

二维三组元声子晶体中的半狄拉克点及奇异特性

高汉峰 张欣 吴福根 姚源卫

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

Gao Han-Feng Zhang Xin Wu Fu-Gen Yao Yuan-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 044301 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.044301

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044301>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

声子晶体中的半狄拉克点研究

Semi-Dirac points in two-dimensional phononic crystals

物理学报.2015, 64(19): 194301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.194301>

声单向操控研究进展

Recent advances in acoustic one-way manipulation

物理学报.2015, 64(9): 094305 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094305>

局域共振型声子晶体中的缺陷态研究

Defect state of the locally resonant phononic crystal

物理学报.2014, 63(3): 034305 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.034305>

运动目标辐射声场干涉结构映射域特征研究

Characteristics of mapping domain of the acoustic field interference structures radiated by a moving target

物理学报.2014, 63(3): 034306 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.034306>

基于局域共振单元实现声子晶体低频多通道滤波

Phononic crystal multi-channel low-frequency filter based on locally resonant unit

物理学报.2014, 63(2): 024301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.024301>

二维三组元声子晶体中的半狄拉克点及奇异特性*

高汉峰¹⁾ 张欣^{1)†} 吴福根²⁾ 姚源卫¹⁾

1) (广东工业大学物理与光电工程学院, 广州 510006)

2) (广东工业大学实验教学部, 广州 510006)

(2015年8月30日收到; 2015年10月23日收到修改稿)

设计了一种二维三组元声子晶体结构, 利用偶然简并的方法在布里渊区中心实现了半狄拉克点, 探究了随着组元几何参数的改变半狄拉克点的演变过程. 利用有限元方法研究发现在半狄拉克点频率附近沿着 ΓX 方向声子晶体表现出与零折射率材料相似的行为, 许多奇异特性如单向透射等均可观察到. 另外还发现在半狄拉克点频率附近声子晶体是各向异性的, 沿着不同方向声波的传播现象是不同的, 这种特性是狄拉克点及类狄拉克点所不具备的. 这种各向异性的声波传播特性有许多重要的应用, 如单方向完美透射和单方向波前整形等.

关键词: 声子晶体, 半狄拉克点, 零折射率, 各向异性

PACS: 43.40.+s, 43.20.+g, 46.40.-f

DOI: 10.7498/aps.65.044301

1 引言

在石墨烯的电子能带结构中导带和价带在布里渊区边界的六个角点附近均相交于一点并且是线性分布的, 这种线性能带结构遵守无质量的狄拉克方程, 因此被称为狄拉克锥, 交点被称为狄拉克点^[1]. 在狄拉克点附近石墨烯表现出许多奇特的性质, 如异常量子霍尔效应、震颤效应、克莱因佯谬等^[2-5]. 狄拉克点的奇异性质引起了国内外许多学者的极大兴趣并在此启发下开始对经典波系统中的狄拉克点进行了研究, 并且发现了多种类型的狄拉克点^[6-16]. 一般来说, 经典波系统中的狄拉克点可以分为两类, 第一类狄拉克点位于布里渊区边界, 而第二类狄拉克点位于布里渊区中心. 2008年, Zhang 和 Liu^[6] 首先在二维三角晶格声子晶体中实现了第一类狄拉克点, 在布里渊区边界有两条能带线性相交于一点, 并且发现在狄拉克点频率附近声波的透射率与声子晶体板的厚度成反比, 这种现象也被称为伪扩散. Yu 等^[7] 发现在狄拉克点附

近声波在声子晶体中传播时有相位重建的现象, 刚进入声子晶体中的声波相位分布是杂乱无章的, 但传播一段距离之后又会重建完整的平面波前, 并且从实验上证明了基于这种相位重建的原理, 第一类狄拉克点也可用于隐身和声准直. Liu 等^[8,9] 分别对固-固体系和固-液体系声子晶体中的第二类狄拉克点进行了研究, 研究结果显示这种位于布里渊区中心的狄拉克点是三重简并的, 除了两条线性相交的能带以外还有一条平直的带在狄拉克点处与它们相交. 这种狄拉克点是通过偶然简并得到的, 如果改变材料参数或结构参数, 狄拉克点附近相交的能带将会分开并且不再是线性的. 为了区别, 这种狄拉克点又被称为类狄拉克点. 他们进一步利用有效介质理论计算发现在狄拉克点频率处有效质量密度和有效体积模量的倒数将同时为零, 因此声子晶体在类狄拉克点附近可以等效为“双零”的零折射率材料, 零折射率材料的一些特殊性质如隐身^[17]、隧穿等^[18] 在声子晶体中也会重现. 此外, Chen 等^[13] 在二维三角晶格声子晶体布里渊区中心实现了双狄拉克点, 这种狄拉克点是四重简并

