

零折射率材料的物理与应用*

罗杰^{1,2} 赖耘^{1,†}

(1 南京大学物理学院 固体微结构物理国家重点实验室 人工微结构科学与技术协同创新中心 南京 210093)

(2 苏州大学物理科学与技术学院 苏州 215006)

2019-06-11收到

† email: laiyun@nju.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20190703

The physics and applications of zero-index materials

LUO Jie^{1,2} LAI Yun^{1,†}

(1 School of Physics, National Laboratory of Solid State Microstructures, Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, Nanjing 210093, China)

(2 School of Physical Science and Technology, Soochow University, Suzhou 215006, China)

摘要 零折射率材料因其异常的电磁/光学特性在电磁波操控、新型天线和波导器件、非线性光学、光学吸收、电光调制等领域有着广泛的应用前景。文章首先介绍了零折射率材料的分类和实现方法,然后总结了零折射率材料的基本概念和电磁/光学特性,包括电磁波在零折射率材料中的折射、反射特性和“隧穿”效应,掺杂杂质对二维和三维体系的零折射率材料的影响,各向异性零折射率的电磁特性,零折射率材料内外的电场分布特性;最后介绍了零折射率材料的部分典型应用,并对零折射率材料的研究进行了展望。

关键词 零折射率材料,介电常数近零材料,磁导率近零材料,电磁波操控

Abstract Due to their extraordinary electromagnetic/optical properties, zero-index media have extensive application prospects in the manipulation of electromagnetic waves, novel antenna and waveguide devices, nonlinear optics, optical absorption, electro-optical modulation, etc. In this review, we first present the classification and realization of zero-index materials. Then, we focus on their fundamental concepts and electromagnetic/optical properties, including refraction, reflection and tunneling effects of electromagnetic waves, the influence of doped defects in both two- and three-dimensions, features of anisotropic zero-index media, and the distribution of electric fields in and outside the medium. Finally, we review a variety of applications, and provide a brief summary and outlook on future studies of these materials.

Keywords zero-index media, epsilon-near-zero media, mu-near-zero media, manipulation of electromagnetic waves

* 国家重点研发计划(批准号:2017YFA0303702),国家自然科学基金(批准号:61671314,11574226,11634005,11704271)资助项目

1 引言

根据经典电动力学理论可知,材料的电磁/光学特性取决于材料的介电常数、磁导率和电导率这三个宏观参数,它们共同决定了电磁波/光波与材料的相互作用。图1给出了介电常数 ϵ 和磁导率 μ 的参数空间图,自然界中天然物质通常位于第一象限(如电介质)和第二象限(如金属),由于天然物质对高频电磁波和光波的磁响应往往较弱,因而相对磁导率通常为1,这大大限制了天然物质对电磁波/光波的操控能力。因此,为了获得具有近乎任意参数的电磁材料来实现对电磁波/光波更大自由度的操控,电磁超材料(metamaterials)的概念于20世纪末被提出,并兴起于21世纪初。电磁超材料是一种由特征尺寸远小于工作波长的结构单元所组成的,且具有自然界材料所不存在的电磁特性的人工电磁材料^[1-3]。

作为电磁超材料的一个重要分支,零折射率材料(zero-index media, ZIM)由于其独特的电磁波操控特性成为人们研究的焦点^[4-7]。零折射率材料拥有接近于零的介电常数 ϵ 和/或磁导率 μ ,而折射率通常可以表示为 $n = \pm \sqrt{\epsilon\mu}$ ^[8],由此可知,当 ϵ 和/或 μ 接近零时,其折射率也将接近零,此时电磁波在零折射率材料中的波长趋于无穷大,传播

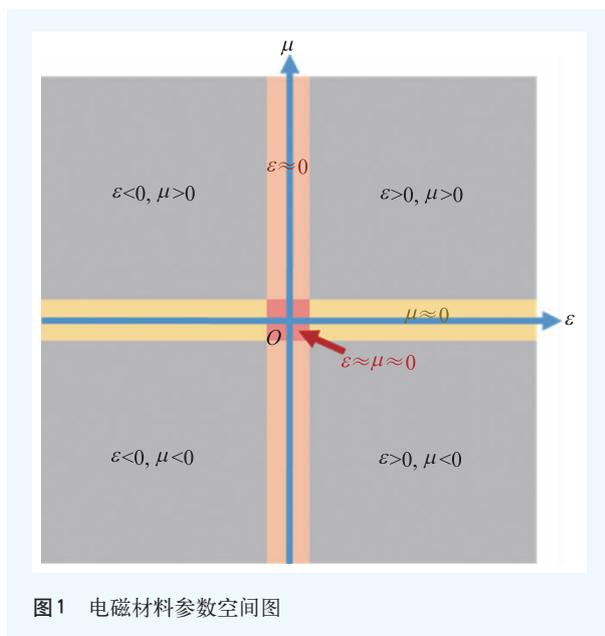


图1 电磁材料参数空间图

相位近乎为零,这些特性赋予了零折射率材料超越天然物质的电磁波操控能力。另一方面,零折射率材料必然具有色散,只能在一个频段内具有近零折射率(不考虑吸收的情况下)。

本文将从零折射率材料出发,首先介绍其基本概念、分类和实现方法,再讨论电磁波在零折射率材料中的反射和折射特性,掺杂杂质和各向异性对零折射率的影响,以及零折射率材料中的电场增强效应,最后将简单介绍零折射率材料的部分典型应用。

2 零折射率材料的基本概念与性质

2.1 零折射率材料的大致分类

回到图1的电磁参数空间图,可以注意到坐标横轴(即 ϵ 轴)对应于 $\mu \approx 0$ 的材料,坐标纵轴(即 μ 轴)对应于 $\epsilon \approx 0$ 的材料,而坐标原点对应于 $\epsilon \approx \mu \approx 0$ 的材料。基于此,可以大致将零折射率材料分为单零材料和双零材料两种类型,前者只有 ϵ 或 μ 接近零,后者 ϵ 和 μ 同时接近零。单零材料还可细分为介电常数近零材料(epsilon-near-zero media, ENZ media)和磁导率近零材料(mu-near-zero media, MNZ media)。事实上,单零材料和双零材料在电磁特性和制备方法上有着较大的差别,将在下文具体讨论。

另一方面,零折射率材料也可分为各向同性和各向异性两种类型,前者 ϵ 和 μ 是各向同性的,后者 ϵ 或 μ 是各向异性的,且只在某些方向上接近零,两者的电磁特性也有着较大的区别,将在下文具体讨论。

2.2 零折射率材料的实现方法

零折射率材料可以有多种实现方法,大致如图2所示。例如,图2(a-c)展示了利用电介质光子晶体实现零折射率材料的方法。图2(a)为二维电介质光子晶体在横电(transverse electric, TE, 电场沿着柱子方向)偏振下典型的能带结构,当工作频率位于布里渊区中心能带的带边处,电单极和

