

超材料微波磁导率色散行为的电可调控性研究*

钟顺林 韩满贵† 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, 成都 610054)

(2011年1月9日收到; 2011年2月28日收到修改稿)

研究在开口金属谐振环(SRR)结构嵌入一个电容二极管后,通过电压调控二极管的电容使得SRR结构的等效电容值发生改变,能实现对SRR的谐振频率和等效磁导率的调控,从而提出了一种智能的微波磁性超材料结构.采用时域差分有限元法(Finite-Difference Time-Domain)和恢复算法模拟了变容二极管的工作电压变化下,SRR结构谐振频率和磁导率的变化规律.研究表明工作电压增大使变容二极管的电容值减小时,将导致SRR结构的谐振频率向低频段移动,其磁导率的共振频率也将向低频移动.最后指出了SRR结构与常规磁性材料(如铁氧体)磁导率色散行为的不同之处.

关键词: 超材料, 微波磁导率

PACS: 75.30.Kz, 07.55.-w

1. 引言

铁磁性(或亚铁磁性)材料磁导率是表征其性能的一个重要参数,许多的电子产品在高频下的应用对磁导率都有特殊的要求.如磁盘的“写入”磁头,要求磁性材料的磁导率实部要大以便能提供较大的写入磁场,虚部则尽量要小以降低热损耗^[1,2].对于磁性电磁波吸收材料^[3-5],我们则希望磁导率的虚部尽量大,以便能以磁损耗的方式将入射的电磁能以热能的形式耗散掉.自然界中存在(或人工可合成)的磁性材料的磁导率是一个微观结构敏感的参数,它与材料的微观结构(如材料形状、晶粒大小、夹杂物的形态和分布、应力以及缺陷的大小与分布等)和成分密切相关^[6-10].我们把磁导率随工作频率的提高而发生变化的现象称为磁导率色散行为.自然材料中,对于粉体或块状的磁性材料,磁导率色散行为可以用 Snoek 定理来描述^[11]: $(\mu_s - 1)f_r = (2/3) \times \gamma' 4\pi M_0$. 对于磁性薄膜材料则可以用最近才提出的 Acher 定理来描述^[11],即 $(\mu_s - 1)f_r^2 = (\gamma' 4\pi M_0)^2$. 这两个定理均表明:当选定某个材料时(此时 M_0 为一恒值),等式的右边为常数,初始

磁导率与共振频率(有时也称作截止频率)之间则成反比关系.共振频率越低则其初始磁导率越大.工程应用中当我们选定某种材料制成磁性器件后,这时它的磁导率与共振频率的乘积就不能再加以改变,除非我们改变材料成分^[12-14],制备出另一个器件来,这种调节磁导率的方式十分不方便,耗时且成本高.本文基于超材料基本单元提出一种新颖的磁导率调节方法,证明了电调节磁导率的可行性,我们的研究结果能为今后开发智能电磁器件提供了一种新思路.超材料早在1968年就被前苏联科学家 Veselago 从理论上证实同时具有负介电常数和负磁导率^[15].在该材料中电磁波的电场、磁场和能量方向符合左手坐标系,故该电磁材料又被称为左手材料,但因为自然界中并不存在这样的双负特性材料,所以当时并未引起足够的重视.1999年, Pendry 等提出了用金属线阵列和开口金属环周期结构(即本文采用的周期结构单元)可分别实现负介电常数和负磁导率^[16].2000年,Smith 等根据 Pendry 的理论,将两种结构结合,构造出具有双负特性的超材料^[17,18],这种人工材料才受到了科学界的广泛关注^[19-23].传统电磁吸波材料是基于将入射电磁波能量转换成热能的原理,如铁氧体、铁磁合金、纳米

* 国家重点基础研究发展计划(批准号:2010CB334702)、国防预先研究基金项目(批准号:9140A10030409DZ0228)、国家基金杰出青年基金项目(批准号:51025208)和中央高校基本科研业务费(批准号:ZYGX2009J036)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: mangui@gmail.com

材料^[24, 25]等,这种被动式的电磁吸波设计思路已经难以满足现代日渐复杂的电磁环境. 与这些传统的电磁吸波材料不同,智能吸波材料则可以通过改变其结构单元的电容或电感值,在特定频段内控制电磁射线的折射方向,从而使其拥有主动可调变的电磁吸波的性能. 因电磁波吸收性能与材料的磁导率有密切关系,所以实现智能吸波材料的第一步应是实现材料磁导率的简便调控. 本文采用在超材料基本单元(双开口谐振环)的结构中加载变容二极管的方式,通过电压调节电容,并计算出相应的磁导率的色散谱. 从理论上表明电压调节磁导率的可行性,并讨论了超材料微波磁导率共振频率和磁导率大小随外加电压的变化规律.