* 国家自然科学基金 (批准号: 11374066, 11374068) 和广东省自然科学基金重点项目 (批准号: S2012020010885) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xinxintwinkle@163.com

的, 有四条线性分布的能带交于一点, 在这种狄拉克点附近可以观察到塔尔博特效应. Li 等^[15] 改进了他们的工作, 在三组元体系得到相对低频的双狄拉克点, 并且发现在双狄拉克点附近声子晶体的有效折射率也为零.

2009 年, 一种被称之为半狄拉克点的新类型的能带结构在电子体系中被发现并进行了深入研究^[19,20]. 研究者发现在二维布里渊区的费米面附近沿着某一对称线方向色散关系是线性的, 而沿着与之垂直的方向色散关系是非线性的. 目前, 光子晶体中的类狄拉克点研究较多^[21,22], 光子晶体中的半狄拉克点也被实现, 吴莹用各向异性的介电散射体设计了一种二维光子晶体结构并得到了半狄拉克点^[23], 并且发现这种半狄拉克锥与电磁拓扑相变换有着极其密切的关系. 我们知道光子晶体中的许多特性在声子晶体中也可以实现. 据我们所知, 二维三组元声子晶体中的半狄拉克点还没有被研究, 如果能够在二维三组元声子晶体中实现半狄拉克点, 基于半狄拉克点独特的能带结构, 将可能出现许多奇特的声波传输性质及重要应用. 三组元模型在经典波系统中具有一些独特的优势, 如 Liu 等^[24,25] 在三组元局域共振型声子晶体中实现了非常低频的带隙, 从而为声子晶体走向应用奠定了基础; Li 等^[26] 在三组元体系中实现了负折射等. 本文之所以选择三组元体系, 更重要的原因是在给定材料参数的前提下, 三组元体系独立参数较多, 可调性大, 更有可能实现半狄拉克点且有更大空间调节半狄拉克点的频率, 从而得到理想的较低频的半狄拉克点.

本文的研究目的就是在二维三组元声子晶体中实现半狄拉克点, 并且研究随着组元几何参数的改变半狄拉克点的变化规律. 利用有限元方法研究沿着声子晶体的不同方向声波的传播特性, 分析其与以前报道的狄拉克点及类狄拉克点的异同点, 并探索声子晶体中半狄拉克点的性质在功能器件设计方面的可能应用.

