

光驱动宽频带可调谐太赫兹吸波器设计

程用志^{1*}, 左轩¹, 黄木林¹, 王童年¹, 龚荣洲²

(1. 武汉科技大学 信息科学与工程学院 湖北 武汉 430081;

2. 华中科技大学 光学与电子信息学院 湖北 武汉 430074)

摘要: 设计了一种基于光敏材料硅(Si)的宽频带极化不敏感的光驱动可调谐太赫兹超材料吸波器(metamaterial absorber, 简称 MMA)。该可调谐太赫兹 MMA 基本单元结构由嵌入光敏硅的紧凑开缝谐振器结构、中间介质隔离层与金属底板构成。硅的电导率随着入射光的强度而发生改变,从而使太赫兹 MMA 工作频率和吸波性能得到有效的调节。数值计算结果表明:当硅电导率在 1.0×10^3 S/m 到 5.0×10^5 S/m 范围内动态调节时,该 MMA 吸波特性在 0.442 THz 到 0.852 THz 范围内动态调节。另外,其相对调节带宽达到 63.37%,吸收率调制深度达到 60.22%。进一步的数值计算结果表明我们所设计的 MMA 具备极化不敏感和宽入射角的特性。

关键词: 光驱动;可调谐;太赫兹吸收器

中图分类号: TB39 文献标识码: A

Design of a photo-excited broadband tunable terahertz absorber

CHENG Yong-Zhi^{1*}, ZUO Xuan¹, HUANG Mu-Lin¹, WANG Tong-Nian¹, GONG Rong-Zhou²

(1. School of Information Science and Engineering, Wuhan University of Science and Technology, Wuhan 430081, China;

2. School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract: A photo-excited and polarization insensitive broadband tunable terahertz metamaterial absorber (MMA) based on the photo-sensitive material of silicon (Si) is proposed. The unit-cell structure of this MMA is consisting of compact split-ring resonator structure filled with silicon, mediate medium layer and metal ground-plane. The working frequency and absorption intensity of this terahertz MMA could be effectively tuned, when the conductivity of silicon was changed by the varied incident optical intensity. The simulation results demonstrate that this MMA is dynamically adjusted in the frequency range from 0.852 THz to 0.442 THz when the conductivity of silicon increases from 1.0×10^3 S/m to the 5.0×10^5 S/m. In addition, its relative bandwidth is as much as 63.37% and absorption modulation depth is up to 60.22%. The further simulation indicates that the MMA has characteristics of polarization insensitive and wide incident angle.

Key words: optical driving, tunable, terahertz absorber

PACS: 78.67.Pt, 81.05.Lg, 71.15.-m

引言

电磁超材料(metamaterials, 简称 MMs)能够实现自然材料难以企及的物理特性或现象,从而吸引了大量的研究人员的关注,同时伴随着太赫兹技术

的快速发展开启了新的研究热点^[1-2]。MMs 作为一种人工亚波长周期性结构/材料具有巨大的潜力,它提供了一种通过人为设计和控制电磁波的有效方法和手段^[3]。由于 MMs 的周期性结构具有高度的可塑性,因此可以通过其单元结构的合理设计有望制备

收稿日期: 2018-01-28 修回日期: 2018-4-12

Received date: 2018-01-28 revised date: 2018-4-12

基金项目: 国家自然科学基金项目(U1435209, 61605147), 湖北省自然科学基金项目(2017CFB588), 武汉科技大学研究生创新基金项目(JCX2016012)和大学生创新基金项目(17ZRB143)

Foundation items: Supported by the National Natural Science Foundation of China (U1435209, 61605147), the Natural Science Foundation of Hubei China (2017CFB588), the graduate innovation fund project (JCX2016012) and student innovation fund project (17ZRB143) of Wuhan University of Science and Technology

作者简介(Biography): 程用志(1984-)男,博士,副教授。主要研究方向:电磁场与微波技术,电磁超材料及其相关电子器件设计与应用。

* 通讯作者(Corresponding author): E-mail: chengyz@wust.edu.cn

新型高性能器件^[4-5]. 在过去的几年里, 随着对太赫兹领域的研究逐渐深入, 一些基于 MMs 的探测器、调制器和吸波器等太赫兹器件逐渐被研究报道出来^[6-9], 但是高性能的太赫兹器件仍然很缺乏. 由于基于 MMs 的太赫兹吸收器和反射器等器件在成像系统、隐身和探测等领域具有很大的潜力, 因此吸引了大量的研究人员去研究和探索^[10-12].

