

光子带隙超材料研究进展

董国艳, 乔鹏武, 李振飞

(中国科学院大学光电学院, 北京 101408)

摘要: 光子带隙超材料是一种可用于控制和操纵光传导的极具吸引力的人造材料, 通常是由周期性电介质、金属、超导体等组合而成的微结构或纳米结构。光子带隙可理解为在晶体中传播的光在高、低介电常数区域的界面处发生多次反射而干涉相消, 类似于固体物理中的电子带隙。针对近年来光子带隙超材料研究领域的几个热门方向——光子晶体光纤、光学拓扑态、Dirac 点零折射率和带隙调制发光, 从凝聚态物理学理论出发, 通过与电子带隙和 Dirac 方程理论的比较和拓展, 详细介绍了介质光子晶体、光拓扑绝缘体、Dirac 点多重简并、金属和发光材料与光子晶体构成的复合光子带隙超材料的研究进展和应用现状。光子带隙超材料灵活可控的光学特性不但可以用于设计更高品质的传统光学器件, 还可以获得自然界中不存在的奇特属性。我们相信随着现代科技的发展进步, 多学科和多方向的交叉融合能够进一步拓宽光子超材料的设计思路, 推进理论向实用转化。

关键词: 光子带隙; 光子晶体; 超材料; 光拓扑态; 零折射率

中图分类号: O734 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674-3962(2019)01-0022-08

Research Progress of Photonic-Bandgap Metamaterials

DONG Guoyan, QIAO Pengwu, LI Zhenfei

(School of Optoelectronics, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 101408, China)

Abstract: Photonic-bandgap metamaterial is a kind of attractive man-made material used to manipulate light transmission, which commonly appears as microstructure or nanostructure composed of periodic dielectrics, metals, or even superconductors. The photonic bandgap can be regarded as the light propagating in the photonic crystal undergoes multiple reflections at the interfaces of high and low dielectric constant regions and destructive interference, similar to the electron bandgap of solid-state physics. This paper focuses on several popular fields of photonic bandgap metamaterial research in recent years: photonic crystal fiber, optical topological state, Dirac point zero refractive index and bandgap modulation luminescence, from the theory of condensed matter physics. Comparing with the electronic bandgap and Dirac equation theory, the development and application of dielectric photonic crystals, optical topological insulators, multiple degeneracy at Dirac point, composite photonic-bandgap materials composed of metal, luminescent materials and photonic crystals are demonstrated in detail. The flexible and tunable properties of photonic bandgap metamaterials can be used not only to design conventional optical device with higher quality, but also to obtain exotic properties that are not found in nature. We believe that, with the development and progress of modern science and technology, multi-disciplinary and multi-directional cross-fusion can further broaden the design ideas of photonic metamaterials and promote the theory results to transform to application.

Key words: photonic bandgap; photonic crystal; metamaterial; optical topological state; zero refractive index

1 前言

光子带隙超材料通常由周期性的电介质、金属-电介质、超导体或纳米微结构组成, 其结构周期与被传导

电磁波波长量级相当, 通过不同结构周期设计可以在光频、红外、太赫兹、微波段等不同频段实现对电磁波的调制。电磁波在人造周期性结构中的传播非常类似于电子波在晶体中的传播, 固体的能带理论同样适用于光波, 模仿电子能带性质的研究, 将光子和周期性结构材料的相互作用看作是电子与晶体结构的相互作用。当然二者也存在着本质的区别: 电子是带有 $1/2$ 自旋的费米子, 在晶体中的运动满足薛定谔方程; 光子是自旋为 1 的玻色子, 传播规律满足麦克斯韦方程组。由于电子体

收稿日期: 2018-08-29 修回日期: 2018-12-10

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11574311)

第一作者: 董国艳, 女, 1972 年生, 副教授, 硕士生导师,

Email: gydong@ucas.ac.cn

DOI: 10.7502/j.issn.1674-3962.2019.01.03

系情况复杂, 杂质影响难以忽略, 能带理论所要求的单电子假设不可能完美实现。而在光子带隙材料中玻色子相互作用弱, 可以忽略电子系统中费米能级的限制, 便于调控光子能带形式, 可以任意选取最合适的频段开展研究。由于光学系统具有更高的加工精度, 便于进行更精准的调控, 相比电子系统更易实现时空高分辨率的振幅和相位测量。鉴于上述优点, 光子带隙材料越来越受到人们的重视。

光子带隙材料的典型代表是光子晶体(PhC)——一种介电常数在空间以半波长尺度周期性排列的材料体系。与半导体晶体类似, 电磁波在 PhC 中传播时, 受到由介电常数周期变化造成的“势场”的调制, 从而形成光子能带和带隙。由于光子之间几乎没有相互作用, 所以光子带隙材料在很多方面要优于电子器件。本文针对近年来光子带隙超材料研究领域的几个热门方向——光子晶体光纤、光学拓扑态、Dirac 点零折射率和带隙调制发光, 详细介绍了介质基光子晶体、光拓扑绝缘体、Dirac 点多重简并、金属和发光材料与光子晶体构成的复合光子带隙超材料的研究进展和应用现状。随着人工超材料的发展, 等离子体谐振、发光材料和光子带隙相结合会使光子带隙超材料的研究进入突飞猛进的发展阶段。

2 光子带隙光纤

解稳态麦克斯韦方程的特征值问题可以得到周期性材料中光子能带结构。当方程无解时, 频率落在光子禁带内的电磁波是禁止传播的, 即光子禁带。图 1a 为六角结构 PhC 的能带结构图^[1], 黄色区域为没有任何传播模式的禁带。光子能带分布和材料的结构参数有密切关系, 两种组成材料介电常数差别越大, 周期性晶格结构中布拉格散射越强烈, 越容易形成光子禁带。