2 结果与讨论

2.1 二维三组元体系半狄拉克点的实现过程

以前所实现的类狄拉克点在各个方向上都是线性的^[8,9], 所以散射体多采用高对称性的圆柱体,

而半狄拉克点的特点是在某一对称方向上色散关系是线性的而在与之垂直的方向上是非线性的, 为了得到半狄拉克点必须降低对称性, 本文采用椭圆形横截面的散射体. Wu^[23] 研究光子晶体中的半狄拉克点时采用了各向异性的散射体, 而本文将证明用均质散射体就可以得到半狄拉克点. 将加有橡胶软包层的铁质椭圆柱体按正方晶格排列在水基体中, 其中水、橡胶和铁的密度和纵波波速分别为: $\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$, $\rho_1 = 1300 \text{ kg/m}^3$, $\rho_2 = 7670 \text{ kg/m}^3$, $C_0 = 1490 \text{ m/s}$, $C_1 = 4899 \text{ m/s}$, $C_2 = 6010 \text{ m/s}$, 在计算中忽略了固体组元中的剪切波模式, 做这样的简化并不会影响体系的物理内涵^[15]. 图 1(a) 中插图表示二维三组元声子晶体的单胞结构, 橡胶包层的短半轴 $R_{1a} = 0.2820a$, 长半轴 $R_{1b} = 1.6R_{1a}$; 铁质内核的短半轴 $R_{2a} = 0.2205a$, 长半轴 $R_{2b} = 1.6R_{2a}$, 其中 a 为晶格常数. 用有限元方法计算出了能带结构, 如图 1 所示, 可以看到在布里渊区中心约化频率为 0.5082 处两条能带相交于一点 A, 在图 1(b) 给出了 A 点附近色散关系的放大图, 可见沿着 ΓX 方向色散关系是线性的, 沿着 ΓY 方向是非线性的, 这种特殊的能带结构称为半狄拉克锥, 交点称为半狄拉克点. 这种特殊的色散关系是通过偶然简并得到的, 只有当几何参数调节到某一特定值时半狄拉克点才会出现. 图 1(c) 是当内核轴长减小为 $R_{2a} = 0.21a$, $R_{2b} = 1.6R_{2a}$ 时的色散关系, 可以看到原来简并的两条能带将分离并且不再是线性分布的. A_1 和 A_2 分别对应四极子态和偶极子态, 如图 1(e) 和图 1(f) 所示, 而当增大内核的轴长时情况也相似. 图 1(d) 是当内核短半轴增大为 $R_{2a} = 0.23a$, $R_{2b} = 1.6R_{2a}$ 时的色散关系, 可见两条能带也是分离的. 但是两种情况下 A_1 和 A_2 的相对位置是相反的, 所以必存在某一个值使 A_1 和 A_2 重合, 这就是上文中所说的 $R_{2a} = 0.2205$ 时的情况.

最后必须指出, 对于给定的材料参数, 并不是只有一组几何参数才能实现半狄拉克点, 例如我们发现内核短半轴 $R_{2a} = 0.2268a$, 包层短半轴 $R_{1a} = 0.2455a$, 长半轴均为短半轴 1.6 倍时也能得到半狄拉克点.

