

磁导率近零太赫兹超材料设计的仿真分析

孙慧慧, 延凤平*, 谭思宇, 王伟, 苏思思

北京交通大学光波技术研究所全光网络与现代通信网教育部重点实验室, 北京 100044

摘要 提出了一种以金属-电介质复合结构为基本单元的磁导率 μ 近零的太赫兹超材料。在太赫兹波垂直入射的情况下, 当电场为横磁偏振时, 在 1.44 THz 谐振频率附近, 可得到 μ 实部的最优值为 0, μ 近零的带宽 ($|\mu| < 0.05$) 约为 0.2 THz; 当电场为横电偏振时, 在 0.978 THz 谐振频率附近, 得到 μ 实部的最优值为 0, μ 近零的带宽 ($|\mu| < 0.05$) 约为 0.1 THz。在固定的几何参数下, 通过改变偏振方向可以实现该超材料在不同频段内的近零效果。分析了聚酰亚胺介质层厚度、金属层数以及入射角度对磁导率近零效果的影响, 并讨论了该结构的容差范围。

关键词 材料; 超材料; μ 近零; 太赫兹; 偏振; 谐振

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0614001

Simulation Analysis on Design of Permeability-near-Zero Terahertz Metamaterials

Sun Huihui, Yan Fengping, Tan Siyu, Wang Wei, Su Sisi

Key Laboratory of All Optical Network and Advanced Telecommunication Network of Ministry of Education, Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China

Abstract A kind of terahertz metamaterial with a near-zero magnetic permeability (μ) which uses a metal-dielectric composite structure as the basic unit cell is proposed. Under the condition that the terahertz wave is incident perpendicularly, the optimal value of the real part of μ is 0 near the resonance frequency of 1.44 THz with a bandwidth ($|\mu| < 0.05$) of about 0.2 THz when the electric field is transverse-magnetic polarized. However, when the electric field is transverse-electric polarized, the optimal value of the real part of μ is 0 near the resonance frequency of 0.978 THz with a bandwidth ($|\mu| < 0.05$) of about 0.1 THz. Under the fixed geometric parameters, the μ -near-zero effect can be achieved in different frequency bands via the adjustment of polarization direction. The influences of the thickness of polyimide dielectric layer, metal layer number, and incident angle on the μ -near-zero effect are analyzed, and the tolerance error range of this structure is discussed.

Key words materials; metamaterials; μ -near-zero; terahertz; polarization; resonance

OCIS codes 160.3918; 300.6495; 260.5430; 260.5740

1 引言

近年来,随着超材料理论的不完善,基于超材料的各种功能器件如滤波器、传感器、吸波器等^[1-3]受到了研究人员的广泛关注。超材料是一种具有周期性单元结构的人工复合材料,改变其单元结构的尺寸或形状可实现某些独特的电磁特性,从而有效地调控电磁波。早期对超材料的研究主要在负折射率、负介电常数和负磁导率等方面,随着研究的不断

深入,近年来对折射率、介电常数和磁导率近零超材料的研究逐渐引起了研究人员的关注。根据菲涅耳定律^[4],折射率近零可由介电常数或磁导率近零来实现。Veselago 提出了左手材料的概念^[5]:假设介电常数和磁导率都为负值,则电场矢量、磁场矢量与波矢量之间满足左手螺旋的关系^[6]。Pendry 等^[7]利用周期性金属丝网格制造出一种介电常数为零的超材料。Smith 等^[8]利用 S 参数(散射参数)对人工周期性材料进行了参数反演,从而准确提取出材料的介电

收稿日期: 2017-09-30; 收到修改稿日期: 2017-12-12

基金项目: 国家自然科学基金(61327006)、国家自然科学基金国际(地区)合作与交流项目(61620106014)

作者简介: 孙慧慧(1991—),女,硕士研究生,主要从事超材料设计方面的研究。E-mail: 15120130@bjtu.edu.cn

导师简介: 延凤平(1966—),男,博士,教授,主要从事光通信方面的研究。E-mail: fpyan@bjtu.edu.cn(通信联系人)

常数和磁导率,这对超材料的设计起到了至关重要的作用,进一步推进了超材料的研究与发展^[6]。Economou 等^[9]在太赫兹波段对单层开口环与闭口环进行了对比分析研究,实现了磁导率为 0.5 的折射率近零超材料,该结构的近零带宽得到展宽,但其近零效果仍有提高的空间。Belov 等^[10]在微波波段拼接金属立方体,实现了磁导率为 0.15 的宽带折射率近零超材料,其近零带宽约为 4 GHz,但近零效果仍然不是非常理想。Lipworth 等^[11]在无线电波段采用多重环形金属环,实现了一种磁导率约为 0 的宽带折射率近零超材料,其近零带宽约为 8 MHz,但该超材料结构比较复杂,实验制作工艺也相对复杂。

折射率近零的研究目前已经取得了较大进展,并且被广泛应用于不同领域,比如折射率近零超材料的高增益特性对其在新型天线、微波器件及能量聚合器等领域的应用有着重要意义^[12-16]。因此,对折射率近零超材料的理论分析及性能优化具有重要的研究价值。对折射率近零超材料的研究还可以分为介电常数近零超材料和磁导率近零超材料。目前,关于折射率近零超材料的研究对象大多为介电常数近零超材料,而磁导率近零超材料的研究相对较少,并且已经实现的磁导率近零超材料的近零程度还有待进一步优化。

