

新型Helmholtz型声子晶体的低频带隙及隔声特性

韩东海 张广军 赵静波 姚宏

Low-frequency bandgaps and sound isolation characteristics of a novel Helmholtz-type phononic crystal

Han Dong-Hai Zhang Guang-Jun Zhao Jing-Bo Yao Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 114301 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211932

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211932>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

薄膜与Helmholtz腔耦合结构低频带隙

Low frequency band gaps of Helmholtz resonator coupled with membrane

物理学报. 2019, 68(21): 214208 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190673>

Helmholtz腔与弹性振子耦合结构带隙

Band gap of structure coupling Helmholtz resonator with elastic oscillator

物理学报. 2019, 68(8): 084302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182102>

球形复合柱表面波声子晶体的带隙特性仿真

Numerical simulation study on band gap characteristics of surface phononic crystal with spherical composite column

物理学报. 2021, 70(14): 144301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210165>

一种准零刚度声学超材料板的低频宽频带隔声行为

Broadband low-frequency sound insulation performance of quasi-zero stiffness local resonant acoustic metamaterial plate

物理学报. 2021, 70(24): 244302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211203>

基于二维声子晶体的大尺寸夹心式换能器的优化设计

Optimal design of large-sized sandwich transducer based on two-dimensional phononic crystal

物理学报. 2019, 68(2): 024303 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181955>

薄膜底面Helmholtz腔声学超材料的隔声性能

Sound insulation performance of Helmholtz cavity with thin film bottom

物理学报. 2019, 68(21): 214302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191131>

新型 Helmholtz 型声子晶体的低频带隙及隔声特性*

韩东海 张广军 赵静波† 姚宏

(空军工程大学基础部, 西安 710051)

(2021 年 10 月 18 日收到; 2022 年 2 月 3 日收到修改稿)

为了解决军用飞机舱室内产生的低频噪声问题, 构建了一种新型的 Helmholtz 型二维声子晶体, 该结构采用迷宫型开口通道, 并在结构加入了刚性振子. 研究发现, 该结构在晶格常数为 62 mm 条件下, 将第一低频带隙的下限降至 15 Hz 左右, 且在 100 Hz 频率左右形成一条宽度为 93 Hz 的带隙宽带, 表现出较好的低频隔声特性. 首先, 通过振型及声压场分析了其带隙成因, 采用“力-声类比”的方法建立了该结构的等效模型, 最后利用有限元法和传递矩阵法对第一低频的带隙范围进行了计算, 两种方法所得结果基本相符; 其次, 通过有限元法探究了晶格常数、空气通道长度及振子材料等结构参数对低频带隙的影响. 研究表明, 增加开口通道长度和晶格常数都会降低第一带隙下限, 增加振子材料密度能够有效降低第二带隙的上下限, 进一步揭示了该结构带隙形成的实质, 验证了等效模型的准确性. 该研究为低频噪声控制方面提供了一定的理论支持, 为低频声子晶体的设计提供了新的思路.

关键词: Helmholtz 共振腔, 声子晶体, 低频带隙, 隔声降噪

PACS: 43.20.+g, 43.50.+y, 46.40.Ff

DOI: 10.7498/aps.71.20211932

1 引言

近年来, 军用飞机的减振降噪性能成为衡量其性能的一项重要指标, 由于飞机在起飞及飞行过程中产生的低频噪声不仅会严重影响飞行人员及地面机组人员的健康^[1,2], 同时还会造成机体结构及电子设备产生声疲劳^[3], 大大降低飞机的使用寿命, 造成较大损失, 如何有效降低噪声与振动对武器装备的影响, 对提升部队战斗力意义重大. 研究可知, 飞机舱室内 500 Hz 以下的低频噪声强度犹大^[4], 且由于低频噪声波长较长, 目前所应用的常规隔声材料无法对其进行有效的控制^[5], 如何有效控制舱室内低频噪声成为目前亟待解决的难题.

近年来, 随着对声子晶体研究的不断深入, 声

子晶体及声学超材料的应用为解决飞机低频噪声问题提供了新的解决方案^[6,7], 声子晶体是一种具有特殊声学性质的周期性复合材料, 其声学性能主要是通过结构设计来实现, 其中最为重要的特性是其声波或弹性波的“带隙”特性, 其具体表现为: 当位于带隙频率区间内的声波或弹性波通过周期结构时, 弹性波或声波的传播会受到抑制, 但在带隙频率范围外的传播却不受影响. 这种带隙特性使声子晶体在减振降噪^[8,9]、噪音控制^[10,11]等方面应用前景广阔, 同时由于声子晶体可以通过结构设计或者引入功能材料来调控声子晶体能带^[12], 因此能够根据应用需求对不同频率的噪声进行控制.

声子晶体可分为局域共振型声子晶体和布拉格散射型声子晶体, 由于布拉格声子晶体需要的结

* 国家自然科学基金 (批准号: 11504429) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chjzjb@163.com

构尺寸往往很大, 不利于实际应用; 而基于局域共振型机理的声子晶体能够实现“小体积控制大波长”, 因而有更加广泛的应用, 其中利用 Helmholtz 共鸣腔是局域共振型机理的典型应用, 近年来, Helmholtz 型声子晶体成为减振降噪研究领域热点之一^[13–16]. 其中, Liu 等^[17] 构建了多孔复合 Helmholtz 谐振器的声学超表面, 在 450—1360 Hz 范围内具有近乎完美吸声效果; Gao 等^[15] 将超弹性材料集成到 Helmholtz 共鸣腔的主体结构中, 设计了星形的软 Helmholtz 吸收体并产生不同的声学特性. 陈鑫等^[18] 设计了一种含有薄膜壁的 Helmholtz 型声子晶体, 通过空气和薄膜的耦合振动, 将单个带隙扩展为多个带隙. 目前基于 Helmholtz 腔的声子晶体和声学超材料, 大多只利用空气的共振作用, 由于空气密度的限制, 其低频隔声性能往往无法进一步提升, 因此, 由简单结构发展为复杂结构, 由传统结构发展为复合结构, 追求“低频、宽带、轻质”成为声子晶体发展趋势^[19,20].