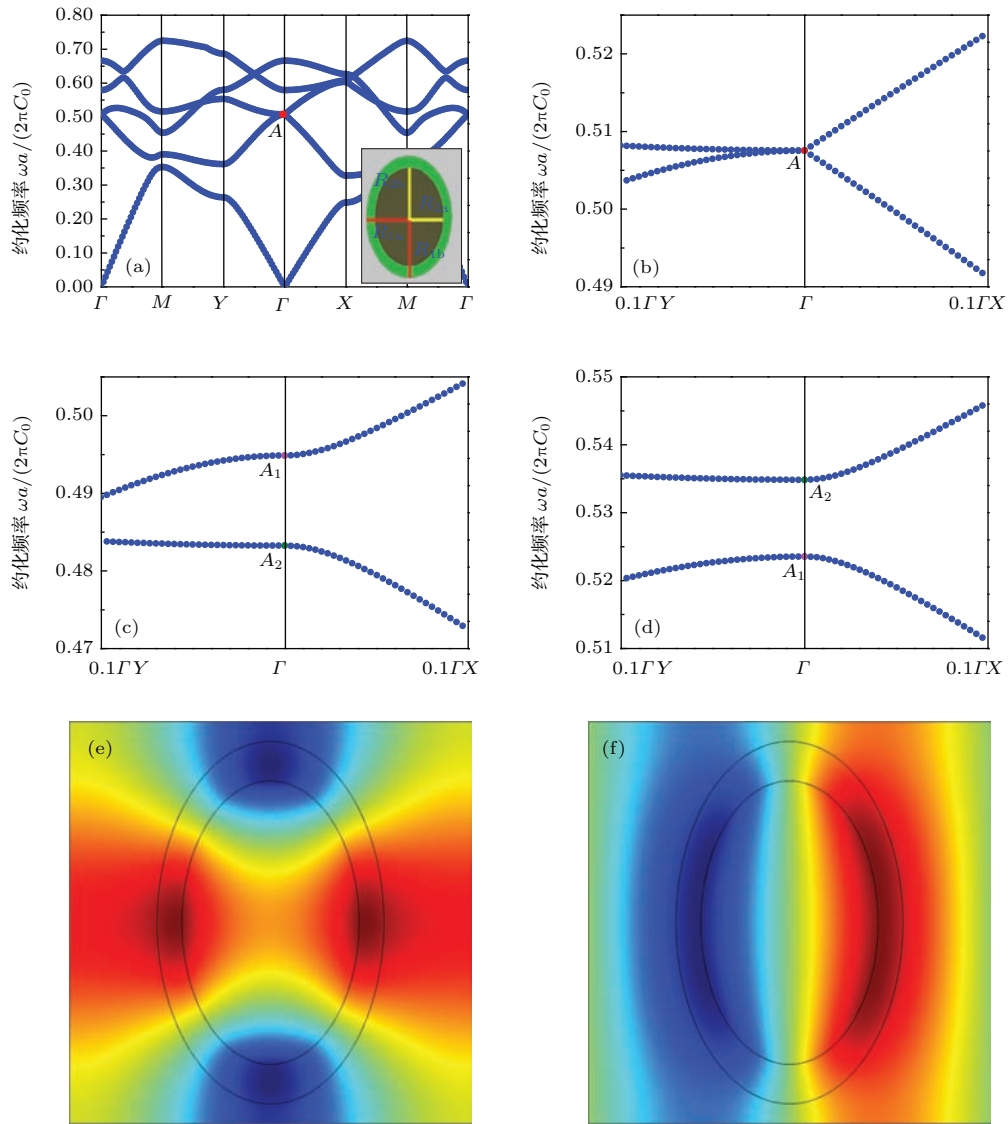


图1 (网刊彩色) 二维三组元声子晶体的能带结构 (a) 声子晶体的能带结构, 插图表示三组元声子晶体的单胞结构, 黄线表示内核的短半轴 R_{2a} 和长半轴 R_{2b} , 红线表示包层的短半轴 R_{1a} 和长半轴 R_{1b} ; (b) A 点附近色散关系的放大图; (c) 减小内核半径时的色散关系; (d) 增大内核半径时的色散关系; (e) A_1 点的声压场分布; (f) A_2 点的声压场分布

Fig. 1. (color online) Band structures of a two-dimensional three-component phononic crystal: (a) The band structures of the considered phononic crystal, the inset shows the schematic of the unit cell, yellow lines represent the semi-minor axis R_{2a} and semi-major axis R_{2b} of the core, respectively, red lines represent the semi-minor axis R_{1a} and semi-major axis R_{1b} of the shell, respectively; (b) the enlarged view of (a) around point A ; (c), (d) the band structures for different radii of cores; (e), (f) the pressure field distributions of the A_1 and A_2 point, where dark red and dark blue denote the positive and negative maxima.

2.2 半狄拉克点附近声波的奇异传播现象

以前所实现的类狄拉克锥都是各向同性的, 所以声子晶体在各个方向上声波的传输性质也是相同的. 而半狄拉克锥的色散关系沿着 ΓX 方向是线性的而沿着 ΓY 方向是非线性的, 那么声波沿着这两个方向的传播现象应该有所不同. 下面将对二维三组元声子晶体中半狄拉克点的性质进行研究. 如图 2(a) 所示, 将有限尺寸的声子晶体板放置

在矩形波导中, 在矩形波导的上下界面均加上硬声场边界条件. 一束平面波从左边沿着 ΓX 方向入射, 其频率等于半狄拉克点的频率, 可以看到平面波完全透射, 并且平面波在声子晶体中传播时相位没经历任何变化, 这和零折射率材料的行为非常相似. 图 2(c) 定量地算出了不同方向的声能透射率 $|t|^2$. 其中 t 为透射系数, 可以看到沿着 ΓX 方向在半狄拉克点频率处透射率为 1. 图 2(b) 中的情况和图 2(a) 相同, 只不过散射体的排列方式不一样, 将

图2(a)中的散射体旋转 90° 即对应图2(b)中的情况. 这时从左边入射的平面波就是沿着声子晶体的 ΓY 方向, 可以看到透射场非常弱, 从图2(c)中也可看到沿着 ΓY 方向的透射率几乎为零. 这种各向异性的传播行为可能和有效参数的各向异性有关. 从声波方程可知, 体积模量是个标量, 质量密度为张量, 在这种情况下质量密度可能是各向异性的, 则声子晶体板的阻抗也是各向异性的, 不同方向上声子晶体板和基体的阻抗匹配情况也不同, 从而导致上述单方向的完美透射.

