

幂指数棱台声子晶体对薄板振动弯曲波的 调控特性研究

金星, 张振华

(海军工程大学舰船与海洋学院, 湖北 武汉 430033)

摘要: 针对薄板结构的振动控制, 提出了一种幂指数棱台声子晶体构型, 并对其带隙的产生机理和影响因素进行了分析, 结果表明提出的幂指数棱台声子晶体具有三个弯曲波完全带隙, 其中第二带隙宽度可达 850 Hz。联合数值仿真和试验方法对声子晶体的弯曲波带隙进行了验证。随着棱台结构高度的增加, 三个带隙的带宽扩大。棱台的幂函数幂次升高会使带隙的起始频率与终止频率降低, 而边缘厚度的增高会弱化能量聚焦效应使带隙的宽度逐渐变窄。具有线缺陷的声子晶体板可使带隙频段内的弯曲波沿着设计路径传播。

关键词: 振动控制; 薄板; 声子晶体; 完全带隙; 弯曲波

中图分类号: TB535 **文献标志码:** A **文章编号:** 1004-4523(2023)06-1687-08

DOI: 10.16385/j.cnki.issn.1004-4523.2023.06.023

引言

板壳类结构在船舶、航空、车辆等领域有着广泛的应用, 其减振降噪问题一直是工程界的重要关注点。声学超材料概念的提出为薄板结构的减振降噪提供了新的技术途径。其中声学黑洞 (ABH)^[1] 的结构厚度设计成幂指数函数 ($h(x) = \epsilon|x|^m (m \geq 2)$) 的形式, 可使沿该方向传播的振动波能流集中在结构的尖端位置, 再通过附加阻尼材料吸收振动能量以达到减振效果, 其在梁或板的减振^[2] 和能量调控^[3] 等方面具有广阔的应用前景。此外, 周期性结构产生的带隙也打开了结构减振降噪的另一条思路。

近年来国内外学者对带有声学黑洞的周期性结构进行了大量研究。Zhu 等^[4] 采用平面波展开法和有限元法对嵌入声学黑洞薄板结构进行了研究, 发现其可对弯曲波产生双折射效果。Zhao 等^[5] 提出了一种改进的声学黑洞板结构, 并通过数值模拟与仿真验证其可对弯曲波产生准直与聚焦效应。Tang 等^[6] 利用小波分解能量法对嵌有多个声学黑洞的欧拉-伯努利梁进行了研究, 发现其因声学黑洞效应产生了低频段的弯曲波带隙。Gao 等^[7] 提出了一种中心嵌有组合声学黑洞的梁结构, 发现其在 1200 Hz 频率下存在两个带隙, 并指出第一个带隙是由纵向和横向弯曲振动的耦合作用引起的。Deng 等^[8] 利用高斯展开法计算了环形声学黑洞的频散曲线, 通过分析等

频线, 发现其可在特定频率对弯曲波产生自准直效应。他还提出一种嵌有声学黑洞的圆柱壳结构, 并在此基础上通过添加加强筋来增强壳体刚度, 研究表明这种结构可有效阻隔弯曲波在壳体的轴向传播^[9]。同时还利用高斯展开法对嵌有十字型声学黑洞凹槽的板结构进行了研究, 利用结构的带隙特性抑制了板的弯曲振动^[10]。Tang 等^[11] 提出了一种嵌有双叶型声学黑洞的梁结构, 并结合局域共振效应与布拉格散射效应产生了宽频带隙。Zhou 等^[12] 通过数值模拟研究了一种复合型声学黑洞梁的动态和静态特性, 结果表明复合型声学黑洞梁在结构强度与抑制振动方面都优于传统的声学黑洞梁结构。O'Boy 等^[13] 利用瑞利-里茨变分能量法对声学黑洞板的固有频率进行了研究, 并发现在凹槽中将适量阻尼比附加于整个板具有更好的减振效果。Ji 等^[14] 提出了一种可贴附于结构上的圆形 ABH 吸振器结构, 并通过有限元法与试验验证其具有较好的减振效果。

声子晶体的缺陷态也是目前的一个研究热点。声子晶体周期性的破坏称为声子晶体的缺陷。Sigalas^[15] 发现在以铅圆柱为散射体, 环氧树脂为基体的二维声子晶体结构中, 改变散射体半径而形成的缺陷可对弹性波产生局域作用。赵寰宇等^[16] 研究了以水为基体、钢柱为散射体的声子晶体的带隙特性, 与实验测得的缺陷局域模态频率对比具有较好的一致性。江卫锋等^[17] 发现将声子晶体的点缺陷引入声子晶体的周期性结构中可以扩大声子晶体的带隙范围。徐

驰等^[18]验证了声子晶体的线缺陷具有聚声效应。

虽然目前对声学黑洞已开始了相关研究,但利用周期性声学黑洞的带隙特性实现结构减振的研究比较匮乏,且提出的构型大多只存在方向带隙^[19],尚少有关于利用幂指数结构周期性排列形成完全带隙从而抑制板弯曲振动的研究。传统的声学黑洞构型的结构厚度通常以幂指数函数的形式减小,会削弱结构强度。本文借鉴声学黑洞构型,提出了一种幂指数棱台声子晶体,可通过胶接的方式将轻质材料制成的幂指数棱台结构贴附于薄板上,利用声子晶体的聚焦效应与带隙特性抑制板的弯曲振动。研究发现该声子晶体具有三个宽频弯曲波完全带隙。结合其模态振型和频散曲线,对带隙产生的机理进行了分析,并研究了带隙的影响因素;通过数值仿真和试验对结构的带隙特性进行了验证;最后利用声子晶体的线缺陷与带隙特性实现了弯曲波波导。

