

专题: 光学超构材料

含双曲超构材料的复合周期结构的
带隙调控及应用*吴丰¹⁾²⁾ 郭志伟¹⁾ 吴家驹¹⁾ 江海涛^{1)†} 杜桂强³⁾

1) (同济大学物理科学与工程学院, 先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092)

2) (广东技术师范大学光电工程学院, 广州 510665)

3) (山东大学空间科学与物理学院, 威海 264209)

(2020年1月13日收到; 2020年2月5日收到修改稿)

等频面的拓扑结构强烈影响光在材料中的行为. 通常组成光子晶体原胞的材料都是介电材料, 其等频面都具有相同的封闭拓扑结构. 结构最为简单的光子晶体是由两种介电材料交替组成的一维光子晶体. 然而, 这种传统的光子晶体在横磁和横电偏振下的光子带隙将随着入射角的增大而向短波方向移动, 既不利于全向带隙的产生与展宽, 又使得基于光子带隙的一些应用限制在很窄的入射角度范围内. 本综述利用双曲超构材料对电磁波相位的独特调控作用, 在由具有开放的等频面的双曲超构材料和具有封闭的等频面的普通介电材料交替组成的复合周期结构中实现了随入射角零移以及红移的特殊带隙, 为研制具有新型功能的光学器件提供了新机理. 基于零移带隙, 可设计具有固定带宽的全向反射器和宽角度的近完美光吸收器. 基于红移带隙, 可设计宽角度的偏振选择器和超灵敏折射率传感器.

关键词: 双曲超构材料, 光子晶体, 光子带隙

PACS: 42.70.Qs, 78.67.Pt, 42.25.Bs, 42.25.Ja

DOI: 10.7498/aps.69.20200084

1 引言

光在材料中的行为强烈依赖于材料的色散关系 $\omega(\mathbf{k})$, 特别是等频面 $\omega(\mathbf{k}) = \omega_0$ 的拓扑结构. 对于通常的介电材料而言, 其等频面为封闭的球面或椭球面. 近年来, 利用人工微结构调控等频面的拓扑结构引起了国内外研究人员的极大兴趣, 一个典型的例子便是双曲超构材料^[1-6]. 双曲超构材料是指介电张量或磁导率张量中的三个分量既有正值又有负值的一种超构材料^[1-6]. 不同于通常介电材料封闭的等频面, 双曲超构材料的等频面为开放的双曲面^[1-6]. 双曲超构材料特殊的等频面形态, 极

大地丰富了人们对光的调控. 各种基于双曲超构材料的新现象和应用不断地涌现了出来, 例如负折射^[7-9]、自发辐射调控^[10,11]、表面等离子激元调控^[12,13]、远距离电磁感应透明^[14]和电磁波定向传播^[15-17]等. 近年来, 研究人员还利用双曲超构材料实现了对光学波阵面的灵活调控^[18,19], 如波束偏转^[18]、波束聚焦^[18]和宽带的艾里光束产生^[19]等.

双曲超构材料可进一步分为电双曲超构材料和磁双曲超构材料, 二者的区别在于是介电张量还是磁导率张量的三个分量中既有正值又有负值. 由于光波段的磁响应比较难以实现, 所以位于光波段的电双曲超构材料比磁双曲超构材料更为普遍. 对于单轴的电双曲超构材料, 在主轴坐标系下, 其介

* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0301101)、国家自然科学基金 (批准号: 11774261, 61621001)、上海市自然科学基金 (批准号: 17ZR1443800) 和上海市科委基金 (批准号: 18JC1410900) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jiang-haitao@tongji.edu.cn

电张量可以表示为 $\bar{\epsilon} = \text{diag}(\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z)$, 其中 $\epsilon_x = \epsilon_y$ [2-5]. 将介电张量代入麦克斯韦方程组中, 可得在横磁 (transverse magnetic, TM) 偏振下的等频面方程为 [2-5]

$$\frac{k_x^2 + k_y^2}{\epsilon_z} + \frac{k_z^2}{\epsilon_{x,y}} = \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (1)$$

从方程 (1) 可以看出, 当 $\epsilon_{x,y}$ 和 ϵ_z 的符号相反, 即 $\epsilon_{x,y}\epsilon_z < 0$ 时, 等频面为开放的双曲面, 这就是双曲超构材料名称的由来. 根据 $\epsilon_{x,y}$ 和 ϵ_z 的具体正负情况, 双曲超构材料可以进一步分为第一类 (介质型) 和第二类 (金属型) 双曲超构材料 [2-5]. 若 $\epsilon_{x,y} > 0$ 而 $\epsilon_z < 0$, 称为第一类双曲超构材料, 其等频面为双叶双曲面, 可支持具有任意切向波矢的模式 [2-5]. 由于其介电张量中有两个分量为正, 具备更多介质的特征, 因此又被称为介质型双曲超构材料 [2-5]. 近年来, 介质型双曲超构材料被应用于超分辨成像 [20]、角度选择器 [21]、光的自旋霍尔效应增强 [22]、亚波长谐振腔 [23]、超灵敏传感器 [24]、光吸收器 [25] 以及热辐射增强 [26] 等领域. 若 $\epsilon_{x,y} < 0$ 而 $\epsilon_z > 0$, 则称为第二类双曲超构材料, 其等频面为单叶双曲面, 只能支持具有较大切向波矢的模式, 即具有截止切向波矢 [2-5]. 由于其介电张量中有两个分量为负, 具备更多金属的特征, 反射较强, 因此又被称为金属型双曲超构材料 [2-5]. 近年来, 金属型双曲超构材料被应用于非对称传输 [27]、亚波长谐振腔 [28]、超灵敏传感器 [29,30] 和光吸收器 [31] 等方面.

另一方面, 由不同材料周期性排列而成的光子晶体的光传输特性的调控引起了研究人员的广泛关注, 涵盖了带隙调控、通带调控和群速度调控等各个方面 [32-35]. 近年来, 宇称-时间 (parity-time, PT) 对称的光子晶体也引起了人们的关注 [36-39]. 基于 PT 对称的光子晶体, 可以实现多种新奇的光学现象, 包括奇异点 (exceptional point) 劈裂 [36]、奇异点合并 [37]、各向异性的反射振荡 [38] 和单方向隐身 [39] 等. 光子带隙是光子晶体的一个核心特征, 对光子晶体的带隙调控是目前光物理的一个活跃领域 [32-35]. 频率落在带隙中的光, 将无法在光子晶体中稳定传播, 从而被光子晶体强烈反射 [40,41]. 三十多年来, 光子晶体的带隙被广泛地应用在各个方面 [42,43], 如激光器 [44-46]、滤波器 [47-49]、传感器 [50,51]、偏振分束器 [52,53]、光波导 [54,55]、光纤 [56-58]、高方向

性天线 [59]、单向传输 [60-62] 和自发辐射调控 [63] 等. 目前, 通常组成光子晶体原胞的材料等频面都具有相同的封闭拓扑结构, 其中结构最为简单的是由两种各向同性介质交替组成的一维光子晶体. 然而, 这种传统的光子晶体的带隙强烈依赖于光的入射方向 [64-68]. 在 TM 和横电 (transverse electric, TE) 偏振下, 各向同性的电介质的等频线均为封闭的圆. 因此, 在固定频率下, 光子晶体原胞内的总传播相位将随着入射角的增大而减小. 为了维持布拉格反射条件 (即原胞内的总传播相位等于 π 的整数倍) 的成立, TM 和 TE 偏振的带隙随着入射角的增大将会向高频 (短波) 方向移动 (即蓝移) [64-68]. 传统的全介质一维光子晶体带隙的蓝移特性, 将使得全向带隙的宽度小于正入射时的带隙宽度, 从而不利于全向带隙的产生和展宽 [64-68]. 此外, 对于 TM 和 TE 偏振, 传统带隙都是随入射角蓝移的, 这将导致带隙对不同偏振的区分度不明显, 从而限制了偏振选择的工作角度范围. 此外, 光子晶体带隙的蓝移特性还将导致金属/光子晶体异质结中的光学界面态的蓝移特性 [69,70], 从而使得基于光子带隙的一些应用 (如近完美光吸收 [71-73] 和超灵敏传感 [74-76]) 限制在很窄的入射角度范围内. 综上所述, 由具有相同拓扑结构的等频面的材料组成的光子晶体具有一系列的缺点. 因此, 一个很有趣的问题是, 由具有不同拓扑结构的等频面的材料组成的复合周期结构对光子带隙的形成机制有何影响?