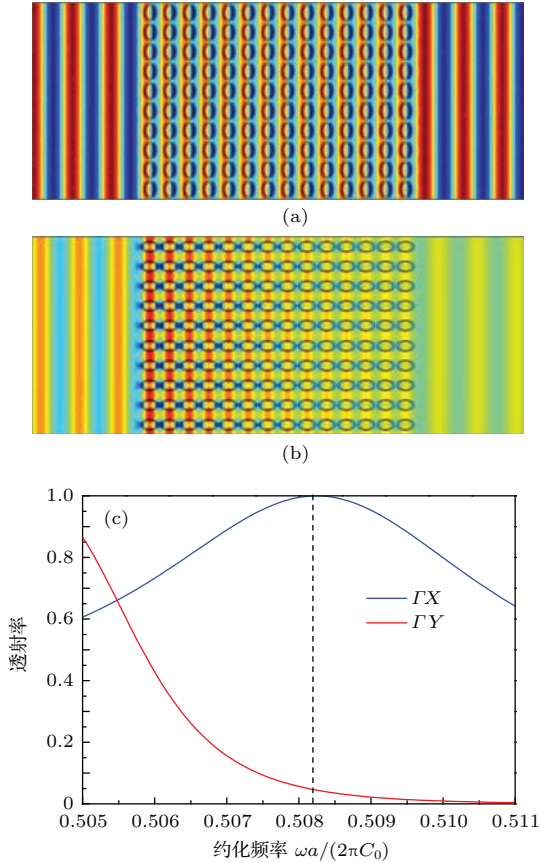


图2 (网刊彩色) 沿着不同方向声波的传播特性 (a) 声波沿着 ΓX 方向传播的声压场分布; (b) 声波沿着 ΓY 方向传播的声压场分布; (c) 声能透射率随频率的变化关系
Fig. 2. (color online) The transmission properties of acoustic waves along different direction: (a) The pressure field distributions when the incident wave is along the ΓX direction, the frequency of the incident wave is $\omega = 0.5082 (2\pi C_0/a)$, exactly at the semi-Dirac point frequency; (b) the same as panel (a), except that the incident wave is along the ΓY direction; (c) shows the sound energy transmissivity versus frequency.

从上例可知声波在声子晶体中沿着 ΓX 方向传播时相位不发生变化, 表现出和零折射率材料相似的行为. 我们知道如果平面波从普通介质(如水、空气)入射到零折射率材料上, 除了正入射以外的

所有方向的入射波都会被全部反射^[27]. 从波矢的切向分量守恒的角度来讲, 只有波矢切向分量为零的平面波能够从普通介质传播到零折射率材料中. 而根据折射定律可知零折射率材料中所有方向的平面波都会以垂直于分界面的方向传播进入普通介质中. 声子晶体中半狄拉克点的性质也可以用于设计声二极管. 将散射体排列成如图3(a)所示的

