

## 基于周期结构的电磁辐射控制材料研究

周佩珩, 陈万里, 张林博, 张楠, 张辉彬, 谢建良, 邓龙江

(电子科技大学 电子薄膜与集成器件国家重点实验室, 国家电磁辐射控制材料工程技术研究中心, 四川 成都 610054)

**摘要:** 电磁辐射控制材料可以对电磁波传导、吸收和反射特性进行调控, 成为一类不可或缺的电子信息材料。周期结构灵活的设计和独特的性能为电磁波辐射控制带来了新的发展, 但其强电磁谐振必然导致“窄带”问题。主要介绍了基于周期结构的几种电磁波辐射控制材料, 通过结合介质特性的多谐振耦合技术实现了宽带/高性能设计。电磁谐振结构间的耦合, 突破了非对称开口谐振环(SRR)的极化/入射角敏感性; 提出了基于等效电磁参数的谐振关系, 形成了场束缚/图形耦合等周期结构设计/加载技术, 使得传统磁性吸波体-10 dB反射带宽增加65%且低频吸收率提高了接近3倍; 解决了极化转换周期结构的宽带/高效问题, 设计的传输型极化转换器具有带通滤波/交叉极化/非对称传输3种功能。基于介质叠加的红外宽带吸波结构具有热辐射调控功能, 形成了红外辐射控制的新思路。

**关键词:** 电磁辐射控制; 周期结构; 吸波; 极化转换; 红外辐射

**中图分类号:** TN34 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674-3962(2017)09-0667-09

## Study of Electromagnetic Radiation Control Materials Based on Periodic Structure

ZHOU Peiheng, CHEN Wanli, ZHANG Linbo, ZHANG Nan,  
ZHANG Huibin, XIE Jianliang, DENG Longjiang

(National Engineering Research Center of Electromagnetic Radiation Control Materials, State Key Laboratory of Electronic Thin Film and Integrated Devices, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

**Abstract:** As one of the essential electronic information materials, electromagnetic radiation control material manipulates the transmission, absorption and reflection of propagating electromagnetic wave. Due to the flexible design and unique properties, periodic structure has brought new development to electromagnetic radiation control technique, but its character of strong electrical/magnetic resonance also causes the narrow-band problem. In this work, several kinds of electromagnetic radiation control materials based on periodic structure are introduced to realize broadband and high efficiency design by multi-resonance coupling. The coupling between electrical/magnetic resonant components breaks the polarization and incident angel dependence of absorption in asymmetric periodic structure; the resonance condition based on effective electromagnetic parameters is proposed to support the design and loading method of periodic structures, e.g. field confinement and pattern coupling, and the -10 dB reflection bandwidth has been increased by 65% while the low-frequency absorption has been increased by almost 3 times; the broadband and high-efficiency problem of periodic structure based polarization convector has been solved, while the proposed polarization convector of transmitting type has three functions as band-pass filtering, cross-polarization, and asymmetric transmission. Based on the dielectric layer stacking method, broadband infrared absorbers are proposed with the ability of thermal radiation control, which inspires the new technique for infrared radiation manipulation.

**Key words:** electromagnetic radiation control; periodic structure; absorption; polarization conversion; infrared radiation

### 1 前言

超材料通过周期结构来实现自然界材料所不具备的电磁参数, 并且拥有可设计性和可灵活调节的性质, 近年来为电磁辐射控制带来了 Cloaking(隐身斗篷)、负折射率、隐身地毯等新概念<sup>[1-5]</sup>。周期结构的基本设计原

收稿日期: 2016-10-20

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51025208, 61471097);  
教育部创新团队项目(IRT13009)

第一作者: 周佩珩, 女, 1981年生, 教授, Email:  
phzhou@uestc.edu.cn

DOI: 10.7502/j.issn.1674-3962.2017.09.09

理是电磁谐振,即通过周期单元的等效电容  $C$  和电感  $L$  来实现 LC 谐振。与自然材料相比,其优势在于其既有磁谐振又有电谐振,两者还可以独立设计,从而实现阻抗匹配。周期结构通过谐振吸波来衰减电磁信号强度<sup>[6-8]</sup>,通过极化转换来改变电磁信号性质<sup>[9-11]</sup>,通过相位控制来诱导电磁信号传播/散射<sup>[12-14]</sup>,控制目标电磁辐射特征。例如,Landy N I 等首次提出完美吸波体的概念,11.5 GHz 下单层材料(约 0.8 mm 厚)微波吸收率预计达 96%<sup>[15]</sup>。这种结构可以用于解决电磁辐射控制材料的相关问题,特别是吸波材料的低频问题,并且其电磁谐振的机理对所有电磁波,包括红外/可见光等全频段均可适用。例如,Padilla W J 小组首次从实验上证实金属周期结构的近完美吸收能够在红外频域实现,并且可将吸收率转化为红外发射率<sup>[16,17]</sup>。因此,周期结构有望为电磁辐射控制带来新的机理,但强电磁谐振必然导致其等效电磁参数存在强色散特性,窄带问题始终伴随着该类材料的发展。

基于以上发展趋势和问题,我们利用多谐振耦合技术来设计电磁波吸收、极化转换等微波/红外宽带电磁散射控制材料,探索周期结构在谐振吸波、非对称传输以及热辐射管理等电磁辐射控制方面的应用。

## 2 微波辐射控制材料

周期结构电磁谐振的关键是将均匀入射的电磁场能量通过亚波长谐振单元聚集到特殊的局域空间,激发强烈的感生电场/磁场,从而带来吸收/透射/反射增强以及极化转换等现象。通过精心构建电磁谐振结构以及谐振结构之间的耦合作用,就能够将谐振条件拓宽,解决“宽带”的电磁辐射控制问题。

### 2.1 微波吸收

考虑周期内谐振单元间的耦合作用,即图形耦合,所设计的周期吸波结构如图 1a 所示<sup>[18]</sup>。通常来说,谐振单元的对称性越低,电磁谐振的极化敏感性越高,但是该非对称结构却具备极化/入射角不敏感特性。与传统的开口谐振环(SRR)形成的电磁谐振<sup>[19,20]</sup>不同,该结构在一个单元内设计了多个 SRR 结构且在面内不对称,由此引入了 SRR 间的多谐振耦合。在 TM 极化下,通过横向单元耦合在间隙形成等效电容(图 1b),TE 极化下通过纵向单元耦合在两个不同频率点经由不同的 SRR 臂感应出等效电容(图 1c 和 1d),从而在特定频段内,即 9~10 GHz,实现来自不同谐振结构的等效 LC 谐振吸波(图 1e 和 1f)。

