



基于柱对称梯度折射率体系的可调控光束传输

温广锋 赵领中 张琳 陈毅云 罗圻林 方安安 刘士阳

Tunable beam propagation based on cylindrically symmetric gradient index system

Wen Guang-Feng Zhao Ling-Zhong Zhang Lin Chen Yi-Yun Luo Qi-Lin Fang An-An Liu Shi-Yang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 144201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20212247

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212247>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于等效介质原理的宽角超材料吸波体的理论分析

Theoretical analysis of wide-angle metamaterial absorbers based on equivalent medium theory

物理学报. 2020, 69(5): 054202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191732>

金属-介质-金属多层结构可调谐Fabry-Perot共振及高灵敏折射率传感

Metal-dielectric-metal multilayer structure with tunable Fabry-Perot resonance for highly sensitive refractive index sensing

物理学报. 2021, 70(14): 140702 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202058>

基于气体折射率方法的真空计量

Vacuum metrology based on refractive index of gas

物理学报. 2020, 69(15): 150601 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200706>

等效零折射率材料微腔中均匀化腔场作用下的简正模劈裂现象

Normal-mode splitting induced by homogeneous electromagnetic fields in cavities filled with effective zero-index metamaterials

物理学报. 2018, 67(2): 024210 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171880>

基于高折射率液体填充的花瓣形微结构光纤可调滤模特性

Tunable mode-selective characteristics of a mode-filter petal-fiber with liquid rods

物理学报. 2019, 68(8): 084206 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181890>

太赫兹波段电磁超材料吸波器折射率传感特性

Refractive index sensing characteristics of electromagnetic metamaterial absorber in terahertz band

物理学报. 2021, 70(3): 038102 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201054>

基于柱对称梯度折射率体系的可调控光束传输*

温广锋¹⁾ 赵领中¹⁾ 张琳¹⁾ 陈毅云¹⁾
罗圻林¹⁾²⁾ 方安安¹⁾ 刘士阳^{1)†}

1) (浙江师范大学信息光学研究所, 金华 321004)

2) (广西民族大学相思湖学院, 南宁 530225)

(2021年12月5日收到; 2022年3月27日收到修改稿)

采用磁性电磁超构材料, 设计了具有柱对称梯度折射率分布的二维体系, 根据梯度的不同可以实现光束的不同调制功能. 通过等效介质理论, 可以计算磁性电磁超构材料的等效电磁参数, 从而获得等效折射率. 而且, 随着磁性柱半径的变化, 可以实现等效折射率的灵活调制. 尤为特别的是, 通过改变外加偏置磁场的空间分布, 可以实现不同的折射率梯度, 这也是磁性电磁超构材料相对于普通介质体系的优越性. 基于多重散射理论, 对光束在二维体系中的传输行为进行了模拟计算, 研究结果表明通过调制外加偏置磁场可以实现光束的囚禁、光束的内偏折和外偏折、以及分束等功能. 而且, 通过改变外加磁场可以实现不同功能间的切换, 这种灵活的调制能力为光束传输提供了新的自由度.

关键词: 电磁黑洞, 梯度折射率, 等效介质理论, 多重散射理论**PACS:** 42.25.Bs, 41.20.Jb, 42.65.Jx, 42.79.Ry**DOI:** 10.7498/aps.71.20212247

1 引言

调控电磁波的传输及其与物质的相互作用是物理学和光学中最基本的问题, 随着新型光学材料的引入, 各种不同于传统方式的电磁现象得以实现并开启了广泛的应用空间. 通过设计不同的晶格结构, 光子晶体可以灵活调制的光子能带性质, 实现了丰富的物理特性, 包括初期的光子带隙、负折射^[1], 到近期以光子晶体为平台的拓扑边界态、连续谱中的束缚态、谷光子学及高阶量子自旋霍尔效应等^[2-5]. 电磁超构材料的提出可以实现灵活的电响应和磁响应, 原则上能够设计出具备任意介电常数和磁导率的等效电磁介质, 为电磁波的传输和调控提供了更大的自由度^[6]. 超表面, 即在平面上设计的超构电磁材料^[7,8], 可以同时实现对电磁波的振幅、相位

以及极化的调制, 进一步丰富了电磁现象并带来了更为广阔的应用前景^[9-11].

变换光学这一理论的提出为超材料的设计提供了极大的便利, 它可以实现功能指向型的电磁体系设计, 即基于麦克斯韦方程组在不同坐标系下的形式不变性, 把电磁波在空间的传输特性映射到空间中的电磁参数分布^[12,13]. 很多奇异的电磁现象和新颖的电磁特性在变换光学的理论框架下都得以实现^[14-16], 而且这一理念也进一步推广到其他的理论体系中, 包括声波^[17]、弹性波^[18]、热辐射^[19]、物质波^[20]、自旋波^[21]、直流电场^[22]以及直流磁场^[23]. 但是, 基于变换光学的介质往往都存在各向异性, 这增加了制备过程中的难度. 因此, 采用各向同性梯度介质进行变换光学体系的设计引起了广泛的关注^[24-26]. 较为典型的体系包括 Maxwell 鱼眼透镜、Eaton 透镜和 Luneburg 透镜, 在理论和实验

* 国家自然科学基金 (批准号: 11574275)、浙江省自然科学基金 (批准号: LR16A040001) 和广西高校中青年教师科研基础能力提升项目 (批准号: 2022KY1604) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: syliu@zjnu.cn

上这些体系都得到了深入的研究^[27-31]. 还有一类典型的体系, 称为电磁“黑洞”, 它以电磁体系模仿天体力学中的黑洞效应^[32], 在水波、声波以及自旋波体系中也观察到类似的现象^[33-35].

在通常的“黑洞”体系设计中, 通过超构材料实现特定的折射率梯度, 一旦体系的结构确定以后, 其对应的性质是不能改变的, 从而降低了体系的灵活性. 本文的研究工作就是实现可调控的梯度折射率体系设计, 为了达到这一目的, 引入了磁性电磁超构材料. 在该体系中, 等效折射率可以通过外加偏置磁场进行调控, 从而使梯度折射率体系表现出不同的电磁波传输特性, 并能够通过改变外加磁场实现不同功能的切换.

2 梯度折射率体系和设计方案

本文探讨的梯度折射率体系是具有柱对称特征的二维体系, 其折射率沿着径向呈现梯度分布. 它由两部分构成, 即梯度折射率壳层和内核区域的吸收体, 折射率的径向分布可表示为

$$n(r) = \begin{cases} 1, & r > R, \\ (R/r)^{\eta/2}, & r_c < r < R, \\ (R/r_c)^{\eta/2} + in', & r < r_c, \end{cases} \quad (1)$$

其中, R 表示梯度折射率体系的外半径, r_c 表示内核吸收体的半径. 梯度折射率壳层的折射率梯度由参数 η 决定, 称为折射率梯度指数. 而内核吸收体部分的折射率为常数, 且引入虚部 n' , 以实现吸收的功能.

