

含磁电弹夹层的压电/压磁声子晶体带隙特性研究

孙炜海 张超群 鞠桂玲 潘晶雯

Band gaps of piezoelectric/piezomagnetic phononic crystal with magneto-electro-elastic interlayer

Sun Wei-Hai Zhang Chao-Qun Ju Gui-Ling Pan Jing-Wen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 194303 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180925

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180925>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I19>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[二维声子晶体中简单旋转操作导致的拓扑相变](#)

Topological phase transitions caused by a simple rotational operation in two-dimensional acoustic crystals

物理学报.2017, 66(22): 224301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.224301>

[一种基于二维 Helmholtz 腔阵列的低频宽带隔声结构实验研究](#)

A broadband low-frequency sound insulation structure based on two-dimensionally inbuilt Helmholtz resonator

物理学报.2017, 66(1): 014307 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.014307>

[二维三组元声子晶体中的半狄拉克点及奇异特性](#)

Semi-Dirac cone and singular features of two-dimensional three-component phononic crystals

物理学报.2016, 65(4): 044301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044301>

[基于等效参数反演的敷设声学覆盖层的水下圆柱壳体声散射研究](#)

Investigation of underwater sound scattering on a cylindrical shell coated with anechoic coatings by the finite element method based on an equivalent parameter inversion

物理学报.2016, 65(1): 014305 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014305>

[基于绝缘体上硅的一种改进的 Mach-Zehnder 声光调制器](#)

An improved Mach-Zehnder acousto-optic modulator on a silicon-on-insulator platform

物理学报.2016, 65(1): 014304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014304>

含磁电弹夹层的压电/压磁声子晶体带隙特性研究*

孙炜海^{1)†} 张超群¹⁾ 鞠桂玲²⁾ 潘晶雯¹⁾

1) (陆军装甲兵学院车辆工程系, 北京 100072)

2) (陆军装甲兵学院基础部, 北京 100072)

(2018年5月9日收到; 2018年8月18日收到修改稿)

将具有力电磁耦合性能的夹层引入到压电/压磁声子晶体中, 在保持单胞长度为固定值的情况下, 分别改变磁电弹夹层的厚度、磁电弹夹层中压电材料的体积分数和磁电弹夹层中压电材料的种类; 并利用传递矩阵法和 Bloch 定理, 得到波数 k 与频率 ω 的色散关系; 通过色散关系图分析不同的磁电弹夹层对压电/压磁声子晶体带隙特性的影响. 研究发现: 当磁电弹夹层厚度增加时, 带隙的中心频率上升, 带隙宽度变宽; 当磁电弹夹层中压电材料体积分数增加时, 带隙中心频率下降, 第一带隙宽度变窄, 第二带隙宽度增加, 第三带隙宽度保持不变; 当磁电弹夹层中的压电材料种类不同时, 带隙的中心频率和带隙宽度有明显的改变; 磁电弹夹层对压电/压磁声子晶体带隙中心频率的影响在高频区比低频区更显著.

关键词: 力电磁耦合, 磁电弹夹层, 压电/压磁声子晶体, 带隙特性

PACS: 43.40.+s, 61.50.Ah, 61.72.Bb

DOI: 10.7498/aps.67.20180925

1 引言

近年来, 随着人们对层状多铁性复合材料研究的深入, 压电/压磁声子晶体在实际工程技术领域发挥了越来越重要的作用. 与纯压电或纯压磁结构体系相比, 压电/压磁复合结构可以实现机械能、磁能和电能三者之间的互相转换, 同时因其具有声子晶体的带隙特性, 成为制造谐振器元件、电场可调滤波器和磁场探针等一些高科技精密零件的理想材料^[1-7].

由于压电和压磁材料的参数相差较大, 压电/压磁声子晶体在使用过程中不同材料层交界处容易出现变形损伤^[8,9], 可以通过在不同材料交界处插入磁电弹夹层实现材料参数之间的平滑过渡. 目前, 磁电弹材料通常由压电和压磁材料粉末混合烧结而成, 具有力电磁耦合功能, 磁电弹夹层