2.1 一维布拉格光栅光纤

光子禁带的最成功应用是布拉格光栅光纤(FBG)。FBG 的结构可以通过折射率或光栅周期而变化, 光栅的周期可以是均匀或梯度分布, 如图 1b 所示, 这是一种基于一维 PhC 的分布式布拉格反射镜, 通过调节一段光纤纤芯折射率的周期性变化来实现, 在它的带隙范围内可反射特定波长的光而传输带隙外波长的光, 可以被用作嵌入式光学滤波器^[3]或特定波长发射器。FBG 已在通信^[4]、传感^[5]、光纤激光器设计^[2]等方面具有广泛的应用。

2.2 二维光子晶体光纤

与沿光纤光轴方向周期性折射率或结构变化组成的 FBG 不同, 光子晶体光纤(PCF)是在二维 PhC 中引入线形缺陷, 在光子带隙的作用下, 使某些频率的光被局限

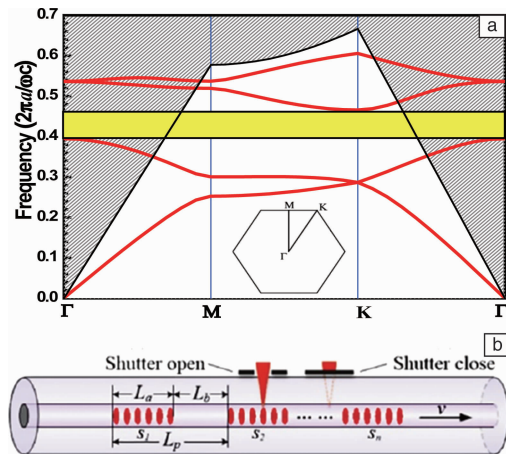


图 1 光子能带结构图^[1] (a), 制备布拉格光栅光纤示意图^[2] (b)
Fig. 1 Photonic band structure^[1] (a), fabrication of Bragg grating fiber^[2] (b)

在线型缺陷中从而达到导光的目的。PCF 的空芯结构为光纤传感发展提供了新的选择, 可以在多孔结构的 PCF 中通入气体^[6]或液体^[7], 使其与气孔表面的倏逝波相互作用, 这些物质对温度、压力、磁场等外界条件变化更为敏感。Saghaei 基于光流控渗透技术选择折射率合适的液体渗透到方格 PhC 光纤的气孔中, 在非纳米尺度变化的情况下, 通过中心频率为 1500 nm 的 50 fs 输入光脉冲产生出 800 ~ 2000 nm 超平坦的近零色散的连续谱^[8]。Kassani 等研制的气体 PCF 传感器, 成功实现了乙炔气体浓度检测^[6]。在液体生化传感方面, Rabah 等利用三孔悬芯 PCF 实现了单克隆抗体溶液的无标记检测, 检测极限达到 0.37 mol/L, 响应时间小于 25 s^[9]。

近年来, 基于表面等离子体共振 (SPR) 频率 ω_{sp} 和局域等离子体共振 (LSPR) 频率 ω_{lsp} 对外界参数 ϵ_d 的灵敏性, 如式 (1) 和式 (2) 所示:

$$\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_d}} \quad (1)$$

$$\omega_{lsp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + 2\epsilon_d}} \quad (2)$$

ω_p 为金属的等离子体谐振频率, 以 PCF 为传导介质与 SPR 相结合成为 PCF 研究的热点。如图 2 所示, 在 Kagome 型 PCF 芯孔内表面沉积金纳米粒子^[10], 用于测量纤芯孔内不同折射率液体, 在 1.3 ~ 1.38 折射率范围内灵敏度可达到 1495 nm/RIU。在一定范围内液体的折射率会随温度呈线性变化, 共振条件也随之发生改变, 所以该技术还可用来监测温度变化。若将 PCF 内部填充银纳米线^[11], 灵敏度达到 1.424×10^4 nm/RIU, 且在测量范围内银纳米线浓度对共振峰强度的影响极小, 允许误差大, 更容易制备。

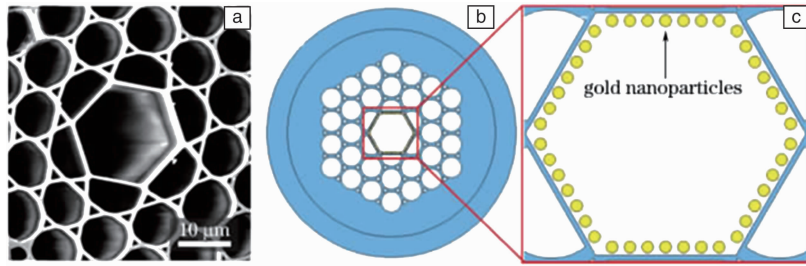


图 2 SPR 传感器 SEM 照片(a); Kagome 光纤横截面(b), 纤芯孔放大图(c)^[10]
Fig. 2 SEM image of SPR sensor (a); Cross section of Kagome fiber (b), enlarged view of fiber core (c)^[10]

