

基于零折射磁性特异电磁介质的波前调控

林海笑 俞昕宁 刘士阳

Manipulation of electromagnetic wavefront based on zero index magnetic metamaterial

Lin Hai-Xiao Yu Xin-Ning Liu Shi-Yang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 034203 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.034203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I3>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

小宽带光谱色散匀滑光束传输特性研究

Propagation characteristics of small-bandwidth pulsed beams with smoothing by spectral dispersion in high power laser system

物理学报.2014, 63(16): 164201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.164201>

聚焦高斯涡旋光束焦区电场和磁场的偏振奇点

Electric and magnetic polarization singularities of focused Gaussian vortex beams in the focal region

物理学报.2014, 63(15): 154201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.154201>

宽波段波状多层膜结构偏振分束器的设计与优化

Design and optimization of broadband polarization beam splitter made from a wave-structured multilayer film

物理学报.2014, 63(13): 134212 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.134212>

微波频段表面等离子激元波导滤波器的实验研究

Experimental studies of the surface plasmon polaritons waveguide filter in microwave band

物理学报.2013, 62(18): 184203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.184203>

光子晶体光纤超连续谱产生过程中色散波的孤子俘获研究

Soliton trapping of dispersive waves during supercontinuum generation in photonic crystal fiber

物理学报.2013, 62(18): 184202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.184202>

基于零折射磁性特异电磁介质的波前调控*

林海笑¹⁾ 俞昕宁¹⁾ 刘士阳^{1)2)†}

1) (浙江师范大学光学研究所, 金华 321004)

2) (复旦大学表面物理国家重点实验室, 上海 200433)

(2014年6月16日收到; 2014年7月30日收到修改稿)

本文基于二维磁性柱周期阵列设计了具有等效零折射率的磁性特异电磁介质. 通过多重散射理论计算体系的光子能带和等效介质理论提取体系的等效电磁参量可以确定该磁性特异电磁介质可以实现等效介电常数和等效磁导率同时为零. 利用该双零磁性特异电磁介质可以实现电磁波在无相位延迟下的传输, 从而可以调控电磁波的空间相位变化. 进而, 通过设计具有不同电磁波输出界面的构型实现了高斯光束的波前由平面转变成柱面, 还可以实现高斯光束的聚焦和高斯光束的分束. 也可以根据需要设计具有更为一般的输出界面, 实现更为多样的电磁波波前的调控. 而且, 磁性材料的电磁特性可以通过温度和外加磁场进行调制, 因此该双零磁性特异电磁介质的工作频率可以灵活控制, 这更便于电磁波器件的设计和应用.

关键词: 零折射特异电磁介质, Mie 散射理论, 多重散射理论, 等效介质理论

PACS: 42.25.Bs, 41.20.Jb, 42.70.Qs, 85.70.Sq

DOI: 10.7498/aps.64.034203

1 引言

零折射材料是折射率等于零的一类电磁介质, 由折射率 $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ 可知零折射率对应于介电常数 ϵ 等于零 (ϵ -near-zero, ENZ)、磁导率 μ 等于零 (μ -near-zero, MNZ) 或者 ϵ 和 μ 同时等于零, 也称为阻抗匹配的零折射材料 (matched zero index material, MZIM). 对于 ENZ, 很多自然材料都可以实现, 比如贵金属 Au 和银 Ag 在等离子共振频率时其介电常数等于零^[1]; 此外, 一些半导体, 如碲化铟 InSb^[2] 和一些极化晶体, 如碳化硅 SiC^[3] 都能够表现出 ENZ 的特征. 但是, 这些材料只能在特定的频率下才可以实现, 大大限制了它的应用. 特异电磁介质是由亚波长共振单元阵列所构成的新型电磁材料^[4–8], 它的提出为零折射率材料提供了广阔的自由度. 基于特异电磁介质, ENZ 材料^[9,10], MNZ 材料^[11,12] 以及 MZIM 材料^[13,14] 都

得以设计, 甚至实现了各向异性零折射材料^[15,16].

