论文

二维三组元声子晶体Schoch效应及其调控

陈宗旺¹, 姚源卫^{1*}, 吴福根², 张欣¹, 董华锋¹, 陆水芳¹, 韩理想¹

1. 广东工业大学物理与光电工程学院, 广州 510006;

2. 广东工业大学材料与能源工程学院, 广州 510006

*联系人, E-mail: yaoyuan100w@gdut.edu.cn

收稿日期: 2016-10-19; 接受日期: 2017-02-07; 网络出版日期: 2017-03-23

国家自然科学基金资助项目(编号: 11374066, 11374068)

摘要 本文通过改变声子晶体表面的结构, 调节表面一层的结构, 观测到了二维声子晶体的Schoch效应, 并且Schoch位移达到晶格常数的7.1倍. 根据有限元方法计算超胞带结构及声压场图, 分析了二维声子晶体Schoch效应产生的物理机理. 由于表面结构影响, 带结构通带中出现了一条类波导模, 这种类波导模的存在使得入射波部分能量传导进表面层中, 最终导致反射波束发生形变和偏移. 通过改变声子晶体表面层包层半径, 研究了声子晶体Schoch位移的变化规律, 进一步增加表面层层数, 实现了声子晶体Schoch效应的调控. 本文的研究成果可为基于Schoch效应的声学传感器、声开关等声学器件的设计提供一定的理论参考与指导作用.

关键词 声子晶体, Schoch效应, 自准直效应**PACS:** 46.40.-f, 43.20.+g, 63.20.Dj, 62.30.+d

1 引言

声子晶体作为一种新型的声学材料, 近年来, 已观测并证实许多独特的物理现象^[1-21], 如负折射^[12,13]、声聚焦^[14-17]、自准直^[18-21]、Schoch效应^[22]等, 因而在物理学、材料学等领域受到广泛关注. Schoch效应指的是声学中的一种非镜面反射现象, 即声波在两种不同介质表面发生反射时, 反射点与入射点不在同一点, 反射波束相对于传统几何反射的路径有一定的偏移, 这个偏移称为Schoch位移^[22]. Schoch效应是受到光学中的Goos-Hänchen效应的启发, 于1950年通过纹影摄影技术观察到反射超声波束在界面上有一

定的横向位移^[22,23], 而后Bertoni和Tamir^[24]发展了一种统一的近似理论方法, 并指出: 入射波的能量一部分用于镜面反射, 另一部分转变为在液固界面传播的漏瑞利波. 当入射角等于瑞利角时, 镜面反射波和非镜面反射波的相位相差180°, 因此耦合时发生相消而出现反射强度为零的区域. 声学中的Schoch效应可类比如于光学中的Goos-Hänchen效应^[22,23], 目前光子晶体中基于Goos-Hänchen效应的研究无论是在理论上还是在高精度光学器件上已取得非常好的成果^[25-37], 如2003年Felbacq等人^[28]从理论上研究了一维光子晶体缝隙处的Goos-Hänchen效应; 2011年Paeder等人^[29]设计的蛋白质聚集性检测布洛赫波传感器; 2013年Wan

引用格式: 陈宗旺, 姚源卫, 吴福根, 等. 二维三组元声子晶体Schoch效应及其调控. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2017, 47: 064301
Chen Z W, Yao Y W, Wu F G, et al. The Schoch effect mechanism analysis and its regulation of two dimensional three components phononic crystal (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2017, 47: 064301, doi: 10.1360/SSPMA2016-00475

等人^[30]设计了光开关; 2014年Kong等人^[31]设计了超敏感Goos-Hänchen位移传感器; 2016年Wong等人^[32]研究了光子晶体Goos-Hänchen位移的直接测量方法等, 因此光子晶体在Goos-Hänchen效应领域取得的成果不但鼓舞着科技工作者对声子晶体Schoch效应进行研究, 而且为声子晶体中Schoch效应研究提供了重要的实验和理论研究方法, 使人们相信声子晶体中Schoch效应同样有着广阔的发展空间.