本文提出了一种以金属-电介质复合结构为基本单元的超材料,其中金属层为工字型图案。结合等效介质理论^[8,17]及 S 参数反演算法^[18-22],得出了材料的等效电磁参数^[8],实现了磁导率 μ 近零超材料结构的设计。在固定的几何参数下,通过对比分析不同偏振状态下 μ 的频谱图,验证了该结构可以在不同偏振态下实现不同频段的磁导率近零。通过分析谐振前后材料结构的表面电流分布,明确了谐振及磁导率近零的产生机理。在此基础上,分析了材料的几何参数、金属层数以及入射角度对近零程度的影响,并讨论了该结构的容差范围。与已有的磁导率近零超材料结构相比,本文提出的超材料结构可以获得更好的近零效果,材料结构也相对较为简单,降低了加工工艺的难度。

2 超材料结构设计

磁导率近零超材料结构及其单元结构如图 1 所示。材料结构由金属及电介质组成,电介质层的材料为聚酰亚胺薄膜,厚度 $d=23 \mu\text{m}$,两层金属的材料是金,厚度 h 均为 $0.2 \mu\text{m}$ 。其单元的结构参数设计如下:整个单元的长度 $p=49 \mu\text{m}$,金属的总臂长

$l=42 \mu\text{m}$,线宽 $w=14 \mu\text{m}$,两臂之间开口大小 $g=20 \mu\text{m}$ 。同时,两层金属金的电导率设定为 $4.56 \times 10^7 \text{ s/m}$,电介质聚酰亚胺薄膜的介电常数设定为 $\epsilon=3.5+9.45 \times 10^{-3} \text{ i}$,两种材料均为仿真软件 CST Microwave Studio 材料库中的原始材料。从图 1 可以看出,该结构在水平方向和垂直方向均呈现为对称结构。

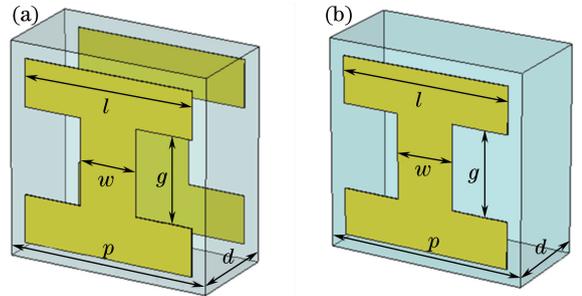


图 1 超材料的单元结构示意图。(a)双层金属片超材料结构;(b)单层金属片超材料结构
Fig. 1 Illustration of unit cell of metamaterial.
(a) Metamaterial structure with two metal layers;
(b) metamaterial structure with single metal layer

3 仿真结果及分析

为了验证所提出的双层工字型超材料具有磁导率近零的特性,首先采用软件 CST Microwave Studio 的频域求解器进行数值求解,在入射太赫兹波垂直于超材料表面的条件下,通过数值计算得到超材料的 S 参数频谱图。文中所有数值计算得出的 S 参数均利用相同条件下 $23 \mu\text{m}$ 厚聚酰亚胺薄膜的 S 参数进行了归一化处理。图 2(a)、(c)所示分别为在横磁(TM)和横电(TE)偏振态下归一化后的 S 参数频谱。其中, TM 偏振态的电场方向平行于 x 轴, TE 偏振态的电场方向平行于 y 轴。从图 2(a)可以看出,透射系数 S_{21} 曲线在 1.44 THz 处有一个谐振峰^[23-24],且该谐振峰的峰值为 0.94。利用品质因数表达式 $Q=f/\Delta f$ (其中 f 和 Δf 分别为谐振的中心频率与其 -3 dB 带宽)可以计算得出:该谐振峰的品质因数 Q 约为 6.79。由于所设计的超材料厚度 ($23 \mu\text{m}$) 远小于谐振波长^[25-28] ($\lambda=2.08 \times 10^{-4} \text{ m}$),根据等效介质理论^[8,17],可将其等效为均匀介质,结合 S 参数反演算法^[18-22],有

$$n = \frac{1}{kd_0} \cos^{-1} \left[\frac{1}{2S_{21}} (1 - S_{11}^2 + S_{21}^2) \right], \quad (1)$$

$$z = \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}}, \quad (2)$$

式中 n 为介质折射率, z 为阻抗, S_{11} 为反射系数, k 为入射波在自由空间中的波数, d_0 为超材料的等效厚度^[18]。利用 $\mu = nz$ 及 $\epsilon = n/z$ (ϵ 为介电常数), 将 S 参数反演获取材料的等效参数, 计算结果如图 2(b) 所示。在谐振频率处, 磁导率开始变大, 此后磁导率逐渐减小至 0 附近, 得到所需的磁导率近零的频谱图。从图 2(b) 可以看出, 在 1.44 THz 频率处, μ 实部的最优值为 0, μ 近零的带宽 ($|\mu| < 0.05$) 约为 0.2 THz。图 2(c) 所示为该结构在 TE 偏振态下仿真得出的 S 参数频谱, S_{21} 在 0.978 THz 处有一个谐振峰, 且谐振峰的峰值为 0.808, 品质因数 Q 约为 13.04。结合 S 参数反演算法, 将 S 参数反演以获取材料的等效参数, 计算结果如图 2(d) 所示。在该偏振态下, 在 0.978 THz 频率位置处 μ 实部的最优值为 0, μ 近零的带宽 ($|\mu| < 0.05$) 约为 0.1 THz, 故该超材料结构可以在不同的偏振状态下实现不同频段内的近零效果。此外, 从图 2(b)、