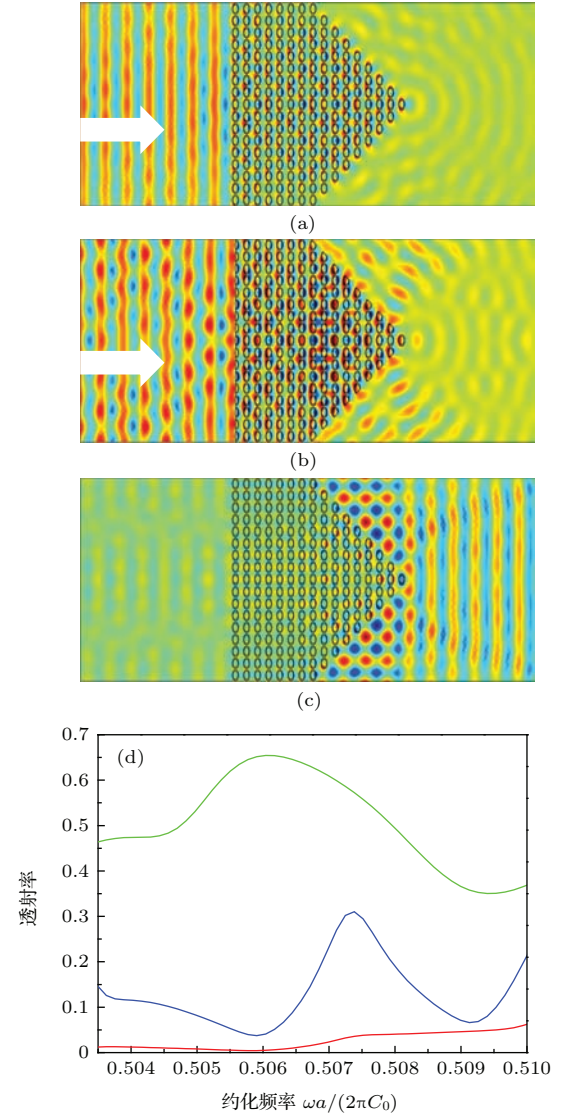


图3 (网刊彩色) 单向透射现象 (a) 平面波从左边入射; (b) 边界处理之后的声波透射情况; (c) 平面波从右侧入射; (d) 蓝色线、绿色线、红色线分别对应图3(a)—(c)情况下的声波透射率; 白色箭头代表入射方向

Fig. 3. (color online) Unidirectional transmission phenomenon: (a) A plane wave incident from the left; (b) the same as (a) except that a truncation is introduced at the two surfaces of the phononic crystal slab; (c) a plane wave incident from the right; (d) the blue curve, green curve and red curve represent the transmission of waves in (a), (b) and (c) respectively; white arrow represents the incident direction.

楔形状. 平面波仍以半狄拉克点频率从左边入射, 在左边界由于波矢的方向垂直于界面, 所以可以进入声子晶体继续向前传播, 从右边界出射时可以看到出射波仍保持平面波, 其波矢均垂直于界面. 我们注意到, 出射场强较弱, 主要由于这时声子晶体板和基质阻抗不匹配, 一部分入射波会被反射^[28], 透射较低. 计算结果发现, 在半狄拉克点频率附近, 其最大透射率仅为0.3, 见图3(d). 为了增强声波透射率, 将声子晶体板的左右边界均切去一部分, 如图3(b)所示, 透射场明显增强, 图3(d)中绿色曲线表示这时的声波透射率, 可看出在半狄拉克点附近透射率均明显增大, 最高可达0.65. 当平面波从右边入射时, 如图3(c)所示, 由于入射方向并不垂直于界面, 因此将会被全部反射, 在左边区域也几乎观察不到透射场, 其透射率几乎为零, 如图3(c)中红线所示. 和电子二极管相似, 这种具有单向透射性质的装置被称之为声二极管^[29,30], 声子晶体中半狄拉克点的性质为设计声二极管提供了一种方法. 另外, 许多其他重要应用如声隐身、隧穿等也都可以实现.

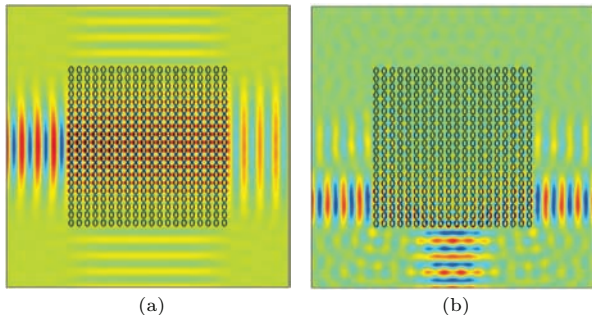


图4 (网刊彩色) 单方向波前整形 (a) 高斯波束从左边沿着 ΓX 方向入射到声子晶体板上, 出射波转化为平面波; (b) 高斯波束沿着 ΓY 方向入射, 在声子晶体中传播时衰减很快直至消失

Fig. 4. (color online) Unidirectional wave-front shaping: (a) Pressure field distribution for a Gaussian beam impinging on a square phononic crystal sample with 20-by-20 coating rods, the incident waves is along the ΓX direction; (b) the same as (a) except that the incident direction is along the ΓY direction.

