

基于科赫分形的新型超材料双频吸收器*

马岩冰^{1)†} 张怀武¹⁾ 李元勋¹⁾²⁾

1)(电子科技大学, 电子薄膜与集成器件国家重点实验室, 成都 610054)

2)(电子科技大学, 电子信息工程研究院, 东莞 523808)

(2013年11月17日收到; 2014年2月11日收到修改稿)

本文提出了一种基于科赫(Koch)分形结构的新型超材料双频吸收器, 其由二阶科赫分形阵列、介质层和金属背板三部分组成. 通过利用分形结构的空间填充性, 其单元尺寸在相同吸收频率下相对于具有正方形谐振结构的传统吸收器有近17.5%的尺寸缩减. 与传统实现多频工作的组合法、层叠法不同, 该型吸收器的双频特性来源于科赫分形曲线在电磁波激励下呈现出的两种不同的谐振模式. 而且由于结构上具有旋转对称性, 该型吸收器对入射波的极化方向不敏感, 在横电波、横磁波大角度入射时仍能保持较高的吸收率. 文中采用等效介质理论对该型吸收器进行了分析, 测量结果与仿真结果取得了较好的一致性.

关键词: 超材料, 吸收器, 分形

PACS: 81.05.Xj, 42.25.Bs, 42.60.Da

DOI: 10.7498/aps.63.118102

1 引言

电磁超材料被普遍定义为一种人工复合结构或复合材料, 它具有天然材料所不具备的超常物理性质. 近年来, 这些非同寻常的特性已经在工程领域引发了一场新的革命, 基于超材料的各种新功能和新的应用已被开发出来, 例如超级透镜^[1]、隐身斗篷^[2]以及极化转换器^[3]等. 在这些新器件中, 超材料吸收器的发展受到了大量科学家密切而持续的关注. 自从Landy等于2008年首次提出基于超材料的完美吸收器概念后^[4], 吸收器的谐振结构在最近几年发生了巨大的变化, 多种类型的结构型式被应用到的超材料吸收器中, 比如电场耦合结构(ELC)^[5,6], I型结构^[7]和频率选择表面结构(FSS)^[8,9]等等. 这些结构的演变形式都是朝着从单频到多频、从窄带到宽带、从对入射波极化敏感到不敏感、从可接收入射角小到大接收角的方向发展. 在太赫兹领域, 多频超材料吸收器被广泛的应

用于违禁药品和爆炸物的光谱检测和成像上, 因为这些非法物品通常在太赫兹频段存在多个吸收峰^[10,11]. 若同时在多个吸收峰上进行光谱比对, 可以提高检测的准确率. 在微波频段设计成型并使用传统电路板加工技术制造的吸收器可以通过简单的尺寸等比例缩减法使其工作于太赫兹频段. 目前为止, 关于多频吸收器有大量的文献报道, 其实现方式可以归结为四类: 第一种方式是把具有不同几何形状的多种谐振结构组合在一起^[5,12-14]; 第二种是把具有不同尺寸、相同几何形状的谐振结构组合在一起^[15-21]; 第三种是把具有相同尺寸、相同几何形状的谐振结构按照一定的旋转排列方式组合在一起^[22-25]; 第四种是把不同的谐振结构按照不同层次垂直排列在多个层^[26,27]. 但这四种方式普遍存在着两个缺点: 前三种方法的结构单元由多个子单元组成, 所以通常具有较大的尺寸; 第四种方法在加工上存在困难, 因为各层之间的图形要准确对准.

在本文中我们提出了一种新型的采用科赫分

* 国家自然科学基金(批准号: 60721001, 51132003, 61171047)、国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 61001025)和广东省国家科技发展规划(批准号: 2010B090400314)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: mayanbing_uestc@163.com

形曲线作为谐振结构的双频吸收器, 其实现双频的方式不同于上述的四种方法: 所有的单元都具有相同的几何形状、相同的尺寸、相同的排列方向, 且都处于同一平面上, 降低了加工上的困难度. 并且源于分形结构的空间填充性, 该型吸收器的单元尺寸较之于Shen等报道的正方形吸收器^[18,20,28]有近17.5%左右的缩减. 该型吸收器具有两个不随极化方向改变、大入射角下仍保持较大吸收效率的吸收峰, 其双频特性来源于在电磁波激励下科赫分形曲线呈现出的两种不同的谐振模式.