为了实现梯度折射率分布, 采用磁性电磁超构材料实现等效介电常数和等效磁导率, 即采用周期性分布的磁性柱阵列构建电磁超构材料. 与普通的介质不同, 磁性材料的等效电磁参数可以通过外加磁场或者温度进行调制^[36-38], 因此增加了新的自由度, 可用于构建可调控折射率梯度体系. 磁性材料的典型特征就是具备本征的磁性响应, 磁导率是与频率有关的二阶张量. 本文设定磁性柱的中心轴为 z 方向, 对于沿着轴向饱和磁化的磁性柱而言, 其磁导率为^[39]

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_r & -i\mu_\kappa & 0 \\ i\mu_\kappa & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中

$$\mu_r = 1 + \frac{\omega_m(\omega_0 - i\alpha\omega)}{(\omega_0 - i\alpha\omega)^2 - \omega^2},$$

$$\mu_\kappa = \frac{\omega_m\omega}{(\omega_0 - i\alpha\omega)^2 - \omega^2}, \quad (3)$$

式中, $\omega_0 = 2\pi\gamma H_0$ 为共振频率, 由外加偏置磁场 H_0 决定; $\omega_m = 2\pi\gamma M_s$ 为特征频率, 取决于材料的饱和磁化强度 M_s , γ 为旋磁比且其值为 2.8 MHz/Oe ($1 \text{ Oe} = \frac{10^3}{4\pi} \text{ A/m}$); ω 是入射电磁波的频率, α 是衰减因子, 它决定了磁性材料吸收损耗的大小. 在梯度折射率壳层中, 采用吸收很小的磁性材料, 方便起见取 $\alpha = 0$. 而对于内核的吸收体部分, 需要较为明显的吸收, 取 $\alpha = 3 \times 10^{-3}$. 饱和磁化强度 M_s 的值与温度有关, 因此通过改变温度可以调制磁导率. 同时, 也可以看到磁导率与外加磁场 H_0 有关, 本文就是通过改变外加偏置磁场调制等效电磁参数的分布. 而且, 对于 (2) 式中的磁导率, 只有磁场分量在 xoy 平面内的电磁波, 即横磁 (transverse magnetic, TM) 模式才能与磁矩发生相互作用, 这也是本文采用的电磁波模式.

首先, 采用常规的方法进行折射率梯度体系的设计, 对连续的折射率进行离散化处理, 即划分成等厚度的壳层结构. 图 1(a) 给出了对应的示意图, 整个结构包含 25 个壳层, 每层厚度为 $a = 12 \text{ mm}$, 即梯度折射率体系的尺寸为 $R = 25a = 300 \text{ mm}$. 进而, 在每个壳层中均匀放置磁性柱阵列, 磁性柱的间距近似等于壳层厚度 a , 保证磁性柱的空间均匀分布, 以便于采用等效介质理论提取等效介电常数和等效磁导率^[40]. 很显然, 通过改变磁性柱的半径 r 就可以改变相应的等效电磁参数, 这也是梯度折射率体系的通常设计方案^[9,18,41-44]. 如图 1(a) 所示, 在梯度壳层中半径是随着层数 N 变化的, 可以看成它的函数 $r(N)$. 对于内核吸收体部分, 包含 5 个壳层, 其中的磁性柱半径是不变的, 其值与相邻梯度壳层的相同, 如图 1(b) 中的半径分布所示. 不同的是, 此时在磁性柱中引入吸收, 即取衰减因子 $\alpha = 3 \times 10^{-3}$.

采用上述方案, 可以构建折射率梯度 $\eta = 2$ 的体系, 它对应于折射率梯度的临界指数, 即刚好实现电磁“黑洞”效应, 这在早期的工作中已经进行了详细讨论^[45]. 采用等效介质理论, 可以获得等效介电常数 ϵ_{eff} 和等效磁导率 μ_{eff} , 结果如图 1(c) 所示. 图中, 等效介电常数采用绿色菱形符号标记,

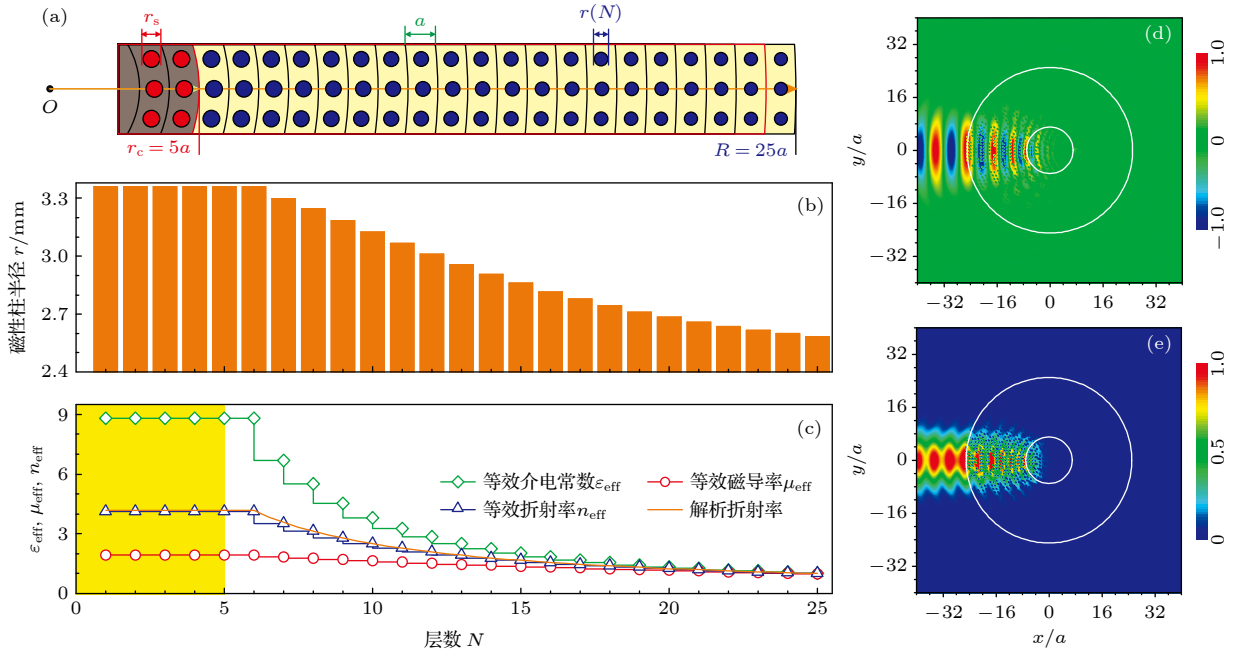


图 1 通过改变结构中的半径分布来实现折射率梯度指数 $\eta = 2$ 的体系 (a) 结构示意图显示该体系包括 25 层, 每层的厚度 $a = 12 \text{ mm}$, 内核吸收体半径 $r_c = 5a$, 体系的半径 $R = 25a$, 磁性柱的相对介电常数 $\epsilon_s = 25$; (b) 不同壳层中的磁性柱半径和 (c) 相应的等效介电常数 ϵ_{eff} 、等效磁导率 μ_{eff} 及由此得到的等效折射率 n_{eff} ; 高斯光束入射到该体系的 (d) 电场分布和 (e) 强度分布. 施于体系的外加偏置磁场 $H_0 = 480 \text{ Oe}$, 工作频率为 $f = 2.7 \text{ GHz}$. 白色圆形标记出体系的边界和内核吸收体的边缘位置

Fig. 1. The system with gradient index $\eta = 2$ are implemented by varying the rod radius: (a) Schematic diagram presents the system made up of 25 concentric layers with the layer thickness $a = 12 \text{ mm}$, the radius of the absorbing core part $r_c = 5a$, the radius of the system $R = 25a$, and the relative permittivity of the ferrite rod $\epsilon_s = 25$; (b) ferrite rod radius as well as (c) the effective permittivity ϵ_{eff} , permeability μ_{eff} , and the corresponding effective index n_{eff} are plotted as the functions of the number of the layer; (d) electric field pattern and (e) corresponding intensity pattern are simulated for the on-center incidence of a Gaussian beam on the system. The bias magnetic field is $H_0 = 480 \text{ Oe}$ and the operating frequency is $f = 2.7 \text{ GHz}$. Two white circles denote the boundaries of the system and the absorbing core part, respectively.