单模相比于多模光纤可支持更长传输距离, 但传统光纤仅能在较窄的波长范围内单模运行, 短波长会产生多模传播, 而长波长基模的弯曲损耗更大。与传统光纤相比, PCF 传输损耗很小, 且可适用于所有波长范围的单模。通过灵活设计获得如多孔结构、无截止单模、色散调制、非线性可控和高双折射效应等色散特性, 在光纤传感^[10]、脉冲压缩^[12]、高次谐波^[13]、超连续谱^[14]、色散调控^[15]等方面已有大量研究。PCF 与 SPR 结合, 激发表面等离子体共振、局域等离子体共振或增强拉曼效应是目前的研究热点, 但怎样实现与现有通讯设备的低成本、低损耗耦合仍是亟待解决的问题。

3 光学拓扑态

拓扑绝缘体是一种具有非平庸对称保护拓扑阶的材料, 在其内部表现为绝缘体, 但其表面包含导电状态, 意味着电子只能沿着材料表面移动。与支持表面导电状态的普通带绝缘体不同之处在于, 拓扑绝缘体的表面状态受到粒子数守恒和时间反演对称保护^[16]。

Dirac 方程对理解拓扑绝缘体和拓扑超导体的性质和相变具有重要意义。具有拓扑性质的边界态本质上是一种单粒子行为, 所以可以类比为由麦克斯韦方程组描述的光子行为, 实现光学拓扑态^[17]。如一维波动方程可以表示为标准 Dirac 方程形式:

$$[-i\sigma_x \partial_x + m(x)\sigma_z + U(x)]\psi = E\psi, \quad (3)$$

其中 $m(x) = \omega[\epsilon_r(x) + \mu_r(x)]/2c$ 为有效质量, $U(x) = \omega[\epsilon_r(x) + \mu_r(x) - \langle \epsilon_r(x) + \mu_r(x) \rangle]/2c$ 为等效势场, $E = -\omega \langle \epsilon_r(x) + \mu_r(x) \rangle / 2c$ 为等效本征能量, 这里 $\sigma_{x,z}$ 为泡利矩阵。只要能实现任意的 ϵ_r 和 μ_r 组合, 就可以模拟 Dirac 方程描述的拓扑行为。研究发现能带拓扑性质从平庸态向非平庸态的改变总是需要经历能带闭合-打开的过程, Dirac 点作为上下能带的线性交叉点和拓扑性质的转变点在拓扑能带理论中占据着重要的地位。根据式(3), 如图 3 所示^[18], 对应 $m > 0$ 的相, 通过调节 ϵ_r 和 μ_r 的参数, 能带逐渐闭合, 实现 Dirac 点能态简并, 对应 $m = 0$, 并受到时间反演对称性保护; 随

后带隙再一次打开, 完成了能带翻转使简并破缺, 此时对应 $m < 0$ 的相, m 符号的变化对应着光子手性的变化, 只有经历能带闭合-打开的过程才能使得能带具有非零陈数, 打开 Dirac 点能隙, 可以使系统发生拓扑相变。拓扑非平庸边界态的能带体现为孤立的色散曲线联通了上下两段体能带, 贯穿了整个能隙, 这种能态波不能在拓扑绝缘体中传播, 但可以在其界面传播^[19]。

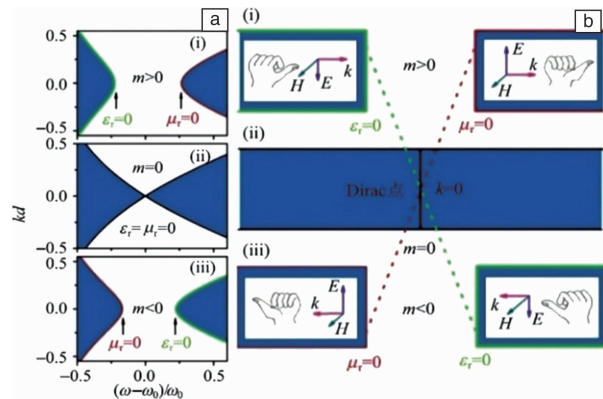


图 3 超材料能带翻转与参数对应关系(a); 能带翻转的机制示意图(b)^[18]

Fig. 3 Relation between spin flip of band mode and parameters (a); Spin flip of band mode (b)^[18]

2008 年, Wang 等首次提出利用旋磁 PhC 绕开 Dirac 简并步骤, 直接进行二次简并破缺, 实现光量子霍尔效应的方案^[20]。随后, 依据该方案首次在金属壁包围的旋磁 PhC 介质材料中观测到单通拓扑光子态^[21], 如图 4 所示。和拓扑绝缘体的性质类似, 电磁波可以在 PhC 的边缘单向无损传播, 并且不受障碍物和缺陷影响, 具有鲁棒性^[22]。随后中科院物理所 Li 课题组提出通过调节外加直流磁场实现旋磁 PhC 能带简并破缺^[23], 但受到旋磁 PhC 材料的限制, 要在光频段实现光量子霍尔拓扑效应还是有很大的挑战。

将 Dirac 方程推广到量子自旋霍尔效应可以得到一对运动方向相反的边界态 $\psi \uparrow, \psi \downarrow$, 二维情况下称为“手性”(chiral), 其一对边界态的传播方向与自旋方向相互