为进一步突破 Helmholtz 型声子晶体带隙下限, 提高低频隔声性能, 本文在之前设计的 Helmholtz 声子晶体^[7] 基础上, 对空气通道进行了改进, 设计了迷宫型开口空气通道, 并与两层“橡胶-振子-橡胶”结构进行耦合; 设计了一种新型的 Helmholtz 型声子晶体结构, 使用有限元法计算得到了该结构的带隙结构及隔声量, 并分析了其带隙产生机理; 通过“力-声类比”的方法建立了相应的等效模型, 采用传递矩阵法对第一带隙进行了计算; 同时, 通过仿真实验探究了各结构参数对带隙特性的影响, 进一步验证了等效模型的准确性, 为声子晶体设计探索提供了思路.

2 结构设计及其带隙特性

2.1 结构设计

本文所设计的声子晶体结构如图 1 所示, 其中, 图 1(a) 为元胞的横截面, 其周期排列方向为如图 1(a) 所示的 x, y 方向, 图 1(b) 为声子晶体周期结构排列的示意图. 如图所示, 元胞的框架结构整体设置成正方形, 其正方形框架的边长为 l_1 , 腔壁厚度为 b , 框架的右侧设置为迷宫型的开口空气通道, 悬臂梁数目为 n , 空气通道总等效长度为 l_2 , 等效宽度为 s , 在框架左侧用“硅橡胶-刚性振子-硅橡胶”结构代替原来框架的刚性壁, 并在腔体中间设置相同的“硅橡胶-刚性振子-硅橡胶”结构, 其中 2 个刚性振子高度为 l_r , 厚度为 b_s , 腔体中间的刚性振子与左侧框体距离为 l_3 , 在刚性振子两端的硅橡胶长度为 h_r , 宽度为 b_r , 外腔体积为 V_1 , 右腔体积为 V_2 , 左腔体积为 V_3 . 在结构设计中, 可以通过调整空气通道长度 l_2 , 晶格常数 a 等结构参数来达到调节带隙的目的. 图中黑色部分为框架结构, 材料为钢; 浅灰色部分为硅橡胶; 深灰色部分为刚性振子.

对于传统的 Helmholtz 型声子晶体, 带隙下限的降低主要通过增加开口处空气通道的长度实现, 但是空气通道长度的增加往往使得 Helmholtz 内腔体积减小, 使得空气弹簧的等效刚度增大, 导致其第一带隙下限无法进一步降低. 本文结构对开口空气通道进行了设计, 采用迷宫型开口通道, 这样的设计在不减小内腔体积的条件下, 大大增加了原来空气通道的长度, 使得第一带隙的下限进一步降低; 同时, 在 Helmholtz 共鸣腔中间及左侧腔壁上

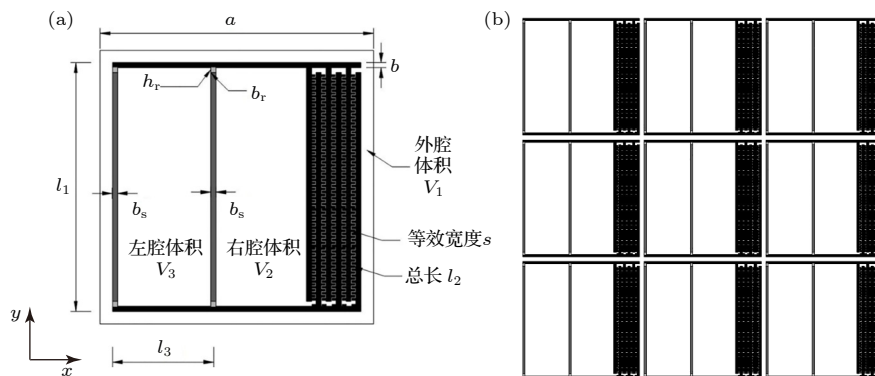


图 1 (a) 新型声子晶体元胞横截面; (b) 新型声子晶体周期排列结构

Fig. 1. (a) Cross section of the phononic crystal structure; (b) periodic arrangement structure of the phononic crystal.

加入刚性振子,并用橡胶进行两端固定,这种设计可以提高带隙的宽度并增加带隙数目,大大提高该结构低频隔声性能.

2.2 带隙特性及隔声性能

通过 Comsol Multiphysics 软件 (压力声学模块和固体力学模块) 对上述声子晶体结构进行仿真实验,对该结构的能带结构及隔声量进行计算. 在实验过程中,各结构参数设置如下: 框架边长设置为 $l_1 = 60$ mm, 腔壁厚度设置为 $b = 1$ mm, 晶格常数 $a = 62$ mm, 框架边长 $l_1 = 60$ mm, 开口空气通道等效长度 $l_2 = 510$ mm, 开口空气通道等效宽度 $s = 0.25$ mm, 硅橡胶厚度 $b_r = 1$ mm, 硅橡胶高度 $h_r = 1$ mm, 刚性振子厚度 $b_s = 1$ mm, 长度 $l_r = 56$ mm, 两刚性振子之间距离 $l_3 = 25$ mm.

