup>, LIU Dong-yue<sup>1</sup>, ZHU Da-wei<sup>2</sup>, HUANG Xiu-chang<sup>2</sup>

(1. Naval Research Center, Beijing 100073, China;

2. Institute of Vibration, Shock and Noise, State Key Laboratory of Mechanical System and Vibration,  
Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240, China )

**Abstract :** Based on the multi-scale asymptotic homogenization theory, the equivalent elastic constants algorithm for the chiral layer coating was established. The detailed deduction of the multi-scale asymptotic homogenization method was given. Numerical results were presented to validate the method by comparing the vibration transmission results for a planar chiral layer coating with those calculated by modeling the detailed chiral structure. The proposed method was then employed to calculate the acoustic radiation of a stiffened plate covered by the chiral layer coating. It is demonstrated that the results by employing the equivalent constants algorithm based on the multi- scale asymptotic homogenization theory have a good agreement with the experimental results. The multi-scale asymptotic homogenization method is an effective method which can be applied to evaluate the acoustic performance of chiral layer coating.

**Key words :** acoustics ; multi-scale asymptotic homogenization theory ; chiral layer coating ; acoustic performance

工程中, 需要对实艇敷设声学覆盖层后的声学效果进行预报。但是由于实船/实艇结构尺度较大, 敷设声学覆盖层的面积大, 而在计算时, 由于实船的尺度和覆盖层的尺度相差较大, 若对实船和覆盖层同时进行网格划分来模拟, 则计算代价较大。在所关注的频段内, 声学性能取决于所表现出来的宏观声学和力学参数, 这为采用等效化方法对实艇敷设声学覆盖层的声学性能进行预报提供了可行性。

收稿日期:2014-12-05

作者简介: 杜志鹏(1976—), 男, 大连人, 博士, 主要研究方向: 水面舰船抗冲瓦研究。

E-mail: dzp7755@sina.com

在材料的均匀化研究方面, Hassani 和 Hinton<sup>[1,2]</sup>给出等效化基础理论, 分析等效化理论在不同周期结构中的应用, 推导出不同周期结构的等效化有限元计算公式。邱克鹏等<sup>[3]</sup>应用二次及多步均匀化方法计算蜂窝夹层板的整体等效弹性参数, 表明三维均匀化方法的有效性。王飞等<sup>[4]</sup>基于均匀化和有限元理论推导出二维周期结构的均匀化有限元格式, 研究蜂窝结构的等效化弹性参数并和已有的理论结果进行比较。孙士平和赖余东<sup>[5]</sup>基于均匀化理论分析不同蜂窝尺寸对夹芯板性能的影响。

本文基于多尺度渐进均匀化理论, 建立手性周期结构瓦二维等效弹性常数的计算方法, 并通过多种手段对等效结果的有效性进行验证。

## 1 理论模型的建立

手性结构瓦满足周期性均匀分布条件,其结构和单胞如图1所示。细观尺度的单胞结构和宏观尺度的手性瓦数量级差异极大。单胞结构与宏观尺度比较而言是极小量,在宏观 $x$ 尺度,材料的特征函数振荡剧烈;在细观 $y$ 尺度,材料的特征函数变化平缓。引入 $\varepsilon$ 连接细观和宏观尺度: $\varepsilon \times y = x$ 。

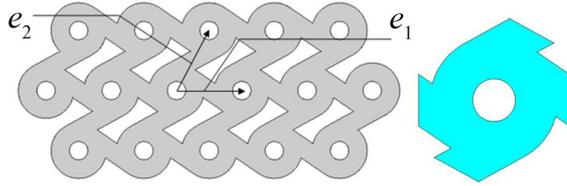


图1 手性周期结构瓦及其单胞结构

以具有周期单元结构 $Y$ 的复合材料为例,假设在空间坐标系 $x$ 处存在单胞 $\Omega$ ,边界为 $S$ ,分别受体力 $f$ 和面力 $t$ 作用。考虑线弹性范围内虚位移方程

$$\int_{\Omega} D_{ijkl} \frac{\partial u_k^{\varepsilon}}{\partial x_l} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} d\Omega = \int_{\Omega} f_i v_i d\Omega + \int_S t_i v_i dS \quad (1)$$

