

垂直入射条件下厚金属环结构的 负磁导率与左手材料行为^{*}

刘亚红 宋娟 罗春荣 付全红 赵晓鹏[†]

(西北工业大学电流变技术研究所,西安 710072)

(2007 年 3 月 31 日收到 2007 年 7 月 3 日收到修改稿)

用矩形波导法实验研究了微波垂直入射于具有一定厚度的金属铜环结构的微波电磁响应行为.结果表明,当金属铜环的厚度增加到一定值时,在中心频率为 14.5 GHz 处出现透射禁带,并且相位在透射禁带处发生跃变.采用双各向异性媒质理论计算了铜圆环结构的磁导率随频率变化关系,在透射禁带处磁导率为负.对厚金属圆环与金属线一一对应组合的样品,微波沿环面垂直入射时测量到左手透射通带和相位超前,通带带宽达到 1.5 GHz,强度为 -21 dB.

关键词:负磁导率,垂直入射

PACC:4270Y,7430G

1. 引言

左手材料(left-handed metamaterials, LHMs)是一种介电常数 ϵ 和磁导率 μ 同时为负的人工周期结构材料^[1],表现出许多奇异特性,如负折射、反常多普勒效应、反常 Cerenkov 辐射、完美透镜等.根据这些奇特特性,LHMs 也被称为后向传播波媒质、双负材料、负折射材料等. Pendry 等人^[2,3]研究发现周期性排列的导电金属线与导电开口谐振环(split ring resonators, SRRs)可以分别实现负介电常数和负磁导率.2001 年,Smith 等人^[4]首次将 SRRs 和金属线组合起来实验证实了负折射现象的存在,自此,左手材料的研究工作成为科学界关注的焦点.目前,采用人工周期结构材料已将材料的磁响应频率扩展到了 THz、100 THz、红外波段^[5-7];关于红外、可见光波段的负介电常数的实现也有报道,Stoleru^[8]理论研究了纳米金颗粒和纳米棒的光学特性,发现其在可见光或红外波段具有等离子体谐振行为,Zhang 等^[9]理论证明了在近红外波段可实现低损耗的负折射率材料.我们课题组从 2003 年起也开展了左手材料的研究,提出了左手材料缺陷效应、含有禁带的左手材

料,同时还研究了微波段及红外频段的树枝结构负磁导率材料等,取得一些有意义的研究成果^[10-16].

目前,人们对左手材料的电磁响应行为研究,均要求电磁波的波矢方向平行于左手材料样品,即波矢平行于开口谐振环所在的平面,磁场垂直于环面,开口谐振环可以产生磁谐振,实现负磁导率,电场平行于金属线,产生电谐振实现负介电常数,当磁谐振和电谐振在同一频段时,折射率便为负.随着对左手材料研究的不断深入,特别是对于极具应用价值的红外、可见光高频段的左手材料,许多实验方案通常采用在介质基板上刻蚀单层的周期排列金属结构图案,很难以电磁波平行入射的方式对其进行电磁响应行为研究,此时须将电磁波垂直入射于样品.因此,越来越多的工作集中于垂直入射问题^[17-21].现有研究表明,如果仍采用传统的 SRRs,当电磁波垂直入射时不能实现负磁导率^[6],可知当其与金属线组合也不能实现负折射率.因此,人们试图通过改变结构单元的设计来实现负折射^[19-21],如 Soukoulis 等^[21]分别采用金属线对结构和工字对结构实现了负折射,以上研究工作无论是电磁波平行入射还是垂直入射都还未见报道通过结构单元的厚度效应实现负折射.

^{*} 国家自然科学基金(批准号 50632030),国家重点基础研究发展计划(批准号 2004CB719805),航空基金和国防基础研究资助的课题.