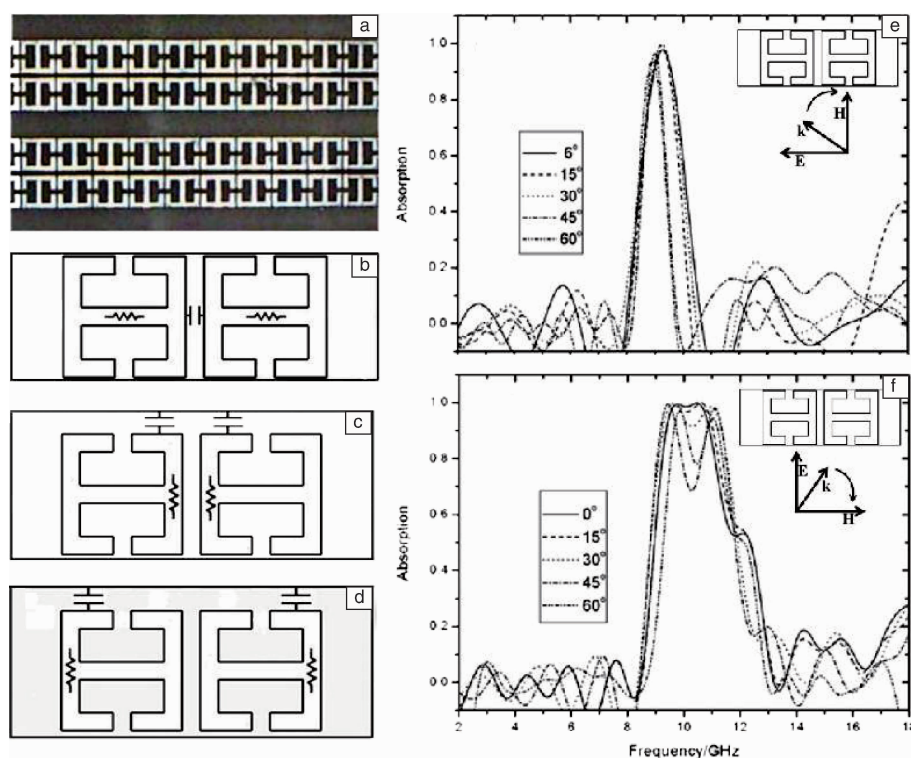


图 1 非对称 SRR 电磁谐振原理及吸收谱: (a) 吸波结构实物图; (b) TM 极化在 9.5 GHz 的 LC 谐振示意图; (c) 和 (d) TE 极化在 9.5 GHz 和 11 GHz 的谐振示意图; (e) 和 (f) 在 TM 和 TE 极化波斜入射时的微波吸收谱(实验值)<sup>[18]</sup>

Fig. 1 The electromagnetic resonance absorption mechanism and spectrum of asymmetric SRR: (a) configuration of the structure; (b) schematic of the LC resonance for TM polarization at 9.5 GHz; (c) and (d) schematics of the LC resonance for TE polarization at 9.5 and 11 GHz; (e) and (f) tested absorption spectra of TM and TE polarized oblique incidence<sup>[18]</sup>

由于耦合作用的强谐振特性,该非对称结构能够保持一定角域内( $0 \sim 60^\circ$ )且不同极化状态下电磁波近完美吸收(吸收率大于90%)的频率稳定性,突破了传统非对称SRR的极化/入射角敏感特性。

为了进一步分析和描述周期结构的电磁谐振现象,并将其用于解决传统微波吸波材料的“低频/宽带”问题。基于等效电路法和传输线理论,将有耗周期图案层视为等效RLC电路,推导出周期结构谐振吸波条件<sup>[21,22]</sup>,如下式(1)和(2):

$$\left(\frac{1}{\omega C} - \omega L\right) = \frac{377}{2} \times \sin(2kd) \quad (1)$$

$$r = \tan(kd) \times \frac{377}{2} \times \sin(2kd) \quad (2)$$

其中 $k$ 为谐振频率 $\omega$ 下介质层的波矢, $d$ 为介质层厚度, $r$ 为理想电阻。

周期结构常用来与传统吸波体复合提高吸收性能,但是长期以来缺乏合理的理论解释和设计指导<sup>[23,24]</sup>。根据所提出的谐振条件——公式(1)和(2),通过在3 mm厚磁性吸波层(MA)表面加载设计十字单元周期结构(图2a所示),配合吸波层的色散特性来调整吸波体整体的等效电感 $L$ 和等效电容 $C$ ,从而提高低频阻抗匹配特性、

优化吸波性能<sup>[25]</sup>。周期图案层厚度约几十微米,由丝网印刷导电浆料来制备,因此,相较厚度在毫米级的磁性吸波层,其厚度和重量都可以忽略不计。CST软件仿真结果显示:十字单元端头的尖锐度显著影响局域电荷的聚集作用从而改善等效电容,如图2b。对比矩形十字(MAWCP)和针尖十字(MAWNP)结构,MAWNP电荷的梯度变化较为缓和,等效电容较小,故谐振频率更高更利于宽带设计。图2c和2d的结果显示,通过加载周期结构使得吸波体的-10 dB反射带宽增加65%且低频吸收率提高接近3倍。为了进一步确定损耗机理,假设入射波的能量为1 W,计算得到MA、MAWCP和MAWNP的介电损耗分别为0.0992,0.1372和0.139 W,磁损耗分别为0.8262,0.7086和0.8326 W,欧姆损耗几乎都为0。通过对比可以看出,加载了图案后,吸波体的介电损耗增加了。介电损耗的增加主要来源于图案两端聚集的电场增强,这与等效电容的变化一致。

另一方面,根据谐振单元对电磁场空间分布的约束作用,设计了高磁损耗磁性薄膜卷绕形成的偶极子阵列周期吸波结构,如图3a和3b所示<sup>[26]</sup>。高磁损耗薄膜往往由磁性金属合金构成,其高导电性使得电磁波在表面