半狄拉克点附近声子晶体的各向异性声波传播特性可以用来实现单方向波前整形. 在图4(a)中, 将散射体整齐排列在水基体中间, 在半狄拉克点频率处, 一束高斯波从左方沿着 ΓX 方向入射, 可以看到声波经过声子晶体后转化为平面波, 因为沿着 ΓX 方向只有切向分量为零的波矢可以穿过声子晶体, 其他分量波矢的声波在声子晶体中传播

会逐渐衰减, 所以透射场相比入射场要弱. 而当高斯波从下方沿着 ΓY 方向入射时, 如图4(b)所示, 高斯波将不能透过声子晶体, 其强度在很短距离内就衰减为零, 故不能实现波前整形. 这种单方向波前整形是声子晶体中半狄拉克点的独特性质, 是以前报道的类狄拉克点所不具备的.

3 结 论

本文设计了一种二维三组元声子晶体结构, 并且实现了较低频的半狄拉克点. 所研究的二维三组元声子晶体是由加有橡胶软包层的椭圆形铁柱按正方晶格排列于水中构成的, 通过四极子态和偶极子态的偶然简并, 在布里渊区中心实现了半狄拉克点. 利用有限元方法研究发现, 沿着 ΓX 方向声子晶体表现出和零折射率材料相似的行为, 所以可以利用半狄拉克点的性质实现单向透射, 并可用于声二极管的设计. 在半狄拉克点频率附近, 沿着不同方向声波的传播性质是不同的, 这种各向异性的声波传播特性有很多重要应用, 如单方向波前整形等. 这种各向异性的物理机理可能和有效参数的各向异性有关, 这方面有待于进一步研究. 另外将半狄拉克点和类狄拉克点的特性相结合可以设计多种功能器件. 半狄拉克点的丰富物理内涵也为人们开发利用新材料、操控声波等提供了有利手段.

参考文献

- [1] Castro Neto A H, Guinea F, Peres N M R, Novoselov K S, Geim A K 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 109
- [2] Zhang Y B, Tan Y W, Stormer H L, Kim P 2005 *Nature* **438** 201
- [3] Katsnelson M I 2006 *Eur. Phys. J. B* **51** 157
- [4] Katsnelson M I, Novoselov K S, Geim A K 2006 *Nat. Phys.* **2** 620
- [5] Sepkhanov R A, Bazaliy Y B, Beenakker C W J 2007 *Phys. Rev. A* **75** 063813
- [6] Zhang X D, Liu Z Y 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 264303
- [7] Yu S Y, Wang Q, Zheng L Y, He C, Liu X P, Lu M H, Chen Y F 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 151906
- [8] Liu F M, Huang X Q, Chan C T 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 071911
- [9] Liu F M, Lai Y, Huang X Q, Chan C T 2011 *Phys. Rev. B* **84** 224113
- [10] Peng P, Mei J, Wu Y 2012 *Phys. Rev. B* **86** 134304
- [11] Smith M J A, McPhedran R C, Meylan M H 2014 *Wave Random Complex* **24** 35
- [12] Mei J, Wu Y, Chan C T, Zhang Z Q 2012 *Phys. Rev. B* **86** 035141