首先,在带隙计算中,因框架材料设置为钢,其声阻抗比空气大得多,由于阻抗不匹配,入射的声波很难穿过固体框架,能够引起固体振动的能量几乎可以忽略,对结构带隙的影响较小,因此在仿真实验过程中,可以将结构框架设置为固定约束状态,沿其不可约 Brillouin 区边界进行遍历扫描,得到了 0—500 Hz 频率范围内的能带结构. 在计算过程中,由于能带结构表示的是声波在无限大结构内传播时频率与波矢的关系,而无限大周期结构是由元胞沿周期性方向无限重复排布而成. 因此,在计算周期结构的能带关系时,考虑到其在水平 x 方向与竖直 y 方向呈周期排列,在其中 1 个元胞的上下边界和左右边界施加两对周期性边界条件,将无限周期结构简化为单一元胞结构. 根据 Bloch 理论,该结构采用 Bloch-Floquet 边界,其表达式为

$$p(r+a) = p(r)e^{ika}, \quad (1)$$

式中, r 为位置矢量, a 为声子晶体的晶格常数, k 为波矢. 虽然该结构不是严格对称结构,但由于其带隙机理基于局域共振原理,在对其 1 个晶格进行建模时,仍可以按照不可约 Brillouin 区进行扫描,这一方法已被广泛用于 Helmholtz 型声子晶体带隙研究^[21]. 本文所选用的是正方形晶格,其对应的不可约 Brillouin 区如图 2 所示.

其次,在隔声量计算中,周期结构如图 3 所示,将 7 个元胞沿纵向串联,在周期性结构的左端设置背景压力场 (图中编号 2 部分),在两端分别设置完美匹配层 (图中编号 1, 4 部分) 模拟无限空气域,

用于吸收反射弹性波,保证结果准确性. 最后在计算周期结构的隔声量时,考虑到其在竖直方向呈周期排列,根据 Bloch 理论,在结构的上下边界设置 Bloch-Floquet 周期性边界以模拟横向的无限周期. 利用声压模式的隔声量计算 (2) 式对 0—500 Hz 范围内的声波进行隔声量计算,得到该结构在 0—500 Hz 范围内的隔声曲线:

$$T = -20 \lg \frac{|P_2|}{|P_1|}, \quad (2)$$

式中, T 为隔声量, P_2 为出射声压, P_1 为入射声压.

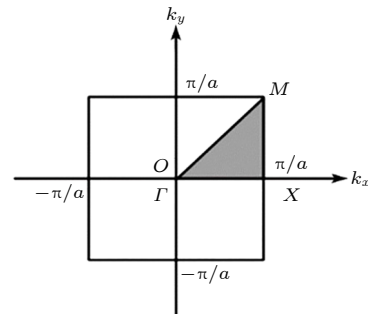


图 2 正方形晶格不可约 Brillouin 区

Fig. 2. The irreducible Brillouin region of the square lattice.



图 3 隔声量仿真示意图

Fig. 3. Schematic diagram of sound insulation volume simulation.

仿真实验得到的 0—500 Hz 范围内的能带结构及隔声曲线如图 4 所示. 图 4(a) 中的结构在 0—500 Hz 范围内共有 4 个完全带隙 (图中浅灰色部分), 分别为 15.223—17.464 Hz, 107.46—200.68 Hz, 231.18—310.68 Hz, 341.14—404.49 Hz, 其中第一带隙下限在 15 Hz 左右, 宽度为 2.2 Hz 左右 (其中 A 点是带隙起点, B 点为带隙上限终点), 此外, 该结构还存在 1 个 107—200 Hz 的低频宽带带隙 (其中 C 点是带隙起点, D 点为带隙上限终点), 并在 151 Hz 处出现了 1 条平直带. 由图 4(b) 可以看出, 该结构的隔声峰出现位置与带隙下限位置相同, 这验证上述带隙计算的正确性; 其次, 该结构在 15 Hz 处出现 1 个 25 dB 的隔声峰, 在 107 Hz 和 231 Hz 左右处出现 2 个超过 150 dB 的隔声峰, 且平直带的出现对隔声曲线无明显影响. 结果表明该结构具有较高的低频隔声性能.

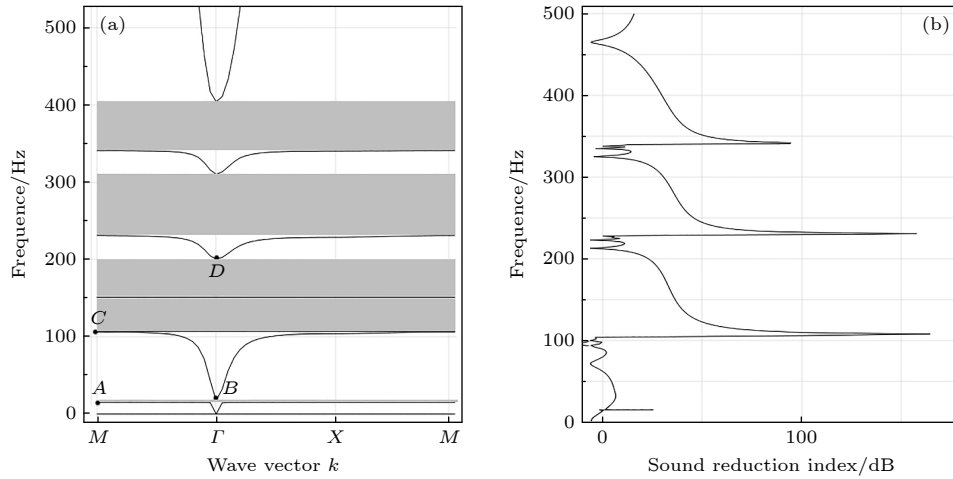


图 4 (a) 结构带隙图; (b) 隔声曲线

Fig. 4. (a) Band diagram; (b) transmission spectrum.