最近人们已开始对人工调制的周期性结构Schoch效应进行研究. 2003年, Declercq等人^[38]利用非均匀波衍射理论研究一维周期性突起黄铜-水结构的超声波反射时, 成功地仿真出与实验一致的数据, 但具体影响因素并未深入研究. 2004年, Declercq等人^[39]进一步发展了非均匀波衍射理论在负向Schoch位移的声学衍射研究, 研究结果表明Schoch位移的产生与类斯通利波的产生有着密切关系. 2009年, Herbison等人^[40]采用脉冲波代替时域谐波的新实验方法定量测量了Schoch位移的大小. 2014年, Declercq^[41]实验研究了产生Schoch效应时超声波的能量转变. 但是目前关于声子晶体Schoch效应的研究仅局限在一维周期性排列结构(一维声子晶体)中, 而在调控因素更多、结构更加复杂的二维声子晶体中没有见到Schoch效应的相关报道, 为了丰富和发展声子晶体Schoch效应, 本文受到光子晶体中研究自准直光束的Goos-Hänchen位移文章的启发^[42], 提出了一种新的模型, 通过调控二维声子晶体

表面散射体及包层的半径, 有效实现了对二维声子晶体中Schoch效应的研究.

本文的研究内容主要是针对二维声子晶体反射波束的Schoch效应现象. 通过改变声子晶体表面一层散射体及包层半径, 实现了二维声子晶体产生Schoch效应的目的, 然后计算分析超胞的能带结构并结合声压场图解释了其产生的原因, 通过调节声子晶体表面层包层半径及表面层层数来研究Schoch位移的大小变化, 从而达到对Schoch位移的调控.

2 模型与计算方法

图1(a)描绘的是含橡胶包层的钨柱子沿 ΓM 方向排列在水基体中的二维正方晶格声子晶体, 右上边界可作为一个声子晶体-水界面, 其中声子晶体界面最外层结构大小改变后作为表面层. 令声子晶体内部的钨圆柱和橡胶包层半径不变, 分别为 $0.398a$, $0.429a$, 其中 a 是晶格常数, 而表面层的钨圆柱半径 R 缩小为 $0.31a$, 橡胶包层 R_1 可以调节变化, 表面层单胞结构如图1(a)中的插图所示. 材料参数分别为: 散射体钨圆柱的密度 $\rho_1=19300 \text{ kg/m}^3$, 纵波速度 $C_{11}=5090 \text{ m/s}$, 横波速度 $C_{12}=2800 \text{ m/s}$, 橡胶包层的密度 $\rho_2=1300 \text{ kg/m}^3$, 纵波速度 $C_{22}=200 \text{ m/s}$, 横波速度 $C_{23}=40 \text{ m/s}$, 水的密度 $\rho=1000 \text{ kg/m}^3$, 波速 $C=1490 \text{ m/s}$. 采用有限元方法仿真半腰宽 w 为 $5a$ 的高斯波束自下而上沿 OH 方向入射到

图1 (网络版彩图)(a) 模型的原理图, 右上角插图表示的是表面层中散射体的结构及半径; (b) 声子晶体的等频线. 频率相对 $2\pi c/a$ 进行归一化, 红色虚线表示归一化频率 $\omega=0.111$, 红色点线表示水中归一化频率 $\omega=0.111$

Figure 1 (Color online) (a) Schematic diagram of the model. The upper right illustration is the structure and radius of the scattering body in the surface layer; (b) the equal frequency contour of the perfect phononic crystal shown in Figure 1(a). The frequency is normalized to $2\pi c/a$. The red broken line indicates the contour at $\omega=0.111$, the red dotted line indicates the equal frequency contour for air at $\omega=0.111$.