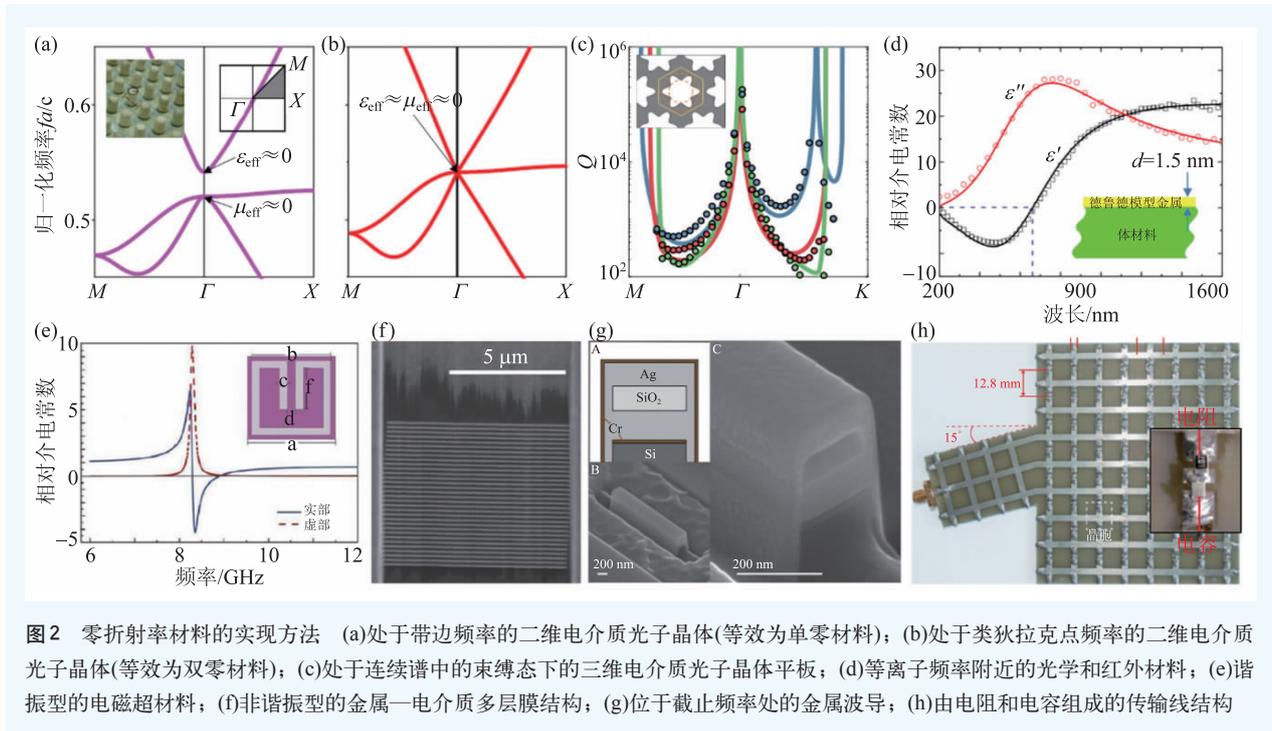


图2 零折射率材料的实现方法 (a)处于带边频率的二维电介质光子晶体(等效为单零材料);(b)处于类狄拉克点频率的二维电介质光子晶体(等效为双零材料);(c)处于连续谱中的束缚态下的三维电介质光子晶体平板;(d)等离子频率附近的光学和红外材料;(e)谐振型的电磁超材料;(f)非谐振型的金属—电介质多层膜结构;(g)位于截止频率处的金属波导;(h)由电阻和电容组成的传输线结构

电偶极模式对应于有效 $\epsilon \approx 0$ 和有效 $\mu \approx 0$ 的情形,此时光子晶体可以等效为各向同性的二维单零材料^[9]。有趣的是, Huang等人通过调整光子晶体结构中电介质圆柱的介电常数和几何参数发现可以实现电单极和电偶极模式的偶然简并,并形成类狄拉克点,此时光子晶体可以等效为各向同性的二维双零材料^[10](图2(b)),并通过微波实验验证。随后 Moitra 等人在近红外频段利用硅—氧化硅柱子成功制备了等效的双零材料^[11]。需要指出,当电介质柱子的高度有限时,二维光子晶体变为三维的光子晶体平板结构,由于布里渊区中心模式的传播常数接近零,电磁波通常不能被完全束缚在光子晶体平板中,而会产生面外辐射导致传输电磁波能量的逐渐减小,等效于吸收损耗。此时系统可视为具有损耗的非厄密系统,会出现奇异点环(rings of exceptional points)^[12]等有趣现象。为了抑制面外辐射, Li 等人在光子晶体平板上下加了金属反射镜^[13], Minkov 等人则利用光子晶体平板连续谱中的束缚态(bound states in the continuum, BIC)抑制了在类狄拉克点频率处的面外辐射,实现了极低损耗的双零材料^[14]。另一方面,通过引入 90° 旋转对称性破缺的结构单元可以打开简并能带,进而实现各向异性的零折射率材料^[15-17]。利

用光子晶体实现零折射率材料这一方法的显著优点在于极低的吸收损耗,但也存在着难以实现亚波长尺度的零折射率材料的缺点。

利用金属、导电氧化物(如氧化铟锡^[18, 19]、掺杂半导体(如 GaAs^[20])和拓扑绝缘体(如 $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ ^[21], 图2(d))等可以实现亚波长尺度的零折射率材料,其介电常数的实部在等离子频率附近接近零。该方法优势在于无需设计人工微纳结构,适用于在光频段和红外频段制备各向同性的介电常数近零材料,但其材料吸收往往较大。

利用超材料也是实现零折射率材料的常用方法^[22-28]。比如, Liu 等人通过开口谐振环的反结构设计了微波频段的介电常数近零材料^[23](图2(e)), Maas 等人通过非共振型的银—氮化硅多层膜结构制备了光频段的介电常数近零材料^[28](图2(f))。需要指出的是,利用超材料实现的零折射率材料常常是各向异性的。

在金属波导中,当工作频率为波导模的截止频率时,其传播常数为零,电磁波在波导中的有效波长趋于无穷大,此时整个波导结构可等效为二维的介电常数近零材料^[29-32](图2(g))。该方法能够比较容易地在微波频段实现介电常数近零材料,通常它们是各向同性的。最近, Ji 等人提出了通

过在金属波导中填入两种不同电介质材料来实现各向异性介电常数近零材料的方法^[33]。

此外,利用电阻和电容组成的传输线模型可以用来设计零折射率材料^[34, 35]。例如, Jiang 等人基于传输线模型设计了有效磁导率各向异性的零折射率材料,其吸收系数可以通过电阻结构来进行有效调控^[34]。

需要指出的是,以往零折射率材料的研究实现的多数是单零材料,这因为单零参数只涉及到一个参数,比较容易控制。自从光子晶体双零材料^[10]实现以来,由于双零材料在高透射率等方面的一些优势(将在2.4节中阐述),有越来越多的研究聚焦于实现双零材料,并发展出了“光子掺杂”等新方法^[31, 36, 37](将在2.5节中阐述)。

2.3 电磁波在零折射率材料中的折射与反射特性

众所周知,电磁波在不同折射率材料界面上会发生折射和反射,根据折射定律 $n_i \sin \theta_i = n_0 \sin \theta_0$ (n_i 和 n_0 分别为入射介质和出射介质的折射率, θ_i 和 θ_0 分别为入射角和折射角)可知:

(1)当入射介质为零折射率材料且出射介质为空气时,即 $n_i \approx 0$ 且 $n_0 = 1$,对于任意的入射角 θ_i 都有 $\theta_0 \approx 0$ 。这意味着放置于零折射率材料中的波源将会辐射出垂直于零折射率材料表面的电磁波,并保持很好的方向性,这一现象称为零折射率材料的高指向性辐射效应^[22, 38-41],如图3(a)所示。图3(b)模拟了放置于零折射率材料中的单极子波源的辐射电场图,可以看到,四个方向的出射波都具有很好的方向性。

(2)当入射介质为空气且出射介质为零折射率材料时,即 $n_i = 1$ 且 $n_0 \approx 0$,只有 $\theta_i \approx 0$ 的入射波才能够透射进入到零折射率材料中,如图3(c)所示,这是因为全反射角临界角接近零,即 $\theta_c = \arcsin \sqrt{n_0} \approx 0$ 。图3(d)模拟了单极子波源在零折射率材料平板上反射和透射电场图,可以看到,只有拥有很小入射角的电磁波才能透射进入零折射率材料中。零折射率材料对电磁波的反射