(d) 可以看出, 部分频段的磁导率虚部小于零。这是因为超材料结构在有限空间内具有周期性, 材料参数在部分频段存在反谐振行为^[29]。也就是说, 如果介电常数在某一频段内发生谐振, 该频段磁导率则表现出反谐振依赖性, 磁导率的虚部也表现出反谐振行为, 其符号与介电常数虚部的符号相反。当只有一个外力(电场或磁场)作用在超材料上时, 响应函数(介电常数或磁导率)的虚部必须是正的, 因为能量在介质内耗散的量与响应函数成正比; 但是当电场和磁场同时对超材料响应时, 总耗散能量为

$$W = \frac{1}{4\pi} \int \omega [\epsilon''(\omega) |E(\omega)|^2 + \mu''(\omega) |H(\omega)|^2] d\omega, \quad (3)$$

式中 W 为总耗散能量, ω 为角频率, ϵ 为介电常数, $E(\omega)$ 为电场强度, $H(\omega)$ 为磁场强度。当 $W > 0$ 时, 磁导率和介电常数的虚部不一定同时为正^[29]。故某些频段的虚部将有可能小于零。

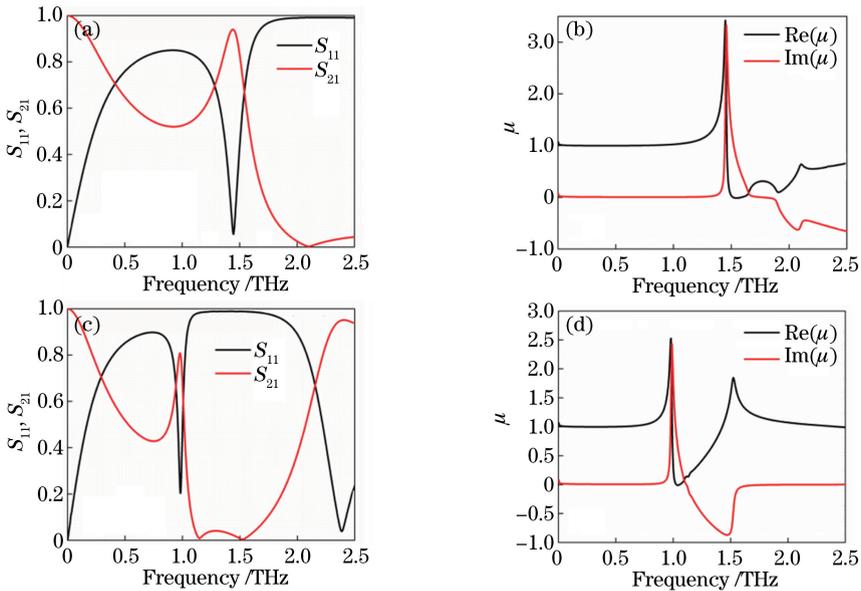


图 2 不同偏振态下的频谱图。(a) TM 偏振态, S_{11} 、 S_{21} ; (b) TM 偏振态, μ ; (c) TE 偏振态, S_{11} 、 S_{21} ; (d) TE 偏振态, μ
 Fig. 2 Spectra under different polarizations. (a) TM polarization, S_{11} , S_{21} ; (b) TM polarization, μ ; (c) TE polarization, S_{11} , S_{21} ; (d) TE polarization, μ

为了进一步分析上述谐振峰的产生机理, 仿真了 TM 偏振态下谐振频率处及谐振前后特征频率点三个位置处的表面电流分布, 结果如图 3 所示。如图 3(a) 所示, 在频率 $f = 0.924$ THz 处, 两层金属之间的表面电流方向相同, 与电场方向平行或者反平行, 但后金属片的电流强度略高于前片金属片的电流强度。如图 3(b) 所示, 在频率 $f = 1.44$ THz 处, 两层金属之间的电流为反对称电流^[23], 与两层金属间聚酰亚胺介质中的位移电流^[30]共同形成了环路电流,

根据右手定则可知, 环路电流可以产生磁矩, 且磁矩方向与磁场方向平行或者反平行, 故产生磁谐振, 从而改变材料的磁导率, 使得该共振频率下产生近零的磁导率。如图 3(c) 所示, 在频率 $f = 2.1$ THz 处, 两层金属片之间的电流仍为反对称电流, 但前金属片的表面电流强度明显高于后金属片的电流强度。因此, 在该频率位置处谐振发生了改变, 从而改变了表面电流的分布和磁导率。另外, 通过数值分析可知, 在两种偏振态下, 谐振产生的机理相同。