- [13] Chen Z G, Ni X, Wu Y, He C, Sun X C, Zheng L Y, Lu M H, Chen Y F 2014 *Sci. Rep.* **4** 4613
- [14] Lu J Y, Qiu C Y, Xu S J, Ye Y T, Ke M Z, Liu Z Y 2014 *Phys. Rev. B* **89** 134302
- [15] Li Y, Wu Y, Mei J 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 014107
- [16] Torrent D, Sánchez-Dehesa J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 174301
- [17] Wei Q, Cheng Y, Liu X J 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 174104
- [18] Fleury R, Alù A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 055501
- [19] Pardo V, Pickett W E 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 166803
- [20] Banerjee S, Singh R R P, Pardo V, Pickett W E 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 016402
- [21] Huang X Q, Chen Z T 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 184208 (in Chinese) [黄学勤, 陈子亭 2015 物理学报 **64** 184208]
- [22] Wang X, Chen L C, Liu Y H, Shi Y L, Sun Y 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 174206 (in Chinese) [王晓, 陈立潮, 刘艳红, 石云龙, 孙勇 2015 物理学报 **64** 174206]
- [23] Wu Y 2014 *Opt. Express* **22** 1906
- [24] Liu Z Y, Zhang X X, Mao Y W, Zhu Y Y, Yang Z Y, Chan C T, Sheng P 2000 *Science* **289** 1734
- [25] Liu Z Y, Chan C T, Sheng P 2005 *Phys. Rev. B* **71** 014103
- [26] Li J, Liu Z Y, Qiu C Y 2006 *Phys. Rev. B* **73** 054302
- [27] Li Y, Liang B, Gu Z M, Zou X Y, Cheng J C 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 053505
- [28] Li Y, Mei J 2015 *Opt. Express* **23** 12089
- [29] Liang B, Yuan B, Cheng J C 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 104301
- [30] Liang B, Guo X S, Tu J, Zhang D, Cheng J C 2010 *Nat. Mater.* **10** 1038

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

Gao Han-Feng¹⁾ Zhang Xin^{1)†} Wu Fu-Gen²⁾ Yao Yuan-Wei¹⁾

1) (Department of Physics and Optoelectronic Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China)

2) (Department of Experiment Education, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China)

(Received 30 August 2015; revised manuscript received 23 October 2015)

Abstract

Due to accidental degeneracy, a semi-Dirac point is realized at the center of the Brillouin zone in a two-dimensional phononic crystal (PC) consisting of a square array of core-shell-structure elliptical cylinders in water. In the vicinity of the semi-Dirac point, the dispersion is linear along the ΓX direction, but it is quadratic along the ΓY direction. The semi-Dirac point is formed by the degeneracy of dipole and quadrupole modes, through accurately adjusting the radius of the cores and shells, the two modes will coincide and the dispersion relation will become linear. It is worth to be emphasised that the frequency of the semi-Dirac point is very low in our designed PC, and this is exactly the special advantage of a three-component system. Since the dispersion relation is different in the vicinity of the semi-Dirac point, some new features may be seen. Firstly, the anisotropic transmission phenomenon is demonstrated. A PC slab is placed in a rectangular waveguide where the sound hard boundary conditions are used on the upper and lower walls; a plane wave impinges on the PC slab along the ΓX direction at the semi-Dirac point frequency, and total transmission can be achieved, so that the sound energy transmissivity is also equal to one. In the meantime, the waves experience no spatial phase changes when they are transmitting through the PC slab; this behavior indicates that the PC can be equivalent to zero index medium along the ΓX direction. However, when the plane wave is incident along the ΓY direction, the transmitted field is very weak, and the sound energy transmission is nearly zero. Secondly, the properties of the semi-Dirac point can be applied to design acoustic diode. The scatterers of the PC are arranged in triangular prism shapes and placed into a straight waveguide; when the wave is incident along the ΓX direction, it can be transmitted through the PC slab and emerge in the right area, but when the waves is incident from the opposite direction, it will be totally reflected back. Therefore, the semi-Dirac point in PC provides a way to realize the acoustic diode. Finally, the unidirectional wave-front shape effect can also be observed in our considered system. We put a square sample with 16-by-16 coating rods into water medium. When a tightly focused Gaussian beam impinges on the PC sample along the ΓX direction at the semi-Dirac point frequency, the outgoing wave will be modulated to a plan wave. Whereas, when the incident wave along the ΓY direction, the Gaussian beam will be totally reflected. In conclusion, the singular features of semi-Dirac point in PC will provides an advantageous means to manipulate acoustic waves and exploit new functional materials.

Keywords: phononic crystal, semi-Dirac point, zero index medium, anisotropic

PACS: 43.40.+s, 43.20.+g, 46.40.-f

DOI: 10.7498/aps.65.044301

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11374066, 11374068) and the Natural Science Foundation of Guangdong, China (Grant No. S2012020010885).

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