锁定，称为“螺旋边界态”(helical edge state)。在系统边界上存在着对自旋相反的边界态，能态波可以沿界面

向相反的方向传播。在时间反演对称性的保护下，二者能够稳定共存，并保持单向传输且不发生背向散射。

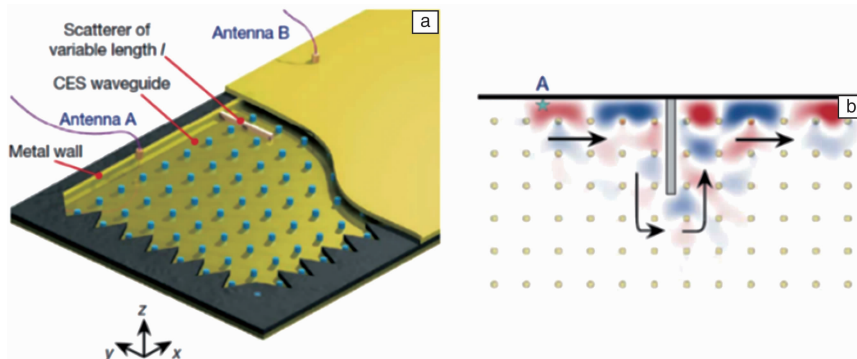


图 4 实现 PhC 霍尔效应的实验装置(a)；绕过金属障碍物单向传输的数值模拟(b)^[21]

Fig. 4 Experimental setup for the implementation of Hall effect in PhC (a) ; Numerical simulation of unidirectional transport bypassing the metal barrier (b) ^[21]

与之类似，光子的左/右旋本征态刚好构成一对共轭态——“赝自旋态”。于是，研究者们考虑利用光学系统的偏振自由度来实现能带二重简并，获得具有非零陈数的光拓扑绝缘体。2013 年 Khanikaev 等^[24]提出了利用六角晶格双各向异性介质，在晶格高对称点采用 TE + TM/TE - TM 混合偏振态作为赝自旋态，实现二维光拓扑绝缘体理论。随后 Dong 课题组在微波段利用星型和圆盘型超材料实现了超材料中的二重简并，并借助光子晶体的 Dirac 点实现了光学系统的拓扑边界态^[25]。研究人员相继在理论上提出可通过复式六方晶格和压电/压磁四方超晶格^[26]构造出光量子自旋霍尔边界态的设想，通过外加电场、磁场、应力伸缩等多角度调节上下能带从简并到破缺的过程。

2015 年之后，人们提出了利用各种具有特别晶格对称性的光子晶体实现光子的量子自旋霍尔效应。只要利用晶格对称性就可以有效地实现光子能带的二重简并，再通过打开 Dirac 点就可以实现特殊的拓扑光子态。日本国家材料科学研究所 Hu 等^[27]提出在蜂窝点阵结构中构造光量子自旋霍尔效应，赝时间反演对称性来自晶格的 C_6 旋转对称性，通过能带折叠将处于布里渊区边界高对称点的 Dirac 简并折叠到布里渊区中心，获得双 Dirac 点。通过点阵伸缩形变由双 Dirac 点简并到破缺，发生能带反转，从而实现光子的量子自旋霍尔效应。2016 年，苏州大学 Jiang 课题组基于二维三角晶格对称性和 C_6 点群对称性的核-壳三角晶格结构光子晶体^[28]，通过调整材料的几何形状，实现了正常相到拓扑相的光子量子自旋霍尔效应。

光子量子自旋霍尔效应同样可以推广到三维光子系统。一种方法是在半导体量子阱中诱导拓扑状态实现常规绝缘体与拓扑绝缘体之间的拓扑相变，利用准能谱得

到一对螺旋边界态^[29]。2013 年以色列研究小组提出利用空间维度上的螺旋(z 方向)周期性几何调制来代替时间的周期调制产生有效磁场，并在实验上实现了光 Floquet 拓扑绝缘体^[30]，得到了无能隙的拓扑边界态。此后，基于有效场理论或网络模型的其他 Floquet 拓扑绝缘体设计还在不断地被提出。2013 年，麻省理工学院 Lu 等在破缺空间对称性的螺旋 24 面体光子晶体中发现 Weyl 点^[31]，即三维空间中形成的 Dirac 线性简并点。2016 年他们通过给铁磁材料施加外磁场打开了能带带隙，实现了 3D 光拓扑绝缘体^[32]，得到了受到晶体对称性非点群滑移反射保护、而非时间反演对称性保护的表面态 Dirac 点。同年，Jiang 团队又提出了利用全电介质材料实现点群保护的三维光拓扑绝缘体的方法^[33]。

拓扑光子学领域的非平庸拓扑态已经在不同波长和所有 3 个空间维度上的各种光子系统中被提出和实现。拓扑效应可以极大地提高光子器件在存在缺陷时的稳健性。单向波导、紧凑型光隔离器、光子量子计算和量子模拟等应用越来越多地受到人们的关注。目前光学拓扑效应的研究还处于起步阶段，在光频段实现光的单向传输还是很大的挑战，更深入的理论和实验研究对未来新型光学器件的研制具有重要的指导意义。

4 Dirac 零折射率

上一节讨论中我们知道能带双重简并得到的 Dirac 点通常出现在晶体的布里渊区边界高对称点上，其线性色散关系可以映射为 Dirac 哈密顿算符描述，且具有 Berry 几何相，在传播过程中不具有无限相速度和零相位延迟的特性^[34]。本节中要讨论的零指数超材料(ZIM)具有隐形、波前整形、定向辐射模式、无限相速度和零相移等独特性质。利用具有 Drude 色散性质的理想金属

等离子体模型通过结构的电和磁响应可以使能量-动量 ($E-k$) 色散在布里渊中心 $k=0$ 时呈现双锥形结构 (图 5a)^[35]。当两个锥形通带区域相交于 Dirac 点时同时表现为有效介电常数 ϵ_{eff} 和有效磁导率 μ_{eff} 同时为零, 使其表现为 ZIM。但金属的本征欧姆损耗使其传输效率较低。

