

二维近零折射率声学材料的负向Schoch位移

刘向东 吴福根 姚源卫 张欣

Negative Schoch displacement of two-dimensional acoustic metamaterials with near-zero refractive index

Liu Xiang-Dong Wu Fu-Gen Yao Yuan-Wei Zhang Xin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 124601 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20202108

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202108>

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

基于蜷曲空间结构的近零折射率声聚焦透镜

Acoustic focusing lens with near-zero refractive index based on coiling-up space structure

物理学报. 2017, 66(24): 244301 <https://doi.org/10.7498/aps.66.244301>

等效零折射率材料微腔中均匀化腔场作用下的简正模劈裂现象

Normal-mode splitting induced by homogeneous electromagnetic fields in cavities filled with effective zero-index metamaterials

物理学报. 2018, 67(2): 024210 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171880>

基于气体折射率方法的真空计量

Vacuum metrology based on refractive index of gas

物理学报. 2020, 69(15): 150601 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200706>

Al³⁺/Mo⁶⁺双离子取代ZrV₂O₇中Zr⁴⁺/V⁵⁺实现近零膨胀

Substitutions of dual-ion Al³⁺/Mo⁶⁺ for Zr⁴⁺/V⁵⁺ in ZrV₂O₇ for realizing near-zero thermal expansion

物理学报. 2017, 66(7): 076501 <https://doi.org/10.7498/aps.66.076501>

具有内参考热补偿功能的三层膜结构微球腔折射率传感器

Triple-layer-coated microspheres for refractive index sensor with internally referenced self-compensated thermal effect

物理学报. 2020, 69(1): 014203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191265>

基于乙醇密封共振腔金属-介质-金属波导的高性能温度和折射率两用传感器

High performance temperature and refractive index dual-purpose sensor based on the ethanol-sealed metal-dielectric-metal waveguide

物理学报. 2020, 69(16): 167301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200405>

二维近零折射率声学材料的负向 Schoch 位移*

刘向东¹⁾ 吴福根^{1)†} 姚源卫^{2)‡} 张欣²⁾

1) (广东工业大学材料与能源学院, 广州 510006)

2) (广东工业大学物理与光电工程学院, 广州 510006)

(2020 年 12 月 11 日收到; 2021 年 1 月 14 日收到修改稿)

对二维声学超材料与常规材料界面处的负向 Schoch 位移进行了研究. 研究表明, 在界面处增加合适厚度的覆盖层, 当声波在某一频率附近从常规材料向近零折射率材料传播时, 反射声波相对于入射声波会在界面处发生负向 Schoch 位移, 此时, 超材料的有效体积模量倒数趋近于零从而使它成为一种折射率近零的声学材料; 同时, 超材料有效阻抗的极大值和反射系数的极大值都在这一特殊频率处且反射系数虚部相位在对应频率处有 π rad 的相位突变; 研究还发现, 发生负向 Schoch 位移的频率位于 MK 方向第一带隙中且靠近上边界的通带频率. 常规材料界面处的 Schoch 位移通常是正向的且大小可忽略不计的, 本文利用近零折射率声学材料实现了负向的 Schoch 位移, 为设计出基于界面声波的声学器件提供了一种新的理论参考.

关键词: 近零折射率材料, 有效参数, Schoch 位移

PACS: 46.40.-f, 43.20.+g, 63.20.D-, 62.30.+d

DOI: 10.7498/aps.70.20202108

1 引言

当一束声波入射到两种介质界面并发生反射时, 实际的反射波束相对于几何预测的反射波束有一定的正向 (或负向) 偏移, 这个正向 (或负向) 的偏移称为 Schoch 位移, 这种现象称为 Schoch 效应^[1]. Schoch 效应最初是由 Schoch 于 1950 年通过纹影摄影技术观察超声波在界面上的反射波束时, 偶然发现的一种非镜面反射现象^[1,2], 而后 Bertoni 和 Tamir^[3] 发展了一种统一的近似理论来解释这一现象. 自 2000 年以来, 科学家开始聚焦于可调的周期性结构材料的 Schoch 效应. 2003 年, Declercq 等^[4] 基于非均匀波衍射理论利用一维周期性突起的黄铜-水结构探究超声波的反射时, 获得了与实验结果一致的仿真数据. 2004 年, Declercq 等^[5] 将非均匀波衍射理论拓展到负向

Schoch 位移的声学衍射, 研究结果表明 Schoch 效应与界面处类斯通利波的产生密切相关. 2009 年, Herbison 等^[6] 采用脉冲波代替时域谐波的新方法对 Schoch 位移进行定量测量. 2014 年, Declercq^[7] 实验研究了产生 Schoch 位移时超声波的能量转换. 2017 年, 陈宗旺等^[8] 通过在常规材料与声子晶体的界面处引入缺陷 (覆盖层), 通过调节覆盖层的厚度实现了巨大的正向 Schoch 位移.

