

基于双环开口谐振环对的平面周期 结构左手超材料^{*}

王甲富¹⁾ 屈绍波¹⁾²⁾ 徐 卓²⁾ 张介秋¹⁾ 马 华¹⁾ 杨一鸣¹⁾ 顾 超¹⁾

1) (空军工程大学理学院, 西安 710051)

2) (西安交通大学电子陶瓷与器件教育部重点实验室, 西安 710049)

(2008 年 6 月 26 日收到 2008 年 7 月 12 日收到修改稿)

通过理论分析和实验仿真,研究了用双环开口谐振环对(double split-ring resonator pairs, DSRRP)实现平面左手超材料的原理,用等效电路理论解释并描述了其负介电常数和负磁导率的产生机理,并对 DSRRP 在 3 维左手超材料设计的应用进行了探索性研究. 结果表明,DSRRP 可以实现小尺寸的平面左手超材料,此外,DSRRP 还可以作为用以实现 3 维左手超材料负磁导率的 3 维各向异性磁超材料.

关键词:双环开口谐振环对,平面左手超材料,3 维磁超材料

PACC:4270Y, 7430G, 7785

1. 引 言

左手超材料(left-handed metamaterials, LHM)是指电磁波在其中传播时电场方向、磁场方向和波的传播方向遵循左手规则的材料. 正是由于这一特殊性质,左手超材料具有很多不同于常规材料的奇异特性^[1,2],比如负磁导率 μ 、负介电常数 ϵ 和负折射系数 n . 正是由于这些奇异特性及其在微波天线领域巨大的应用前景,左手超材料研究成为学术界的一大热点. 目前,左手超材料的主要实现手段之一是周期结构左手超材料,即在基板上刻蚀周期分布的金属结构单元来实现负磁导率或负介电常数.

最早对周期结构左手超材料进行研究的是 Pendry, 他于 1996 年提出了用周期导线阵列来实现负介电常数,用双环开口谐振环(double split-ring resonator, DSRR)实现负磁导率^[3]. 2000 年, Smith 等根据 Pendry 的理论制作出了由金属线和 DSRR 组成的周期结构左手超材料,并通过实验验证了其负折射系数^[4]. 此后,各种不同结构的周期结构左手超材料大量涌现^[5-10]. 这些结构从根本上都是基于金属线/DSRR 左手材料的设计思想,即通过周期排列的金属线或电谐振器结构来实现负介电常数,通过磁

谐振器来实现负磁导率. 并且,同金属线/DSRR 结构一样,这些结构要求入射电磁波的磁场方向垂直于基板,这样才能使基板上的结构单元产生磁谐振实现负磁导率. 为满足这一要求,入射电磁波必须平行于基板入射,而且沿着电磁波的传播方向要排列多个结构,这既增加了加工难度,同时也给这些材料的应用带来了诸多不便. 2003 年, Podlovs 等的研究表明,用有限长金属线对可以取代传统的 DSRR 来实现负磁导率^[11], 这为周期结构左手超材料设计打开了一条全新的思路. 此后,出现了连续金属线和金属线对组成的周期结构左手超材料^[12-15] 和渔网结构^[16,17] 等平面左手超材料(planar left-handed metamaterials). 这两种左手超材料虽然结构不同,但是,它们实现左手特性的机理是相同的,即通过基板两侧的金属结构之间的耦合实现负磁导率,通过基板同侧相邻金属结构之间的耦合或连续金属线实现负介电常数. 与传统的金属线/DSRR 结构相比,这两种平面左手超材料优越性在于电磁波可以垂直于基板平面入射,这就大大方便了实际加工和应用. 但是,金属线对和渔网结构左手超材料虽然在传播方向上相对于波长的尺寸很小,但是结构单元沿基板平面的尺寸相对比较大.

本文通过理论分析和实验仿真研究了用

^{*} 国家自然科学基金(批准号:50474077)和国家自然科学基金重点项目(批准号:50632030)资助的课题.

DSRRP 实现平面左手超材料的原理,用等效电路理论解释并描述了其负介电常数和负磁导率的产生机理,并对 DSRRP 用于 3 维左手超材料设计进行了探索性研究.