的引入会较大程度上影响压电/压磁声子晶体的力学、电学和磁学行为及其两两之间的耦合作用, 从而既可能带来一些新的科学现象与机理, 也可能引起压电/压磁器件的性能变化. 从本质上来看, 压电/压磁层状复合结构中电磁场方程与弹性动力学方程是耦合的, 但是由于弹性波波速与电磁波波速相差超过4个数量级, 因此可以忽略麦克斯韦电磁场方程中磁场与电场的耦合. 在现有的研究成果中, 大部分都采用了准静态近似条件. Qian等^[10]研究了SH波在周期性压电复合材料结构中的传播. Pang等^[11]研究了SH波在压电/压磁层状复合材料中传播的带隙特性. Lan和Wei^[12]研究了梯度夹层对压电/压磁声子晶体带隙特性的影响. Liu等^[13]研究了波在压电/压磁层状周期结构中的传播特性, 讨论了复合材料各组分材料参数的差异对带隙特性的影响. Guo等^[14]研究了初始应力对压电/压磁声子晶体色散关系的影响. Zhu等^[15]研

* 陆军装甲兵学院创新基金(批准号: 2016CJ07)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: weihai_sun@163.com

究了不同界面结合条件对压电/压磁声子晶体色散特性的影响. Wei 等^[16]研究了功能梯度层对层状压电/压磁圆柱体中剪切水平波频散关系的影响. Wang 等^[17-19]研究了二维压电/压磁与磁电弹性声子晶体中弹性波的传播. 对含磁电弹夹层的压电/压磁声子晶体开展力学分析, 不仅在理论研究方面具有重要的科学价值, 而且在元件设计、制造和应用等方面具有重要的工程应用价值. 目前含磁电弹夹层三组元声子晶体带隙特性的研究较少, 需要进一步深入研究.

本文主要研究了在准静态电磁条件下, 含磁电弹夹层的压电/压磁声子晶体带隙特性, 用传递矩阵法和 Bloch 定理得到了声子晶体中 SH 波的色散关系, 通过对色散方程进行数值求解, 讨论磁电弹夹层的厚度、磁电弹夹层中压电材料的体积分数和磁电弹夹层中压电材料种类对压电/压磁声子晶体带隙中心频率和带隙宽度的影响.

2 理论分析

压电、压磁和磁电弹材料在高温高压条件下交替黏连成层状周期复合结构, 如图 1 所示. 压电层与压磁层厚度相同为 d_1 , 磁电弹层厚度为 d_2 , 单胞的总长为 $2a = d_2 + d_1 + d_2 + d_1$, 层状周期复合结构沿 x_3 轴极化, 在 x_1 - x_2 坐标平面各向同性.

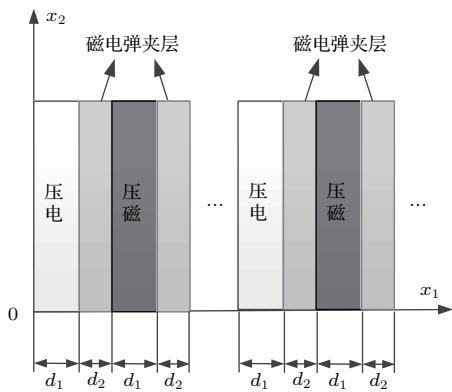


图 1 含磁电弹层的声子晶体模型

Fig. 1. Model of phononic crystal with MEE interlayer.

磁电弹材料的本构方程为

$$\begin{bmatrix} \sigma \\ D \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c & -e & -q \\ e^T & \epsilon & \alpha \\ q^T & \alpha^T & \mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S \\ E \\ H \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中 σ , s , D , E , B 和 H 依次分别表示弹性应力张量、应变张量、电位移矢量、电场矢量、磁感应矢量和磁场矢量; c , ϵ 和 μ 依次分别代表弹性系数、介电系数和磁导率张量; e , q 和 α 依次为压电常数、压磁常数和磁电常数张量. 当等式中 $q = \alpha = 0$ 和 $e = \alpha = 0$ 时, 分别表示压电材料和压磁材料中的本构方程.