由于其奇异的折射率特征, 零折射材料表现出很多新颖和奇异的电磁波性质, 包括电磁波能量在亚波长通道中的隧穿^[17–19]、对定向辐射的增强和调制^[20–22]、构建完美的无反射转弯波导^[23,24]、通过控制缺陷实现电磁波的透射和反射^[25,26] 以及实现非对称辐射源的各向同性辐射和增强^[16,27]. 此外, 由于零折射材料的零相位延迟特性^[28], 使得它可以实现对电磁波前的调制, 这也是本文中将要探讨的课题. 由于零折射材料所具有的各种特别的电磁波调控能力, 也引起了国内外众多学者的关注, 成为该领域内理论和实验研究热点, 对于新型电磁波器件的设计也将发挥重要的作用.

常规的特异电磁介质的设计采用的是金属和介质复合结构, 通过金属的亚波长结构的共振性质实现特定性能^[8,29,30]. 在本文中, 我们将采用磁性材料设计特异电磁介质, 由于磁性材料本身具有磁性响应, 它能够为零折射率特异电磁介质的设计带来便利,

* 国家自然科学基金 (批准号: 11274277)、复旦大学表面物理国家重点实验室开放项目 (批准号: KF2013_6) 和浙江师范大学创新团队项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: syliu@zjnu.cn

因此称其为磁性特异电磁介质. 而且, 磁性材料对于外加磁场和温度都具有灵敏的响应, 这就使磁性特异电磁介质的性质能够通过外加磁场^[31]和温度进行调控^[32]. 所以, 磁性特异电磁介质能够实现对电磁波更为灵活的调控, 对于电磁波器件的设计也更为实用. 基于磁性特异电磁介质, 已经实现了阻抗与空气匹配的可调控负折射材料^[33]; 利用磁性材料能够破坏时间反演对称性的特征还能够设计出可调控的单向电磁波导^[34,35]和单向吸收器^[36]. 本文中, 我们将采用磁性特异电磁介质设计阻抗匹配的零折射材料, 通过等效介质理论可以实现对体系参数的优化; 然后探讨它的无相位延迟特性, 通过模拟高斯光束穿过不同厚度平板的场分布来比较出射相位, 从而考察其相位特征; 进而, 通过设计不同几何形状の出射界面, 实现电磁波前的调控. 本文的研究工作还能对频域^[37,38]和空域^[39,40]的负-零-正梯度材料的实现提供可能, 因为在外加的梯度磁场和梯度温度场下磁性特异电磁介质的折射率可以进行连续调控, 这也将为负-零-正梯度材料的实验验证提供必要的理论基础.

2 等效电磁参量和光子能带结构

下面将要探讨的磁性特异电磁介质由单晶的钇铁石榴石 (yttrium-iron-garnet, YIG) 磁性柱在空气中周期性排列构成的二维正方晶格阵列. 其中, 晶格常数 $a = 10 \text{ mm}$, 磁性柱的半径 $r_s = 3.3 \text{ mm}$, 磁性柱的介电常数 $\epsilon_s = 25$, 磁性柱的中心轴沿 z 方向, 饱和磁化强度为 $4\pi M_s = 1750 \text{ G}$ ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$). 对于完全磁化的磁性材料, 其磁导率可表示成二阶的旋磁张量^[41]

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

其中

$$\begin{aligned} \mu_r &= 1 + \frac{\omega_m(\omega_0 - i\alpha\omega)}{(\omega_0 - i\alpha\omega)^2 - \omega^2}, \\ \mu_\kappa &= \frac{\omega_m\omega}{(\omega_0 - i\alpha\omega)^2 - \omega^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

在(2)式中, $\omega_0 = 2\pi\gamma H_0$ 是由外加磁场 H_0 决定的磁性材料的共振频率, $\omega_m = 2\pi\gamma 4\pi M_s$ 是由磁性材料的饱和磁化强度 $4\pi M_s$ 所决定的特征频率, γ 为旋磁比, α 是衰减因子, 它决定了磁性材料吸

收的大小, 对于本文中所探讨的单晶 YIG 材料, $\alpha \sim 10^{-4}$ 可以忽略不计. 需要指出的是, 该磁导率只对横磁模式 (transverse magnetic, TM) 的电磁波具有磁性响应, 即电场的极化方向沿 z 轴而磁场与之垂直.