2. DSRRP 平面左手超材料

金属短线对在某些频率范围内同时具有负磁导率和负介电常数^[11,12],基板两侧的金属短线对之间的电容和电感响应入射电磁波的磁场产生负磁导率,而基板同侧相邻两金属短线之间的电容以及金

属线本身所具有的电感响应入射电磁波的电场产生负介电常数. 理论研究表明^[12],金属短线对的磁谐振频率只与金属短线的长度成反比,而与金属短线的宽度以及两侧金属短线之间的距离无关. 要降低金属短线对的磁谐振频率,只能增加金属短线对的长度,这就意味着结构单元在基板平面内的尺寸比较大. 若要在降低磁谐振频率的同时保持结构单元尺寸较小,需要设计新的结构. 图 1 给出了由金属短线对向 DSRRP 的演变(为方便计,图中只给出了基板一侧的金属结构). 图 1(a) — (d) 的结构中,金属线长度依次增大,并且结构也越来越复杂.

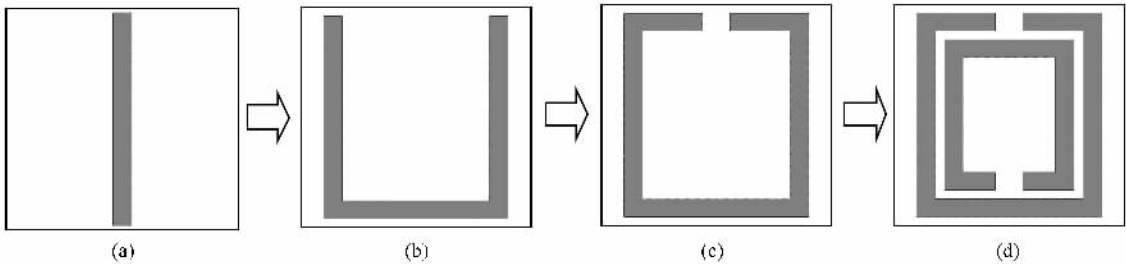


图 1 金属短线对向 DSRRP 的演变

由于基板两侧的 DSRRP 之间也存在着电容和互感,并且位于基板同侧相邻的两个 DSRR 之间也存在着电容,所以,同金属短线对一样,DSRRP 既有磁谐振,也有电谐振. 为研究 DSRRP 的左手特性,采用商业计算软件 CST Microwave Studio (Computer Simulation Technology) 对由 DSRRP 作为结构单元的单层平面左手超材料板进行了仿真. 金属线为铜线,

其电导率 $\sigma = 5.8 \times 10^7 \text{ S/m}$,厚度 $t_1 = 0.010 \text{ mm}$. 采用厚度 $t = 1 \text{ mm}$ 的 FR4($\epsilon_r = 4.6$)作为基板,结构单元基板的边长 $a_x = a_y = 3.33 \text{ mm}$,DSRR 的尺寸为 $w = 0.3 \text{ mm}$, $d = 0.1 \text{ mm}$, $g = 0.6 \text{ mm}$, $l_1 = l_2 = l = 3.1 \text{ mm}$. 电磁波垂直于基板平面入射,其电场和磁场方向如图 2(a)所示.