位移矢量 u 与应变矢量 s 之间关系为

$$s^J = \frac{1}{2}[\nabla u^J + (\nabla u^J)^T], \quad (2)$$

其中, T 表示转置, ∇ 为哈密顿算子, 上标 $J = e, m$ 分别表示压电材料和压磁材料; 电场矢量 E 与电势 φ 之间的关系为

$$E^J = -\nabla\varphi^J; \quad (3)$$

磁场矢量 H 与磁势 ϕ 之间的关系为

$$H^J = -\nabla\phi^J. \quad (4)$$

准静态近似条件下, 忽略体力、磁荷和自由电荷的存在, 不考虑麦克斯韦电磁场方程中磁场与电场的耦合, 则应力矢量 σ 、电位移矢量 D 和磁感应矢量 B 三者满足的平衡方程为

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \sigma^J &= \rho^J \frac{\partial^2 u^J}{\partial t^2}, \\ \nabla \cdot D^J &= 0, \quad \nabla \cdot B^J = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

在考虑 SH 波的情况下, 位移 u_3 、电势 φ 、磁势 ϕ 是自变量 (x_1, x_2) 的函数. 把等式 (1), (2), (3) 和 (4) 代入到等式 (5) 中, 得到磁电弹材料的控制方程, 根据 $q = \alpha = 0$ 和 $e = \alpha = 0$ 的两种情况, 分别推导出压电和压磁材料的控制方程, 利用 Pang 等^[20]解控制方程的方法, 可以得到位移 u_3 、电势 φ 、磁势 ϕ 、应力 σ_{31} 、电位移 D 和磁感应强度 B 在压电、压磁和磁电弹材料中的表达式.

压电子层左右两侧状态向量 V_n^{e-} 和 V_n^{e+} 表示为

$$\begin{aligned} V_n^{e-} &= [u_3^{e'}, \varphi^{e'}, \phi^{e'}, \sigma_{31}^{e'}, D^{e'}, B^{e'}]^T, \\ V_n^{e+} &= [u_3^{e''}, \varphi^{e''}, \phi^{e''}, \sigma_{31}^{e''}, D^{e''}, B^{e''}]^T. \end{aligned} \quad (6)$$

其中, 上标 e' 和 e'' 分别表示压电子层的左侧和右侧.

压电子层两侧向量满足以下关系:

$$V_n^{e+} = T_n^e V_n^{e-}, \quad (7)$$

其中, T_n^e 为压电子层传递矩阵.

压磁子层左右两侧的状态向量 \mathbf{V}_{n+1}^{m-} 和 \mathbf{V}_{n+1}^{m+} 表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_{n+1}^{m-} &= [u_3^{m'}, \varphi^{m'}, \phi^{m'}, \sigma_{31}^{m'}, D^{m'}, B^{m'}]^T, \\ \mathbf{V}_{n+1}^{m+} &= [u_3^{m''}, \varphi^{m''}, \phi^{m''}, \sigma_{31}^{m''}, D^{m''}, B^{m''}]^T, \end{aligned} \quad (8)$$

其中, 上标 m' 和 m'' 分别表示压磁子层的左侧和右侧.

压磁子层两侧向量满足以下关系:

$$\mathbf{V}_{n+1}^{m+} = \mathbf{T}_{n+1}^m \mathbf{V}_{n+1}^{m-}, \quad (9)$$

其中, \mathbf{T}_{n+1}^m 为压磁子层传递矩阵.

磁电弹夹层左右两侧的状态向量 \mathbf{V}_a^{mee-} 和 \mathbf{V}_a^{m+} 表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_a^{mee-} &= [u_3^{mee'}, \phi^{mee'}, \varphi^{mee'}, \sigma_{31}^{mee'}, D^{mee'}, B^{mee'}]^T, \\ \mathbf{V}_a^{m+} &= [u_3^{mee''}, \phi^{mee''}, \varphi^{mee''}, \sigma_{31}^{mee''}, D^{mee''}, B^{mee''}]^T, \end{aligned} \quad (10)$$

其中, 上标 mee' 和 mee'' 分别表示磁电弹夹层的左侧和右侧.

磁电弹夹层两侧向量满足以下关系:

$$\mathbf{V}_a^{mee+} = \mathbf{T}_a^{mee} \mathbf{V}_a^{mee-}, \quad (11)$$

其中, \mathbf{T}_a^{mee} 为磁电弹夹层传递矩阵.