首先, 采用多重散射理论计算体系的光子能带结构, 通过分析本征模式判断体系等效电磁参量. 进而, 再通过等效介质理论提取体系的等效介电常数 ϵ_{eff} 和等效磁导率 μ_{eff} . 当外加磁场 $H_0 = 510 \text{ Oe}$ ($1 \text{ Oe} = (1000/4\pi) \text{ A/m}$) 时, 体系的光子能带和等效电磁参数分别在图 1(a), (b) 中给出. 由光子能带结果可以看出, 第 1 条光子能带下方不存在任何光子的本征态, 它对应于光子带隙. 而第 1 条光子能带, 其斜率明显为负值, 即 $d\omega/dk < 0$, 它对应于磁性特异电磁介质的等效折射率为负. 从光子能带中我们还能观察到第 1, 第 2 和第 3 三条光子能带在布里渊区的 Γ 点发生三重简并, 并且第 1 和第 3 两条光子能带在 Γ 点几乎是线性的, 同时第 2 条光子能带则几乎是水平的, 它对应于纵模的特征. 由光子能带的这些特征, 我们可以判断在三重简并态的频率附近, 磁性特异电磁介质的等效介电常数 ϵ_{eff} 和等效磁导率 μ_{eff} 应该为 0, 这一结果和 Huang 等^[14]的研究结果是一致的. 实际上, 第 1 和第 3 两条光子能带在 Γ 点相交并且在其附近形成了狄拉克锥. 而第 3 条光子能带的斜率是正的, 此时磁性特异电磁介质的等效折射率为正. 由于本文的研究只关心狄拉克锥附近的电磁波特性, 这里只给出了附近几条光子能带, 而没有考察更宽的频率范围.

为了更加清晰地描述等效电磁参数, 我们采用基于相干势近似发展起来的等效介质理论^[42,43]计算了磁性特异电磁介质的等效介电常数 ϵ_{eff} 和等效磁导率 μ_{eff} , 结果如图 1(b) 所示. 图中黑色实线代表 ϵ_{eff} , 红色虚线代表 μ_{eff} . 由于我们感兴趣的折射率较小, 只给出了 $-1.5 < \epsilon_{\text{eff}}, \mu_{\text{eff}} < 1.5$ 的范围. 事实上, 在图 1(a) 中的光子带隙的频率范围内等效磁导率发生共振, 由负值转化为正值, 而等效介电常数是负值. 因此, 在这个频率范围内磁性特异电磁介质内不支持任何的电磁波的传播模式, 导致光子带隙的出现. 对应第一条光子能带的频率范围, ϵ_{eff} 和 μ_{eff} 都是负的, 与光子能带的分析结果一致. 随着频率的提高, ϵ_{eff} 和 μ_{eff} 的值不断增加, 当频率 $f_{\text{zlm}} = 2.65 \text{ GHz}$ 的时候 $\epsilon_{\text{eff}} = \mu_{\text{eff}} = 0$, 正好对应于光子能带在 Γ 点的三重简并态的频率. 当频率继

续增加的时候, 等效介电常数 ϵ_{eff} 几乎线性地增加为正值. 而等效磁导率 μ_{eff} 在 f_{zim} 附近出现了很窄的共振, 这与基于纯介质的光子晶体所实现的匹配零折射材料 MZIM 是不同的^[14]. 除此之外, μ_{eff} 几乎是线性变化的, 因此该体系可以用来探讨近期研究较多的频域^[37,38] 负-零-正梯度材料的电磁波传输性质. 而 μ_{eff} 的共振所带来的变化也将是很值得探讨的课题, 由于该共振很窄, 它可能实现非常灵敏的频率响应.