超材料因其具有常规材料不具备的超常物理性质而备受关注^[9–11], 声波的负向 Schoch 位移就是其中的一种. 在未来声学器件趋于小型化的前提下 Schoch 位移是一个必须考虑的问题. 近年来对于近零折射率材料的研究方法无论是声学还是光学方面都已经相当成熟, Schoch 效应是受到古斯-汉欣效应的启发发现的, 目前对于古斯-汉欣效应的研究无论是在理论上还是高精度的实验器件上都已取得显著成果^[12–16]. 文献^[12] 基于古斯-汉欣

* 国家自然科学基金 (批准号: 11374066, 11374068) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wufg@gdut.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: yaoyuan100w@gdut.edu.cn

位移提出了一种双通道窄带滤波器. 文献 [13] 理论推导并仿真验证了线性偏振光从空气倾斜入射到近零折射率光学材料的情况. 文献 [14] 研究了不同的入射波波长以及温度对近零折射率光学材料的古斯-汉欣位移的影响. 文献 [15] 基于在近零折射率光学材料表面覆盖可调电压的单层石墨烯, 实现了古斯-汉欣位移大小可调的机制. 文献 [16] 通过在常规材料与光学超材料之间加一厚度可调的覆盖层, 以光束的入射角和覆盖层厚度为变量, 在厚度选取合适的条件下实现了超胞尺寸数倍的巨大负向古斯汉欣位移. 但是目前在特性更为复杂的近零折射率声学材料中并没有见到关于声波 Schoch 效应的相关报道, 为了进一步探究声学的 Schoch 效应, 基于文献 [16] 中对光学超材料的研究方法和实验结论, 本文设计了一种模型, 通过调控散射体橡胶圆柱半径以及覆盖层水的厚度, 有效实现了不同参数下伴随着不同物理特性的近零折射率声学超材料的负向 Schoch 位移. 在此基础上又探究了超材料中 Schoch 效应与其带结构之间的联系.

光波 (电磁波) 在光学超材料中传播时, 以介质的介电常数和磁导率表征光波与光学超材料的相互作用. 而声波在声学超材料中传播时, 以周期性复合介质的声学参数 (即质量密度和体积模量) 表征声波与声学超材料的相互作用, 不同的是对于声学超材料而言, 还可以用剪切模量等参数进行调控, 这就决定了声学超材料具有更加复杂、更加有趣的物理特性. 光学超材料中的古斯-汉欣位移通常发生在兆赫兹及以下的频率区间, 其位移尺寸对现代光学器件精度的影响可以忽略. 相对的声学超材料的 Schoch 位移通常发生在低频领域, 对于工作频率处于低频领域的中小型声学器件精度的影响必不可忽略. 而本文声波的入射频率选取范围为 400—1000 Hz, 负向 Schoch 位移的尺寸最大达到了晶格常数的 8 倍, 因此对近零折射率声学超材料的研究将有更丰富的内涵.

2 计算模型与结果

本文使用的模型系统由常规材料与声学超材料组成, 其具体结构如图 1(a) 所示, 从上到下由水银 (mercury)、水 (water) 和声学超材料依次排列组成. 声学超材料由二维的橡胶圆柱散射体以三角晶格的形式周期性排列在水中构成. 图 1(b) 为声学

超材料的单个原胞, 其中橡胶圆柱散射体半径为 R , 间距为 a , 基体为水. 本文采用有限元软件 COMSOL Multiphysics 模拟声波的 Schoch 效应, 数值模拟的材料参数为: 散射体橡胶的密度 $\rho = 1.3 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 拉姆常数 $\lambda = 2.1 \times 10^8 \text{ N/m}^2$, $\mu = 5.2 \times 10^7 \text{ N/m}^2$; 水的密度 $\rho_0 = 1.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 波速 $c_0 = 1490 \text{ m/s}$; 水银的密度 $\rho_1 = 13.6 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 声速 $c_1 = 1400 \text{ m/s}$. 为了更易激发出声表面波和漏波, 在超材料与水银溶液的界面处加一材料为水的覆盖层, 覆盖层的厚度选定为 $h_0 = 0.3a$. 以高斯声波 (半腰宽 $w = 5a$) 从水银溶液中倾斜 45° 方向入射到声学超材料中, 以入射声波的频率 f 为变量进行仿真测试.

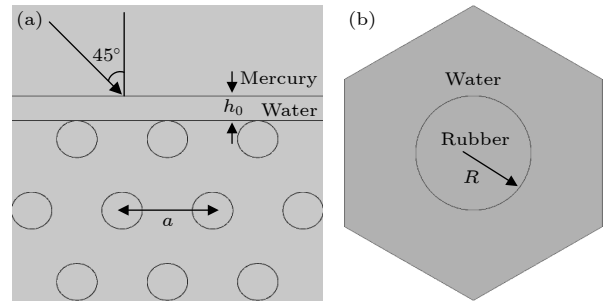


图 1 (a) 模型结构, 从上到下分别为水银、水层和声学超材料; (b) 超材料的单个晶胞, 其中圆柱散射体为橡胶, 基体为水

Fig. 1. (a) Model structure, which consists of mercury, water layer and acoustic metamaterial from top to bottom; (b) single crystal cell of metamaterial, where the cylindrical scatterer is rubber and the matrix is water.