3 带隙机理及等效模型

为研究该型声子晶体的带隙产生机理, 探究 Helmholtz 腔与刚性振子之间的耦合作用, 本文取第一低频带隙的振动模态进行了分析研究, 并采用“力-声类比”方法建立的相应的等效模型.

第一带隙下限起点 A 及上限终点 B 处的声压情况如图 5 所示, 右侧图例为声压数值, 其单位为 Pa. 由图 5(a) 可以看出, 在 A 点处, 结构外腔声压最小且为零, 声压按照“右腔-左腔-外腔”顺序逐渐

减小, 空气通道内声压由内向外逐渐减小, 外腔声压为 0, 此处结构的固体振型如图 5(c) 所示, 由图可以看出, 两振子同时向左振动, 说明在 A 点处, 振动与外腔空气无关, 声波被局域在腔体内部, 且无法向外传播, 由此形成带隙下限.

由图 5(b) 可以看出, 在 B 点处, 结构外腔声压最大, 声压按照“外腔-左腔-右腔”顺序逐渐减小, 且空气通道内声压由内向外逐渐增大, 此处结构的固体振型如图 5(d) 所示, 可以看出, 两振子同时向右振动. 表明此时声波可以在腔体外部传播, 弹性

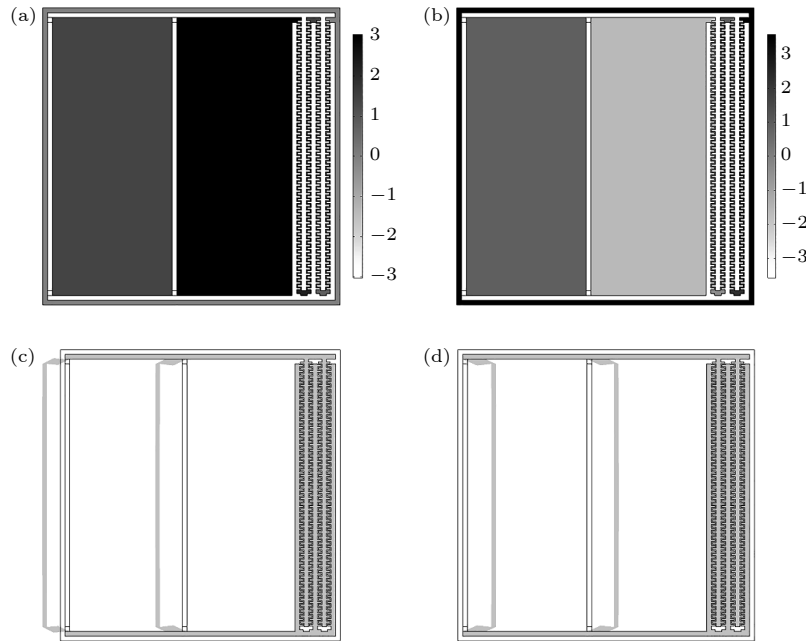

 图 5 (a) A 点处声场压力图; (b) B 点处声场压力图; (c) A 点处振型图; (d) B 点处振型图

 Fig. 5. (a) The sound pressure distribution diagram of point A ; (b) the sound pressure distribution diagram of point B ; (c) the vibration mode diagram of point A ; (d) the vibration mode diagram of point B .

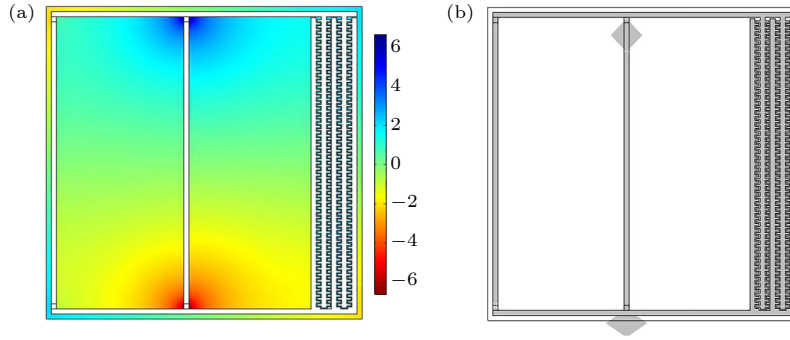


图 6 (a) 平直带处声场压力图; (b) 平直带处声场振型图

Fig. 6. (a) The sound pressure distribution diagram of the straight belt; (b) the vibration mode diagram of the straight belt.

振子与开口中空气同样做相向振动, 此时形成带隙上限.

对于 151 Hz 处平直带处的振动模式, 结合声压场和“硅橡胶-刚性振子-硅橡胶”结构的振型进行分析.