2 设计与特性

图1所示为科赫分形吸收器的仿真结构示意图. 该吸收器有三层结构组成: 上层是二阶科

赫分形曲线组成的阵列结构, 中间层是介电常数为 $\varepsilon_r = 4.6(1 - j0.025)$, 厚度为1.2 mm的介质板, 下层是全金属覆盖的背板. 上下层皆为厚度0.035 mm、电导率 5.8×10^7 S/m的金属铜. 采用电磁仿真软件CST Microwave Studio对科赫分形吸收器进行结构优化, 软件中的设置为: 频域求解器, 四面体网格, Floquet端口, 边界条件为“Unit Cell”. 图1(a)所示的各项结构参数: 边长 $L = 8$ mm, 线宽 $w = 0.32$ mm, 阵列周期 $P = 12$ mm. 仿真得到的反射率和吸收率如图2(a)所示, 在4.57 GHz和12.82 GHz处存在两个吸收率为94.2%, 98.5%的吸收峰, 吸收率的计算公式为

$$A(w) = 1 - R(w) - T(w),$$

其中 $R(w) = |S_{11}|^2$, $T(w) = |S_{21}|^2$.

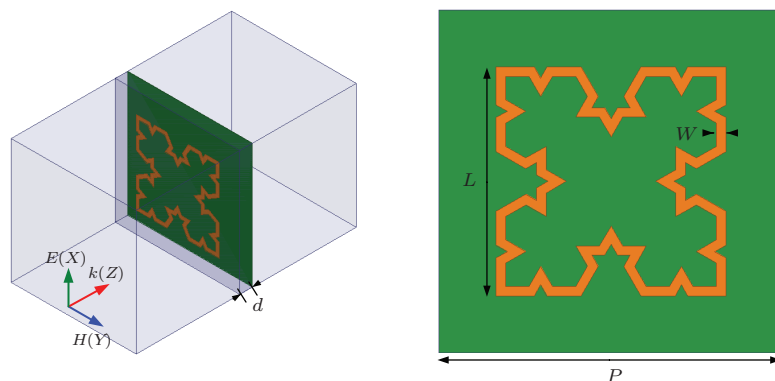


图1 二阶科赫分形吸收器仿真结构示意图

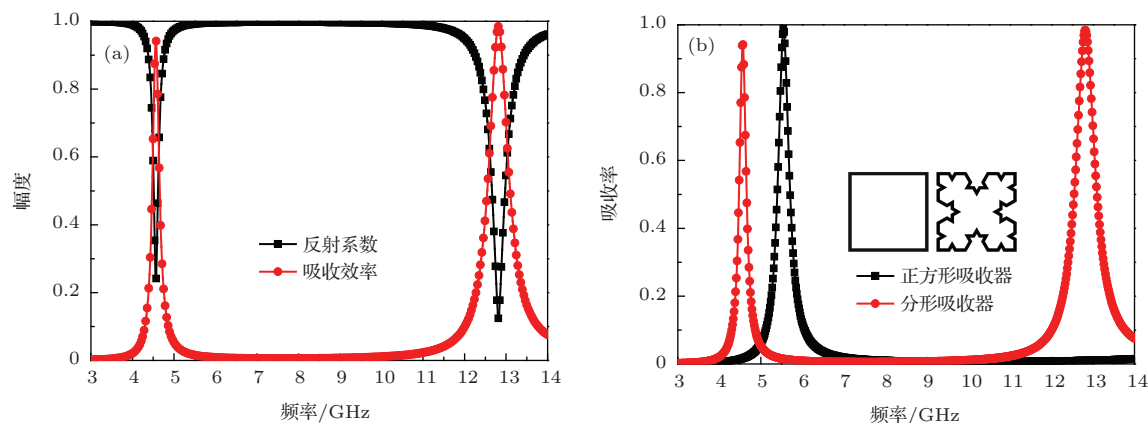


图2 (a) 科赫分形吸收器反射、吸收曲线图; (b) 分形吸收器与正方形吸收器的吸收谱对比图

分形几何与经典电磁理论的结合已经成为了一种极富前景的研究方向. 在工程领域得到广泛应用的分形天线, 就是利用分形几何的自相似性和空间填充性来实现天线的多频化、小型化. 图2(b)所