由压电子层、压磁子层和磁电弹夹层组成的单胞左右两侧的状态向量满足以下关系:

$$\mathbf{V}_{n+2}^{e-} = \mathbf{T}_{cell} \mathbf{V}_n^{e-}, \quad (12)$$

其中, \mathbf{T}_{cell} 为总体传递矩阵, 可以表示为

$$\mathbf{T}_{cell} = \mathbf{T}_a^{mee} \mathbf{T}_{n+1}^m \mathbf{T}_a^{mee} \mathbf{T}_n^e. \quad (13)$$

同时, 根据 Bloch 定理可得

$$\mathbf{V}_{n+2}^{e-} = \exp[ik(2d_1 + 2d_2)] \mathbf{V}_n^{e-}, \quad (14)$$

其中, k 是 Bloch 波波数. 把 (12) 式代入 (14) 式得

$$[\mathbf{T}_{cell} - \mathbf{I} \exp[ik(2d_1 + 2d_2)]] \mathbf{V}_n^{e-} = 0. \quad (15)$$

(15) 式中存在非零解的条件为

$$|\mathbf{T}_{cell} - \mathbf{I} \exp[ik(2d_1 + 2d_2)]| = 0. \quad (16)$$

3 数值计算与分析

在每一个子层中, 材料视为均质, 磁电弹夹层材料参数取决于层板中压电材料和压磁材料的体积分数. 其中满足 $P_{mee} = P_e V_e + P_m V_m$, 式中 P 为磁电弹夹层材料参数, P_e 为压电材料各项参数, P_m 为压磁材料各项参数, V_e 为磁电弹夹层中压电材料的体积分数, V_m 为磁电弹夹层中压磁材料的体积分数, 其中 $V_e + V_m = 1$. 虽然在压电和压磁材料中磁电系数 $\alpha_{11} = 0$, 但是在磁电弹夹层材料中 $\alpha_{11} = 4\alpha_{max} V_e V_m$, 其中 α_{max} 为 α_{11} 的最大值, $\alpha_{max} = 5 \times 10^{-12}$ Ns/VC.

在实际讨论计算中, 单胞厚度取固定值 0.004 m, 则 $a = 0.002$ m, 压电/压磁声子晶体中压电材料为 BaTiO₃, 压磁材料为 CoFe₂O₄, b 为磁电弹夹层中压电材料占总材料的体积分数. 讨论磁电弹夹层厚度对带隙特性的影响时, 取 $b = 0.5$, 磁电弹夹层中压电材料为 BaTiO₃, 压磁材料为 CoFe₂O₄. 在讨论压电材料体积比的影响时, 单胞厚度保持不变, 为 0.004 m. 磁电弹夹层中压电材料为 PZT-5A, 压磁材料为 CoFe₂O₄, 磁电弹夹层厚度 d_2 取定值 0.001 m. 在讨论压电材料种类的影响时, 磁电弹夹层厚度 $d_2 = 0.001$ m, 磁电弹夹层中压电材料占总材料的体积分数 $b = 0.5$.

表 1 材料参数 [21]

Table 1. Material parameters [21].

名称	$c_{44}/10^{10}$ N·m ⁻²	$\varepsilon_{11}/10^{-8}$ C ² ·N·m ⁻²	$\mu_{11}/10^{-6}$ N·s ² ·C ⁻²	e_{15} /C·m ⁻²	q_{15} /N·A ⁻¹ ·m ⁻¹	$\rho/10^3$ kg·m ⁻³
CoFe ₂ O ₄	4.53×10^{10}	8×10^{-9}	1.57×10^{-4}	0	550	5.3×10^3
BaTiO ₃	4.3×10^{10}	1.12×10^{-8}	5×10^{-8}	11.6	0	5.8×10^3
PZT-4	2.56×10^{10}	6.46×10^{-7}	5×10^{-8}	12.7	0	7.5×10^3
PZT-5A	2.11×10^{10}	8.11×10^{-7}	5×10^{-8}	12.3	0	7.75×10^3
PZT-6B	3.55×10^{10}	3.6×10^{-7}	5×10^{-8}	4.6	0	7.55×10^3