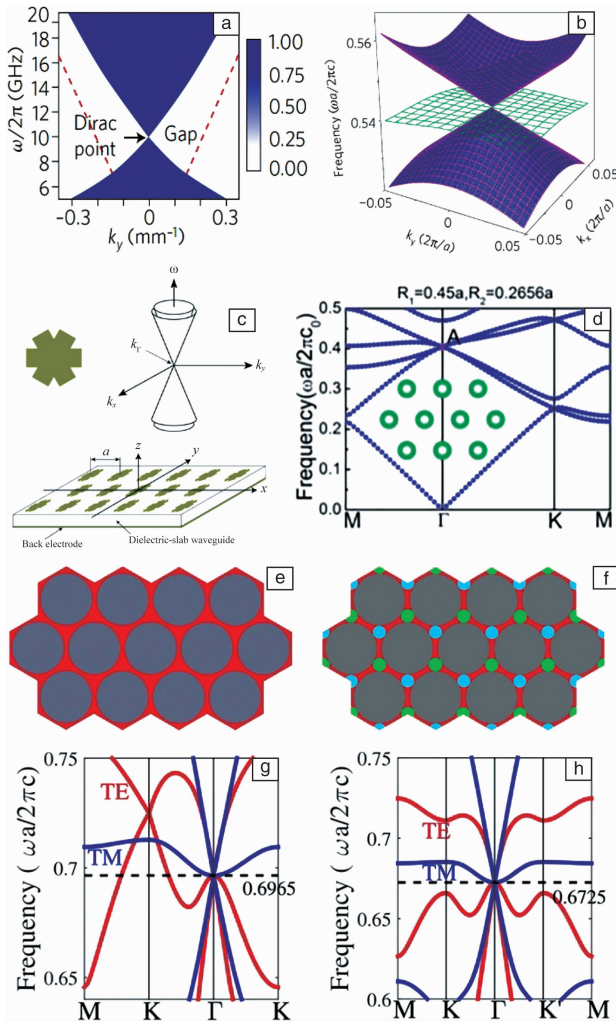


图 5 等离子体中双锥交于布里渊区中心 Dirac 点^[35] (a); 全介质 PhC 中通过偶然三重简并构成 Dirac-like 锥^[36] (b); 由薄金属膜制成的 C_{6v} 对称的结构单元构成三角晶格超材料在布里渊中心获得双 Dirac 锥交于 Dirac 点^[37] (c); 二维环形电介质柱 PhC 中的双 Dirac 锥能带结构^[38] (d); (e, g) 三角形和 (f, h) 蜂窝光子超晶体中的全极化锥形色散^[40]

Fig. 5 The plasma double cones intersect at the Dirac point in the center of Brillouin zone^[35] (a); The Dirac-like cone is formed by accidental triple degenerate in the all-media PhC^[36] (b); Double Dirac cones intersect at Dirac point of the Brillouin zone center for a triangular lattice metamaterial with the C_{6v} symmetry formed by metal film^[37] (c); Band structure of double Dirac cone in a two-dimensional PhC formed by annular dielectric columns^[38] (d); the dispersion band structure of fully polarized cone in (e, g) triangle and (f, h) honeycomb photonic crystals^[40]

2011 年香港科技大学 Chan 课题组^[36]在全介质正方晶格结构 PhC 中也发现了位于布里渊中心的 Dirac 点。而在 $k=0$ 附近由偶然三重简并状态产生 Dirac 点的线性色散不能映射到 Dirac 哈密顿量, 且不带有 Berry 相, 因此被称为 Dirac-like 锥 (图 5b)。由于布里渊区中心的晶格动量较小, 因此有效波长较大, 从而使得 PhC 表现为有效零折射率 $n_{\text{eff}}=0$ 性质。2012 年 Sakoda^[37]利用紧束缚近似和群论在 C_{6v} 对称的三角形晶格超材料中第一次通过两种模式的偶然简并在布里渊区中心得到电子色散关系的双 Dirac 锥。图 5c 给出了超材料组成结构和双 Dirac 锥色散关系, 并证明在由此获得的 Dirac 点处该超材料可看作零指数系统。2015 年, 华南理工大学 Li 等^[38]利用二维环形电介质柱 PhC 证明了双 Dirac 锥色散关系同样存在于全介质 PhC 中, 如图 5d 所示, 并通过波前整形、单向传输和完美隧道的数值模拟表明此 PhC 等效于 ZIM。同年, Dong 课题组将这种观念扩展到非晶体系统, 在某些光子准晶体的布里渊区中心也找到了 Dirac 锥形色散, 并在 Dirac 频率处发现零折射率的必要条件——三重简并态^[39]。前面提到的二维 PhC 中零折射率行为都是和入射光偏振态相关的, 2016 年 Dong 课题组^[40]设计出一种与偏振无关的具有布里渊区中心锥形色散性质的二维光子超晶体 (如图 5e~5h 所示), 使 TM 和 TE 偏振的两组三重简并点处于相同的 Dirac 点频率。对任意偏振态的 Dirac 点频率的入射光来说, 该光子超晶体可以看作有效介电常数和有效磁导率同时为零的 ZIM。