示的正方形吸收器与二阶科赫分形吸收器具有相同的单元尺寸和阵列周期, 它们的第一吸收峰分别位于5.54 GHz, 4.57 GHz, 对应于 $\lambda/3.16$, $\lambda/3.83$. 可以看出, 科赫分形吸收器有较低的吸收频率, 这

种红移现象源于分形结构的空间填充性: 在一定的面积下, 分形结构的线长会随着阶数的增加而不断增长直至无穷. 如图 3(a) 所示, 入射波 X 轴向的电场驱动电荷沿正方形金属环左右两侧的金属臂运动, 产生偶极子响应. 电偶极子的谐振频率 $w \propto c/2L_{\text{eff}}\sqrt{\epsilon_r}$ ^[29] (c 为真空中的光速, L_{eff} 为电流流经的有效长度), 谐振频率与正方形的边长成反比关系. 科赫分形结构蜿蜒的路径意味着延长了表面电流流经的距离, 使偶极子的有效尺寸变长, 所以谐振频率就会降低. 从另一方面看, 若是这两种吸收器工作于同一吸收频率, 二阶科赫分形吸收器较之于正方形吸收器会有约 17.5% 左右的尺寸缩减. 而且可以预见的是, 随着分形阶数的增加, 吸

收器的单元尺寸还会进一步降低. 从图 2(b) 中还可以看出, 传统正方形吸收器只存在单一的吸收峰, 而科赫分形吸收器存在两个吸收峰. 这两个吸收峰既不是来自于不同谐振结构的组合, 也不是来自于相同谐振单元的旋转或层叠组合, 而是来自于科赫分形结构在电磁波的激励下呈现出的两种不同的谐振模式. 如图 3(b) 所示, 第一谐振模式与正方形吸收器的偶极子谐振类似, 上下两层的反平行电流集中于分形单元的左右两臂, 谐振响应来自于两个平行排列的偶极子; 又如图 3(c), 第二吸收频率处的表面电流呈现出上下、左右对称分布的形式, 谐振响应来自于四个尺寸较短、近似环形排列的偶极子.

