

基于等面积变换的微波吸收超材料可调谐机制研究*

肖群¹⁾ 贺龙辉^{1)†} 李宇涵^{2)†} 刘东昊¹⁾ 蔡博洋¹⁾ 张学军^{3)†} 唐一波⁴⁾

1) (湖南工商大学微电子与物理学院, 长沙 410205)

2) (湖南文理学院数理学院, 常德 415000)

3) (湖南财政经济学院计算机与人工智能学院, 长沙 410205)

4) (邵阳学院信息科学与工程学院, 邵阳 422099)

摘要

微波超材料的吸波性能调控往往受限于外部有源激励条件。为突破外部条件的局限性, 本文设计了一种基于三角形等底等高则等面积变换的柔性超材料吸波体, 对该吸波体施以水平拉伸力时可实现吸收峰的调谐功能。从图案层为直角三角形开始, 随着拉伸长度的增加, 吸收频率发生蓝移现象, 吸收峰强度逐渐增强; 当图案层变为等腰三角形时, 超材料吸波体在 5.636 GHz 处的吸收率达到峰值 99%, 与实验测试结果基本一致。为探究基于等面积变换的微波超材料吸收频点可调控的物理机制, 分别构建了由电磁场分布特征决定的谐振电路模型和由结构尺寸特征决定的等效电路模型。两类电路模型计算出的吸收频点均与全波电磁仿真软件计算出的吸收频点符合较好, 表明等面积变换引起的电磁场分布重构与极化电荷积累效应是调控吸波性能的核心机制。本文结果可为微波吸收超材料的结构设计可与可调谐机制研究提供参考与借鉴。

关键词: 超材料, 等面积变换, 吸波性能, 可调谐机制

PACS: 78. 67. Pt, 62. 20. F-, 78. 20. Ci, 77. 84. Lf

基金: 国家自然科学基金(批准号: 62101186)、湖南省教育厅科学研究项目(批准号: 24A0438, 23C0293)、湖南省自然科学基金(批准号: 2026JJ50522, 2020JJ5017)、湖南工商大学“数智+”学科交叉研究项目(批准号: 2023SZJ12)、湘江实验室项目(批准号: 23XJ03005)和湖南省研究生科研创新项目(批准号: CX20251692)资助的课题。

† 通信作者. Email: hlh881219@163.com yuhanliph@huas.edu.cn
zhangxuejun@hufe.edu.cn

1 引言

超材料是一种可以在亚波长尺度调控入射电磁波的人造材料,能够对特定频点电磁波实现负折射率^[1]、负介电常数^[2]和负磁导率^[3],表现出独特的电磁响应特性。通过对超材料结构单元的图案构型、几何尺寸以及介质层材料的电磁参数进行优化,调控超材料的电磁响应特性,提高电磁超材料的微波吸收性能^[4,5]。超材料吸波体^[6-8]凭借独特的电磁响应和灵活的结构设计,可对特定频段电磁波实现强吸收,在电磁屏蔽^[9]、隐身技术^[10]和噪声抑制^[11]等领域具有重要的应用价值。在超材料吸波体领域^[12-15],Landy 等人^[16]在 2008 年首次提出了由金属开缝环、FR4 基板和金属线构成的“三明治”结构完美吸波体。该超材料吸波体的结构单元由两个谐振器组成,它们分别与电场和磁场耦合,从而吸收入射电磁波。超材料吸波体通常是静态吸收的,这意味着超材料的电磁吸收性能在样品制备完成后难以进行动态调整,限制了超材料的应用范围。因此实现吸收性能的动态调控及探明其调控机制至关重要。

目前,研究人员提出了多种调谐方法,通过在超材料设计中集成相变材料(如二氧化钒)^[17-20]、液晶^[21,22]、二维材料(如石墨烯)^[23]、微机电系统^[24-26]、光敏半导体^[27,28]等功能材料或器件,从而实现其电磁波吸收特性被外部激励实时调控。Geng 等人^[29]提出了一种基于石墨烯的超薄动态可调吸波体,在微波频段实现频率连续可调。该结构由周期性石墨烯夹层(GSS)与贴片集成,改变外加偏置电压,设计的吸收器可提供动态可调的工作频率,范围为 13.9~16.4 GHz,且吸收率保持在 92%以上。Wang 等人^[30]提出了一种基于二氧化钒相变材料的热开关超材料吸收体,通过将二氧化钒作为可切换单元嵌入方形金属环结构,实现了在微波频段吸收频率的热控重构。在室温下(二氧化钒处于绝缘态),吸收峰位于 6.8 GHz;当温度升高至二氧化钒相变温度以上时,二氧化钒转变为金属态,吸收峰移至 7.3 GHz。Wang 等人^[31]提出了一种基于石墨烯超表面的偏振不敏感、频率与幅度独立可调谐的透明柔性微波吸波体,分别对图案化石墨烯频率调谐层和连续石墨烯幅度调谐层施加独立偏压,在外加电压的驱动下实现了吸收频率从 9.8 GHz 变化到 11.3 GHz 与反射幅度即调制深度大于 40 dB 的动态独立调控。然而,上述调谐方法本质上仍依赖于外部电源、热源及复杂的多路偏置电路,增加了系统复杂度、能耗及布线难度,限制了适用性。

本文提出一种基于等面积变换的微波吸收超材料可调谐机制,利用柔性介质基板 PDMS 的形变特性,在拉伸介质过程中保持谐振单元关键区域的等效面积

恒定,通过改变超材料图案层的几何参数实现吸波体吸收峰的动态调控。结合有限元仿真与实验验证,当拉伸柔性介质层改变金属图案,随着拉伸长度增加,吸收峰向高频方向移动,且其吸收强度逐渐增强。当图案层形变为等腰三角形时,吸波体在 5.636 GHz 处达到吸收峰值 99%,实现了完美吸收。为深入探究基于等面积变换的微波超材料吸收峰频点实现可调控的物理机制,本文搭建了两种电路模型。其一是由电磁场分布特性所确定的谐振电路模型,其二是由结构尺寸特征所决定的等效电路模型。通过基于电磁场分布特征构建谐振电路模型开展计算,所得到的谐振频点与电磁仿真结果呈现出良好的一致性;同时基于结构尺寸特征所决定的等效电路模型通过 ADS(Advanced Design System)电路仿真软件得到的谐振频点与电磁仿真结果符合良好。上述结果表明等面积变换所引发的电磁场分布重构以及极化电荷积累效应是该超材料调控吸波频点的主要机制。

2 结构设计与仿真方法

所设计的基于等面积变换的柔性可调谐超材料吸波体的结构与几何参数如图 1 所示。该超材料具有典型的金属-介质-金属三明治结构,从上到下依次为:金属铜三角形贴片阵列图案层(电导率 $\sigma_{Cu} = 5.96 \times 10^7 \text{ S/m}$)、聚二甲基硅氧烷(PDMS,介电常数 $\epsilon_{PDMS} = 2.7$)层、底部铜金属层。 P 为超材料单元结构周期尺寸, G 为三角形贴片的底边长, H 为三角形贴片的高, a 为三角形顶点与底部左顶点的水平偏移, d 为 PDMS 介质层的厚度, t 为金属层的厚度。