1 研究模型

如图 1 所示,声子晶体原胞由幂指数棱台与薄板组成。所述幂指数棱台是指:上端面和下端面为正方形,棱面呈幂指数曲线向内侧弯曲,上端面中心设置有柱形空洞的棱台,如图 2 所示。幂指数棱台底座的正方体边长为 a ,边缘厚度为 h_A ,总高度为 H_A ,凹陷宽度为 r_A 。幂指数棱台在 x 与 y 方向的厚度变化为

$$\begin{cases} H(x) = \epsilon |x|^m + h_A \\ H(y) = \epsilon |y|^m + h_A \end{cases}, \text{棱台中间的圆柱形}$$

空洞半径为 r_{A1} ,空洞的深度为 H_{A1} 。薄板的长宽与

$$\nabla^2(D(\mathbf{r})\nabla^2\mathbf{w}(\mathbf{r},t)) - [1 - \nu(\mathbf{r})] \left[\frac{\partial^2 D(\mathbf{r})}{\partial x^2} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{w}(\mathbf{r},t)}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 D(\mathbf{r})}{\partial x \partial y} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{w}(\mathbf{r},t)}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 D(\mathbf{r})}{\partial y^2} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{w}(\mathbf{r},t)}{\partial x^2} \right] + \rho(\mathbf{r})h(\mathbf{r}) \frac{\partial^2 \mathbf{w}(\mathbf{r},t)}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

式中 t 为时间; \mathbf{r} 为位置矢量; $\mathbf{w}(\mathbf{r},t)$ 为板的横向位移; $\rho(\mathbf{r})$ 为密度; $D(\mathbf{r}) = E(\mathbf{r})h^3(\mathbf{r}) / \{12[1 - \nu^2(\mathbf{r})]\}$ 为板的弯曲刚度; $E(\mathbf{r})$ 为板的杨氏模量; $h(\mathbf{r})$ 为板的厚度; $\nu(\mathbf{r})$ 为泊松比。

2.2 频散曲线计算

根据 Bloch 定理,声子晶体板的位移场可表示为:

$$\mathbf{w}(\mathbf{r}) = e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} \mathbf{w}_k(\mathbf{r}) \quad (2)$$

$$\mathbf{w}_k(\mathbf{r}) = \mathbf{w}_k(\mathbf{r} + \mathbf{R}) \quad (3)$$

式中 $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ 为第一布里渊区的 Bloch 波矢; \mathbf{R} 为平移矢量; ω 为圆频率; $\mathbf{w}_k(\mathbf{r})$ 为与材料参数具有相同周期的周期函数。

第一布里渊区如图 3 阴影所示,根据原胞的平

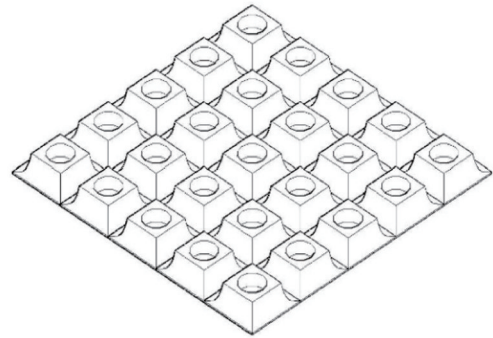


图 1 声子晶体周期性结构

Fig. 1 The periodic structure of phononic crystals

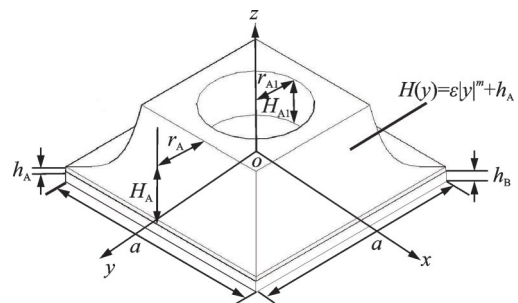


图 2 声子晶体晶胞

Fig. 2 The crystal cell of phononic crystal

棱台下端面一致,厚度为 h_B 。

2 幂指数棱台声子晶体带隙分析

2.1 声子晶体中弹性波基本方程

根据弹性力学理论,薄板内弯曲波的控制方程可写为:

移周期性,通过改变第一布里渊区的波矢 \mathbf{k} ,利用有限元软件求解特征值,可得到频散曲线。声子晶体的几何参数与材料参数如表 1 所示,其中薄板材料为钢,幂指数棱台材料为聚碳酸酯(PC)。由表 1 参数计算出幂指数棱台声子晶体的频散曲线如图 4 所示。

在有限厚度的板结构中,一般具有弯曲波、纵波、水平剪切波三种基本波模式。三者可分别表示为 A 模式、S 模式和 SH 模式,且与频率阶数 ($n \geq 0$) 相关,可以分别写为 An, Sn 和 SHn ($n=0, 1, 2, \dots$)^[20]。为分析频散曲线对应的波模式,图 5 列出了频散曲线中点 A~E 本征模态在 x, y 和 z 方向上的位移分量。其中,点 A, B, C, D 处本征模态在 z 方向上的振动幅值远大于其他两个方向,而点 E, F 处本征模态