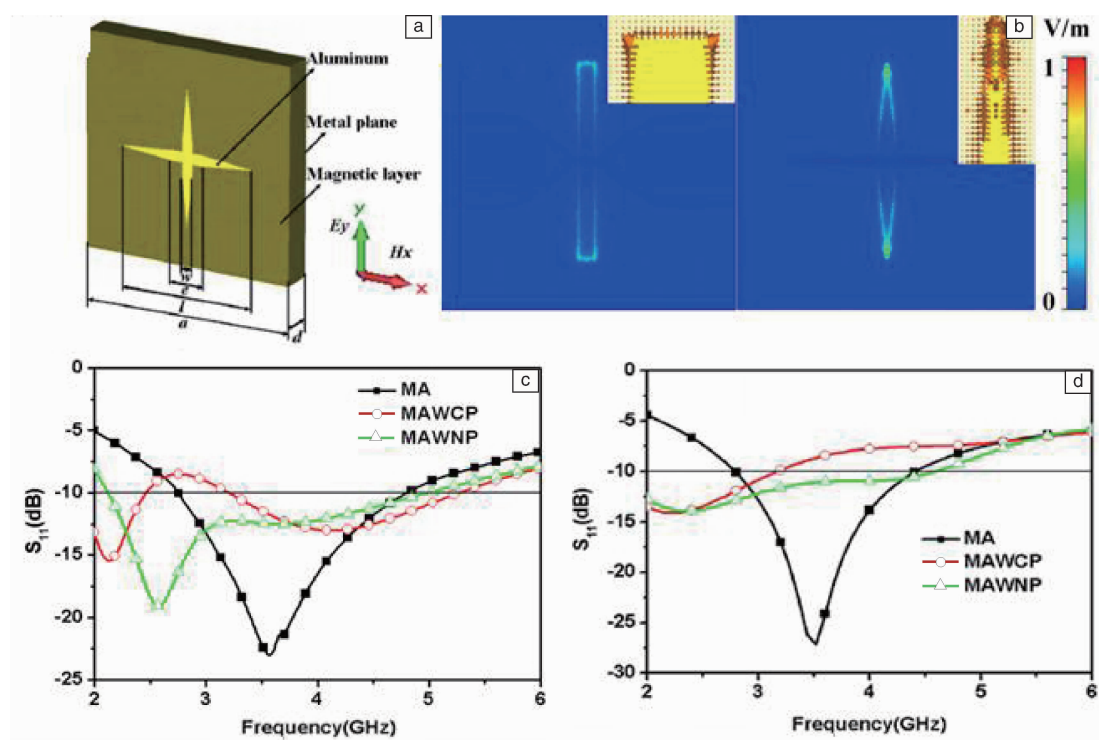


图2 十字单元周期吸波结构原理及吸收谱:(a)吸波结构单元示意图;(b)十字单元电场分布图;(c)磁性吸波体(MA)和加载矩形十字(MAWCP)/针尖十字(MAWNP)阵列后吸波体的仿真吸收谱;(d)吸波体的实验吸收谱<sup>[25]</sup>

Fig. 2 The electromagnetic resonance absorption mechanism and spectrum of cross unit periodic structure: (a) configuration of the structure; (b) electric field distribution of the cross unit; (c) simulated absorption spectra of the magnetic absorber loaded without (MA) and with square cross (MAWCP)/needle-like cross (MAWNP) array; (d) tested absorption spectra for the absorbers<sup>[25]</sup>

反射无法进入,进而限制了高磁损耗特性的吸波作用<sup>[27, 28]</sup>。通过谐振条件优化结构参数,得到图 3c 中的 3 种不同情况仿真吸收谱,其中, A 情况中偶极子单元既有磁性又有高导电性, B 情况中偶极子单元只有导电性, C 情况中偶极子单元只有磁性无导电性。图 3d ~ 3f 是 A/B/C 3 种情况下磁场分布图,可见偶极子单元的强导电

性将磁场束缚在薄膜内部从而实现磁能的吸收(图 3d 和 3e),且高磁损耗显著提高吸收率。而仅有高磁损耗而无高导电性的薄膜无法吸波。总的说来, A 情况与实验结果的对比(图 3c)虽然有一定频移,但都显示出了强吸收,证实了能够将高磁损耗薄膜与周期结构设计结合起来,实现该类材料的吸波应用。

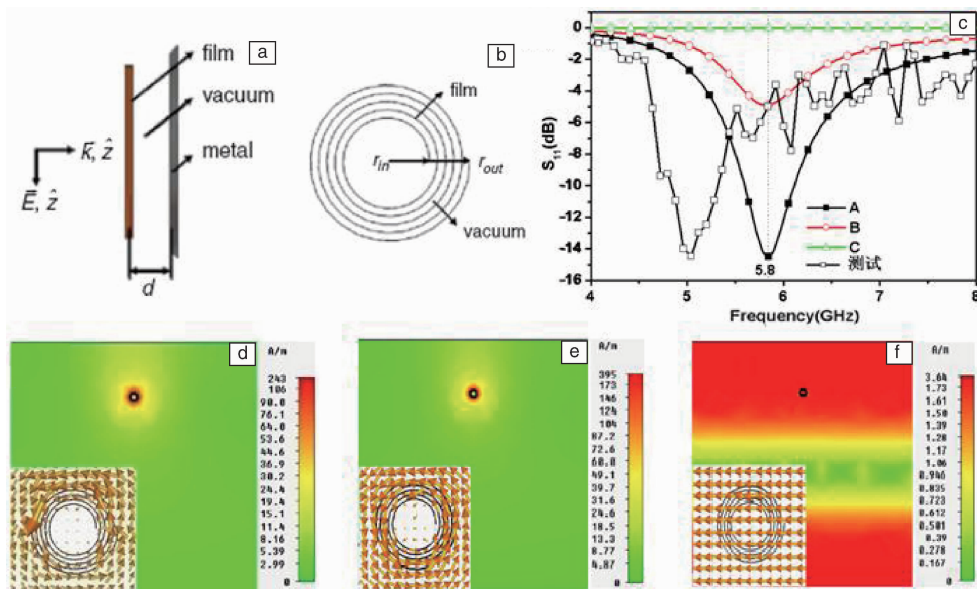


图 3 磁性薄膜偶极子阵列吸波原理及吸收谱: (a) 吸波结构截面示意图; (b) 偶极子单元截面示意图; (c) 不同材料吸波结构吸收谱仿真结果和磁性导电薄膜实验结果; (d ~ f) 为图(c)中不同材料偶极子单元磁场分布图<sup>[26]</sup>