特性使其在波导和谐振腔^[42-44]的设计中有特殊的应用价值。

结合以上两种情形可知,只有当入射波的波阵面平行于零折射率材料的入射表面(即正入射),电磁波才能进入到零折射率材料中,而当电磁波再次出射到空气中时,空气中出射波的波阵面取决于零折射率材料的出射表面的形状。基于这一特性,可以实现对波阵面“剪裁”和调制^[10, 45],比如,通过一个凹形的零折射率材料可以实现对平面波的汇聚,如图3(e)和(f)所示,这两组图中的零折射率材料分别为有效介质模型和光子晶体双零材料模型^[10]。

2.4 电磁波在零折射率材料的透射特性与“隧穿”效应

前面提到零折射率材料可以分为单零材料和双零材料两种类型。这两种类型的折射率都接近

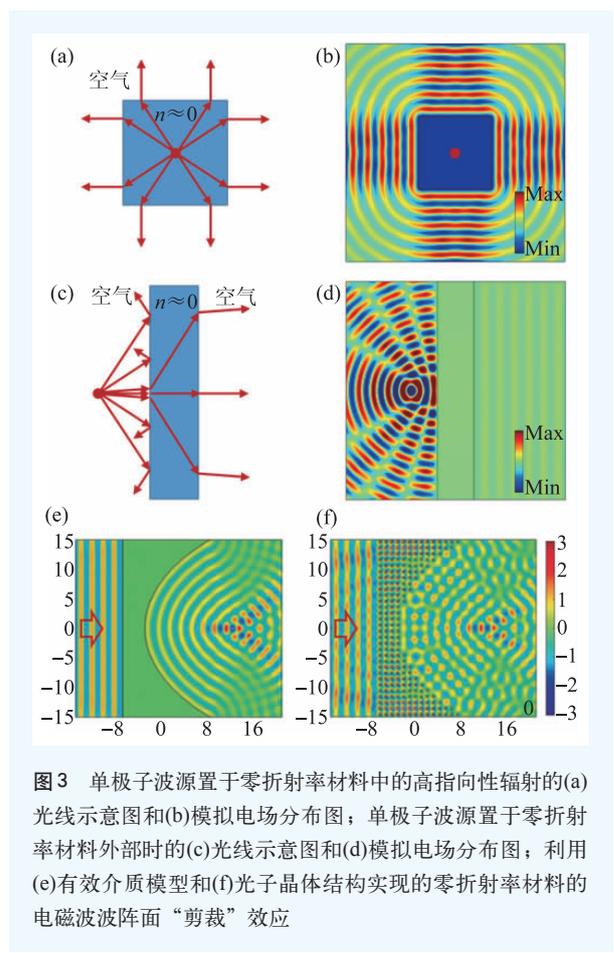


图3 单极子波源置于零折射率材料中的高指向性辐射的(a)光线示意图和(b)模拟电场分布图;单极子波源置于零折射率材料外部时的(c)光线示意图和(d)模拟电场分布图;利用(e)有效介质模型和(f)光子晶体结构实现的零折射率材料的电磁波波阵面“剪裁”效应

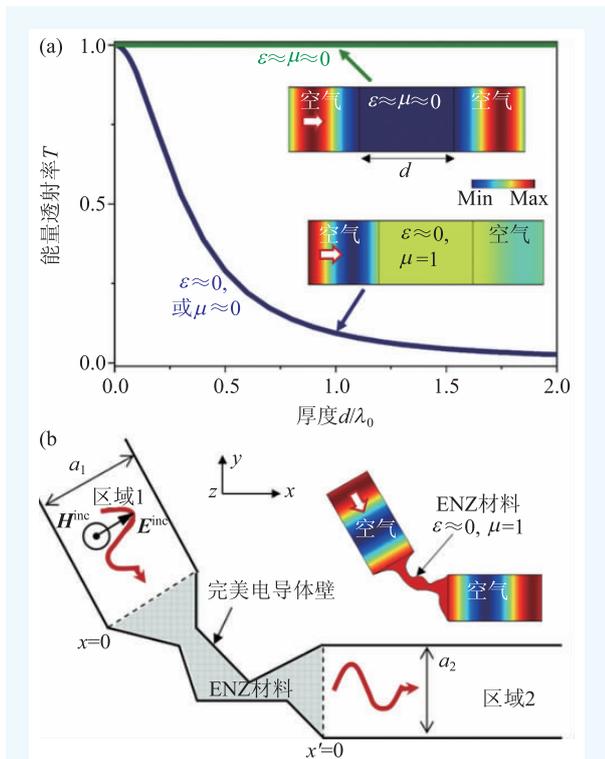


图4 (a)电磁波在双零材料(绿色曲线)和单零材料(蓝色曲线)平板中的能量透射率随平板厚度的变化关系,其中上下插图分别为磁场在双零和单零材料中的分布图;(b)电磁波在填充了介电常数近零材料的狭窄波导中的“隧穿”效应示意图,插图为磁场在狭窄波导中的分布图

零,但是透射性质具有很大的不同。设真空波长为 λ_0 的电磁波从空气中正入射到厚度为 d 的零折射率材料平板上,且入射波为横磁(transverse magnetic, TM, 磁场垂直于纸面并沿着 z 方向)偏振。根据传输矩阵法^[46],可得电磁波在零折射率材料平板上的透射系数为

$$t = \frac{2}{2 \cos(\sqrt{\epsilon} \sqrt{\mu} k_0 d) - i(\sqrt{\epsilon}/\sqrt{\mu} + \sqrt{\mu}/\sqrt{\epsilon}) \sin(\sqrt{\epsilon} \sqrt{\mu} k_0 d)}, \quad (1)$$

其中 ϵ 和 μ 分别为零折射率材料的相对介电常数和相对磁导率, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为电磁波在真空中的波数。

对于双零材料,有 $\epsilon \approx \mu \approx 0$, 公式(1)可简化为 $t \approx 1$, 即电磁波在双零材料平板中的透射系数始终接近1,且与平板的厚度无关。图4(a)中绿色曲线给出了电磁波能量透射率 $T = |t|^2$ 随双零材料平板厚度的变化关系,可以看到能量透射率始终接近1,从图4(a)上插图中的磁场分布也可看出近乎100%的能量透射率。

对于单零材料,有 $\epsilon \approx 0$ 或 $\mu \approx 0$, 公式(1)可分

别简化为 $t = \frac{2}{2 - i\mu k_0 d}$ 或 $t = \frac{2}{2 - i\epsilon k_0 d}$, 这表明只有当厚度 d 远小于波长 λ_0 时才能获得接近1的能量透射率,且能量透射率随厚度增大而减小。从图4(a)中蓝色曲线给出的能量透射率随单零材料平板厚度的变化关系中可以得到同样的结论,图4(a)下插图给出了电磁波在厚度 $d = \lambda_0$ 的介电常数近零材料中的磁场分布,可以看到大部分入射电磁波都被反射回去了。

在图4(a)下插图还可注意到,磁场在介电常数近零材料中为均匀场,这是因为 $\epsilon \approx 0$ 导致 $\nabla \times \mathbf{H} \approx 0$, 而TM波的磁场只有 z 方向的分量,即 $\mathbf{H} = H_z \hat{z}$, 由此可得, $\partial H_z / \partial x \approx 0$ 且 $\partial H_z / \partial y \approx 0$, 这意味着介电常数近零材料中的磁场近乎为均匀场。有趣的是,这样的均匀场与介电常数近零材料的形状无关,且与其中是否存在杂质也无关。