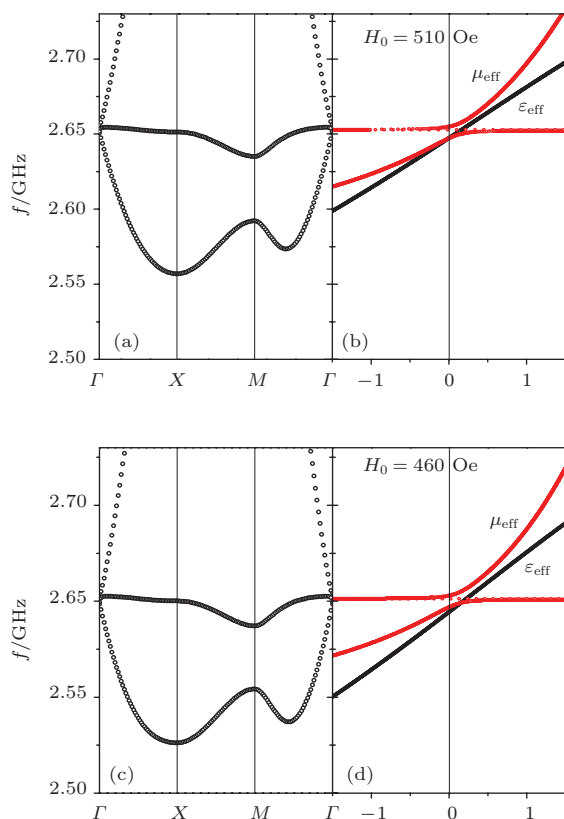


图1 (网刊彩色) 正方晶格结构的磁性特异电磁介质在外加磁场为 $H_0 = 510$ Oe 时的 (a) 光子能带结构和 (b) 等效介电常数 ϵ_{eff} 和等效磁导率 μ_{eff} ; (c), (d) 与 (a), (b) 相同, 只是外加磁场为 $H_0 = 460$ Oe

由于磁性材料对外加磁场具有明显的响应, 我们把外加磁场降低到 $H_0 = 460$ Oe, 来观察光子能带和等效电磁参数的变化, 结果如图 1(c), (d) 所示. 对比图 1(a), (b), 可以发现光子能带结构和等效电磁参量没有发生明显的变化, 只是所对应的工作频率向低频移动, 零折射出现的工作频率下移到 $f'_{\text{zim}} = 2.50$ GHz. 这一性质意味着通过调制外加磁场可以灵活控制零折射材料的工作频率, 对于实际应用具有重要意义. 磁性材料的饱和磁化强度对温度也具有明显的响应^[32], 因此其工作频率也可以通过温度场进行调控. 重要的是, 如果在空间实

现梯度的温度场或者梯度的外加磁场, 磁性特异电磁介质的空间折射率分布可以实现连续分布, 这就是空域^[39,40] 的负-零-正梯度材料. 因此, 本文所探讨的磁性特异电磁介质也可以为研究空域负-零-正梯度材料的电磁波特性提供一条有效途径.