Fig. 3 The electromagnetic resonance absorption mechanism and spectrum of soft magnetic film based dipole-like periodic structure: (a) side view of the structure; (b) cross view of the dipole-like unit; (c) simulated and tested absorption spectra of the structure for different cases; (d ~ f) the magnetic field distribution at 5.8 GHz for case A, B, and C shown in (c)<sup>[26]</sup>

## 2.2 微波极化转换

极化转换对于天线和微波技术具有重要的应用价值<sup>[29, 30]</sup>。周期结构通过电磁谐振设计能够实现灵活的极化转换设计,然而存在转换系数不高和带宽较窄等缺点。根据多谐振耦合的设计思路,设计了非对称十字单元周期结构实现宽带反射型极化转换<sup>[31]</sup>。如图 4a 所示,交叉十字将  $x$  和  $y$  方向的偶极子分割为一长一短两臂,铜制的单元阵列和连续铜箔分别附着在 Teflon 介质板的上下表面,在垂直入射状态下形成 8.6 GHz 和 12.1 GHz 两个交叉极化反射峰(如图 4b),通过两个反射峰的谐振耦合将反射系数 0.8 的实验带宽提高到 8.3 ~ 14.3 GHz,并且实验结果与仿真结果一致。

极化转换的原理同样可以通过等效电路理论来解释,  $x$  和  $y$  方向上的等效阻抗可表示为式(3)和式(4):

$$Z_{ix}(\omega) = R_{ix} + j\omega L_{ix} + \frac{1}{j\omega C_{ix}} \quad (3)$$

$$Z_{iy}(\omega) = R_{iy} + j\omega L_{iy} + \frac{1}{j\omega C_{iy}} \quad (4)$$

当电场沿  $y$  方向垂直入射时,电路等效电容和电感的来

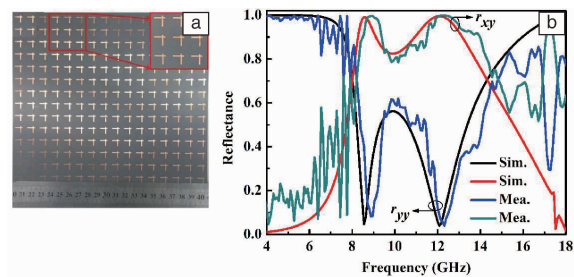


图 4 非对称十字阵列极化转换结构: (a) 极化转换结构俯视图; (b) 反射谱仿真和实验结果对比,  $r_{yy}$  为同极化反射系数(入射和反射电场都在  $y$  轴),  $r_{xy}$  为交叉极化反射系数(入射电场沿  $y$  轴,反射电场沿  $x$  轴)<sup>[31]</sup>

Fig. 4 The proposed reflective polarization converter based on asymmetric cross-shaped resonator: (a) top view of the structure; (b) simulated and tested reflectance of co-and cross-polarization,  $r_{yy}$  and  $r_{xy}$ <sup>[31]</sup>

源如图 5 所示<sup>[31]</sup>。电容由对应方向上相邻十字单元端头聚集的电荷形成,而电感由十字单元臂与连续金属层间的环形电流形成。如图 5c 和 5d,在 8.6 GHz,  $x$  和  $y$  方



向上的电流强度相当,但是 $y$ 方向的电容弱于 $x$ 方向分量( $S_2$ 和 $S_3$ 间隙产生),所以 $y$ 方向电场会被引导到 $x$ 方向,而当 $Z_{1y}$ 与 $Z_{1x}$ 相位差为 $180^\circ$ 就实现了线性极化转换。

同理,图5e和5f表明,在12.1 GHz,  $x$ 和 $y$ 方向上的电荷聚集程度相当,而电流差别很大,使 $Z_{1y}$ 与 $Z_{1x}$ 相位差为 $0^\circ$ ,同样实现线极化转换。

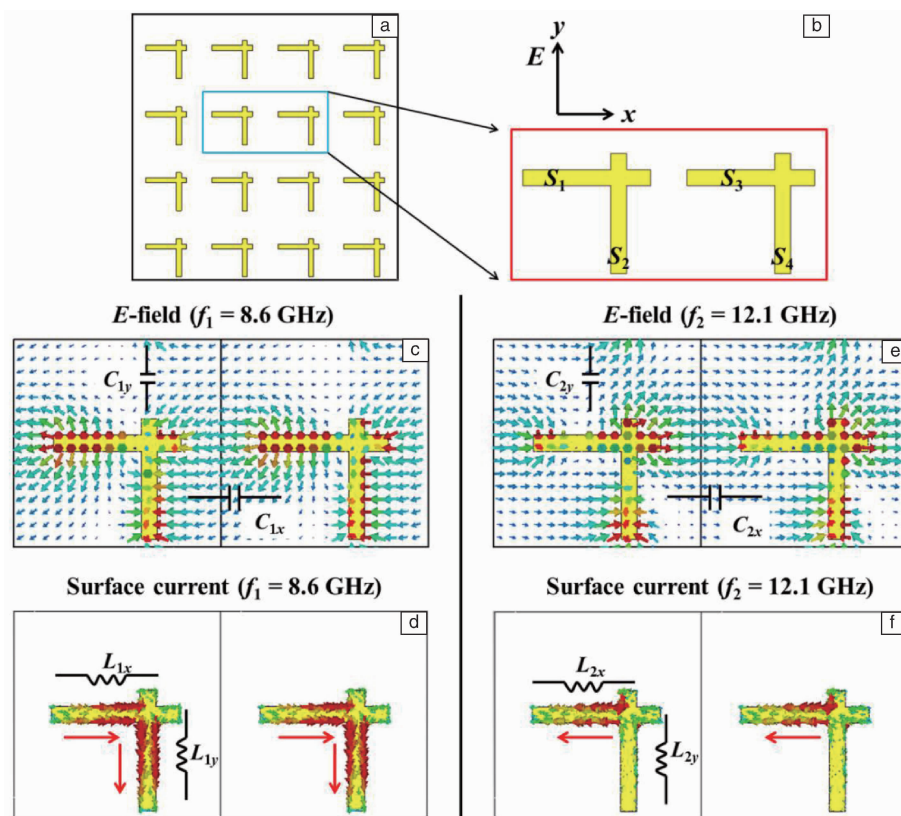


图5 非对称十字阵列极化转换原理: (a)和(b)极化转换结构示意图; (c)和(d) 8.6 GHz处电场和表面电流矢量分布图; (e)和(f) 12.1 GHz处电场和表面电流矢量分布图<sup>[31]</sup>