如图 6(b) 所示, 刚性振子沿其轴向上下振动, 在振动过程中各腔体积均没有发生改变, 但由于存在流固耦合作用, 左右腔内的声压场发生变化, 但这种变化是上下反对称的 (如图 6(a) 所示), 故在该过程中总的等效声压为零. 此时, 声波仍然被局域在腔内, 不能继续向外传播, 故该平直带的存在并不影响此结构的隔声特性.

对于声子晶体带隙机理研究, 一般通过建立“力-声类比”模型或“电-声类比”模型来进行研究, 本文选用“力-声类比”模型进行带隙研究, 并通过传递矩阵法对带隙进行求解, 设该结构高度为 1, 为了方便研究, 将该声子晶体结构划分为“外腔空气、开口通道内空气、内腔 (左、右腔) 空气、刚性振子、硅橡胶”等部分, 现将各部分分析如下.

1) 针对“开口通道内空气”部分, 由于空气通道宽度较小, 通道体积远小于腔体体积, 且声波的波长远大于 Helmholtz 腔的线度, 故迷宫型通道中的空气都处于声波波长的 1 个小区间, 可以认为通道内的空气振动是相同的, 该部分即可等效为在开口通道内运动的弹性杆, 其等效质量由 m_1 表示, 其表达式为

$$m_1 = \rho_{\text{air}} l_2 s. \quad (3)$$

其对应的传递矩阵为

$$U_2 = \begin{bmatrix} \cos(\beta l_2) & \frac{-\sin(\beta l_2)}{\beta \rho_{\text{air}} c^2 s} \\ \beta \rho_{\text{air}} c^2 s \sin(\beta l_2) & \cos(\beta l_2) \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中, ρ_{air} 为空气的密度, l_2 为空气通道的等效长度, s 为空气通道的横截面积, $\beta = \sqrt{\omega^2/c^2}$ 为波数, ω 为角频率, c 为此时空气中的声速.

2) 针对“右腔空气”和“外腔空气”部分, 当开口通道内空气发生振动时, 腔中的声压会随开口通道内空气运动而发生周期性的压缩和膨胀, 同时, 腔中空气压强的变化又会反作用于开口通道内空气的运动, 忽略其惯性力, 该部分可等效为无质量的弹簧, 其等效刚度计算公式为

$$k = \frac{\rho_{\text{air}} c^2 s l_r}{V}. \quad (5)$$

外腔空气对应的传递矩阵为

$$U_1 = \begin{bmatrix} \frac{s}{l_r} & -\frac{V_1}{\rho_{\text{air}} c^2 s l_r} \\ 0 & \frac{l_r}{s} \end{bmatrix}. \quad (6)$$

右腔空气对应的传递矩阵为

$$U_3 = \begin{bmatrix} \frac{l_r}{s} & -\frac{V_2}{\rho_{\text{air}} c^2 s l_r} \\ 0 & \frac{s}{l_r} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

式中, l_r 为刚性振子的长度, V_1 , V_2 分别表示外腔和右腔体积.

3) 针对内腔中间“刚性振子”部分, 其等效质量可以由 m_2 表示, 其表达式为

$$m_2 = \rho_s b_s l_r + \rho_r h_r b_r, \quad (8)$$

其对应的传递矩阵为

$$U_4 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ m_2 \omega^2 & 1 \end{bmatrix}, \quad (9)$$

式中, ρ_s 和 ρ_r 分别为弹性振子和橡胶的密度, b_s 和 b_r 分别为弹性振子和橡胶的厚度, h_r 为橡胶的高度, l_1 为该结构框架的边长.

4) 针对刚性振子两边的硅橡胶和“左腔空气”部分, 当刚性振子振动时, 两侧橡胶会发生较小的弹性变形, 可以看作是振动的伯努利-欧拉梁, 故将其等效为弹簧, 同时, 左腔空气起到一个空气弹簧的作用, 可等效为无质量的弹簧. 两弹簧并联共同作用于内腔中间的刚性振子, 其中硅橡胶刚度可以用 k_1 表示, 左腔空气弹簧的等效刚度用 k_2 来表示, 其表达式为^[19]

$$k_1 = 4 \left(\frac{h_r^3}{12EI} + \frac{h_r}{Gb_r \kappa} \right)^{-1}, \quad (10)$$

$$k_2 = \frac{\rho_{\text{air}} c^2 s l_r}{V_3}, \quad (11)$$

该并联弹簧所对应的传递矩阵为

$$U_5 = \begin{bmatrix} 1 & -\frac{1}{2k_1 + k_2} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (12)$$

式中, I 表示截面惯性矩, E , G 分别表示弹性模量和剪切模量, $\kappa = 0.833$ 为截面系数, V_3 表示左腔体积.

综上所述, 对于带隙下限, 此时该结构可等效为图 7(a) 所示的串联系统, 而对于带隙上限, 此时可等效为图 7(b) 所示的环形系统.

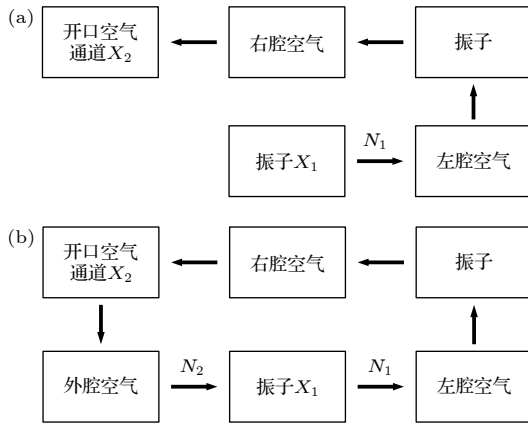


图 7 (a) 带隙下限系统示意图; (b) 带隙上限系统示意图
Fig. 7. (a) The system corresponding to the lower limit of band gap; (b) the system corresponding to upper limit of the band gap.