3 相位和波前的调控

通过能带的计算和等效电磁参数的提取已经能够确定基于磁性特异电磁介质能够实现阻抗匹配的零折射材料, 接下来可以通过场分布的模拟来

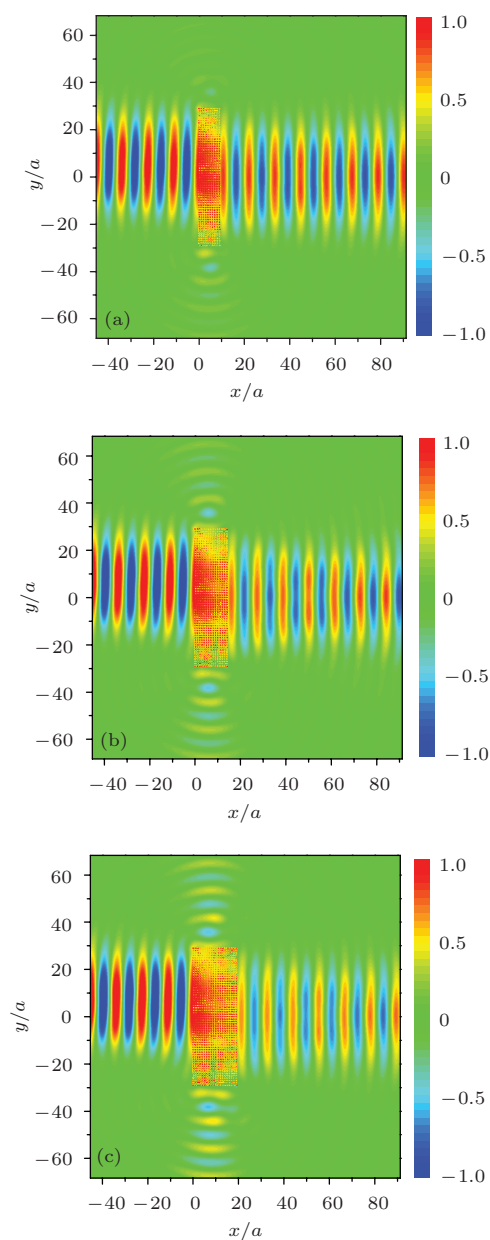


图2 (网刊彩色) 高斯光束通过不同厚度的零折射率平板的电场分布 (平板高度 $D = 60a$, 外加磁场 $H_0 = 510$ Oe, 工作频率为 $f_{\text{zim}} = 2.65$ GHz) (a) 平板厚度 $d_1 = 10a$; (b) 平板厚度 $d_2 = 15a$; (c) 平板厚度 $d_3 = 20a$

考察零折射材料对电磁波传输的相位调控能力. 在外加磁场为 $H_0 = 510$ Oe 时, 工作频率为 $f_{\text{zim}} = 2.65$ GHz. 为了对比空间相位变化, 我们首先设计了三个高度相同 $D = 60a$ 厚度不同 $d_1 = 10a$, $d_2 = 15a$ 和 $d_3 = 20a$ 的磁性特异电磁介质平板. 通过观察腰宽为 $w_0 = 2\lambda \approx 23a_0$ 的高斯光束在空间传播的场分布来分析零折射率材料内的相位分布情况, 模拟结果如图 2 所示. 高斯光束由左侧垂直入射, 由于入射界面处于相同的位置 $x = 0$, 对于图 2(a), (b) 和 (c) 三种情况入射到零折射射材料的相位是相同的. 可以很明显地看到在零折射射材料的内部电场的强度几乎是均匀的, 表明相位几乎不发生任何变化. 虽然平板的厚度不同, 但是在出射界面上的相位都与入射界面上的相同, 这说明经过零折射率平板后电场相位不变, 这正是零折射射材料的无相位延迟的传输特性. 而且, 出射电磁

波的强度与入射电磁波是相当的, 这也说明电磁波的耦合效率很高, 再次表明零折射材料阻抗与空气阻抗几乎是匹配的. 相比于基于介质光子晶体的匹配零折射材料, 基于磁性特异电磁介质的情况高斯光束的耦合效率更高, 这既与结构的亚波长特征有关也缘于磁性材料自身的各向异性. 而且, 基于介质光子晶体的零折射材料, 其工作波长与体系的晶格常数相当, 导致其均匀性较差, 因此降低了光束的耦合效率. 通过对比三种情况, 还可以发现随着厚度的增加出射场的强度逐渐减弱. 这是由于厚度的增加会使上下两个界面耦合出越来越多的电场, 由电场的分布可以很清晰地观察到这一结果. 通过对透射谱和反射谱的计算, 我们还发现对于三种不同的厚度其对应的反射率分别为 11.6%, 18.9% 和 24.1%, 这也表明反射是导致传输效率降低的主要原因. 它来源于高斯光束在界面上的动量失配, 对