2. 设计原理

开口谐振环(split-ring resonator, SRR)既具有电容性又具有电感性,所以当电磁波垂直入射通过开口谐振环时,由电磁感应定律知,入射电磁波变化的磁场能使谐振环产生感应电流,形成 LC 谐振电路,谐振频率由 SRR 中的电感与电容值所决定,这种情形下谐振环的等效磁导率 μ 可以表示为^[26]

$$\mu(\omega) = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\Gamma\omega}, \quad (1)$$

$$\omega_0 = 1/\sqrt{LC}. \quad (2)$$

(1)式中 ω_0 是谐振环的谐振频率, L 和 C 是谐振环的等效电感和等效电容, Γ 是谐振开口环中的阻抗损耗,而 F 是单元的几何因数. 一般情况下, Γ 相对很小可以忽略不计,故当频率 ω 在频率范围 $\omega_0 < \omega < \frac{\omega_0}{\sqrt{1-F}}$ 时,磁导率 $\mu(\omega)$ 为负值. 从(1)中可以

知, ω_0 反比于 \sqrt{C} ,在保持其他参量不变的情况下,改变谐振环的等效电容可以调变谐振频率,因此通过二极管的电容值来调变 SRR 的谐振频率和磁导率的色散行为的方法是可行的.

本文中采用飞利浦公司生产的 BB184 变容二极管,根据生产厂商提供的数据表^[27],此变容二极管的寄生电阻约为 $R_d \approx 0.64 \Omega$,从图 1 的曲线可以看出,当偏置电压为 1—10 V 时,其电容值变化为 14—2 pF,电容比 $\tau = 4\left(\tau = \frac{C_{\max}}{C_{\min}} = \frac{C_{(1V)}}{C_{(10V)}}\right)$. 电容比是电容调变范围的比值,合理的电容比能使超材料达到更加理想的透射损耗.

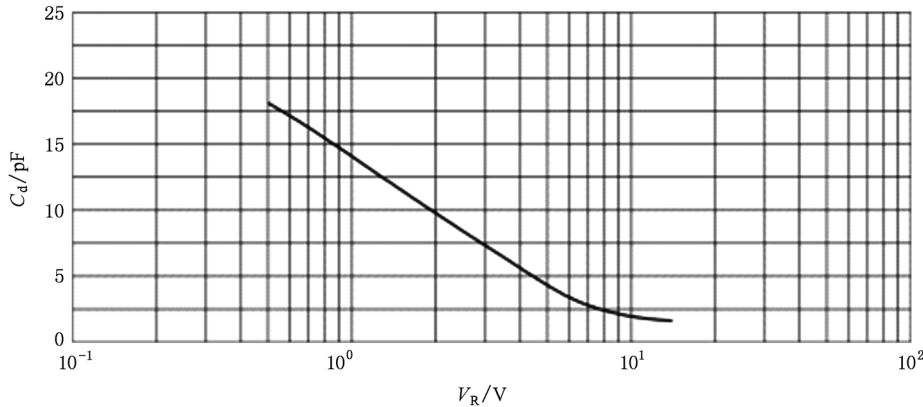


图 1 BB184 变容二极管电容随偏置电压变化的规律曲线图

采用了商业软件 HFSS 对加载了变容二极管的 SRR 周期结构进行了数值仿真. 双开口谐振环的基板采用的是环氧玻璃纤维(FR4),其尺寸为 30 mm × 30 mm × 0.25 mm. 金属环采用的材料为铜,厚度为 15 μm ,外金属环长为 24 mm,宽为 2.5 mm,内金属环长 12 mm,宽为 2.5 mm,内外金属环开口宽度为 2 mm. 为了模拟电磁波通过无限周期结构的 SRR, HFSS 的设置如图 2 所示,垂直于 Z 轴两个边

缘面设定为理想磁边界(PMC),垂直于 Y 两个边缘面设定为理想电边界(PEC),垂直于 X 轴两个边缘面则设定为波端口.