本文将介绍本课题组近年来在含双曲超构材料的复合周期结构的带隙调控及其应用方面的研究情况. 这种新型的复合周期结构如图 1 所示. 目前, 双曲超构材料主要可由两种方式实现. 一种方式是由二维金属柱阵列实现 [77,78]. 此时, 复合周期结构是由一个层状介电材料和二维金属柱阵列杂化而成的复合光子晶体. 另一种方式是由金属/介质亚波长多层膜实现 [78-80]. 此时, 复合周期结构就是一个由多层膜构成的一维光子晶体. 一维结构的制备只需用到镀膜技术 [81,82], 比二维和三维结构简单许多 [43,83], 且更容易进行大面积的制备 [84]. 此外, 一维光子晶体的应用十分广泛, 包括宽带反射镜 [64,85-90]、宽带透明 [91,92]、宽带波片 [93]、窄带滤波器 [94-98]、窄带吸收器 [71-73,99,100]、非互易传输 [101-103] 和辐射制冷 [84] 等. 因此, 本文将主要介绍课题组在这方面的研究情况.

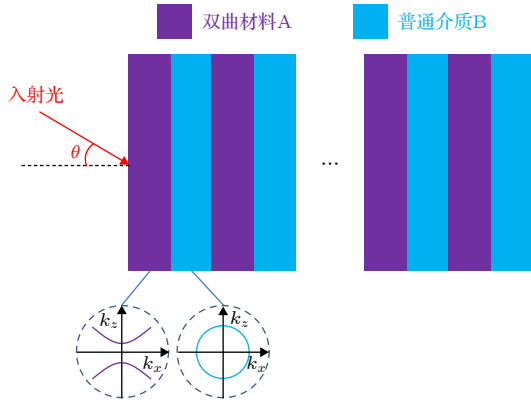


图 1 含双曲超构材料的复合周期结构的示意图

Fig. 1. Schematic of the compound periodic structure containing hyperbolic metamaterials.

2 传统的全介质一维光子晶体带隙的蓝移特性

图 2 为由两种各向同性的普通电介质交替组成的一维光子晶体的示意图. 一维光子晶体的第一个 (最低频) 带隙位置可由如下的布拉格反射条件决定:

$$\Phi|_{\omega_{\text{Brg}}} = k_{Az}d_A + k_{Bz}d_B|_{\omega_{\text{Brg}}} = \pi. \quad (2)$$

其中, Φ 为光子晶体原胞的总传播相位, k_{Az} 和 k_{Bz} 为介质 A 和 B 中的波矢的 z 分量, d_A 和 d_B 为介质 A 和 B 的厚度, ω_{Brg} 为布拉格频率. 将介质 A 或 B 的介电常数代入麦克斯韦方程组, 可得其等频线 (TM 和 TE 偏振) 方程为

$$k_x^2 + k_{A(B)z}^2 = \varepsilon_{A(B)} \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (3)$$

由方程 (3) 可知, 各向同性介质 A 和 B 的等频线均为封闭的圆, 如图 3 所示.

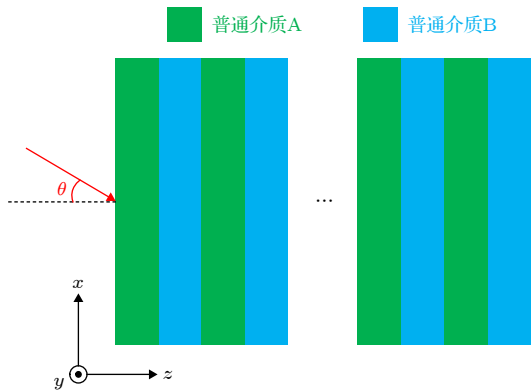


图 2 传统的全介质一维光子晶体 $(AB)^N$ 的示意图

Fig. 2. Schematic of the conventional all-dielectric one-dimensional photonic crystal $(AB)^N$.

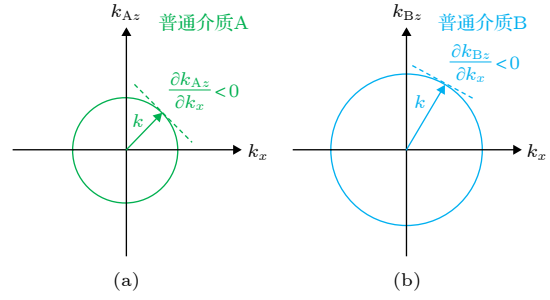


图 3 普通介质 A 和 B 的等频线 (TM 和 TE 偏振)

Fig. 3. Iso-frequency curves of isotropic dielectrics A and B (TM and TE polarizations).

因此, $\frac{\partial k_{Az}}{\partial k_x}$ 和 $\frac{\partial k_{Bz}}{\partial k_x}$ 均小于 0. 在频率不变时, 随着入射角 θ 的增大, 介质 A 和 B 中的波矢的 z 分量 k_{Az} 和 k_{Bz} 将减小. 为了维持布拉格条件的成立, 此时频率必须增大, 带隙将向短波方向移动. 此即传统一维光子晶体带隙蓝移的物理原因.

下面给出一个具体的例子. 图 4 给出了数值计算的一维光子晶体 $(AB)^{10}$ 的反射谱 (TM 和 TE 偏振) 随入射角的变化, 其中蓝色虚线为带隙的两个边缘, 由最靠近带隙的反射极小值提取. A 和 B 层的材料分别为 SiO_2 和 TiO_2 , 折射率分别为 1.43 和 2.12^[104]. A 和 B 层的厚度满足四分之一波堆条件 $n_A d_A = n_B d_B = \lambda_0/4$, 其中, $\lambda_0 = 410 \text{ nm}$. 入射和衬底介质分别为空气和 BK7 玻璃 (折射率为 1.52). 数值计算方法为传输矩阵法^[105].

由图 4 可知, 无论是对于 TM 还是 TE 偏振而言, 传统的全介质一维光子晶体的带隙均随着入射角的增大而蓝移. 如引言所述, 传统一维光子晶体

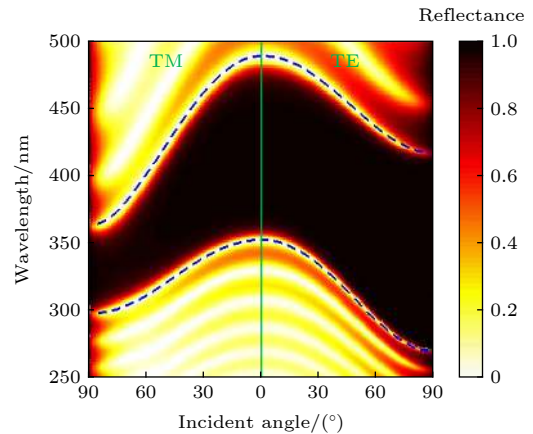


图 4 数值计算的一维光子晶体 $(AB)^{10}$ 的反射谱 (TM 和 TE 偏振) 随入射角的变化

Fig. 4. Calculated reflectance spectrum of $(AB)^{10}$ as a function of incident angle (TM and TE polarizations).

TM 和 TE 偏振带隙的蓝移特性, 不仅不利于全向带隙的产生和展宽, 还大大限制了偏振选择、近完美光吸收以及超灵敏传感的工作角度范围.

3 含双曲超构材料的一维光子晶体的零移带隙和红移带隙

3.1 带隙调控的理论基础

为了克服传统的全介质一维光子晶体的物理限制, 构造了由双曲超构材料和介质交替组成的一维新型光子晶体, 如图 5 所示. 其中, 双曲超构材料由金属/介质亚波长多层膜等效而成. 根据等效介质理论, 金属/介质亚波长多层膜在某个特定的频段可等效为单轴的电双曲超构材料, 其等效相对介电张量的两个分量为 [2-5]

$$\varepsilon_{Ax} = f\varepsilon_C + (1-f)\varepsilon_D, \quad (4a)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_{Az}} = \frac{f}{\varepsilon_C} + \frac{1-f}{\varepsilon_D}, \quad (4b)$$

其中 $f = d_C/(d_C + d_D)$ 为亚波长介质层的填充比. 在第一类双曲的频段内, 有 $\text{Re}(\varepsilon_{Ax}) > 0, \text{Re}(\varepsilon_{Az}) < 0$. 这里只考虑第一类双曲的频段而不考虑第二类双曲的频段的原因是, 第二类双曲在 TM 偏振下的等频线存在截止切向波矢, 在入射光的切向波矢小于截止切向波矢的情况下, 入射光将被双曲材料强烈反射 [4]. 因为要研究由两种透明材料 (在任何入射角度下) 组成的周期结构的能带特性, 因此使用第一类全角度透明的双曲超构材料. 在 TM 偏振下, 双曲超构材料 A 的等频线方程为 [2-5]