式中 $u^{\varepsilon}$ 为宏观尺度下真实位移, $v$ 是满足边界条件的任意虚位移。 $u^{\varepsilon}$ 利用渐进均匀化理论展开得

$$u^{\varepsilon} = u^0(x, y) + \varepsilon u^1(x, y) + \varepsilon^2 u^2(x, y) + \dots \quad (2)$$

对任意材料特征函数 $g=g(x, y)=g(x, x/\varepsilon)$ 两边微分,则 $\frac{\partial}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial y_i}$ ,将其代入方程(1)得

$$\int_{\Omega} D_{ijkl} \left[ \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\partial u_k^0}{\partial y_l} \frac{\partial v_i}{\partial y_j} + \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial u_k^0}{\partial y_l} \frac{\partial v_i}{\partial y_j} + \left( \frac{\partial u_k^0}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^1}{\partial y_l} \right) \frac{\partial v_i}{\partial y_j} \right] + \left[ \left( \frac{\partial u_k^0}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^1}{\partial y_l} \right) \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \left( \frac{\partial u_k^1}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^2}{\partial y_l} \right) \frac{\partial v_i}{\partial y_j} \right] + \varepsilon(\dots) \right] d\Omega = \quad (3)$$

观察方程(3)和(1)的形式,可知

$$\frac{\partial u_k^0}{\partial y_l} \frac{\partial v_i}{\partial y_j} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial u_k^0}{\partial x_l} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \left( \frac{\partial u_k^0}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^1}{\partial y_l} \right) \frac{\partial v_i}{\partial y_j} = 0 \quad (5)$$

$$\int_{\Omega} D_{ijkl} \left[ \left( \frac{\partial u_k^0}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^1}{\partial y_l} \right) \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \left( \frac{\partial u_k^1}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^2}{\partial y_l} \right) \frac{\partial v_i}{\partial y_j} \right] d\Omega = \quad (6)$$

$$\int_{\Omega} f_i v_i d\Omega + \int_S t_i v_i dS$$

对于 $Y$ -periodic的函数 $g(y)$ ,当 $\varepsilon \rightarrow 0$ 时存在

$$\int_{\Omega} g\left(\frac{x}{\varepsilon}\right) d\Omega = \frac{1}{|Y|} \int_Y \int_Y g(y) dY d\Omega \quad (7)$$

假定方程曲线充分光滑,当 $\varepsilon \rightarrow 0$ 积分存在可得

$$\int_{\Omega} \left[ \frac{1}{|Y|} \int_Y D_{ijkl} \frac{\partial u_k^0}{\partial y_l} \frac{\partial v_i}{\partial y_j} dY \right] d\Omega = 0 \quad (8)$$

$$\int_{\Omega} \left[ \frac{1}{|Y|} \int_Y D_{ijkl} \left[ \frac{\partial u_k^0}{\partial y_l} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \left( \frac{\partial u_k^0}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^1}{\partial y_l} \right) \frac{\partial v_i}{\partial y_j} \right] dY \right] d\Omega = 0 \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \left[ \frac{1}{|Y|} \int_Y D_{ijkl} \left[ \left( \frac{\partial u_k^0}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^1}{\partial y_l} \right) \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \left( \frac{\partial u_k^1}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^2}{\partial y_l} \right) \frac{\partial v_i}{\partial y_j} \right] dY \right] d\Omega = \\ & \int_{\Omega} \left( \frac{1}{|Y|} \int_Y f_i v_i dY \right) d\Omega + \int_S t_i v_i dS \end{aligned} \quad (10)$$

$$\text{对方程(10)利用散度定理,可得} \quad \frac{1}{|Y|} \int_{\Omega} \left[ \int_Y \left[ -\frac{\partial}{\partial y_j} \left( D_{ijkl} \frac{\partial u_k^0}{\partial y_l} \right) \right] v_i dY + \int_S E_{ijkl} \frac{\partial u_k^0}{\partial y_l} n_i v_i dS \right] d\Omega = 0 \quad (11)$$