等效磁导率采用红色圆形符号标记, 可以看出等效折射率的分布与解析表达式的分布情况是符合的. 中心区域的等效电磁参数在图中的黄色区域标记, 方便起见, 图中只提供了等效电磁参数的实部. 而在数值计算中, 严格计算了内核吸收体的等效复介电常数 $\epsilon_{\text{eff}}^c = 8.27 + i 3.78$ 和等效复磁导率 $\mu_{\text{eff}}^c = 1.96 + i 0.08$, 由此可得相应的等效折射率为 $n_{\text{eff}}^c = \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}^c} \cdot \sqrt{\mu_{\text{eff}}^c} = 4.11 + i 0.98$. 进而, 采用多重散射理论对该体系中的电磁波传输情况进行了模拟, 结果如图 1(d) 和 图 1(e) 所示. 相对于其他的数值模拟方法, 基于多重散射理论进行本文中梯度体系的计算具有精度高、速度快的优点 [46,47], 当然也可以把该体系看成是多层柱结构采用等效电磁参数在 Mie 散射理论框架下进行近似模拟计算. 但是, 由于采用的是等效电磁参数, 这样的模拟并不严格, 不能保证模拟结果的可靠性. 因此, 在本文所有的梯度体系中, 都采用多重散射理论进行相关的模拟. 由图 1(d) 和图 1(e) 中的电场图和相应的强度

分布图, 可以看出入射的高斯光束进入电磁“黑洞”区域以后, 明显向中心汇聚, 在进入内核吸收体部分后直接被吸收. 这一结果与预期的“黑洞”效应是一致的, 这也是该体系可以用于能量收集的原因.

3 外加磁场调控的梯度折射率体系构建和性质

在上面的研究结果中, 通过改变磁性柱的尺寸实现了梯度折射率体系的设计, 而外加偏置磁场是均匀的. 这样的结构在设计好以后, 其对应的电磁性质和功能是固定的, 限制了系统的灵活性. 而磁性体系的优点就在于, 电磁性质可以通过外加磁场进行调制, 实现不同功能间的切换. 基于这一原因, 接下来采用梯度磁场来实现不同梯度折射率体系的设计 [48,49]. 在这一设计中, 为了减小电磁波的反射, 将体系划分为 3 个区域, 即内核吸收体区域、内部梯度折射率区域以及外部梯度折射率区域. 在结构的设计中涉及两种磁性半径, 分别是 $r_s = 0.35a$

和 $r'_s = 0.12a$. 为了体现外加偏置磁场对等效电磁参数的调控能力, 计算了不同外加磁场下的等效介电常数 ϵ_{eff} 和等效磁导率 μ_{eff} , 结果如图 2 所示. 可以看出, 随着外加偏置磁场的改变, 等效电磁参数也随之发生连续变化且变化较为缓慢. 这一特点表明, 采用梯度外加磁场可用于设计不同的梯度折射率体系, 而且随着外加磁场的改变可以实现体系在不同的折射率梯度间切换. 由图 2(a) 可以看出, 对于半径较小的磁性柱体系等效折射率变化较小 $n_{\text{eff}} \in [0.88, 1.5]$, 因此适用于构建体系的外层区域, 而且可以减小边界上的反射. 而对于半径较大的磁性柱体系等效折射率变化范围较大 $n_{\text{eff}} \in [0.35, 14.5]$, 可用于构建体系内层区域. 需要指出的是, 在图 2(b) 中的左侧区域等效电磁参数变化很快, 导致在不同壳层上发生较大的反射, 因此不适于构建梯度折射率体系. 显而易见, 随着折射率梯度指数 η 的改变, 光束在进入折射率梯度体系后的传输轨迹也是不同的, 为此考察 4 个典型梯度指数, 即 $\eta = 2, -1, 1, 3$. 首先, 探讨折射率梯度指数 $\eta = 2$ 的情况, 即电磁“黑洞”体系, 以便与图 1 中的结果进行对比. 体系的示意图和相关的计算结果如图 3 所示, 此时的磁性柱半径分为内部和外部两种尺寸, 在后面的所有分析中固定不变. 折射率梯度是通过外加偏置磁场的特定分布来实现的, 图 3(b) 给出了对应 $\eta = 2$ 时的外加磁场分布情况, 可以看出, 此时外加磁场的变化较为缓慢. 图 3(c) 给出了不同区域的等效电磁参数, 内核吸收体部分虽然只提供了实部, 相应的等效复电磁参数亦可通过等效介质理论获得, 即 $\epsilon_{\text{eff}}^c = 3.65 + i 2.81$, $\mu_{\text{eff}}^c = 2.49 + i 0.41$, 等效复数折射率表示为 $n_{\text{eff}}^c = \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}^c} \cdot \sqrt{\mu_{\text{eff}}^c} = 3.13 + i 1.36$. 从而, 图 3(d)–(g) 的电场分布中不会出现较强的反射, 也表明其可以用于梯度折射率体系的构建. 在对心入射的高斯光束情况中, 可以明显看到高斯光束进入体系后的汇聚并被内核吸收体所吸收, 这与图 1(d) 和图 1(e) 的结果基本相同. 数值计算结果表明, 内核吸收体的吸收效率达到 98%, 还有接近 2% 的光束被反射. 而对于偏心入射的高斯光束, 可明显看到光束向内侧偏转并围绕内核部分形成螺旋弯曲, 就像“黑洞”一样把靠近的物质吸收并囚禁于其中, 内核吸收体的吸收效率达到 89%. 此时, 可以看出反射明显增加, 计算表明反射率达到 8%, 还有 3% 的能量从系统中逃逸. 因此, 在大多数的工作中, 电磁“黑

洞”体系都是用于设计电磁波和声波等的能量收集. 但是, 从本文的模拟结果中可以看到部分光束逃逸出“黑洞”的范围, 这一结果来源于两个原因: 一是内核吸收体的吸收不够强, 没有将靠近的光束快速吸收; 二是内核区域的折射率是有限的, 而非是理想“黑洞”时的折射率奇点, 即 $n|_{r=0} \rightarrow \infty$ [45].