[†] 通讯联系人, E-mail: xpzhao@nwpu.edu.cn

本文设计并制备了具有一定厚度的金属环结构,通过环自身的厚度效应,当电磁波垂直入射时,其可以产生磁谐振实现负磁导率;并且当厚环与金属线组合时,可表现出左手行为。

2. 样品制备与实验

将空心金属铜管采用机械精加工方法切割成若干个具有一定厚度的圆环结构单元,圆环的几何参数为:内直径 $d_1 = 4.0 \text{ mm}$,外直径 $d_2 = 6.0 \text{ mm}$,厚度分别为 $t = 0.2\text{--}2.2 \text{ mm}$,开口 $g = 0.2 \text{ mm}$ 。选用厚度为 0.8 mm 的环氧酚醛玻璃纤维介质基板,将切割好的圆环按一定的晶格常数 a 固定于介质基板上,制备得到一定厚度的环结构负磁导率材料(图 1(a))。另外,仍采用厚度为 0.8 mm 的环氧酚醛玻璃纤维介质基板,在其某一面采用单面电路板刻蚀技术刻蚀周期性排列金属铜线阵列,其几何参数为:长度 $l = 7.5 \text{ mm}$,线宽 $c = 0.5 \text{ mm}$,厚度 $t = 0.04 \text{ mm}$;在其另一面将切割的圆环固定于上,并保证金属圆环与金属线一一对应,然后将其裁剪为结构单元,按照一定的晶格常数 a 排列,制得多排结构单元为厚圆环与金属线组合的结构样品(图 1(b))。

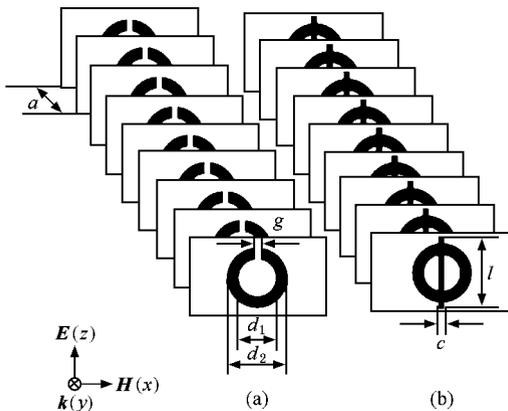


图 1 样品结构示意图 (a)厚环样品 (b)厚环与金属线组合的结构样品

用矩形波导法利用 AV3618 矢量网络分析仪分别测量所制备样品在微波频段(频率范围为 $12\text{--}18 \text{ GHz}$)的电磁响应行为。矩形波导的横截面尺寸为 $(15.8 \text{ mm} \times 7.9 \text{ mm})$ 将电磁波波矢方向垂直于待测样品入射,即波矢 k 沿 y 轴,磁场 H 沿 x 轴,电场 E 沿 z 轴。

3. 实验结果与讨论

将制备的不同厚度($t = 0.2\text{--}2.2 \text{ mm}$)金属铜圆环结构样品以晶格常数 $a = 5.0 \text{ mm}$ 置于波导中测其微波透射行为(图 2 和图 3),实验结果表明当环的厚度 t 从 0.2 mm 一直增加为 0.7 mm 时,其对微波几乎都表现为完全透射,值得注意的是当环的厚度增加到 0.8 mm 时,我们在中心频率为 14.56 GHz 观测到了一个明显的透射禁带,图 2 仅给出了厚度为 0.2 mm 和 0.8 mm 环的微波透射曲线,继续增加环的厚度,当 t 为 $1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0$ 和 2.2 mm 时,其分别在中心频率为 $14.5, 14.44, 14.56, 14.5, 14.44, 14.65$ 和 14.59 GHz 仍有明显的透射禁带,但是环厚度对谐振频率已无太大影响,中心谐振频率均位于 14.5 GHz 附近,而谐振强度则随环厚度的增加而逐渐变强即谐振峰变深,如图 3 所示,图 3 横坐标表示环的厚度,左边纵坐标表示环的谐振频率,右边纵坐标表示环的谐振强度,由三角形连成的线代表环厚度与谐振强度的变化关系,正方形连成的线代表环厚度与谐振频率的变化关系。