但是, 对于目前研究的大部分太赫兹器件, 其工作频率是固定的, 如果要改变工作频率, 需要改变 MMs 单元结构尺寸大小甚至结构图样, 这是现如今研究的太赫兹器件甚至其他频率波段所面临的局限性. 一些研究小组已经尝试了多种方法来实现太赫兹器件性能和工作频率的可调控性^[13-17]. 在诸多的太赫兹调控方法中, 通过在开口谐振环的间隙添加半导体硅以实现谐振模式和工作频率的调节是一种有效的方法^[7-8, 18-22]. 尽管如此, 当前设计的谐振环大多不具有结构对称性, 所以在极化方向的选择较为固定, 且调节的效率低, 频带比较窄.

因此, 在前期研究的基础上, 我们做出了新的尝试, 设计出了一种硅基宽入射角且极化不敏感的宽频带可调谐太赫兹 MMA. 该太赫兹 MMA 通过调节入射激光的光强变化来实现硅电导率的可调谐性. 当硅的电导率从 $1.0 \times 10^3 \text{ S/m}$ 变化为 $5.0 \times 10^5 \text{ S/m}$ 时, 吸收峰处频率从 0.852 THz 变化至 0.442 THz, 相对调节带宽达到 63.37%, 吸收率调制深度到达 60.22%.

1 单元结构设计和理论分析

通常, 电磁 MMA 由三层或更多层金属线或薄片和介质层耦合而成, 其中外部电场激发电谐振器结构产生电响应, 磁场激发磁谐振器结构产生磁响应. 因此, MMA 的工作原理就是设计的模型在特定的频率范围内与自由空间进行阻抗匹配, 发生局部的电磁共振, 将电磁波的能量转化为热能在其内部介质层消耗掉. 所设计的太赫兹 MMA 基本单元结构和对应的等效电路模型如图 1 所示.

图 1(a) 表示由单元模型构成的周期性的阵列, 是整个 MMA 的模型示意图. 图 1(b, c) 表示该 MMA 具体的单元模型的结构组成. 该 MMA 的单元模型由顶层的嵌入半导体硅的锯齿状紧凑型金属开缝环谐振器、中间介质层底层以及金属底板三层组成. 其中, 介质层的材料为有损耗的砷化镓, 介电常数 $\epsilon_r = 12.94 + j0.006$, 开缝环结构与金属底板为电导率 $\sigma_{\text{Cu}} = 5.8 \times 10^7 \text{ S/m}$ 的铜膜. 在设计中, 半导体硅的

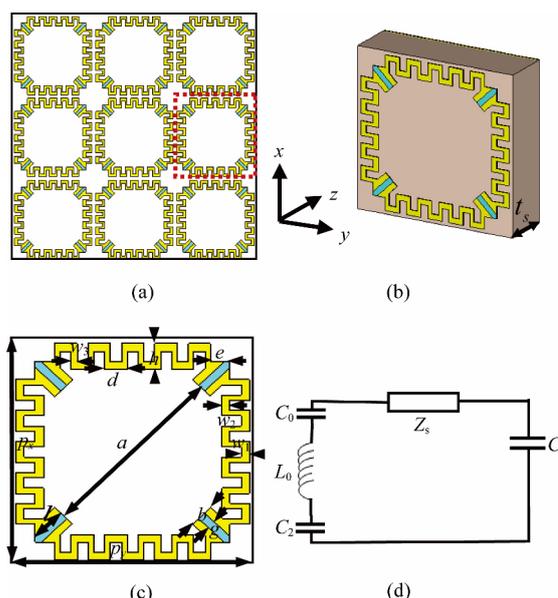


图 1 太赫兹 MMA 模型结构和等效电路模型 (a) 二维阵列结构 (b, c) 单元结构立体视图和正视图 (d) 等效电路模型

Fig. 1 The structure of the THz MMA and equivalent circuit model (a) two dimensional array structure, (b, c) perspective and front view of the unit-cell structure, (d) equivalent circuit model