该结构基于时域有限差分法(CST Studio Suite)对所设计的吸波材料的几何结构与尺寸进行优化。采用两对主从边界条件作为周期边界,只需构建一个单元即可模拟平面周期结构。在数值模拟中,入射波的传播方向设置为垂直于 x - y 平面。 x 、 y 方向同样采用周期性边界条件, z 方向采用完全匹配层边界条件,使用四面体自适应网格剖分。

优化超材料的结构参数,使其在 C 波段的吸收峰值达到最大。固定结构参数 P 、 G 、 H 、 d 、 t 调节形变参数 a ,得到吸波体的最大吸收率。经过优化的结构参数为: $P=20 \text{ mm}$, $G=18 \text{ mm}$, $H=18 \text{ mm}$, $d=0.7 \text{ mm}$, $t=0.025 \text{ mm}$, $a=9 \text{ mm}$ 。

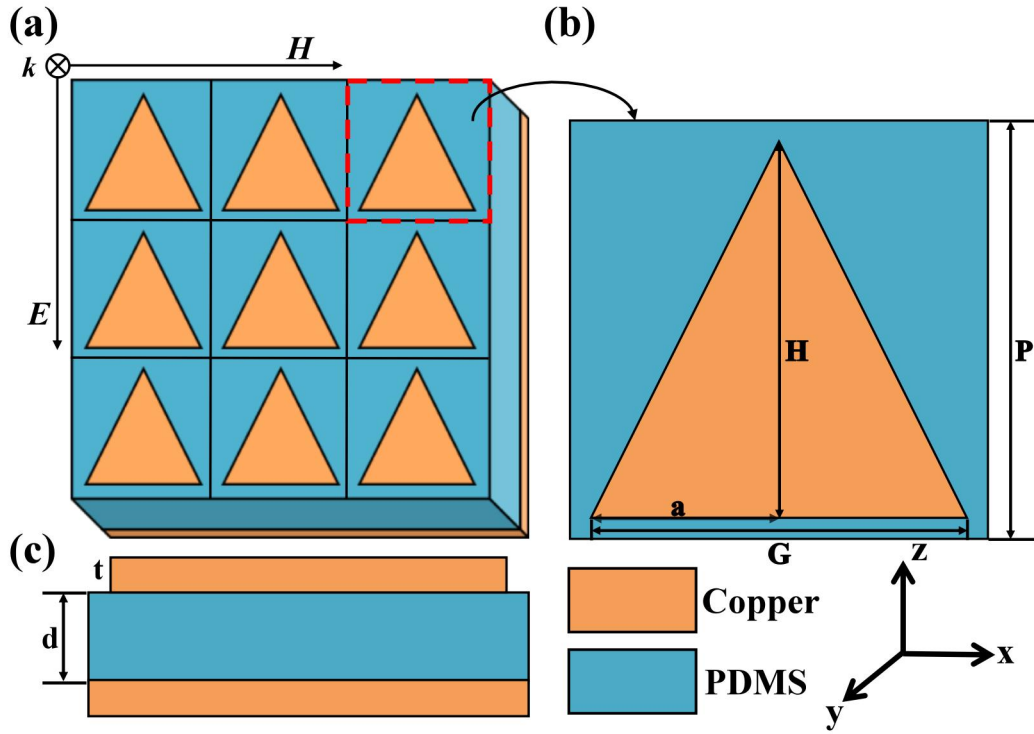


图 1 (a) 周期示意图; (b) 单元结构俯视图; (c) 单元结构侧视图

Fig.1. (a) Schematic of the periodicity; (b) Top view of the unit structure; (c) Side view of the unit structure.

3 仿真分析与实验测试

当图案层为等腰三角形时，即当形变参数 $a = 9 \text{ mm}$ 时，超材料吸波体在 C 波段的吸收率达到峰值。所设计的基于等面积变换的柔性介质材料可调谐超材料的吸收率仿真结果如图 2(a) 所示，该结构的吸收率 A 可以表示为：

$A = 1 - R - T = 1 - S_{11}^2 - S_{21}^2$ ，其中 R 和 T 分别表示吸波体的反射率和透射率， S_{11} 和

S_{21} 分别表示反射系数和透射系数。由于吸波体的底层是完整金属板，吸波体的透射率为 0。由图 2(a) 可知，在 5.636 GHz 频点处，吸波体的反射率趋于 0，对

应地，吸收率则趋于 1，说明该超材料具备对单一频点入射电磁波实现强吸收的能力。为深入探究其吸收机制，使用 S 参数分别对该复合结构的相对阻抗、等效

复介电常数以及复磁导率进行了计算，结果如图 2(b)、(c) 和 (d) 所示。

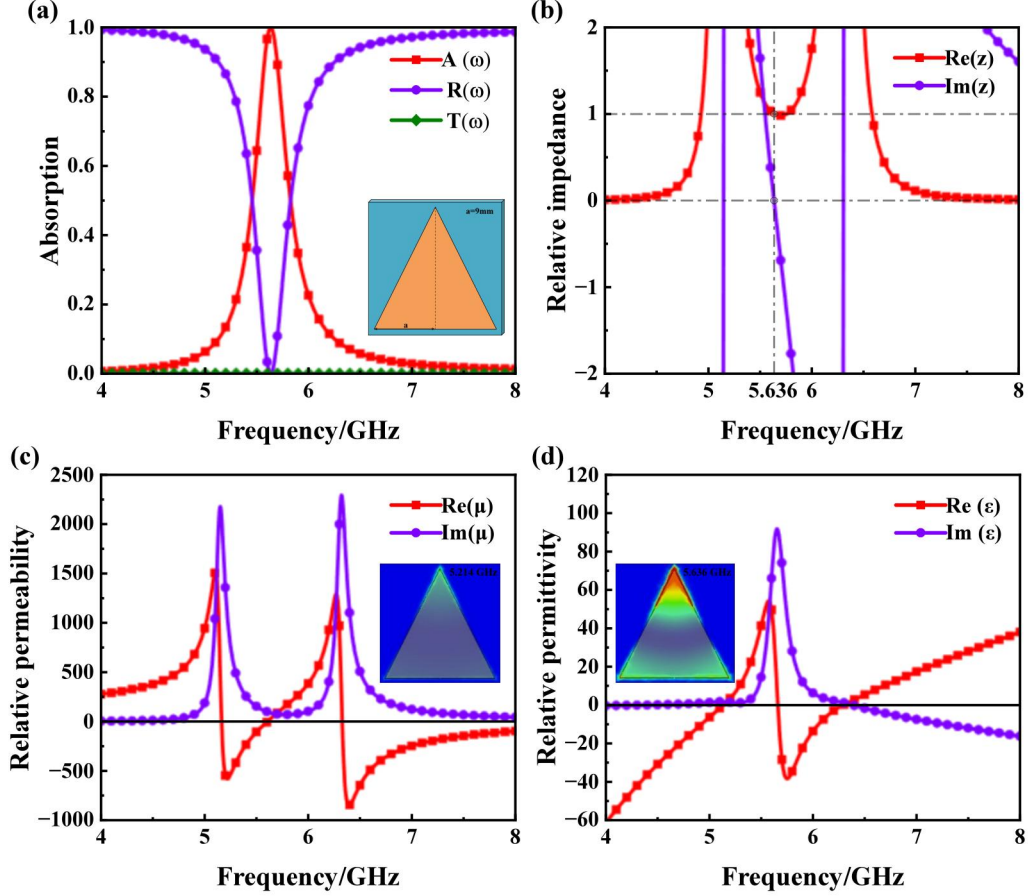


图 2 $a = 9$ mm 三角形结构超材料吸波体仿真结果: (a) 吸收率, 反射率和透射率频谱; (b-d) 相对阻抗, 相对磁导率和相对介电常数频谱

Fig.2. Simulation results of the triangular structure metamaterial absorber with $a = 9$ m m: (a) Spectra of absorption, reflection, and transmission; (b-d) Spectra of relative impedance, relative permeability, and relative permittivity.