Fig. 5 The mechanism of the proposed reflective polarization converter based on asymmetric cross-shaped resonator: (a) and (b) configuration of the structure; (c) and (d) electric field and surface current vector distribution at 8.6 GHz; (e) and (f) electric field and surface current vector distribution at 12.1 GHz<sup>[31]</sup>

将以上各向异性等效电路的设计原理应用于传输透射型极化转换周期结构并进行优化设计,所设计的三层图案如图6所示<sup>[32]</sup>。相互垂直的表层(图6a)和底层图案(图6d)保证了电磁波在传输过程中电场方向的迁移,图形简单的中间层(图6b)作为表层和底层的过渡,能够减少电场迁移过程中的能量损失提高转化率。另一方面,由于表层和底层的偏转设计,当入射波分别沿表层和底层入射时,其透射图谱会不同,形成非对称传输的现象。如图7所示<sup>[32]</sup>,正向传输的透射图谱(图7a)与反向传输的透射图谱(图7b)正好反对称:当正向入射电场沿 $v$ 方向或反向入射电场沿 $u$ 方向时,在11.2 GHz有一个交叉极化透射峰;而当正向入射电场沿 $u$ 方向或反向入射电场沿 $v$ 方向时,在17.5 GHz和21.5 GHz形成两个交叉极化透射峰。因此,该结构具有以下3种功能:带通滤波;交叉极化;非对称传输,并且在第二个通带,透射系数0.8

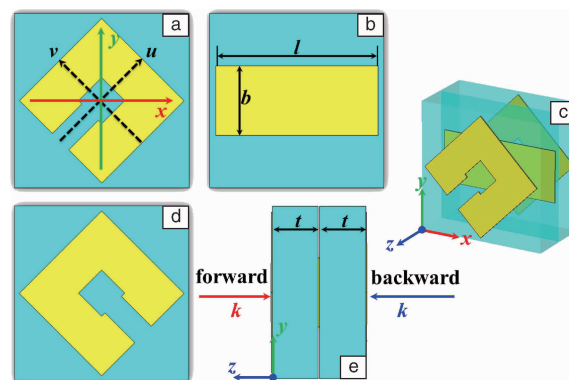


图6 多层SRR极化转换结构示意图: (a)表层俯视图; (b)中间层; (c)结构单元整体透视图; (d)底层; (e)结构侧视图<sup>[32]</sup>

Fig. 6 Schematic of the proposed multi-layered SRR polarization converter: (a) top view of the top layer; (b) the middle layer; (c) perspective view of the structure; (d) bottom layer; (e) side view of the structure<sup>[32]</sup>

的带宽可达 16.1 ~ 22.5 GHz。

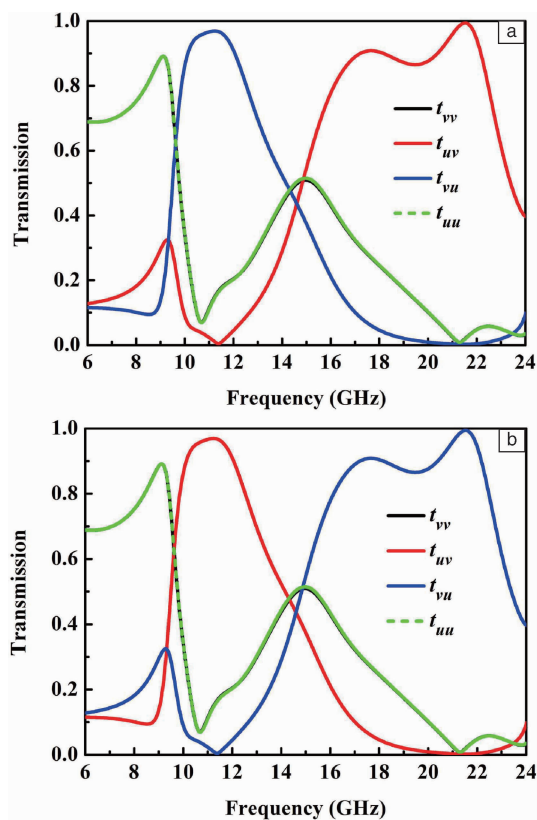


图 7 多层 SRR 极化转换结构透射图谱: (a) 正向垂直入射; (b) 反向垂直入射<sup>[32]</sup>

Fig. 7 Transmission spectra of the proposed multi-layered SRR polarization converter: (a) forward normal incidence; (b) backward normal incidence<sup>[32]</sup>

传输透射型极化转换的过程同样可以通过电磁波在整个周期结构内传播时由于各向异性所引起的电磁谐振来理解<sup>[33]</sup>。如图 8 所示<sup>[32]</sup>，在交叉极化的谐振频率，代表感生磁场的表面电流在 3 个关键图案层分布明显不同。在 17.5 GHz，三个图案层的电流  $i_1$ 、 $i_2$  和  $i_3$  形成  $x$  和  $y$  方向的磁场分量，因而透射磁场  $H_{out}$  变得与入射电场  $E_{in}$  平行，而  $E_{out}$  与  $E_{in}$  垂直，从而实现了线性极化 90° 的偏转。在 21.5 GHz，虽然图案层的电流与 17.5 GHz 的不同，但是各层表面电流的矢量和仍然形成了与入射电场平行的感生磁场，从而引起极化转换。在 11.2 GHz，虽然入射电场方向不同，同类现象仍然存在。