基于以上均匀场特性, Silveirinha 等人发现了电磁波在零折射率材料中的“隧穿”(tunneling)效应^[47]。研究模型示意图如图4(b)所示,两个非平行的金属平板波导由一段不规则的狭窄波导连接,狭窄波导中填充了介电常数近零材料,研究发现,当两金属平板波导宽度相同且不规则波导的面积远小于 λ_0^2 时,不规则区域的磁通量趋近于零。考虑到电场总是垂直于金属波导表面,根据法拉第电磁感应定律,可以得到入射端和出射端电场必须几乎相等,进而得到能量透射率趋于1,且这个性质与狭窄波导的形状无关,如图4(b)插图中模拟的磁场分布所示。这表明入射端波导中的电磁波能够完全挤过狭窄波导进入到出射端的波导,这一现象被称为电磁波在零折射率材料中的“隧穿”效应。该理论研究很快被 Edwards 等人^[29]和 Liu 等人^[23]的微波实验所证实。需要指出的是,这种情况下,单零或双零材料都可以实现接近于1的能量透射率。

2.5 杂质在二维零折射率材料系统中的影响:“光子掺杂”与“光子反掺杂”效应

当零折射率材料中存在杂质时,杂质对电磁波传输的影响依赖于体系的维度。对于二维体

系, 杂质通常会对零折射率材料的性质产生显著的影响^[31, 36, 37, 48-56]。Liberal 等人通过有效介质理论发现, 掺杂的零折射率材料可以等效为均匀介质, 且均匀介质的有效电磁参数强烈依赖于掺杂杂质的性质, 并基于此提出了“光子掺杂”效应^[31](图 5(a)), 这类似于半导体材料中的掺杂。事实上, 在“光子掺杂”这一概念提出来之前, 研究人员就已经注意到了杂质会对零折射率材料的透射和散射性质产生显著的影响^[48-56]。

同样以 TM 波为例, 如果零折射率材料的介电常数接近零, 则零折射率材料中的磁场近乎为均匀场, 且与其中是否存在杂质无关, 基于这一特性, 可以证明掺杂的零折射率材料可以等效为均匀介质, 其有效相对介电常数 ϵ_{eff} 和有效相对磁导率 μ_{eff} 分别为^[37]:

$$\epsilon_{\text{eff}} \approx 0, \quad (2)$$

$$\mu_{\text{eff}} = \mu \left(1 - \sum_{n=1}^N S_{d,n} / S \right) - \frac{i}{\omega \mu_0 H_0 S} \sum_{n=1}^N \int \mathbf{E}_{d,n} \cdot d\mathbf{l},$$

其中, μ_0 和 μ 分别为真空磁导率和零折射率材料的相对磁导率, ω 为电磁波的角频率, H_0 为零折射率材料中均匀的磁场, S 为零折射率材料和所有杂质面积之和, $S_{d,n}$ 为第 n 个杂质的面积, $\int \mathbf{E}_{d,n} \cdot d\mathbf{l}$ 为电场沿着第 n 个杂质边界上的线积分。

由公式(2)可知: (1)掺杂后的有效介质仍零折射率材料, 其有效介电常数 $\epsilon_{\text{eff}} \approx 0$; (2)掺杂后的有效介质的磁导率依赖于杂质的性质。基于此, 可以通过改变掺杂杂质来改变电磁波在零折射率材料中的传输特性。在图 5(b)中模拟了在掺杂了一个圆形电介质杂质(相对介电常数 $\epsilon_d = 6$, 半径 $r_d = 0.1\lambda_0$)后, TM 偏振电磁波的磁场在 $\epsilon \approx 0$ 的单零材料(上图)和双零材料(下图)中的分布情况, 可以看到, 尽管存在着杂质, 零折射率材料中的磁场仍为均匀场, 而杂质中的磁场是非均匀的, 这样的非均匀场会对零折射率材料中均匀场的大小产生影响。为了进一步说明, 图 5(c)给出了电磁波能量透射率随杂质半径的变化关系, 结果表明, 当杂质很小时, 电磁波在双零材料中的能量透射率接近 1, 而在单零材料中能量透射率很低, 这与图 4(a)中的结论一致。而当杂质半径逐

渐增大时, 能量透射率会降低为零, 然后又增大到 1。能量透射率降低为零是因为此时有效磁导率 $\mu_{\text{eff}} \rightarrow \infty$, 有效介质相当于完美磁导体^[31, 54]; 能量透射率增大到 1 是因为有效磁导率 $\mu_{\text{eff}} \approx 0$, 有效介质相当于双零材料^[31]。由此可见, 掺杂杂质可以显著地改变电磁波在零折射率材料中的传输特性。

当掺杂杂质是吸收材料时, 可以实现对吸收效率的调控。Luo 等人首先研究了含吸收杂质的零折射率材料, 并发现了一种和几何不相关的相干完美吸收(coherent perfect absorption, CPA)^[36, 37]。相干完美吸收相当于激光的时间反演过程, 多束光同时相干照射到吸收材料上时, 只有满足一定的相位, 所有光才能同时被完全吸收^[57-59]。传统的相干完美吸收受到吸收体的材料参数、形状和

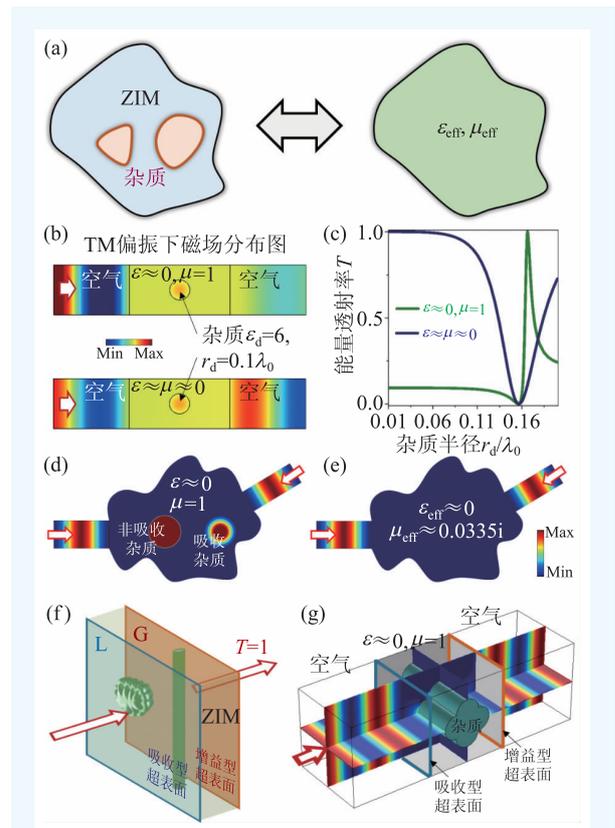


图 5 (a)“光子掺杂”效应示意图; 杂质对电磁波在单零和双零材料中透射率的影响; (b)和(c)分别为磁场分布图和能量透射率随杂质半径的变化关系; 基于“光子掺杂”效应实现的一种和几何不相关的相干完美吸收; (d)和(e)分别为掺杂的介电常数近零材料和等效介质中的磁场分布图; “光子反掺杂”效应; (f)和(g)分别为示意图和电场分布图

尺寸的严重影响。基于零折射率材料的“光子掺杂”效应，则可以实现一种新型相干完美吸收体^[36]，相干完美吸收的性质完全由吸收杂质所决定，和零折射率材料的形状和尺寸无关。图5(d)模拟了TM偏振下的相干完美吸收，介电常数近零材料中掺入了一个非吸收杂质和一个吸收杂质，前者负责将有效介质的磁导率的实部减小为零，后者则用来调控有效磁导率的虚部，当两束电磁波从左右两通道以同相位照射时会被同时吸收^[37]。图5(e)模拟了有效介质模型下的相干完美吸收，可以看到，该有效介质的磁导率为一纯虚数。

上述结果表明，杂质会对二维体系下的零折射率材料的电磁性质产生显著的影响。这样的影响对于电磁调控来说是有益的，但对于材料的稳定性来说却是不利的。有趣的是，可以通过一些手段消除掺杂对零折射率材料的影响，即“光子反掺杂”效应^[60]。Luo等人通过在零折射率材料