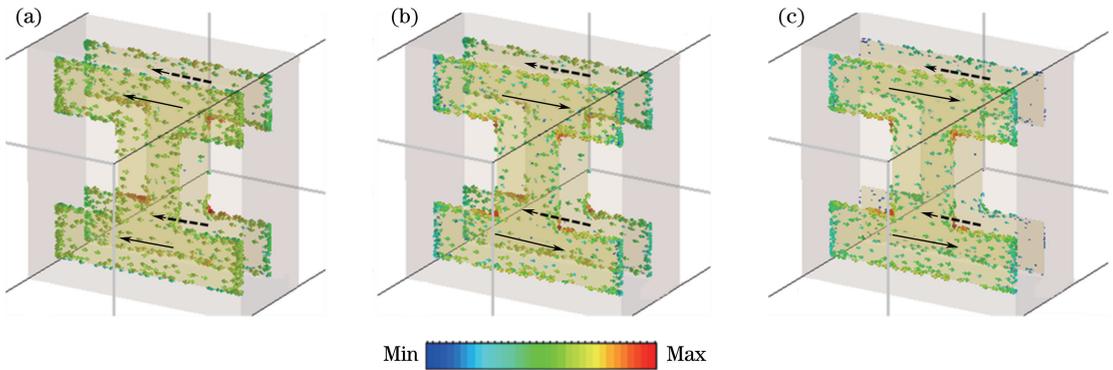


图 3 TM 偏振态下的金属片表面电流分布。(a) $f=0.924$ THz;(b) $f=1.44$ THz;(c) $f=2.1$ THz

Fig. 3 Current distributions on metal surface under TM polarization. (a) $f=0.924$ THz;

(b) $f=1.44$ THz; (c) $f=2.1$ THz

为了进一步分析上述谐振峰的产生原因,将双层金属片结构的超材料与单层金属片结构的超材料进行了对比,结果如图 4(a)、(c)所示。在不同偏振态下,与单层金属片结构的超材料相比,双层金属片结构超材料的 S_{21} 曲线都出现了尖锐的谐振峰,通过分析双层金属片结构的表面电流可知,两层金属片相互耦合。改变原有的单层金属片结构产生的频谱响应,并将谐振峰之后的阻带谷^[23]展宽。根据上

述表面电流的分析可知,在该阻带谷处,表面电流发生变化,之前的谐振发生了改变。利用 S 参数反演算法,将 S 参数反演得出其磁导率频谱图,如图 4(b)、(d)所示。与单层结构的磁导率频谱图相比,在谐振峰的影响下,双层结构的磁导率近零;在阻带谷频率 $f=2.1$ THz 处,谐振再次被改变,磁导率也发生变化,从而产生宽带的磁导率近零效果,且近零程度更优。

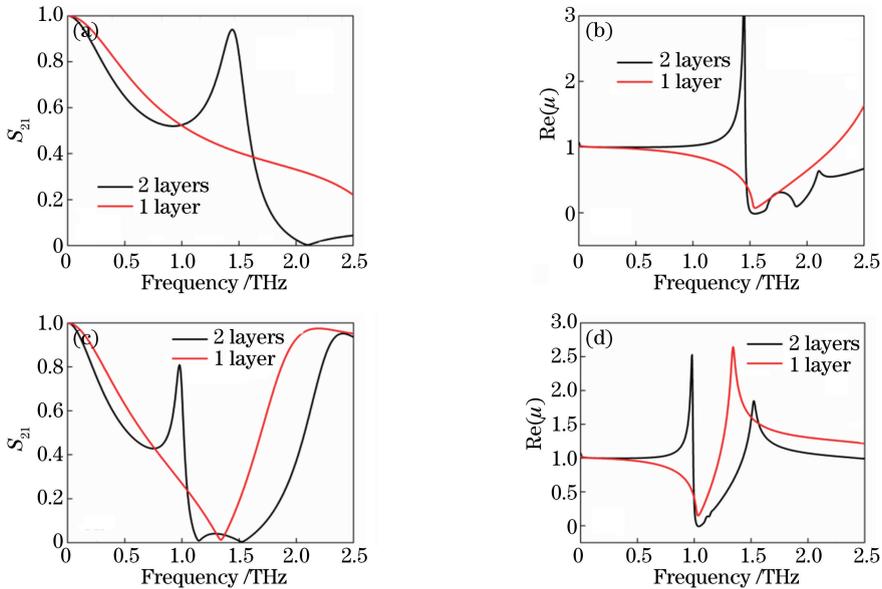


图 4 不同偏振态下的频谱图。(a) TM 偏振态, S_{21} ;(b) TM 偏振态, μ 值的实部;

(c) TE 偏振态, S_{21} ;(d) TE 偏振态, μ 值的实部

Fig. 4 Spectra under different polarizations. (a) TM polarization, S_{21} ; (b) TM polarization,

real part of μ ; (c) TE polarization, S_{21} ; (d) TE polarization, real part of μ

从上述分析中可以看出,金属片的层数将影响磁导率的近零效果。为了进一步分析金属片层数对磁导率近零效果的影响,以 TM 偏振态为例,对一层、两层、三层、四层金属片的磁导率近零效果进行