电导率会随着入射的红外激光光强的变化而变化. 默认在无光照的条件下^[7-8, 22], 电导率 $\sigma = 1 \text{ S/m}$, 相对介电常数 $\epsilon_{\text{Si}} = 11.7$. MMA 的单元结构的尺寸参数为: $p_x = p_y = 44 \mu\text{m}$, $a = 35 \mu\text{m}$, $b = d = e = 4.5 \mu\text{m}$, $h = 5 \mu\text{m}$, $l = 5.7 \mu\text{m}$, $w_1 = w_2 = g = 1.5 \mu\text{m}$, $w_3 = 1.0 \mu\text{m}$, $t_s = 13 \mu\text{m}$. 此外, 金属薄膜和硅片的厚度 t_g 均为 $0.2 \mu\text{m}$.

该太赫兹 MMA 基本单元中顶层的锯齿状金属开缝环谐振器、中间层的电介质以及底层的金属薄膜可以等效为一个 LC 谐振电路, 其等效电路模型如图 1(d) 所示. 根据等效电路理论可知^[23-25], 金属线之间耦合构成的等效电容 $C_0 \approx \epsilon_0 \epsilon_r t_g / 18 (d - 2w_3)$, 由顶层金属线、介质层和金属底板形成的电容 $C_1 \approx 4 \epsilon_0 \epsilon_r [9dw_1 + (h - 2w_1)w_3] / t_s$, 填充硅的金属线开口处的电容 $C_2 \approx \epsilon_0 \epsilon_{\text{Si}} t_g l / 4g$, 金属开缝环的等效电感 $L_0 \approx \mu_0 [9dw_1 + (h - 2w_1)w_3]^2 / t_g$. 根据等效电路理论的传输线模型, 中间介质层的等效阻抗可以表示为:

$$Z_s = j \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \tan(\beta t_s) \quad (1)$$

其中 Z_0 为自由空间波阻抗, $\beta = \omega/c$ 为相位常数.

由于介质层的等效阻抗的等效电阻部分对于谐振频率无影响, 因此忽略不计. 通过计算, 在 $0.2 \sim$

1.2 THz 波段范围内, Z_s 表现出电感特性 ($L_s \approx Z_s / (j\omega)$), 且随着 ω 增大而增大. 因此该吸波器的吸收中心频率可以表示为:

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{(L_0 + L_s) \left(\frac{C_0 C_1 C_2}{C_0 + C_1 + C_2} \right)}} \quad (2)$$

式(2)中: ϵ_0 是真空介电常数; ϵ_r 为砷化镓相对介电常数. 由以上推导的计算公式可知, 等效电容 C_0 、 C_1 和等效电感 L_0 仅由基本单元结构几何参数决定, 而等效电容 C_2 和等效电感 L_s 除了单元结构对其有影响, 还分别受到激光光强和入射波频率影响.

因此, 通过改变激光的光照强度, 半导体硅内部的载流子的浓度会随着其吸收光子能量而发生变化, 最后使得开口缝隙处的半导体硅电导率会随之发生变化. 在如图 1(d) 所示的等效电路模型中, 开口缝隙处硅的电导率的变化, 会使得电容 C_2 改变, 从而改变整个回路的谐振频率 ω_1 , 另外, 介质的等效电感 L_s 也会随之变化, 最终谐振频率 ω_1 得到大范围调节, 从而使太赫兹 MMA 吸波性能得到有效的调节.

2 仿真结果分析

基于以上设计的太赫兹 MMA, 我们采用基于时域有限差分算法的三维高频电场仿真软件 CST 对其基本单元结构进行数值模拟仿真. 将 x 、 y 方向设置为周期性边界, z 方向设置为开放边界. 因此, 通过模拟计算该太赫兹 MMA 基本单元结构模型, 从而获得在平面波激励下的反射系数 S_{11} 和透射系数 S_{21} . 实际中, 一般定义反射率 $R(\omega) = |S_{11}|^2$, 透射率 $T(\omega) = |S_{21}|^2$, 因此, 吸收率 $A(\omega)$ 可以表示为: $A(\omega) = 1 - R(\omega) - T(\omega) = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2$. (3)