当入射声波的约化频率为 $F = fa/c_0 = 0.456 = F_S$ (伴有最大负向 Schoch 位移的约化频率记为 F_S), 反射声波具有明显的负向 Schoch 位移和较好的高斯波形, 如图 2(a) 所示, 其中黑色实线箭头代表声波真实的传播方向, 虚线箭头代表几何预测的方向, 在虚线箭头右侧还有一微弱的反射波束, 所以图中共有两反射波束. 反射过程中能流较多的一部分以表面波和漏波的形式分别在水银与水的界面和覆盖层中传播, 较少的一部分用于波束的正常反射. 左边的反射波束位置明显偏离了声波的入射点, 向左偏离了入射波束中心位置 $8a$, 此反射波束就是由表面波和漏波主导的负向反射 [17]. 同时, 在两反射波束之间出现了空白区域, 这是由反射波束和出现在水层和超材料界面附近的漏波共同作用形成的 [18,19]. 如图 3(a) 所示, 当有负向 Schoch 位

移出现时,在水层和超材料界面附近会形成大量的后向漏波. 改变 $F = 0.503$ 作为对照, 没有 Schoch 位移出现其声压场图如图 3(b), 此时在水层和超材料界面附近完全没有漏波出现. 研究还发现在这一结构模型下, 约化频率 F 仅在 0.447—0.466 范围内有负向 Schoch 位移出现, 如图 2(b) 所示, 并且在这一范围内负向 Schoch 位移随着 F 的增大先增大后减小为零, 在 $F = 0.456$ 处位移取得最大负值 $8a$.

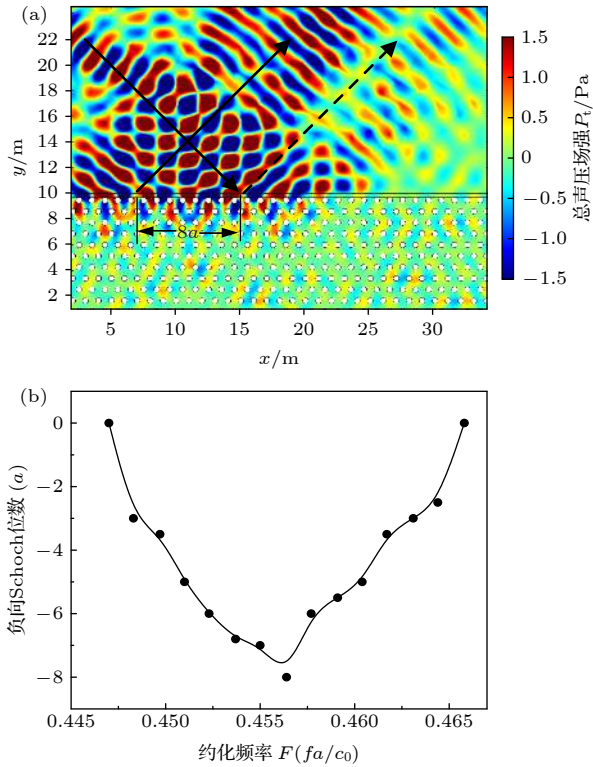


图 2 (a) 具有明显负向 Schoch 位移的声压场图 ($R = 0.224a$, $F = fa/c_0 = 0.456 = F_S$, $a = 1$ m), 其中纵轴和横轴分别表示本文结构的高度 y 和宽度 x , 右侧的颜色条对应的物理量为总声压场强 P_t ; (b) 在 $F_S = 0.456$ 附近, 负向 Schoch 位移随约化频率 F 的变化

Fig. 2. (a) Acoustic pressure field with significant negative Schoch displacement ($R = 0.224a$, $F = fa/c_0 = 0.456 = F_S$, $a = 1$ m); (b) relation of Schoch displacement to reduced frequency F near $F_S = 0.456$.

为了探究伴随着这种负向 Schoch 位移出现时超材料的物理特性, 参照周期性复合流固材料的有效参数^[20,21], 计算并获取了超材料不同的物理参数随约化频率 F 的变化关系.

图 4(a) 显示当负向 Schoch 位移发生时, 超材料的 r_{eff} 和 Z_{eff} 极大值出现在同一约化频率 $F = 0.456$ (标记为 A 点), 这与图 2(a) 发生负向 Schoch

位移时 F_S 的值相同; 图 4(b) 显示 n_{eff} , ρ_{eff} , $1/\kappa_{\text{eff}}$ 随 F 的变化关系, 图中添加两条平行坐标轴的虚线作为辅助线, 其交点记为 $B(0.456, 0)$, B 点的横坐标取值与 A 点处的 F 相同, 图像右下角内嵌图形为 B 点附近的放大. 以 B 作为参考点, 在 $F = 0.456$ 时, ρ_{eff} 小于零, $1/\kappa_{\text{eff}}$ 趋向于零, n_{eff} 的值小于且接近零, 它们之间满足关系^[22] $n_{\text{eff}}^2 = 1/\kappa_{\text{eff}} \cdot \rho_{\text{eff}}$, 此时超材料为近零折射率声学材料.