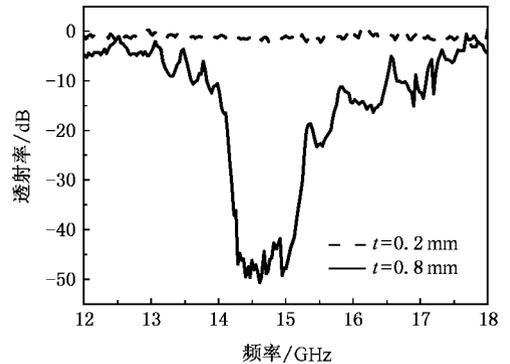


图 2 不同厚度环的微波透射波谱

为了证明微波垂直入射时具有一定厚度的金属环可以实现负磁导率,我们系统研究了 $d_1 = 4.0 \text{ mm}$, $d_2 = 6.0 \text{ mm}$, $t = 1.0 \text{ mm}$, $g = 0.2 \text{ mm}$, $a = 5.0 \text{ mm}$ 的环结构样品,图 4 是实验测量的微波透射响应曲线,可看出其在中心频率为 14.5 GHz 处有一个带宽为 0.5 GHz 强度为 -64 dB 的谐振峰,若此谐振峰为磁谐振且足够强时其可以实现负磁导率,图 5 是实验测量的此环结构的微波透射相位曲线,在透射禁带即谐振频率处,相位发生跃变。

为了深入研究此环结构透射曲线中谐振峰的特性,采用 CST MICROWAVE STUDIO 软件模拟了环谐

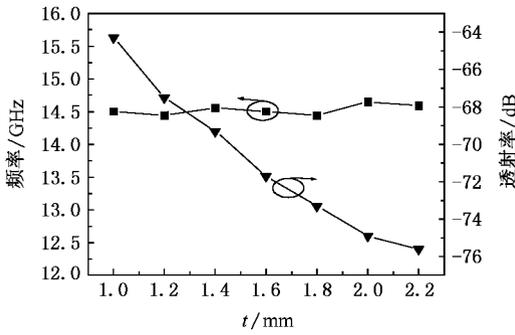


图 3 环厚度对微波电磁响应行为的影响

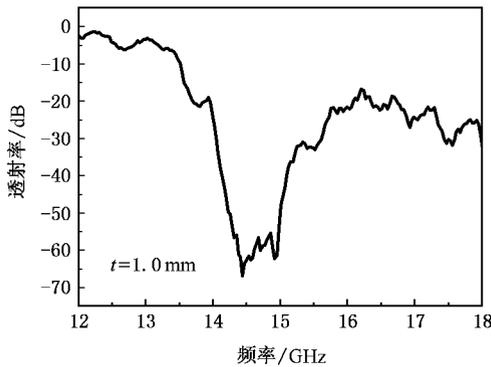


图 4 厚度为 1.0 mm 环的微波透射响应曲线

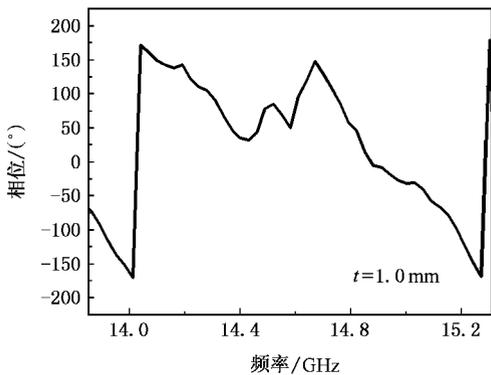


图 5 厚度为 1.0 mm 环的微波透射相位曲线

振频率 14.5 GHz 处的表面电流分布情况(如图 6)。CST 是德国 CST(Computer Simulation Technology)公司推出的高频三维电磁场仿真软件,广泛应用于移动通信、无通信(蓝牙系统)信号集成和电磁兼容等领域。对于 Pendry 谐振环,忽略厚度效应,仅仅当电磁波平行入射时,沿环一周可产生实现磁谐振的环形电流,从而可以得到负磁导率;而当电磁波垂直入射时即波矢 k 垂直于环平面入射,电场沿 z 方向,磁场沿 x 方向,由于环无限薄,不能产生与环厚度方

向垂直的足以实现磁谐振的环形电流,无法获得负磁导率;而进一步研究表明,当环的厚度增加到一定值时可实现负磁导率。从图 6 的表面电流分布可看出厚环的前后两个面产生反平行的感应电流,可形成一个环绕磁场方向的电流回路,可产生一个磁矩,并且其与原磁场方向相反,由公式 $M = \chi_m H$ 和 $\mu_r = 1 + \chi_m$ 知,当磁响应足够强时, χ_m 负值就越大,厚环结构的磁导率即可表现为负,这表明此处为环结构的磁谐振。随着环厚度的增加,谐振频率处的表面电流增强即有更强的谐振,因此从其透射波谱中我们观测到了随着环厚度增加谐振强度增强的现象。为了更进一步说明具有一定厚度的环可以产生磁谐振实现负磁导率,理论计算了电磁波垂直入射时厚度为 1.0 mm 环结构的磁导率,不同于通常采用的 S 参数散射参量法^[22, 23],我们采用双各向异性媒质模型理论计算了圆环结构的磁导率。当人工结构材料的单元几何尺寸远小于其中传播的电磁波波长时,该材料可视为连续媒质。根据有效媒质理论,其电磁响应行为可由如下双各向异性媒质的本构方程来描述^[24]:

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \overline{\epsilon_r} \epsilon_0 \mathbf{E} + j \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \overline{\chi}^T \mathbf{H}, \\ \mathbf{B} &= \overline{\mu_r} \mu_0 \mathbf{H} - j \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \overline{\chi} \mathbf{E}, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 $\overline{\epsilon_r}$, $\overline{\mu_r}$, $\overline{\chi}$ 分别为有效介电常数、有效磁导率、电磁耦合系数,可由分子极化率 $\overline{a_{ee}}$ 、分子磁化率 $\overline{a_{mm}}$ 、分子电磁耦合系数 $\overline{a_{em}}$ 和分子磁电耦合系数 $\overline{a_{me}}$ 表示,具体推导过程如下:

连续媒质的宏观电磁特性可以用极化强度 \mathbf{P} 和磁化强度 \mathbf{M} 来描述:

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon_0 \mathbf{E} + N \mathbf{p}, \\ \mathbf{B} &= \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0 (\mathbf{H} + N \mathbf{m}), \end{aligned} \quad (2)$$

式中 \mathbf{p} 和 \mathbf{m} 分别代表分子电偶极矩和分子磁偶极矩, N 为单位体积内的分子数。

对于线性媒质, \mathbf{p} , \mathbf{m} 与局域场 \mathbf{E}_{loc} , \mathbf{H}_{loc} 有如下关系:

$$\begin{aligned} \mathbf{p} &= \epsilon_0 (\overline{a_{ee}} \mathbf{E}_{loc} + \overline{a_{em}} \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} \mathbf{H}_{loc}), \\ \mathbf{m} &= \overline{a_{mm}} \mathbf{H}_{loc} + \overline{a_{me}} \mathbf{E}_{loc} / \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}. \end{aligned} \quad (3)$$

再由洛伦兹局域场模型

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{loc} &= \mathbf{E} + \frac{\mathbf{P}}{3\epsilon_0}, \\ \mathbf{H}_{loc} &= \mathbf{H} + \frac{\mathbf{M}}{3}. \end{aligned} \quad (4)$$

由(3)和(4)式,将 \mathbf{p} , \mathbf{m} 用 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 表示,并代入(2)

式 将结果与(1)式比较,可得

$$\begin{aligned} \overline{\overline{\varepsilon_r}} &= \overline{\overline{I}} + \overline{\overline{K_1}}^{-1} \left[N \overline{\overline{a_{ee}}} + \frac{N^2}{3} \overline{\overline{a_{em}}} \right. \\ &\quad \left. \times \left(\overline{\overline{I}} - \frac{N \overline{\overline{a_{mm}}}}{3} \right)^{-1} \overline{\overline{a_{me}}} \right], \\ \overline{\overline{\mu_r}} &= \overline{\overline{I}} + \overline{\overline{K_2}}^{-1} \left[N \overline{\overline{a_{mm}}} + \frac{N^2}{3} \overline{\overline{a_{me}}} \right. \\ &\quad \left. \times \left(\overline{\overline{I}} - \frac{N \overline{\overline{a_{ee}}}}{3} \right)^{-1} \overline{\overline{a_{em}}} \right], \\ \overline{\overline{\chi}} &= j \overline{\overline{K_2}}^{-1} N \overline{\overline{a_{me}}} \left[\overline{\overline{I}} + \left(\overline{\overline{I}} - \frac{N \overline{\overline{a_{ee}}}}{3} \right)^{-1} \frac{N \overline{\overline{a_{ee}}}}{3} \right] \quad (5) \end{aligned}$$