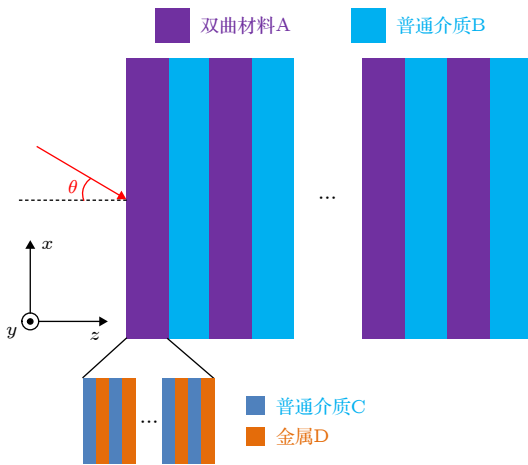


图 5 含双曲超构材料的一维光子晶体 $[(CD)^S B]^N$ 的示意图
Fig. 5. Schematic of the one-dimensional photonic crystal containing hyperbolic metamaterials $[(CD)^S B]^N$.

$$\frac{k_x^2}{\varepsilon_{Az}} + \frac{k_{Az}^2}{\varepsilon_{Ax}} = \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (5)$$

由方程 (5) 可知, 双曲超构材料 A 在 TM 偏振下的等频线为开放的双曲线, 如图 6(a) 所示. 这里需要指出的是, 在 TE 偏振下, 双曲超构材料 A 中传播的是正常光 (ordinary wave), 其等频线为封闭的圆而不是双曲线 [5]. 因此, 本文中只考虑 TM 偏振. 对于普通介质 B, 在 TM 偏振下, 其等频线也为封闭的圆, 如图 6(b) 所示.

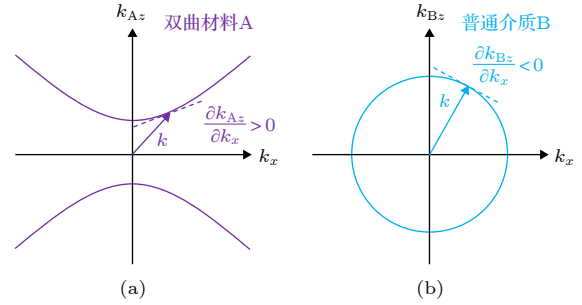


图 6 (a) 双曲材料 A 和 (b) 普通介质 B 的等频线 (TM 偏振)
Fig. 6. Iso-frequency curves of (a) hyperbolic metamaterial A and (b) isotropic dielectric B (TM polarization).

由图 6 可知, $\frac{\partial k_{Az}}{\partial k_x} > 0$ 而 $\frac{\partial k_{Bz}}{\partial k_x} < 0$. 也就是说, 随着入射角的增大, 在双曲材料层中的波矢的 z 分量 k_{Az} 将增大, 而在普通介质层中的波矢的 z 分量 k_{Bz} 将减小. 因此, 在 TM 偏振下, 光子晶体原胞的总传播相位 $\Phi = k_{Az}d_A + k_{Bz}d_B$ 随入射角增大的变化规律可以灵活调节. 基于以上的理论基础, 可以实现 TM 偏振的零移带隙以及红移带隙.

3.2 零移带隙

零移带隙即与角度无关的带隙, 这种带隙不随入射角的增大而移动. 因此, 根据布拉格条件, 光子晶体原胞的总传播相位 Φ 必须与入射角 θ (或 k_x) 无关, 即 [106]

$$\frac{\partial \Phi}{\partial k_x} = \frac{\partial k_{Az}}{\partial k_x} d_A + \frac{\partial k_{Bz}}{\partial k_x} d_B = 0. \quad (6)$$

将方程 (6) 和布拉格条件 (即方程 (2)) 联立, 在近似条件 $|\varepsilon_{Az}| \gg 1$ 和 $\varepsilon_B \gg 1$ 下, 可得 TM 偏振的零移带隙的两个解析条件 [106]:

$$d_A = \frac{\lambda_{\text{Brg}}}{2} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{Ax}} (1 - \varepsilon_B / \varepsilon_{Az})}, \quad (7a)$$

$$d_B = \frac{\lambda_{\text{Brg}}}{2} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_B} (1 - \varepsilon_{Az} / \varepsilon_B)}, \quad (7b)$$

其中 λ_{BrG} 为选取的正入射时的布拉格波长. 根据方程 (7), 设计了具体的多层膜结构, 结构式为 $[(\text{CD})^2\text{B}]^3$. 根据等效介质理论 (即方程 (4)), 金属/介质亚波长多层膜 $(\text{CD})^2$ 在波长 309—430 nm 的范围内满足 $\text{Re}(\varepsilon_{\text{Ax}}) > 0$ 和 $\text{Re}(\varepsilon_{\text{Az}}) < 0$, 可等效为第一类双曲超构材料^[107]. 选取的正入射时的布拉格波长为 $\lambda_{\text{BrG}} = 373$ nm. 其中 C 和 B 层的材料为 TiO_2 , D 层的材料为 Ag. 入射和衬底介质分别为空气和 BK7 玻璃. 数值计算和实验测量的不同入射角下的反射谱 (TM 偏振) 分别如图 7(a) 和 7(b) 所示. 其中实心圆点代表最靠近带隙的反射极小值 (即带隙边缘的标定位置), 灰色阴影区域代表带隙的边缘随入射角的波动范围.

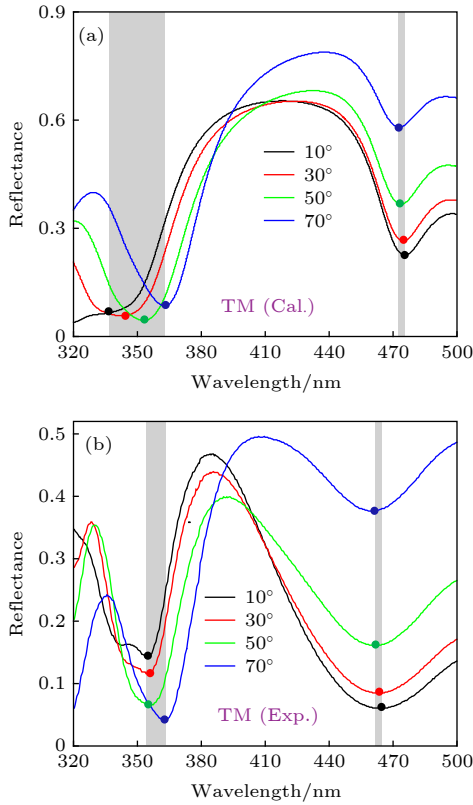


图 7 含双曲超构材料的一维光子晶体 $[(\text{CD})^2\text{B}]^3$ 在不同入射角下的反射谱 (TM 偏振) (a) 数值计算结果^[107]; (b) 实验测量结果^[107]
 Fig. 7. Reflectance spectra of $[(\text{CD})^2\text{B}]^3$ under different incident angles (TM polarization): (a) Simulated result^[107]; (b) experimental result^[107].

由数值计算结果可知, 带隙的长波长边缘几乎与入射角无关, 然而短波长边缘随入射角有轻微移动, 这是由于在设计中, 近似条件 $|\varepsilon_{\text{Az}}| \gg 1$ 和 $\varepsilon_{\text{B}} \gg 1$ 没有被很好地满足引起的^[107]. 若这两个条

件能在具体设计中被很好地满足, 带隙的两个边缘均与入射角几乎无关^[106]. 由实验测量结果可知, 该结果与数值计算结果符合得较好, 带隙的两个边缘随入射角的移动幅度都比较小. 最后, 图 8 给出了数值计算结果和实验测量结果的进一步对比^[107]. 其中彩色背景代表数值计算的反射谱 (TM 偏振) 随入射角的变化; 黑色空心圆圈代表实验测量的带隙边缘波长, 由最靠近带隙的反射极小值提取.