声子晶体中以 45° 角在声子晶体与表面层界面发生反射. H 是几何预测反射点, HO' 是几何反射方向, $H'O''$ 表示产生Schoch效应时反射波轨迹, Δ 即Schoch位移. 对于表面层采用适当的包层半径, 声子晶体-表面层界面可作为反射镜面, 波束将在此界面发生全反射.

由于声子晶体自准直特性使声波束到达声子晶体界面时没有发散, 可以消除波束发散对结果的影响^[43], 因此本文利用有限元方法计算的二维声子晶体第一能带的等频线^[20]来确定自准直频率, 其中频率相对 $2\pi c/a$ (其中 c 为水中声速)进行了归一化, 如图1(b)所示. 在图中红色虚线表示归一化频率 $\omega=0.111$, 平坦部分表示 $\omega=0.111$ 时, 声波能够沿着 ΓM 方向无衍射的直线传播. 红色点线表示的是水中 $\omega=0.111$ 的等频线. 因声子晶体 $\omega=0.111$ 的波矢沿着 ΓX 方向的投影大于水中 $\omega=0.111$ 的波矢沿着 ΓX 方向的长度, 因此 $\omega=0.111$ 的自准直波束能够在声子晶体水界面发生全反射, 故在下面的应用中, 如果没有特殊说明, 入射波束的归一化频率均为 $\omega=0.111$.

3 结果与讨论

3.1 Schoch效应产生及其机理分析

如图2(a)的声压场图所示, 声子晶体表面层结构与声子晶体内部钨圆柱和包层半径保持一致, $R=0.398a$, $R1=0.429a$. 此时从图中可以看出反射波束几乎看不到Schoch位移. 通过逐渐调节声子晶体表面一层结构的参数, 当取得参数 $R=0.31a$, $R1=0.436a$ 时, 可以观察到声波束在结构中产生了明显的Schoch效应, 如图2(b)声压场图所示. 从图2(b)中能够看到存在两个反射波束: 一波束清晰向上移动(记为波束A)且有个大的正向Schoch位移, 而另一波束向下移动不太明显(记为波束B)有个小的负向Schoch位移. 图2(a)和(b)两种情况的几何预测反射波和实际反射波声场强度振幅分布如图2(c)和(d)所示. 实线表示的是几何预测反射波振幅分布, 虚线表示实际反射波振幅分布. 通过比较几何预测反射波振幅与实际反射波振幅的峰位, 能够清楚地得出Schoch位移 Δ . 在图2(c)中没有发现波束的偏

图2 (网络版彩图)高斯波入射到模型中的声压场图. 表面层 $R=0.439a$, $R1=0.429a$ (a)和 $R=0.31a$, $R1=0.436a$ (b); (c)和(d)分别表示(a)和(b)中几何预测反射波振幅(实线)与实际反射波振幅(虚线)的比较

Figure 2 (Color online) Distribution of sound pressure field of a Gaussian beam propagation through the model with the radius of the surface layer. (a) $R=0.398a$, $R1=0.436a$; (b) $R=0.31a$, $R1=0.45a$; (c) the amplitude of the Schoch shift of the reflected waves in panel (a); (d) the amplitude of the Schoch shift of the reflected waves shown in panel (b).

移,而在图2(d)中测得声波束经界面反射后分成了两束,一束产生 $7.1a$ 的大正向Schoch位移,而另一束产生 $-2.85a$ 的小负向Schoch位移.通过对比图2(a)和(b)的声压场图发现:当有一个正向Schoch位移存在时,波束到达声子晶体-表面层界面时,声波的一部分能量限制在表面层中,这表明入射波的部分能量转变为波导模式的能量,表明这种波导模式在声波束的入射和出射过程中产生了极为重要的作用.