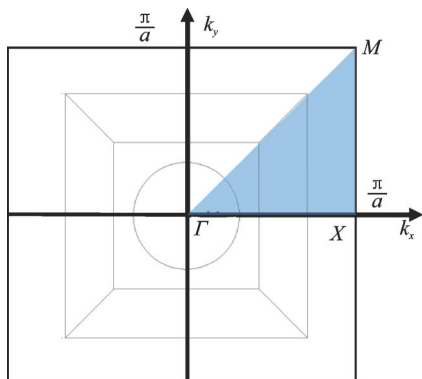


图 3 声子晶体第一布里渊区

Fig. 3 The first Brillouin zone of phononic crystal

表 1 声子晶体的几何参数与材料参数

Tab. 1 Geometrical parameters and material parameters of phononic crystals

参数	数值
棱台边长 a /mm	50
边缘厚度 h_A /mm	0.3
棱台高度 H_A /mm	15
缺陷宽度 r_A /mm	10
幂函数幂次 m	5
圆柱形空洞半径 r_{A1} /mm	11
圆柱形空洞深度 H_{A1} /mm	10
薄板厚度 h_B /mm	0.5
棱台杨氏模量 E_A /GPa	2.048
棱台密度 ρ_A /($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	1200
棱台泊松比 ν_A	0.45
薄板杨氏模量 E_B /GPa	210
薄板密度 ρ_B /($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	7800
薄板泊松比 ν_B	0.3

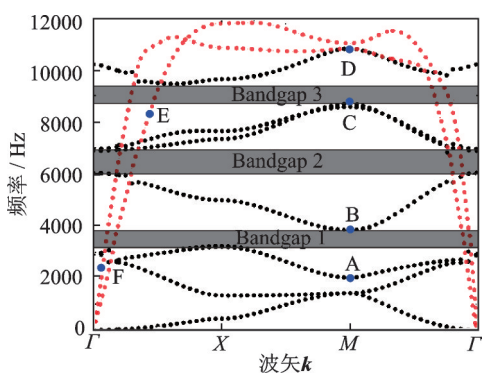


图 4 声子晶体频散曲线

Fig. 4 Frequency dispersion curves of phononic crystals

则分别主要在 x, y 方向产生较大的位移, 这表明点 A~D 所在频散曲线(图 4 黑点)对应弯曲波模式, 点 E, F 所在曲线(图 4 红点)则对应其他波模式^[21]。因薄板结构主要在垂向产生较大的振动, 故本文重点关注频散曲线中的弯曲波模式, 若隐去其他类型的波模式, 可以发现幂指数棱台声子晶体具有三个弯曲波完全带隙, 其频段如表 2 所示。

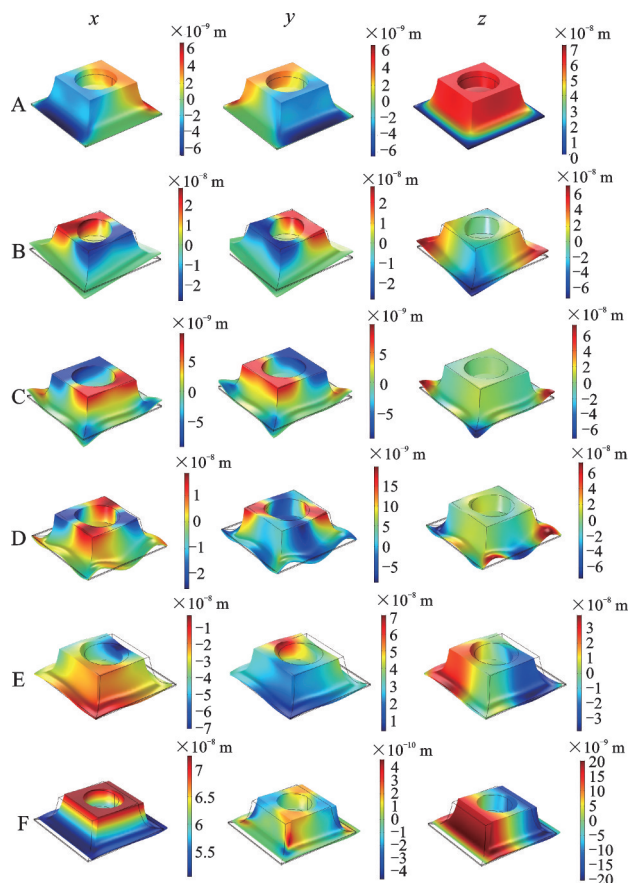


图 5 位移场分布

Fig. 5 Distribution of the displacement field

表 2 声子晶体完全带隙范围

Tab. 2 Range of complete band gap of phononic crystals

带隙名称	起始频率/Hz	终止频率/Hz
第一带隙	3200	3850
第二带隙	6080	6935
第三带隙	8700	9520

为更好地揭示带隙机理, 计算了自由边界条件下声子晶体原胞的固有频率, 其第一阶固有频率为 3475 Hz, 对应第一带隙频段。由图 6 可知, 原胞模态振型显示波的能量主要聚集于棱台的斜边处, 这是由于棱台厚度的变化导致弯曲波的波长减小, 振幅增大, 降低了弯曲波的群速度与相速度, 导致弯曲波能量被限制于幂指数斜面中, 即能量聚焦效应。这表明第一带隙是因聚焦效应引起的局域共振产生