应用阻抗匹配理论对所设计的超材料吸波体($a = 9$ mm)单频点强吸收特性进行分析, 以 Z_0 代表自由空间的本征阻抗(120π), Z_{in} 表示该超材料吸波体的输入阻抗, 定义 $Z_r = Z_{in}/Z_0$ 为相对阻抗^[32,33]。利用 S 参数可算得该超材料吸波体的相对折射率 n 及输入阻抗 Z_{in} , 计算公式^[34]如下:

$$n = \frac{1}{kd} \cdot \left(\arccos \left(\frac{1 - S_{11}^2 + S_{21}^2}{2S_{21}} \right) + 2m\pi \right), \quad (1)$$

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

其中 k 代表波矢量, d 表示吸波体的厚度, S_{11} 和 S_{21} 分别为反射系数和透射系数, m 是为处理反余弦函数的多值性而引入的整数, Z_{in} 为输入阻抗。图 2(b) 所呈现的结果表明, 在 5.636 GHz 频点附近, 吸波体的相对阻抗的实部为 1、虚

部为 0，相对阻抗值 Z_r 为 1，说明所设计的超材料结构的相对阻抗在该频点处与自由空间阻抗达成匹配，电磁波能够进入该吸波体结构内部。

利用相对折射率 n 以及输入阻抗 Z_{in} ，能够进一步获得吸波体的有效介电常数和有效磁导率，计算式^[35,36]如下：

$$\epsilon_{eff} = \frac{n}{Z_{in}}, \quad (3)$$

$$\mu_{eff} = n \cdot Z_{in}. \quad (4)$$

由图 2(c)和(d)可以看出，在 5.214 GHz 和 5.636 GHz 这两个频点上，该结构的相对磁导率与相对介电常数的实部值分别为-579.9 和-38.3 均表现为负值，相对磁导率和相对介电常数的虚部则达到极大值，说明该结构在这两个特定频点分别引发了磁谐振与电谐振。值得注意的是，由图(a)可知，在电谐振频点处，该结构对电磁波的吸收率接近 1；由图(c)和(d)中的能量损耗密度插图可以看出，损耗密度主要集中分布在金属三角形结构顶端，与电场分布相似，且 5.636 GHz 频点处的能量损耗密度明显高于 5.214 GHz 频点处的能量损耗密度。由此可以推断，该结构对电磁波的强吸收作用主要基于电谐振机制。

所设计的超材料吸波体选用 PDMS 弹性体作为介质层材料，该材料兼具优异拉伸性能。可通过拉伸 PDMS 弹性体的方式，改变金属谐振单元的几何形状，从而实现对吸收峰的强度及对应频点的动态调节。值得注意的是，在调控过程中图案层面积保持恒定。

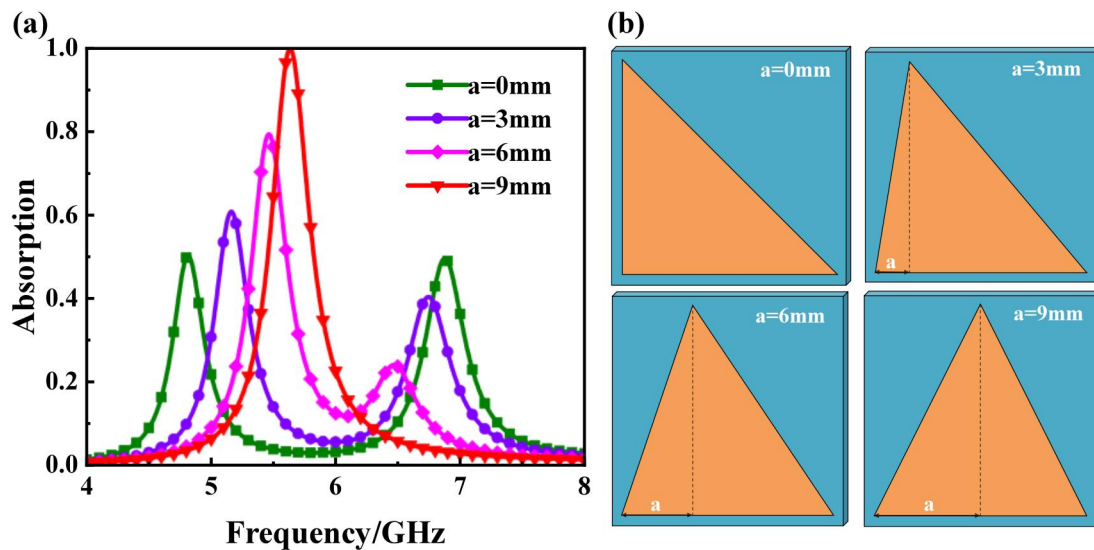


图 3 (a) 不同形变参数对应的吸收率频谱；(b) 不同形变参数对应的单元结构示意图

Fig.3. (a) Absorption spectra corresponding to different deformation parameters; (b) Schematic diagrams of unit structures corresponding to different deformation parameters.

图 3 为基于等面积变换不同拉伸程度下吸波体的吸收频谱，图案层的形变由形变参数 a 描述。随着 a 值的增加，吸收峰对应频点发生蓝移，吸收峰的强度也逐渐增大，当图案层为等腰三角形即 $a = 9 \text{ mm}$ 时， 5.636 GHz 的入射波被该超材料吸波器完全吸收。图案层由于拉伸而发生形变，吸波体在形变过程中呈现良好的可调谐特性。

为验证仿真结果，采用高精度激光刻蚀制备了尺寸为 $200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ 的超材料吸波体样品。使用弓形微波暗室测试系统测量超材料样品的反射损耗，经过数据处理后绘制出材料吸波特性的变化曲线，主要测量设备包含矢量网络分析仪 (Agilent N5230A) 及两对宽带喇叭天线。吸收率随频率变化的曲线如图 4 所示。