当 $d_2 = 0$ 时, 磁电弹夹层厚度为 0, 此时曲线为压电/压磁声子晶体色散曲线; 当 $d_2 > 0$ 时, 此时曲线表示的是三组元声子晶体中弹性波的频散关系. 从图 2 可以看出, 磁电弹夹层厚度 d_2 的改变对第一带隙的宽度影响比较小, 当 d_2 从 0 增加到 $0.5a$ 时, 第一带隙宽度基本保持不变, 仅由 0.04 增加到 0.07, 第一带隙中心频率由 0.522 上升到 0.760. 而对第二带隙和第三带隙影响比较大: 第二带隙宽度明显变大, 由 0.001 增加到 1.12; 第三带隙宽度略微变宽, 由 0.04 增加到 0.23; 第二带隙中心频率由 1.045 上升到 1.614, 第三带隙中心频率从 1.568 增加到 2.508. 声子晶体中弹性波的带隙形成遵循 Bragg 散射机理, 在增加磁电弹夹层后, 改变了声子晶体周期结构, 同时因磁电弹夹层的存在, 不同子层各项参数之间的差值发生改变, 使得 SH 波在声子晶体中传播的带隙特性也发生改变. 随着磁电弹夹层厚度 d_2 的增加, 带隙宽度增加, 带隙中心频率向高频方向移动.

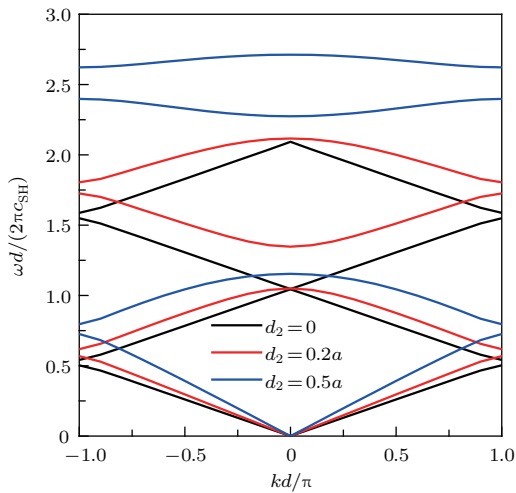


图 2 带隙随磁电弹夹层厚度的变化

Fig. 2. Band gap varying with thickness of MEE interlayer.

从图 3 可以看出, 随体积分数 b 从 0 增大到 1, 第一带隙宽带隙中心频率由 1.431 下降到 1.023, 第一带隙宽度从 0.652 减小到 0.358. 通过图 4 可以得到, 当 $b = 0$ 时, 此时磁电弹夹层全为压磁材料, 第二和第三带隙中心频率分别是 2.614 和 4.163; 当 $b = 0.4$ 时, 第二和第三带隙中心频率分别是 2.430 和 3.999; 当 $b = 1$ 时, 此时磁电弹夹层全为压电材料, 第二和第三带隙中心频率分别是 2.095 和 3.707. 在 b 从 0 增加到 1 的过程中, 第二带隙的宽度由 0.853 增加到 1.053, 第三带隙的宽度基本没变,

保持在 2.02 左右. 三个带隙的中心频率都随着压电材料所占总材料的体积分数 b 的增大向低频方向移动, 但各个带隙宽度的变化不相同. 通过分析计算可知, 随着体积分数 b 的增大, 磁电弹夹层中压电效应在增强, 而压磁效应在减弱, 各组分的材料参数差异发生改变; 由于 Bragg 散射机理的作用, 声子晶体带隙特性也发生改变. 随着压电体积分数的增加, 带隙中心频率向低频方向移动, 中心频率越高, 移动越明显, 第一带隙宽度明显变窄, 第二稍微变宽, 第三带隙基本不变.

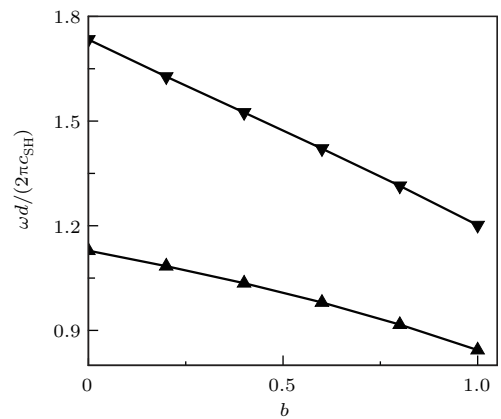


图 3 压电材料体积分数对第一带隙特性的影响

Fig. 3. The influence of volume fraction of piezoelectric material on the first band gap characteristics.