为了探讨这种Schoch效应产生的原因,本文从机理方向进行了研究.在模型中截取了一个如图1(a)

插图所示的宽为 a ,高为 $20a$ 的矩形超胞,其中表面层中 $R=0.31a$, $R1=0.436a$,计算的色散关系结果显示于图3(a).通过分析能带图,图中黑圆点表示的模式表明产生了1条缺陷模.因研究的自准直频率为 $\omega=0.111$,故缺陷模落在通带中,不能使能量完全局域,因此这种模式不是真正的缺陷模,而是一种类波导模式,这种类波导模将与声子晶体的体波模相互耦合.在图3(a)中,横向实线表示 $\omega=0.111$,纵向实线表示在图1(b)等频线中自准直频率 ΓM 方向波矢对应的横向波矢 $k_x=0.305$.横向实线与类波导模式的交点记为模式 N ,从图3(a)中,

图 3 (网络版彩图)(a) 模型所截取的超胞能带结构, $R=0.31a$, $R1=0.436a$. 红色斜线为声线, 横向实线为 $\omega=0.111$, 纵向实线为 $k_x=0.305$, 类波导模与横向实线的交点为模式 N ; (b) 模式 N 点的声压平方场图 $|p|^2$

Figure 3 (Color online) (a) For the band diagram of the supercell of the model, $R=0.31a$, $R1=0.436a$. The red oblique line indicates the sound line, the horizontal solid line corresponds to the angular frequency $\omega=0.111$ and the vertical solid line corresponds to the x -direction component of the wave vector ($k_x=0.305$). The intersection of the quasi waveguide mode and the horizontal solid line is the mode N ; (b) the $|p|^2$ profile of mode N .

图 4 (网络版彩图)(a) Schoch位移随着包层半径 $R1$ 的变化; (b) 波束 A (黑色正方块)与波束 B (红色圆点)的声压强度随包层半径 $R1$ 的变化

Figure 4 (Color online) (a) Schoch shift as a function of the radii of the surface layer; (b) pressure field intensity of beam A (black affirmative point) and beam B (red circle dot) as a function of the radii of the surface layer.

可以发现模式 N 的波矢对应的横向波矢 $k_{gx}=0.3$, 而且上升的类波导模意味着群速度 $V_{gx}=\partial\omega/\partial k_x$ 是正值, 因此类波导模在 ΓX 方向的能量是正方向传播的, 当模式 N 接近横向实线与纵向实线的交点, 反射波束有一个大的正向位移出现, 即在整个反射过程中这种模式起到了决定性的作用并导致较大的正向Schoch位移. 为解释

这种现象, 十个超胞的声压平方场图 $|p|^2$ 展示在图3(b)中, 图中可以发现声压虽然主要集中在界面处, 但也存在于声子晶体和表面层区域内, 这意味着这种模式不能将能量完美局域, 同时也说明Schoch位移的产生是由于入射波的能量进入到表面层中激发了类波导模式. 在能量转变过程中, 入射波能量一部分从声子晶

图5 (网络版彩图) 表面层包层半径 R_1 为 $0.422a$ (a), $0.437a$ (b), $0.45a$ (c) 计算的超胞能带图; (d)–(f) 分别对应(a)–(c)中模式 N 点的 $|p|^2$ 场图

Figure 5 (Color online) Band diagram of supercell for the radii of surface layer $R_1=0.422a$ (a); $0.437a$ (b); $0.45a$ (c) and the corresponding $|p|^2$ profile of mode N shown in the panel (d), (e) and (f), respectively.

体中泄露到表面层中, 形成类导波, 进入表面层中的能量因类波导模式的频率低于声线而不能从表面层上方泄露到水中, 另一部分能量则直接在声子晶体与表面层界面发生反射. 反射波振幅的移动(图2(c))正是由这两部分能量的相互作用造成的. 至于结果中出现大量的平直能带线主要是因为本文所采用的包层厚度较厚产生的局域共振模引起的, 这种模式对Schoch位移有无影响本文暂不研究.