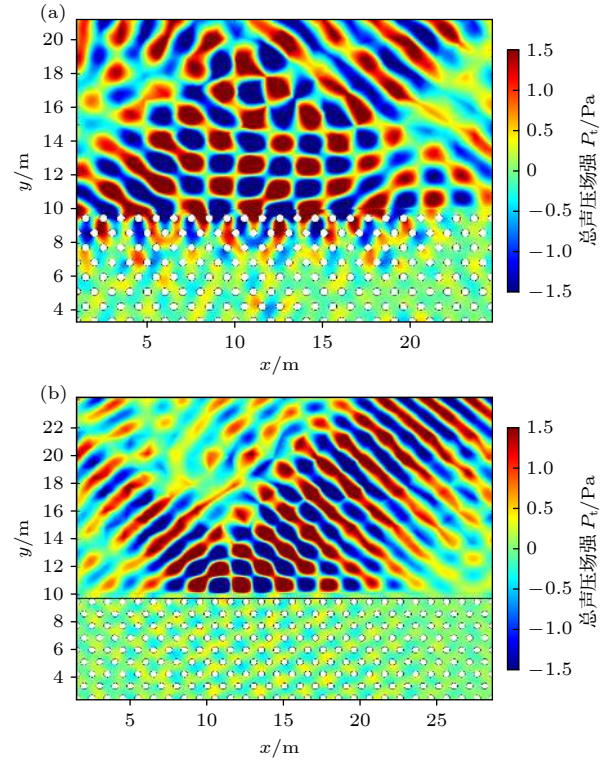


图 3 (a) $F = 0.456$, 水层和超材料界面附近出现大量后向漏波; (b) $F = 0.503$, 水层和超材料界面附近完全没有漏波

Fig. 3. (a) $F = 0.456$, there are a large number of backward leaky Rayleigh waves appear near the interface between the water layer and the metamaterial; (b) $F = 0.503$, there is no leaky Rayleigh wave near the water layer and the metamaterial interface.

古斯-汉欣位移主要是由反射波束的相位突变导致^[23], Schoch 位移是否也与此有关?

图 5 为 $R = 0.224a$, $F_S = 0.456$ 条件下发生 Schoch 位移时超材料的另外两个物理特性. 图 5(a) 表示反射系数的虚部相位发生突变, 突变前后的相位差值为 π rad. 图 5(b) 为是偶极子激发形成的本征模的声压场图的三分之一, 根据超材料形成的原理^[24] 知, 偶极子表征超材料有效质量密度为负, 与图 4(b) 中 $\rho_{\text{eff}} < 0$ 相符.

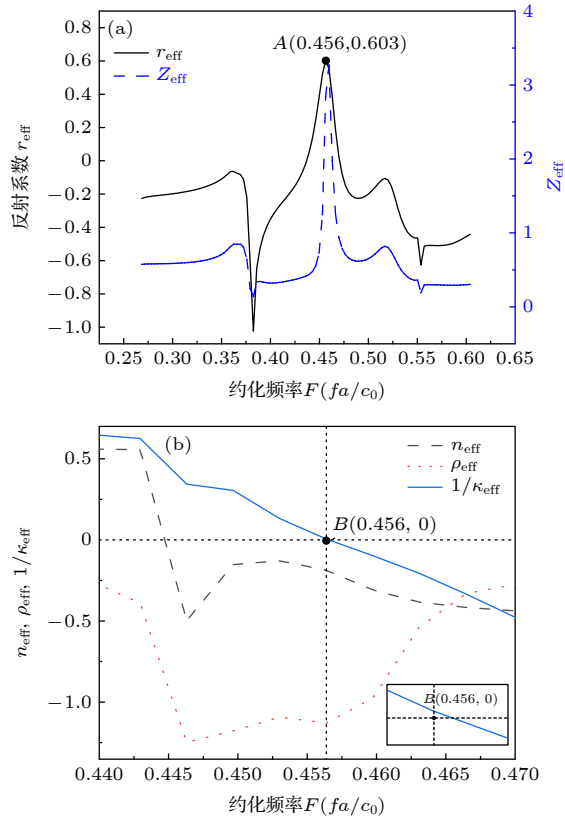


图 4 声学超材料不同的物理参数特性 ($R = 0.224a$, $F_S = 0.456$) (a) 相对阻抗 (Z_{eff}) 和反射系数 (r_{eff}) 随 F 的变化; (b) 有效折射率 (n_{eff})、有效质量密度 (ρ_{eff})、有效体积模量的倒数 ($1/\kappa_{\text{eff}}$) 随 F 的变化, 图像右下角内嵌图形为 B 点附近的放大

Fig. 4. Different physical parameters of acoustic metamaterials ($R = 0.224a$, $F_S = 0.456$): (a) Relationship between relative impedance (Z_{eff}) and reflection coefficient (r_{eff}) with F ; (b) relationship of effective refractive index (n_{eff}), effective mass density (ρ_{eff}) and inverse of effective volume modulus ($1/\kappa_{\text{eff}}$) to F , the embedded figure in the lower right corner of the image is an enlargement near point B .