由于所设计的 MMA 底层采用金属薄膜, 其厚度远远大于趋肤深度, 所以透射系数 $S_{21} = 0$, 因此式(3)简化为:

$$A(\omega) = 1 - |S_{11}|^2 \quad (4)$$

仿真计算结果如图 2 所示, 在入射激光光强比较弱, 硅的电导率 $\sigma = 1.0 \times 10^3$ S/m 时, MMA 在 0.852 THz 频率处有一个最大吸收峰, 吸收率达到了 99.9%, 说明 MMA 在该频率附近达到完美吸收. 随着激光强度的增大, 光敏硅内部载流子的浓度逐渐增加, 其电导率增大. 根据前面推导的等效电路模型, 锯齿金属环的开缝处的电容 C_2 减小, 等效电容 C 会减小, 同时等效电感 L_1 会减小, 且等效电感 L_1

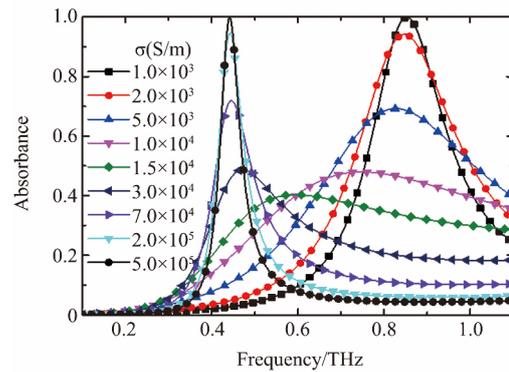


图 2 设计的太赫兹 MMA 在不同硅电导率时的吸收率曲线图

Fig. 2 The absorbance curves of the designed THz MMA under different conductivities of Si

增大的速度比等效总电容 C 减小的速度快, 吸收率曲线的中心频率向低频处移动. 根据等效电路理论, 填充硅的开缝环的波阻抗与自由空间的波阻抗不匹配, 导致 MMA 的电磁谐振效应减弱, 峰值附近吸收率减小. 当电导率 $\sigma = 1.5 \times 10^4$ S/m 时, 该 MMA 在 0.595 THz 处有一个最低吸收峰, 吸收率仅为 39.8%. 此时, 开缝处电容 C_2 被短路, 等效电路中的等效电容 C 完全由 C_0 和 C_1 决定. 随着光强的进一步增大, 金属环的等效电感 L_0 继续增大, 吸收率曲线的中心频率继续向低频处移动, 等效电感 L_s 会随着谐振频率的减小而减小, 最后达到一种动态平衡的状态, 中心谐振频率基本不变. 根据 LC 谐振电路理论, 品质因数 $Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$, 随着光强度增加, 等效电感 L 持续增大, 且比等效电容 C 的增加速度更快, 品质因数 Q 增大, 所以超材料的吸收峰向低频移动时, 峰会变窄. 随着 MMA 的谐振效应慢慢增强, 吸收峰值慢慢增大. 当电导率 $\sigma = 5.0 \times 10^5$ S/m 时, MMA 再次达到最大吸收, 其吸收率在 0.442 THz 处达到 99.9%.

为了进一步研究设计的吸波体结构可调谐性能, 我们分别定义了吸收率调制深度 (D_p) 和相对带宽 (B_w), 其对应的表达式分别表示成如下形式^[19]:

$$B_w = \frac{A_{\max} - A_{\min}}{A_{\max}} \quad (5)$$

$$D_p = \frac{2(f_2 - f_1)}{f_2 + f_1} \quad (6)$$

式中: A_{\max} 和 A_{\min} 分别为在不同电导率时 MMA 吸收率的最大值和最小值, f_1 和 f_2 分别为高电导率和低电导率对应的最大吸收率时的频率. 根据公式(5)

和(6)计算结果可知,我们设计的太赫兹 MMA 相对带宽(B_w)和吸收率调制深度(D_p)分别为 63.37% 和 60.22%,显示其较强的动态可调特性。

为了进一步阐明设计的可调谐太赫兹波 MMA 吸波机制,我们仿真计算并绘制了两种完美吸收情况下的 z 面电场图和能流图,结果如图 3 和 4 所示。如图 3(a) 图所示,当 $\sigma = 1.0 \times 10^3 \text{ S/m}$, $f_2 = 0.852 \text{ THz}$ 时, MMA 产生完美吸收。由于电导率很小,此时硅还不是良导体,开缝金属环内部是断开的。在外加强电场的作用之下,电场集中在金属的开缝处,上表面和介质基板以及金属底板间形成强烈的电偶极子谐振,实现对入射电磁波能量的完美吸收。