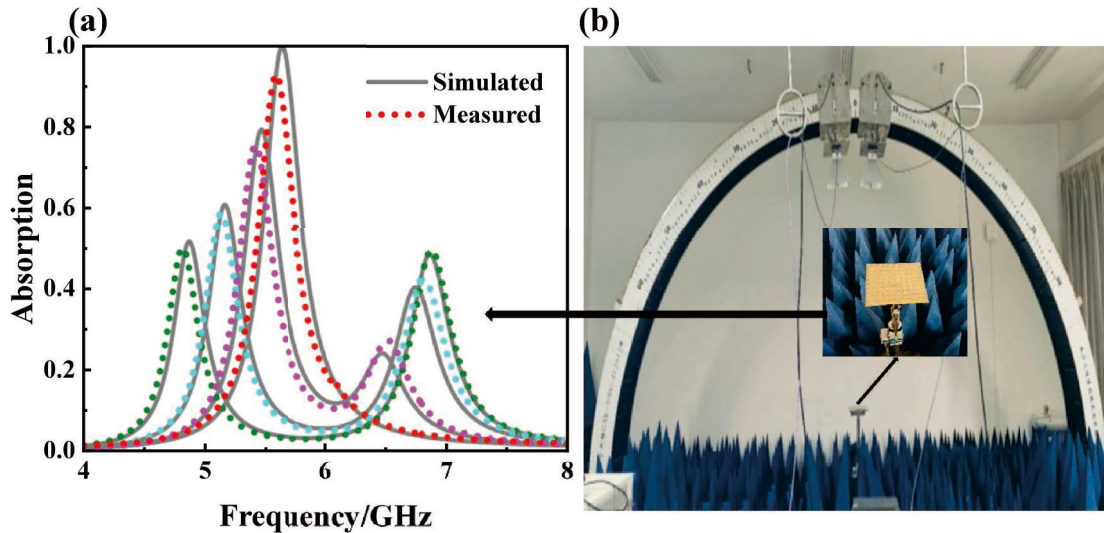


图 4 (a) 仿真与测量的吸收性能对比图；(b) 弓形法测试场景图

Fig.4. (a) Comparison of simulated and measured absorption curves; (b) Test scenario diagram of the bow-method.

图 4(a)为吸波性能仿真结果与测量结果的对比图，当水平偏移量 $a=0 \text{ mm}$ 、 $a=3 \text{ mm}$ 和 $a=6 \text{ mm}$ 时，低频点 $f_{01} = 4.856 \text{ GHz}$ 、 $f_{02} = 5.160 \text{ GHz}$ 、 $f_{03} = 5.504 \text{ GHz}$ 在实测中向低频方向偏移，且谐振峰值略低于仿真值；高频点 $f_{01-2} = 6.940 \text{ GHz}$ 、 $f_{02-2} = 6.740 \text{ GHz}$ 、 $f_{03-2} = 6.512 \text{ GHz}$ 在实测中向高频方向偏移，且谐振峰值略高于仿真值。当水平偏移量 $a=9 \text{ mm}$ 时，实测的唯一谐振峰略低于仿真值 $f_{04} = 5.636 \text{ GHz}$ 处的吸收率且频点向更低频率偏移，导致频带整体向低频方向偏移，不过实测数据的总体走向与仿真结果大致相符。

该超材料吸波体的吸收率实测值低于仿真值，工作频段内的吸收峰值和仿真

预期相比存在大约 5% 的偏差。实测与仿真的偏差主要来源于三个方面：（1）基底形变非均匀性，机械夹具边缘应力集中导致 PDMS 应变分布不均匀，引起谐振峰展宽及低频偏移；（2）边界效应，有效阵列引入边缘辐射损耗，使测得吸收峰值低于仿真值；（3）加工时使用强胶粘连铜膜与 PDMS 时导致厚度略有变化，实际 PDMS 介电常数偏差使得频点有所偏移。但实测值仍保持 90% 的吸收率，能够实现较好的吸收，从而验证了仿真设计的有效性。

4 电路模型构建与调谐机制分析

为研究在不改变图形面积的前提下，通过机械拉伸弹性介质层 PDMS 改变图案层形状，从而调控吸波体的强吸收峰的物理机制，分别绘制了不同形变参数 a 对应的不同图案层吸波体在 $f_{01}, f_{02}, f_{03}, f_{04}$ 四个频点处的电场强度和磁场强度分布俯视图。由图 5 可知，电场主要分布在三角形贴片上顶角附近，磁场主要分布在三角形贴片边沿附近，通过对比分析磁场分布图与电场分布图，可清晰观察到二者响应方向呈现正交特性。这一现象源于入射电磁波中电场矢量与磁场矢量的固有正交关系。值得注意的是，磁场的响应具有双重性：一方面源于入射波的磁场分量作用，另一方面则来自超材料几何结构对电场分量的耦合响应。两种响应场在空间域形成叠加耦合效应，经电谐振与磁谐振的协同作用，最终在吸波结构中激发出显著的能量耗散机制，从而有效提升了超材料对电磁波的吸收效能。

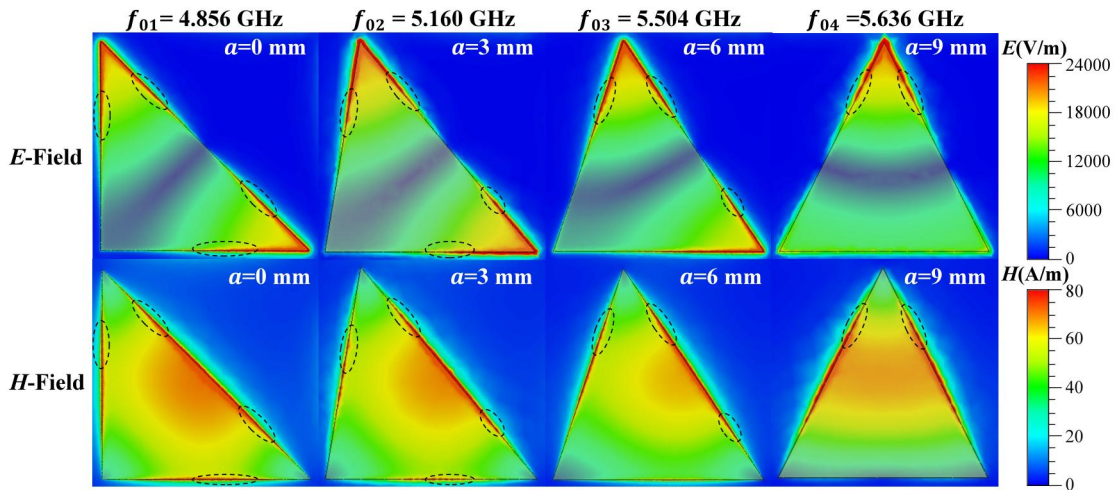


图 5 不同形变参数 a 所对应的电场和磁场强度

Fig.5. Electric and magnetic field intensities corresponding to different deformation parameters a .

此外， $f_{01}, f_{02}, f_{03}, f_{04}$ 4 个强吸收峰频点处的电场和磁场主要分布在介电层中且存在重叠。本文研究的金属三角形结构中，并不是整个三角形都起作用，其强

吸收峰频点对应的电磁和磁场主要沿三角形边缘分布,在图 5 中,将电场和磁场的集中分布重叠区域用黑色虚线框表示,故可将这一区域的金属图案层、介质层、底部金属板等效为平行板电容器(C)和长直线导线电感器(L)。根据 $L-C$ 谐振电路理论,设 l 为构成电容器和电感的导线长度(单位: m),则平行板电容器的电容 C 与长直线导线电感器的电感 L 可以由下式计算:

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \frac{bl}{d}, \quad (5)$$

$$L = \frac{\mu_0 \mu_r l}{\pi} \cdot \left[\ln \left(\frac{d}{r} \right) + \frac{1}{4\mu_r} \right], \quad (6)$$

式中 ε_0 表示真空介电常数, ε_r 表示相对介电常数, μ_0 表示真空磁导率, μ_r 表示相对磁导率, b 表示导线宽度, d 表示介质层厚度, r 表示导线的等效半径。介质层厚度 $d = 0.7 \times 10^{-3} \text{ m}$, 长直载流导线的横截面半径

$$r = \sqrt{\frac{S_{\text{金属线截面}}}{\pi}} = \sqrt{\frac{0.025 \times 10^{-3} \cdot b}{\pi}} \approx 6.3 \times 10^{-5} \text{ m} \text{ 满足近似条件: } d \gg r。$$