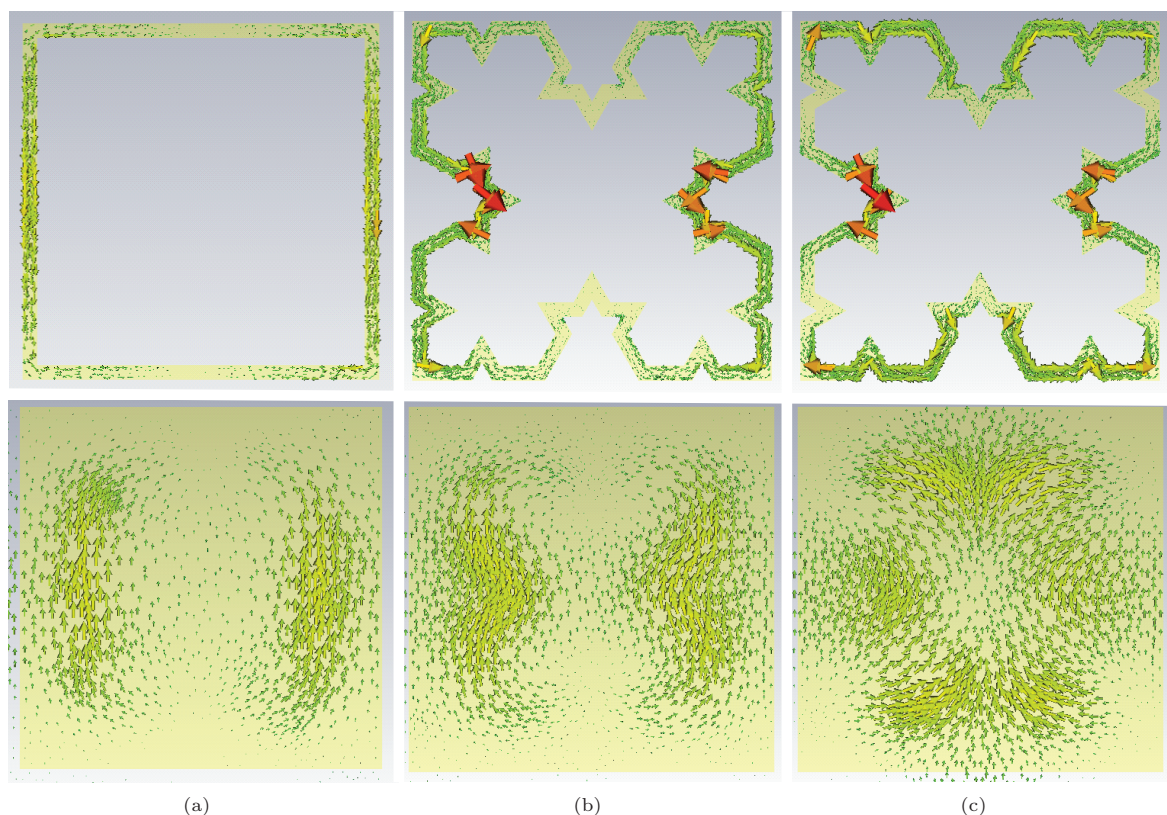


图3 (网刊彩色) (a) 正方形吸收器在吸收频率 5.54 GHz、科赫分形吸收器在 (b) 第一吸收频率 4.57 GHz 和 (c) 第二吸收频率 12.82 GHz 时上层谐振结构和下层金属背板表面处的电流分布

单元小型化、多频化在太赫兹成像领域具有非常大的意义. Kuznetsov 等提出了一种基于超材料吸收器的多谱太赫兹成像系统^[30], 三种单频吸收器按照一定的极化取向分别作为成像系统的四个像素点. 若该成像系统中的吸收器被类似于本文中所提出的具有更小单元尺寸的双频吸收器所取代, 就意味着在相同面积上将具有更多的像素点, 这将大大提高多谱成像系统对被测物的信息提取

能力^[30].

此外, 即使独立的看待科赫分形吸收器的第二吸收峰, 其仍然具有十分重要的作用. 科赫分形吸收器的第二吸收峰位于 12.82 GHz, 是正方形吸收器位于 5.54 GHz 的吸收峰的 2.3 倍, 这意味着若工作于相同吸收频率, 分形结构将具有较大尺寸, 虽然这对于微波频段的器件小型化是个不利因素, 但对工作于光波频段的吸收器而言反而是一种优势.

因为传统结构的吸收器其工作频率与单元尺寸成反比, 受光刻工艺最小线宽的限制, 其最大工作频率存在一个上限值, 若采用分形结构, 就能在相同加工精度条件下, 突破这种频率限制, 制作出工作频率更高的吸收器.

迄今为止, 为了解释超材料吸收器内在的物理本质, 大致建立起了三种理论: 等效媒质理论^[4]、传输线路理论^[31]和干涉理论^[8]. 大部分有关超材料吸收器的文献和几乎所有早期的报道都采用了等效媒质理论, 本文中采用的也是这种被广泛认可的理论来分析我们提出的具有分形结构的超材料吸收器. 在等效媒质理论中, 超材料吸收器被认为是一种等效媒质, 其 $\varepsilon(w)$ 主要受吸收器上层谐振阵列的电谐振响应影响, 阵列的单元结构形式和周期决定其谐振特性; $\mu(w)$ 由上层谐振阵列和下层金属地板之间的反平行电流(见图3)所引起的磁响应决定, 主要受介质层的厚度和入射波磁场的影响. 通过调整谐振单元结构和上下两层之间的间距可以达到调整 $\varepsilon(w)$, $\mu(w)$ 以实现

$$\tilde{Z}(w)/Z_0 = \sqrt{\mu(w)/\varepsilon(w)} = 1$$

的目的(Z_0 为自由空间特征阻抗), 从而实现在特定频率 w 处的完美吸收. 图4所示为TE波垂直入射时分形吸收器上表面与空气分界面处的相对输入阻抗 \tilde{Z}/Z_0 为

$$\tilde{Z}/Z_0 = \sqrt{\frac{(1+S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1-S_{11})^2 - S_{21}^2}}. \quad (1)$$

在两个吸收峰4.57 GHz和12.82 GHz处的相对阻抗分别为 $0.68 - j0.26$, $0.97 - j0.24$, 由此可计算出这两个频率处的吸收效率分别为94.2%, 98.5%.