图 2(b), (c), (d) 分别给出了在谐振频率 $f =$

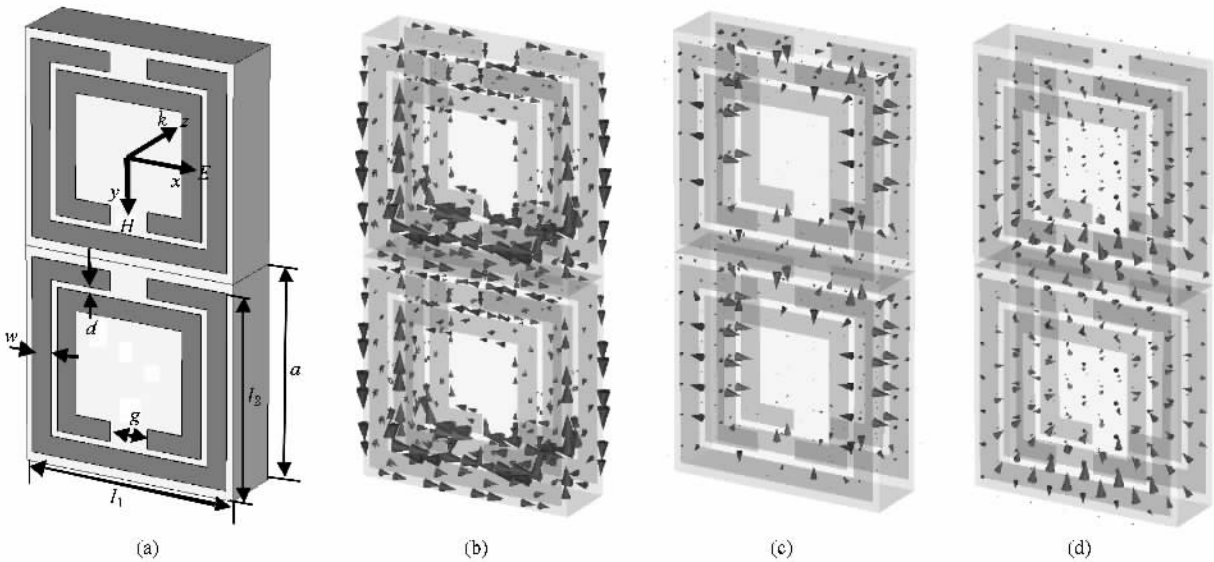


图 2 (a)入射电磁波的极化方向以及模拟得到的 DSRRP 的(b)电流分布,(c)电场分布和(d)磁场分布

6.95 GHz 处同一结构单元两侧以及相邻结构单元同侧的 DSRR 的表面电流、电场和磁场分布. 由图 2 (b) 可知, 每个 DSRR 上的电流流向同传统 SRR 磁超材料的大致相同, 此电流并不是响应磁场而产生的, 而是响应电场产生的. 由于 DSRR 关于电场方向不对称, 在电场的作用下, DSRR 的上下两端存在着电势差, 从而形成了一个电流回路. 对于同一结构单元两侧的 DSRRP, 相同位置的金属线上的表面电流方

向相反, 而对于相邻结构单元同侧的两个 DSRR, 相同位置金属线的电流方向相同, 这就在同一结构单元的 DSRRP 之间形成了一个较强的感应磁场, 这个感应磁场是响应入射电磁波的磁场而产生的. 每个结构单元两侧的 DSRRP 之间存在着电容和互感, 它们共同响应入射电磁波的磁场, 在磁谐振频率处可以产生磁谐振. 图 2 (b) 和 (d) 分别给出了相应的电场和磁场分布.

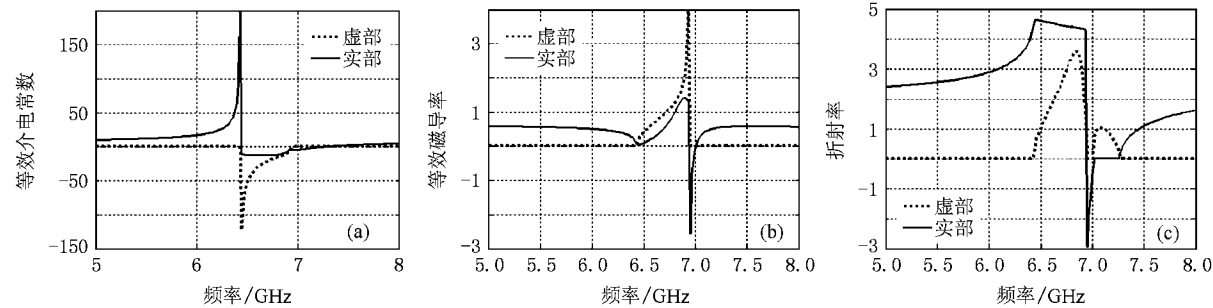


图 3 根据仿真得到的散射参数所计算出的 (a) 等效介电常数, (b) 等效磁导率和 (c) 折射系数

由仿真所得到的散射参数可以计算出平面左手超材料的等效介电常数和磁导率^[18]. 图 3 给出了计算所得到的基于 DSRRP 的单层左手超材料板的等效介电常数、磁导率和折射系数. 由图 3 (a) 和 (b) 可知, 材料的等效介电常数在 6.45—7.25 GHz 为负, 而等效磁导率在 6.94—7.02 GHz 之间为负. 在负介电常数和负磁导率重合的频率区域内, 材料的折射系数为负, 如图 3 (c) 所示, 在 6.94—7.02 GHz 之间, 材料的折射系数为负, 此频率区域为左手区域.