铜的电导率 $\sigma \approx 5.8 \times 10^7 \text{ S/m}$,环氧玻璃纤维的损耗角正切 $\tan \delta_e \approx 0.02$,所以 SRR 在谐振频率 $f \approx 1.4 \text{ GHz}$ 时,其等效电感 $L \approx 23 \text{ nH}$,等效电阻 $R \approx 0.7 \Omega$,故单元 SRR 结构的简化等效电路图如图 3 所示.

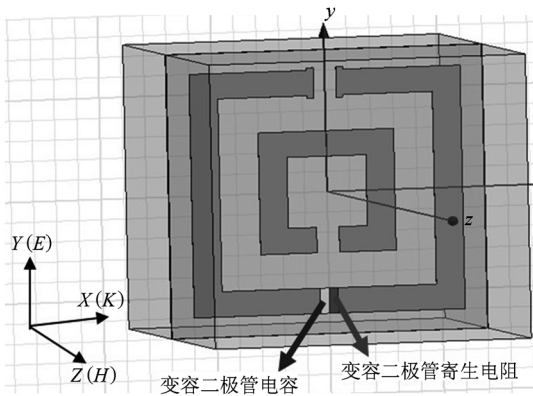


图2 仿真计算中的单元 SRR 结构图

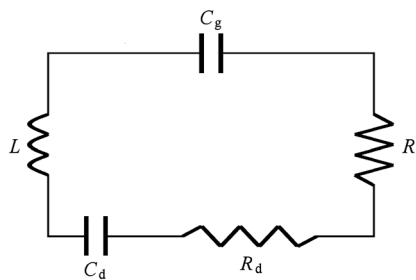


图3 加载了变容二极管的单元 SRR 结构的简化等效电路图

3. 结果和讨论

图3给出了加载变容二极管后,单元 SRR 的等效电路图.从图中可以看出等效电路中的电容和电阻均为串联方式连接,故其等效电容 $C = (C_g C_d) / (C_d + C_g)$, $C_g \approx 0.47 \text{ pF}$ 是谐振环的电容值(由谐振环开口电容和内外金属环间电容决定,通过 Ansoft Q3D Extractor 软件模拟得出)^[28], C_d 是二极管的电容值;随着电压增大,二极管的电容值降低,等效电容值随之增大,由(1)和(2)式得,在其他参数保持不变的条件下,SRR 的谐振频率将向低频段移动,磁导率的值会随之略有减小.我们通过软件仿真得出了 SRR 结构的微波散射参数图谱,图4为微波反射曲线图谱,图5为微波透射曲线图谱.根据 Maxwell 方程,电磁波在负磁导率介质内几乎不能传播,即在散射参数曲线中表现为会出现一个电磁波禁带^[29].如图5所示,在谐振频率附近 SRR 结构的透射参数 S_{21} 出现了一个明显的波谷,对应频率的反射则比较大,这是由于超材料介质参数适配的原因^[30].而且未加载变容二极管的微波透射曲

线的波谷值与加载后的曲线波谷值变化很小,表明引入的电容对 SRR 结构的微波透射值影响可以忽略不计.图6为谐振频率 f_r 随变容二极管电压变化的规律图,从图中可以看出随着电压的不断增大,谐振频率单调下降,当电压从 2 V 增大到 14 V 时,其谐振频率从 1.51 GHz 下降到 1.36 GHz,调变范围 $\Delta f = |f(14) - f(2)| \geq 150 \text{ MHz}$.