式中 $\overline{\overline{I}}$ 为单位张量,

$$\begin{aligned} \overline{\overline{K_1}} &= \overline{\overline{I}} - \frac{N \overline{\overline{a_{ee}}}}{3} - \frac{N^2}{9} \overline{\overline{a_{em}}} \left(\overline{\overline{I}} - \frac{N \overline{\overline{a_{mm}}}}{3} \right)^{-1} \overline{\overline{a_{me}}}, \\ \overline{\overline{K_2}} &= \overline{\overline{I}} - \frac{N \overline{\overline{a_{mm}}}}{3} - \frac{N^2}{9} \overline{\overline{a_{me}}} \left(\overline{\overline{I}} - \frac{N \overline{\overline{a_{ee}}}}{3} \right)^{-1} \overline{\overline{a_{em}}}. \quad (6) \end{aligned}$$

若已知单元的分量 $\overline{\overline{a_{ee}}}$, $\overline{\overline{a_{mm}}}$, $\overline{\overline{a_{em}}}$, $\overline{\overline{a_{me}}}$ 和数密度 N , 则可求出连续媒质的 $\overline{\overline{\varepsilon_r}}$, $\overline{\overline{\mu_r}}$, $\overline{\overline{\chi}}$. 通常, N 已知, 而 $\overline{\overline{a_{ee}}}$, $\overline{\overline{a_{mm}}}$, $\overline{\overline{a_{em}}}$ 和 $\overline{\overline{a_{me}}}$ 则需由数值方法计算得出.

考虑到结构单元的对称性, 忽略电磁耦合, 即认为

$$\overline{\overline{a_{em}}} = \overline{\overline{a_{me}}} = \overline{\overline{\chi}} = 0. \quad (7)$$

对于文中相对于圆环结构所建立的坐标系及入射电磁波的空间方位, 由于磁场沿 x 轴方向, 圆环仅在 x 方向被磁化, 故圆环的磁化特性仅由 $\overline{\overline{a_{mmxx}}}$ 的分量 a_{mmxx} 来描述, 而圆环阵列的磁响应行为则完全由 $\overline{\overline{\mu_{rxx}}}$ 的分量 μ_{rxx} 来描述, 与 $\overline{\overline{\mu_r}}$ 的其他分量无关, 其中

$$\mu_{rxx} = 1 + Na_{mmxx} \left(1 - Na_{mmxx}/3 \right), \quad (8)$$

因此, 只要求出 a_{mmxx} 代入(8)式便可得到磁导率分量 μ_{rxx} , 以下简称磁导率, 从而确定厚圆环结构的磁响应行为.

a_{mmxx} 可通过 CST 模拟软件求出, 步骤如下:

1) 通过 CST 数值模拟得到环结构的表面电流密度分布, 并由磁偶极矩的定义计算出 x 方向的分子磁偶极矩 m_x ;

2) 从 CST 软件得到局域磁场 H_{loc} 的 x 方向分量 H_{locx} ;

3) 由(3)式的分量式 $a_{mmxx} = m_x/H_{locx}$, 计算出 a_{mmxx} .

基于双各向异性媒质模型计算得到的厚金属圆环结构的磁导率如图 7 所示, 在一定的频段内环的

磁导率为负, 在 14.42 GHz 磁导率的值为 -0.53 .