考虑到 $v$ 的任意性

$$-\frac{\partial}{\partial y_j} \left( D_{ijkl} \frac{\partial u_k^0}{\partial y_l} \right) = 0 \quad (12)$$

$$D_{ijkl} \frac{\partial u_k^0}{\partial y_l} n_j = 0$$

由此可知 $u^0$ 与细观尺度无关,则 $u^0(x, y) = u^0(x)$ ,即 $u^0$ 仅是宏观坐标 $x$ 的函数,方程(2)可转化为

$$u^{\varepsilon} = u^0(x) + \varepsilon u^1(x, y) + \varepsilon^2 u^2(x, y) + \dots \quad (13)$$

考虑到 $v$ 的任意性,对方程(3),假设 $v=v(y)$

$$\int_Y \left[ D_{ijkl} \left( \frac{\partial u_k^0}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^1}{\partial y_l} \right) \frac{\partial v_i}{\partial y_j} \right] dY = 0 \quad (14)$$

分别假设 $v=v(x)$ 和 $v=v(y)$ ,方程转化为

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \left[ \frac{1}{|Y|} \int_Y D_{ijkl} \left( \frac{\partial u_k^0}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^1}{\partial y_l} \right) dY \right] \frac{\partial v_i(x)}{\partial x_j} d\Omega = \\ & \int_{\Omega} \left( \frac{1}{|Y|} \int_Y f_i dY \right) v_i(x) d\Omega + \int_S t_i v_i dS \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \left[ \frac{1}{|Y|} \int_Y D_{ijkl} \left( \frac{\partial u_k^1}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^2}{\partial y_l} \right) dY \right] \frac{\partial v_i(y)}{\partial y_j} d\Omega = \\ & \int_{\Omega} \left( \frac{1}{|Y|} \int_Y f_i v_i(y) dY \right) d\Omega \end{aligned} \quad (16)$$

$$\Rightarrow \int_{\Omega} D_{ijkl} \left( \frac{\partial u_k^1}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^2}{\partial y_l} \right) dY = \int_Y f_i v_i(y) dY \quad (17)$$

由方程(13)可见 $u^0$ 描述了材料宏观尺度的位移;由方程(16)可见 $u^1$ 描述了细观尺度的位移;方程(13)说明了 $u^1$ 与 $u^0$ 之间的直接函数关系,引入

$$\int_Y D_{ijpq} \frac{\partial \chi_p^{kl}}{\partial y_q} \frac{\partial v_i}{\partial y_j} dY = \int_Y D_{ijpq} \frac{\partial v_i}{\partial y_j} dY \quad (18)$$

$\chi_p^{kl}$ 是广义位移,具有周期性特征,连接宏观尺度与微观尺度,是细观结构的1阶位移场;上标 $k, l$ 表示宏观坐标方向,下标 $p$ 表示微观坐标方向; $\chi_p^{kl}$ 表示宏观 $k-l$ 方向变形后,细观 $p$ 方向的变形

$$u_i^1 = -\chi_i^{kl}(x, y) \frac{\partial u_k^0(x)}{\partial x_l} \quad (19)$$

将方程(19)代入方程(16)得

$$\int_{\Omega} \left[ \frac{1}{|Y|} \int_Y \left( D_{ijkl} - D_{ijpq} \frac{\partial \chi_p^{kl}}{\partial y_q} \right) dY \right] \frac{\partial u_k^0(x)}{\partial x_l} \frac{\partial v_i(x)}{\partial x_j} \quad (20)$$

$$d\Omega = \int_{\Omega} \left( \frac{1}{|Y|} \int_Y f_i dY \right) v_i(x) d\Omega + \int_S t_i v_i dS$$

方程(1)和方程(18)的形式一致。由对应项相等得

$$D_{ijkl}^H = \frac{1}{|Y|} \int_Y \left( D_{ijkl} - D_{ijpq} \frac{\partial \chi_p^{kl}}{\partial y_q} \right) dY \quad (21)$$