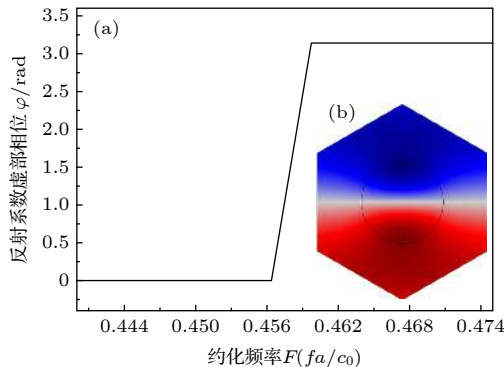


图 5 (a) 反射系数虚部相位在 $F = 0.456$ 处发生突变 ($R = 0.224a$, $F_S = 0.456$); (b) 晶格的本征模声压场图

Fig. 5. (a) Phase of the imaginary part of the reflection coefficient mutates at $F = 0.456$ ($R = 0.224a$, $F_S = 0.456$); (b) eigen mode acoustic pressure field diagram of the lattice.

为了探究图 4 和图 5 中的物理参数特性与负向 Schoch 位移的联系, 改变散射体 R , 寻找反射系数峰值对应的 F , 当图 4 和图 5 中的物理参数特性同时得到满足时, 验证该约化频率下是否出现负向 Schoch 位移. 经过多次的仿真发现, 改变散射体 R , 物理参数特性与 $R = 0.224a$ 时的结果类似. 发生负向 Schoch 位移时散射体半径 R 与 $F_S(fa/c_0)$ 的变化关系以图 6(a) 表示, 整体来看约化频率 F_S 与散射体橡胶半径 R 近似呈现线性关系, 随着 R 的增大 F_S 逐渐减小.

常规材料与光学超材料界面处合适的覆盖层厚度能极大激发表面波和漏波^[16,17,25], 在常规材料与声学超材料界面处增加覆盖层 (水层) 存在类似现象. 经过计算发现, 界面处覆盖层厚度对负向 Schoch 十分重要, 如图 6(b) 所示. 只有当覆盖层厚度处于某一区间时才有不同程度的负向位移出现. 当 h_0 处于 $0.2a$ — $0.4a$ 时, 负向位移值随着 h_0 的增大先增大后减小, 在 $h_0 = 0.3a$ 处取得最大负值 $8a$. 这是因为随着 h_0 的增大, 界面处产生表面波和漏波的条件^[16] 在 h_0 处于 $0.3a$ 附近近似得到满足, 进而在界面处诱导出巨大的负向位移. 但当 h_0 较大或较小时, 不满足界面处激发表面波和漏波的条件, 反射声束的位移可忽略. 为了衡量负向 Schoch 位移的大小, 进一步探究了声波半腰宽 w 与负向 Schoch 位移的关系如图 6(c) 和 6(d) 所示. 随着入射声波半腰宽 w_i 的增大, 负向 Schoch 位移的变化情况如图 6(c) 所示. 图 6(d) 为反射声波半腰宽 w_r 随覆盖层厚度 h_0 的变化关系, 随着覆盖层厚度的增大反射声波半腰宽 w_r 会先增大后减小. 对比图 6(b) 和图 6(d), 在入射声波半腰宽 w_i 为 $5a$ 的条件下, 当反射声波半腰宽 w_r 最大时负向 Schoch 位移达到最大值.

3 Schoch 位移与超材料能带的关系

在带隙边缘附近, 光子晶体对光束的调控与有效介电常数接近零的材料类似, 因此带隙附近的超材料通常具有许多新颖的光学特性, 这些特性统称为超折射光学^[26], 其主要现象为入射光束的分裂或放大, 或负的古斯-汉欣位移^[27]. 消逝场的存在会影响波的传播, 最明显的情况就是波在带隙中的传播^[28], 不仅古斯-汉欣效应与带隙有着密切的关系^[29], Schoch 效应与超材料的带隙同样有着联系.