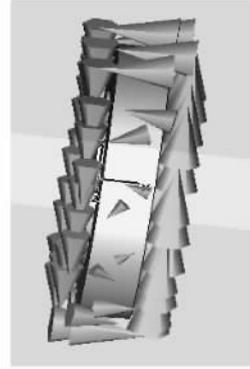


图 6 谐振频率处的表面电流分布

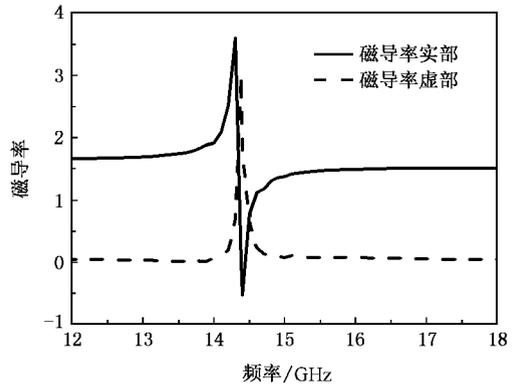


图 7 磁导率计算结果

将厚度为 1.0 mm 的金属铜环与金属铜线 (几何参数为 $l = 7.5$ mm, $c = 0.5$ mm, $t = 0.04$ mm) 一组, 实验测量的微波透射行为如图 8 所示. 仅仅对于周期性排列的金属铜线, 当电磁波垂直入射时, 由于电场方向平行于金属线, 其可产生电谐振实现负介电常数. 对于我们所设计并制备的金属线, 其微波透射波谱如图 8 的点线所示, 在 12—17 GHz 频率范围表现为负介电常数; 当环与金属线组合时, 其微波透射波谱如图 8 的实线所示, 在 13.1—14.6 GHz 频段范围内有一个透射通带, 为了更进一步说明此通带为左手通带, 实验测量了此环与金属线组合结构的微波透射相位曲线 (图 9), 结果表明在左手透射通带内, 相位随频率的增加而减小, 即透射波相位曲线的斜率为负 ($d\phi/d\omega < 0$), 而由于相位 ϕ 线性正比于波矢 k 即 $k = \pi\phi/180^\circ a$, 其中 a 为晶格常数. 因此, 可以得出群速度 $d\omega/dk$ 与相位曲线的斜率 ($d\phi/d\omega$) 有相同的符号, 也为负值, 即在左手特性区域频段存在负群速度.

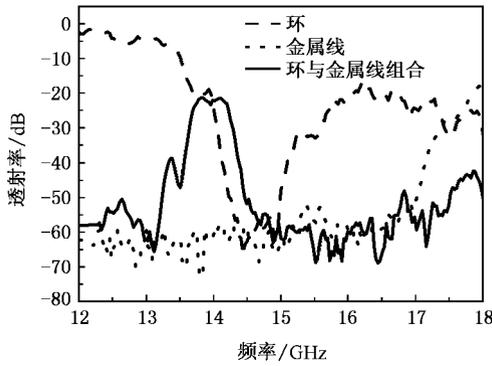


图 8 不同结构的微波透射波谱

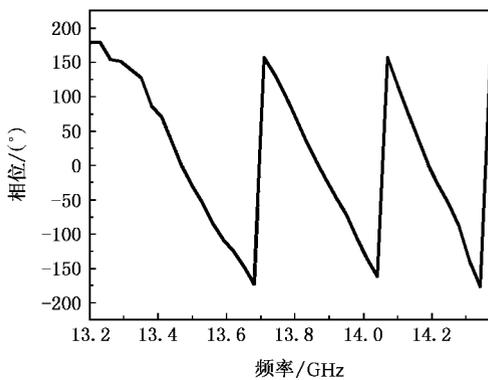


图 9 厚环与金属线组合结构的微波透射相位曲线

对于厚环与金属线的组合结构,实验研究结果表明晶格常数 a 对其微波电磁响应行为有很大影响(图 10),当 $a = 4.0$ mm 时,其在 13.1—14.1 GHz 有一个强度为 -29 dB 的左手透射通带;当 $a = 5.0$ mm 时,其在 13.1—14.6 GHz 有一个强度为 -21 dB 的左手透射通带;逐渐增加晶格常数 $a = 7.5$ 和

10.0 mm 时,左手通带渐渐削弱直至消失.晶格常数的改变,即改变了材料的结构,谐振单元的相互作用发生变化,表现为材料的微波电磁响应行为的改变,存在最佳的晶格常数($a = 5.0$ mm),此时左手通带的带宽达到 1.5 GHz,强度为 -21 dB.

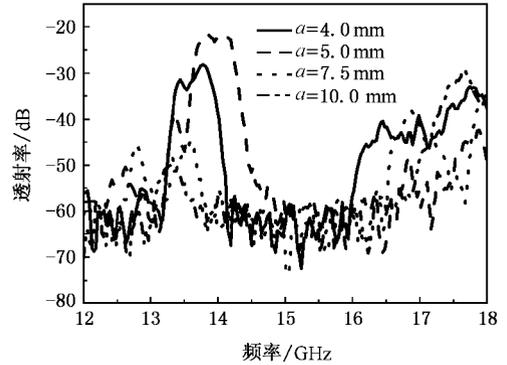


图 10 不同晶格常数的厚环与金属线组合结构的微波电磁响应行为

4. 结 论

设计并制备了具有一定厚度的金属铜圆环结构,利用波导法实验研究了电磁波波矢方向垂直入射于环结构的微波电磁响应行为.结果表明,具有一定厚度的环可以产生磁谐振,实现负磁导率.同时,采用双各向异性复合媒质模型理论计算了该厚环结构的磁导率,在磁谐振区域,磁导率为负.并且当厚环与金属线组合时,电磁波垂直入射可表现出左手行为.