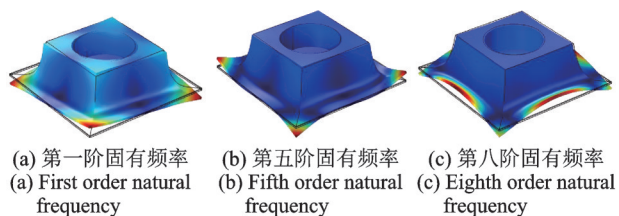


图 6 固有频率模态图

Fig. 6 Modal diagram of natural frequency

的^[21]。声子晶体原胞的第五阶固有频率(6806 Hz)对应第二带隙;第八阶固有频率(8749 Hz)对应第三带隙。图6中原胞固有频率的模式振型因聚焦效应出现了能量在幂指数斜面聚集的现象,这表明幂指数棱台产生的三个完全带隙都是因聚焦效应引起的局域共振产生的。

2.3 带隙影响因素分析

为揭示声子晶体的结构参数对带隙的影响规律,对声子晶体的参数进行研究。

2.3.1 幂指数棱台总高度 H_A 变化对带隙的影响

幂指数棱台声子晶体的总高度对带隙的影响规律如图7所示。其中声子晶体晶胞只改变总高度 H_A ,其他参数与表1一致。

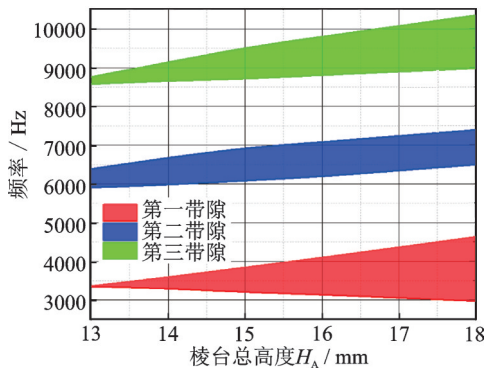


图7 总高度变化对带隙的影响

Fig. 7 The influence of total height variation on band gaps

通过图7可知,随着棱台总高度 H_A 的升高,第一带隙的起始频率逐渐降低,而其他两个带隙的起始频率则升高。三个带隙的终止频率都是随着 H_A 的增高而提高。对于带隙范围而言,第一带隙受 H_A 的影响最大,三个带隙的带宽随着 H_A 的升高而变宽,当高度为13 mm时,第一带隙开始出现。

2.3.2 幂函数幂次 m 变化对带隙的影响

幂函数的幂次对于声子晶体带隙也有较大的影响,其影响规律如图8所示。其中声子晶体原胞只

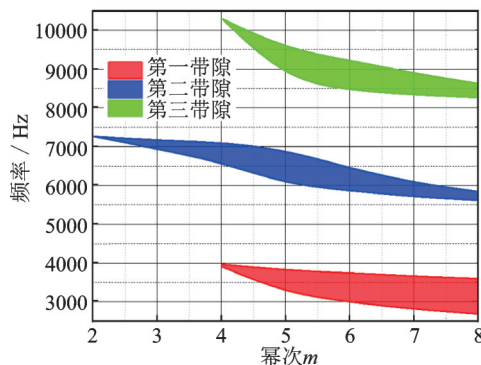


图8 幂次变化对带隙的影响

Fig. 8 The influence of power variation on band gaps

改变幂次 m ,其他参数与表1一致。

随着幂次 m 的增加,三个带隙的频段开始降低。这是由于幂次的增加导致结构刚度降低,从而使共振频率降低。通过提高幂函数的幂次,可获取频率较低且带宽较宽的带隙。值得一提的是,只有当幂函数幂次 m 大于2时才开始出现带隙,这是由于只有满足该条件时才可以触发能量聚焦效应^[22]。

2.3.3 幂指数棱台声子晶体的边缘厚度 h_A 变化对带隙的影响

幂指数棱台声子晶体的带隙对其边缘厚度十分敏感,如图9所示。其中声子晶体原胞只改变边缘厚度 h_A ,其他参数与表1一致。

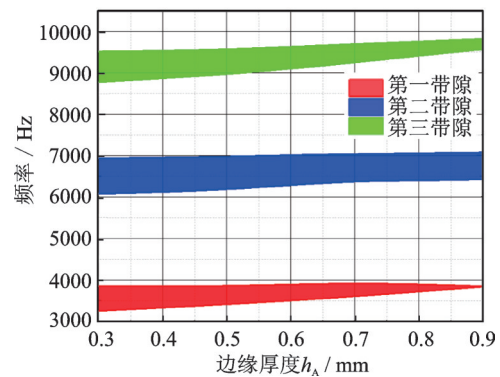


图9 边缘厚度对带隙的影响

Fig. 9 The influence of the thickness of the border on band gaps

随着边缘厚度 h_A 的增加,所有带隙的频段逐渐变窄,且带隙的起始频率开始升高,当 $h_A=0.9$ mm时,第一带隙消失。这是由于边缘厚度的升高,聚焦效应开始减弱,从而导致局域共振效应减弱^[21]。由此可知,可以通过降低棱台边界厚度的方式获得起始频率低且带宽更宽的带隙。