3.2 表面层包层半径及表面层层数对Schoch位移的影响

3.2.1 改变表面层一层结构的 $R1$

本文研究了声子晶体表面层中包层对Schoch位移的影响, 即研究表面层包层半径 $R1$ 与Schoch位移的关系. 保持钨圆柱半径 $R = 0.31a$ 不变, 只调节包层半径 $R1$. 图4(a)中横坐标表示包层半径 $R1$, 纵坐标表示Schoch位移. 黑色正方点表示波束A的Schoch位移量, 红色圆点表示波束B的Schoch位移量. 从图中可见, 开始只有波束A产生Schoch位移. 随着 $R1$ 的增大, 波束A的Schoch位移逐渐增大, 当 $R1$ 达到 $0.433a$ 时, 波束A的Schoch位移为 $5.75a$, 这时波束B的Schoch位移开始出现, 大小为 $-3.4a$, 而后波束A的Schoch位移逐渐扩大, 波束B的Schoch位移逐渐变小, 当 $R1$ 等于 $0.437a$ 时, 波束A的Schoch位移达到最大, 为 $7.1a$, 波束B的Schoch位移为 $-2.6a$; 随后波束A, B的Schoch位移同时变小, 直到 $R1 = 0.439a$, 波束B的Schoch位移变为0, 波束A的Schoch位移为 $6.4a$, 当 $R1 = 0.442a$ 时, 波束A, B合并为一束. 两束波束的声场强度与表面层包层半径 $R1$ 的关系如图4(b)所示. 在图4(b)中波束B的声场强度一直升高, 而波束A的声场强度一直降低, 直到波束A, B的强度相当, 结合图4(a)说明当两波束反射位置相近, 合成一束波束时, 波束A, B均有一定能量.

为了能够清楚解释Schoch位移随包层半径的变化, 本文计算了一系列不同包层半径的超胞能带图, 如图5所示. 从图中可知: 类波导模式N的 k_x 值随包层 $R1$ 的增加而增加, 因此当包层半径 $R1$ 增加时, 类波导模式N的位置在图5中自左向右移动.

当模式N接近最强激发点时, 换句话说, $k_x = k_{gx}$ 和 $\omega = \omega_g$ (ω_g 是自准直频率), 模式N的 $|p|^2$ 在波导区域最强, 此时可以获得最大的Schoch位移. 这可以从图5的场

图中得到验证. 当 $R1 = 0.437a$, 类波导模与自准直模的耦合在能带中是最高的, 此时入射波能量转变进入表面层有效地增强了正向Schoch位移. 当在其他情况时, 类波导模与自准直模的耦合在能带中会出现偏差, 如图6中 N' , N'' 偏离最强激发点, 图中 IN 方向即为自准直 IM 方向, 因 IN' , IN'' 偏离 IN 方向, 则其声压在 IM 方向有一个分量, 因此 IN 方向对应的波矢点N为最强激发点.

3.2.2 改变表面层两层结构的 $R1$

为了能够进一步增强Schoch效应, 本文研究了表面层两层对Schoch位移的影响. 表面层选用两层相同的含包层钨圆柱排列, 如图7(a)所示, 其中钨圆柱 $R = 0.31a$ 保持不变, 改变包层的半径 $R1$ 从 $0.41a$ 变化到 $0.433a$. 图7(b)给出了包层半径 $R1$ 与Schoch位移的关系图. 从图中可以得出此时图形的变化规律相似于图4(a), 并且当 $R1 = 0.429a$ 时, 获得最大Schoch位移 $10.3a$, 相比于只调节一层包层Schoch位移增加了45%. 因而适当增加表面层层数, 可提高Schoch位移.

4 结论

本文设计了一种二维三组元声子晶体-表面层-水的结构, 通过有限元方法仿真了自准直声波束在声子晶体-表面层界面的反射情况, 观察到了声子晶体表面的Schoch效应, 并获得反射波束产生Schoch位移的数

图6 图5中模式N在等频线中的对应波矢位置
Figure 6 The corresponding wave vector position of the mode N shown in Figure 5 in the equal frequency line.