从图 5 所呈现的电磁场分布特征来看,金属贴片间隙区域的电场与磁场呈现显著的非均匀分布特性,局部甚至存在零场强区。基于空间场分布的不完整性,提出实际等效电路参数与理想模型参数的修正关系:金属贴片间形成的实际等效电容 C_e 与等效电感 L_e 数值均低于理想计算模型值(C 、 L),提出等效修正因子 $k_0 = k_c \cdot k_l$, 其中 $k_c = \frac{C_e}{C}$, $k_l = \frac{L_e}{L}$ 。 k_0 值越接近于 1 说明 $L-C$ 谐振电路模型拟合程度越高。

在 $L-C$ 谐振电路中,谐振频率 f 与等效电容值 C_e 、等效电感值 L_e 的关系式为:

$$f = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{L_e \cdot C_e}}, \quad (7)$$

综合以上各式可以得到第 i 个谐振频率的表达式为:

$$f_i \approx \frac{c}{2\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{k_0 \varepsilon_r \mu_r}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{b}{d} \cdot \left[\ln \left(\frac{d}{r} \right) + \frac{1}{4\mu_r} \right]}} \cdot \frac{1}{l_i}. \quad (8)$$

其中 l_i 表示第 i 个谐振频点对应的电容器和电感的导线有效长度。利用(8)式可得吸波体的谐振频点,取 $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$, $b = 5 \times 10^{-4} \text{ m}$, $d = 7 \times 10^{-4} \text{ m}$,

$r \approx 6.3 \times 10^{-5} \text{ m}$ 计算结果如表 1 所列。

表 1 吸波体谐振频点的谐振电路模型计算值

Table 1. Calculated values of equivalent circuit model for the absorber at resonant frequencies.

编号 i	等效电磁参数谐	等效电容器/ 电感线长度	修正因子 $k_0 = 1$		f_{0i} 与 f_i 的 相对误差
	振频点 f_{0i}/GHz	l_i/m	时近似谐振频点 f_i/GHz	修正因子 k	
1	4.856	7.8×10^{-3}	4.795	0.98	1.26%
2	5.160	7.2×10^{-3}	5.195	1.01	0.68%
3	5.504	6.8×10^{-3}	5.501	0.99	0.05%
4	5.636	6.6×10^{-3}	5.667	1.01	0.55%

由上述计算结果可以发现, 三角形贴片边沿区域的电场与磁场的集中分布区域可等效为平行板电容器 C 与长直载流导线电感器 L , 不同尺寸的金属线可构成谐振频率 f 各异的 $L-C$ 谐振电路。计算结果表明, 基于 $L-C$ 谐振电路理论计算得到的谐振频点与仿真所得的谐振频点具有较好的吻合性。如图 6 所示, 在电谐振频率 5.636 GHz 处, 正负电荷集中分布在金属三角形尖端边缘两侧, 形成偶极状分布, 这直接证明了该处存在强烈的正负极化电荷积累。当对 PDMS 介质基底施以水平方向的机械拉伸时, 基底发生弹性形变, 带动紧密贴合于其上的金属贴片结构产生几何形状的改变而不改变图案面积。不同形状的金属谐振器能够对不同频点的入射电磁波产生响应, 表明等面积变换引起的电磁场分布重构与极化电荷积累效应是调控吸波性能的核心机制, 实现了吸波体吸收峰的可调谐。

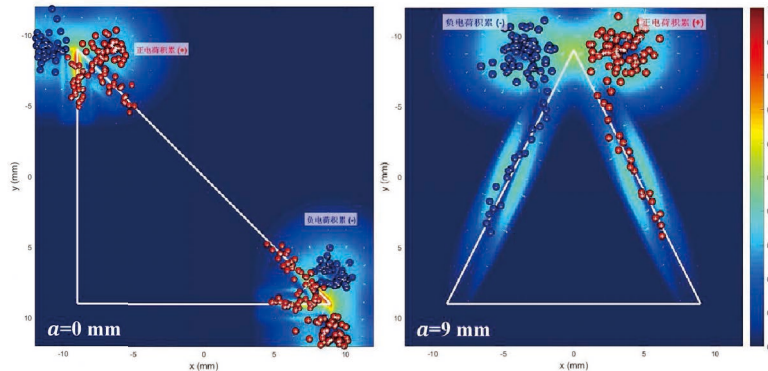


图 6 $a=0 \text{ mm}$ 和 $a=9 \text{ mm}$ 时的电荷分布

Fig.6. Charge distribution at $a=0 \text{ mm}$ and $a=9 \text{ mm}$.

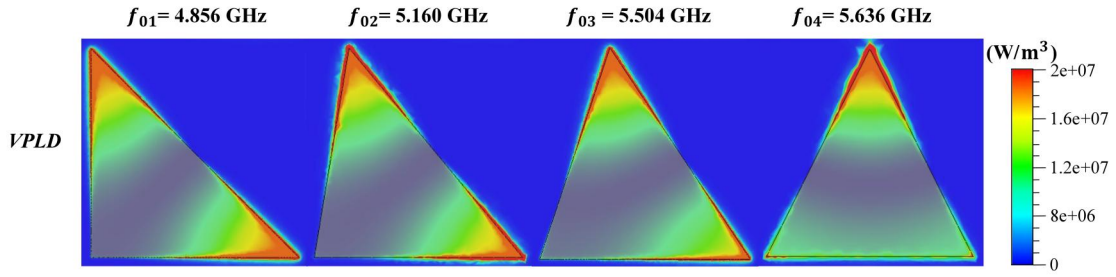


图 7 不同形变参数所对应吸波体的体积损耗密度(VPLD)

Fig.7. Volume Power Loss Density (VPLD) of the absorbers corresponding to different deformation parameters.

此外，所设计的吸波体在不同形变下 $f_{01} = 4.856 \text{ GHz}$, $f_{02} = 5.160 \text{ GHz}$, $f_{03} = 5.504 \text{ GHz}$, $f_{04} = 5.636 \text{ GHz}$ 对应的体积功率损耗密度分布如图 7 所示。将图 5 与图 7 比较，发现体积功率损耗密度分布与电场相似，说明介质损耗是电场的主要衰减因素，具体损耗机制是电偶极子相对于入射交变电场的旋转迟滞。