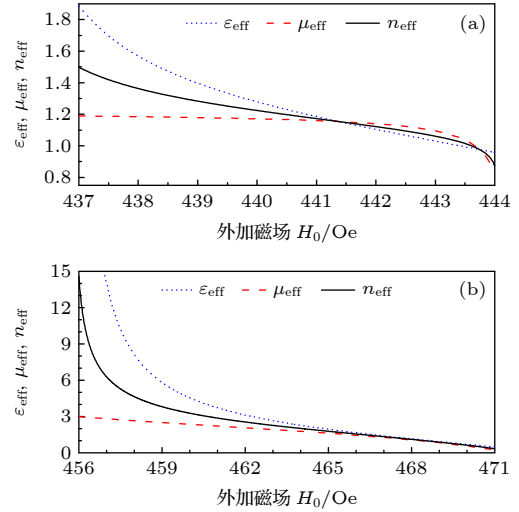


图 2 采用等效介质理论计算 ϵ_{eff} 、 μ_{eff} 以及 n_{eff} 随外加偏置磁场 H_0 的变化. 把磁性电磁超构材料看成是正方晶格, 晶格常数为 $a = 12 \text{ mm}$, 考察了两种不同磁性柱大小的情形 (a) 磁性柱半径为 $r'_s = 0.12a$; (b) 磁性柱半径为 $r_s = 0.35a$. 工作频率为 $f = 2.7 \text{ GHz}$

Fig. 2. The effective permittivity ϵ_{eff} , permeability μ_{eff} , and the corresponding effective index n_{eff} retrieved with the effective-medium theory are plotted as the functions of the bias magnetic field H_0 . The magnetic metamaterial is considered as a square lattice with lattice separation $a = 12 \text{ mm}$ and two different rod radii with (a) $r'_s = 0.12a$ and (b) $r_s = 0.35a$ are investigated. The operating frequency is $f = 2.7 \text{ GHz}$.

对于图 3(a) 中的结构, 可以通过改变外加偏置磁场, 实现另一种折射率梯度反转的体系, 即 $\eta = -1$. 此时, 折射率随着半径减小而减小, 对应的体系对光束的响应也会出现明显的变化. 由于此时的折射率梯度减小, 外加偏置磁场的变化也会变得缓慢, 这可以通过对比图 4(a) 与图 3(b) 中的外加磁场 H_0 的分布明显看出. 此时的等效电磁参数如图 4(b) 所示, 其变化范围较小, 相邻层间的等效折射率更为接近. 而且, 由于梯度折射率指数为负, 内核吸收体的等效电磁参数会明显减小, 其对应的等效复介电常数为 $\epsilon_{\text{eff}}^c = 0.54 + i 0.62$, 等效复磁导率 $\mu_{\text{eff}}^c = 0.59 + i 0.87$, 等效复折射率为 $n_{\text{eff}}^c = \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}^c} \cdot \sqrt{\mu_{\text{eff}}^c} = 0.57 + i 0.74$. 因此体系内的反射会

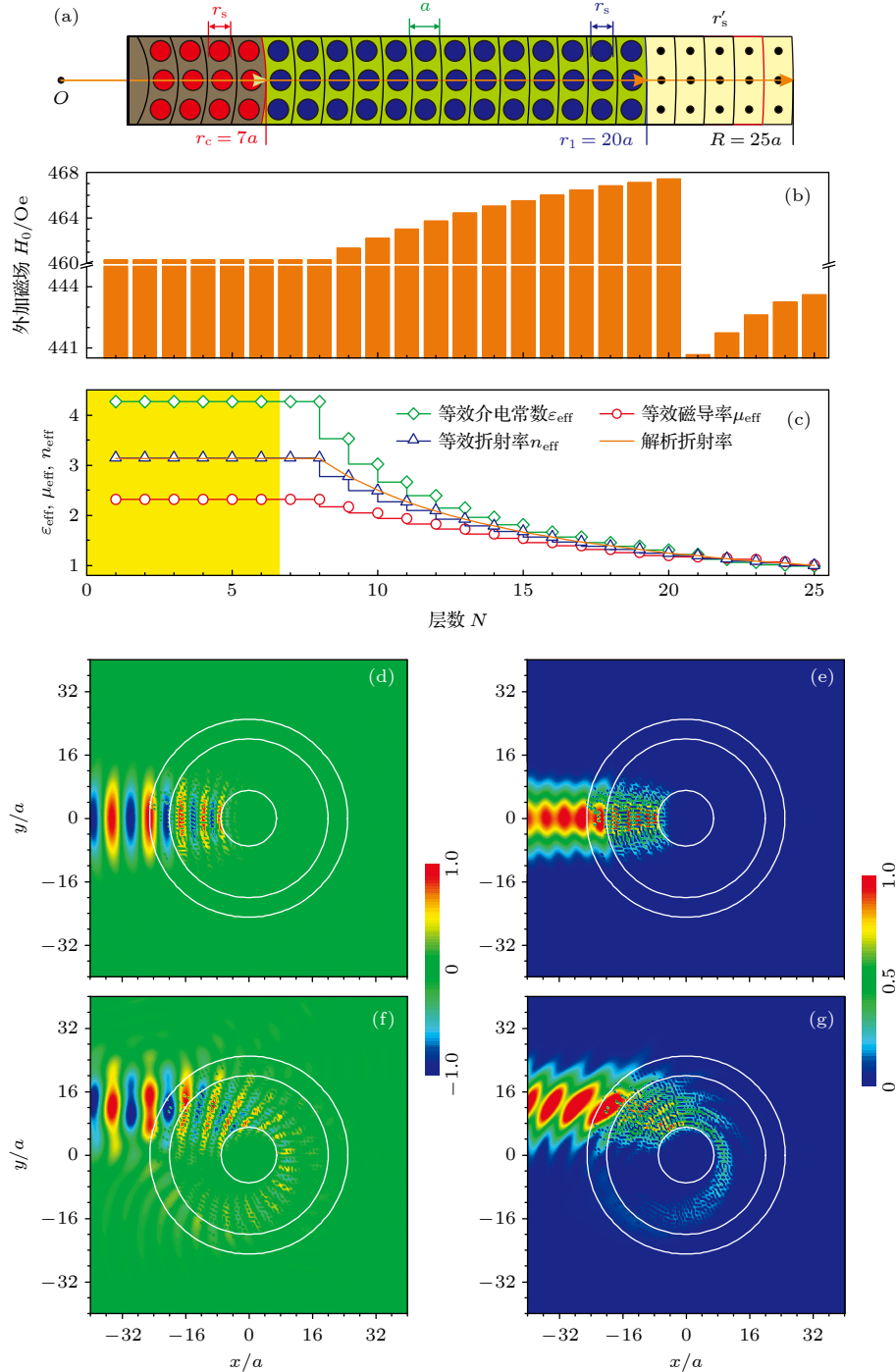


图 3 通过改变空间中的外加偏置磁场 H_0 分布实现折射率梯度指数 $\eta = 2$ 的体系 (a) 结构示意图显示该体系包括 25 层, 每层的厚度 $a = 12$ mm, 内核吸收体半径 $r'_c = 7a$, 折射率梯度区域的内壳层半径为 $r_1 = 20a$, 体系的半径 $R = 25a$; (b) 不同壳层中的外加磁场 H_0 的分布; (c) 相应的 ϵ_{eff} , μ_{eff} 及 n_{eff} . 高斯光束对心入射到该体系的 (d) 电场分布, (e) 强度分布以及偏心入射的 (f) 电场分布和 (g) 强度分布. 内部区域和外部区域的磁性柱半径分别为 $r_s = 0.35a$, $r'_s = 0.12a$, 工作频率为 $f = 2.7$ GHz, 白色圆形标记出体系不同区域的位置

Fig. 3. The system with gradient index $\eta = 2$ are implemented by varying the distribution of bias magnetic field H_0 : (a) Schematic diagram presents the system made up of 25 concentric layers with the layer thickness $a = 12$ mm, the radius of the absorbing core part $r'_c = 7a$, the inner radius of the gradient index area is $r_1 = 20a$, and the radius of the system $R = 25a$; (b) the bias magnetic field H_0 ; (c) ϵ_{eff} , μ_{eff} , n_{eff} . The electric field patterns and the corresponding intensity patterns are simulated for the on-center ((d), (e)) and off-center ((f), (g)) incidence of a Gaussian beam on the system to illustrate the electromagnetic “black hole” effect. The ferrite rod radii are $r_s = 0.35a$ and $r'_s = 0.12a$ for the inner and outer areas, respectively, and the operating frequency is $f = 2.7$ GHz. Three white circles denote the boundaries of different areas in the system.