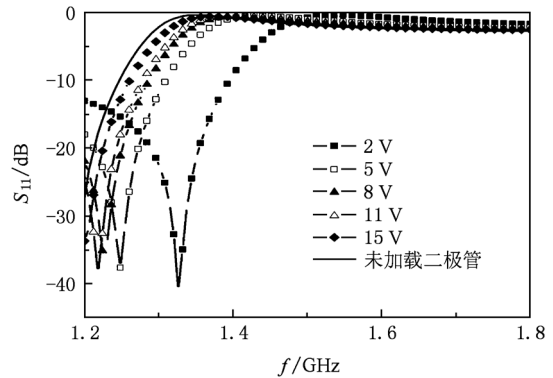


图4 电压变化条件下 SRR 结构的微波反射曲线图谱

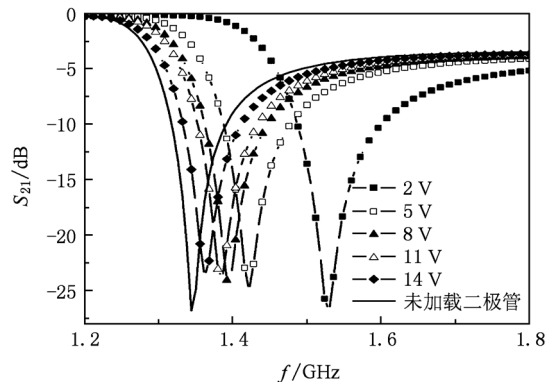


图5 电压变化条件下 SRR 结构的微波透射曲线图谱

基于传输散射矩阵的恢复算法^[31,32],可以通过散射参数提取到本征参数值.与实验方法相比,等效参数提取法能直接得到 SRR 结构的等效磁导率,但是此方法的主要缺点是在恢复算法中折射率支路的选取,这个可以通过测量不同厚度的电磁材料平板来正确选取支路^[33].(3)和(4)式为恢复算法的核心公式, n 是 SRR 结构的折射率, z 是结构的阻抗, d 为单元厚度, k 是波数.

$$n = \frac{1}{kd} \cos^{-1} \left[\frac{1}{2S_{21}} (1 - S_{11}^2 + S_{21}^2) \right], \quad (3)$$

$$z = \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}}, \mu = n/z. \quad (4)$$

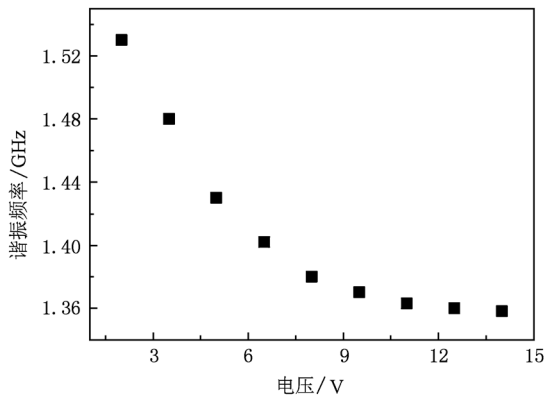


图6 SRR 结构谐振频率随二极管电压变化的规律

图7为依据恢复算法提取所得的SRR结构的磁导率图谱.如图7(a)所示,在一定的频率范围内我们获得了磁导率实部(μ')为负的效应.如当调控电压为14 V时,SRR结构在1.3—1.7 GHz内其 μ' 小于0.我们常把最小低频处的 μ' 数值称为初始磁导率.从图7(a)中可见,在所选的全部调控电压下,初始

磁导率数值均为1.9.而且磁导率实部色散谱表现出一种“共振”类型,即在某个频率附近实部随频率的增大而增大,然后迅速地降到负值以下.磁导率的这种色散特性是超材料所必须具备的,然而,常规材料(如尖晶石铁氧体)的磁导率色散行为通常为弛豫型的,即磁导率随频率的增大而下降,如图8(a)所示.图7(a)还表明随着调控电压的增大,磁导率色散共振频率(即 μ' 由正变为负所对应的频率)向低频移动,而初始磁导率的数值不变.这也与常规材料不同.如我们前面提到的Snoek或Acher定理所表述的那样,常规材料的初始磁导率和共振频率的变化趋势是完全相反的,一个变大,另一个必然变小.图7(b)所显示的磁导率虚部的色散情形与常规材料的大体相同(如图8(b)所示),均表现出“峰值”特性.因 μ'' 的数值描述的是磁损耗的大小.SRR结构单元具有一定的磁损耗效应,与常规材料相同.在电磁波吸收应用领域,电磁波常常通过磁损耗的方式将入射电磁波以热能的形式耗散掉.