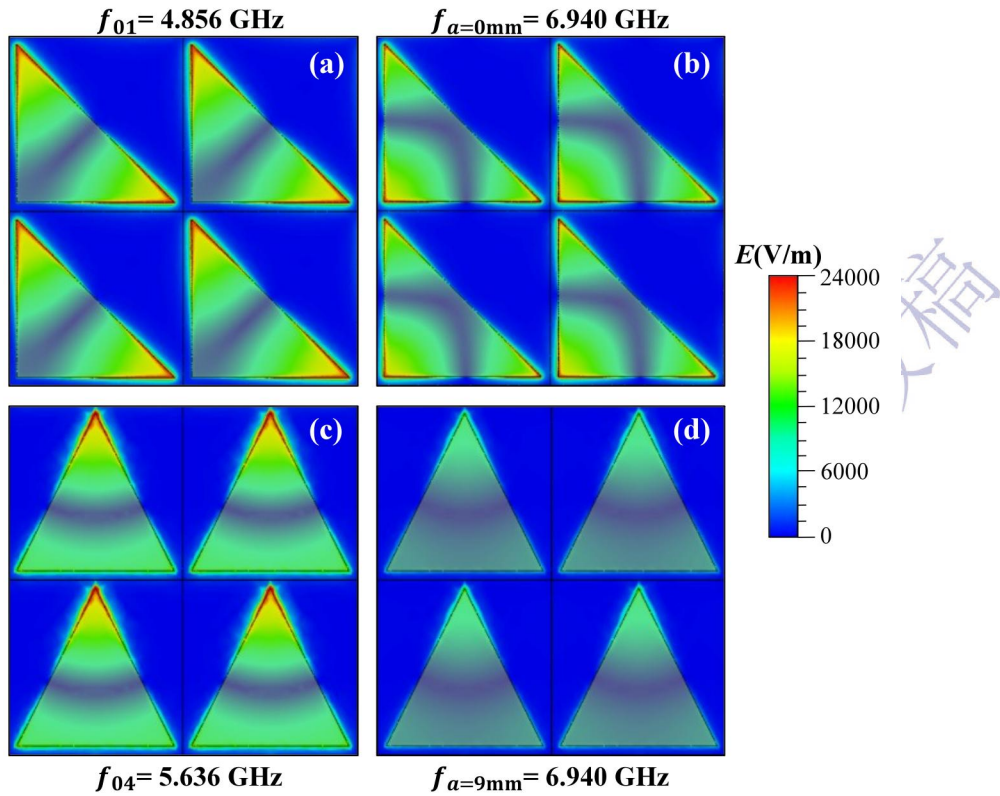


图 8 $a = 0 \text{ mm}$ 和 $a = 9 \text{ mm}$ 时超材料吸波体在不同频点处的电场

Fig.8. Electric field distribution of the metamaterial absorber at different frequency points when $a=0 \text{ mm}$ and $a=9 \text{ mm}$.

图 8 是金属直角三角形和等腰三角形分别对应的谐振峰 $f_{01} = 4.856 \text{ GHz}$, $f_{04} = 5.636 \text{ GHz}$ 以及直角三角形对应的另一谐振峰 $f_{a=0\text{mm}} = 6.940 \text{ GHz}$ (对于 $a = 9 \text{ mm}$ 的等腰三角形在这个频点 $f_{a=9\text{mm}} = 6.940 \text{ GHz}$ 处无谐振峰) 处的电场强度分

布俯视图。随着形变参数 a 的变化，低频段谐振峰发生明显变化；拉伸过程中当金属图案偏离中心对称时，在高频段衍生出新的谐振峰。对于 $a = 0 \text{ mm}$ 的直角三角形，如图 8(a)和(b)所示，在 $f_{01} = 4.856 \text{ GHz}$, $f_{a=0\text{mm}} = 6.940 \text{ GHz}$ 频点处，在低频峰对应的频率点处激发时，电场强度主要集中在三角形的尖端，相邻单元之间存在一定的电磁耦合以及结构形状的水平不对称性，故存在两个低频和高频的谐振峰即 $f_{01}, f_{a=0\text{mm}}$ ；对于 $a = 9 \text{ mm}$ 的等腰三角形，如图 8(c)和(d)所示，(c)与(d)分别在 $f_{04} = 5.636 \text{ GHz}$, $f_{a=9\text{mm}} = 6.940 \text{ GHz}$ 频点处的电场强度分布俯视图，在合并后的单峰频率点处激发，电场强度主要集中在三角形的顶端，由于结构的水平对称性，在相同频点 $f_{a=9\text{mm}} = 6.940 \text{ GHz}$ 处电场强度较弱，故对于 $a = 9 \text{ mm}$ 的等腰三角形只存在单峰。总而言之，从 $a = 0 \text{ mm}$ 的双峰到 $a = 9 \text{ mm}$ 的单峰的演变，其核心原理是机械形变诱导的谐振模式耦合。通过拉伸改变结构几何，使得两个原本独立谐振模式的共振频率相互靠近，并且它们的电场分布发生重叠和相互作用，最终通过“强耦合”合并为一个新的单一谐振模式。

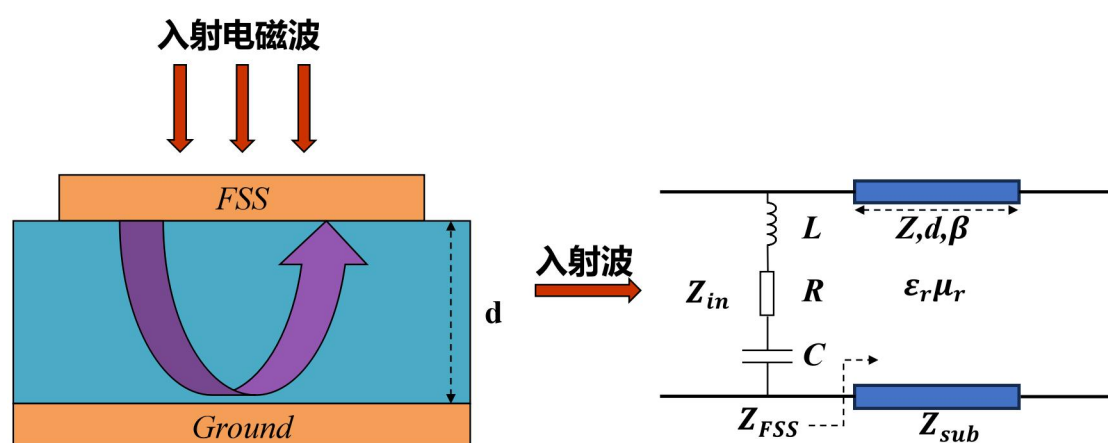


图 9 基于结构尺寸特征所构建的等效电路模型

Fig.9. Equivalent circuit model constructed based on structural dimensional features.

使用 RLC 元件构建等效电路，模拟超材料吸波体的三层结构。超材料的图案层通常可等效为电阻、电容及电感元件组成的串联网路，底层则由金属反射板与介质基板共同构成终端短路形式的传输线结构。当电磁波入射至金属结构时，与电场方向平行的金属边缘会形成等效电感，而与电场垂直的金属条带间隙则因电压差产生电容效应。调节环形金属结构的边长、宽度及间距，能够实现等效电容与电感值的调控。当电磁波入射到吸波器表面时，将损耗层 FSS 等效为 RLC 串联电路，介质层则等效为传输线，如图 9 所示。