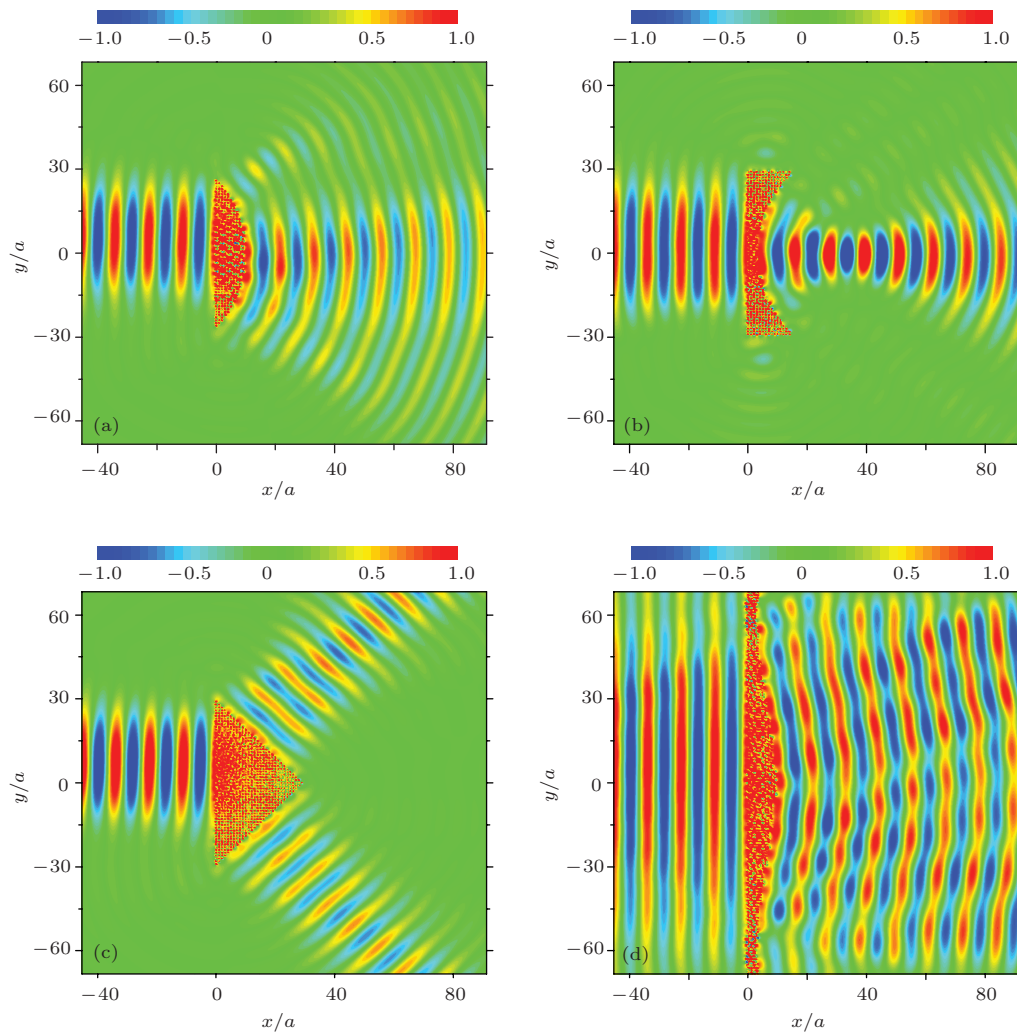


图3 (网刊彩色) 不同输出界面情况下的波前调制(外加磁场、工作频率和特异电磁介质的结构参数与图 2 相同)
(a) 凸型柱面; (b) 凹型柱面; (c) 横截面为等腰直角三角形的三棱柱; (d) 具有一般起伏的输出界面

于平面波反射率会降低很多, 最大值也会小于1%. 对于三种不同的厚度, 高斯光束的透射率分别为84.3%, 71.3%和59.1%, 仍然保持较高的传输效率, 这也使得基于磁性特异电磁介质的零折射材料在微波段具有重要的应用价值. 还有一点也是值得注意的, 左侧光束的中心轴位置 $y > 0$, 相对于入射光束的位置 $y = 0$ 发生了向上的移动, 这一效应与古斯-汉森效应可能存在一定的联系. 这一现象的产生来源于在外加磁场下磁性特异电磁介质的时间反演对称性被破坏, 因此, 通过反转磁化方向可以改变光束的移动方向. 为了揭示相关的物理背景, 还需要更多细致的理论分析.