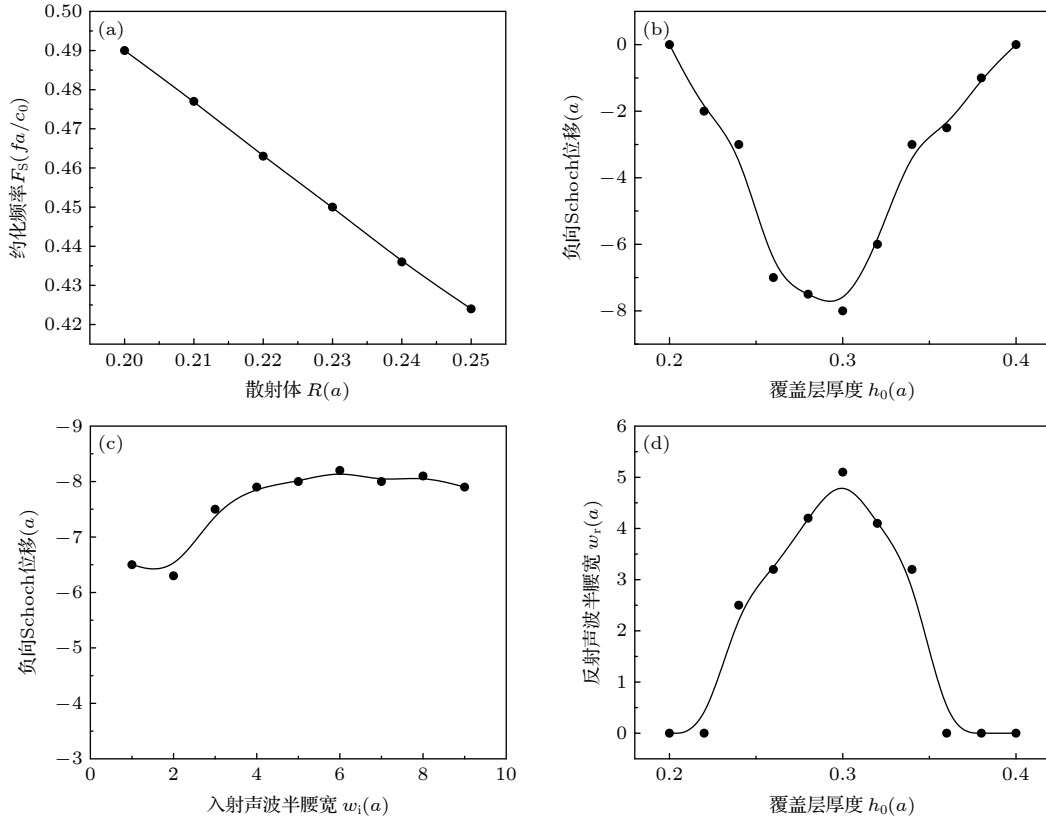


图 6 (a) 发生 Schoch 位移时 F_S 随 R 的变化; (b) 负向 Schoch 位移随覆盖层厚度 h_0 的变化 ($R = 0.224a$, $F_S = 0.456$); (c) 负向 Schoch 位移随入射声波半腰宽 w_i 的变化; (d) 反射声波半腰宽 w_r 随覆盖层厚度的变化

Fig. 6. (a) Relationship of F_S to R when the Schoch displacement happens; (b) relationship between negative Schoch displacement and overburden thickness h_0 ; (c) relationship between negative Schoch displacement and the half-waist width of the incident acoustic wave; (d) relationship between the half-width of the reflected acoustic wave and the thickness of the covering layer.

在全内反射情况下, 不同的介质界面发生 Schoch 效应时通常伴随有表面波或漏波的产生, 消逝波存在导致了反射波束相位发生突变, 使得反射波束与入射波束之间有一个较大的相位差. 研究发现, 发生负向 Schoch 位移的约化频率总是位于第一带隙上边界附近.

由前面知 $R = 0.224a$, 发生负向 Schoch 位移时 $F_S = 0.456$, 其带结构如图 7(a) 所示, 红色实线是添加的纵坐标为 $F = F_S = 0.456$ 的辅助线. 从图上看, 第一带隙上边界与红色实线有两个交点, 左右两交点分为位于 ΓM 和 MK 方向, 记右边交点为 C 点. 因为声波入射角为 45° , 导致在 ΓM 方向激发较复杂的模式^[30], 故仅需探究 C 点附近的情况就能说明问题. 多次的仿真发现, 若入射声波的约化频率在 C 点及以下 0.002 个单位的约化频率范围内, 声压场图显示有负向 Schoch 位移的出现, C 点以上则没有. 负向的古斯-汉欣位移需要在后向漏波结构 (或负折射率材料) 中激发^[31,32], 同

样可认为负向的 Schoch 位移也需要在后向漏波结构 (或有效折射率为负的声学超材料) 中激发. 对于带隙下边界, 由图 7(a) 知在 MK 方向, 带隙下边界的 F 值在 0.309 附近波动. 为了分析带隙下边界的情况, 图 7(b) 给出了 $F = 0.309$ 时超材料的有效参数, 图中作有两条平行于坐标轴黑色辅助虚线 ($n_{\text{eff}} = 0$ 和 $F = 0.309$), 其交点为 B , B 点的有效参数即为声波以 $F = 0.309$ 入射时超材料的有效参数. 从图 7(b) 中的 B 点知, 此时 $1/\kappa_{\text{eff}}$ 不再趋向于零, n_{eff} 大于零, 因此推测声波以带隙下边界频率 $F = 0.309$ 入射时并不能激发负向的 Schoch 位移. 图 7(c) 所示的声压场图验证了本文的推测, 当 $F = 0.309$ 时, 水层和超材料界面附近并不能激发后向漏波, 没有负向 Schoch 位移出现. 所以不再探究带隙下边界的情况, R 为其他值时情况与此类似.

上面的结论表明, 负向 Schoch 位移发生的约化频率位于第一带隙之中且靠近上边的通带; 不同系统的约化频率范围稍有不同.