设声波传递方向为由内向外传播, 传递顺序为“左腔-右腔-开口通道”, 在带隙下限处, 声波不能在外腔中传播, 则其总体传递矩阵为

$$U_{\text{down}} = U_2 U_3 U_4 U_5. \quad (13)$$

根据边界条件, 可得方程

$$\begin{bmatrix} X_2 \\ 0 \end{bmatrix} = U_{\text{down}} \begin{bmatrix} X_1 \\ N_1 \end{bmatrix}, \quad (14)$$

式中, X_1 为空气通道内空气杆的位移, X_2 为左侧刚性振子位移, N_1 为左侧刚性振子的受力. 并且, 根据振子位移与其受力关系, 可得

$$N_1 = k_1 \cdot X_1. \quad (15)$$

联立 (14) 式, (15) 式可得

$$\begin{vmatrix} U_{\text{down}}^{1,1} & U_{\text{down}}^{1,2} & -1 \\ U_{\text{down}}^{2,1} & U_{\text{down}}^{2,2} & 0 \\ -k_1 & 1 & 0 \end{vmatrix} = 0, \quad (16)$$

式中, $U_{\text{down}}^{i,j}$ 表示 U_{down} 中各元素.

在带隙上限处, 声波可在外腔中传播, 传递顺序为“左腔-右腔-开口通道-外腔”, 此时可等效为环形系统, 则其总体传递矩阵为

$$U_{\text{up}} = U_1 U_2 U_3 U_4 U_5. \quad (17)$$

根据边界条件, 可得方程:

$$\begin{bmatrix} X_1 \\ N_2 \end{bmatrix} = U_{\text{up}} \begin{bmatrix} X_1 \\ N_1 \end{bmatrix}. \quad (18)$$

并且, 根据振子位移与其受力关系, 可得

$$N_2 - N_1 = k_1 \cdot X_1, \quad (19)$$

式中, N_2 为外腔对刚性振子的压力. 联立 (18) 式, (19) 式可得

$$\begin{vmatrix} U_{\text{up}}^{1,1} - 1 & U_{\text{up}}^{1,2} & 0 \\ U_{\text{up}}^{2,1} & U_{\text{up}}^{2,2} & -1 \\ k & 1 & -1 \end{vmatrix} = 0. \quad (20)$$

由 (16) 式、(20) 式即可分别解出该结构第一带隙的上下限范围.

本文采用有限元法和传递矩阵法求解了该结构第一低频带隙的上下限, 结果如表 1 所示. 从表 1 可以看出, 对于该结构的第一带隙, 两种方法得到的结果相近, 验证了模型假设的正确性. 造成误差的主要原因: 一是开口空气通道的等效长度及等效

表 1 两种方法所得的带隙范围

Table 1. The low-frequency band gap range obtained by the two methods.

计算方法	第一带隙下限	第一带隙上限
有限元法	15.223	17.464
传递矩阵法	15.959	17.131
误差/%	4.83	1.91

宽度不够准确, 存在一定误差, 二是通道内空气可压缩性的影响不可忽略, 理论计算值会有较大的误差.

4 带隙影响因素研究

为了分析部分结构参数对带隙结构的影响, 本文通过改变结构各项参数, 利用 COMSOL Multiphysics 软件进行仿真实验, 并通过等效模型进行理论计算, 探究了结构参数变化对其低频带隙的影响情况, 进一步揭示了其带隙产生机理.

图 8 显示了晶格常数 a 对该结构第一带隙上下限的影响. 在实验及理论计算过程中, 保持其他参数不变, 改变晶格常数 a 的大小, 结果如图 8 所示. 由图中可以发现, 第一带隙下限的数值不随晶格常数改变而改变, 这是由于带隙下限处等效模型总的传递矩阵与外腔空气无关, 晶格常数的改变仅使得外腔空气的等效刚度发生改变, 故带隙下限频率基本不变; 带隙上限会随着晶格常数增大而不断减小, 这是由于晶格常数增大会直接导致外腔空气体积 V_1 增大, 使得外腔空气等效刚度 k_1 减小, 导致带隙上限向低频方向移动. 结果验证了仿真实验与理论计算的一致性, 说明对于该结构, 在进行周期性排列时, 结构之间的间距越小, 产生的带隙就越宽.

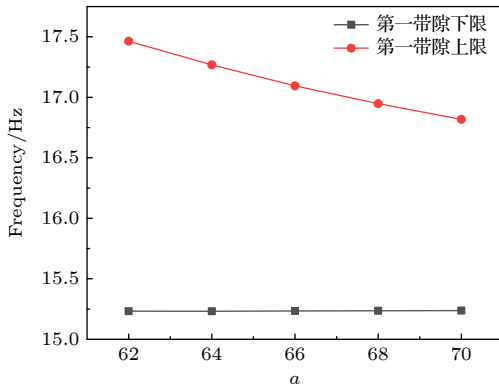


图 8 晶格常数 a 对第一低频带隙的影响

Fig. 8. Influence of the lattice constant a on the first band gap.