通过设计不同的输出界面能够实现不同的相位控制, 从而调控电磁波前. 在图3中我们设计了4种输出界面, 并给出相应的电场分布模拟, 体系的参数和工作频率与图2中的相同. 图3(a)是曲率半径为 $R = 40a$ 的凸型柱面, 由电场分布可以看出它将左侧入射高斯光束的平面波前转化为柱面波前, 并且实现高斯光束的发散, 这与传统的凸透镜对光的聚焦作用是完全不同的. 需要指出的是, 虽然输出的波前是连续的, 但电场分布并不是均匀的, 这是由于磁性特异电磁介质的各向异性造成的. 图3(b)是曲率半径为 $R = 40a$ 的凹型柱面, 由场分布可以清晰看到入射的相位和出射时的相位几乎是相同的, 在结构内部相位几乎没有发生变化. 经过输出界面以后实现了高斯光束的聚焦, 这与传统的光学凹透镜的发散效应也是完全不同的. 图3(c)给出了顶角为直角的三棱柱结构, 左侧的入射界面为平面, 而右侧的输出界面为两个不同方向的平面. 由于输出界面与输入界面的相位完全相同, 高斯光束由一束分裂成两束与输出界面垂直的光束, 从而实现了分束器的作用. 最后, 在图3(d)给出了更为一般的呈现起伏的输出界面, 为了得到清晰的结果, 高斯光束的腰宽增加至 $w_0 = 6\lambda$. 由电场分布模式可以看到, 输出的电磁波前与输出界面具有相同形状. 通过这些分析, 可以看到阻抗匹配的零折射材料具有很强的波前调控能力. 由于磁性特异电磁介质在实验上较为容易实现, 所以, 上述结果也将为相应实验提供了必要的理论基础.

4 结 论

通过设计和优化磁性特异电磁介质实现了阻

抗匹配的零折射材料, 多重散射理论的数值模拟表明该体系可以实现电磁波的高效率无相位延迟下的传输. 而且, 通过设计不同的输出界面实现了对电磁波前的调控, 并能实现特定的功能. 重要的是, 通过对这一体系的研究可以开启对更多电磁波现象的探讨, 如探讨零折射材料界面上的古斯-汉森位移、频域和空域负-零-正梯度材料的电磁波传输性质.

参考文献

- [1] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [2] Gómez R J, Janke C, Bolivar P, Kurz H 2005 *Opt. Express* **13** 847
- [3] Spitzer W G, Kleinman D, Walsh D 1959 *Phys. Rev.* **113** 127
- [4] Veselago V C 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [5] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [6] Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77
- [7] He Q, Sun S L, Xiao S Y, Li X, Song Z Y, Sun W J, Zhou L 2014 *Chin. Phys. B* **23** 047808
- [8] Monticone F, Alù A 2014 *Chin. Phys. B* **23** 047809
- [9] Edwards B, Alù A, Young M, Silveirinha M, Engheta N 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 033903
- [10] Liu R P, Cheng Q, Hand T, Mock J J, Cui T J, Cummer S A, Smith D R 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 023903
- [11] Jin Y, Zhang P, He S L 2010 *Phys. Rev. B* **81** 085117
- [12] Jin Y, He S L 2010 *Opt. Express* **18** 16587
- [13] Silveirinha M, Engheta N 2007 *Phys. Rev. B* **75** 075119
- [14] Huang X Q, Lai Y, Hang Z H, Zheng H H, Chan C T 2011 *Nat. Mater.* **10** 582
- [15] Cheng Q, Jiang W X, Cui T J 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 131913
- [16] Cheng Q, Jiang W X, Cui T J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 213903
- [17] Silveirinha M G, Engheta N 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 157403
- [18] Cheng Q, Liu R P, Huang D, Cui T J, Smith D R 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 234105
- [19] Silveirinha M G, Engheta N 2007 *Phys. Rev. B* **76** 245109
- [20] Enoch S, Tayeb G, Sabouroux P, Guerin N, Vincent P 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 213902
- [21] Yuan Y, Shen L F, Ran L X, Jiang T, Huangfu J T, Kong J A 2008 *Phys. Rev. A* **77** 053821
- [22] Ma Y G, Wang P, Chen X, Ong C K 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 044107
- [23] Edwards B, Alù, Silveirinha M G, Engheta N 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 044905
- [24] Luo J, Xu P, Chen H Y, Hou B, Gao L, Lai Y 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 221903
- [25] Hao J, Yan W, Qiu M 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 101109
- [26] Nguyen V C, Chen L, Halterman K 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 233908