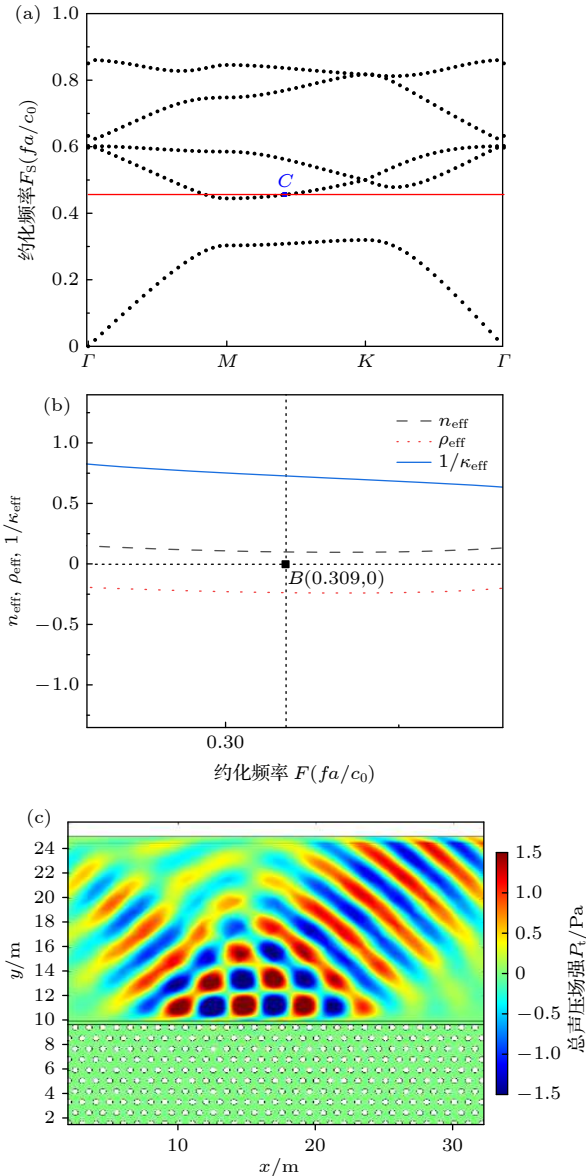


图 7 (a) 超材料的带结构 ($R = 0.224a$); (b) n_{eff} , ρ_{eff} , $1/\kappa_{\text{eff}}$ 随 F 的变化; (c) 声波以带隙下边界频率 ($F = 0.309$) 入射时超材料的声压场图

Fig. 7. (a) Band structures of metamaterial ($R = 0.224a$); (b) relationship of n_{eff} , ρ_{eff} and $1/\kappa_{\text{eff}}$ to F ; (c) acoustic pressure field diagram of metamaterial when acoustic waves incident at the lower band-gap boundary frequency.

4 结 论

本文主要研究了二维近零折射率声学材料发生负向 Schoch 位移时的物理参数特性以及模型结构参数对位移的影响. 通过在常规材料与声学超材料界面处增加材料为水的覆盖层, 选取合适的厚度参数, 实现了巨大的负向 Schoch 位移. 计算结果表明, 合适的覆盖层厚度能够诱导界面处反射波束的部分能流, 使其进入覆盖层并且转化为向后传播

的漏波, 进而在低频领域获得波长数量级 (米尺寸级别) 的负向 Schoch 位移. 大的负向 Schoch 位移的发生会伴随着以下几个物理特性, 超材料的有效体积模量倒数趋近于零从而使它成为一种折射率近零的声学材料; 超材料有效阻抗的极大值和反射系数的极大值几乎在同一约化频率处; 反射系数虚部相位在对应约化频率处有 π rad 的相位突变; 发生负向 Schoch 位移的约化频率位于 MK 方向第一带隙中且靠近上边界的通带频率. 常规材料界面处声波的 Schoch 位移通常是正向的且大小可忽略的, 本文获得了负向的 Schoch 位移, 不但丰富了声波 Schoch 现象方面的研究成果, 而且为设计基于界面声波的声学器件提供理论参考.