的入射和出射表面上贴上了满足 parity-time(PT)对称性的电磁超表面(图5(f))，将这个系统变为一个PT对称的非厄密系统。研究发现，当系统处于PT对称的奇异点(exceptional points)时，电磁波在该系统中的透射率始终接近1，且与杂质的参数、形状、尺寸等任意性质都无关^[52, 60](图5(g))。因此，“光子反掺杂”效应实现了不受杂质影响的完美电磁波透射。该效应的内在机理是：处于奇异点时，PT对称的超表面能够消除零折射率材料和杂质中的磁场而保留电场，由于磁场为零，零折射率材料和杂质中的总磁通量也为零，这意味着入射表面和出射表面上的电场始终相等，且不受杂质的影响。

2.6 杂质在三维零折射率材料系统中的影响：“电磁波/光渗流”现象

在三维体系中，杂质对零折射率材料的影响与在二维体系中有很大区别。在二维系统中，杂质的影响表现为“光子掺杂”效应，即透反射和吸收受到杂质的调制；而在三维系统中，杂质的影响与二维情况截然不同。

2015年，Luo等人首先研究了掺有三维杂质的双零材料^[61]。他们发现并证明了对单个有限大的三维杂质，不管其材料参数、形状和尺寸，电磁波的能量透射率始终为1。这个现象可以用下面的理论模型解释，如图6(a)所示，一块包含三维杂质的双零材料被置于由完美导体和完美磁导体组成的波导结构中。通过推导得到，电磁波在该系统中的透射系数为：

$$t = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{d_y H_0} \int_{\partial A_2} \mathbf{H} d\mathbf{l} + \frac{\omega \epsilon_0}{d_x k_0 H_0} \int_{\partial A_1} \mathbf{E} d\mathbf{l} \right), \quad (3)$$

其中 ϵ_0 为真空介电常数， d_x 和 d_y 分别为波导在 x 和 y 方向上的尺寸， H_0 为入射电磁波的磁场振幅， $\int_{\partial A_1} \mathbf{E} d\mathbf{l}$ 和 $\int_{\partial A_2} \mathbf{H} d\mathbf{l}$ 分别表示沿着积分路径 ∂A_1 上的杂质电场积分和 ∂A_2 上的杂质磁场积分，闭合的积分路径 ∂A_1 和 ∂A_2 分别形成积分面 A_1 和 A_2 。公式(3)对于任意的积分面 A_1 和 A_2 都是成立的。特殊地，当选取的积分面 A_1 和 A_2 为不穿过

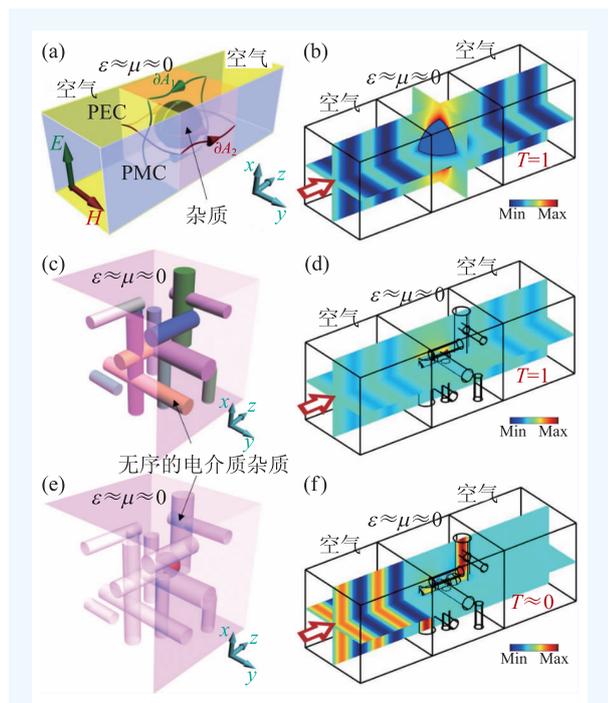


图6 “电磁波/光渗流”效应 (a)和(b)分别为含单一三维杂质的双零材料示意图和模拟电场分布图；(c)和(d)分别为含无序三维杂质的双零材料示意图和模拟电场分布图，透射率为1；(e)和(f)分别为含无序杂质的双零材料示意图和模拟电场分布图，其中由于一球形杂质(红色)建立了杂质的长程连通性，因此透射率近乎变为零

杂质的积分面时(即完全在零折射率介质中),可以得到透射系数恒定为1,且与杂质的性质完全无关。图6(b)展示了一个数值模拟的验证。

进一步,考虑双零材料中填有无序的三维杂质时,电磁波的传播出现了类似于流体渗流现象的“光渗流”现象^[61]。渗流理论最早由Broadbent和Hammersley于1957年提出来的^[62],被用来描述流体在无序介质中的运动,之后在许多领域都有广泛的应用,但从未在光学领域中发现。

通过以上理论可证明,当无序杂质不具有长程连通性时,电磁波的能量透射率始终为1。此时电磁波会绕过杂质,从其间的缝隙中透过,类似水流绕过石头一样。而当杂质的长程连通性形成后,电磁波的能量透射率变得和杂质相关,即出现类似“光子掺杂”效应,透射率可能会大大降低。比如,在图6(c)和(d)的无序杂质模型中,存在两个不穿过杂质的 A_1 和 A_2 积分面,因此能量透射率为1。如果在系统中增加一个球形杂质,使得杂质建立起了长程连通性,透射系数就会大大降低,如图6(e)和(f)所示。

综上所述,电磁波/光出现类似水流的渗流现象是零折射率材料的独特现象,其渗流阈值取决于无序杂质出现长程连通性的条件。

2.7 各向异性零折射率的电磁特性

利用电磁超材料实现的零折射率材料通常是各向异性的,事实上,各向异性与各向同性的零折射率材料在某些电磁特性和应用上存在着明显的差异。

为了进一步说明,图7(a)以TM波(磁场沿着 z 方向)为例,给出了相对介电常数为 $\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_x & & \\ & \epsilon_y & \\ & & \epsilon_z \end{pmatrix}$,相对磁导率 $\mu=1$ 的介电常数近零材料的色散曲线,其色散关系表达式为 $k_x^2/\epsilon_y + k_y^2/\epsilon_x = k_0^2$,其中 k_x 和 k_y 分别为波矢在 x 和 y 方向上的分量。可以看到,当介电常数近零材料是各向同性时,即 $\epsilon_x = \epsilon_y \approx 0$,色散曲线为一小

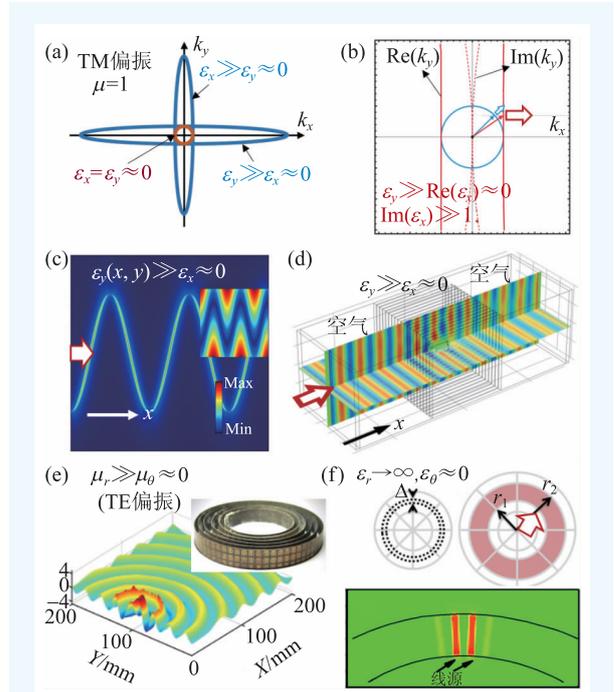


图7 (a)TM偏振下各向同性(棕色曲线)和各向异性(蓝色曲线)介电常数近零材料的色散曲线;(b)近零介电常数分量的虚部远大于其实部时的色散曲线;电磁波沿着近零介电常数分量的方向传播时的(c)电磁能流任意操控效应和(d)三维杂质的散射抑制效应;电磁波沿着非近零参数分量的方向传播时的(e)功率集合辐射效应和(f)亚波长成像效应