3. 用等效电路解释 DSRRP 平面左手超材料的左手特性

类似于金属短线对平面左手超材料, DSRRP 左手超材料的左手特性也可以用等效 L - C 电路来解释. 在磁谐振频率处, 同一结构单元两侧的 DSRRP 之间的电容和电感在响应入射电磁波的磁场时可以等效为一个 L - C 谐振回路. 图 4 (a) 给出了结构单元的等效磁谐振电路, 其中, L_m 和 C_m 分别为 DSRRP 之间的互感和电容, C_s 和 C_g 分别为开口电容和内环和外环之间的电容. C_s 和 C_m 可用平行板电容公式来近似, 而 L_m 可用螺线管电感公式近似, 即

$$C_s \approx \epsilon \frac{wt_1}{g}, \tag{1}$$

$$C_m \approx A_1 \epsilon \frac{2w(2l_1 + 2l_2 - g - 2w - 2d)}{t}, \tag{2}$$

$$\begin{aligned} L_m &\approx \frac{\mu_0}{2} \left(\frac{4t(l_1 - w - d)}{w} + \frac{4tw}{l_2} \right) \\ &= 2\mu_0 \left(\frac{t(l_1 - w - d)}{w} + \frac{tw}{l_2} \right). \end{aligned} \tag{3}$$

内外环之间的电容可用下式计算^[3] :

$$C_g \approx A_2 \frac{\epsilon(l_1 + l_2 - g)}{2\pi} \ln\left(\frac{2w}{d}\right). \tag{4}$$

在 (2) 和 (4) 式中, A_1 和 A_2 为修正因子. 那么磁谐振频率为

$$\begin{aligned} f_m &= \frac{1}{2\pi \sqrt{L_m(C_m + C_g + C_s)}} \\ &\approx \frac{c}{4l\pi \sqrt{4\epsilon_r A_1 + \frac{A_2 \epsilon_r t}{2\pi w} \ln\left(\frac{2w}{d}\right)}}, \end{aligned} \tag{5}$$

其中, c 为真空中的光速.

在电谐振频率处, 由于关于入射电磁波的电场方向是不对称的, DSRR 中会形成由电场所引起的电流, 从而形成一个等效的电谐振回路, 如图 4 (b) 所示. 电感 L_s 可用由半径 $r = w/4$ 长度为 l 的平行双线传输线的电感来计算, 即

$$L_s \approx B \frac{2\mu_0 l}{\pi} \ln\left(\frac{4t}{w}\right), \tag{6}$$

其中, B 为修正因子. 由于电谐振是在单个 DSRR 上发生的, 所以此时 (4) 式中的修正因子 $A_2 = 1$. 电谐

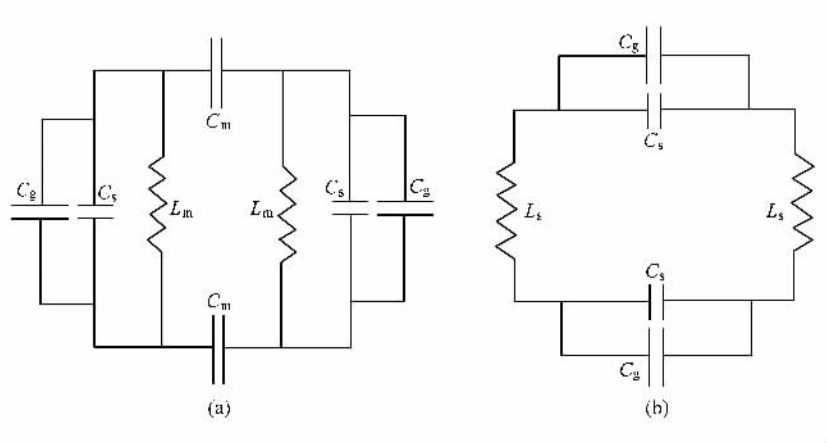


图 4 DSRRP 结构单元的(a)等效磁谐振电路和(b)等效电谐振电路

振频率为

$$f_e = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_s(C_g + C_s)}} \approx \frac{\pi c}{2l\pi\sqrt{\frac{B\epsilon_r}{2}\ln\left(\frac{4t}{w}\right)\ln\left(\frac{2w}{d}\right)}} \quad (7)$$