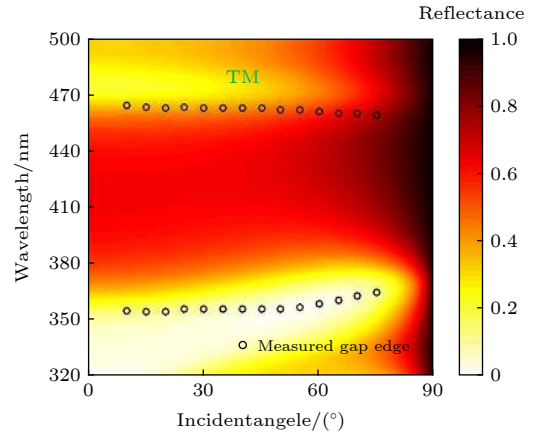


图 8 含双曲超构材料的一维光子晶体 $[(\text{CD})^2\text{B}]^3$ 的反射谱 (TM 偏振) 随入射角的变化^[107], 其中彩色背景代表数值计算结果, 黑色空心圆圈代表实验测量的带隙边缘 (由最靠近带隙的反射极小值提取)
 Fig. 8. Reflectance spectrum of $[(\text{CD})^2\text{B}]^3$ as a function of incident angle (TM polarization)^[107]. Background color represents the calculated result. Black hollow circle represents measured gap edge extracted from the reflectance dip.

由图 8 可知, 当入射角从 10° 增大到 75° 时, 测量的带隙短波长边缘从 355 nm 轻微移动到了 365 nm, 长波长边缘始终位于 462 nm 附近. 因此, 得到了一个位于可见光波段的近乎零移的全向带隙, 其范围约为 365—460 nm. 这一与入射角无关的带隙为我们设计具有固定带宽的全向反射器提供了新的机理.

3.3 红移带隙

红移带隙即随入射角的增大而红移的带隙. 要获得红移带隙, 根据布拉格条件, 光子晶体原胞的总传播相位 Φ 必须随着入射角 θ 的增大而增大^[108]. 因此, 总传播相位 Φ 也必须随着 k_x 的增大而增大, 即有^[108]

$$\frac{\partial \Phi}{\partial k_x} = \frac{\partial k_{\text{Az}}}{\partial k_x} d_A + \frac{\partial k_{\text{Bz}}}{\partial k_x} d_B > 0. \quad (8)$$

将方程 (8) 和布拉格条件 (即方程 (2)) 联立,

在近似条件 $|\varepsilon_{Az}| \gg 1$ 和 $\varepsilon_B \gg 1$ 下, 可得 TM 偏振红移带隙的两个解析条件^[108]:

$$d_A > d_{Amin} = \frac{\lambda_{Brg}}{2} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{Ax}}(1 - \varepsilon_B/\varepsilon_{Az})}, \quad (9a)$$

$$d_B = (\lambda_{Brg}/2 - \sqrt{\varepsilon_{Ax}d_A})/\sqrt{\varepsilon_B}, \quad (9b)$$

其中, λ_{Brg} 为选取的正入射时的布拉格波长. 然而, 上述推导都是在 TM 偏振的情形下进行的. 在 TE 偏振下, 由金属/介质亚波长多层膜等效而成的电双曲超构材料的等频线不再是开放的双曲线, 而与普通介质一样, 都是封闭的圆, 其等频线方程如下^[5]:

$$k_x^2 + k_{Az}^2 = \varepsilon_{Ax} \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (10)$$

因此, 含双曲超构材料的一维光子晶体的 TM 偏振带隙虽然可被设计成红移的, 但其 TE 偏振带隙仍然是蓝移的. 由于两种偏振的带隙随入射角增大的走向相反, 在带隙的边缘波长处, 可用于实现宽角度的偏振选择. 在 4.2 节中, 将宽角度的偏振选择作为红移带隙的一个具体应用进行介绍.

根据方程 (9), 设计了具体的多层膜结构, 结构式为 $[(CD)^2B]^3$. 选取的正入射时的布拉格波长 $\lambda_{Brg} = 386$ nm. 其中 C 和 B 层的材料均为 TiO_2 , D 层的材料为 Ag. 入射和衬底介质分别为空气和 BK7 玻璃. 图 9 给出了数值计算的含双曲超构材料的一维光子晶体 $[(CD)^2B]^3$ 的反射谱 (TM 和 TE 偏振) 随入射角的变化, 其中蓝色虚线为带隙的两个边缘, 由最靠近带隙的反射极小值提取^[108].

由图 9 可知, 对于 TM 偏振而言, 带隙的短波长边缘随着入射角的增大而红移, 这与我们的理论设计相符. 然而, 带隙的长波长边缘并没有随着入射角的增大而红移, 这是由于长波长边缘落在了 $(CD)^2$ 的第一类双曲区域之外^[108]. 对于 TE 偏振而言, 带隙的两个边缘均随着入射角的增大而蓝移. 因此, 在短波长边缘处, 两种偏振的带隙随入射角增大的走向相反. 这一特性可用于实现宽角度的偏振选择, 详见 4.2 节.

图 10 给出了相应的实验测量结果^[108]. 其中图 10(a) 和图 10(b) 分别代表 TM 和 TE 偏振的反射谱测量结果. 实心圆点代表最靠近带隙的反射极小值 (即带隙边缘的标定位置), 灰色阴影区域代表带隙的短波长边缘随入射角的波动范围.

由图 10 可知, 随着入射角的增大, 实验测得

的 TM 偏振下的带隙的短波长边缘是红移的, 而 TE 偏振下的带隙的短波长边缘则是蓝移的. 在第 4 节中, 将介绍上述两种新型带隙——零移带隙和红移带隙的三个具体应用.

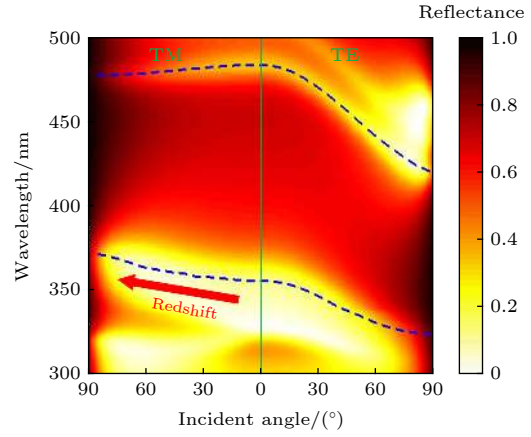


图 9 数值计算的含双曲超构材料的一维光子晶体 $[(CD)^2B]^3$ 的反射谱 (TM 和 TE 偏振) 随入射角的变化^[108]
Fig. 9. Calculated reflectance spectrum of $[(CD)^2B]^3$ as a function of incident angle (TM and TE polarizations)^[108].

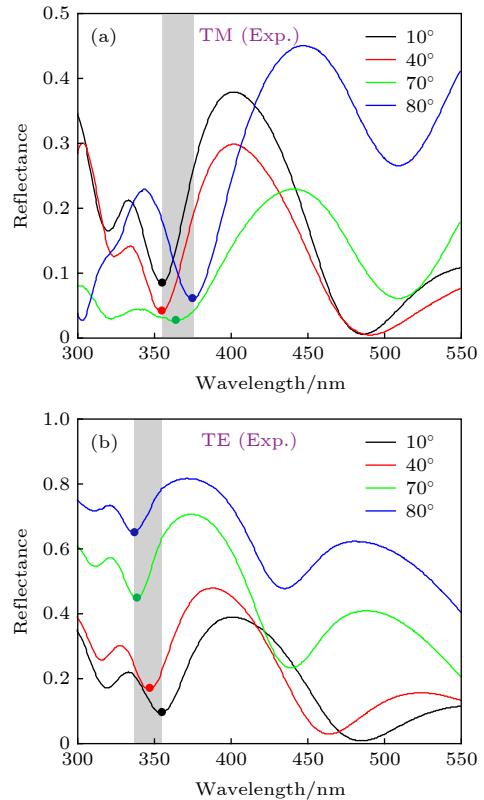


图 10 实验测量的含双曲超构材料的一维光子晶体 $[(CD)^2B]^3$ 在不同入射角下的反射谱 (a) TM 偏振^[108]; (b) TE 偏振^[108]
Fig. 10. Experimental reflectance spectra of $[(CD)^2B]^3$ under different incident angles: (a) TM polarization^[108]; (b) TE polarization^[108].

4 零移带隙和红移带隙的应用

4.1 基于零移带隙的宽角度近完美光吸收器

利用金属/全介质一维光子晶体异质结中的光学界面态的场局域特性, 可实现近完美的光吸收^[71-73]. 然而, 由于全介质一维光子晶体带隙随入射角蓝移的特性, 异质结中的界面态也将随着入射角的增大而蓝移, 这大大限制了近完美光吸收的工作角度范围^[71-73]. 在 3.2 节中, 利用含双曲超构材料的一维光子晶体实现了随入射角零移的带隙. 若将金属和具有零移带隙的光子晶体组成新型的异质结, 将可实现对入射角不敏感的光学界面态, 从而大大拓宽近完美光吸收的工作角度范围^[109].