图7 (网络版彩图)(a) 两层相同的含包层钨圆柱排列的模型结构; (b) Schoch位移随表面层包层半径 $R1$ 的变化

Figure 7 (Color online) (a) The model of two layer of the same cladding with tungsten column; (b) Schoch shift as a function of the radii of the surface layer.

据. 同时, 利用模型超胞的能带结构, 分析发现由于类波导模与体模的干涉作用, 导致反射波束的非镜面反射, 即Schoch效应的产生是类波导模与体波模相互耦合的结果. 另外, 通过改变表面层包层的半径, 得到Schoch位移与包层的半径相联系的变化曲线, 当包层半径 $R1=0.437a$ 时, 获得最大Schoch位移 $7.1a$. 最后通

过增加表面层层数, 调控两层相同核圆柱的包层半径, 当 $R1=0.429a$, Schoch位移 $\Delta=10.3a$, 相比前面Schoch位移提高45%, 实现了对Schoch位移的增强, 达到了对Schoch效应调控的目的. 这些特性可为基于Schoch效应的声学传感器、声开关等声学器件的设计提供一定的理论参考与指导作用.

参考文献

- Liu Z, Zhang X, Mao Y, et al. Locally resonant sonic materials. *Science*, 2000, 289: 1734–1736
- Lu Y. Optical properties of an ionic-type phononic crystal. *Science*, 1999, 284: 1822–1824
- Wang W G, Liu Z Y, Zhao D G, et al. Resonant tunneling of acoustic waves in 1D phononic crystal (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2006, 55: 4744–4747 [王文刚, 刘正猷, 赵德刚, 等. 声波在一维声子晶体中共振隧穿的研究. *物理学报*, 2006, 55: 4744–4747]
- Li Y, Wu Y, Mei J. Double Dirac cones in phononic crystals. *Appl Phys Lett*, 2014, 105: 014107
- Chen Z G, Ni X, Wu Y, et al. Accidental degeneracy of double Dirac cones in a phononic crystal. *Sci Rep*, 2014, 4: 4613
- Wang G, Wen J, Liu Y, et al. Lumped-mass method for the study of band structure in two-dimensional phononic crystals. *Phys Rev B*, 2004, 69: 184302
- Li Y, Tu J, Liang B, et al. Unidirectional acoustic transmission based on source pattern reconstruction. *J Appl Phys*, 2012, 112: 064504
- Gao J, Cheng J C, Li B. Propagation of Lamb waves in one-dimensional quasiperiodic composite thin plates: A split of phonon band gap. *Appl Phys Lett*, 2007, 90: 111908
- Gao H F, Zhang X, Wu F G, et al. Semi-Dirac cone and singular features of two-dimensional three-component phononic crystals (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2016, 65: 044301 [高汉峰, 张欣, 吴福根, 等. 二维三组元声子晶体中的半狄拉克点及奇异特性. *物理学报*, 2016, 65: 044301]
- Wen J H, Long Y D, Liu J W, et al. Theoretical and experimental investigations of flexural wave propagation in periodic grid structures designed with the idea of phononic crystals. *Chin Phys B*, 2009, 18: 2404–2411
- Mei J, Chen Z, Wu Y. Pseudo-time-reversal symmetry and topological edge states in two-dimensional acoustic crystals. *Sci Rep*, 2016, 6: 32752, arXiv: 1606.02944
- Ke M, Liu Z, Qiu C, et al. Negative-refraction imaging with two-dimensional phononic crystals. *Phys Rev B*, 2005, 72: 064306
- Amirkulova F A, Norris A N. Negative refraction of acoustic waves in phononic crystals using recursive algorithms for block toeplitz matrices. *J Acoust Soc Am*, 2015, 138: 1751