- [27] Wang N, Chen H J, Lu W L, Liu S Y, Lin Z F 2013 *Opt. Express* **21** 23712
- [28] Alù A, Silveirinha M G, Salandrino A, Engheta N 2007 *Phys. Rev. B* **75** 155410
- [29] Su Y Y, Gong B Y, Zhao X P 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 084102 (in Chinese) [苏妍妍, 龚伯仪, 赵晓鹏 2012 物理学报 **61** 084102]
- [30] Yang H, Wang C H, Guo X R 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 014103 (in Chinese) [杨怀, 王春华, 郭小蓉 2014 物理学报 **63** 014103]
- [31] Liu S Y, Du J J, Lin Z F, Wu R X, Chui S T 2008 *Phys. Rev. B* **78** 155101
- [32] Bi K, Dong G Y, Fu X J, Zhou J 2012 *Appl. Phys. Lett.* **103** 131915
- [33] Liu S Y, Chen W K, Du J J, Lin Z F, Chui S T, Chan C T 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 157407
- [34] Liu S Y, Lu W L, Lin Z F, Chui S T 2011 *Phys. Rev. B* **84** 045425
- [35] Poo Y, Wu R X, Liu S Y, Yang Y, Lin Z F, Chui S T 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 081912
- [36] Yu J J, Chen H J, Wu Y B, Liu S Y 2012 *EPL* **100** 47007
- [37] Shen M, Ruan L X, Wang X L, Shi J L, Wang Q 2011 *Phys. Rev. A* **83** 045804
- [38] Yannopapas V, Vanakaras A 2011 *Phys. Rev. B* **84** 045128
- [39] Litchinitser N M, Maimistov A I, Gabitov I R, Sagdeev R Z, Shalaev V M 2008 *Opt. Lett.* **33** 2350
- [40] Ding Y S, Chan C T, Wang R P 2013 *Sci. Rep.* **3** 2954
- [41] Pozar D M 2005 *Microwave Engineering* (3rd Ed.) (New York: Wiley)
- [42] Wu Y, Li J, Zhang Z Q, Chan C T 2006 *Phys. Rev. B* **74** 085111
- [43] Jin J F, Liu S Y, Lin Z F, Chui S T 2011 *Phys. Rev. B* **84** 115101

Manipulation of electromagnetic wavefront based on zero index magnetic metamaterial*

Lin Hai-Xiao¹⁾ Yu Xin-Ning¹⁾ Liu Shi-Yang^{1)2)†}

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

2) (*State Key Laboratory of Surface Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China*)

(Received 16 June 2014; revised manuscript received 30 July 2014)

Abstract

In this work, a zero index magnetic metamaterial (ZIMM) is designed based on the two-dimensional array of ferrite rods periodically arranged in the air. By calculating the photonic band structures within the framework of multiple scattering theory and retrieving the effective electric permittivity ε_{eff} and effective magnetic permeability μ_{eff} , the structure parameters can be optimized and then the effectively matched zero index with $\varepsilon_{\text{eff}} = \mu_{\text{eff}} = 0$ is achieved. Within this matched ZIMM, electromagnetic (EM) wave can propagate without any phase delay, resulting in the manipulation of phase pattern in space. By simulating the electric field patterns of a Gaussian beam incident on ZIMM slabs with different thickness, zero phase delay inside the slab can be observed. By designing various outgoing interfaces a plane EM wavefront can be transformed into a cylindrical one, or even into a more general wavefront. In addition, the focusing and beam splitting effects are demonstrated as well. Besides, since the permeability of magnetic materials can be controlled by an external magnetic field or a temperature, the EM features of ZIMM can be flexibly tuned, enabling a promising prospect in designing EM devices and potential applications.

Keywords: zero index metamaterial, Mie scattering theory, multiple scattering theory, effective-medium theory

PACS: 42.25.Bs, 41.20.Jb, 42.70.Qs, 85.70.Sq

DOI: 10.7498/aps.64.034203

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11274277), the open project of State Key Laboratory of Surface Physics in Fudan University, China (Grant No. KF2013_6), and the program for innovative research team in Zhejiang Normal University.

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