圆;而当介电常数近零材料是各向异性时,即 $\epsilon_x \gg \epsilon_y \approx 0$ 或 $\epsilon_y \gg \epsilon_x \approx 0$,色散曲线为一扁平椭圆。特殊地,当近零介电常数分量的虚部远大于其实部时,波矢实部对应的色散曲线将会变成两条直线^[34, 63, 64],如图7(b)所示。

由于群速度的方向垂直于色散曲线,因此色散曲线的形状会决定电磁波在零折射率材料中的传输特性。比如,当电磁波沿着近零介电常数分量的方向传播时,如果材料具有非均匀性或杂质,那么所引起的散射波是消逝波,会使电磁能流在垂直于传播方向上重新分配。此时,传播方向上的电磁能流反比于 ϵ_y ,因此通过控制 ϵ_y 的空间分布(图7(c)中插图)就可以实现对电磁能流在波长和亚波长尺度上的任意操控^[35, 65](图7(c));在三维体系中可以实现对杂质散射的抑制^[66](图7(d))。

而当电磁波沿着非近零参数分量的方向传播时,扁平的色散曲线导致零折射率材料中电磁波群速度的方向始终指向近零参数的垂直方向。基

于这一特性, Cheng 利用 TE 偏振下各向异性磁导率近零材料实现了多波源的功率集合辐射^[24](图 7(e))。He 等人指出, 电磁波在该零折射率材料中传播特性也可以通过变换光学来理解, 通过将一厚度接近零的圆环在径向上做坐标拉伸后即可得到 $\epsilon_r \rightarrow \infty$ 且 $\epsilon_\theta \approx 0$ 的零折射率材料^[67](图 7(f)上图), 该材料也称为光学虚无材料(optical null media)^[68], 在该材料中电磁波始终沿着径向传播, 基于此, He 等人进一步提出了亚波长成像这一重要应用^[67](图 7(f)下图)。

2.8 零折射率材料内外电场分布特性

根据边界条件可知, 电位移矢量和磁感应强度的法向分量在空气和零折射率材料的界面上满足连续条件, 这将导致零折射率材料中的法向电场和/或磁场远远大于空气中的法向电场和/或磁场。

为了进一步说明, 这里仍然以 TM 偏振和介电常数近零材料为例, 如图 8(a)所示。由边界连续条件可得, 在空气中 x 方向电场分量 $E_{x, \text{air}}$ 和零折射率材料中 x 方向电场分量 $E_{x, \text{ENZ}}$ 在界面上满足

$E_{x, \text{air}} = \epsilon_x E_{x, \text{ENZ}}$ (ϵ_x 为介电常数近零材料的相对介电常数张量在 x 方向上的分量)。显然, 当 $\epsilon_x \approx 0$ 时, 有 $E_{x, \text{ENZ}} \gg E_{x, \text{air}}$ 。

增大的 $E_{x, \text{ENZ}}$ 对非线性效应增强、电磁波吸收增强、辐射增强^[69]等方面有着重要的意义。比如, Vincenti 等人通过改变入射角使得介电常数近零材料中电场获得极大值, 在此情形下观察到了非线性二次谐波和三次谐波转换效率的显著提高^[70](图 8(b))。Harbecke 等人^[71]和 Feng 等人^[72]通过给具有吸收的介电常数近零材料加上金属衬底后实现了对电磁波的完美吸收, Luo 等人通过推导一个普适理论进一步发现介电常数近零材料中的电场有非常显著的增强(图 8(c)), 且介电常数近零材料的厚度可以远远小于电磁波波长^[73]。

另一方面, 如果零折射率材料中电场 $E_{x, \text{ENZ}}$ 增大倍数有限, 则会出现 $E_{x, \text{air}} \approx 0$, 即空气中的电场趋于零。Song 等人在研究 TM 波照射下亚波长尺寸的介电常数近零材料的散射问题时发现, 介电常数近零材料能够汇聚其周围的电磁能流, 但汇聚能力有限, 因此其中的电场增大的倍数存在极限, 且远小于 $1/\epsilon_x$, 最终在亚波长介电常数近

零材料散射体两侧观察到了电场极低值, 这一现象被称为侧向散射阴影^[74]。

3 零折射率材料的典型应用

上文大致讨论了零折射率材料的基本概念与电磁特性, 基于这些特性, 零折射率材料具有一系列有趣的应用, 包括: 高指向性辐射、波前调控、隧穿波导、基于“光子掺杂”调控透反射与吸收、基于“光子反掺杂”的鲁棒性光输运、基于“电磁波渗流”相变的开关效应、亚波长尺度的任意能流调控、功率集合辐射、亚波长成像、电场增强与非线性增强效应、超薄完美吸收、空间能量收集效应, 等等。

除此之外, 零折射率材料还有一

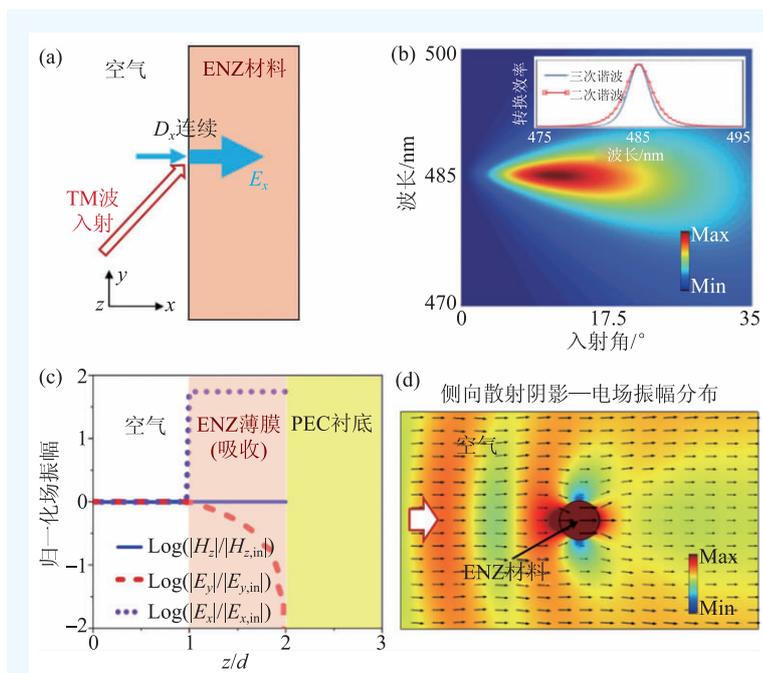


图 8 (a)介电常数近零材料中由法向电位移矢量连续所引起的电场增强效应示意图; 基于增强的电场实现的(b)非线性增强效应和(c)超薄电磁波完美吸收体; (d)亚波长介电常数近零材料散射体在空气中的侧向散射阴影

些极其重要的典型应用，这里举一些例子进行说明。比如，在2005年 Engheta 等人提出了由位移电流主导的光学纳米电路^[75]

(图9(a))，介电常数近零材料因其电位移矢量接近零在光学纳米电路中扮演着重要的角色，即起到了位移电流绝缘体的作用^[32, 76, 77]。

2012年，Luo 等人利用各向异性的介电常数近零材料实现了完美弯波导(图9(b))，波导的弯曲角度不影响电磁波的传输效率^[78]，这一理论结果很快被 Ma 等人的微波实验