- 14 Zhou X, Assouar M B, Oudich M. Acoustic superfocusing by solid phononic crystals. *Appl Phys Lett*, 2014, 105: 233506
- 15 Chiou M J, Lin Y C, Ono T, et al. Focusing and waveguiding of Lamb waves in micro-fabricated piezoelectric phononic plates. *Ultrasonics*, 2014, 54: 1984–1990
- 16 Zhao J, Bonello B, Marchal R, et al. Beam path and focusing of flexural Lamb waves within phononic crystal-based acoustic lenses. *New J Phys*, 2014, 16: 063031
- 17 Yang S, Page J H, Liu Z, et al. Focusing of sound in a 3D phononic crystal. *Phys Rev Lett*, 2004, 93: 024301
- 18 He Z, Heng Y, Peng S, et al. Acoustic collimating beams by negative refraction in two-dimensional phononic crystal. *J Appl Phys*, 2009, 105: 116105
- 19 Li B, Deng K, Zhao H. Acoustic guiding and subwavelength imaging with sharp bending by sonic crystal. *Appl Phys Lett*, 2011, 99: 051908, arXiv: [1108.0764](#)
- 20 Li J, Wu F, Zhong H, et al. Acoustic beam splitting in two-dimensional phononic crystals using self-collimation effect. *J Appl Phys*, 2015, 118: 144903
- 21 Song Z G, Deng K, He Z J, et al. Bending and splitting of self-collimated beams in high symmetry sonic crystal (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2016, 65: 094301 [宋宗根, 邓科, 何兆剑, 等. 高对称型声子晶体自准直弯曲及分束. *物理学报*, 2016, 65: 094301]
- 22 Schoch A. Schallreflexion, Schallbrechung und Schallbeugung. Berlin: Springer, 1950. 127–234
- 23 Schoch A. Seitliche versetzung eines total reflektierten strahls bei ultraschallwellen. *Acta Acust U Acust*, 1952, 2: 18–19
- 24 Bertoni H L, Tamir T. Unified theory of Rayleigh-angle phenomena for acoustic beams at liquid-solid interfaces. *Appl Phys*, 1973, 2: 157–172
- 25 Garcia-Pomar J L, Gollub J N, Mock J J, et al. Experimental two-dimensional field mapping of total internal reflection lateral beam shift in a self-collimated photonic crystal. *Appl Phys Lett*, 2009, 94: 061121
- 26 Rivolo P, Michelotti F, Frascella F, et al. Real time secondary antibody detection by means of silicon-based multilayers sustaining Bloch surface waves. *Sens Actuators B-Chem*, 2012, 161: 1046–1052
- 27 Sinibaldi A, Danz N, Descrovi E, et al. Direct comparison of the performance of Bloch surface wave and surface plasmon polariton sensors. *Sens Actuators B-Chem*, 2012, 174: 292–298
- 28 Felbacq D, Moreau A, Smaïli R. Goos-Hänchen effect in the gaps of photonic crystals. *Opt Lett*, 2003, 28: 1633–1635
- 29 Paeder V, Musi V, Hvozdar L, et al. Detection of protein aggregation with a Bloch surface wave based sensor. *Sens Actuators B-Chem*, 2011, 157: 260–264
- 30 Wan Y H, Zheng Z, Kong W J, et al. Ultrasensitive Goos-Hänchen shift sensing using a photonic crystal structure. In: *Proceedings of 2011 IEEE Photonic Society 24th Annual Meeting*. Arlington: IEEE, 2011. 925–926
- 31 Kong W J, Wan Y H, Zheng Z. Highly-sensitive, Bloch-surface-wave induced giant Goos-Hänchen shift sensing. In: *Proceedings of 2012 Conference on Lasers and Electro-Optics*. San Jose: IEEE, 2012
- 32 Wong Y P, Xiao X R, Solgaard O. Direct measurement of negative optical goos hanchen shift from phtonic crystal. In: *Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics*. San Jose: Optical Society of America, 2016
- 33 Kong W, Zheng Z, Wan Y, et al. High-sensitivity sensing based on intensity-interrogated Bloch surface wave sensors. *Sens Actuators B-Chem*, 2014, 193: 467–471
- 34 Wan Y, Zheng Z, Kong W, et al. Direct experimental observation of giant Goos-Hänchen shifts from bandgap-enhanced total internal reflection. *Opt Lett*, 2011, 36: 3539–3541
- 35 Wang X, Yin C, Sun J, et al. All-optically tunable Goos-Hänchen shift owing to the microstructure transition of ferrofluid in a symmetrical metal-cladding waveguide. *Appl Phys Lett*, 2013, 103: 151113
- 36 Wan Y H, Zheng Z, Kong W J, et al. Fiber-to-fiber optical switching based on gigantic Bloch-surface-wave-induced Goos-Hänchen shifts. *IEEE Photon J*, 2013, 5: 7200107
- 37 Alberto S, Riccardo R, Aleksei A, et al. Exploiting the phase properties of Bloch surface waves on photonic crystals for efficient optical sensing. In: *Proceedings of the SPIE, Optical Sensing and Detection III*. Brussels: SPIE, 2014
- 38 Declercq N F, Degrieck J, Briers R, et al. Theoretical verification of the backward displacement of waves reflected from an interface having superimposed periodicity. *Appl Phys Lett*, 2003, 82: 2533–2534
- 39 Declercq N F, Degrieck J, Briers R, et al. Theory of the backward beam displacement on periodically corrugated surfaces and its relation to leaky Scholte-Stoneley waves. *J Appl Phys*, 2004, 96: 6869–6877
- 40 Herbison S W, Declercq N F, Breazeale M A. Angular and frequency spectral analysis of the ultrasonic backward beam displacement on a periodically grooved solid. *J Acoust Soc Am*, 2009, 126: 2939–2948
- 41 Declercq N F. Experimental study of ultrasonic beam sectors for energy conversion into Lamb waves and Rayleigh waves. *Ultrasonics*, 2014,