根据传输线理论^[37],

$$Z_{sub} = jZ \tan(\beta d), \quad (9)$$

式中 Z 、 β 、 d 分别表示介质层的特性阻抗、传播常数和厚度。 Z_{in} 为 Z_{sub} 和 Z_{FSS} (频率选择表面的阻抗) 的并联等效阻抗, 可计算为:

$$Z_{in} = \frac{Z_{sub} \cdot Z_{FSS}}{Z_{sub} + Z_{FSS}}, \quad (10)$$

对于反射型超材料吸波体, 由于超材料底部为完整的反射背板, 入射电磁波无法透射即 S_{21} 为 0。根据阻抗匹配理论, 当整个结构的输入阻抗 Z_{in} 等于自由空间的特征阻抗 Z_0 ($120\pi \approx 377\Omega$) 时, 不存在反射波。在这种情况下, 所有入射电磁波都将进入超表面并被吸收。对于图 9 所示的超表面, 根据式(9)-(10), 若($a = 9 \text{ mm}$ 时)电磁参数与介质基板的厚度确定, 则输入阻抗 Z_{in} 只与频率选择表面的阻抗 Z_{FSS} 相关联。由于 $S_{21} = 0$, 那么(2)式可以表示为: $Z_{in} = \frac{1+S_{11}}{1-S_{11}}$, 则输入阻抗 Z_{in} 与频率选择表面阻抗 Z_{FSS} 的关系可表示为:

$$Z_{FSS} = Z_0 \cdot \frac{1+S_{11}}{1-S_{11}}, \quad (11)$$

通过该式可计算出每个频点对应的表面阻抗值, 对于 $a = 9 \text{ mm}$ 的等腰三角形, 在谐振频点 f_{04} 处, 表面阻抗的虚部趋近于零, 其实部即为等效电阻:

$$R = \text{Re}(Z_{FSS}) \Big|_{f=f_{04}}, \quad (12)$$

电抗分量 $X = \text{Im}(Z_{FSS})$ 对角频率 $\omega = 2\pi f$ 的导数与电感的关系为 $dX/d\omega = 2L$, 可采用中心差分法计算谐振频点处的导数, 则电感计算式为:

$$L = \frac{1}{2} \cdot \frac{X(\omega_{i+1}) - X(\omega_{i-1})}{\omega_{i+1} - \omega_{i-1}}, \quad (13)$$

利用谐振条件 $\omega^2 = 1/(LC)$ 可得到电容的表达式:

$$C = \frac{1}{\omega^2 L}. \quad (14)$$

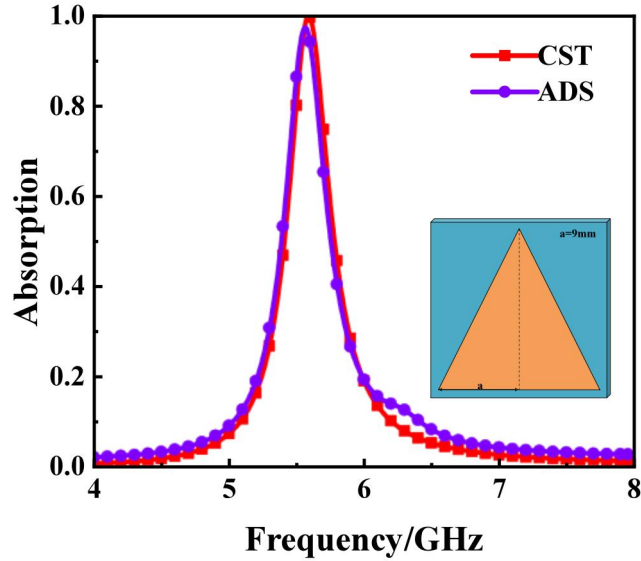


图 10 CST 仿真结果与 ADS 仿真结果对比

Fig.10. Comparison between CST simulation results and ADS simulation results.

通过 CST 仿真获取的 S 参数代入(11)式计算, 先后通过(12)-(14)式计算提取得到等效电路集总参数为 $R = 378 \Omega$, $L = 322.7727 \text{ nH}$, $C = 0.0025 \text{ pH}$ 。我们借助 ADS 电路仿真软件搭建等效电路, 将提取的 RLC 参数代入等效电路模型, 计算出 S_{11} 曲线后反演得到吸收率。仿真得到的吸收率曲线如图 10 所示, 可以发现, 所设计电路的吸收效率在整个 C 波段内与 CST 仿真结果基本一致, 偏差主要源于等效电路建模过程中未考虑介质基板的介电损耗正切。整体而言, 通过等面积变换实现的结构参数与谐振频率之间的确定性对应关系得到了实验证实, 从而从等效电路层面阐明了该类吸收器的可调谐机制, 验证了等面积拉伸调谐的可行性。

表 2 与已有报道结果对比

Table 2. Comparison with previously reported results.

参考	调谐范围 (GHz)	调谐方式	能耗	结构复杂度	是否需外部激励
[29]	13.9~16.4	电调谐	高	高	需要
[30]	6.8~7.3	热调谐	高	高	需要
[31]	9.8~11.3	电调谐	高	高	需要
本文	4.8~6.9	机械调谐	低	低	不需要

为突出所设计的机械调谐吸收体的一些优势, 我们将本文方法与典型可调谐超材料调谐机制进行了对比, 对比维度包括: 调谐范围、调谐方式、能耗、结构复杂度、是否需外部激励。从表 2 可见, 本文设计的机械调谐有着无需外部激励、能耗低、结构简单等优点。

5 结论

本文提出并制备了一种基于等面积变换可调谐的三角形图案层吸波超材料。通过拉伸力改变图案层的几何形状，能够有效调控吸波体的吸收峰的频点。该吸波体通过调节形变参数 a ，可动态控制吸收峰的频点以及吸收强度，对于 $a = 9 \text{ mm}$ 的等腰三角形实现 99% 的高效吸收；基于 $L-C$ 谐振电路模型计算得到的谐振频点与电磁仿真所得的谐振频点基本一致；基于结构尺寸特征所决定的等效电路模型通过 ADS 电路仿真软件得到的结果与电磁仿真结果符合良好，表明等面积变换引起的电磁场分布重构与极化电荷积累效应是调控吸波性能的核心机制，实现了吸波体吸收峰的可调谐。

录用稿件，非最终出版稿

参考文献

- [1] Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77
- [2] Abdalla M A, Fouad M A, Elregeily H A, Mitkees A A 2012 *Prog. Electromagn. Res. C* **25** 55
- [3] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **47** 2075
- [4] Wang C, Li X F, Zhang S J, Wang R Z 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 117 (in Chinese) [王超, 李绣峰, 张生俊, 王如志 2024 物理学报 **73** 117]
- [5] Ge H Y, Li L, Jiang Y Y, Li G M, Wang F 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 439 (in Chinese) [葛宏义, 李丽, 蒋玉英, 李广明, 王飞 2022 物理学报 **71** 439]
- [6] Wang B X, Wang L L, Wang G Z, Huang W Q, Zhai X, Li X F 2014 *Opt. Commun.* **325** 78
- [7] Ahamed E, Faruque I R M, Mansor B F M, Lslam T M 2019 *Results Phys.* **15** 102530
- [8] Pang H Z, Wang X, Wang J L, Wang Z L, Liu S Y L T 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 321 (in Chinese) [庞慧中, 王鑫, 王俊林, 王宗利, 刘苏雅拉图 2021 物理学报 **70** 321]
- [9] Qin J F, Tong L F, He L, Liu X B, Tang X R 2023 *Nanotechnol. Rev.* **12** 0167
- [10] Xu Z X, Lin W G, Kong L D 2007 *Microw. Opt. Technol. Lett.* **49** 1616
- [11] Zhao X Z, Liu G Q, Xia D 2020 *Appl. Phys. Express* **13** 0786
- [12] Wang Y Z, Xu H X, Wang C H, Wang M Z, Wang S J 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 39 (in Chinese) [王彦朝, 许河秀, 王朝辉, 王明照, 王少杰 2020 物理学报 **69** 39]
- [13] Tiwari G, Gupta K P, Kumar T, Mukherjee B 2025 *Phys. Scr.* **100** 075527
- [14] Jang E, Cho J, Kang C, Chung H 2025 *Nanomaterials* **15** 1024
- [15] Wu Y M, Wang R, Ding X, Wang B Z 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 310 (in Chinese) [吴雨明, 王任, 丁霄, 王秉中 2020 物理学报 **69** 310]