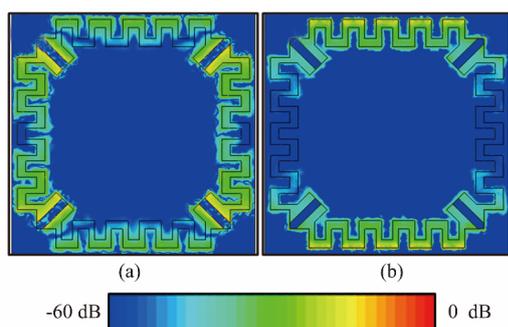


图 3 不同硅电导率和谐振频点处 MMA 基本单元结构 z 面电场分布: (a) $\sigma = 1.0 \times 10^3 \text{ S/m}$, $f_2 = 0.852 \text{ THz}$; (b) $\sigma = 5.0 \times 10^5 \text{ S/m}$, $f_1 = 0.442 \text{ THz}$

Fig. 3 The electric field (E_z) distributions of the MMA unit-cell structure under different resonance frequencies with different conductivity of Si: (a) $\sigma = 1.0 \times 10^3 \text{ S/m}$, $f_2 = 0.852 \text{ THz}$; (b) $\sigma = 5.0 \times 10^5 \text{ S/m}$, $f_1 = 0.442 \text{ THz}$

随着光强的增强,当 $\sigma = 5.0 \times 10^5 \text{ S/m}$, $f_2 = 0.852 \text{ THz}$ 时,电场主要集中在上表面、介质层和下表面的金属层的上下边缘,如图 3(b) 所示。此时, MMA 谐振单元开缝环处硅成为良导体,开缝环和填充硅形成一个环路。在外加强电场的作用之下,单元模型的上表面、介质层及金属底板形成了一个谐振回路,吸收器再次产生完美吸收。

为了进一步阐明入射太赫兹波能量如何被设计 MMA 吸收消耗,我们研究其基本单元结构能流分布,仿真结果如图 4 所示。图 4(a, c) 表明在低电导率情况下,当 $\sigma = 1.0 \times 10^3 \text{ S/m}$, $f_2 = 0.852 \text{ THz}$ 时,电磁波能量主要被 MMA 基本单元结构的开缝环缝隙下面的介质层消耗。由于开缝环处的四对电偶极子发生谐振,造成入射波能量集中在谐振中心附近,最后被电偶极子附近的介质消耗。

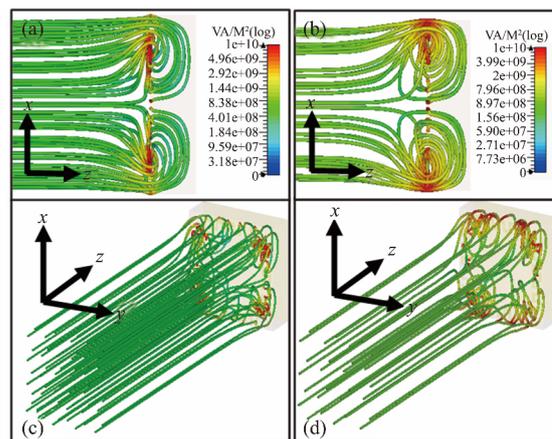


图 4 不同硅电导率和谐振频点处 MMA 基本单元结构 (a, b) $x-z$ 面和 (c, d) 3D 视角能流图: (a, c) $\sigma = 1.0 \times 10^3 \text{ S/m}$, $f_2 = 0.852 \text{ THz}$; (b, d) $\sigma = 5.0 \times 10^5 \text{ S/m}$, $f_1 = 0.442 \text{ THz}$

Fig. 4 The (a, b) are $x-z$ plane and (c, d) 3-D distribution of the power flow streams in the MMA unit-cell structure under different resonance frequencies with different conductivity of Si: (a, c) $\sigma = 1.0 \times 10^3 \text{ S/m}$, $f_2 = 0.852 \text{ THz}$; (b, d) $\sigma = 5.0 \times 10^5 \text{ S/m}$, $f_1 = 0.442 \text{ THz}$