由(5)和(7)式可以看出,与金属短线对平面左手超材料相比,DSRRP 的磁谐振频率公式中的电容增加了内外环之间的电容,导致了磁谐振频率的下降.而电谐振频率则是由 DSRR 本身比较低的电谐振频率提供.所以,DSRRP 在结构单元的尺寸比较小的情况下($a \ll \lambda$)同时出现电谐振和磁谐振,从而实现介电常数和磁导率同时为负的平面左手超材料.

4. DSRRP 的 3 维各向异性磁超材料性质

DSRRP 对垂直于基板表面入射的电磁波的响应中,结构单元的谐振频率比较低.众所周知,

DSRRP 对于平行于基板表面入射的电磁波具有磁响应,如图 5 所示,DSRRP 在两种极化方向的电磁波入射下,都具有比较强的磁谐振,而且负磁导率频率范围比较宽,分别为 5.35—7.25 GHz 和 5.71—7.56 GHz.而电磁波在垂直于基板平面入射时,DSRRP 的负磁导率频率范围为 6.94—7.02 GHz,落于两种平行入射情况下的负磁导率范围内.所以,在 6.94—7.02 GHz 的频率范围内,DSRRP 具有 3 维各向异性磁超材料的性质,可以用来设计 3 维左手超材料.

对比 DSRRP 在三个方向上的磁谐振,我们可以看到,电磁波平行于基板平面入射时的两种情况下的磁谐振比垂直基板平面入射情况下的磁谐振强.当电磁波平行于基板平面入射且电场方向平行两环的开口方向时,磁谐振最强烈且负磁导率频率范围最宽.而当电磁波垂直于基板平面入射时,磁谐振最弱,负磁导率频率范围最窄.由(5)式可知,DSRRP 平面超材料的磁谐振频率随着基板厚度的增加而减小.当电磁波垂直于基板平面入射时,若要降低

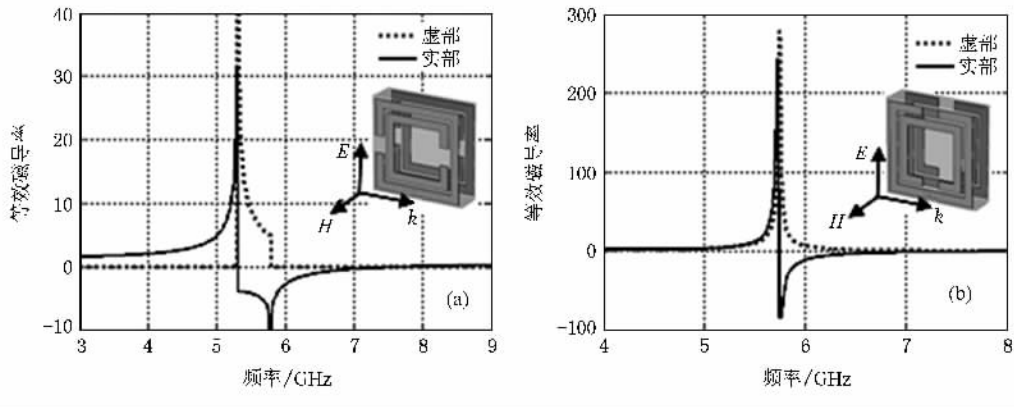


图 5 两种极化方向的电磁波平行于基板入射时 DSRRP 的等效磁导率

DSRRP 的磁谐振频率使之落于平行入射时的两个负磁导率频率范围内,必须增加基板的厚度,这就降低了 DSRRP 之间的耦合,从而磁谐振比较弱.