3 幂指数棱台声子晶体板对弯曲波的调控

3.1 幂指数棱台声子晶体板对弯曲波的阻隔

频散曲线可以预报带隙的频段,但还需通过分析传递损耗曲线去验证声子晶体的带隙特性,从而充分证明声子晶体板的减振特性。如图10所示,声子晶体板长为0.3 m,宽为0.2 m,厚度为0.5 mm,其上贴附有 4×4 个声子晶体原胞,声子晶体板四周为固支约束,且声子晶体的几何及材料参数与表1一致。在点P1处加载一个垂直于板的激励载荷,并拾取点P1与P2处的加速度用于计算传递损耗曲线。研究中通常将传递损耗曲线定义为^[23]:

$$H = 20 \lg \frac{X_1}{X_0} \quad (4)$$

式中 X_1 为点 P2 处的加速度; X_0 为点 P1 处的加速度。

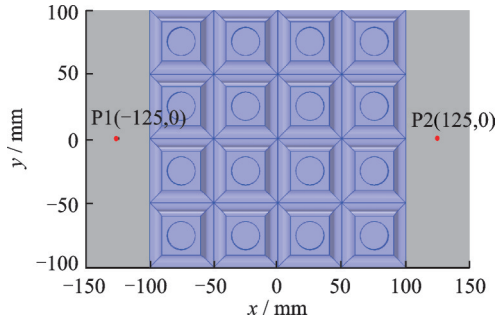


图 10 振动传递模型

Fig. 10 The vibration transfer model

图 11 给出了振动传递模型在激励频率为 1000~10000 Hz 作用下的传递损耗曲线。相较于平板结构, 声子晶体板在 3200~3800 Hz, 6300~7100 Hz, 8800~10000 Hz 三个频段对弯曲波具有较好的衰减效果, 声子晶体板的振动损耗传递最高可达 -45 dB, 且能量衰减段与带隙频段(图 11 蓝色虚线)基本一致。

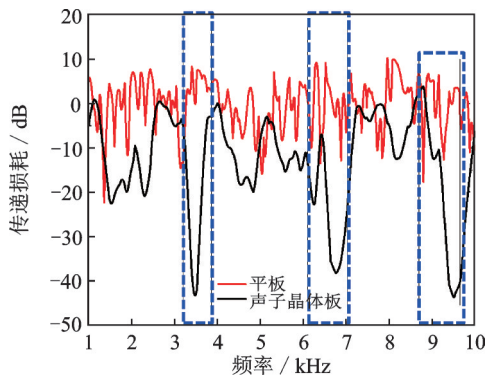
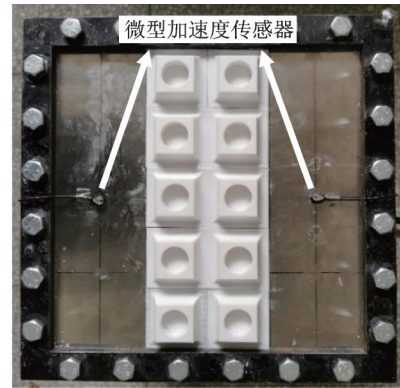


图 11 传递损耗曲线

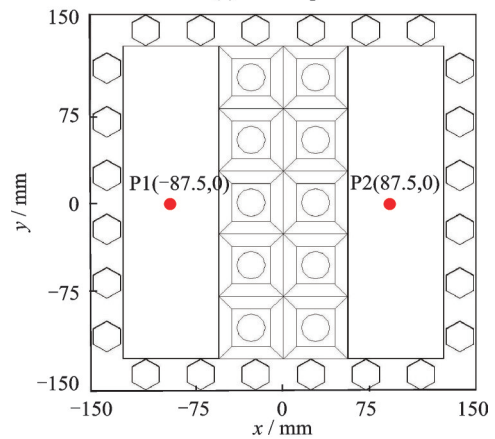
Fig. 11 The curves of transfer loss

为进一步验证幂指数棱台声子晶体带隙阻隔弯曲波的有效性, 根据表 1 参数制备了声子晶体板试验模型, 如图 12 所示。声子晶体板由 3D 打印机 (Raise3D Pro2) 加工出的聚碳酸酯棱台与尺寸为 300 mm×300 mm×0.5 mm 的薄钢板组成, 利用高强度 AB 胶将 2×5 个棱台粘结于薄板中部。

采用螺栓将声子晶体板固定于刚性支架上, 用于模拟固支约束条件。将激振器 (DH40050) 与升降台放置于模型下方, 调整升降台高度, 使激振器顶杆置于声子晶体板点 P1 下方, 以激励板产生振动。利用信号发生器 (FY6900) 与功率放大器 (DH5872) 对激振器的输出激振力进行设定。此外, 在声子晶体板点 P1, P2 处贴附微型加速度传感器 (1A803E) 用于测量两点的法向振动加速度, 试验测试系统如