对比分析,结果如图 5 所示。从图 5(a)、(b)可以看出,随着层数的不断增加,谐振峰的数量也不断增加。金属片层数的增加导致超材料厚度的增加,第一个谐振峰发生频移。将超材料中的金属看作一个

均质板,则多层金属之间可形成法布里-珀罗(F-P)谐振腔。太赫兹波入射之后,将在F-P腔中发生多次反射,从而出现相位延迟,产生光程差,影响透射光谱^[31]。随着金属层数的不断增加,金属的吸收率也将增大,从而消耗部分能量。为了进一步分析金

属层数对磁导率近零效果的影响,利用S参数反演算法得到其磁导率频谱图,如图5(c)所示。可以看出,当金属片层数超过2时,磁导率近零的效果已不再稳定,近零带宽也随着层数的增加而逐渐变小。因此,两层结构是较为理想的磁导率近零结构。

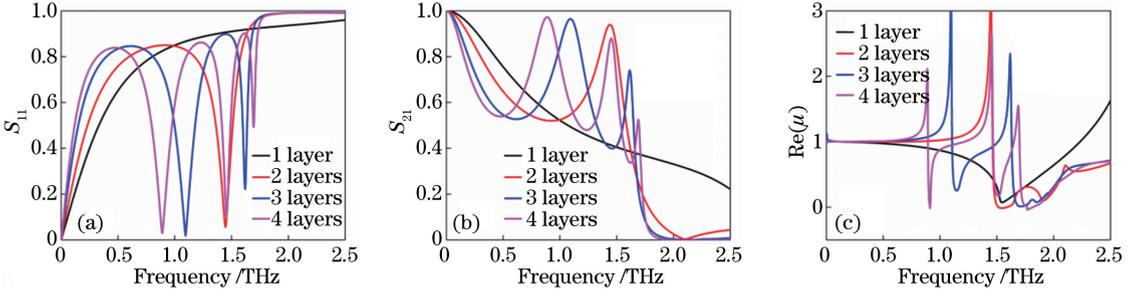


图5 TM偏振态时不同金属层数下的频谱图。(a) S_{11} ; (b) S_{21} ; (c) μ 的实部

Fig. 5 Spectra under TM polarization and different metal layer numbers. (a) S_{11} ; (b) S_{21} ; (c) real part of μ

从上面的分析可以得知,谐振形成的主要原因是前后两片金属之间的表面电流与两层金属间的聚酰亚胺介质层的位移电流形成了环状电流,根据右手定则,环状电流产生磁矩,磁矩方向与磁场方向平行或反平行。因此,聚酰亚胺介质的厚度将影响前后两片金属片之间的耦合作用,是影响谐振大小的因素之一。为了进一步分析聚酰亚胺介质厚度 d 对上述谐振峰的影响,将材料结构中其他几何参数固定不变,分别取 $d = 10, 17, 23, 30 \mu\text{m}$ 进行仿真分析,得到两种偏振态下S参数频谱,如图6(a)、

(c)所示。可以看出,随着厚度的增加,透射峰向低频率处漂移,且透射峰值越来越大,但是谐振峰的尖锐程度逐渐变小,对磁导率的影响也慢慢变小。且在不同的偏振状态下,S参数呈现相同的变化趋势。为了进一步解释透射峰值对磁导率值的影响,将不同厚度 d 下得到的S参数进行参数反演,得到其磁导率频谱图,如图6(b)、(d)所示。可以看出,不同厚度引起的磁导率的变化与偏振状态无关,且随着厚度的不断增加,谐振峰的尖锐程度不断减小,谐振之后磁导率的最小值也逐渐增大。

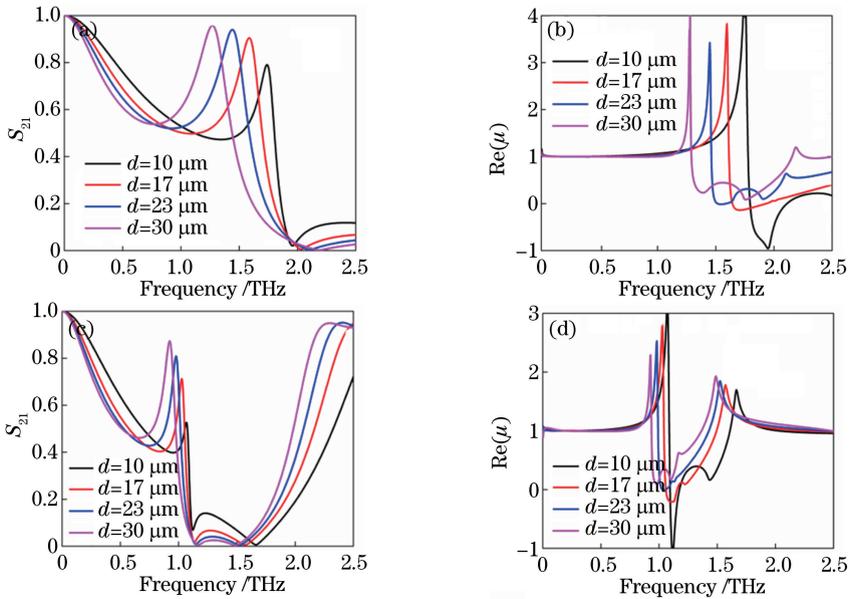


图6 不同偏振态时不同介质层厚度下的频谱图。(a) TM偏振态, S_{21} ; (b) TM偏振态, μ 值的实部; (c) TE偏振态, S_{21} ; (d) TE偏振态, μ 值的实部