证实^[25]。2015年，Li 等人利用有限高度的硅柱子和金属反射镜，设计了近红外频段的双零材料，大力推动了其在光子芯片中的应用发展^[13](图9(c))。2013年，Suchowski 等人研究发现介电常数近零材料不受非线性相位匹配的约束，可以用于增强非线性效应^[26](图9(d))。2015年，Zhou 等人研究发现将纳米谐振器置于介电常数近零材料中可以获得异常大的光散射截面^[79](图9(e))。2017年，Chai 等人利用介电常数近零材料的电场增强效应和非线性效应设计了超快全光开关，通过泵浦光照射由介电常数近零材料构成的薄膜可实现光路的开与关的快速切换^[80](图9(f))。2016年，Bai 等人设计了一种特殊的零折射率材料，其介电常数和磁导率的实部都接近零，但其虚部不为零且符号相反，基于此实现了相干完美吸收—激光器^[81](图9(g))。2018年，Chu 等人将零折射率材料与超表面结合设计了超薄的隐身衣，外侧的超表面可改变入射电磁波的方向使其正入射到零折射率材料上，而内侧零折射率材料的“隧穿”效

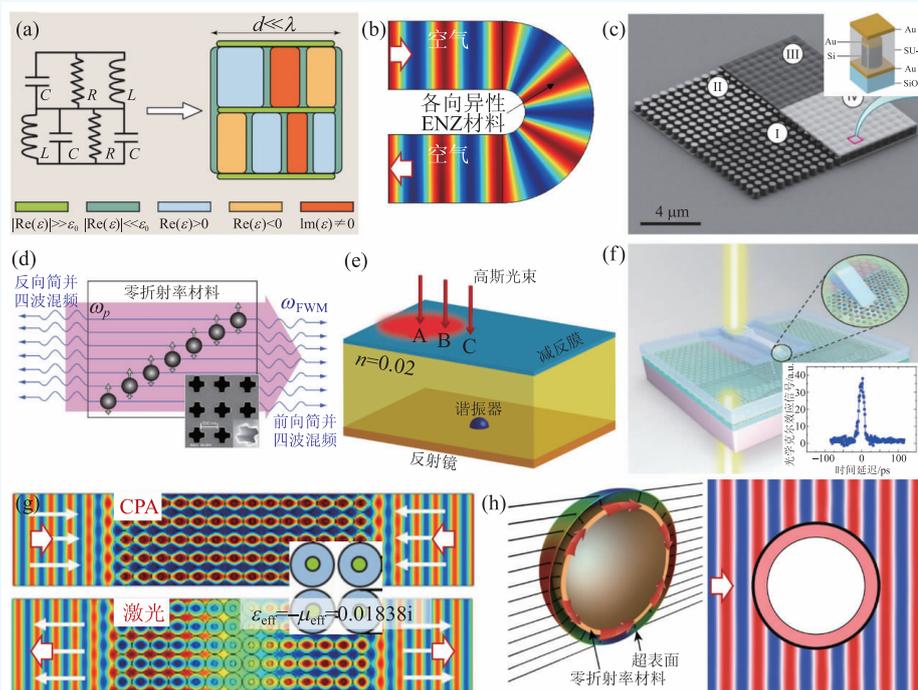


图9 零折射率材料的典型应用 (a)由位移电流主导的光学纳米电路；(b)完美弯波导；(c)光子芯片；(d)非线性光学相位匹配；(e)异常大的光学散射截面的激发；(f)超快全光开关；(g)相干完美吸收—激光器；(h)与超表面结合的超薄隐身衣

应则可有效地将电磁能流从入射端传导到出射端，并实现几乎完美的隐身功能^[82](图9(h))。这些应用展现了零折射率材料具有独特而丰富的电磁/光物理特性，以及广阔的应用前景。

4 总结与展望

本文回顾了零折射率材料的基本概念和电磁/光学特性，包括：电磁波在零折射率材料中的折射、反射特性和“隧穿”效应，掺杂杂质对二维和三维体系的零折射率材料的影响，各向异性零折射率的电磁特性，零折射率材料内外的电场分布特性。此外，还介绍了零折射率材料在光学纳米电路、完美弯波导器件、光子芯片、非线性光学相位匹配、异常大的光学散射截面的激发、超快全光开关、相干完美吸收—激光器、超薄隐身衣等多方面的应用。零折射率材料近些年来发展迅速，为实现对电磁波/光波更大自由度的操控、新型电磁/光学器件的设计提供了有力的方法和平

台。不仅如此,零折射率材料还为量子光学的研究提供了一个可行的平台^[83-85],目前零折射率材料的研究也从电磁/光学领域拓展到了声学^[86-91]、弹性波^[92, 93]和热学^[94]等领域,并有着广阔的理论和应用研究前景。但是,零折射率材料理论和实验研究仍然面临着各种挑战与机遇,例如,如何实现三维的低损耗二零材料,如何实现零折射率材料的工作带宽的拓宽与调控,如何在光频段制

备极低损耗的零折射率材料,非厄密零折射率材料的物理特性研究,零折射率材料对不同偏振电磁波的操控研究,等等。随着对零折射率材料物理机理的深入理解和微纳材料加工技术的进步,人们有望逐步解决零折射率材料研究面临的各种挑战,从而发现零折射率材料中更多有意思的物理现象,并推动其在新型电磁/光学器件设计中的应用,以及与其他领域的交叉研究。

参考文献

- [1] Pendry J B. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 85: 3966
- [2] Smith D R, Padilla W J, Vier D C *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84: 4184
- [3] Smith D R, Pendry J B, Wiltshire M C. *Science*, 2004, 305: 788
- [4] Engheta N. *Science*, 2013, 340: 286
- [5] Liberal I, Engheta N. *Nat. Photonics*, 2017, 11: 149
- [6] Niu X, Hu X, Chu S *et al.* *Adv. Opt. Mater.*, 2018, 2018: 1701292
- [7] Vulis D I, Reshef O, Camayd-Muñoz P *et al.* *Rep. Prog. Phys.*, 2019, 82: 012001
- [8] Cai W, Shalaev V. *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications*. Springer, 2010
- [9] Luo J, Lai Y. *Sci. China Inf. Sci.*, 2013, 56: 1
- [10] Huang X, Lai Y, Hang Z H *et al.* *Nat. Mater.*, 2011, 10: 582
- [11] Moitra P, Yang Y, Anderson Z *et al.* *Nat. Photonics*, 2013, 7: 791
- [12] Zhen B, Hsu C W, Igarashi Y *et al.* *Nature*, 2015, 525: 354
- [13] Li Y, Kita S, Muñoz P *et al.* *Nat. Photonics*, 2015, 9: 738
- [14] Minkov M, Williamson I A D, Xiao M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 121: 263901
- [15] Wu Y. *Opt. Express*, 2014, 22: 1906
- [16] Zhang X, Wu Y. *Sci. Rep.*, 2015, 5: 7892
- [17] Yang Y, Jia Z, Xu T *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2019, 114: 161905
- [18] Traviss D, Bruck R, Mills B *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2013, 102: 121112
- [19] Alam M Z, De Leon I, Boyd R W. *Science*, 2016, 352: 795
- [20] Vassant S, Archambault A, Marquier F *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 109: 237401
- [21] Ou J, So J, Adamo G *et al.* *Nat. Commun.*, 2014, 5: 5139
- [22] Enoch S, Tayeb G, Sabouroux P *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89: 213902
- [23] Liu R, Cheng Q, Hand T *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100: 023903
- [24] Cheng Q, Jiang W X, Cui T J. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108: 213903
- [25] Ma H F, Shi J H, Jiang W X *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2012, 101: 253513
- [26] Suchowski H, O'Brien K, Wong Z J *et al.* *Science*, 2013, 342: 1223
- [27] Alekseyev L V, Narimanov E E, Tumkur T *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2010, 97: 131107
- [28] Maas R, Parsons J, Engheta N *et al.* *Nat. Photonics*, 2013, 7: 907
- [29] Edwards B, Alù A, Young M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100: 033903
- [30] Vesseur E J R, Coenen T, Caglayan H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 110: 013902
- [31] Liberal I, Mahmoud A M, Li Y *et al.* *Science*, 2017, 355: 1058
- [32] Li Y, Zhang Z. *Phys. Rev. Applied*, 2018, 4: 044024
- [33] Ji W, Luo J, Lai Y. *Opt. Express*, 2019, 27(14): 19463
- [34] Jiang H, Liu W, Yu K *et al.* *Phys. Rev. B*, 2015, 91: 045302
- [35] Li Y, Jiang H T, Liu W W *et al.* *EPL-Europhys. Lett.*, 2016, 113: 57006
- [36] Luo J, Liu B, Hang Z H *et al.* *Laser Photonics Rev.*, 2018, 2018: 1800001
- [37] Ji W, Wang D, Li S *et al.* *Appl. Phys. A*, 2019, 125: 129
- [38] Gupta K C. *Electron. Lett.*, 1971, 7: 16
- [39] Ziolkowski R. *Phys. Rev. E*, 2004, 70: 046608
- [40] Yuan Y, Shen L, Ran L *et al.* *Phys. Rev. A*, 2008, 77: 053821
- [41] Luo J, Xu P, Gao L. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2012, 29: 35
- [42] Schwartz B T, Piestun R. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, 85: 1
- [43] Monticone F, Doeleman H M, Den Hollander W *et al.* *Laser Photonics Rev.*, 2018, 1700220
- [44] Monticone F, Alù A. *Phys. Rev. Lett.*, 2014, 112: 213903
- [45] Alù A, Silveirinha M, Salandrino A *et al.* *Phys. Rev. B*, 2007, 75: 155410
- [46] Berreman D W. *J. Opt. Soc. Am.*, 1972, 62: 502
- [47] Silveirinha M, Engheta N. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 97: 157403
- [48] Silveirinha M, Engheta N. *Phys. Rev. B*, 2007, 75: 075119
- [49] Nguyen V C, Chen L, Halterman K. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 105: 233908
- [50] Hao J, Yan W, Qiu M. *Appl. Phys. Lett.*, 2010, 96: 101109
- [51] Xu Y, Chen H. *Appl. Phys. Lett.*, 2011, 98: 113501
- [52] Luo J, Xu P, Gao L *et al.* *Plasmonics*, 2012, 7: 353
- [53] Wu Y, Li J. *Appl. Phys. Lett.*, 2013, 102: 183105
- [54] Wang T, Luo J, Gao L *et al.* *J. Opt. Soc. Am. B*, 2013, 30: 1878
- [55] Dong J, Chang M, Huang X *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 114: 163901
- [56] Wang T, Luo J, Gao L *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2014, 104: 211904