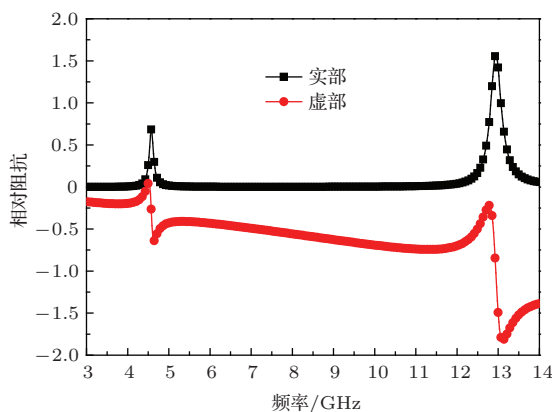


图4 分形吸收器上表面与空气分界面处的相对输入阻抗

对于实现阻抗匹配的吸波器而言, 入射能量完全耗散在吸收器内部. 根据Smith提出的理论^[32], 传输系数 S_{21} 可以写作

$$S_{21}^{-1} = \sin(\tilde{n}kd) - \frac{i}{2} \left(\tilde{Z} + \frac{1}{\tilde{Z}} \right) \cos(\tilde{n}kd), \quad (2)$$

其中 $\tilde{n}(w) = n_1 + in_2$ 为复折射率, k 为波数, d 为入射波在吸波材料中行进的距离, 当阻抗匹配时, (2)式又可写作

$$\begin{aligned} S_{21}^{-1} &= \sin(\tilde{n}kd) - i \cos(\tilde{n}kd) \\ &= e^{-in_1kd} e^{n_2kd}, \end{aligned} \quad (3)$$

则 $T(w) = |S_{21}|^2 = e^{-2n_2kd}$, 当 $T(w)$ 为零时, 表示传播衰减的 n_2 趋于无穷, 这说明入射能量会在吸收器内部快速衰减变成热损耗.

3 实验及测量

由于结构上的对称性, 科赫分形吸收器对入射波的极化方向不敏感, 在各种极化角 φ (入射波电场 E 与 X 轴的夹角)下两个吸收峰的吸收频率和吸收效率都几乎保持不变. 如图5所示, 在垂直入射下, 极化角从 0° 变化至 90° , 而吸收峰却几乎没有任何变化.

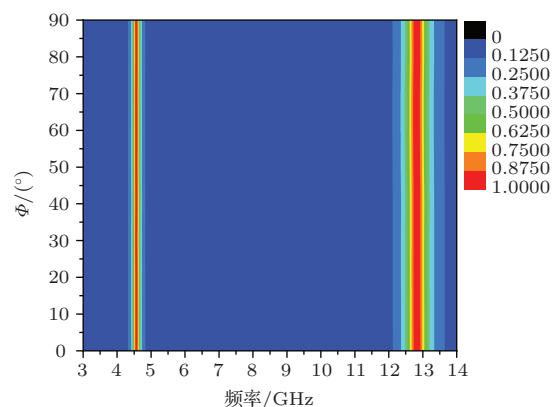


图5 (网刊彩色) 不同极化方向对双频吸收的影响

在实际应用, 入射到吸收器表面的电磁波通常是有角度的, 图6所示的是斜入射时吸收率随入射角 θ (入射方向与 Z 轴的夹角)的变化趋势. 如图所示, 在TE极化时, 入射电磁波的磁场分量穿透上层谐振结构, 在上下两层金属之间产生水平方向的磁谐振, 相应的在上层谐振结构和下层金属背板表面激发反向电流. 随着入射角度的增大, 磁场的水平分量在不断减小, 反平行电流激励的磁响应受其