图 9 显示了迷宫型通道长度 l_2 对第一带隙上下限的影响. 在仿真实验过程中, 保持其他参数不变, 改变悬臂梁的个数 n , 从而改变空气通道长度 l_2 , 随着 l_2 的增加, 其带隙上下限都在下降, 且带隙宽度略有减小, 这是因为在其他结构参数保持不变的条件下, 随着空气通道的长度 l_2 不断增加, 使得

通道内空气所等效的弹性振子的等效质量 m_1 不断增加, 与此同时, 右腔体积不断减小, 使得右腔空气所等效的弹性模量不断增大, 因此使得带隙的上下限不断减小.

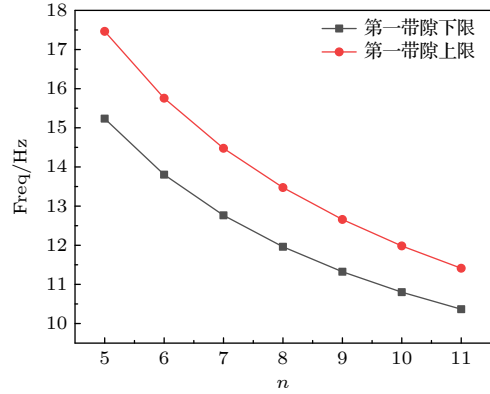


图 9 空气通道长度 l_2 对第一低频带隙的影响

Fig. 9. Influence of the length of air channel l_2 on the first band gap.

图 10 显示弹性振子的材料参数与第一、二带隙上下限之间关系, 仿真实验选用铜、钢、铝、碳、环氧树脂等材料进行研究, 由图中可以看出, 材料参数的不同对该声子晶体的带隙上下限具有较大的影响. 分析其影响带隙的主要因素, 由表 2 可以看出, 由于这些材料的杨氏模量基本上处于同一量级, 密度相差较大, 故弹性模量对带隙变化影响可以忽略, 而影响该结构带隙的因素主要考虑其密度的不同, 从图中可以看出, 随着材料密度不断增大, 第一带隙上下限变化不大, 第二带隙的上下限不断减小, 且宽度呈现不断减小的趋势. 根据等效模型可知, 第一带隙主要是由于空气通道的空气振动造

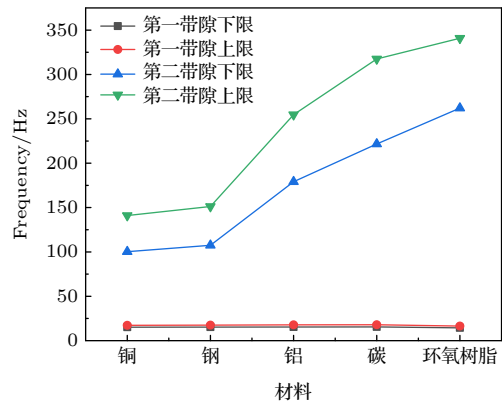


图 10 振子材料对第一、二低频带隙的影响

Fig. 10. Influence of oscillator material on the first and second band gaps.

成的, 而第二带隙主要是刚性振子振动所造成的. 在实验过程中, 空气通道的长度不发生改变, 空气通道中空气所等效的振子质量不发生变化, 所以弹性振子材料的改变对第一带隙的影响可以忽略不计; 材料密度改变会使得弹性长杆的振子质量发生改变, 且密度越大, 弹性长杆质量越大, 由等效模型的方程可知, 弹性长杆质量增加会使得第二带隙上下限不断降低, 使得第二带隙宽度相应减小.

表 2 材料参数
Table 2. Material parameters.

材料名称	铜	钢	铝	碳	环氧树脂
密度/($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	8950	7780	2730	1750	1180
杨氏模量/(10^{10} Pa)	16.46	21.06	7.76	23.01	0.45
泊松比	0.326	0.300	0.352	0.300	0.370

5 结 论

本文设计了一种新型 Helmholtz 型声子晶体, 该结构采用迷宫型开口空气通道, 并与两层刚性振子进行耦合. 通过理论分析, 建立了该结构的等效模型, 并通过有限元法和传递矩阵法计算了该结构的低频带隙, 揭示了带隙产生机理, 研究了带隙的影响因素以及隔声性能.

1) 新型声子晶体在 60 mm 的结构尺寸下, 将第一带隙下降达到 15 Hz, 且在 100 Hz 左右得到宽度超过 93 Hz 的带隙宽带, 具有较好的低频隔声特性, 在飞机客舱低频减振隔声领域的应用具有工程意义.

2) 通过“力-声类比”方法对该结构进行了分块分析, 并建立了与之对应的“弹簧-振子”等效模型, 进一步揭示了其带隙产生机理. 采用有限元法和传递矩阵法求解了第一带隙的上下限, 所得结果基本相符, 验证了模型假设的正确性.

3) 通过有限单元法和等效模型法两种方法研究了各结构参数对带隙对影响, 研究发现: 晶格常数、开口通道长度及刚性振子的密度对低频带隙都具有一定影响; 增加开口通道长度和晶格常数都会

降低第一带隙下限, 增加振子材料密度能够有效降低第二带隙的上下限. 这些结论在 Helmholtz 型声子晶体在隔声在低频隔声领域的应用有一定的指导意义.