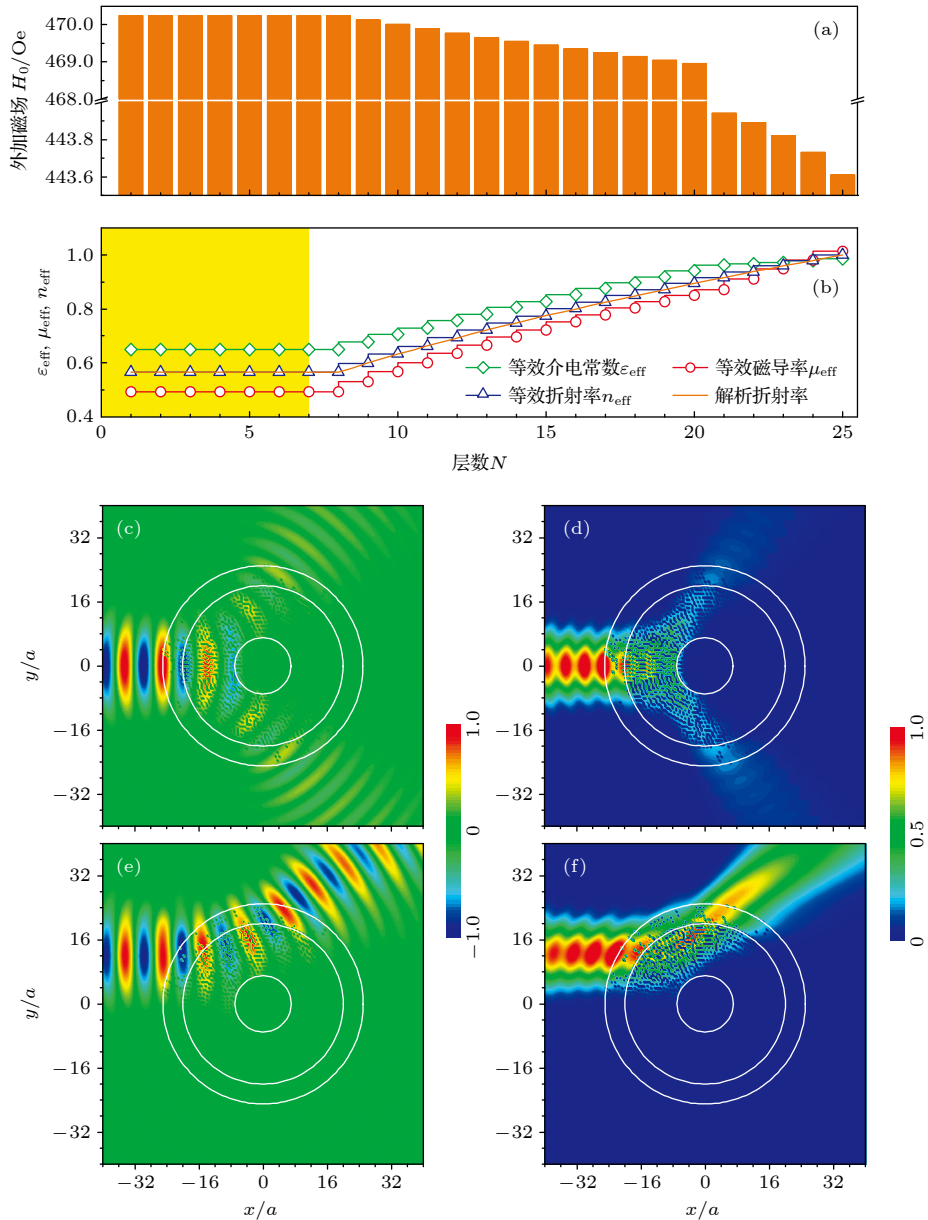


图 4 通过改变空间中的外加偏置磁场 H_0 分布实现折射率梯度指数 $\eta = -1$ 的体系, 体系结构与图 3 相同 (a) 外加偏置磁场 H_0 的分布; (b) ϵ_{eff} , μ_{eff} , n_{eff} 分布. 高斯光束对心入射到该体系的 (c) 电场分布, (d) 强度分布, 以及偏心入射的 (e) 电场分布, (f) 强度分布. 内部区域和外部区域的磁性柱半径分别为 $r_s = 0.35a$ 和 $r'_s = 0.12a$, 工作频率为 $f = 2.7$ GHz. 白色圆形标记出体系不同区域的位置

Fig. 4. The system with gradient index $\eta = -1$ are implemented by varying the distribution of bias magnetic field H_0 . The schematic diagram is the same as that in Fig. 3: (a) The distribution of bias magnetic field; (b) ϵ_{eff} , μ_{eff} , n_{eff} . The electric field patterns and the corresponding intensity patterns are simulated for the on-center ((c), (d)) and off-center ((e), (f)) incidence of a Gaussian beam on the system. The ferrite rod radii are $r_s = 0.35a$ and $r'_s = 0.12a$ for the inner and outer areas, respectively, and the operating frequency is $f = 2.7$ GHz. Three white circles denote the boundaries of different areas in the system.

有所减少, 这一点可以从图 4(c)—(f) 中的电场分布中看出. 在对心入射的情况下, 内核吸收体的吸收效率达到 65%, 边界上的反射率为 1%, 剩余 34% 的能量由体系出射, 实现了分束的效果. 而且, 还可以看到与电磁“黑洞”吸引作用相反, 此时体系表现出对高斯光束的向外“排斥”. 因此, 在对心入射时呈现分束的特性, 就像体系把光束推到外面;

偏心入射时的效果更为明显, 光束直接向外偏折. 此时, 出射光束的效率达到 77%, 明显提高. 而且, 反射较小, 低于 1%, 剩余 22% 的能量被内核吸收体吸收.