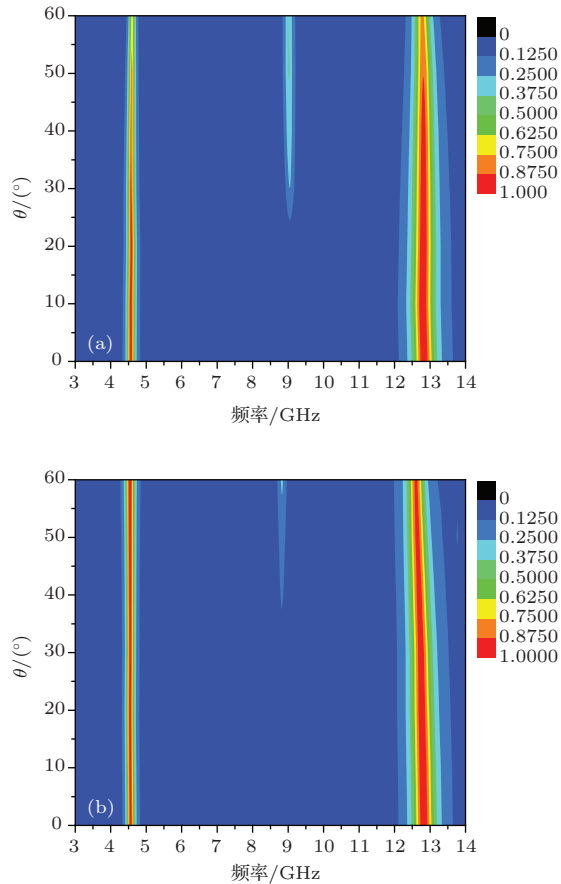


图6 (网刊彩色) (a) TE极化; (b) TM极化下入射角度对双频吸收的影响

影响也逐渐变弱,所以在垂直入射时建立起来的匹配条件将被破坏,吸收效率会随着入射角的增大不断变小.但在TM极化时,磁场不随入射角度的变化而变化,所以如图6(b)所示,吸收效率也几乎不随入射角的变化而变化.随着入射角度的增加,在约9 GHz处还可以观测到一逐渐增强的吸收峰.在传统矩形吸收器中也可观测到这一现象,其被认为是由吸收器的高次模所引起的^[18].