根据上述过程可知,求解等效刚度矩阵  $D_{ijkl}^H$ ,首先要求解  $\chi^{kl}$ 。对方程(8)和方程(21),以二维问题为例,  $i,j,k,l,p,q=1,2$ ,当  $k=l=1$  时,方程(8)为

$$\begin{aligned} & \left[ \left( D_{1111} \frac{\partial \chi_1^{11}}{\partial y_1} + D_{1122} \frac{\partial \chi_2^{11}}{\partial y_2} \right) \frac{\partial v_1}{\partial y_1} + \right. \\ & \left. \int_Y D_{1212} \left( \frac{\partial \chi_1^{11}}{\partial y_2} + \frac{\partial \chi_2^{11}}{\partial y_1} \right) \left( \frac{\partial v_1}{\partial y_2} + \frac{\partial v_2}{\partial y_1} \right) + \right. \\ & \left. \left( D_{1122} \frac{\partial \chi_1^{11}}{\partial y_1} + D_{2222} \frac{\partial \chi_2^{11}}{\partial y_1} + D_{2222} \frac{\partial \chi_2^{11}}{\partial y_2} \right) \frac{\partial v_2}{\partial y_2} \right] dY = \\ & \int_Y \left( D_{1111} \frac{\partial v_1}{\partial y_1} + D_{1122} \frac{\partial v_2}{\partial y_1} \right) dY \end{aligned} \quad (21)$$

当  $i=j=1$  及  $i=j=2$  时,方程(21)分别转化为

$$D_{1111}^H = \frac{1}{|Y|} \int_Y \left( D_{1111} - D_{1111} \frac{\partial \chi_1^{11}}{\partial y_1} - D_{1122} \frac{\partial \chi_2^{11}}{\partial y_2} \right) dY \quad (22)$$

$$D_{2211}^H = \frac{1}{|Y|} \int_Y \left( D_{2211} - D_{2211} \frac{\partial \chi_1^{11}}{\partial y_1} - D_{2222} \frac{\partial \chi_2^{11}}{\partial y_2} \right) dY \quad (23)$$

对方程(22)进行化简

$$\begin{aligned} & \int_Y \left\{ \frac{\partial v_1}{\partial y_1} \frac{\partial v_2}{\partial y_2} \frac{\partial v_1}{\partial y_2} \frac{\partial v_2}{\partial y_1} + \frac{\partial v_1}{\partial y_1} \right\} D \begin{Bmatrix} \frac{\partial \chi_1^{11}}{\partial y_1} \\ \frac{\partial \chi_2^{11}}{\partial y_2} \\ \frac{\partial \chi_1^{11}}{\partial y_2} + \frac{\partial \chi_2^{11}}{\partial y_1} \end{Bmatrix} dY = \\ & \int_Y \left\{ \frac{\partial v_1}{\partial y_1} \frac{\partial v_2}{\partial y_2} \frac{\partial v_1}{\partial y_2} \frac{\partial v_2}{\partial y_1} \right\} \begin{Bmatrix} D_{1111} \\ D_{2211} \\ 0 \end{Bmatrix} dY \end{aligned} \quad (24)$$

$$\text{设 } v = [v_1, v_2]^T, \varepsilon(v) = \left\{ \frac{\partial v_1}{\partial y_1} \frac{\partial v_2}{\partial y_2} \frac{\partial v_1}{\partial y_2} \frac{\partial v_2}{\partial y_1} \right\}^T,$$

$$\chi^{11} = [\chi_1^{11}, \chi_2^{11}]^T, \varepsilon(\chi^{11}) = \left\{ \frac{\partial \chi_1^{11}}{\partial y_1} \frac{\partial \chi_2^{11}}{\partial y_2} \frac{\partial \chi_1^{11}}{\partial y_2} + \frac{\partial \chi_2^{11}}{\partial y_1} \right\}^T,$$

$$D = \begin{bmatrix} D_{1111} & D_{1122} & 0 \\ D_{2211} & D_{2222} & 0 \\ 0 & 0 & D_{1212} \end{bmatrix} = [d_1 \ d_2 \ d_3].$$