(a) 整体照片
(a) Global photo



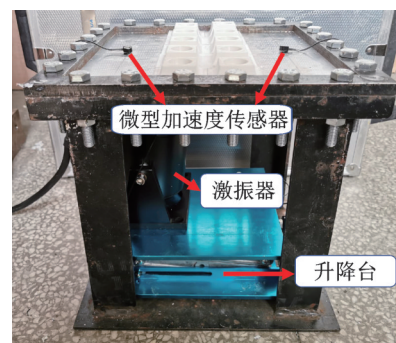
(b) 局部细节图
(b) Partial detail diagram

图 12 声子晶体板试验模型

Fig. 12 Experimental model of phononic crystal plate

图 13 所示。

试验中激振器的输入信号为 1000~4000 Hz 的正弦波信号。利用采集仪自带软件对点 P1, P2 的时



(a) 试验模型
(a) Test model



(b) 测试设备
(b) Test equipment

图 13 试验测试系统

Fig. 13 Experimental measuring system

域信号进行快速傅里叶变换,得到的频域信号用于计算传递损耗曲线,试验结果如图14所示。

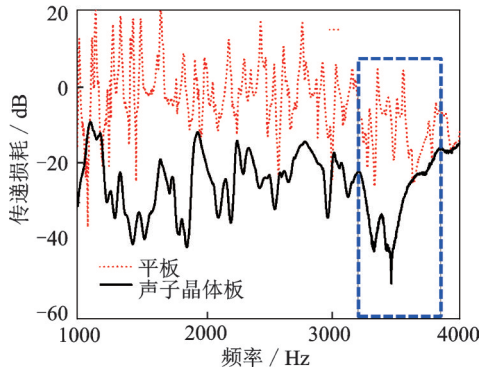


图14 传递损耗曲线

Fig. 14 The curves of transfer loss

由图14可知,试验模型在3210~3700 Hz频段具有明显的能量衰减段,有效抑制了板的弯曲振动响应,且能量衰减频段与带隙频段(蓝色虚线框)基本一致,验证了幂指数棱台声子晶体弯曲波带隙的减振特性。此外,试验样件在非带隙频段同样具有衰减振动的效果,这是由于声子晶体的幂指数剖面产生的能量聚集效应抑制了板的弯曲振动。试验结果表明,在带隙频段内的声子晶体板减振效果要优于在非带隙范围内的减振效果。

3.2 幂指数棱台声子晶体板对弯曲波的波导

缺陷是指对声子晶体理想周期性结构的破坏。可通过改变周期性结构中声子晶体的几何参数或是材料参数等方式生成缺陷。

对含Z型缺陷的声子晶体板进行传递损耗计算。在长度为0.4 m,宽度为0.35 m,厚度为0.5 mm的声子晶体板结构中设置一个Z型线缺陷,如图15所示。在点P1处施加一个频率为1000~10000 Hz,方向垂直于板,大小为1 N的简谐载荷,并拾取点P1与P2处的加速度,计算传递损耗曲线,结果如图16所示。相较于无缺陷的声子晶体板结构,具有线缺陷的

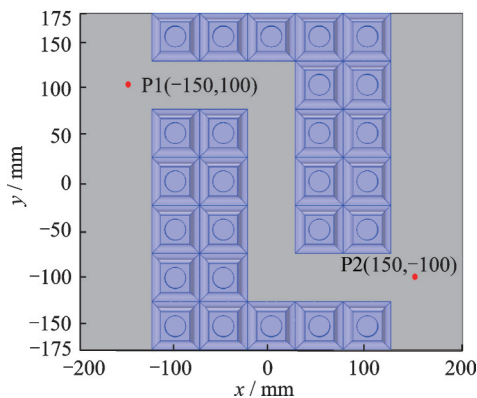


图15 Z型线缺陷

Fig. 15 Z-shaped line defects

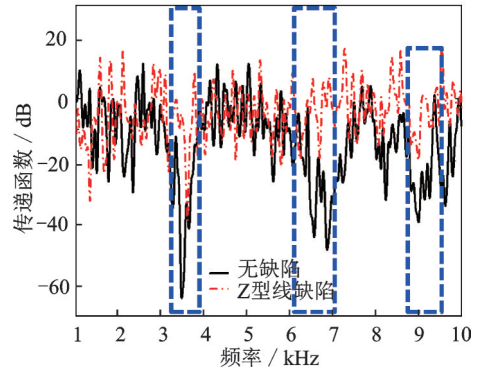


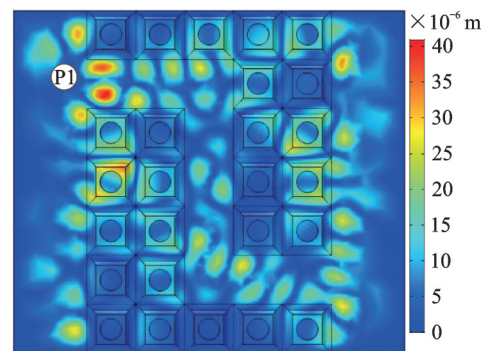
图16 传递损耗曲线

Fig. 16 The curves of transfer loss

声子晶体板的振动衰减效果有所下降。由此可见,线缺陷的引入会弱化结构的带隙特性。

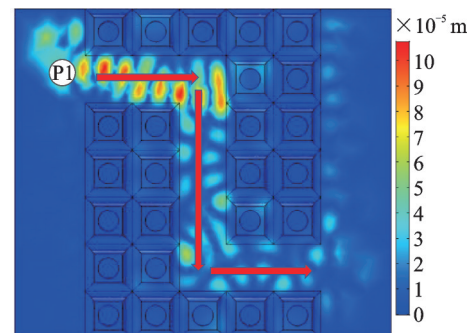
图17展示了具有Z型线缺陷的声子晶体板在载荷频率为2.6与3.5 kHz作用时的位移场分布。频率在带隙内的弯曲波可以沿着线缺陷进行传播,频率在带隙外的弯曲波则没有形成明显的波导效果。

在声子晶体薄板结构的中心处设置一个直线型线缺陷,并在点P3处设置一个频率为3400 Hz,垂直于板的简谐载荷,如图18所示。当频率在带隙范围内的载荷作用于具有直线型线缺陷的声子晶体板结构时,弯曲波可平稳地通过预定的路径传播。相较



(a) 2.6 kHz的位移场分布(禁带外)

(a) The distribution of displacement field of 2.6 kHz (out of band gap)



(b) 3.5 kHz的位移场分布(第一带隙内)