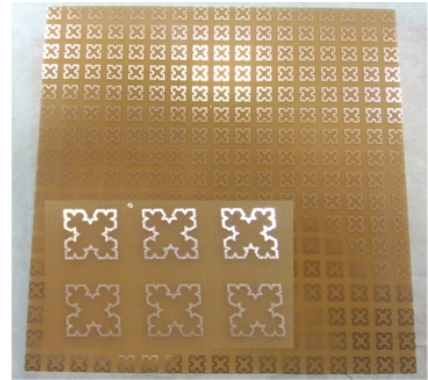


图7 二阶科赫分形吸收器样品加工图及局部放大图

如图7所示的样品加工采用了传统的电路板刻蚀技术,在面积为200 mm × 200 mm 介质板上刻蚀了17 × 17个单元.在吸波材料反射率测试系

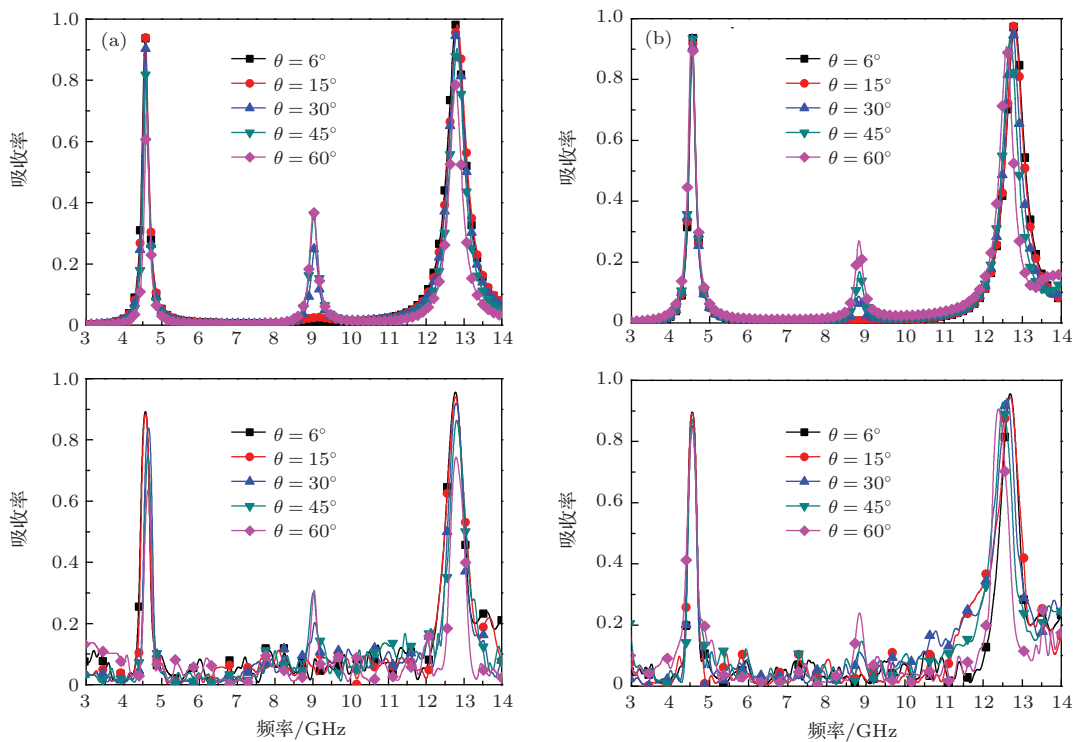


图8 (网刊彩色) (a) TE极化、(b) TM极化下仿真结果(上图)与测量结果(下图)的对比图

统中,由两个连接于矢量网络分析仪上的宽带喇叭天线作为发射源和接收器对样品进行了测试.两个喇叭天线由于自身尺寸的原因不能靠的很近,所以最小入射角被限制在 6° ;当入射角超过 60° 时,两个天线之间的直接耦合效应会增大,对测量的准确性影响很大,所以测量范围被限定在 6° 至 60° 之间.图8所示为不同入射角度下吸收率的仿真测试对比图.在TE极化下,当入射角从 6° 增加至 45° ,位于4.56 GHz处的第一吸收峰的吸收效率从90.1%逐渐减小至75.3%,减小的趋势比较缓慢;位于12.8 GHz处的第二吸收峰的减小趋势也不明显.但当入射角增至 60° 时,两峰吸收效率均出现较明显的减弱,分别从 45° 时的75.3%,86.6%减弱至63.7%,74.2%.在TM极化下,两峰的吸收率随入射角均没有明显的变化,在 60° 时仍保持着84.4%,90.7%的较高吸收率.从图8中可以看出,测量结果与仿真结果有很好的 consistency.

4 结 论

文中提出了一种基于二阶科赫分形曲线的新型双频超材料吸收器,其不但对入射波极化不敏感,而且在大角度入射时仍能保持较高的吸收率.基于分形结构的空间填充性和自相似性,该型吸收器具有单元尺寸小、双频吸收的特点,这对于太赫兹成像领域意味在相同尺寸上将具有更多的像素点,能提高多谱成像系统的信息提取能力.当应用于光波频段时,较高的第二吸收频率又可以解决传统吸收器受限于加工精度而不能工作于更高频率的问题.因此,分形结构的吸收器相对于传统结构具有多方面的优势.尽管我们文中实验验证的吸收器工作于微波频段,但通过简单的尺寸缩比法可以使其工作于太赫兹以致光波频段.

参考文献

- [1] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [2] Schurig D, Mock J J, Justice B J, Cummer S A, Pendry J B, Starr A F, Smith D R 2006 *Science* **314** 977
- [3] Grady N K, Heyes J E, Chowdhury D R, Zeng Y, Reiten M T, Azad A K, Taylor J, Dalvit D A R, Chen H T 2013 *Science* **340** 1304
- [4] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, Smith D R, Padilla W J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 207402
- [5] Tao H., Bingham C M, Pilon D, Fan K, Strikwerda A C, Shrekenhamer D, Padilla W J, Zhang X, Averitt R D 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 225102