进而考察了折射率梯度指数 $\eta = 1$ 的情况, 刚好与 $\eta = -1$ 的体系形成对比, 也便于理解梯度折射率体系对光束传输的调控. 外加偏置磁场的分布

和相对应的等效电磁参数变化如图 5(a) 和 图 5(b) 所示, 此时二者都是随着层数的增加而减小, 这与图 4(a) 和 图 4(b) 刚好相反. 内核吸收体的等效电磁参数分别为 $\varepsilon_{\text{eff}}^c = 1.84 + i0.84$, $\mu_{\text{eff}}^c = 1.69 + i0.45$, $n_{\text{eff}}^c = \sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}^c} \cdot \sqrt{\mu_{\text{eff}}^c} = 1.77 + i0.63$, 取值相比于电磁“黑洞”情况下明显减小. 从图 5(c)—(f) 的电场

分布情况能够看到更为明显的效果, 对于对心入射的高斯光束体系仍然表现出类似于电磁“黑洞”的吸引效应, 但光束的汇聚效果要弱很多. 此时, 内核吸收体的吸收效率接近 95%, 反射率低于 1%, 剩余 4% 的能量逃逸到体系之外. 对于偏心入射的高斯光束, 可以看到由于体系的吸引而向内偏折,

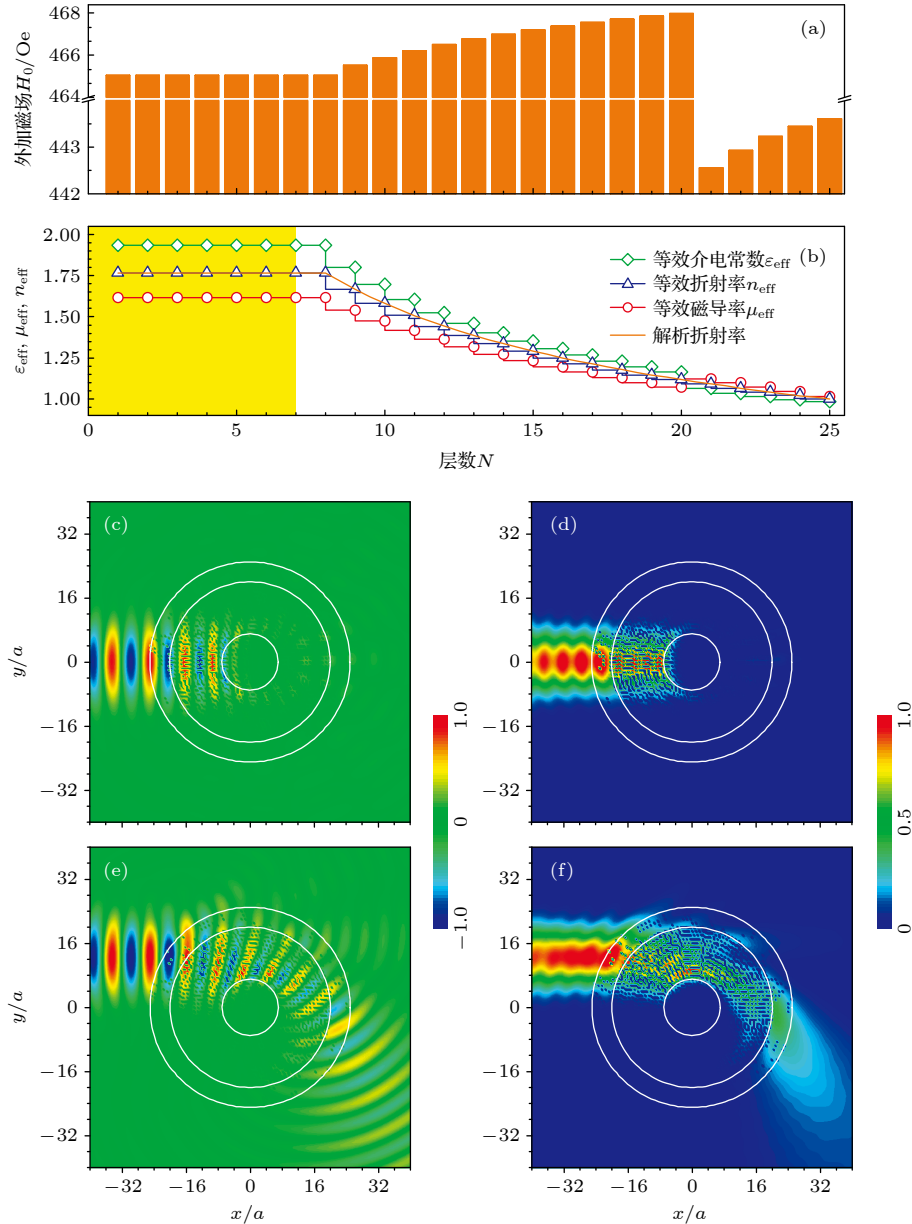


图 5 通过改变空间中的外加偏置磁场 H_0 分布来实现折射率梯度指数 $\eta = 1$ 的体系. 体系结构与图 3 相同. (a) 外加偏置磁场 H_0 的分布; (b) ε_{eff} , μ_{eff} , n_{eff} . 高斯光束对心入射到该体系的 (c) 电场分布和 (d) 强度分布, 以及偏心入射的 (e) 电场分布和 (f) 强度分布. 内部区域和外部区域的磁性柱半径分别为 $r_s = 0.35a$ 和 $r'_s = 0.12a$, 工作频率为 $f = 2.7$ GHz. 白色圆形标记出体系不同区域的位置.

Fig. 5. The system with gradient index $\eta = 1$ are implemented by varying the distribution of bias magnetic field H_0 . The schematic diagram is the same as that in Fig. 3: (a) The distribution of bias magnetic field; (b) ε_{eff} , μ_{eff} , n_{eff} . The electric field patterns and the corresponding intensity patterns are simulated for the on-center ((c), (d)) and off-center ((e), (f)) incidence of a Gaussian beam on the system. The ferrite rod radii are $r_s = 0.35a$ and $r'_s = 0.12a$ for the inner and outer areas, respectively, and the operating frequency is $f = 2.7$ GHz. Three white circles denote the boundaries of different areas in the system.

出射光束的效率为 36%. 同时, 内核吸收体仍然较为明显, 达到 63%, 在边界上还存在近 1% 的反射. 由此可以发现, $\eta > 0$ 的梯度折射率体系表现出对光束的“吸引”, $\eta < 0$ 的梯度折射率体系表现出对光束的“排斥”, 而对应的强度大小取决于体系的折射率梯度值 $|\eta|$. 需要指出的是, 内核吸收体的引入

是为了实现电磁“黑洞”效应的完美吸收, 但是它会降低光束调控的效率, 这在不同功能的转变过程中是不可避免的.

最后, 考察折射率梯度指数 $\eta = 3$ 的情况, 由于梯度的增加, 外加磁场和等效电磁参数的变化更快, 如图 6(a) 和 图 6(b) 所示. 这也增加了不同壳

