

# 基于高介电常数基板和金属结构负折射材料的设计, 仿真与验证\*

杨一鸣<sup>1)</sup> 王甲富<sup>1)</sup> 屈绍波<sup>1)2)†</sup> 柏鹏<sup>3)</sup> 李哲<sup>3)</sup> 夏颂<sup>2)</sup> 王军<sup>2)</sup> 徐卓<sup>2)</sup>

1) (空军工程大学理学院数理系, 西安 710051)

2) (西安交通大学电子材料与器件教育部重点实验室, 西安 710049)

3) (空军工程大学综合电子信息系统研究中心, 西安 710051)

(2010年6月12日收到; 2010年7月20日收到修改稿)

通过将单回路镜像对称开口金属环结构印制在高介电常数基板上, 实现了一种金属含量比传统负折射材料更少, “双负”通带比全介质负折射材料更宽的负折射材料. 分析了高介电常数基板产生负介电常数以及“双负”通带形成的机理, 通过仿真实验分析了影响“双负”通带的因素. 通过制作样品验证了这一机理实现“双负”的可行性, 理论分析与实验结果都表明这种方法可实现较宽频段内的“双负”通带.

**关键词:** 负折射材料, 负介电常数, 负磁导率, 介质谐振器原理

**PACS:** 41.20.Jb, 78.20.Ci, 76.20.+q, 77.84.Cg

## 1. 引言

负折射材料(又称“双负材料”)是由 Veselago 在 1968 年提出的<sup>[1]</sup>, 这种材料在电磁波某些频段能产生负介电常数和负磁导率, 导致电磁波的传播方向与能量的传播方向相反, 可以产生逆多普勒效应、逆 Snell 折射效应、逆 Cerenkov 辐射效应以及“完美透镜”等奇异的电磁特性. 但直到 2000 年, 在 Pendry<sup>[2]</sup> 提出的实现负介电常数和负磁导率理论模型的指导下, Smith<sup>[3]</sup> 首次利用开口谐振环(SRR)和金属线组成的阵列实现了“双负”材料(负介电常数  $\epsilon$  和负磁导率  $\mu$ ). 由于负折射材料有望在军事隐身等领域发挥巨大作用, 对具有“双负”特性材料的研究已成为一个热点.

目前, 关于负折射材料(“双负”材料)的实现大多基于两种途径, 一是利用基于金属的磁谐振器(如 SRR 环)和电谐振器(如开口金属线)分别实现负  $\epsilon$  和负  $\mu$ , 通过组成阵列来同时实现“双负”<sup>[4-9]</sup>; 二是基于高介电常数介质的全介质负折射材料, Holloway, Vendik 以及 Zhou 小组都有深入的研究<sup>[10-13]</sup>. 相对传统的含有金属的负折射材料来说,

基于全介质的负折射材料与之相比具有损耗更小, 构成简单, 更适合在更高频甚至光频实现“双负”以及各向同性等优点而备受关注, 但传统的含有金属的负折射材料比全介质负折射材料有更宽的“双负”通带.

为了综合以上两种负折射材料的优点, 构建一种金属含量比传统负折射材料更少, “双负”通带比全介质负折射材料更宽的材料, 将可以实现负  $\epsilon$  的高介电常数基板和可以实现负  $\mu$  的开口金属环进行组合, 实现了较宽频带内的负折射率. 通过仿真分析了负  $\epsilon$  和负  $\mu$  的来源和影响因素, 最后通过实验验证了这一方法的可行性.