- [6] Yuan Y, Bingham C, Tyler T, Palit S, Hand T H, Padilla W J, Jokerst N M, Cummer S A 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 191110
- [7] Huang L, Chowdhury D R, Ramani S, Reiten M T, Luo S N, Taylor A J, Chen H T 2012 *Opt. Lett.* **37** 154
- [8] Chen H T 2012 *Opt. Express* **20** 7165
- [9] Liu X, Starr T, Starr A F, Padilla W J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 207403
- [10] Zhou Q L, Zhang C L, Mu K J, Jin B, Zhang L L, Li W W, Feng R S 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 101106
- [11] Wang G Q, Shen J L, Jia Y 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 013106
- [12] Gu C, Qu S B, Pei Z B, Xu Z, Liu J, Gu W 2011 *Chin. Phys. B* **20** 017801
- [13] Wen Q Y, Zhang H W, Xie Y S, Yang Q H, Liu Y L 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 241111
- [14] Du Q J, Liu J S, Wang K J, Yi X N, Yang H W 2011 *Chinese. Phys. Lett.* **28** 014201
- [15] Li H, Yuan L H, Zh B, Shen X P, Cheng Q, Cui T J 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 014909
- [16] Kollatou T M, Dimitriadis A I, Assimonis S D, Kantartzis N V, Antonopoulos C S 2013 *Prog. Electromagn. Res.* **136** 579
- [17] Ye Q W, Liu Y, Lin H, Li M H, Yang H L 2012 *Appl. Phys. A* **107** 155
- [18] Shen X, Yang Y, Zang Y, Gu J, Han J, Zhang W, Cui T J 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 154102
- [19] Park J W, Van T P, Rhee J Y, Kim K W, Jang W H, Choi E H, Chen L Y, Lee Y P 2013 *Opt. Express* **21** 9691
- [20] Shen X P Cui T J, Ye J X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 058101 (in Chinese)[沈晓鹏, 崔铁军, 叶建祥 2012 物理学报 **61** 058101]
- [21] Liu Y H, Fang S L, Gu S, Zhao X P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 134102 (in Chinese)[刘亚红, 方石磊, 顾帅, 赵晓鹏 2013 物理学报 **62** 134102]
- [22] Huang X J, Yang H L, Yu S Q, Wang J X, Li M H, Ye Q W 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 213516
- [23] Jiang Z H, Yun S, Toor F, Werner D H, Mayer T S 2011 *ACS Nano* **5** 4641
- [24] Li M H, Yang H L, Hou X W, Tian Y, Hou D Y 2010 *Prog. Electromagn. Res.* **108** 37
- [25] Zhang B X, Zhao Y H, Hao Q Z, Kiraly B, Khoo I C, Chen S F, Huang T Jun 2011 *Opt. Express* **19** 15221
- [26] Huang L, Chen H 2011 *Prog. Electromagn. Res.* **113** 103
- [27] Hu F R, Wang L, Quan B G, Xu X L, Li Z, Wu Z A, Pan X C 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 195103
- [28] Shen X P, Cui T J, Zhao J M, Ma H F, Jiang W X, Li H 2011 *Opt. Express* **19** 9401
- [29] Padilla W J, Taylor A J, Highstrete C, Lee M, Averitt R D 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 107401
- [30] Kuznetsov S A, Paulish A G, Gelfand A V, Lazorskiy P A, Fedorin V N 2012 *Prog. Electromagn. Res.* **122** 93
- [31] O'Hara J F, Smirnova E, Azad A K, Chen H T, Taylor A J 2007 *Act. Passive Electron. Compon.* **2007**
- [32] Smith D R, Vier D C, Koschny T h, Soukoulis C M 2005 *Phys. Rev. E* **71** 036617

Study on a novel dual-band metamaterial absorber by using fractal Koch curves*

Ma Yan-Bing^{1)†} Zhang Huai-Wu¹⁾ Li Yuan-Xun¹⁾²⁾

1) (State Key Laboratory of Electronic Films and Integrated Devices, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

2) (Institute of Electronic and Information Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Dongguan 523808, China)

(Received 17 November 2013; revised manuscript received 11 February 2014)

Abstract

In this paper we present a novel dual-band metamaterial absorber (MA), which is composed of a periodically arranged 2nd order Koch curve array and a metal ground separated by a dielectric spacer. By employing the fractal characteristic of space-filling, more compact unit cell with a size reduction of 17.5% has been achieved as compared with the conventional square-shaped MA. The dual-band operation is not originated from the hybrid or stacked methods as reported before, but from the two distinct resonance modes of the 2nd order Koch curves induced by the incident electromagnetic wave, and can be realized within a single unit cell. Due to its rotationally symmetric pattern, the absorptivity of the above presented MA is insensitive to the polarization of the incident waves and can perform well in a wide range of incident angles. The effective medium theory has been employed to investigate the underlying physical mechanism of the fractal MA, and good agreements between simulation and experimental results have been achieved.

Keywords: metamaterials, absorber, fractal

PACS: 81.05.Xj, 42.25.Bs, 42.60.Da

DOI: 10.7498/aps.63.118102

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60721001, 51132003, 61171047), the National Natural Science Foundation for Youth of China (Grant No. 61001025), and the National Programs for Science and Technology Development of Guangdong Province, China (Grant No. 2010B090400314).

† Corresponding author. E-mail: mayanbing_uestc@163.com