异质结的结构式为 $M[(CD)^2B]^3$, 结构示意图如图 11(a) 所示^[109]. 其中 M 为金属层, 其材料为 Ag. $[(CD)^2B]^3$ 为含双曲超构材料的一维光子晶体, 其中 C 和 B 层的材料为 TiO_2 , D 层的材料为 Ag. 入射和衬底介质分别为空气和 BK7 玻璃. 图 11(b) 给出了实验测量的异质结在不同入射角下的吸收谱 (TM 偏振)^[109].

从图 11(b) 可以看出, 近完美吸收峰对入射角不敏感. 当入射角从 7.5° 增大到 45° 时, 吸收峰从 386.5 nm 轻微移动到了 376 nm, 较好地继承了带隙对入射角不敏感的特性. 图 12 进一步给出了实验测量的在波长 380 nm 处的吸收率随入射角的变化 (TM 偏振)^[109].

由图 12 可知, 在波长 380 nm 处, 随着入射角从 7.5° 增大到 45° , 吸收率始终保持在 90% 以上. 因此, 基于零移带隙, 我们有效地拓宽了金属/一维光子晶体异质结的近完美光吸收的工作角度范围, 实现了宽角度的近完美光吸收.

从应用来看, 基于金属/介质亚波长多层膜的单个双曲超构材料也可实现近完美光吸收, 但它只能工作在很窄的角度范围内^[110]. 有研究人员利用双曲超构材料阵列结构, 例如将由金属/介质亚波长多层膜金字塔结构等效而成的双曲超构材料排成一维阵列, 实现了宽角度的近完美光吸收^[31,111]. 这种阵列结构对制备技术的要求较高. 而我们利用一维复合周期结构实现了宽角度的近完美光吸收. 相比阵列结构, 这种多层膜复合结构更容易制备.

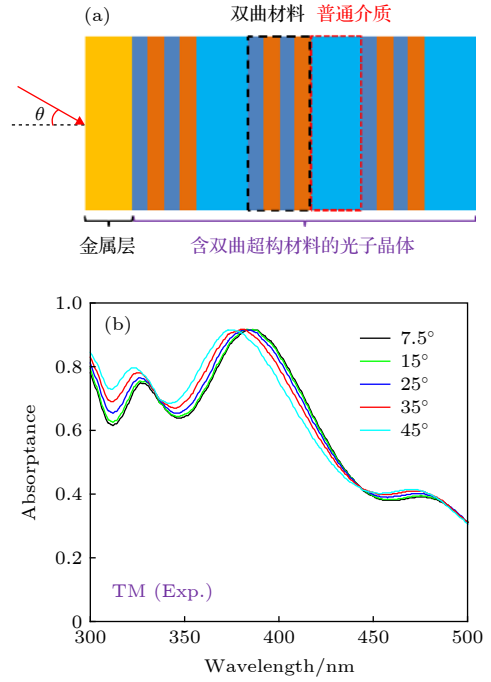


图 11 (a) 异质结 $M[(CD)^2B]^3$ 的结构示意图^[109]; (b) 实验测量的异质结 $M[(CD)^2B]^3$ 在不同入射角下的吸收谱 (TM 偏振)^[109]

Fig. 11. (a) Schematic of the heterostructure $M[(CD)^2B]^3$ ^[109]; (b) experimental absorbance spectra of $M[(CD)^2B]^3$ under different incident angles (TM polarization)^[109].

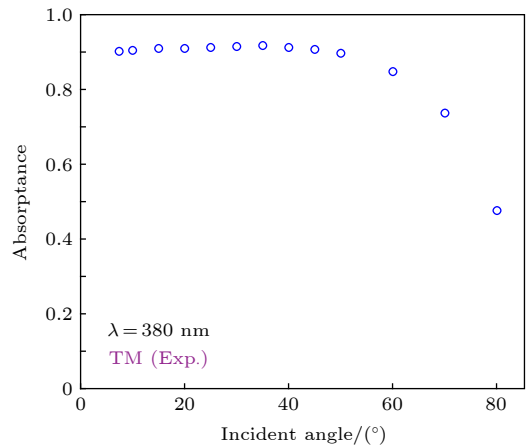


图 12 实验测量的异质结 $M[(CD)^2B]^3$ 在波长 380 nm 处的吸收率随入射角的变化 (TM 偏振)^[109]

Fig. 12. Experimental absorbance of $M[(CD)^2B]^3$ as a function of incident angle at $\lambda = 380$ nm (TM polarization)^[109].

4.2 基于红移带隙的宽角度偏振选择器

如引言所述, 对于 TM 和 TE 偏振, 传统的全介质一维光子晶体的带隙都是随入射角的增大而蓝移的, 这将导致带隙对不同偏振的区分度不明显, 从而限制了偏振选择的工作角度范围. 在 3.2 节, 在含双曲超构材料的一维光子晶体中实现

了 TM 偏振的红移带隙和 TE 偏振的蓝移带隙. 因此, 在带隙的短波长边缘处, 由于两种偏振的带隙随入射角增大的走向相反, 可用于实现宽角度的偏振选择. 图 13(a) 给出了实验测量的含双曲超构材料的一维光子晶体 $[(\text{CD})^2\text{B}]^3$ 的 TM 和 TE 偏振在带隙的短波长边缘 $\lambda = 365 \text{ nm}$ 处的反射率随入射角的变化^[108]. 光子晶体的材料和几何参数同 3.2 节.

由图 13(a) 可知, 随着入射角的增大, 波长 365 nm 处 TE 偏振的反射率逐渐增大而 TM 偏振的反射率始终维持在较低的水平. 图 13(b) 给出了相应的偏振选择比 $\rho = R^{\text{TE}}/R^{\text{TM}}$ 随入射角的变化^[108]. 可以看到, 在入射角位于 45° 到 80° 的范围内, 偏振选择比均高于 5. 因此, 基于红移带隙, 可有效地拓宽偏振选择的工作角度范围, 实现宽角度的偏振选择.

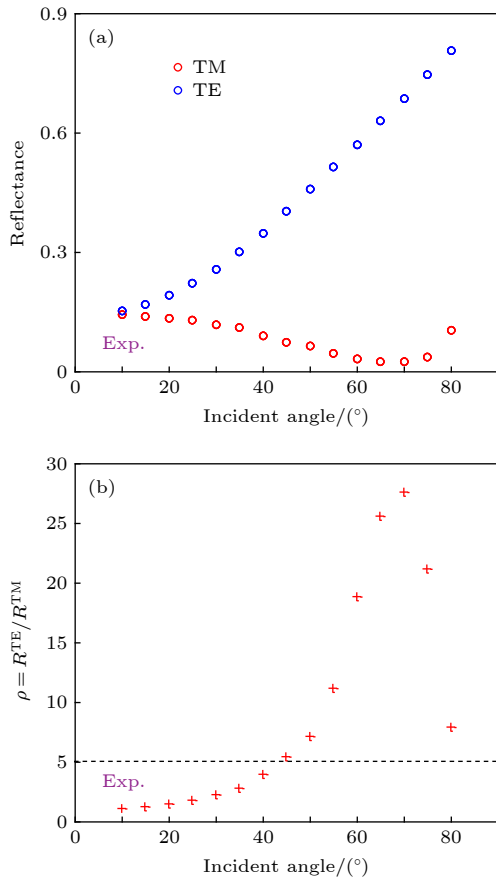


图 13 (a) 实验测量的含双曲超构材料的一维光子晶体 $[(\text{CD})^2\text{B}]^3$ 在波长 365 nm 处的 TM 和 TE 偏振的反射率随入射角的变化^[108]; (b) 相应的偏振选择比随入射角的变化^[108]
 Fig. 13. (a) Experimental reflectance of $M[(\text{CD})^2\text{B}]^3$ as a function of incident angle for TM and TE polarizations at $\lambda = 365 \text{ nm}$ ^[108]; (b) corresponding polarization selection ratio as a function of incident angle^[108].

从实现偏振分光的功能而言, 已有研究人员从理论上利用双曲超构材料的等频面的偏振依赖特性实现了宽角度的偏振选择^[112]. 尽管这个工作中用到的结构是金属/介质亚波长多层膜, 但其偏振选择机制决定了膜的界面方向与入射波矢的切向分量垂直, 即光需要从多层膜的侧面入射. 由于侧面的尺寸限制, 实验上测量分光将有一定的困难. 虽然我们的结构也是多层膜结构, 但是膜的界面方向与入射波矢的切向分量平行, 即光从多层膜的正面入射. 这在实验上易于测量分光. 当然, 由于我们的结构含有多层双曲超构材料, 结构对光的吸收比较多, 会在一定程度上降低偏振选择比.