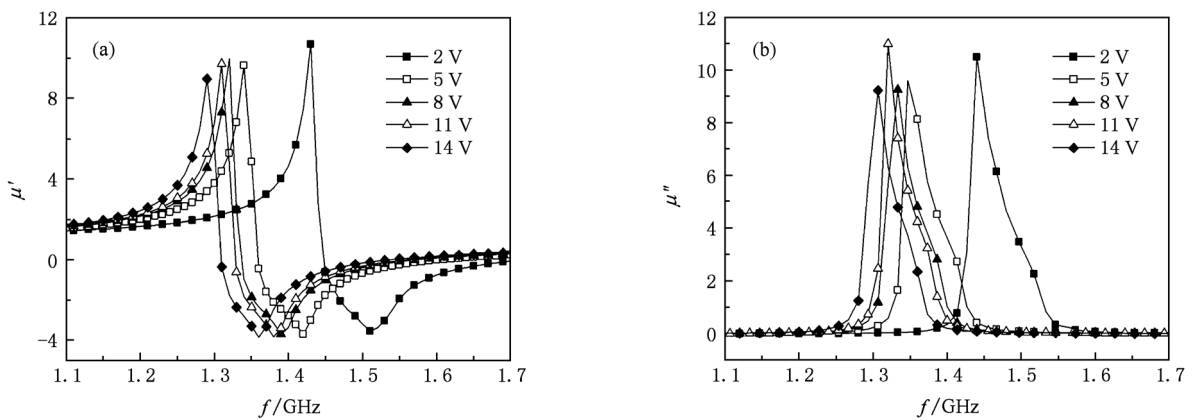


图7 电压变化条件下SRR结构的磁导率色散曲线 (a)磁导率实部曲线;(b)磁导率虚部曲线

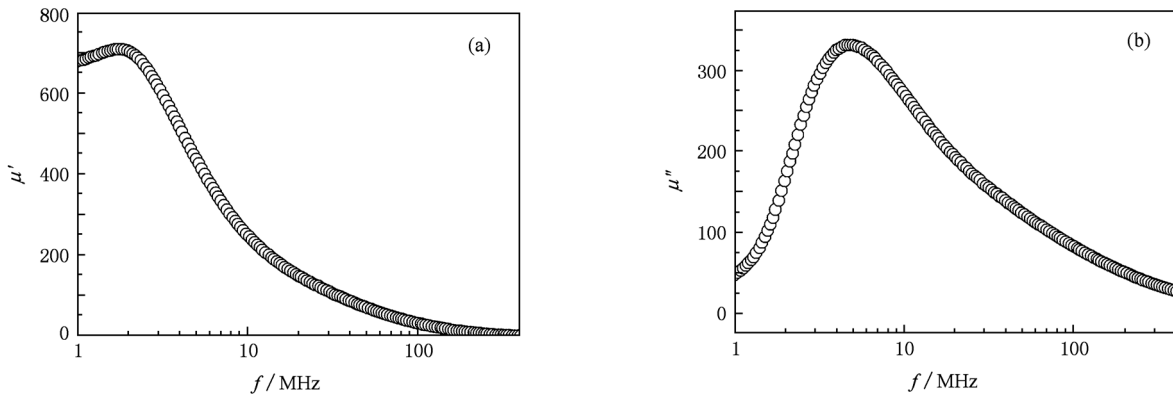


图8 典型铁氧体材料(NiCoZn尖晶石铁氧体)的磁导率色散谱 (a)实部;(b)虚部

4. 结 论

本文采用时域差分有限元法模拟了加载变容二极管的双开口谐振环结构的微波特性曲线. 对在 SRR 谐振频率范围内微波透射曲线图谱研究可以

看出,随着电压的增加,变容二极管的电容值也随之增加,SRR 的谐振频率向低频方向移动. 采用和恢复算法计算出了该 SRR 结构的微波磁导率色散谱,证实了采用电压调控电容的方式调控微波磁导率色散行为的可行性,并指出了 SRR 结构与常规材料微波磁导率色散行为的不同之处.