- [16]Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, Smith D R, Padilla W J 2008 *Phys. Rev Lett.* **100** 207402
- [17]Chen J, Chen Y J, Dong W 2025 *Chin. J. Lasers* **52** 132 (in Chinese) [陈笈, 陈怡静, 董雯 2025 中国激光 **52** 132]
- [18]Li Z L, Yin L, Lv Z L, Zhao X, Deng X L 2025 *J. Mod. Opt.* **72** 916
- [19]Dong L, Xiang H Q, Zhu L 2024 *J. Terahertz Sci. Electron. Inf. Technol.* **22** 695 (in Chinese) [董亮, 向环琦, 朱磊 2024 太赫兹科学与电子信息学报 **22** 695]
- [20]Zhao Q, Qin X F, Xu C Y, Zhou H Q, Wang B X 2023 *Appl. Opt.* **62** 9 283
- [21]Wang R X, Li L, Liu J L, Yan F, Tian F J, Tian H, Zhang J Z, Sun W M 2017 *Opt. Express* **25** 32280
- [22]Gao J J, Zhao L, Zhang Z Y, Liu S H, Liu R M, Mu K J, Zhang B, Wang J Q 2024 *Phys. Scr.* **99** 5565
- [23]Yi N N, Zong R, Gong J, Qian R R 2021 *Mater. Sci. Semicond. Process.* **136** 13
- [24]Li B H, Yu Z S, Chen H, Chen X Q, Lin Y S 2024 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **16** 45771
- [25]Elkholy Ahmed M, Taha Ibrahim B M, Salah K, Kamel S, ElNemr Mohamed K 2022 *Electronics* **11** 702
- [26]Abdelraouf E M, Elsaid A, Morino K, Zahra W K, Kandil A 2025 *Mathematics* **13** 3738
- [27]Averin S V, Zhitov V A, Zakharov L Y, Kotov V M, Temiryazeva M P 2023 *J. Commun. Technol. Electron.* **68** 1009
- [28]He Z H, Cui W, Ren X C, Li C J, Li Z X, Xue W W, Zhang B H, Zhao R M 2020 *Opt. Mater.* **108** 110221
- [29]Geng M Y, Liu Z G, Wu W J, Chen H, Wu B, Lu W B 2020 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **68** 4706
- [30]Wang Z B, Ma Y L, Li M, Wu L F, Guo T T, Zheng Y J, Chen Q, Fu Y Q 2022 *Nanomaterials* **12** 3000

- [31]Wang P, Tao H, Han W L, Zhang C R, Xu Y J, Wang Q L 2024 *J. Appl. Phys.* **135** 043103
- [32]Wang X W, Xiao Z Y, Zheng Q 2024 *Opt. Mater.* **150** 115238
- [33]Xue X J, Chen D D, Wang X G, Wu J, Ying H, Xu B J 2023 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **25** 778
- [34]Weng X H, Yan D X, Qiu Y, Li X J, Zhang L, Li J N 2024 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **26** 8247
- [35]Gevorkyan M V, Kazantsev A Y, Shutov V A 2024 *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **88** 1699
- [36]Sun Z Z, Lu W X, Bai P 2023 *Europhys. Lett.* **144** 0001
- [37]G-Kurup D, Rydberg A, Himdi M 2001 *Electron. Lett.* **37** 873

录用稿件，非最终出版稿

Research on the Tunable Mechanism of Microwave-Absorbing Metamaterials Based on Equal-Area Transformation*

XIAO Qun¹⁾ HE Longhui¹⁾† LI Yuhan²⁾† LIU Donghao¹⁾ CAI Boyang¹⁾ ZHANG

Xuejun³⁾† TANG Yibo⁴⁾

1) (*School of Microelectronics and Physics, Hunan University of Technology and Business,
Changsha 410205, China*)

2) (*School of Mathematics and Physics, Hunan University of Arts and Science, Changde 415000,
China*)

3) (*School of Computer and Artificial Intelligence, Hunan University of Finance and Economics,
Changsha 410205, China*)

4) (*School of Information Science and Engineering, Shaoyang University, Shaoyang 422099,
China*)

Abstract

To overcome the limitations imposed by externally active excitation conditions and to expand the feasibility and effectiveness of tuning the microwave absorption performance of metamaterials, this paper presents an innovative research work. Specifically, a flexible metamaterial absorber based on the geometric principle of equal-area transformation of triangles (i.e., triangles with equal base and height possess equal area) is designed and proposed. The proposed absorber features a unique physical structure and good flexibility. When a horizontal stretching strain is applied to the flexible dielectric substrate, the triangular copper film on it undergoes out-of-plane buckling or rigid-body tilting due to the Poisson effect and modulus mismatch, thereby altering the shape of the copper film unit and consequently tuning the resonant frequencies of the metamaterial absorber. Combined with finite element simulations, when the metal pattern is varied by stretching the flexible dielectric layer, as the stretching length increases and the pattern transforms from a right triangle to an isosceles triangle, the absorption peak shifts toward higher frequencies, and the absorption intensity gradually increases. When the pattern deforms into an isosceles triangle, the proposed absorber achieves a peak absorption rate of 99% at 5.636 GHz, which is in good agreement with experimental results. To deeply explore the physical mechanism underlying the tunable absorption peak frequency of the microwave

metamaterial based on equal-area transformation, two targeted circuit models are constructed. The first one is a resonant circuit model, established based on the characteristics of the electromagnetic field distribution. For the microwave metamaterials, the electromagnetic field distribution plays a decisive role in determining the absorption performance. Different electromagnetic field distribution patterns lead to variations in the interaction between the metamaterial and incident microwaves, thereby affecting the absorption frequency. The second one is an equivalent circuit model, established mainly based on the structural dimensions. The structural dimensions of the microwave metamaterial are key factors influencing its electromagnetic response. Different structural dimensions induce distinct electromagnetic resonance modes within the metamaterial, thereby altering the absorption frequency. The absorption frequencies calculated by both circuit models are in good agreement with those obtained from full-wave electromagnetic simulations. This indicates that the reconstruction of electromagnetic field distribution and the polarization charge accumulation effect induced by equal-area transformation are the core mechanisms governing the tunable absorption performance. The results presented in this paper can provide guidance and reference for the structural design and tunability mechanism research of microwave absorbing metamaterials.

Keywords: metamaterial, equal-area transformation, wave-absorption performance, tunable mechanism

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62101186), the Scientific Research Project of Hunan Provincial Department of Education (Grant Nos. 24A0438 , 23C0293), the Natural Science Foundation of Hunan Province (Grant Nos. 2026JJ50522, 2020JJ5017), the “Digital Intelligence+” Interdisciplinary Research Project of Hunan University of Technology and Business (Grant No. 2023SZJ12), and the Xiangjiang Laboratory Project (Grant No. 23XJ03005),and the Hunan Provincial Graduate Research Innovation Project (Grant No. CX20251692).

† Corresponding author. E-mail: hlh881219@163.com yuhanliphy@huas.edu.cn
zhangxuejun@hufe.edu.cn