4.3 基于红移带隙的宽角度折射率传感

近年来, Tsurimaki 等^[75] 研究人员利用金属/全介质一维光子晶体异质结的光学界面态, 实现了基于椭圆相位 (TM 和 TE 偏振的反射相位之差) 的超灵敏温度传感. 在斜入射下, 异质结在 TM 和 TE 偏振下的界面态波长将会不同, 从而导致椭圆相位在 TM 或 TE 偏振的界面态波长附近发生剧变, 进而导致了传感的高灵敏性^[75]. 然而, 由于全介质一维光子晶体在 TM 和 TE 偏振下的带隙都是随入射角的增大而蓝移的, 导致异质结在 TM 和 TE 偏振下的界面态也是蓝移的^[74-76]. 在小角度入射下, 异质结在 TM 和 TE 偏振下的界面态的波长差别很小, 从而降低了传感的灵敏度^[74-76]. 因此, 对于传统的异质结, 具有高灵敏度的传感的工作角度范围较小. 在集成光学系统中, 入射光源往往具有一定的波束宽度和角发散性, 这将导致传感的灵敏度的进一步降低^[113]. 在 3.2 节, 我们在含双曲超构材料的一维光子晶体中实现了 TM 偏振的红移带隙和 TE 偏振的蓝移带隙. 因此, 若将金属和这种特殊的光子晶体组成新型的异质结, 将可实现在 TM 偏振下红移而在 TE 偏振下蓝移的光学界面态, 从而大大拓宽具有高灵敏度的传感的工作角度范围^[114].

新型异质结的结构式为 $M[(\text{CD})^2\text{B}]^9$, 其中 M 为金属层, 其材料为 Cu. $[(\text{CD})^2\text{B}]^9$ 为含双曲超构材料的一维光子晶体, 其中 C 和 B 层的材料为 Si, D 层的材料为 ITO (氧化铟锡). 入射和衬底介质分别为空气和 BK7 玻璃. 图 14 给出了数值计算的异质结 $M[(\text{CD})^2\text{B}]^9$ 的反射谱 (TM 和 TE 偏振) 随入射角的变化^[114]. 其中蓝色虚线为带隙的两个

边缘, 由最靠近带隙的反射极小值提取. 红色虚线代表界面态, 由带隙中的反射极小值提取.

由图 14 可知, 对于 TM 偏振而言, 界面态随着入射角的增大是红移的, 而对于 TE 偏振而言, 界面态则是蓝移的. 因此, 即使在小角度入射下, TM 和 TE 偏振的界面态的波长差别也比较显著, 传感的灵敏度可以得到保证^[114]. 我们在异质结的

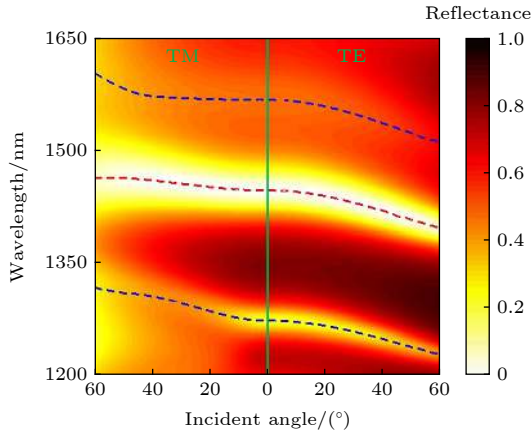


图 14 数值计算的异质结 $M[(CD)^2B]^9$ 的反射谱 (TM 和 TE 偏振) 随入射角的变化^[114]

Fig. 14. Calculated reflectance spectrum of $M[(CD)^2B]^9$ as a function of incident angle (TM and TE polarizations)^[114].

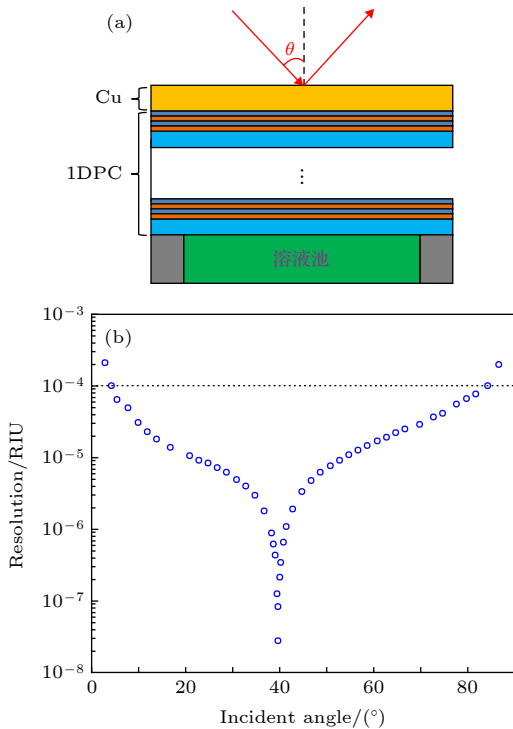


图 15 (a) 折射率传感器的示意图^[114]; (b) 数值计算的传感器的最佳折射率分辨率随入射角的变化^[114]

Fig. 15. (a) Schematic of the refractive index sensor^[114]; (b) calculated minimal refractive index resolution as a function of incident angle^[114].

下方放置了一个溶液池, 溶液池中放置折射率待测的溶液, 如图 15(a) 所示^[114]. 图 15(b) 给出了数值计算得到的传感器的最佳折射率分辨率随入射角的变化^[114]. 由图 15(b) 可知, 传感器在入射角从 5° 到 84° 的范围内的最佳折射率分辨率均小于 10^{-4} RIU (refractive index unit). 因此, 基于红移带隙, 我们有效地拓宽了具有高灵敏度的折射率传感的工作角度范围, 实现了宽角度的折射率传感.

从应用来看, 利用双曲超构材料的大波矢模式也可实现宽角度的超灵敏折射率传感^[29]. 但是大波矢模式的激发需要用到光栅耦合^[29]或棱镜耦合^[30]. 而我们结构的传感机制则是利用了光学界面态, 其色散关系位于光锥线以上, 可直接被从空气中入射的平面波激发. 当然, 我们的结构含有多层双曲超构材料, 双曲超构材料中的损耗会在一定程度上降低传感的灵敏度.

5 结论

本综述介绍了含双曲超构材料的复合周期结构的光子能带工程及其应用. 利用双曲超构材料特殊的等频线形态, 可实现传统的全介质一维光子晶体所不能实现的两种新型带隙——随入射角零移和红移的带隙. 基于零移带隙, 可设计具有固定带宽的全向反射器和宽角度的近完美光吸收器. 基于红移带隙, 可设计宽角度的偏振选择器和超灵敏折射率传感器. 我们的研究为研制具有新型功能的光学器件提供了新的机理和设计方法. 在后续的研究中, 可进一步将主动可调的材料引入到双曲超构材料中^[115], 并利用这种可调的双曲超构材料实现功能更加丰富的光学器件.

参考文献

- [1] Smith D R, Schurig D 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 077405
- [2] Drachev V P, Podolskiy V A, Kildishev A V 2013 *Opt. Express* **21** 15048
- [3] Poddubny A, Iorsh I, Belov P, Kivshar Y 2013 *Nat. Photonics* **7** 948
- [4] Shekhar P, Atkinson J, Jacob Z 2014 *Nano Converg.* **1** 14
- [5] Ferrari L, Wu C, Lepage D, Zhang X, Liu Z 2015 *Prog. Quant. Electron.* **40** 1
- [6] Guo Z W, Jiang H T, Chen H 2020 *J. Appl. Phys.* **127** 071101
- [7] Yao J, Liu Z, Liu Y, Wang Y, Sun C, Bartal G, Stacy A M, Zhang X 2008 *Science* **321** 930
- [8] High A A, Devlin R C, Dibos A, Polking M, Wild D S,