介质基零折射率光子带隙材料具有广泛的用途。将散射体放置在由蜂窝结构光子超晶体构成的零折射率波导中可以实现隐身^[39], 零折射率介质外的场不受散射体的影响 (图 6a), 将其制成六边形发射器时可实现 Dirac 点频率下的多重定向发射功能 (图 6b)。只有自由空间和用于传导的光子带隙超材料界面处满足阻抗匹配条件时才能实现光的高效传输, Li 课题组通过对第一排和最后一排表面的圆柱形壳体适当的切割使 PhC 在 Dirac 频率实现了高透过率的零相移完美隧道效应 (图 6c), 以及波前调制 (图 6d)^[38]。图 6e 描绘了光在 PhC 内部是等相位传播的, 出射光沿 PhC 边缘法线出射后聚焦于一点^[36], 再次证实了由零折射率 PhC 上的凹球形表面可以引起的入射平面波的聚焦效应。这种零折射率效应还可用于将量子自发发射器的光集成成具有很窄锥角的定向发射装置 (图 6f 和 6g)^[41]。中国科学院大学 Dong 课题组利用零折射率 PhC 的零相移传输性质设计出一种精密位移检测系统 (图 6h), 实现了测量精度 $< \lambda/4$ ^[42]。

2013 年美国范德堡大学 Valentine 等就已在光学频率下通过将硅棒嵌入由 SiO_2 和聚甲基丙烯酸甲酯组成的

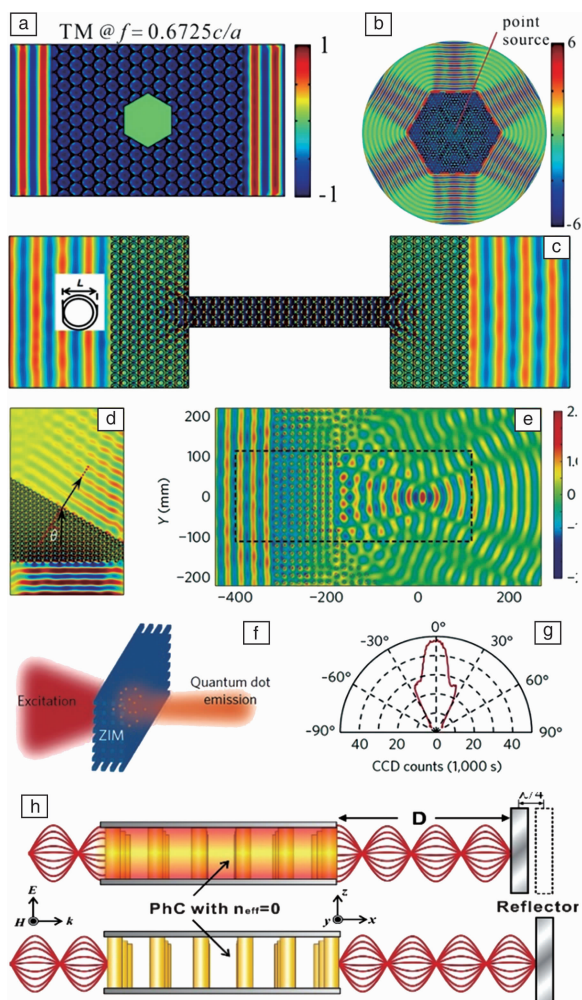


图 6 在 Dirac 点处二维 PhC 波导中实现散射体隐身 (a) 和多向发射 (b)^[39]; Dirac 点位置的完美隧道效应^[38] (c); 由高折射率棒制成的全介电 PhC 的能带图^[38] (d); 零折射率 PhC 上的凹形表面引起的聚焦现象^[36] (e); 放置在 ZIM 内的 PbS 量子点被激光激发实验示意图 (f) 和通过实验获得 PbS 量子点高定向自发发射 (g)^[41]; 基于 Dirac 处 PhC 阵列的位移测量装置^[42] (h)

Fig. 6 Scatterer cloaking in a two-dimensional PhC waveguide (a) and multi-directional emission at Dirac point (b)^[39]; Perfect tunneling effect at Dirac point^[38] (c); Band structure of dielectric PhC formed by high refractive index rods^[38] (d); Focusing phenomenon caused by concave surface of PhC with zero refractive index^[36] (e); Experiments of PbS quantum dots in ZIM excited by laser (f) and highly directed spontaneous emission (g) obtained by PbS quantum dots excitation^[41]; Displacement measuring system based on PhC array at Dirac point^[42] (h)

背景中, 在 $\lambda = 1450 \text{ nm}$ 处通过 TM 偏振态 Dirac 锥近似实现了零折射率行为^[41]。尽管零折射率的 PhC 超材料表现出诸如无限相速度和波长的物理性质, 但使其小型

化以形成纳米器件在光子芯片上的应用是不可能的。这是因为当晶格常数接近纳米量级时其传输性质的研究也进入量子范畴, 所以不能再将零折射率的研究和应用限定为简单的形状和小尺度的变化。2015 年美国哈佛大学研究团队通过将由金膜包覆的硅柱阵列嵌入聚合物基质中制造出一种在光学范围内折射率为零的芯片集成超材料^[43]。由于这种利用金属等离子体谐振与介质基光子带隙相结合的材料能够实现低成本的大面积生产, 为探索零折射率超材料及其在集成光学中的应用提供了新的方法。