Fig. 6 Spectra under different polarizations and dielectric layer thicknesses. (a) TM polarization, S_{21} ; (b) TM polarization, real part of μ ; (c) TE polarization, S_{21} ; (d) TE polarization, real part of μ

当 $d = 10 \mu\text{m}$ 时,磁导率的最小值接近于 -1 ;当 $d > 10 \mu\text{m}$ 时,磁导率的最小值逐渐增大,并逐渐趋于 0 ;当 d 增大到 $23 \mu\text{m}$ 时,磁导率最小值为 0 ;当 d 大于 $23 \mu\text{m}$ 后,磁导率最小值继续增大,且大于 0 。故当 $d = 23 \mu\text{m}$ 时,磁导率的近零效果最好。另外,从图 6(d)也可以看出,在 TM 偏振态下,当 $d = 17 \mu\text{m}$ 时, $|\mu| < 0.2$ 的带宽约为 0.5 THz ,其中近零频段内 μ 的最小值约为 -0.2 。相比于 $d = 23 \mu\text{m}$ 时,该厚度下近零带宽明显展宽,但近零效果却不如 $d = 23 \mu\text{m}$ 。因此,具体应用中可以根据带宽和近零效果的不同需求选择不同厚度的超材料。

在超材料的制备过程中,总是存在一定的误差,为了进一步分析该超材料结构的容差范围,分别对

容差百分比 $r = -4\%, -2\%, 2\%, 4\%$ 的结构进行讨论,并与上述理论分析所提结构进行对比分析,结果如图 7 所示。图 7(a)、(d)所示分别为不同偏振态下,不同容差百分比时的 S 参数频谱图,可以看出,当几何参数增大或者减小时,谐振位置会稍微发生频移,但谐振峰的振幅值并没有明显的变化。为了进一步分析磁导率的变化,将相应的 S 参数反演,得到其磁导率频谱图,如图 7(b)、(e)所示。可以看出,在 $-4\% \sim 4\%$ 的误差范围内,磁导率没有发生强烈的变化,磁导率最小值的绝对值仍小于 0.05 。如图 7(c)、(f)磁导率近零带宽折线图所示,当几何参数在一定误差范围之内时,近零带宽也没有太大变化。因此,在一定的误差范围内,该结构的近零效果及近零带宽仍能保持相对稳定。

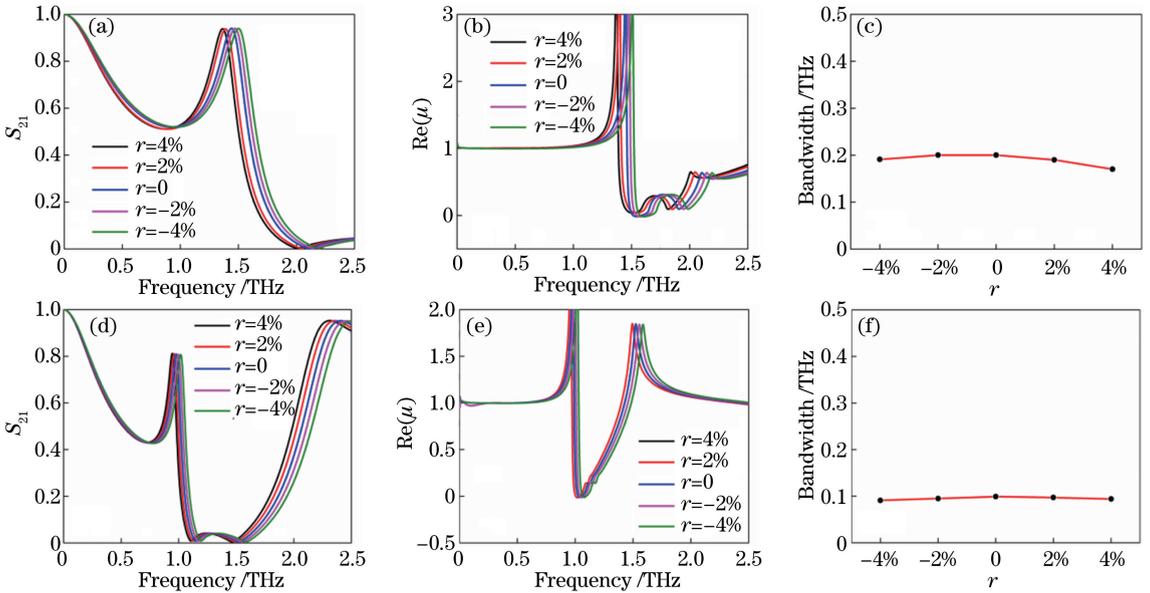


图 7 不同偏振态时不同容差百分比下的示意图。(a) TM 偏振态, S_{21} 频谱;(b) TM 偏振态, μ 值的实部;(c) TM 偏振态,近零带宽;(d) TE 偏振态, S_{21} 频谱;(e) TE 偏振态, μ 值的实部;(f) TE 偏振态,近零带宽