(b) The distribution of displacement field of 3.5 kHz (in first band gap)

图17 Z型线缺陷声子晶体板的位移场分布

Fig. 17 The distribution of displacement field of phononic crystal plate of Z-shaped line defects

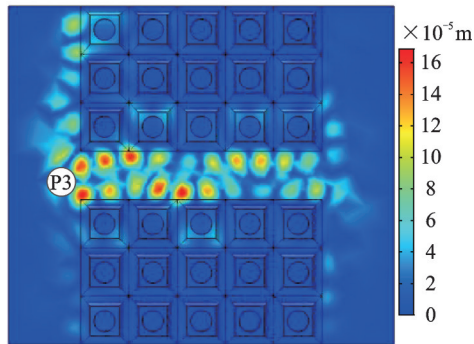


图18 直线型线缺陷

Fig. 18 Straight line defects

于直线波导,Z型线波导的传播距离较长,出口处的振幅明显减小。在实际应用中,需要合理安排波导传播路径的长度才能达到最佳波导效果。

利用声子晶体的波导效应可将弯曲波的大部分能量引至非重要的区域,从而在声子晶体板上生成振动屏蔽区域。如图19所示,在长度为0.35 m,宽度为0.35 m,厚度为0.5 mm的声子晶体板中设置T型线缺陷,在点P4(0,0)处设置频率为3700 Hz,方向垂直于板,大小为1 N的简谐载荷。由图19可知,带隙频段内的弯曲波可沿着T型线缺陷进行传播,并在声子晶体板内形成振动屏蔽区域(白色虚线框),且振动屏蔽区域在带隙范围内的位移远小于T型线缺陷上的位移。上述研究表明本文提出的声子晶体结构对弯曲波具有较好的振动屏蔽效果。

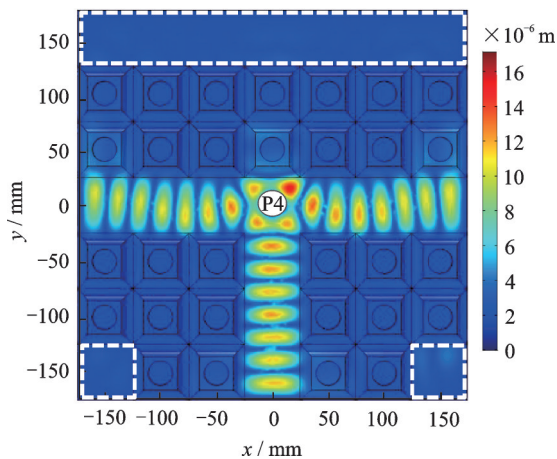


图19 T型线缺陷(载荷频率为3.7 kHz的位移云图)

Fig. 19 T-shaped line defects (the displacement nephogram of load frequency of 3.7 kHz)

4 结论

本文提出一种幂指数棱台声子晶体构型,并对其振动弯曲波的调控特性进行了研究,结论如下:

(1) 提出的幂指数棱台声子晶体结构具有三个宽频弯曲波带隙。其中第二带隙的带宽最宽,带宽

可达850 Hz。计算发现胞元的固有频率对应带隙频段,模态振型显示在棱台的棱面处产生了能量聚集现象。因此,声子晶体的带隙是由聚集效应引起的局域共振产生的。

(2) 研究发现随着声子晶体高度 H_A 的提升,三个带隙的带宽变宽,第一带隙的起始频率开始降低,而其他两个带隙的起始频率逐渐提高。幂函数幂次 m 的升高会使带隙的起始频率降低。边缘厚度 h_A 增高会弱化聚焦效应,导致带隙逐渐变窄。在保证板结构强度的前提下可降低边缘厚度,获得起始频率低且带宽更宽的带隙。

(3) 结合数值仿真与试验验证了声子晶体的带隙特性,并发现声子晶体可利用聚焦效应与带隙特性有效抑制板的弯曲振动。利用声子晶体的带隙特性与线缺陷实现了振动弯曲波的波导。在声子晶体板设置直线型、Z型和T型线缺陷,可使带隙频段内的弯曲波沿着特定路径传播,从而形成振动屏蔽区域。

本文结论可为船体板结构的宽频减振及振动控制提供参考。

参考文献:

- [1] Pelat A, Gautier F, Conlon S C, et al. The acoustic black hole: a review of theory and applications[J]. Journal of Sound and Vibration, 2020, 476: 115316.
- [2] Ji H L, Luo J, Qiu J H, et al. Investigations on flexural wave propagation and attenuation in a modified one-dimensional acoustic black hole using a laser excitation technique[J]. Mechanical Systems and Signal Processing, 2018, 104: 19-35.
- [3] 黄薇, 季宏丽, 裘进浩, 等. 二维声学黑洞对弯曲波的能量聚集效应[J]. 振动与冲击, 2017, 36(9): 51-57. Huang Wei, Ji Hongli, Qiu Jinhao, et al. Energy focusing effect of two-dimensional acoustic black hole on flexural waves[J]. Journal of Vibration and Shock, 2017, 36(9): 51-57.
- [4] Zhu H F, Semperlotti F. Phononic thin plates with embedded acoustic black holes[J]. Physical Review B, Condensed Matter, 2015, 91(10): 104304.
- [5] Zhao L X, Lai C Q, Yu M. Modified structural Luneburg lens for broadband focusing and collimation[J]. Mechanical Systems and Signal Processing, 2020, 144(5): 106868.
- [6] Tang L L, Cheng L. Broadband locally resonant band gaps in periodic beam structures with embedded acoustic black holes[J]. Journal of Applied Physics, 2017, 121(19): 194901.
- [7] Gao N S, Guo X Y, Cheng B Z, et al. Elastic wave modulation in hollow metamaterial beam with acoustic black hole[J]. IEEE Access, 2019, 7: 124141-124146.