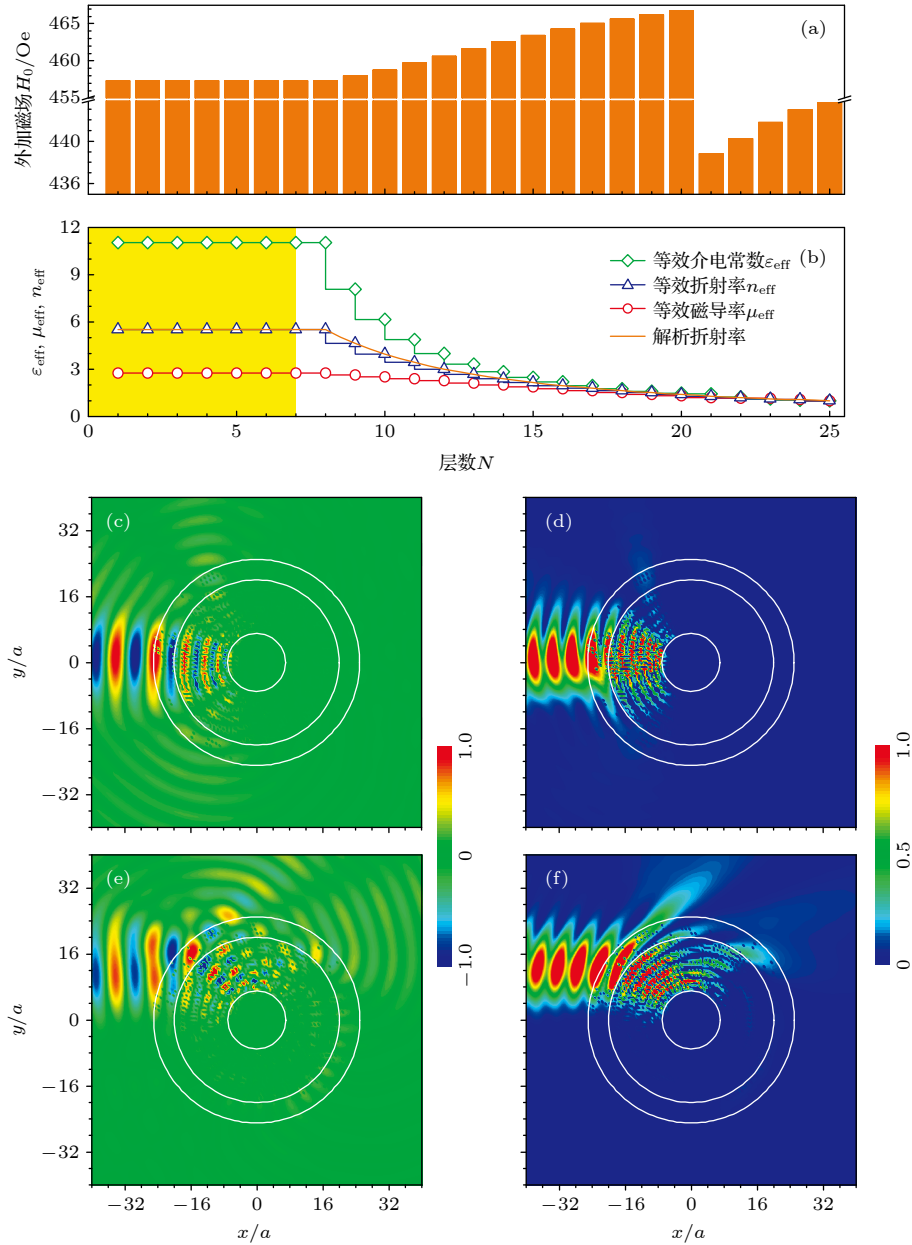


图 6 通过改变空间中的外加偏置磁场 H_0 分布实现折射率梯度指数 $\eta = 3$ 的体系, 体系结构与图 3 相同 (a) 外加偏置磁场 H_0 分布; (b) ϵ_{eff} , μ_{eff} , n_{eff} . 高斯光束对心入射到该体系的 (c) 电场分布, (d) 强度分布, 以及偏心入射的 (e) 电场分布, (f) 强度分布. 内部区域和外部区域的磁性柱半径分别为 $r_s = 0.35a$ 和 $r'_s = 0.12a$, 工作频率为 $f = 2.7 \text{ GHz}$. 白色圆形标记出体系不同区域的位置

Fig. 6. The system with gradient index $\eta = 3$ are implemented by varying the distribution of bias magnetic field H_0 . The schematic diagram is the same as that in Fig. 3: (a) The distribution of bias magnetic field; (b) ϵ_{eff} , μ_{eff} , n_{eff} . The electric field patterns and the corresponding intensity patterns are simulated for the on-center ((c), (d)) and off-center ((e), (f)) incidence of a Gaussian beam on the system. The ferrite rod radii are $r_s = 0.35a$ and $r'_s = 0.12a$ for the inner and outer areas, respectively, and the operating frequency is $f = 2.7 \text{ GHz}$. Three white circles denote the boundaries of different areas in the system.

层间的不连续性, 因此入射的光束会在不同界面发生反射, 这可以从图 6(c)—(f) 中的电场分布看出. 相比于 $\eta = 2$ 的情况, 光束会更快地汇聚到中心区域, 并被内核吸收体吸收, 表现出更高的吸收效率. 因此, 利用不同类型“黑洞”体系可以模仿黑洞效应, 也可以用于对应类型波能量的收集, 提供了广泛的应用空间. 在这一理论工作中, 梯度磁场是实现不同现象和功能的核心, 而在通常的实验中可采用永磁体和电磁体提供磁场. 但是, 要实现本文梯度折射率体系中磁场的精确控制, 需要在每个磁性柱位置分别放置线圈实现外加偏置磁场的逐点控制, 这一想法在磁性超构材料的研究工作中已有提及^[50]. 而且, 在真实情况下, 磁性柱是有限长的, 而不是理论中的无限长情况. 为了达到同样的效果, 在实验中相应的结构是置于金属平面波导中进行的, 相关的实验结果已经表明二者是一致的^[51–53]. 最近的研究工作表明^[54], 在采用不连续等效折射率的异质结构中, 还可以实现光束的可调控非对称传输, 这也体现了外加偏置磁场作为一个特别的自由度发挥了重要的作用.

4 结 论

采用等效介质理论和多重散射理论, 探讨了采用磁性电磁超构材料构建二维梯度折射率体系的效果和效率, 通过改变外加偏置磁场的梯度获得了不同的折射率梯度, 从而实现了光束的调控. 结果表明, 对于折射率梯度指数 $\eta > 0$ 的情况, 体系表现出对光束的“吸引”, 而 $\eta < 0$ 的体系表现出对光束的“排斥”, 从而可以实现光束的内向偏折和外向偏折. 当折射率梯度指数 $\eta \geq 2$ 时, 体系实现了电磁“黑洞”效应, 且梯度指数的增加能够增强体系对光束的囚禁能力. 由于外加磁场的可调性, 可以实现体系在不同的功能间切换, 提高了体系对光束传输的调控能力.