Fig. 7 Schematics under different polarizations and tolerance error percentages. (a) TM polarization, S_{21} spectra; (b) TM polarization, real part of μ ; (c) TM polarization, near-zero bandwidth; (d) TE polarization, S_{21} spectra; (e) TE polarization, real part of μ ; (f) TE polarization, near-zero bandwidth

上述所有光谱图均为入射波垂直入射时的仿真结果,但在入射角发生改变的情况下,所提出的超材料的透射性能及谐振特性将发生改变。现以 TM 偏振态为例,分析入射角度 θ 对磁导率近零效果的影响。从图 8(a)可以看出,随着入射角度的不断增加,谐振峰发生轻微频移,且谐振前出现的透射率最小值不断增大,但谐振之后的阻带谷逐渐变窄。为了进一步分析入射角度对磁导率近零效果的影响,将相应的 S 参数反演,得到其磁导率频谱图,如图 8(b)所示。随着入射角的增大,磁导率的最小值

逐渐变为负值,当 $\theta > 10^\circ$ 时,磁导率的最小值小于 -0.05 ;当 θ 达到 20° 时,磁导率的最小值为 -0.2 ,超出了预期的 $|\mu| < 0.05$ 的近零范围;但在入射角 $\theta < 10^\circ$ 时,近零效果还符合预期。因此,当太赫兹波垂直入射超材料时,在一定入射角误差范围之内,该结构近零效果仍能保持稳定。

所提结构在电场为 TM 偏振时,在 1.44 THz 谐振频率附近,可得到 μ 实部的最优值为 0 , μ 近零的带宽 ($|\mu| < 0.05$) 约为 0.2 THz ;在电场为 TE 偏振时,在 0.978 THz 谐振频率附近,得到 μ 实部的

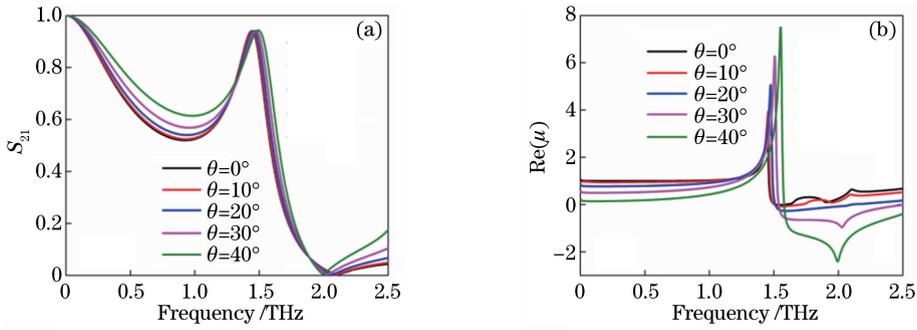


图 8 TM 偏振态时不同入射角下的频谱图。(a) S_{21} ; (b) μ 值的实部

Fig. 8 Spectra under TM polarization and different incident angles. (a) S_{21} ; (b) real part of μ

最优值为 0, μ 近零的带宽 ($|\mu| < 0.05$) 约为 0.1 THz。因此,与之前研究相比较,该结构近零效果得到进一步提高,结构相对简单,并且在不同偏振态时可以在不同波段范围内的近零。

4 结 论

提出了一种金属-电介质复合结构的磁导率近零超材料结构,对该结构进行了数值仿真分析,通过不断改变电介质层厚度及金属片图案的几何参数,并对其频谱响应,实现了 μ 近零超材料结构的设计。该超材料在固定的几何参数下,通过改变偏振方向可以实现不同频段内的近零效果,结构相对简单,在太赫兹器件中具有广泛的应用前景。实现近零程度更好、磁导率灵活可调、材料结构更简单的超材料还面临着巨大的挑战。在磁导率近零超材料未来的发展中,仍然需要继续提高加工工艺、优化结构、探索新材料、探索新的电磁特异响应等。

参 考 文 献

[1] Wang J L, Zhang B Z, Duan J P, *et al.* Flexible dual-stopband terahertz metamaterial filter[J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(10): 1016001.
 王俊林, 张斌珍, 段俊萍, 等. 柔性双阻带太赫兹超材料滤波器[J]. *光学学报*, 2017, 37(10): 1016001.

[2] Han H, Wu D W, Liu J J, *et al.* A terahertz metamaterial analog of electromagnetically induced transparency[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(4): 0423003.
 韩昊, 武东伟, 刘建军, 等. 一种太赫兹类电磁诱导透明超材料谐振器[J]. *光学学报*, 2014, 34(4): 0423003.

[3] Wang H S, Han K, Sun W, *et al.* Design and experimental investigation of triple-band metamaterial broadband bandpass filter[J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(6): 0623001.
 王昊深, 韩奎, 孙威, 等. 三波段超材料宽带带通滤

波器的设计及实验研究[J]. *光学学报*, 2017, 37(6): 0623001.