- [8] Deng J, Guasch O, Zheng L. Reconstructed Gaussian basis to characterize flexural wave collimation in plates with periodic arrays of annular acoustic black holes[J]. *International Journal of Mechanical Sciences*, 2021, 194: 106179.
- [9] Deng J, Guasch O, Maxit L, et al. Reduction of Bloch-Floquet bending waves via annular acoustic black holes in periodically supported cylindrical shell structures[J]. *Applied Acoustics*, 2020, 169: 107424.
- [10] Deng J, Zheng L, Gao N S. Broad band gaps for flexural wave manipulation in plates with embedded periodic strip acoustic black holes [J]. *International Journal of Solids and Structures*, 2021, 224: 111043.
- [11] Tang L L, Cheng L. Ultrawide band gaps in beams with double-leaf acoustic black hole indentations[J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 2017, 142(5): 2802-2807.
- [12] Zhou T, Tang L L, Ji H L, et al. Dynamic and static properties of double-layered compound acoustic black hole structures[J]. *International Journal of Applied Mechanics*, 2017, 9(5): 1750074.
- [13] O'Boy D J, Krylov V V. Vibration of a rectangular plate with a central power-law profiled groove by the Rayleigh-Ritz method[J]. *Applied Acoustics*, 2016, 104: 24-32.
- [14] Ji H L, Wang N, Zhang C, et al. A vibration absorber based on two-dimensional acoustic black holes[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 2021, 500: 116024.
- [15] Sigalas M M. Elastic wave band gaps and defect states in two-dimensional composites[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1997, 101(3): 1256-1261.
- [16] 赵寰宇, 何存富, 吴斌, 等. 二维正方晶格多点缺陷声子晶体实验研究[J]. *物理学报*, 2013, 62(13): 296-304. ZHAO Huanyu, HE Cunfu, WU Bin, et al. Experimental investigation of two-dimensional multi-point defect phononic crystals with square lattice[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(13): 296-304.
- [17] 江卫锋, 殷鸣, 殷国富, 等. 固/固型二维正方晶格声子晶体缺陷态研究[J]. *应用声学*, 2016, 35(5): 410-416. JIANG Weifeng, YIN Ming, YIN Guofu, et al. Investigation of defect modes for two-dimensional solid/solid phononic crystals with square lattice [J]. *Journal of Applied Acoustics*, 2016, 35(5): 410-416.
- [18] 徐驰, 郭辉, 陈敏, 等. 二维声子晶体线缺陷聚声效应研究[J]. *人工晶体学报*, 2015, 44(7): 1929-1935. XU Chi, GUO Hui, CHEN Min, et al. Investigation on the sound energy localization in two-dimensional phononic crystals with a line defect[J]. *Journal of Synthetic Crystals*, 2015, 44(7): 1929-1935.
- [19] Ji H L, Han B, Cheng L, et al. Frequency attenuation band with low vibration transmission in a finite-size plate strip embedded with 2D acoustic black holes [J]. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 2022, 163: 108149.
- [20] 高南沙, 侯宏. 三维局域共振型声子晶体低频带隙特性研究[J]. *材料导报*, 2018, 32(2): 322-326. GAO Nansha, Hou Hong. Low frequency bandgap characteristics of three-dimensional local resonance phononic crystal[J]. *Materials Reports*, 2018, 32(2): 322-326.
- [21] Tang L L, Cheng L. Periodic plates with tunneled acoustic-black-holes for directional band gap generation [J]. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 2019, 133: 106257.
- [22] Mironov M A. Propagation of a flexural wave in a plate whose thickness decreases smoothly to zero in a finite interval[J]. *Soviet Physics Acoustics-USSR*, 1988, 34(3): 318-319.
- [23] 张振华, 陈志坚. 舰艇振动学[M]. 北京: 科学出版社, 2021. ZHANG Zhenhua, CHEN Zhijian. *Naval Ship Vibration*[M]. Beijing: Science Press, 2021.

Flexural wave manipulation in thin-slab structure with power exponent prismatic phononic crystals

JIN Xing, ZHANG Zhen-hua

(College of Naval Architecture and Ocean, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China)

Abstract: The thin-slab structure with a new form of phononic crystals is constructed. The mechanism and influencing factors of band gap are analyzed. The influence of power change on vibration reduction of phononic crystal plate is studied. Three complete phononic band gaps are obtained. The bandwidth of the second band gap reaches 850 Hz. As the height of the prism increases, the bandwidth of the three bandgap begins to widen. The power of the prism increases, the start and end frequencies of the band gap decrease, while the increase of the edge thickness weakens the energy focusing effect and gradually narrows the bandwidth of the band gap. By using the linear defect and band gaps of phononic crystals, the waveguide effect of thin-slab structure with phononic crystals is achieved. The study provides a new concept to manipulate the flexural wave of thin-slab structure.

Key words: vibration control; thin slab; phononic crystals; complete band gap; flexural wave

作者简介: 金星(1997—),男,硕士研究生。E-mail: 1014489186@qq.com。

通讯作者: 张振华(1976—),男,博士,副教授。E-mail: 2zsz@163.com。