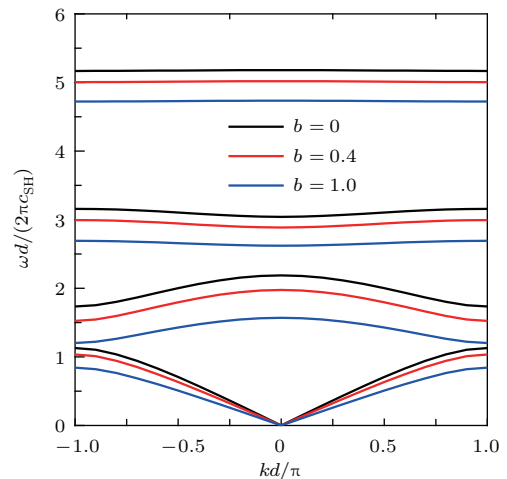


图 4 带隙随压电材料体积分数的变化

Fig. 4. Band gap varying with volume fraction of piezoelectric materials.

从图 5 可以看出, 不同的压电材料对带隙的中心频率和带隙宽度有明显影响. 由于各项材料参数的影响一直存在, 需要将不同材料的带隙中心频率和带隙宽度与相对应的材料参数相比较. 结果发现, 压电材料弹性模量越大, 声子晶体带隙中心频

率越高,带隙宽度越宽.结合声子晶体带隙机理及带隙特性,可以得到弹性模量比其他材料参数对带隙变化影响更大,并且随着带隙所在区域频率的升高,带隙特性的变化越明显.

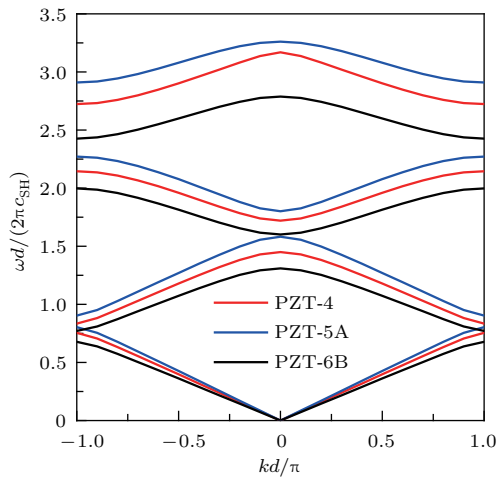


图5 压电材料不同时声子晶体的带隙

Fig. 5. Band gap of phononic crystal with different types piezoelectric material.

4 结 论

本文通过构建含磁电弹夹层的一维压电/压磁声子晶体模型,利用传递矩阵法和Bloch定理得到了模型中SH波的色散方程,并把方程的解以图像的形式展现出来,根据图像讨论磁电弹层对压电/压磁声子晶体带隙特性的影响.结果表明,插入的磁电弹夹层可以改变压电/压磁声子晶体带隙宽度和中心频率.当磁电弹层厚度增加时,带隙的中心频率上升,带隙宽度变宽;当磁电弹夹层中压电材料体积分数增加时,带隙中心频率下降,第一带隙宽度变窄,第二带隙宽度增加,第三带隙宽度保持不变;当磁电弹夹层中的压电材料种类不同时,带隙的中心频率和带隙宽度有明显的改变;磁电弹夹层对压电/压磁声子晶体带隙中心频率的影响在高频区比低频区更显著.因此,在设计声子晶体结

构时,可以通过增加不同的磁电弹夹层,在一定程度上调节带隙的宽度和中心频率.