- [1] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [2] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4773
- [3] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theor. Tech.* **47** 2075
- [4] Shelby R, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77
- [5] Yen T J, Padilla W J, Fang N, Vier D C, Smith D R, Pendry J B, Basov D N, Zhang X 2004 *Science* **303** 1494
- [6] Linden S, Enkrich C, Wegener M, Zhou J F, Koschny T, Soukoulis C M 2004 *Science* **306** 1351
- [7] Zhang S, Fan W J, Minhas B K, Englass A, Malloy K J, Brueck S R J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 057402
- [8] Stoleru V G 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 5153
- [9] Zhang S, Fan W J, Malloy K J, Brueck S R J 2005 *Opt. Express* **13** 4922
- [10] Zhou X, Fu Q H, Zhao J, Yang Y, Zhao X P 2006 *Opt. Express* **14** 7188
- [11] Zhao X P, Zhao Q, Zhang F L, Zhao W, Liu Y H 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 99
- [12] Luo C R, Kang L, Zhao Q, Fu Q H, Song J, Zhao X P 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1607 (in Chinese) [罗春荣, 康雷, 赵乾, 付全红, 宋娟, 赵晓鹏 2005 物理学报 **54** 1607]
- [13] Zhao X P, Zhao Q, Kang L, Song J, Fu Q H 2005 *Phys. Lett. A* **346** 87

- [14] Liu H , Zhao X P , Fu Q H 2006 *Solid State Commun.* **140** 9
- [15] Song J , Zhao W , Fu Q H , Zhao X P 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 23702
- [16] Zhu W R , Zhao X P , Ji N 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 11911
- [17] Imhof C , Zengerle R 2006 *Opt. Express* **14** 8257
- [18] Huang Z M , Xue J Q , Hou Y , Chu J H , Zhang D H 2006 *Phys. Rev. B* **74** 193105
- [19] Zhou J F , Koschny T , Zhang L , Tuttle G , Soukoulis C M 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 221103
- [20] Zhou J F , Zhang L , Tuttle G , Koschny T , Soukoulis C M 2006 *Phys. Rev. B* **73** 41101(R)
- [21] Soukoulis C M , Linden S , Wegener M 2007 *Science* **315** 47
- [22] Smith D R , Vier D C , Koschny T , Soukoulis C M 2005 *Phys. Rev. E* **71** 36617
- [23] Chen X D , Grzegorzczak T M , Wu B I , Pacheco J Jr , Kong J A 2004 *Phys. Rev. E* **70** 16608
- [24] Werner D H , Mittra R 2000 *Frontiers in Electromagnetics* (Piscataway : IEEE Press) p732

The thick ring resonators to achieve negative permeability and its left-handed behavior in perpendicular propagation *

Liu Ya-Hong Song Juan Luo Chun-Rong Fu Quan-Hong Zhao Xiao-Peng[†]

(Institute of Electrorheological Technology , Northwestern Polytechnical University , Xi 'an 710072 , China)

(Received 31 March 2007 ; revised manuscript received 3 July 2007)

Abstract

We experimentally investigated the microwave transmittance properties of the thick ring resonators in a rectangular waveguide for propagation perpendicular to the plane of the ring resonators. Our ring resonators are different from the conventional split ring resonators which have the certain thickness. It is found that a transmission dip occurs at 14.5 GHz and the transmission phase has a shift at the resonance frequency for the thick ring resonators. Furthermore ,we calculated the permeability of the thick ring resonators applying bianisotropic composite modeling and found the negative permeability near the resonance transmission dip. We measured the left-handed peak and phase advance by using the thick ring resonators combined with wires which have transmission pass bandwidth of 1.5 GHz and transmission value of -21 dB.

Keywords : negative permeability , perpendicular propagation

PACC : 4270Y , 7430G

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50632030) ,the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2004CB719805) ,the Aeronautical Science Foundation and the Defense Basic Research Program of China.

[†] Corresponding author. E-mail : xpzha@nwpu.edu.cn