- Perczel J, de Leon N P, Lukin M D, Park H 2015 *Nature* **522** 192
- [9] Gong J, Zhang L W, Chen L, Qiao W T, Wang J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 067301 (in Chinese) [龚健, 张利伟, 陈亮, 乔文涛, 汪舰 2015 物理学报 **64** 067301]
- [10] Jacob Z, Kim J Y, Naik G V, Boltasseva A, Narimanov E E, Shalaev V M 2010 *Appl. Phys. B* **100** 215
- [11] Krishnamoorthy H N S, Jacob Z, Narimanov E, Kretzschmar I, Menon V M 2012 *Science* **336** 205
- [12] Narimanov E E 2014 *Phys. Rev. X* **4** 041014
- [13] Peragut F, Cerutti L, Baranov A, Hugonin J P, Taliencio T, Wilde D, Greffet J J 2017 *Optica* **4** 1409
- [14] Guo Z, Jiang H, Li Y, Chen H, Agarwal G S 2018 *Opt. Express* **26** 627
- [15] Yu K, Guo Z, Jiang H, Chen H 2016 *J. Appl. Phys.* **119** 203102
- [16] Guo Z, Jiang H, Zhu K, Sun Y, Li Y, Chen H 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 064048
- [17] Ren M, Liu Y, Yu S, Dong L, Liu L, Deng F, Shi Y 2019 *Eur. Phys. J. Plus* **134** 301
- [18] Yin X, Zhu H, Guo H, Deng M, Xu T, Gong Z, Li X, Hang Z H, Wu C, Li H, Chen S, Zhou L, Chen L 2019 *Laser Photonics Rev.* **13** 1800081
- [19] Li H, Hao W, Yin X, Chen S, Chen L 2019 *Adv. Opt. Mater.* **7** 1900493
- [20] Casse B D F, Lu W T, Huang Y J, Gultepe E, Menon L, Sridhar S 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 023114
- [21] Huo P, Liang Y, Zhang S, Lu Y, Xu T 2018 *Laser Photonics Rev.* **12** 1700309
- [22] Kim M, Lee D, Kim T H, Yang Y, Park H J, Rho J 2019 *ACS Photonics* **6** 2530
- [23] Yao J, Yang X, Yin X, Bartal G, Zhang X 2011 *P. Natl. Acad. Sci. USA* **108** 11327
- [24] Sreekanth K V, Ouyang Q, Sreejith S, Zeng S, Lishu W, Ilker E, Dong W, El-Kabbash M, Ting Y, Lim C T, Hinczewski M, Strangi G, Yong K, Simpson R E, Singh R 2019 *Adv. Opt. Mater.* **7** 1900081
- [25] Qi H, Sang T, Wang L, Yin X, Wang J, Wang Y 2019 *Appl. Sci.* **9** 2011
- [26] Guo Y, Cortes C L, Molesky S, Jacob Z 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 131106
- [27] Xu T, Lezec H J 2011 *Nat. Commun.* **5** 4141
- [28] Yang X, Yao J, Rho J, Yin X, Zhang X 2012 *Nat. Photonics* **6** 450
- [29] Sreekanth K V, Alapan Y, ElKabbash M, Ilker E, Hinczewski M, Gurkan U A, de Luca A, Strangi G 2016 *Nat. Mater.* **15** 621
- [30] Baqir M A, Farmani A, Fatima T, Raza M R, Shaukat S F, Mir A 2018 *Appl. Opt.* **57** 9447
- [31] Zhou J, Kaplan A F, Chen L, Guo L J 2014 *ACS Photonics* **1** 618
- [32] Inoue K, Ohtaka K 2004 *Photonic Crystals: Physics, Fabrication and Applications* (Berlin: Springer Press)
- [33] Sakoda K 2005 *Optical Properties of Photonic Crystals* (Berlin: Springer Press)
- [34] Joannopoulos J D, Johnson S G, Winn J N, Meade R D 2008 *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (New Jersey: Princeton University Press)
- [35] Gong Q, Hu X 2013 *Photonic Crystals: Principles and Applications* (Boca Raton: CRC Press)
- [36] Zhu X 2015 *Opt. Express* **23** 22274
- [37] Ding K, Zhang Z Q, Chan C T 2015 *Phys. Rev. B* **92** 235310
- [38] Zhu X, Peng Y, Zhao D 2014 *Opt. Express* **22** 18401
- [39] Zhu X, Feng L, Zhang P, Yin X, Zhang X 2013 *Opt. Lett.* **38** 2821
- [40] Vlasov Y A, Bo X, Sturm J C, Norris D J 2001 *Nature* **414** 289
- [41] Akahane Y, Asano T, Song B S, Noda S 2003 *Nature* **425** 944
- [42] Wan J, Zhang C, Wang L J, Zi J 1999 *Physics* **28** 393 (in Chinese) [万钧, 张淳, 王灵俊, 资剑 1999 物理 **28** 393]
- [43] Ni P G 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 340 (in Chinese) [倪培根 2010 物理学报 **59** 340]
- [44] Lončar M, Yoshie T, Scherer A, Gogna P, Qiu Y 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 2680
- [45] Zhou X, Qu H, Qi A, Ma X, Zhao S, Wang Y, Zheng W 2018 *IEEE Photonic Tech. L.* **30** 1645
- [46] Zhang Z Q, Lu H, Wang S H, Wei Z Y, Jiang H T, Li Y H 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 114202 (in Chinese) [张振清, 路海, 王少华, 魏泽勇, 江海涛, 李云辉 2015 物理学报 **64** 114202]
- [47] Ouyang Z B, Li J Z, Zhang D Z, Wang Q M 2002 *Acta Opt. Sin.* **22** 79 (in Chinese) [欧阳征标, 李景镇, 张道中, 王启明 2002 光学学报 **22** 79]
- [48] Wu F, Wu J, Fan C, Guo Z, Xue C, Jiang H, Sun Y, Li Y, Chen H 2020 *Europhys. Lett.* **129** 34004
- [49] Xiao Z Y, Wang Z H 2006 *Int. J. Infrared Millim.* **27** 443
- [50] Ritari T, Tuominen J, Ludvigsen H, Petersen J C, Sørensen T, Hansen T P, Simonsen H R 2004 *Opt. Express* **12** 4080
- [51] Yan D X, Li J S, Wang Y 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 207801 (in Chinese) [严德贤, 李九生, 王怡 2019 物理学报 **68** 207801]
- [52] Zabelin V, Dunbar L A, Thomas N L, Houdré R, Kotlyar M V, O'Faolain L, Krauss T F 2007 *Opt. Lett.* **32** 530
- [53] Zuo Y F, Li P L, Luan K Z, Wang L 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 034204 (in Chinese) [左依凡, 李培丽, 栾开智, 王磊 2018 物理学报 **67** 034204]
- [54] Mekis A, Chen J C, Kurland I, Fan S, Villeneuve P R, Joannopoulos J D 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3787
- [55] Chutinan A, Noda S 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 3739
- [56] Birks T A, Knight J C, Russell P St J 1997 *Opt. Lett.* **22** 961
- [57] Russell P 2003 *Science* **299** 358
- [58] Wei W, Zhang Z M, Tang L Q, Ding L, Fan W D, Li Y G 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 114209 (in Chinese) [魏薇, 张志明, 唐莉勤, 丁镭, 范万德, 李乙钢 2019 物理学报 **68** 114209]
- [59] Jiang H T, Li Y H, Li H Q, Zhu R L, Zhang Z W, Chen H 2003 *Physics* **32** 799 (in Chinese) [江海涛, 李云辉, 李宏强, 朱荣林, 张治文, 陈鸿 2003 物理 **32** 799]
- [60] Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, Soljačić M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 013905
- [61] Chen W, Hang Z H, Dong J, Xiao X, Wang H, Chan C T 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 023901
- [62] Yang B, Wu T, Zhang X 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 021109
- [63] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [64] Fink Y, Winn J N, Fan S, Chen C, Michel J, Joannopoulos J D, Thomas E L 1998 *Science* **27** 1679
- [65] Winn J N, Fink Y, Fan S, Joannopoulos J D 1998 *Opt. Lett.* **23** 1573
- [66] Park Y, Roh Y, Cho C, Jeon H, Sung M G, Woo J C 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 2770
- [67] Zhang Y, Wu Z, Cao Y, Zhang H 2015 *Opt. Commun.* **338** 168
- [68] Jena S, Tokas R B, Sarkar P, Misal J S, Haque S M, Rao K D, Thakur S, Sahoo N K 2016 *Thin Solid Films* **599** 138
- [69] Kaliteevski M, Iorsh I, Brand S, Abram R A, Chamberlain J M, Kavokin A V, Shelykh I A 2007 *Phys. Rev. B* **76** 165415
- [70] Sasin M E, Seisyan R P, Kaliteevski M A, Brand S, Abram