图 4(b, d) 表明在高电导率情况下,当 $\sigma = 5.0 \times 10^5 \text{ S/m}$, $f_2 = 0.442 \text{ THz}$ 时,电磁波能量主要被太赫兹 MMA 基本单元结构的上下边缘消耗。根据电路相关理论分析得出,开缝环和金属底板产生反向电流,在 MMA 的基本单元结构内部之间形成环路,太赫兹 MMA 发生了回路谐振。由于谐振效应,入射电磁波集中在回路中心,并被中心附近的介质消耗,达到完美吸收的效果。

为了考虑实际应用情况,我们进一步研究不同极化角度和斜入射角度对 MMA 吸收率的影响。通过仿真,我们分别在最大和最小电导率情况下计算了在 TE 模式下不同极化角度垂直入射时的吸收率情况,仿真结果如图 5 所示。由于我们设计的 MMA 基本单元模型具有 C_4 旋转对称性,因此,我们只需要考虑 TE 或者 TM 任意一种模式极化角 φ 从 0° 变化到 90° 时不同模式的吸收率。

由图 5(a) 可知,当 MMA 的硅电导率 $\sigma = 1.0 \times 10^3 \text{ S/m}$ 时,在 TE 模式下,极化角 φ 从 0° 变化到 90° ,吸收率曲线保持不变。由图 5(b) 所示,硅在高电导率 $\sigma = 5.0 \times 10^5 \text{ S/m}$ 情况下,TE 模式的垂直入射波的极化角 φ 从 0° 变化到 90° ,MMA 吸收率曲线同样保持不变。以上数值仿真结果表明我们设计的可调谐太赫兹 MMA 具有极化不敏感特性。

另外,我们考虑到了不同模式下的入射角对于

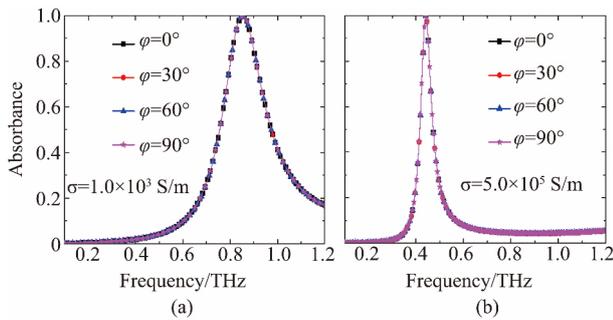


图5 不同极化角 φ 的吸收率曲线图 (a) $\sigma = 1.0 \times 10^3 \text{ S/m}$; (b) $\sigma = 5.0 \times 10^5 \text{ S/m}$
Fig. 5 The absorbance curves under different polarization angle φ with different conductivity of Si (a) $\sigma = 1.0 \times 10^3 \text{ S/m}$ (b) $\sigma = 5.0 \times 10^5 \text{ S/m}$

吸收性能的影响. 图6给出了不同硅电导率的太赫兹 MMA 在不同斜入射角情况下的吸收率曲线图. 如图6(a,c)所示,当TE模斜入射时,入射角 θ 从 0° 变化到 45° , MMA 的吸收率曲线基本不变; 当入射角度增大到 60° 时,吸收率仍然保持在85%以上; 但当入射角 θ 超过 60° 时, MMA 的吸收率突然下降. 由于随着入射角 θ 进一步增大,入射波的磁场分量趋向于零,使得谐振强度减弱,最终造成 MMA 单元结构的谐振效应减弱,吸收率降低. 但是,即使在斜入射角很大的时候,该 MMA 仍然具有较强的吸收能力,接近60%. 图6(b,d)给出了当斜入射波为 TM 模时,入射波的入射角 θ 从 0° 变化到 60° ,太赫兹 MMA 吸收率曲线基本不变; 但当入射角超过 60° ,情况变得比较复杂,吸收率突然下降的同时频率产生了一定程度的蓝移. 由于入射的 TM 模电磁波沿传播方向上的电场分量,在斜入射角 θ 从 60° 继续增大时,导致了等效电感 L_0 减小. 利用等效电路模型可知,谐振频率 ω_i 受到 L 影响较大, ω_i 会出现明显增大,最终 MMA 的频率吸收区间向高频移动. 同时,由于谐振效应的减弱,该 MMA 的吸收能力减弱. 但是,即使入射角 θ 为 75° 时, MMA 对斜入射波的吸收仍超过75%. 综上,我们设计的可调谐太赫兹 MMA 在宽入射角时,仍然具有较强的吸收特性.