式24化简为

$$\int_Y \varepsilon^T(v) D \varepsilon(\chi^{11}) dY = \int_Y \varepsilon^T(v) d_1 dY \quad (25)$$

引入有限元法节点形函数来描述单胞结构

$$\varepsilon(v) = Lv = LN^e(v) = B(v)$$

$$\varepsilon(\chi^{11}) = L\chi^{11} = LN^e(\chi^{11}) = B(\chi^{11})$$

式中  $A$  表示  $n$  个节点按节点顺序的集合。式(25)为

$$\int_Y B^T DB dY = \int_Y B^T d_1 dY \quad (26)$$

对方程(23)进行化简

$$D_{1111}^H = \frac{1}{|Y|} \int_Y (D_{1111} - d_1^T \varepsilon(\chi^{11})) dY \quad (27)$$

$$D_{2211}^H = \frac{1}{|Y|} \int_Y (D_{2211} - d_2^T \varepsilon(\chi^{11})) dY \quad (28)$$

当  $k=l=2$  时,设  $\chi^{22} = [\chi_1^{22}, \chi_2^{22}]^T$ ,可得

$$\int_Y B^T DB dY = \int_Y B^T d_2 dY \quad (29)$$

当  $i=j=1$  时

$$D_{1122}^H = \frac{1}{|Y|} \int_Y (D_{1122} - d_1^T \varepsilon(\chi^{22})) dY \quad (30)$$

当  $i=j=2$  时

$$D_{2222}^H = \frac{1}{|Y|} \int_Y (D_{2222} - d_2^T \varepsilon(\chi^{22})) dY \quad (31)$$

当  $k=1, l=2$  时,设  $\chi^{12} = [\chi_1^{12}, \chi_2^{12}]^T$  得到

$$\int_Y B^T DB dY = \int_Y B^T d_3 dY \quad (32)$$

当  $i=1, j=2$  时

$$D_{1212}^H = \frac{1}{|Y|} \int_Y (D_{1212} - d_3^T \varepsilon(\chi^{12})) dY \quad (33)$$