5. 结 论

DSRR 一般用作为电磁波平行于基板平面入射情况下的磁超材料,用来实现负磁导率,而 DSRRP 可以实现介电常数和磁导率同时为负的平面左手超

材料,并且结构单元的尺寸较小.由于 DSRRP 在电磁波平行和垂直于基板平面入射的情况下,都具有负的磁导率,并且通过增大基板的厚度使三个方向入射时的负磁导率频率范围重合,DSRR 可以实现 3 维各向异性的磁超材料.但是,由于增大基板厚度后 DSRRP 之间耦合降低,所以电磁波垂直基板平面入射时的磁谐振强度比较弱.本文所提出的 DSRRP 平面左手超材料对于设计小尺寸平面左手超材料和 3 维左手超材料具有重要的参考和应用价值.

-
- [1] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
 - [2] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J, Youngs I 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4773
 - [3] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2075
 - [4] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, Nemat-Nasser S C, Schultz S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184
 - [5] Liu R P, Degiron A, Mock J J, Smith D R 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 263504
 - [6] Wang J F, Qu S B, Xu Z, Zhang J Q, Yang Y M, Ma H 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 5015 (in Chinese) [王甲富、屈绍波、徐卓、张介秋、杨一鸣、马 华 2008 物理学报 **57** 5015]
 - [7] Wang J F, Qu S B, Xu Z, Zhang J Q, Yang Y M, Ma H, Gu C 2008 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **56** 2018
 - [8] Chen H S, Ran L X, Huangfu J T, Zhang X M, Chen K S, Grzegorzczk T M, Kong J A 2004 *Phys. Rev. E* **70** 057605
 - [9] Liu H, Zhao X P 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 191904
 - [10] Liu Y H, Luo C R, Zhao X P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5883 (in Chinese) [刘亚红、罗春荣、赵晓鹏 2007 物理学报 **56** 5883]
 - [11] Podlovsk V A, Sarychev A K, Shalaev V M 2003 *J. Nonlinear. Opt. Express* **11** 735
 - [12] Zhou J F, Zhang L, Tuttle G, Koschny T, Soukoulis C M 2006 *Phys. Rev. B* **73** 041101
 - [13] Zhou J F, Economou E N, Koschny T, Soukoulis C M 2006 *Opt. Lett.* **31** 3620
 - [14] Lam V D, Kim J B, Lee S J, Lee Y P 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 033107
 - [15] Guven K, Cakmak A O, Caliskan M D, Gundogdu T F, Kafesaki M, Soukoulis C M, Ozbay E 2007 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **9** 361
 - [16] Kafesaki M, Tsiapa I, Katsarakis N, Koschny T, Soukoulis C M, Economou E N 2007 *Phys. Rev. B* **75** 235114
 - [17] Alici K B, Ozbay E 2008 *Photonics Nanostruct.: Fundam. Appl.* **6** 102
 - [18] Smith D R, Vier D C, Koschny T, Soukoulis C M 2005 *Phys. Rev. E* **71** 036617

Planar left-handed metamaterials based on double split-ring resonator pairs^{*}

Wang Jia-Fu¹⁾ Qu Shao-Bo¹⁾²⁾ Xu Zhuo²⁾ Zhang Jie-Qiu¹⁾ Ma Hua¹⁾ Yang Yi-Ming¹⁾ Gu Chao¹⁾

1) (Science College, Air Force Engineering University, Xi'an 710051, China)

2) (Electronic Materials Research Laboratory, Key Laboratory of the Ministry of Education, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 26 June 2008 ; revised manuscript received 12 July 2008)

Abstract

By theoretical analysis and experimental simulation, planar left-handed metamaterials using double split-ring resonator pairs are studied in this paper. Simultaneous negative permittivity and permeability are described and explained by using equivalent circuit theory. Moreover, double split-ring resonator pairs used in the design of 3-dimensional left-handed metamaterials are also investigated. The results show that double split-ring resonator pairs can be used as planar left-handed metamaterials with small sizes and that double split-ring resonator pairs can be also used as 3-dimensional anisotropic magnetic metamaterials to realized negative permeability in 3-dimensional left-handed metamaterials.

Keywords : double split-ring resonator pairs, planar left-handed metamaterials, 3-dimensional magnetic metamaterials

PACC : 4270Y, 7430G, 7785

^{*} Projects supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10474077) and the State Key Program of National Natural Science of China (Grant No. 50632030).