3 结论

设计出了一种宽入射角极化不敏感光驱动可调谐太赫兹 MMA. 通过控制入射激光的强度,调节顶层谐振器结构嵌入的半导体硅的电导率,实现 MMA 的吸收强度和频率的动态调节. 仿真计算结果表明,当光敏硅的电导率 σ 从 $1.0 \times 10^3 \text{ S/m}$ 变化至 5.0

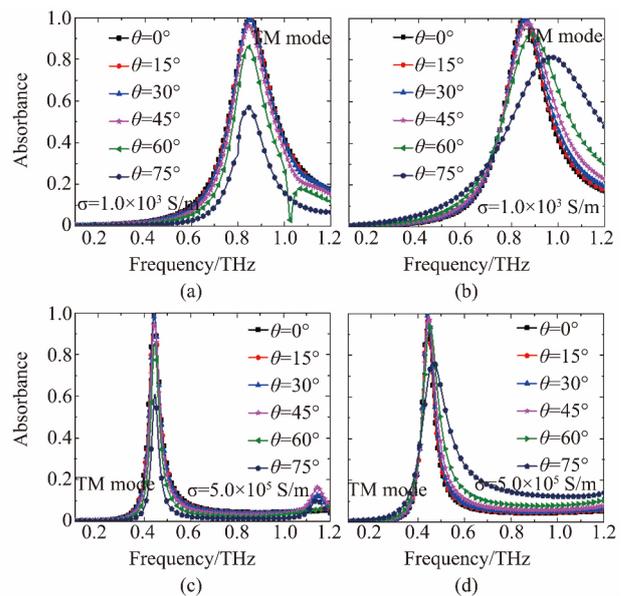


图6 不同入射角 θ 和不同极化模时的吸收曲线图 (a,b) $\sigma = 1.0 \times 10^3 \text{ S/m}$, (c,d) $\sigma = 5.0 \times 10^5 \text{ S/m}$, (a,c) TE 模, (b,d) TM 模
Fig. 6 The absorbance curves under different incident angle θ with different conductivity of Si and different polarization modes: (a,b) $\sigma = 1.0 \times 10^3 \text{ S/m}$ (c,d) $\sigma = 5.0 \times 10^5 \text{ S/m}$, (a,c) TE mode, (b,d) TM mode

$\times 10^5 \text{ S/m}$ 时, MMA 完美吸波频率从 0.852 THz 变化至 0.442 THz , 对应的相对带宽和吸收率调制深度分别为 63.37% 和 60.22%. 我们设计的太赫兹 MMA 相对调节带宽和深度远远超过当前相关文献报道的结果^[18-22].

此外,本文设计的光驱动可调谐太赫兹 MMA 具有极化不敏感和宽入射角的特性,在极化角 φ 从 0° 变化到 45° ,入射角 θ 从 0° 变化到 60° 时,其吸波性能基本保持不变且动态可调. 因此,我们设计的 MMA 为利用 MMs 对太赫兹波吸收性能的动态可调提供了一种新的设计思路. 这在科技领域开启了一个可能性的领域和技术应用,有望在日后研究人员探索太赫兹的使用和灵活控制时提供帮助.

References

- [1] SHELBY R A, SMITH D R, SCHULTZ S. Experimental verification of a negative index of refraction [J]. *Science*, 2001, **292**(5514): 77-79.
- [2] SHALAEV V M, CAI W S, CHETTIAR U K, et al. Negative index of refraction in optical metamaterials [J]. *Optics Letters*, 2005, **30**(24): 3356-3358.
- [3] PENDRY J B, SCHURIG D, SMITH D R. Controlling electromagnetic fields [J]. *Science*, 2006, **312**(5781): 1780-1782.
- [4] GU J Q, SINGH R J, LIU X J, et al. Active control of