取  $\chi = [\chi^{11}, \chi^{22}, \chi^{33}]^T$ ,合并方程,得

$$\int_Y B^T DB dY = \int_Y B^T D dY \quad (34)$$

合并方程(28)、(29)、(30)、(31)、(34)得

$$D^H = \sum_{i=1}^m \frac{Y^e}{Y} (D - DB\chi^e) \quad (35)$$

位移函数必须在单元内连续,在相邻两单元的公共边界上协调。如图 2 所示,单胞结构坐标的对应边界点上,广义位移必满足周期性边界条件

$$\chi_p^{kl}(y_1^0, y_2) = \chi_p^{kl}(y_1^0 + Y, y_2) \quad (36)$$

$$\chi_p^{kl}(y_1, y_2^0) = \chi_p^{kl}(y_1, y_2^0 + Y) \quad (37)$$

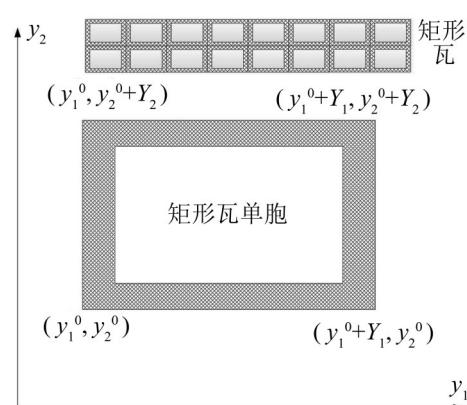


图 2 矩形瓦的单胞模型

对于二维问题,将(36)、(37)代入方程(34),即可由方程(35)求得周期结构的等效力学参数。

## 2 数值算例

### 2.1 矩形瓦等效化模型求解及验证

为验证所建立的等效化方法正确性,将理论计

算的结果和已有文献中的结果进行对比。分析对象如图 2 所示,单胞尺寸  $1\text{ m} \times 1\text{ m}$ ,方孔  $0.4\text{ m} \times 0.6\text{ m}$ ,材料参数:  $D_{11}=30$ ,  $D_{22}=30$ ,  $D_{12}=D_{66}=10$ 。根据上述方法,建立单胞的有限元模型,提取单元信息和节点坐标信息,利用 MATLAB 数学工具编写均匀化理论程序,计算结构的等效力学参数,得到等效弹性模量:  $D_{11}=13.0148$ ,  $D_{22}=17.5523$ ,  $D_{66}=2.7849$ ,  $D_{12}=3.2410$ , 和文献[2]中的计算结果吻合 (Table1:  $D_{11}=12.820$ ,  $D_{22}=17.407$ ,  $D_{66}=2.634$ ,  $D_{12}=3.124$ ) (单位为  $\text{N/m}^2$ )。

## 2.2 手性瓦等效化模型求解及验证

利用有限元软件 ANSYS 建立手性结构瓦单胞模型,划分网格,如图 3 所示。根据渐进均匀化理论,可计算出手性结构等效化力学参数:  $D_{11}=3.1914 \times 10^6$ ,  $D_{12}=1.3208 \times 10^6$ ,  $D_{21}=1.3208 \times 10^6$ ,  $D_{22}=3.1057 \times 10^6$ ,  $D_{66}=8.2829 \times 10^5$ (单位为  $\text{N/m}^2$ )。由此得等效化后的材料参数

$$E_1 = D_{11} - \frac{2 \times D_{12} \times D_{12}}{D_{22}} = 2.0680 \times 10^6 \text{ N/m}^2,$$

$$E_2 = D_{22} - \frac{D_{22} \times D_{12}^2}{D_{11} \times D_{22} - D_{12}^2} = 2.4423 \times 10^6 \text{ N/m}^2,$$

$$E_3 = E \frac{0.1312 \times 10^{-3}}{235.8187 \times 10^{-6}} = 2.7818 \times 10^6 \text{ N/m}^2,$$

$$v_{12} = \frac{D_{12}}{D_{22}} = 0.4253, v_{21} = \frac{D_{21}}{D_{22}} = 0.4253,$$

$$v_{23} = 0.48, v_{13} = 0.48, G_{12} = 8.5077 \times 10^5 \text{ N/m}^2, G_{23} = 9.3979 \times 10^5 \text{ N/m}^2, G_{13} = 6.865 \times 10^5 \text{ N/m}^2.$$

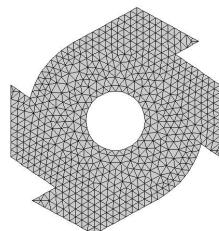


图 3 手性结构抗冲瓦的单胞结构

为验证等效参数的有效性,建立空气中二维加筋板敷设手性结构瓦的动力学模型。将得到的等效参数代入等效模型计算声辐射,并与实际结构的计算结果进行比较。模型及等效模型如图 4 所示。等效瓦模型中,没有内部结构,材料参数采用各向异性的等效材料参数代入。手性结构瓦芯层材料参数为:弹性模量  $5 \times 10^9 \text{ Pa}$ , 泊松比 0.48, 密度  $1100 \text{ kg/m}^3$ 。瓦的湿表面材料参数为:弹性模量  $1 \times 10^9 \text{ Pa}$ , 泊松比 0.48, 密度  $1430 \text{ kg/m}^3$ 。加筋板材料参数为:弹性模量  $2.1 \times 10^{11} \text{ Pa}$ , 泊松比 0.3, 密度  $7850 \text{ kg/m}^3$ 。加筋板几何参数为:长  $0.8 \text{ m}$ , 加筋板厚  $3 \text{ mm}$ , 手性瓦厚度为  $5 \text{ cm}$ , 瓦湿表面面板厚度为  $6 \text{ mm}$ 。在加筋板

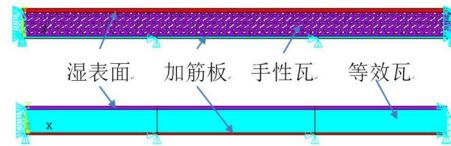


图 4 敷设手性结构瓦和等效瓦的加筋板模型

上  $X=0 \text{ m}, 0.25 \text{ m}, 0.55 \text{ m}$  和  $0.8 \text{ m}$  处约束  $UX$  和  $UY$  方向位移,在  $X=0.45 \text{ m}$  处施加  $Y$  方向单位力。