- [1] Wang X, Zheng F, Liu Z Y, Liu X X, Wei D, Wei F L 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 07B714
- [2] Ledieu M, Schoenstein F, Le Gallou J H, Valls O, Queste S, Duverger F, Acher O 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 7202
- [3] Xie J L, Han M G, Chen L, Kuang R X, Deng L J 2007 *J. Magn. Magn. Mater.* **314** 37
- [4] Kim S S, Kim S T, Yoon Y C, Lee K S 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 10F905
- [5] Deng L J, Han M G 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 023119
- [6] Lubitz P, Rachford F J 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 7613
- [7] Chen W B, Han M G, Deng L J 2010 *Acta Phys. Sin.* **60** 712 (in Chinese) [陈文兵、韩满贵、邓龙江 2010 物理学报 **60** 712]
- [8] Li Z W, Chen L F, Ong C K 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 5918
- [9] Tsutaoka T 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 2789
- [10] Li B W, Shen Y, Yue Z X, Nan C W 2007 *J. Magn. Magn. Mater.* **313** 322
- [11] Lagarkov A N, Rozanov K N, Simonov N A, Starostenko S S 2005 *Handbook of Advanced Magnetic Materials* (Beijing: Tsinghua University Press), Vol. 4, pp414—445
- [12] Han M G, Lu H P, Deng L J 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 192507
- [13] Han M G, Ou Y, Liang D F, Deng L J 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1261
- [14] Lee J J, Bae S, Hong Y K, Jalli J, Abo G S, Seong W M, Park S H, Choi C J, Lee J G 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 07A514
- [15] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [16] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2075
- [17] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, Nemat-Nasser S C, Schultz S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184
- [18] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J, Youngs I 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4733
- [19] Fu F Y, Chen W, Zhou W J, Liu A J, Xing M X, Wang Y F, Zheng W H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8579 (in Chinese) [付非亚、陈 微、周文君、刘安金、邢名欣、王宇飞、郑婉华 2010 物理学报 **59** 8579]
- [20] Kabashin A V, Evans P, Pastkovsky S, Hendren W, Wurtz G A, Atkinson R, Pollard R, Podolskiy V A, Zayats A V 2009 *Nature Mater.* **8** 867
- [21] Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77
- [22] Xiang J K, Ma Z H, Zhao Y, Zhao X P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4023 (in Chinese) [相建凯、马忠洪、赵 延、赵晓鹏 2010 物理学报 **59** 4023]
- [23] Wen R M, Li L Y, Han K W, Sun X W 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4607 (in Chinese) [闻孺铭、李凌云、韩克武、孙晓玮 2010 物理学报 **59** 4607]
- [24] Tang N J, Zhong W, Au C, Yang Y, Han M G, Lin K J, Du Y W 2008 *J. Phys. Chem. C* **112** 19316
- [25] Lian L X, Deng L J, Han M, Tang W, Feng S D 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 09M520
- [26] Zhao Q, Kang L, Du B, Li B, Zhou J 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 011112
- [27] <http://www.nxp.com/#/pip/pip> = [pip = BB184] | pp = [t = pip, i = BB184]
- [28] Hand T H, Gollub J, Sajuyigbe S, Cummer S A, Smith D R 2009 *Appl. Phys. Lett.* **93** 212504
- [29] Ai F, Bai Y, Xu F, Qiao L J, Zhou J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4189 (in Chinese) [艾 芬、白 洋、徐 芳、乔利杰、周 济 2008 物理学报 **57** 4189]
- [30] Wang M Y 2008 *Ph. D. Dissertation* (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [王茂琰 2008 博士学位论文(成都:电子科技大学)]
- [31] Smith D R, Vier D C, Koschny Th, Soukoulis C M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **71** 036617
- [32] Chen X D, Tomasz M, Wu B I, Pacheco J, Kong J A 2004 *Phys. Rev. Lett.* **70** 016608
- [33] Chen X D 2005 *Ph. D. Dissertation* (Hangzhou: Zhejiang University) (in Chinese) [陈旭东 2005 博士学位论文(杭州:浙江大学)]

Electric tunability of microwave permeability dispersion behaviors of metamaterials^{*}

Zhong Shun-Lin Han Man-Gui[†] Deng Long-Jiang

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

(Received 9 January 2011; revised manuscript received 28 February 2011)

Abstract

By embedding a capacity-variable diode into a split ring resonator (SRR), it is found that the effective capacitance of such an SRR element can be varied by the biased voltage of diode. Therefore the resonance frequency and effective permeability of an SRR element can be tuned. Based on these results, a smart microwave magnetic metamaterial is proposed. Employing the finite-difference time-domain and retrieval method, the variations of resonance frequency and permeability of the SRR element are simulated and calculated by changing the biased voltage. It is found that with the decrease of capacitance due to the increase of biased voltage, the resonance frequencies are shifted towards lower values, and so are the resonance frequencies of permeability dispersion. Finally, the difference in permeability dispersion behavior between SRR structure and natural magnetic material (for instance, ferrite) has been pointed out.

Keywords: metamaterials, microwave permeability

PACS: 75.30.Kz, 07.55.-w

^{*} Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2010CB334702), the Basic Research Funds of National Defense Department of China (Grant No. 9140A10030409DZ0228), the National Funds for Distinguished Young Scientists of China (Grant No. 51025208), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of China (Grant No. ZYGX2009J036).

[†] Corresponding author. E-mail: mangui@gmail.com