5 光子带隙调制发光

光致发光材料通常是由稀土离子、过渡金属、染料等发光材料和玻璃、荧光粉、PhC 等基质材料共同组成的, PhC 的光子带隙可以用来调制发光材料发射的光波, 光子带隙带边可以增强发光, 而光子带隙则抑制发光。例如, LED 器件外围通常会包裹用于隔绝空气或者其他用途的介质层, 如果将光子晶体作为包裹层, 通过结构设计使其光子带隙与 LED 中心发射光波长相匹配, 可以减少发光损失而增强发光效率^[44]。2017 年昆明理工大学 Yang 课题组通过由 $\text{YbPO}_4: \text{Er}^{3+}$ 反蛋白石和聚苯乙烯蛋白石组成的光子晶体异质结构的两个光子带隙重叠效应, 强烈抑制上转换发光并改进其发光机制^[45]。若金属中的自由电子与入射电磁波相互耦合, 就会产生 SPR 或 LSPR 吸收, 可以用于调节发光。将金属纳米颗粒渗入自组装 PhC 的空隙后, 可以观察到阻带的红移, 金属纳米颗粒增强发光与金属纳米颗粒的尺寸和金属纳米颗粒与发光材料的距离有关。最近, 印度理工大学 Vijaya 课题组报道了渗入金纳米颗粒的染料掺杂 PhC 的发射增强现象, 这是由于纳米颗粒的 LSPR 与光子带隙之间的谐振相互作用^[46, 47], 该作用取决于光子禁带和 LSPR 频带之间的重叠。对自发辐射的有效调制将在诸如基于荧光的传感器、发光二极管和太阳能光伏系统等多个领域都有潜在的应用^[48]。另外, 金属纳米颗粒加入反蛋白石最近引起了特别关注^[49, 50]。金属纳米颗粒的高表面比和与金属纳米颗粒的典型性质相结合的反蛋白石的光学性质, 极大地扩展了其作为催化剂^[51-53]、传感器^[54, 55]、光子结构^[56-58]和表面增强拉曼光谱 (SERS)^[59, 60]的作用。

稀土离子等掺杂光子晶体发光材料在生物传感、光通信、图像显示和太阳能电池等方面都具有广泛的潜在应用。然而发光效率不高仍是需要解决的问题, 人们提出了很多的解决办法, 如改变基质材料和结构, 利用半导体纳米颗粒及核壳结构等, 结合金属纳米颗粒表面等离子体共振、能量传递和光子带隙等方法来增强发光。

6 结 语

近年来,随着超材料理论和实验研究的深入发展,人们发现了利用其灵活可调控的性质不但可以实现传统光学/电场学中的各种属性和现象,还可以通过适当结构和材料设计获得自然界中不存在的奇特性质,如隐身、紧凑型光隔离器、零相移传输、无背反射的单向波导等。但在高频情况下,当波长接近原子量级时,研究进入量子力学范畴,适用于经典场的麦克斯韦方程此时将不再适用。此外,光频范围内光子带隙超材料的制备也对精密加工技术提出了更高的要求,使得光子带隙超材料器件在向微型化发展过程中遇到巨大的挑战。目前,光子带隙超材料的构成已经从最初的纯电介质拓展到金属、半金属、半导体、液晶、稀土发光材料等不同属性材料,光子带隙超材料的结构从低维薄膜向多维立体扩展。该领域研究工作已涉及凝聚态物理、光学、材料、化学、生物医学、量子信息等多学科、多方向,未来其应用范围将遍布通讯、航天、传感、医药、军工,以及人们生活的方方面面。电磁波/光与光子带隙超材料间的相互作用由线性向非线性转化,为未来光子器件的设计和研制提供无限可能。我们相信光子带隙超材料无论在基础理论还是应用技术方面都具有巨大的发展空间,而多学科、多方向融合将是推动其快速发展的有效途径。

参考文献 References

- [1] Dong G Y, Yang X L, Cai L Z. *Optics Express*[J], 2010, 18(16): 16302-16308.
- [2] Zhang C, Yang Y, Wang C, et al. *Optics Express*[J], 2016, 24(4): 3981-3988.
- [3] Sengupta S, Ghorai S K. *Optical & Quantum Electronics*[J], 2016, 48(10): 482.
- [4] Zhang Y, Guo Z, Qiao W, et al. *Microwave & Optical Technology Letters*[J], 2016, 58(12): 2892-2894.
- [5] Prasad A S G, Asokan S. *Experimental Techniques*[J], 2016, 39(6): 19-24.
- [6] Kassani S H, Khazaeinezhad R, Jung Y, et al. *IEEE Photonics Journal*[J], 2015, 7(1): 1-9.
- [7] Li Xuejin (李学金), Yu Yongqin (于永芹), Hong Xueming (洪学明), et al. *Chinese Journal of Lasers* (中国激光) [J], 2009, 36(5): 1140-1144.
- [8] Saghaei H. *Radioengineering*[J], 2017, 26(1): 16-22.
- [9] Mansaray A, Rabah J, Duran M, et al. *Journal of Lightwave Technology* [J], 2016, 34(4): 1398-1404.
- [10] Yu H, Ma J, Li X, et al. Numerical Analysis of A Novel Refractive Index and Temperature Sensor Based on A Kagomé Hollow-Core Photonic Crystal Fiber [C]// *Proceedings of the 2016 IEEE SENSORS*. 2016
- [11] Lu Y, Yang X, Wang M, et al. *Electronics Letters*[J], 2015, 51(21): 1675-1677.
- [12] Cheng C, Zeng Y, Ou Y, et al. *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*[J], 2017, 133: 66-72.
- [13] Ménard J M, Köttig F, St J R P. *Optics Letters*[J], 2016, 41(16): 3795-3798.
- [14] Farrell C, Serrels K A, Lundquist T R, et al. *Optics Letters*[J], 2012, 37(10): 1778-1780.
- [15] Yu F, Wang J, Han L, et al. *Chinese Optics Letters*[J], 2015, 13(1): 17-21.
- [16] Pollmann F, Berg E, Turner A M, et al. *Physical Review B*[J], 2012, 85(7): 075125.
- [17] Haldane F D M, Raghu S. *Physical Review Letters*[J], 2008, 100(1): 013904.
- [18] Tan Wei (谭为), Chen Hong (陈鸿). [J]. *Physics* (物理) [J], 2017, 46(1): 29-37.
- [19] Hasan M Z, Kane C L. *Physics*[J], 2010, 39(10): 843-846.
- [20] Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, et al. *Physical Review Letters* [J], 2007, 100(1): 013905.
- [21] Wang Z, Chong Y, Joannopoulos J D, et al. *Nature*[J], 2009, 461(7265): 772-775.
- [22] Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M. *Nature Photonics*[J], 2014, 8: 821-829.
- [23] Fu J X, Liu R J, Li Z Y. *Europhysics Letters* [J], 2010, 89(6): 64003.
- [24] Khanikaev A B, Hossein Mousavi S, Tse W K, et al. *Nature Materials* [J], 2012, 12: 233-239.
- [25] Chen W J, Jiang S J, Chen X D, et al. *Nature Communications*[J], 2014, 5: 5782-5785.
- [26] He C, Sun X C, Liu X P, et al. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*[J], 2016, 113(18): 4924-4928.
- [27] Wu L H, Hu X. *Physical Review Letters*[J], 2015, 114(22): 223901.
- [28] Xu L, Wang H X, Xu Y D, et al. *Optics Express*[J], 2016, 24(16): 18059-18071.
- [29] Lindner N, Refael G, Galitski V. *Nature Physics*[J], 2012, 7(6): 490-495.
- [30] Rechtsman M C, Zeuner J M, Plotnik Y, et al. *Nature*[J], 2013, 496: 196-200.
- [31] Lu L, Fu L, Joannopoulos J D, et al. *Nature Photonics*[J], 2013, 7(4): 294-299.
- [32] Lu L, Fang C, Fu L, et al. *Nature Physics*[J], 2016, 12: 337-340.
- [33] Wang H, Xu L, Chen H, et al. *Physical Review B*[J], 2016, 93(23): 235155.
- [34] Mei J, Wu Y, Chan C T, et al. *Physical Review B*[J], 2012, 86(3): 035141.
- [35] Wang L G, Wang Z G, Zhang J X, et al. *Optics Letters*[J], 2009, 34