因此，通过多谐振的耦合，不仅能够实现吸波带宽的拓展，在电磁谐振相关的极化转换等设计中，该方法普遍适用。

### 3 红外辐射控制材料

红外波段周期结构电磁谐振的设计机理仍然适用，而金属在此波段的介电性质由 Drude 模型描述——具有

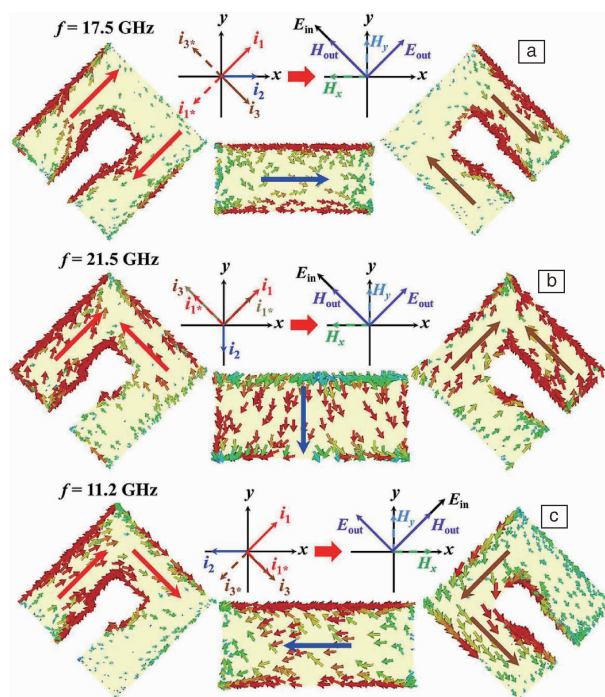


图 8 多层 SRR 极化转换结构的正向入射表面电流分布图<sup>[32]</sup>

Fig. 8 Surface current distribution of the proposed multi-layered SRR polarization converter for the forward normal incidence<sup>[32]</sup>

负介电常数实部和高损耗，由此带来等离子谐振的各种理论<sup>[34]</sup>。基于此，我们提出了多谐振耦合的主要手段——介质叠加法<sup>[35, 36]</sup>。

所提出的介质叠加型红外吸波结构及其垂直入射吸收性能如图 9 所示<sup>[35]</sup>，由于介质的谐振响应特性，具有不同介电常数的  $Al_2O_3$  和  $ZnSe$  单层介质结构 (图 9a) 分别在 9 及 15  $\mu m$  附近产生了吸收峰，而采用双层介质结构 (图 9b) 后，这两个吸收峰叠加在了一起，且吸收峰的位置几乎没有变化，近似线性叠加。图 9c 和 9d 中的能量损耗分布显示，这两个吸收峰来源于不同金属-介质-金属三明治结构所激发的磁谐振。对于 9  $\mu m$  处的吸收峰，红外波能量损耗集中在  $Al_2O_3$  介质层及其上下金属层中，其中上下金属层磁谐振激发的磁场能量局域在介质层中，此外通过介质的介电损耗将能量吸收掉；而对于 15  $\mu m$  处的吸收峰，由于介质层无耗且表面电流主要集中在上下金属层，所以能量主要通过金属层的欧姆损耗吸收。图 9e 和 9f 是仿真结果和实验结果，都很好得验证了介质叠加拓展吸收的效果。这一结果表明，采用介质谐振响应是双/多波段吸收结构设计的一个新途径，如果介质的介电常数差别不大则谐振峰叠加形成宽带吸收，并且强谐振吸收对极化和入射角不敏感。

根据玻尔兹曼定律，该类结构的吸收率即为发射率，因此通过发射率频谱特性的控制可实现红外热辐射控

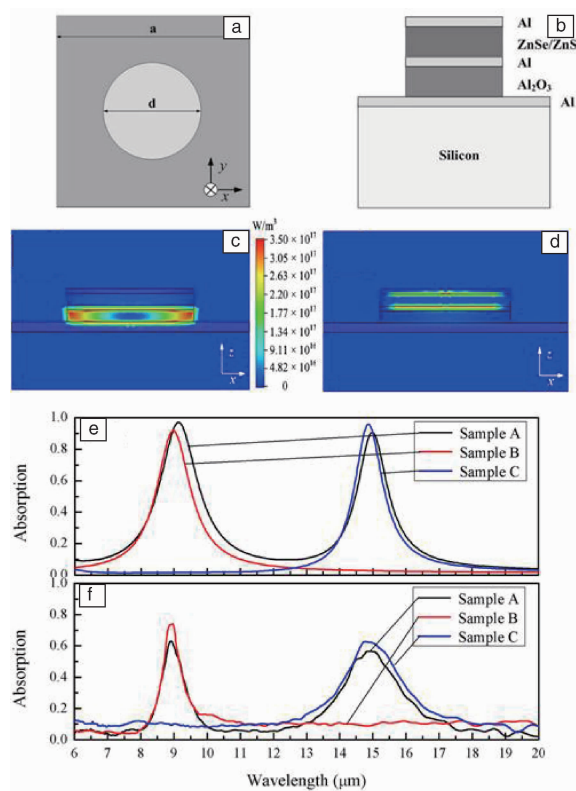


图9 红外吸波结构吸波原理及吸收谱: (a)单元俯视图; (b)单元截面示意图; (c)和(d) 9  $\mu\text{m}$  和 15  $\mu\text{m}$  波长的能量损耗分布图; (e)和(f) 不同介质层吸波结构的仿真和测试吸收谱: A代表双层, B代表单层  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , C代表单层  $\text{ZnSe}$  [35]

Fig. 9 The electromagnetic resonance absorption mechanism and spectrum of infrared absorption structure: (a) top view of the unit cell; (b) cross view of the unit cell; (c) and (d) distribution of the energy dissipation at 9  $\mu\text{m}$  and 15  $\mu\text{m}$ ; (e) and (f) simulated and tested absorption spectra for the absorbers: sample A for two dielectric layers, sample B for single  $\text{Al}_2\text{O}_3$  dielectric layer, and sample C for single  $\text{ZnSe}$  dielectric layer [35]