54: 609–613

- 42 Zhou F, Han K, Ge Y, et al. Non-specular reflection of self-collimated beams in photonic-crystal-made prism and waveguide system. [Opt Commun](#), 2012, 285: 2780–2784
- 43 Pérez-Arjona I, Sánchez-Morcillo V J, Redondo J, et al. Theoretical prediction of the nondiffractive propagation of sonic waves through periodic acoustic media. [Phys Rev B](#), 2007, 75: 014304

The Schoch effect mechanism analysis and its regulation of two dimensional three components phononic crystal

CHEN ZongWang¹, YAO YuanWei^{1*}, WU FuGen², ZHANG Xin¹,
DONG HuaFeng¹, LU ShuiFang¹ & HAN LiXiang¹

¹ School of Physics and Optoelectronic Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China;

² School of Materials and Energy, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China

In this paper, through changing the phononic crystal surface and adjusting the structure of surface layer, we observed the Schoch effect of two dimensional phononic crystal, and the Schoch shift reached 7.1 times of the lattice constant. To further understand the physical mechanism of this kind of phenomenon, the finite element method is used to calculate the band structure of the model. Because of the influences of the surface of structure, there exists a kind of waveguide mode in the passband. Through careful analysis of the band structure and the sound pressure field profile, it is found the kind of waveguide mode makes the incident wave energy go into the waveguide layer which resulting in reflection beam deformation and offset. In addition, through the finite element simulation, the change regulation of the Schoch shift in the phononic crystal is studied by changing the radius of the surface layer and further increase the layer number of the surface layer of the phononic crystal to achieve the control of the Schoch effect of the phononic crystal. The conclusion of this paper can provide some theoretical reference and give some guidance for the design of acoustic sensors based on Schoch effect.

phononic crystal, Schoch effect, self collimation effect

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

doi: [10.1360/SSPMA2016-00475](https://doi.org/10.1360/SSPMA2016-00475)