- electromagnetically induced transparency analogue in terahertz metamaterials [J]. *Nature Communications*, 2012, **3**: 1151.
- [5] CHEN H T, PADILLA W J, ZIDE J M O, *et al.* Active terahertz metamaterial devices [J]. *Nature Photonics*, 2006, **444**(7119): 597-600.
- [6] VICARELLI L, VITIELLO M S, COQUILLAT D, *et al.* Graphene field-effect transistors as room-temperature terahertz detectors [J]. *Nature Materials*, 2012, **11**(10): 865-871.
- [7] CHEN H T, PADILLA W J, CICH M J A, *et al.* A metamaterial solid-state terahertz phase modulator [J]. *Nature Photonics*, 2009, **3**(3): 148-151.
- [8] SHEN N H, MASSAOUTI M, GOKKAVAS M, *et al.* Optically Implemented Broadband Blueshift Switch in the Terahertz Regime [J]. *Physical Review Letters*, 2011, **106**(3): 037403.
- [9] TAO H, LANDY N I, BINGHAM C M, *et al.* A metamaterial absorber for the terahertz regime: Design, fabrication and characterization [J]. *Optics Express*, 2008, **16**(10): 7181-7188.
- [10] CHENG Y Z, WITHAYACHUMNAKNKUL W, UPADHYAY A, *et al.* Ultrabroadband plasmonic absorber for terahertz waves [J]. *Advance Optical materials*, 2015, **3**(3): 376-380.
- [11] HU B B, NUSS M C. Imaging with terahertz waves [J]. *Optics Letters*, 1995, **20**(16): 1716.
- [12] WANG Dong-Hong, LI Bao-Yi, ZHOU Bi-Cheng. Research on Terahertz (THz) Absorber Materials [J]. *Journal of Microwaves* (王东红, 李宝毅, 周必成. 太赫兹波段吸收材料研究. *微波学报*), 2014, **30**(3): 570-573.
- [13] TAUKE R, TEPPE F, BOUBANGA S, *et al.* Plasma wave detection of terahertz radiation by silicon field effects transistors: Responsivity and noise equivalent power [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, **89**(25): 253511.
- [14] LE L N, THANG N M, THUY L M, *et al.* Hybrid semiconductor-dielectric metamaterial modulation for switchable bi-directional THz absorbers [J]. *Optics Communications*, 2017, **383**: 244-249.
- [15] ZHU J, HAN J, TIAN Z, *et al.* Thermal broadband tunable terahertz metamaterials [J]. *Optical Communications*, 2011, **284**(12): 3129-3133.
- [16] HEDAYATI M K, JAVAHERI M, ZILLOHU A U, *et al.* Photo-driven super absorber as an active metamaterial with a tunable molecular-plasmonic coupling [J]. *Advanced Optical Materials*, 2014, **2**(8): 705-710.
- [17] Faraji M, MORAVVEJ-FARSHI M K, YOUSEFI L. Tunable THz perfect absorber using graphene-based metamaterials [J]. *Optics Communication*, 2015, **355**: 352-355.
- [18] CHENG Wei, LI Jiu-Sheng. Design of an optically tunable terahertz wave absorber [J]. *Electronic Components & Materials* (程伟, 李九生. 一种光可调太赫兹波吸收器的设计. *电子元件与材料*), 2013, **32**(7): 34-36.
- [19] SHEN X P, CUI T J. Photoexcited broadband redshift switch and strength modulation of terahertz metamaterial absorber [J]. *Journal of Optics*, 2012, **14**(11): 114012.
- [20] XU Z C, GAO R M, DING C F, *et al.* Photoexcited broadband blueshift tunable perfect terahertz metamaterial absorber [J]. *Optical Materials*, 2015, **42**: 148-151.
- [21] CHENG Y Z, GONG R Z, CHENG Z Z. A photoexcited broadband switchable metamaterial absorber with polarization-insensitive and wide-angle absorption for terahertz waves [J]. *Optics Communications*, 2016, **361**: 41-46.
- [22] CHENG Y Z, GONG R Z, ZHAO J C. A photoexcited switchable perfect metamaterial absorber/reflector with polarization-independent and wide-angle for terahertz waves [J]. *Optical Materials*, 2016, **62**: 28-33.
- [23] ZHOU J F, ECONOMON N E, KOSCHNY T, *et al.* Unifying approach to left-handed material design [J]. *Optics Letters*, 2006, **31**(24): 3620-3622.
- [24] GHOSH S, SRIVASTAVA K V. An equivalent circuit model of FSS-Based metamaterial absorber using coupled line theory [J]. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 2015 **14**: 511-514.
- [25] OZBEY B, ALTINTAS A, DEMIR H V, *et al.* An equivalent circuit model for nested split-ring resonators [J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2017, **65**(10): 3733-3.