制 [37]。图 10a 中所示的是采用傅里叶红外光谱仪测试得到的一组吸波结构的吸收率曲线 [37]。对于单峰吸波结构, 12.7  $\mu\text{m}$  处吸收峰的吸收率为 79%; 对于双峰吸波结构, 7.9 和 13.2  $\mu\text{m}$  处两个吸收峰的吸收率分别为 75% 和 80%。根据红外辐射原理, 这样的分别具有单、双峰吸收效果的吸波结构将能够对黑体的光谱辐射出射度做出调制, 得到两种不同的热辐射情况, 如图 10b 所示。可以看到, 经过红外吸波结构的调制, 黑体的光谱辐射出射度得到了重新的整形 (3 种情况下, 温度均为 20  $^{\circ}\text{C}$ ), 辐射能量的分布发生了改变: 黑体原本在 9.8  $\mu\text{m}$  处的辐射出射峰, 经过单峰吸波结构的调制后, 辐射出射峰出现在 12.7  $\mu\text{m}$  处; 经过双峰吸波结构的调

制后, 在 7.9 和 13.2  $\mu\text{m}$  处出现了 2 个辐射出射峰。此外, 单、双峰吸波结构的热辐射情况也完全不同。由于双峰吸波结构在 7.9  $\mu\text{m}$  处多出的一个吸收峰, 其在 7.5 ~ 14  $\mu\text{m}$  这一波段内的波段辐射出射度显然要大于单峰吸波结构。通过对图 10b 曲线进行积分, 可以计算得到单峰吸波结构的波段辐射出射度为 165.8  $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$ , 双峰吸波结构的波段辐射出射度为 174.6  $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$ , 即在这一红外探测波段内, 双峰吸波结构的热辐射能量要大于单峰吸波结构。相应的, 红外探测器接收到的双峰吸波结构的热辐射能量要大于单峰吸波结构。

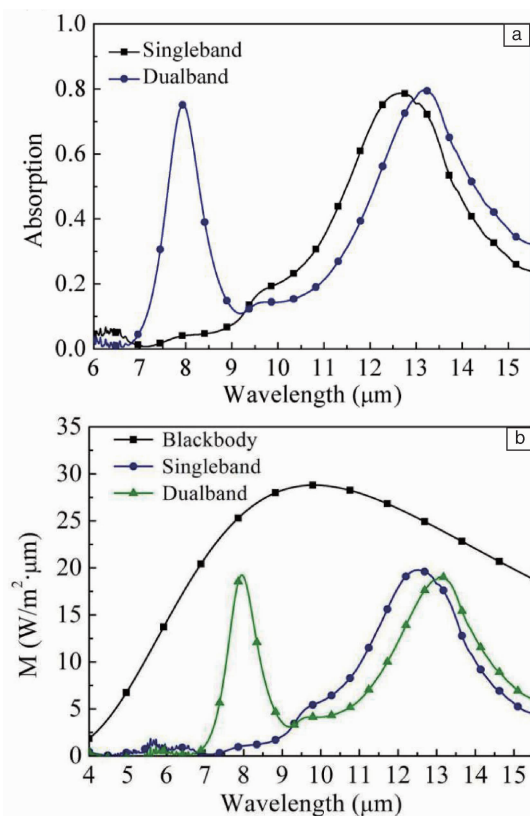


图 10 单峰和双峰吸波结构的红外辐射特性: (a)发射率; (b)光谱辐射出射度 [37]

Fig. 10 Infrared radiation property of single-band and dual-band absorber: (a) emission; (b) spectral radiation [37]

图 11 中所示的是利用红外热像仪 (FLIR-T610, 探测波段为 7.5 ~ 14  $\mu\text{m}$ ) 测试得到的这两种吸波结构的样品在不同真实温度下的辐射温度和热辐射图像 [37]。在测试中, 这两种吸波结构的样品被放置在光滑的铝板上, 并处于密闭的腔体中以尽量排除外界热辐射带来的干扰。在样品和铝板的底部是温度可控的热板, 用来对样品进行加热。当加热后, 两个样品与铝板将达到相同的温度。样品的真实温度采用热电偶探针测量, 辐射温度可以从红外热像仪中读出 (整个样品表面的平均辐射温度)。在相同的真实温度和环境温度下, 由于这两种吸波结构在 7.5 ~ 14  $\mu\text{m}$  这



一波段内的波段吸收率的不同(单峰吸波结构等效为 0.35, 双峰吸波结构等效为 0.4), 导致其辐射温度和波段辐射出射度也不相同。例如, 当这两种吸波结构所处的环境温度为 30 ℃, 真实温度为 60 ℃时, 根据式(5)<sup>[38]</sup>:

$$T_r^4 = eT_0^4 + (1 - e)T_u^4 \quad (5)$$

式中  $T_r$  为辐射温度,  $T_u$  为环境温度,  $T_0$  为吸波结构的真实温度,  $e$  为吸波结构等效发射率, 可以计算得到单峰吸波结构的辐射温度为 41.5 ℃, 双峰吸波结构的辐射温度为 43 ℃。红外热像仪的测试结果验证了相同的变化趋势: 测试得到的单峰吸波结构的辐射温度为 44.7 ℃, 双峰吸波结构的辐射温度为 49.3 ℃, 双峰吸波结构的热辐射能量(其热辐射能量强度由色度所表示)要明显大于单峰吸波结构, 如图 11a 中所示。此外还注意到, 两个吸波结构样品的热辐射能量都要远大于底部的铝板, 这是由于金属铝板在所研究的波段反射率非常高, 其发射率低于 0.1。

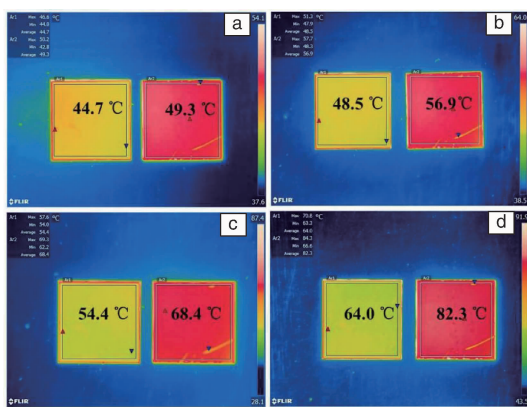


图 11 红外热像仪测试得到的单峰(左)和双峰(右)吸波结构在不同真实温度下的辐射温度和热辐射图像: (a) 60 ℃; (b) 80 ℃; (c) 100 ℃; (d) 120 ℃<sup>[37]</sup>