参考文献

- [1] Wu Y X, Ding C D 1998 *Space Med. Med. Eng.* **11** 54 (in Chinese) [吴永祥, 丁传东 1998 航天医学与医学工程 **11** 54]
- [2] Kuo C Y, Hung C L, Chen H C, Shih C P, Lu R H, Chen C W, Hung L W, Lin Y C, Chen H K, Chu D M, Lin Y Y, Chen Y C, Wang C H 2021 *Int. J. Environ. Res. Public Health*. **18** 2982
- [3] Wolfe H F, Camden M P, Byrd L W, Paul D B, Simmons L W 2015 *J. Aircr.* **37** 319
- [4] Bagherzadeh S A, Salehi M 2021 *Appl. Acoust.* **178** 108020
- [5] Atak O, Huybrechs D, Pluymers B, Desmet W 2014 *J. Sound Vibr.* **333** 3367
- [6] Zhang J L, Yao H, Du J, Zhao J B, Dong Y K, Qi P S 2016 *J. Chin. Ceram. Soc.* **44** 1440 (in Chinese) [张佳龙, 姚宏, 杜军, 赵静波, 董亚科, 祁鹏山 2016 硅酸盐学报 **44** 1440]
- [7] Han D H, Zhao J B, Zhang G J, Yao H 2021 *Symmetry* **13** 1379
- [8] Li X, Ning S, Liu Z, Yan Z, Luo C, Zhuang Z 2019 *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* **361** 112737
- [9] Chen L, Guo Y, Yi H 2021 *Phys. Lett. A* **388** 127054
- [10] Shao H, He H, He C, Chen G 2020 *J. Mater. Res.* **35** 3021
- [11] Tian Y, Ge H, Lu M H, Chen Y F 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 194301 (in Chinese) [田源, 葛浩, 卢明辉, 陈延峰 2019 物理学报 **68** 194301]
- [12] Liao T, Sun X W, Song T, Tian J H, Kang T F, Sun W B 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 214208 (in Chinese) [廖涛, 孙小伟, 宋婷, 田俊红, 康太凤, 孙伟彬 2018 物理学报 **67** 214208]
- [13] Chen J S, Chen Y B, Cheng Y H, Chou L C 2020 *Phys. Lett. A* **384** 126887
- [14] Kim M J 2019 *Int. J. Mod. Phys. B* **33** 1950138
- [15] Gao N, Qu S, Li J, Wang J, Chen W 2021 *Int. J. Mech. Sci.* **208** 106695
- [16] Wang Z G, Lee S H, Kim C K, Park C M, Nahm K, Nikitov S A 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 064907
- [17] Liu C R, Wu J H, Chen X, Ma F Y 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52** 105302
- [18] Chen X, Yao H, Zhao J B, Zhang S, He Z H, Jiang J N 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 084302 (in Chinese) [陈鑫, 姚宏, 赵静波, 张帅, 贺子厚, 蒋娟娜 2019 物理学报 **68** 084302]
- [19] Dai H, Liu T, Jiao J, Xia B, Yu D 2017 *J. Appl. Phys.* **121** 135105
- [20] Li Y, Chen T, Wang X, Yu K, Song R 2015 *Physica B (Amsterdam, Neth.)* **456** 261
- [21] Elford D P, Chalmers L, Kusmartsev F V, Swallowe G M 2011 *J. Acoust. Soc. Am.* **130** 2746

Low-frequency bandgaps and sound isolation characteristics of a novel Helmholtz-type phononic crystal*

Han Dong-Hai Zhang Guang-Jun Zhao Jing-Bo[†] Yao Hong

(*Fundamentals Department, Air Force Engineering University, Xi'an 710051, China*)

(Received 18 October 2021; revised manuscript received 3 February 2022)

Abstract

In recent years, the vibration and noise reduction performance of military aircraft has become an important index to measure its performance. In order to solve the problem of low-frequency noise generated by military aircraft, a novel Helmholtz two-dimensional phononic crystal is constructed in this paper. The structure adopts maze-shaped air channel and adds rigid oscillators. On condition that the lattice constant is 62 mm, the lower limit of the first band gap is reduced to about 15 Hz. The structure has four complete band gaps in a range of 0–500 Hz, specifically, they being 15.223–17.464 Hz, 107.46–200.68 Hz, 231.18–310.68 Hz, and 341.14–404.49 Hz. In addition, the sound reduction index of the structure reaches 25 dB at 15 Hz, and two peaks higher than 150 dB appear at about 107 Hz and 231 Hz. which shows distinct sound insulation capability in the low-frequency range. It has engineering significance in controlling the low-frequency noise in the aircraft cabin. The cause of the band gap is explored by analyzing the vibration mode and sound pressure field. The “spring-oscillator” of the structure model is established by the method of “Mechanical-acoustic analogy”. The finite element method and transfer matrix method are used to calculate the upper limit and the lower limit of the first band gap. It is shown that for the first gap of the structure, the results obtained by the two methods are similar, which indicates the correctness of the model hypothesis. Secondly, the effects of structural parameters such as the lattice constant, the length of the air channel and the oscillator material on the first band gap are investigated by finite element method and equivalent model method. It is obtained that the increase of the length of air channel and lattice constant will reduce the lower limit of the first band gap, with other structural parameters remaining unchanged. Moreover, the increase of the density of the oscillator material can effectively reduce the upper limit and lower limit of the second band gap, which further reveals the essence of the formation of the band gap of the structure and verifies the accuracy of the equivalent model. This study provides theoretical support for low frequency noise control and broadens the design of low-frequency phononic crystals.

Keywords: Helmholtz resonator, phononic crystal, low-frequency bandgap, noise insulation and reduction

PACS: 43.20.+g, 43.50.+y, 46.40.Ff

DOI: 10.7498/aps.71.20211932

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11504429).

[†] Corresponding author. E-mail: chjzjb@163.com