- [57] Chong Y D, Ge L, Cao H *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 105:053901
- [58] Wan W, Chong Y, Ge L *et al.* Science, 2011, 331:889
- [59] Li S, Luo J, Anwar S *et al.* Phys. Rev. B, 2015, 91:220301(R)
- [60] Luo J, Li J, Lai Y. Phys. Rev. X, 2018, 8:031035
- [61] Luo J, Hang Z H, Chan C T *et al.* Laser Photonics Rev., 2015, 9:523
- [62] Broadbent S R, Hammersley J M. Proc. Cambridge Philos. Soc., 1957, 53:629
- [63] Feng S. Phys. Rev. Lett., 2012, 108:193904
- [64] Sun L, Feng S, Yang X. Appl. Phys. Lett., 2012, 101:241101
- [65] Luo J, Lu W, Hang Z *et al.* Phys. Rev. Lett., 2014, 112:073903
- [66] Shalin A S, Ginzburg P, Orlov A A *et al.* Phys. Rev. B, 2015, 91:125426
- [67] He Q, Xiao S, Li X *et al.* Opt. Express, 2013, 21:28948
- [68] Yan W, Yan M, Qiu M. J. Opt., 2011, 13:024005
- [69] Duan X, Zhang F, Qian Z *et al.* Opt. Express, 2019, 27:7426
- [70] Vincenti M A, de Ceglia D, Ciattoni A *et al.* Phys. Rev. A, 2011, 84:063826
- [71] Harbecke B, Heinz B, Grosse P. Appl. Phys. A, 1985, 38:263
- [72] Feng S, Halterman K. Phys. Rev. B, 2012, 86:165103
- [73] Luo J, Li S, Hou B *et al.* Phys. Rev. B, 2014, 90:165128
- [74] Song J, Luo J, Lai Y. Opt. Lett., 2018, 43:1738
- [75] Engheta N. Science, 2007, 317:1698
- [76] Li Y, Liberal I, Della Giovampaola C *et al.* Science Advances, 2016, 2:e1501790
- [77] Alu A, Engheta N. Opt. Express, 2007, 15:13773
- [78] Luo J, Xu P, Chen H *et al.* Appl. Phys. Lett., 2012, 100:221903
- [79] Zhou M, Shi L, Zi J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2015, 115:023903
- [80] Chai Z, Hu X, Wang F *et al.* Laser Photonics Rev., 2017, 11:1700042
- [81] Bai P, Ding K, Wang G *et al.* Phys. Rev. A, 2016, 94:063841
- [82] Chu H, Li Q, Liu B *et al.* Light: Science & Applications, 2018, 7:50
- [83] Liberal I, Engheta N. P. Natl. A Sci., 2017, 114:822
- [84] Liberal I, Mahmoud A M, Engheta N. Nat. Commun., 2016, 7:10989
- [85] Liberal I, Engheta N. Science Advances, 2016, 2:e1600987
- [86] Li Y, Wu Y, Mei J. Appl. Phys. Lett., 2014, 105:014107
- [87] Li Y, Liang B, Gu Z *et al.* Appl. Phys. Lett., 2013, 103:053505
- [88] Zheng L, Wu Y, Ni X *et al.* Appl. Phys. Lett., 2014, 104:161904
- [89] Liu C, Xu X, Liu X. Appl. Phys. Lett., 2015, 106:081912
- [90] Dubois M, Shi C, Zhu X *et al.* Nat. Commun., 2017, 8:14871
- [91] Mei J, Wu Y, Chan C T *et al.* Phys. Rev. B, 2012, 86:035141
- [92] Liu F, Huang X, Chan C T. Appl. Phys. Lett., 2012, 100:071911
- [93] Liu F, Liu Z. Phys. Rev. Lett., 2015, 115:175502
- [94] Li Y, Zhu K, Peng Y *et al.* Nat. Mater., 2019, 18:48



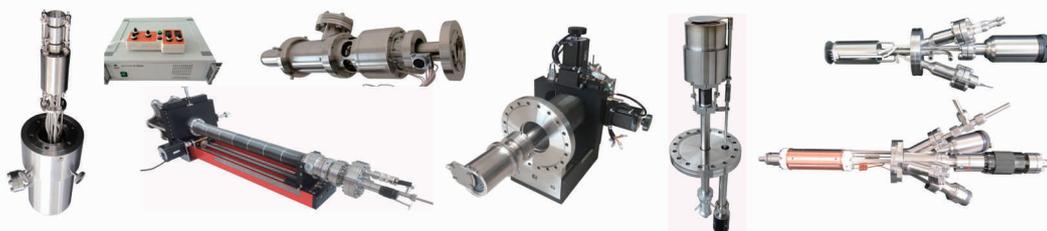
大连齐维科技发展有限公司

地址:大连高新园区龙头工业园龙天路27号

电话: 0411-8628-6788 传真: 0411-8628-5677

E-mail: info@chi-vac.com HP: <http://www.chi-vac.com>

表面处理和薄膜生长产品: 氩离子枪、RHEED、磁控溅射靶、束源炉、电子轰击蒸发源、样品台。



超高真空腔室和薄膜生长设备: PLD系统、磁控溅射系统、分子束外延系统、热蒸发镀膜装置。