- (10): 1510–1512.
- [36] Huang X, Lai Y, Hang Z H, *et al.* *Nature Materials*[J], 2011, 10(8): 582–586.
- [37] Sakoda K. *Optics Express*[J], 2012, 20(9): 9925–9939.
- [38] Li Y, Mei J. *Optics Express*[J], 2015, 23(9): 12089–12099.
- [39] Dong J W, Chang M L, Huang X Q, *et al.* *Physical Review Letters* [J], 2015, 114(16): 163901.
- [40] Wang J R, Chen X D, Zhao F L, *et al.* *Scientific Reports*[J], 2016, 6: 22739.
- [41] Moitra P, Yang Y, Anderson Z, *et al.* *Nature Photonics*[J], 2013, 7(10): 791–795.
- [42] Dong G, Zhou J, Qiao P, *et al.* *Optics Express*[J], 2017, 25(25): 31509–31515.
- [43] Li Y, Kita S, Muñoz P, *et al.* *Nature Photonics*[J], 2015, 9(11): 738–742.
- [44] Wang H, Liao C. *Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering*[J], 2016, 5277: 365–374.
- [45] Chai Z, Yang Z, Huang A, *et al.* *Journal of Rare Earths*[J], 2017, 35(12): 1180–1185.
- [46] Rout D, Vijaya R. *Plasmonics*[J], 2015, 10(3): 713–719.
- [47] Rout D, Vijaya R. *Journal of Applied Physics*[J], 2016, 119(2): 023108.
- [48] Pelton M. *Nature Photonics*[J], 2015, 9(7): 427–435.
- [49] Vasquez Y, Kolle M, Mishchenko L, *et al.* *ACS Photonics*[J], 2016, 1(1): 53–60.
- [50] Ankudze B, Philip A, Pakkanen T T, *et al.* *Applied Surface Science* [J], 2016, 387: 595–602.
- [51] Cai Z, Xiong Z, Lu X, *et al.* *Journal of Materials Chemistry A*[J], 2013, 2(2): 545–553.
- [52] Collins G, Blömker M, Osiak M, *et al.* *Chemistry of Materials*[J], 2013, 25(21): 4312–4320.
- [53] Choi G H, Rhee D K, Park A R, *et al.* *ACS Applied Materials & Interfaces*[J], 2016, 8(5): 3250.
- [54] Xu S, Xu W, Wang Y, *et al.* *Nanoscale*[J], 2014, 6(11): 5859–5870.
- [55] Cai Z, Liu Y J, Lu X, *et al.* *Journal of Physical Chemistry C*[J], 2013, 117(18): 9440–9445.
- [56] Erola M O A, Philip A, Ahmed T, *et al.* *Journal of Solid State Chemistry*[J], 2015, 230: 209–217.
- [57] Xu Q, Mahpeykar S M, Burgess I B, *et al.* *ACS Applied Materials & Interfaces*[J], 2018, 10(23): 20120–20127
- [58] Yang J, Yang Z, Wang Y, *et al.* *Optical Materials*[J], 2016, 60: 373–382.
- [59] Cai Z, Yan Y, Liu L, *et al.* *RSC Advances*[J], 2017, 7(88): 55851–55858.
- [60] Kong X, Yu Q, Li E, *et al.* *Materials*[J], 2018, 11(4): 539.

(编辑 惠 琼)