Fig. 11 Radiative temperature and thermal image of single-band and dual-band absorber tested by FTIR at different true temperatures: (a) 60 ℃; (b) 80 ℃; (c) 100 ℃; (d) 120 ℃<sup>[37]</sup>

综上所述, 红外吸波结构可以有效地对大气窗口波段内的发射率、辐射出射度和辐射温度等相关热辐射参量进行调制, 并通过这一系列的调控改变了物体在探测波段内的红外辐射信号。从热辐射图像中还可以看到, 红外超材料吸波结构高、低发射率的搭配组合可以形成类似于红外涂料的热迷彩图案。可以预见, 当将更多不同发射率的红外吸波结构搭配组合使用后可以有效地对大面积红外热图像进行分割, 从而达到使目标物体与背景相互融合, 降低目标物体识别率的目的。

## 4 结 语

我们利用多谐振耦合技术, 提出了基于等效参数匹

配关系的场束缚、图形耦合、介质叠加等设计方法解决电磁波吸收和极化转换的“低频宽带”问题, 对于周期结构材料在电磁辐射控制方面的应用具有重要意义, 有利于对电磁谐振功能的探索和发展。所提出的红外宽带吸波结构, 形成了热辐射控制的发展思路, 是红外辐射控制的新机理和设计方法。

## 参考文献 References

- [1] Pendry J B, Schurig D, Smith D R. *Science*[J], 2006(312): 1780 - 1782.
- [2] Schurig D, Mock J J, Justice B J, et al. *Science*[J], 2006(314): 977 - 980.
- [3] Shelby R, Smith D R, Schultz S. *Science*[J], 2001(292): 77 - 79.
- [4] Li J, Pendry J B. *Physical Review Letters*[J], 2008(101): 203901.
- [5] Ma H F, Cui T J. *Nature Communications*[J], 2010(1): 21.
- [6] Hao J M, Wang J, Liu X L, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2010(96): 251104.
- [7] Watts C M, Liu X L, Padilla W J. *Advanced Materials*[J], 2012(24): OP98 - OP120.
- [8] Li H, Yuan L H, Zhou B, et al. *Journal of Applied Physics*[J], 2011(110): 014909.
- [9] Grady N K, Heyes J E, Chowdhury D R, et al. *Science*[J], 2013(340): 1304 - 1307.
- [10] Zhao Y, Belkin M A, Alù A. *Nature Communications*[J], 2012(3): 870.
- [11] Chin J Y, Liu M, Cui T J. *Applied Physics Letters*[J], 2008(93): 251903.
- [12] Yu N F, Genevet P, Kats M A, et al. *Science*[J], 2011(334): 333 - 337.
- [13] Sun S L, He Q, Xiao S Y, et al. *Nature Materials*[J], 2012(11): 426 - 431.
- [14] Pu M B, Chen P, Wang C, et al. *AIP Advances*[J], 2013(3): 052136.
- [15] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, et al. *Physical Review Letters*[J], 2008(100): 207402.
- [16] Liu X L, Starr T, Starr A F, et al. *Physical Review Letters*[J], 2010(104): 207403.
- [17] Liu X L, Tyler T, Starr T, et al. *Physical Review Letters*[J], 2011(107): 045901.
- [18] Xu Y Q, Zhou P H, Zhang H B, et al. *Journal of Applied Physics*[J], 2011(110): 044102.
- [19] Hu T, Bingham C M, Strikwerda A C, et al. *Physical Review B*[J], 2008(78): 241103.
- [20] Kamil B A, Filiberto B, Lucio V, et al. *Journal of Applied Physics*[J], 2010(108): 083113.
- [21] Zhang H B, Zhou P H, Deng L W, et al. *Journal of Applied Physics*[J], 2012(112): 014106.
- [22] Zhang H B, Zhou P H, Lu H P, et al. *IEEE Transactions on Antennas & Propagation*[J], 2013(61): 976 - 979.



- [23] Che S F, Cahill R, Fusco V F, *et al.* *IET Microwaves, Antennas & Propagation*[J], 2011(5): 149–156.
- [24] Sun L, Cheng H, Zhou Y, *et al.* *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*[J], 2012(11): 675–678.
- [25] Zhang H B, Deng L W, Zhou P H, *et al.* *Journal of Applied Physics* [J], 2013(113): 013903.
- [26] Zhang H B, Zhou P H, Lu H P, *et al.* *Electronics Letters*[J], 2012(48): 435–436.
- [27] Dastagir T, Xu W, Sinha S, *et al.* *Applied Physics Letters*[J], 2010(97): 162506.
- [28] Liao Z Q, Nie Y, Ren W Y, *et al.* *IEEE Magnetics Letters*[J], 2010(1): 5000204.
- [29] Fedotov V A, Mladyonov P L, Prosvirnin S L, *et al.* *Physical Review Letters*[J], 2006(97): 167401.
- [30] Wei Z, Cao Y, Fan Y, *et al.* *Applied Physics Letters* [J], 2011(99): 221907.
- [31] Zhang L B, Zhou P H, Lu H P, *et al.* *Optical Materials Express*[J], 2016(6): 259968.
- [32] Zhang L B, Zhou P H, Chen H Y, *et al.* *Scientific Reports*, 2016(6): 33826.
- [33] Rogacheva A V, Fedotov V A, Schwanecke A S, *et al.* *Physical Review Letters*[J], 2006(97): 177401.
- [34] Maier S A. *Plasmonics: Fundamentals and Applications* [M]. New York: Springer, 2007.
- [35] Zhang N, Zhou P H, Cheng D M, *et al.* *Optics Letters*[J], 2013(38): 1125–1127.
- [36] Zhang N, Zhou P H, Zhang L B, *et al.* *Applied Physics B: Lasers and Optics*[J], 2015(118): 409–415.
- [37] Zhang Nan(张楠). *Thesis for Doctorate*(博士论文) [D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 2015.
- [38] Yang Li(杨立), Kou Wei(寇蔚), Liu Huikai(刘慧开), *et al.* *Laser and Infrared*(激光与红外) [J], 2002, 32(1): 43–45.

(编辑 惠琼)