参考文献

- [1] Schoch A 1950 *Schallreflexion, Schallbrechung und Schallbeugung* (Berlin, Heidelberg: Springer) pp127–234
- [2] Schoch A 1952 *Acta Acust. United Acust.* **2** 372
- [3] Bertoni H L, Tamir T 1973 *Appl. Phys.* **2** 157
- [4] Declercq N F, Degrieck J, Briers R, Leroy O 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 2533
- [5] Declercq N F, Degrieck J, Briers R, Leroy O 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 6869
- [6] Herbison S W, Declercq N F, Breazeale M A 2009 *J. Acoust. Soc. Am.* **126** 2939
- [7] Declercq N F 2014 *Ultrasonics* **54** 609
- [8] Chen Z W, Yao Y W, Wu F G, Zhang X, Dong H F, Lu S F, Han L X 2017 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **47** 064301 (in Chinese) [陈宗旺, 姚源卫, 吴福根, 张欣, 董华锋, 陆水芳, 韩理想 2017 中国科学: 物理学 力学 天文学 **47** 064301]
- [9] Yang Z, Mei J, Yang M, Chan N H, Sheng P 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 204301
- [10] Mei J, Ma G C, Yang M, Yang Z Y, Wen W J, Sheng P 2012 *Nat. Commun.* **3** 756
- [11] Shen H J, Wen J H, Yu D L, Cai L, Wen X S 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 134303 (in Chinese) [沈惠杰, 温激鸿, 郁殿龙, 蔡力, 温熙森 2012 物理学报 **61** 134303]
- [12] Chen F, Hao J, Li H G, Cao Z Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 074223 (in Chinese) [陈凡, 郝军, 李红根, 曹庄琪 2011 物理学报 **60** 074223]
- [13] Xu Y D, Chan C T, Chen H Y 2015 *Sci. Rep.* **5** 8681
- [14] Lu Z R, Liang B M, Ding J W, Chen J B, Zhuang S L 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 154208 (in Chinese) [陆志仁, 梁斌明, 丁俊伟, 陈家璧, 庄松林 2016 物理学报 **65** 154208]
- [15] Fan Y C, Shen N H, Zhang F L, Wei Z Y, Li H Q, Zhao Q, Fu Q H, Zhang P, Koschny T, Soukoulis C M 2016 *Adv. Opt. Mater.* **4** 1824
- [16] He J L, Yi J, He S L 2006 *Opt. Express* **14** 3024
- [17] Shadrivov I V, Ziolkowski R W, Zharov A A, Kivshar Y S 2005 *Opt. Express* **13** 481
- [18] Declercq N F, Lamkanfi E 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 054103
- [19] Lamkanfi E, Declercq N F, Van Paepegem W, Degrieck J 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 114902
- [20] Mei J, Liu Z Y, Wen W J, Sheng P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 024301

- [21] Mei J, Liu Z Y, Wen W J, Sheng P 2007 *Phys. Rev. B* **76** 134205
- [22] Fokin V, Ambati M, Sun C, Zhang X 2007 *Phys. Rev. B* **76** 144302
- [23] Zhao D, Zhong D, Hu Y H, Ke S L, Liu W W 2019 *Opt. Quantum Electron.* **51** 113
- [24] Huang X Q, Lai Y, Hang Z H, Zheng H H, Chan C. T. 2011 *Nat. Mater.* **10** 582
- [25] Wan Y H, Zheng Z, Kong W J, Zhao X, Liu Y, Bian Y S, Liu J S 2012 *Opt. Express* **20** 8998
- [26] Enoch S, Tayeb G, Maystre D 1999 *Opt. Commun.* **161** 171
- [27] Zhang J L, Jiang H T, Enoch S, Tayeb G, Gralak B, Lequime M 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 053104
- [28] Felbacq D, Smaali R 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 193902
- [29] Felbacq D, Moreau A, Smaali R 2003 *Opt. Lett.* **28** 1633
- [30] Hou Z L, Fu X J, Liu Y Y 2004 *Phys. Rev. B* **70** 014304
- [31] Tamir T, Bertoni H L 1971 *J. Opt. Soc. Am.* **61** 1397
- [32] Berman P R 2002 *Phys. Rev. E* **66** 067603

Negative Schoch displacement of two-dimensional acoustic metamaterials with near-zero refractive index^{*}

Liu Xiang-Dong¹⁾ Wu Fu-Gen^{1)†} Yao Yuan-Wei^{2)‡} Zhang Xin²⁾

1) (School of Materials and Energy, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China)

2) (School of Physics and Optoelectronic Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China)

(Received 11 December 2020; revised manuscript received 14 January 2021)

Abstract

In this paper, the Schoch displacement at the interface between different two-dimensional triangular phononic crystal metamaterial and natural material is studied by using finite element software. As is well known, the Schoch displacement is highly dependent on the surface wave and leakage wave excited at the interface between different materials. So, the negative Schoch displacement can be more easily obtained by adding a suitable thickness of covering layer at the interface between metamaterial material and natural material. The numerical results show that when the negative Schoch displacement happens, the effective parameters of metamaterials are close to zero. It means that the effective refraction index is near to zero and the reduced frequency of the incident acoustic wave is correlated with the reduced frequency of the band gap. It is also found from the results that the reduced frequency of the incident acoustic wave is located at the edge of the band gap when the negative Schoch displacement occurs. The maximum of the metamaterial effective impedance and the maximum of the reflection coefficient are almost at the same frequency. The phase of the imaginary part of the reflection coefficient has a phase mutation in π rad at the corresponding frequency. The frequency of negative Schoch displacement is located in the first band gap of MK direction and near the upper boundary. The Schoch displacement at the interface between conventional materials is usually positive and negligible in previous reports. In this paper, the negative Schoch displacement is obtained by using the near-zero refraction index metamaterials. This not only enriches the physics contents of Schoch effect but also provides a theoretical reference for designing the acoustic devices based on acoustic wave displacement at the interface.

Keywords: near-zero refractive index material, effective parameter, Schoch displacement

PACS: 46.40.-f, 43.20.+g, 63.20.D-, 62.30.+d

DOI: 10.7498/aps.70.20202108

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos.11374066, 11374068).

[†] Corresponding author. E-mail: wufg@gdut.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: yaoyuan100w@gdut.edu.cn