图 5 是手性结构瓦等效瓦模型和手性结构瓦二维模型在空气中的声辐射功率曲线图。可见,低频  $4 \text{ Hz} \sim 0.5 \text{ kHz}$  内两者吻合较好;在  $0.5 \text{ kHz} \sim 2.5 \text{ kHz}$  和  $3 \text{ kHz} \sim 4 \text{ kHz}$  内,趋势一致且幅值大致相同;在  $2.5 \text{ kHz} \sim 3 \text{ kHz}$  内趋势大致相同但幅值相差较大。等效化模型的共振峰值点少于实际结构的幅值点,说明等效化减少了原结构的固有模态。

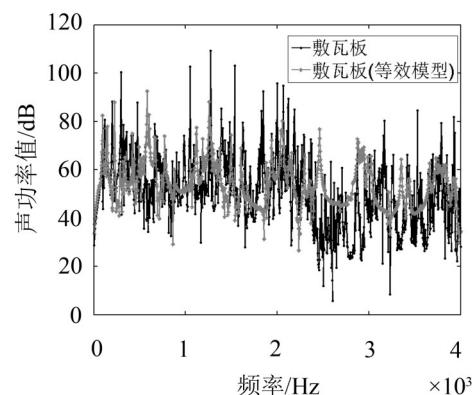


图 5 手性瓦和等效瓦的敷瓦板声辐射功率级曲线

## 2.3 敷设手性结构瓦的加筋板水下声学性能计算

下面对一敷设手性结构瓦的加筋板声学性能进行计算。加筋板几何尺寸如图 6 所示,面板被两个横向以及两个纵向加强筋所约束<sup>[6]</sup>。

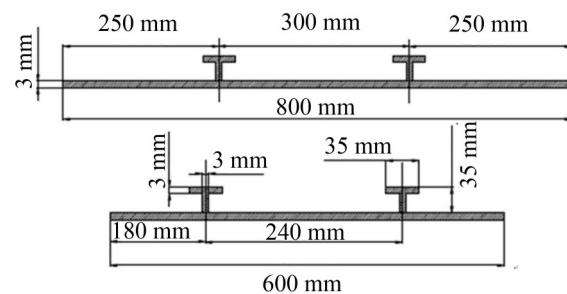


图 6 加筋板尺寸示意图

图 7 是敷设手性结构瓦水中声辐射的三维有限元模型。建立该模型时手性结构瓦采用等效瓦处理。

图 8 是  $0 \sim 4 \text{ kHz}$  内敷设手性结构瓦加筋板水下声辐射声压的计算值和实验值<sup>[7]</sup>的曲线。可见,计算值和实验值的变化趋势相同,数值方面有一定的差距,但可以基本反映辐射声压的大小。手性结构

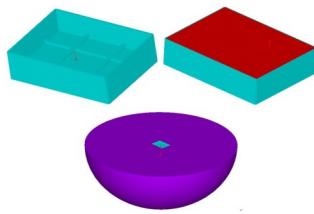


图7 敷设手性结构瓦的加筋板ANSYS有限元模型

瓦内部振动复杂,存在复杂的阻尼机制,在ANSYS计算中采用的阻尼值比实际值低,这是计算值和实验值在峰值处有差别的原因所在。

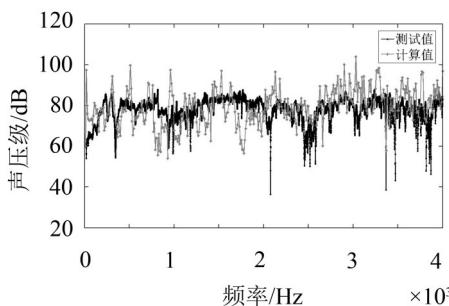


图8 敷设手性结构瓦加筋板某场点水下辐射声压比较

### 3 结语

通过研究,可以得到以下结论:

(1) 所建立的手性结构瓦等效化模型能够较好地模拟实际手性结构瓦的振动特性,能用于实艇敷设手性结构瓦后的声学性能计算;

(上接第179页)

(1) 运用Lyapunov稳定性定理对混合隔振系统的稳定性进行判断,并结合仿真分析的结果可知磁悬浮混合隔振系统具有良好的稳定性;

(2) 运用谐波平衡法对建立的运动微分方程进行解析,得到不同参数下非线性微分方程的频响曲线及其变化规律;

(3) 运用Simulink软件对系统模型进行仿真分析,得到不同时间范围不同隔振状态下系统的功率谱图,可知主动隔振在低频处的隔振效果明显优于被动隔振,但位移非线性项的影响会使得主动隔振在倍频处产生附加能量。

参考文献:

- [1] 何琳,徐伟.舰船隔振装置技术及其进展[J].**声学学报**,2013,38(2):128-136.
- [2] 徐洋,华宏星,张志谊,等.舰船主动隔振技术综述[J].**舰船科学技术**,2008,30(2):27-33.
- [3] P K Tripathi, K V Gangadharan. Coil based electromagnetic semi-active vibration control for flexible

(2) 为了更好地模拟实际手性结构,需要进一步考虑手性结构瓦的阻尼效果;

(3) 多尺度渐进均匀化理论可以对其它具有周期结构性质的覆盖层进行分析。

参考文献:

- [1] Hassani B, Hinton E. A review of homogenization and topology optimization I- homogenization theory for media with periodic structure[J]. **Computers and Structures**, 1998, (69): 707-717.
- [2] Hassani B, Hinton E. A review of homogenization and topology optimization II- analytical and numerical solution of homogenization equations[J]. **Computers and Structures**, 1998, (69): 719-738.
- [3] 周廷美,陈菲菲.瓦楞夹层结构等效弹性常数的多步均匀化方法[J].**武汉理工大学学报**,2009,31(17):141-144.
- [4] 王飞,庄守兵,虞吉林.用均匀化理论分析蜂窝结构的等效弹性参数[J].**力学学报**,2002,34(6):914-922.
- [5] 孙士平,赖余东.蜂窝体胞尺寸对夹芯板性能的影响研究[J].**航空材料学报**,2011,31(2):61-66.
- [6] 肖锋,谌勇,马超,等.橡胶蜂窝覆盖层水下爆炸响应及抗冲击性能[J].**噪声与振动控制**,2013,33(4):44-49.
- [7] Dawei Zhu, Xiuchang Huang, Yu wang et al. Experimental and numerical research on the underwater sound radiation of floating structures with covering layers[J]. **Proc IMechE Part C: J Mechanical Engineering Science**, 2015, 229(3): 447-464.

structures[J]. **Annals of Faculty Engineering Hunedoara- International Journal of Engineering**, 2012: 185-190.

- [4] R. A. Ibrahim. Recent advances in nonlinear passive vibration isolators[J]. **Journal of Sound and Vibration**, 2008, (314): 371-452.
- [5] 谢强,帅长庚,李彦.主动控制中作动器非线性谐频的控制[J].**噪声与振动控制**,2013,33(1):56-58.
- [6] 胡光军.一种非线性隔振器的设计及实验研究[D].上海:上海交通大学,2011.
- [7] Shu-Yong Liu, Xiang Yu, Shi-Jian Zhu. Study on the chaos anti-control technology in vibration isolation system[J]. **Journal of Sound and Vibration**, 2008, (310): 855-864.
- [8] Jiaorui Li, Wei Xu, Xiaoli Yang. Chaotic motion of van der pol-mathieu-duffing system under bounded noise parametric excitation[J]. **Journal of Sound and Vibration**, 2008, (309): 330-337.
- [9] 何琳,李彦,杨军.磁悬浮一气囊主被动混合隔振装置理论和实验[J].**声学学报**,2013,38(2):241-249.
- [10] 胡海岩.应用非线性动力学[M].北京:航空工业出版社,2000.