[4] Enoch S, Tayeb G, Sabouroux P, *et al.* A metamaterial for directive emission[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(21): 213902.

[5] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. *Soviet Physics Uspekhi*, 1968, 10(4): 509.

[6] Chen C. Research on the near zero refractive index of artificial electromagnetic metamaterials [D]. Xi'an: Xidian University, 2014.
 陈呈. 人工电磁材料近零折射率特性的研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2014.

[7] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, *et al.* Low frequency plasmons in thin-wire structures[J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 1998, 10(22): 4785-4809.

[8] Smith D R, Vier D C, Koschny T, *et al.* Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials [J]. *Physical Review E*, 2005, 71(3): 036617.

[9] Economou E N, Koschny T, Soukoulis C M. Strong diamagnetic response in split-ring-resonator metamaterials: Numerical study and two-loop model[J]. *Physical Review B*, 2008, 77(9): 092401.

[10] Belov P A, Slobozhanyuk A P, Filonov D S, *et al.* Broadband isotropic μ -near-zero metamaterials [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(21): 211903.

[11] Lipworth G, Ensworth J, Seetharam K, *et al.* Quasi-static magnetic field shielding using longitudinal μ -near-zero metamaterials[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 12764.

[12] Yang F, Rahmat-Samii Y. Mutual coupling reduction of microstrip antennas using electromagnetic band-gap structure [C]. *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, 2001, 2: 478-481.

[13] Brown E R, Parker C D, Yablonovitch E. Radiation properties of a planar antenna on a photonic-crystal substrate[J]. *Journal of the Optical Society of*

- America B, 1993, 10(2): 404-407.
- [14] Lim S, Caloz C, Itoh T. A reflectodirective system using a composite right/left-handed (CRLH) leaky-wave antenna and heterodyne mixing[J]. IEEE Microwave & Wireless Components Letters, 2004, 14(4): 183-185.
- [15] Caloz C, Sanada A, Itoh T. A novel composite right-/left-handed coupled-line directional coupler with arbitrary coupling level and broad bandwidth [J]. IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques, 2004, 52(3): 980-992.
- [16] Antoniadou M A, Eleftheriades G V. A broadband Wilkinson balun using microstrip metamaterial lines [J]. IEEE Antennas & Wireless Propagation Letters, 2005, 4(1): 209-212.
- [17] Smith D R, Schultz S, Markoš P, *et al.* Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients[J]. Physical Review B, 2002, 65(19): 195104.
- [18] Chen X, Grzegorzczak T M, Wu B I, *et al.* Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials[J]. Physical Review E, 2004, 70(1): 016608.
- [19] Szabo Z, Park G H, Hedge R, *et al.* A unique extraction of metamaterial parameters based on Kramers-Kronig relationship[J]. IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques, 2010, 58(10): 2646-2653.
- [20] Zhou J, Economou E N, Koschny T, *et al.* Unifying approach to left-handed material design [J]. Optics Letters, 2006, 31(24): 3620-3622.
- [21] Smith D R. Analytic expressions for the constitutive parameters of magnetoelectric metamaterials[J]. Physical Review E, 2010, 81(2): 036605.
- [22] Zhao R, Koschny T, Soukoulis C M. Chiral metamaterials: Retrieval of the effective parameters with and without substrate[J]. Optics Express, 2010, 18(14): 14553-14567.
- [23] Gu J, Han J, Lu X, *et al.* A close-ring pair terahertz metamaterial resonating at normal incidence [J]. Optics Express, 2009, 17(22): 20307-20312.
- [24] Islam S S, Faruque M R I, Islam M T. A near zero refractive index metamaterial for electromagnetic invisibility cloaking operation [J]. Materials, 2015, 8(8): 4790-4804.
- [25] Yun S, Jiang Z H, Xu Q, *et al.* Low-loss impedance-matched optical metamaterials with zero-phase delay[J]. ACS Nano, 2012, 6(5): 4475-4482.
- [26] Jun Y C, Reno J, Ribaudou T, *et al.* Epsilon-near-zero strong coupling in metamaterial-semiconductor hybrid structures[J]. Nano Letters, 2013, 13(11): 5391-5396.
- [27] Park J, Kang J H, Liu X, *et al.* Electrically tunable epsilon-near-zero (ENZ) metafilm absorbers[J]. Scientific Reports, 2015, 5: 15754.
- [28] Maas R, Parsons J, Engheta N, *et al.* Experimental realization of an epsilon-near-zero metamaterial at visible wavelengths [J]. Nature Photonics, 2013, 7(11): 907-912.
- [29] Koschny T, Markoš P, Smith D R, *et al.* Resonant and antiresonant frequency dependence of the effective parameters of metamaterials[J]. Physical Review E, 2003, 68(2): 065602.
- [30] Moitra P, Yang Y, Anderson Z, *et al.* Realization of an all-dielectric zero-index optical metamaterial [J]. Nature Photonics, 2013, 7(10): 791-795.
- [31] Choi M, Lee S H, Kim Y, *et al.* A terahertz metamaterial with unnaturally high refractive index [J]. Nature, 2011, 470(7334): 369-373.