参考文献

- [1] Gao G Q, Ma S L, Jin F, Jin D F, Lu T X 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 393 (in Chinese) [高国钦, 马守林, 金峰, 金东范, 卢天健 2010 物理学报 **59** 393]
- [2] Spaldin N A, Fiebig M 2005 *Science* **309** 391
- [3] Wu J, Bai X C, Xiao Y, Geng M X, Yu D L, Wen J H 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 064602 (in Chinese) [吴健, 白晓春, 肖勇, 耿明昕, 郁殿龙, 温激鸿 2016 物理学报 **65** 064602]
- [4] Nan C W, Bichurin M I, Dong S, Viehland D, Srinivasan G 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 031101
- [5] Zhang X, Liu Z, Liu Y, Wu F 2003 *Phys. Lett. A* **313** 455
- [6] Wang G, Yu D, Wen J, Liu F, Wen X 2004 *Phys. Lett. A* **327** 512
- [7] Wu L Y, Wu M L, Chen L W 2009 *Smart. Mat. Str.* **18** 015011
- [8] Manzanaresmartínez B, Sánchezdehesa J, Håkansson A 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 154
- [9] Boudouti E H E, Hassouani Y E, Aynaou H, DjafariRouhani B 2009 *J. Acoust. Soc. Am.* **123** 3040
- [10] Qian Z, Jin F, Wang Z, Kishimoto K 2004 *Int. J. Eng. Sci.* **42** 673
- [11] Pang Y, Liu J X, Wang Y S, Fang D N 2008 *Acta Mech. Solida Sin.* **21** 483
- [12] Lan M, Wei P J 2014 *Acta Mech.* **225** 1779
- [13] Pang Y, Wang Y S, Liu J X, Fang D N 2010 *Smart Mater. Struct.* **19** 055012
- [14] Guo X, Wei P J, Lan M, Li L 2016 *Ultrasonics* **70** 158
- [15] Zhu J, Chen W, Ye G 2012 *Ultrasonics* **52** 125
- [16] Guo X, Wei P J, Li L, Lan M 2018 *Appl. Math. Model.* **55** 569
- [17] Wang Y Z, Li F M, Huang W H, Jiang X A, Wang Y S, Kishimoto K 2008 *Int. J. Solids. Struct.* **45** 4203
- [18] Wang Y Z, Li F M, Kishimoto K, Wang Y S, Huang W H 2009 *Wave Motion* **46** 47
- [19] Wang Y Z, Li F M 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 034301
- [20] Pang Y, Gao J S, Liu J X 2014 *Ultrasonics* **54** 1341
- [21] Nie G Q, Liu J X, Fang X Q, An Z J 2012 *Acta Mech.* **223** 1999

Band gaps of piezoelectric/piezomagnetic phononic crystal with magneto-electro-elastic interlayer*

Sun Wei-Hai^{1)†} Zhang Chao-Qun¹⁾ Ju Gui-Ling²⁾ Pan Jing-Wen¹⁾

1) (Department of Vehicle Engineering, Army Armored Forces Academy, Beijing 100072, China)

2) (Department of Fundamental Courses, Army Armored Forces Academy, Beijing 100072, China)

(Received 9 May 2018; revised manuscript received 18 August 2018)

Abstract

Laminate piezoelectric (PE)/piezomagnetic (PM) composites consisting of alternating PE and PM layers can facilitate the conversion of energy between electric and magnetic fields, i.e., they possess the magneto-electric (ME) coupling effects, which recently has attracted much attention due to the huge potential applications in the field of high technology. The PE/PM phononic crystal is an ideal material for manufacturing high-tech precision parts such as resonator components, magnetoelectric sensors, weak magnetic field detectors, electric field tunable filters and magnetic field probes. In the practical applications, the adhesive interfaces of PE/PM phononic crystals are prone to deformation and failure during their use, because of the big difference between PE and PM material. In this paper, the magneto-electro-elastic (MEE) interlayer of magneto-electro-mechanical coupling is introduced into the PE/PM phononic crystal. The thickness of the MEE interlayer, the volume fraction of the piezoelectric material in the MEE interlayer and the type of the piezoelectric materials in the MEE interlayer are changed separately, with the thickness of the unit cell kept at a fixed value. The dispersion relation between the k and the ω is obtained by using the transfer matrix method and Bloch theorem. The influence of MEE interlayer on the band gap characteristics of PE/PM phononic crystal is studied by the dispersion relation diagram. The results show that as the thickness of the MEE interlayer increases, the central frequency of the band gaps shifts toward a higher frequency and the width of band gap becomes wider. As the volume fraction of the piezoelectric material increases, the center frequency and the width of the first band gap decrease. However, the width of the second band gap increases, and the width of the third band gap remains unchanged. The type of piezoelectric material in the MEE interlayer has an obvious influence on both the width and the central frequency of the band gaps. The effect of MEE interlayer on the central frequency of band gap of PE/PM phononic crystal is more significant in the high frequency region than in the low frequency region. Therefore, the width and central frequency of the band gaps can be adjusted to a certain extent by adding different MEE interlayers into the phononic crystal structure when designed.

Keywords: magneto-electro-mechanical coupling, magneto-electro-elastic interlayer, piezoelectric/piezomagnetic phononic crystals, band gap characteristics

PACS: 43.40.+s, 61.50.Ah, 61.72.Bb

DOI: 10.7498/aps.67.20180925

* Project supported by the Army Armored Forces Academy Innovation Foundation, China (Grant No. 2016CJ07).

† Corresponding author. E-mail: weihai_sun@163.com