参考文献

- [1] Joannopoulos J D, Meade R D, Winn J N 2008 *Photonic Crystals* (New Jersey: Princeton University Press)
- [2] Yan B, Xie J L, Liu E X, Peng Y C, Ge R, Liu J J, Wen S C 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 044004
- [3] Vaidya S, Benalcazar W A, Cerjan A, Rechtsman M C 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 023605
- [4] Shi F L, Cao Y, Chen X D, Liu J W, Chen W J, Chen M, Dong J W 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 024002
- [5] Xie B Y, Su G X, Wang H F, Liu F, Hu L M, Yu S Y, Zhan P, Lu M H, Wang Z L, Chen Y F 2020 *Nat. Commun.* **11** 3768
- [6] Cai W S, Shalaev V 2010 *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications* (New York: Springer)
- [7] Yu N F, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
- [8] Sun S L, He Q, Xiao S Y, Xu Q, Li X, Zhou L 2012 *Nat. Mater.* **11** 426
- [9] Chen H T, Taylor A J, Yu N F 2016 *Rep. Prog. Phys.* **79** 076401
- [10] Li L, Liu Z X, Ren X F, Wang S M, Su V, Chen M K, Chu C H, Kuo H Y, Liu B H, Zang W B, Guo G C, Zhang L J, Wang Z L, Zhu S N, Tsai D P 2020 *Science* **368** 1487
- [11] Nikolov D K, Bauer A, Cheng F, Kato H, Vamivakas A N, Rolland J P 2021 *Sci. Adv.* **7** eabe5112
- [12] Leonhardt U 2006 *Science* **312** 1777
- [13] Pendry J B, Schurig D, Smith D R 2006 *Science* **312** 1780
- [14] Lai Y, Ng J, Chen H Y, Zhang Z Q, Chan C T 2010 *Front. Phys. China* **5** 308
- [15] Xu L, Chen H Y 2015 *Nat. Photonics* **9** 15
- [16] McCall M, Pendry J B, Galdi V, et al. 2018 *J. Opt.* **20** 063001
- [17] Chen H Y, Chan C T 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 113001
- [18] Zhu J, Liu Y Q, Liang Z X, Chen T N, Li J S 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 234301
- [19] Schittny R, Kadic M, Guenneau S, Wegener M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 195901
- [20] Zhang S, Genov D A, Sun C, Zhang X 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 123002
- [21] Elyasi M, Bhatia C S, Qiu C W, Yang H 2016 *Phys. Rev. B* **93** 104418
- [22] Yang F, Mei Z L, Jin T Y, Cui T J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 053902
- [23] Magnus F, Wood B, Moore J, Morrison K, Perkins G, Fyson J, Wiltshire M C K, Caplin D, Cohen L F, Pendry J B 2008 *Nat. Mater.* **7** 295
- [24] Xu Y D, Fu Y Y, Chen H Y 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16067
- [25] Xu L, Chen H Y, Tyc T, Xie Y B, Cummer S A 2016 *Phys. Rev. B* **93** 041406
- [26] Xu L, Ge H, Li J S, He R Q, Zhou J J, Zhu S N, Liu H, Chen H Y, 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 054007
- [27] Ma Y G, Ong C K, Tyc T, Leonhardt U 2009 *Nat. Mater.* **8** 639
- [28] Smolyaninova V N, Smolyaninov I I, Kildishev A V, Shalaev V 2010 *Opt. Lett.* **35** 3396
- [29] Zentgraf T, Liu Y M, Mikkelsen M H, Valentine J, Zhang X 2011 *Nat. Nanotechnol.* **6** 151
- [30] Bitton O, Bruch R, Leonhardt U 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 044059
- [31] Zhang Y, He Y, Wang H W, Sun L, Su Y K 2021 *ACS Photonics* **8** 202
- [32] Genov D A, Zhang S, Zhang X 2009 *Nat. Phys.* **5** 687
- [33] Torres T, Patrick S, Coutant A, Richartz M, Tedford E W, Weinfurter S 2017 *Nat. Phys.* **13** 833
- [34] Roldán-Molina A, Nunez A S, Duine R A 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 061301
- [35] Mi Y Z, Zhai W, Cheng L, Xi C Y, Yu X 2021 *Appl. Phys. Lett.* **118** 114101
- [36] Liu S Y, Chen W K, Du J J, Lin Z F, Chui S T, Chan C T 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 157407
- [37] Yu X N, Chen H J, Lin H X, Zhou J L, Yu J J, Qian C X,

- Liu S Y 2014 *Opt. Lett.* **39** 4643
- [38] Lin H X, Yu X N, Liu S Y 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 034203 (in Chinese) [林海笑, 俞昕宁, 刘士阳 2015 物理学报 **64** 034203]
- [39] Pozar D M 2005 *Microwave Engineering* (3rd Ed.) (New York: Wiley)
- [40] Jin J F, Liu S Y, Lin Z F, Chui S T 2011 *Phys. Rev. B* **84** 115101
- [41] Centeno E, Cassagne D, Albert J P 2006 *Phys. Rev. B* **73** 235119
- [42] Kurt H, Citrin D S 2007 *Opt. Express* **15** 1240
- [43] Wu Q, Gibbons J M, Park W 2008 *Opt. Express* **16** 16941
- [44] Vasic B, Isic G, Gajic R, Hingerl K 2010 *Opt. Express* **18** 20321
- [45] Liu S Y, Li L, Lin Z F, Chen H Y, Zi J, Chan C T 2010 *Phys. Rev. B* **82** 054204
- [46] Felbacq D, Tayeb G, Maystre D 1994 *J. Opt. Soc. Am. A* **11** 2526
- [47] Liu S Y, Lin Z F 2006 *Phys. Rev. E* **73** 066609
- [48] Chen S W, Du J J, Liu S Y, Lin Z F, Chui S T 2008 *Opt. Lett.* **33** 2476
- [49] Chen S W, Du J J, Liu S Y, Lin Z F, Chui S T 2008 *Phys. Rev. A* **78** 043803
- [50] Chen J F, Liang W Y, Li Z Y 2020 *Phys. Rev. B* **101** 214102
- [51] Poo Y, Wu R X, Liu S Y, Yang Y, Lin Z F, Chui S T 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 081912
- [52] Xu Y D, Gu C D, Hou B, Lai Y, Li J S, Chen H Y 2013 *Nat. Commun.* **4** 2561
- [53] Wu H B, Xi X, Li X M, Poo Y, Liu S Y, Wu R X 2022 *Photonics Res.* **10** 610
- [54] Luo Q L, Zhao L Z, Zhou J L, Zhang L, Wen G F, Ba Q T, Wu H B, Lin Z F, Liu S Y 2022 *Front. Mater.* **9** 845344

Tunable beam propagation based on cylindrically symmetric gradient index system*

Wen Guang-Feng¹⁾ Zhao Ling-Zhong¹⁾ Zhang Lin¹⁾ Chen Yi-Yun¹⁾
Luo Qi-Lin¹⁾²⁾ Fang An-An¹⁾ Liu Shi-Yang^{1)†}

1) (*Institute of Information Optics, Zhejiang Normal University, Jinhua 321004, China*)

2) (*Xiangsihu College, Guangxi University for Nationalities, Nanning 530225, China*)

(Received 5 December 2021; revised manuscript received 27 March 2022)

Abstract

In this work, a cylindrically symmetric gradient-refractivity two-dimensional electromagnetic system is constructed by using the magnetic metamaterials consisting of an array of ferrite rods. With the change of the bias magnetic field, the different gradient-refractivity systems can be obtained, based on which a tunable flexible beam is demonstrated. Based on the effective-medium theory, the effective electric permittivity and the effective magnetic permeability can be retrieved and thus the effective refractive index is obtained straightforwardly. It is shown that with the variation of the ferrite rod radius, an effective refractivity profile with particular gradient can be realized, which exhibits the electromagnetic “black-hole-like” effect. Especially, the gradient refractivity profile is also designed by introducing the gradient bias magnetic field, which, in principle, results in the refractivity profile with many different gradients. Finally, the propagation of a Gaussian beam in the gradient-refractivity system is simulated by using the multiple scattering theory. A few different phenomena are observed such as the “black-hole” effect, the interior beam deflection, the exterior beam deflection, and the beam splitting. Furthermore, the functionalities can be switched between each other by controlling the bias magnetic field and adding an additional degree of freedom for beam propagation.

Keywords: electromagnetic black hole, gradient index, effective-medium theory, multiple scattering theory

PACS: 42.25.Bs, 41.20.Jb, 42.65.Jx, 42.79.Ry

DOI: 10.7498/aps.71.20212247

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11574275), the Natural Science Foundation of Zhejiang Province, China (Grant No. LR16A040001), and the Middle-aged and Young Teachers’ Basic Ability Promotion Project of Guangxi Province, China (Grant No. 2022 KY1604).

† Corresponding author. E-mail: syliu@zjnu.cn