- R A, Chamberlain J M, Egorov A Y, Vasil'ev A P, Mikhlin V S, Kavokin A V 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 251112
- [71] Du G, Jiang H, Wang Z, Yang Y, Wang Z, Lin H, Chen H 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 1757
- [72] Wang X, Jiang X, You Q, Guo J, Dai X, Xiang Y 2017 *Photonic Res.* **5** 536
- [73] Gao H, Li P, Yang S 2020 *Opt. Commun.* **457** 124688
- [74] Huang S, Chen K, Jeng S 2017 *Opt. Mater. Express* **7** 1267
- [75] Tsurimaki Y, Tong J K, Boriskin V N, Semenov A, Ayzatsky M I, Machekhin Y P, Chen G, Boriskina S V 2018 *ACS Photonics* **5** 929
- [76] Boriskina S V, Tsurimaki Y 2018 *J. Phys.: Condens. Matter* **30** 224003
- [77] Prokes S M, Glembocki O J, Livenere J E, Tumkur T U, Kitur J K, Zhu G, Wells B, Podolskiy V A, Noginov M A 2013 *Opt. Express* **21** 14962
- [78] Riley C T, Smalley J S T, Post K W, Basov D N, Fainman Y, Wang D, Liu Z, Sirbuly D J 2016 *Small* **12** 892
- [79] Sukham J, Takayama O, Mahmoodi M, Sychev S, Bogdanov A, Tavassoli S H, Lavrinenko A V, Malureanu R 2019 *Nanoscale* **11** 12582
- [80] Dilts J, Hong C, Siahmakoun A, Syed M, Alisafae H 2019 *Opt. Lett.* **44** 4303
- [81] Xu D, Huang Q, Wang Y, Li P, Wen M, Jonnard P, Giglia A, Kozhevnikov I V, Wang K, Zhang Z, Wang Z 2015 *Opt. Express* **23** 33018
- [82] Qi D, Wang X, Cheng Y, Gong R, Li B 2016 *Opt. Mater.* **62** 52
- [83] Hu W, Li H, Cheng B, Yang J, Li Z, Xu J, Zhang D 1995 *Opt. Lett.* **20** 964
- [84] Raman A P, Anoma M A, Zhu L, Rephaeli E, Fan S 2014 *Nature* **515** 540
- [85] Li Z, Gu B, Yang G 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 2574
- [86] Li J, Zhou L, Chan C T, Sheng P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 083901
- [87] Jiang H, Chen H, Li H, Zhang Y, Zi J, Zhu S 2004 *Phys. Rev. E* **69** 066607
- [88] Yin C P, Liu N H 2004 *Acta Sin. Quant. Opt.* **10** 169 (in Chinese) [尹承平, 刘念华 2004 *量子光学学报* **10** 169]
- [89] Xiang Y, Dai X, Wen S, Tang Z, Fan D 2011 *J. Opt. Soc. Am. B* **28** 1187
- [90] Kocaman S, Aras M S, Hsieh P, McMillan J F, Biris C G, Panoiu N C, Yu M B, Kwong D L, Stein A, Wong C W 2011 *Nat. Photonics* **5** 499
- [91] Yao Z, Luo J, Lai Y 2016 *Opt. Lett.* **41** 5106
- [92] Yao Z, Luo J, Lai Y 2017 *Opt. Express* **25** 30931
- [93] Chen Y 2011 *Phys. Lett. A* **375** 1156
- [94] Jiang H, Chen H, Li H, Zhang Y, Zhu S 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 5386
- [95] Wang L, Chen H, Zhu S 2004 *Phys. Rev. B* **70** 245102
- [96] Guo J, Sun Y, Zhang Y, Li H, Jiang H, Chen H 2008 *Phys. Rev. E* **78** 026607
- [97] Zhao L, Zhou Y, Wang A 2018 *Opt. Lett.* **43** 5387
- [98] Singh P, Thapa K B, Kumar N, Yadav A K, Kumar D 2019 *Int. J. Mod. Phys. B* **33** 1950194
- [99] Xue C, Wu F, Jiang H, Li Y, Zhang Y, Chen H 2016 *Sci. Rep.* **6** 39418
- [100] Hu C, Zhang H, Liu G 2019 *Appl. Opt.* **58** 2890
- [101] Yu Z, Wang Z, Fan S 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 121133
- [102] Guo Z, Wu F, Xue C, Jiang H, Sun Y, Li Y, Chen H 2018 *J. Appl. Phys.* **124** 103104
- [103] Zhang J, Wang P, Ding Y, Wang Y 2019 *Opt. Commun.* **450** 322
- [104] Liu B, Lu G, Cui L, Li J, Sun F, Liu F, Li Y, Yang T, Du G 2017 *Opt. Express* **25** 13271
- [105] Yeh P 1988 *Optical Waves in Layered Media* (New Jersey: Wiley Press) pp102-110
- [106] Xue C, Ding Y, Jiang H, Li Y, Wang Z, Zhang Y, Chen H 2016 *Phys. Rev. B* **93** 125310
- [107] Wu F, Lu G, Xue C, Jiang H, Guo Z, Zheng M, Chen C, Du G, Chen H 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 041902
- [108] Wu F, Lu G, Guo Z, Jiang H, Xue C, Zheng M, Chen C, Du G, Chen H 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 064022
- [109] Lu G, Wu F, Zheng M, Chen C, Zhou X, Diao C, Liu F, Du G, Xue C, Jiang H, Chen H 2019 *Opt. Express* **27** 5326
- [110] Tumkur T U, Gu L, Kitur J K, Narimanov E E, Noginov M A 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 161103
- [111] Cui Y, Fung K H, Xu J, Ma H, Jin Y, He S, Fang N X 2012 *Nano. Lett.* **12** 1443
- [112] Zhao J, Chen Y, Feng Y 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 071114
- [113] Hong J, Kim K H, Shin J H, Huh C, Sung G Y 2007 *Opt. Express* **15** 8972
- [114] Wu J, Wu F, Xue C, Guo Z, Jiang H, Sun Y, Li Y, Chen H 2019 *Opt. Express* **27** 24835
- [115] Smalley J S T, Vallini F, Zhang X, Fainman Y 2018 *Adv. Opt. Photonics* **10** 354

SPECIAL TOPIC—Optical metamaterials

Band gap engineering and applications in compound periodic structure containing hyperbolic metamaterials*

Wu Feng¹⁾²⁾ Guo Zhi-Wei¹⁾ Wu Jia-Ju¹⁾ Jiang Hai-Tao^{1)†} Du Gui-Qiang³⁾

1) (*Ministry of Education Key Laboratory of Advanced Microstructure Materials, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China*)

2) (*School of Optoelectronic Engineering, Guangdong Polytechnic Normal University, Guangzhou 510665, China*)

3) (*School of Space Science and Physics, Shandong Univeristy, Weihai 264209, China*)

(Received 13 January 2020; revised manuscript received 5 February 2020)

Abstract

Behaviours of light in materials strongly depend on the topological structure of the iso-frequency surface (IFS). The usual materials, of which the unit cell of photonic crystal is made up, are dielectrics, whose IFSs have the same closed topological structure. As a simplest photonic crystal, one-dimensional photonic crystal (1DPC) has attracted intensive attention due to its simple fabrication technique as well as numerous applications. However, in a conventional all-dielectric 1DPC, photonic band gaps (PBGs) for both transverse magnetic (TM) and transverse electric (TE) polarizations will shift toward short wavelengths (i.e. blueshift) as incident angle increases. The underlying physical reason is that the propagating phase in isotropic dielectric will decrease as incident angle increases. The blueshift property of band gap for TM and TE polarization will limit the band width of omnidirectional band gap and the range of operating incident angles in some PBG-based applications, including near-perfect absorption, polarization selection and sensitive refractive index sensing. However, for TM polarization, the propagating phase in a hyperbolic metamaterial (HMM) will increase with incident angle increasing. This special phase property of HMM provides us with a way to flexibly tune the angle-dependent property of band gap in periodic compound structure composed of alternative HMM with open IFS and dielectric with close IFS. In this review, we realize zeroshift (i.e. angle-independent) band gaps as well as redshift band gaps in 1DPCs containing HMMs, which can be utilized to realize near-perfect absorption, sensitive refractive index sensing and polarization selection working in a wide range of incident angles.

Keywords: hyperbolic metamaterials, photonic crystals, photonic band gaps

PACS: 42.70.Qs, 78.67.Pt, 42.25.Bs, 42.25.Ja

DOI: 10.7498/aps.69.20200084

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2016YFA0301101), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11774261, 61621001), the Natural Science Foundation of Shanghai, China (Grant No. 17ZR1443800), and the Shanghai Committee of Science and Technology, China (Grant No. 18JC1410900).

† Corresponding author. E-mail: jiang-haitao@tongji.edu.cn