## 2. 理论分析和实验仿真

### 2.1. 负介电常数的产生

对于单个孤立球形散射体, 当电磁波进入到放置在背景材料(介电常数为  $\epsilon_b$ 、磁导率为  $\mu_b$ )中的球形散射体(半径为  $r_0$ , 介电常数为  $\epsilon_r = n^2$  ( $n$  为散射体的折射率), 磁导率为  $\mu_r$ )时, 其散射场的分布通过平面波展开后, 可以分解为多偶极子形式, 其第  $m$

\* 国家自然科学基金(批准号: 50632030, 10804130, 60871027)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: qushaobo@mail.xjtu.edu.cn, yangyimingkgd@sohu.com

级的电散射系数  $a_m$  和磁散射系数  $b_m$ <sup>[14]</sup> 分别为

$$a_m = \frac{n\Psi_m(nx)\Psi'_m(x) - \Psi_m(x)\Psi'_m(nx)}{n\Psi_m(nx)\xi'_m(x) - \xi_m(x)\Psi'_m(nx)}, \quad (1)$$

$$b_m = \frac{\Psi_m(nx)\Psi'_m(x) - n\Psi_m(x)\Psi'_m(nx)}{\Psi_m(nx)\xi'_m(x) - n\xi_m(x)\Psi'_m(nx)}, \quad (2)$$

其中,  $x = k_0 r_0, k_0 = \omega/c$  是真空中波矢,  $\Psi_m, \xi_m$  是 Riccati-Bessel 函数.

根据 Clausius-Mossotti 方程<sup>[15]</sup>, 在满足波长远大于介质尺寸的条件下, 孤立散射体的等效介电常数  $\epsilon_{\text{eff}}$  和等效磁导率  $\mu_{\text{eff}}$  可写为

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{2(k_0 r_0)^3 + 6ifa_1}{2(k_0 r_0)^3 - 3ifa_1}, \quad (3)$$

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{2(k_0 r_0)^3 + 6ifb_1}{2(k_0 r_0)^3 - 3ifb_1}, \quad (4)$$

其中  $f = 4\pi N r_0^3/3, N$  为单位体积中小球的个数.

根据 Mie 散射理论, 结合(1), (2)式有

$$a_1 = j \frac{2}{3} (k_0^2 \mu_b \epsilon_b)^{3/2} \frac{\epsilon_b - \epsilon_i F(\theta)}{2\epsilon_b + \epsilon_i F(\theta)} r^3,$$

$$b_1 = j \frac{2}{3} (k_0^2 \mu_b \epsilon_b)^{3/2} \frac{\mu_b - \mu_i F(\theta)}{2\mu_b + \mu_i F(\theta)} r^3,$$

其中

$$F(\theta) = \frac{2(\sin\theta - \theta\cos\theta)}{(\theta^2 - 1)\sin\theta + \theta\cos\theta}, \theta = k_0 a \sqrt{\epsilon'_r \mu'_r}.$$

从(3), (4)式可以看出, 除去  $f, r_0, N$  的影响外, 单个散射体的等效参数只分别与其第一级的电谐振系数  $a_1$  和磁谐振系数  $b_1$  有关, 只要  $a_1$  或  $b_1$  取值恰当, 就可以使  $\epsilon_{\text{eff}}$  或  $\mu_{\text{eff}}$  的取值为负. 而  $a_1$  或  $b_1$  取值取决于  $F(\theta)$ , 从  $F(\theta)$  的表达式可以看出, 它具有类似  $\tan\theta$  的函数分布, 取值可以从无限大到无限小, 从而提供了选取适当  $a_1$  或  $b_1$  满足  $\epsilon_{\text{eff}}$  或  $\mu_{\text{eff}}$  的取值为负的可能性.

从以上的分析可以看出, 单个散射体的等效参数只分别与其第一级的电谐振系数  $a_1$  和磁谐振系数  $b_1$  有关, 也就是说要得到负介电常数和负磁导率, 散射体中就必须存在可以产生电谐振和磁谐振的电偶极子和磁偶极子.

根据 Maxwell 方程的边界条件, 电磁波在导体壁上电场切向分量为零, 故入射波与反射波的电场切向分量相消, 仅有法向分量, 因而合成场的电力线垂直导体表面, 亦即垂直电壁; 而在高介电常数 ( $\epsilon > 30$ ) 的介质界面上, 磁场切向分量近似为零, 入射波与反射波的磁场切向分量近似相消, 合成场的磁力线近似垂直于介质界面. 在电磁理论中, 垂直于磁力线的壁, 称为磁壁, 故高介电常数的介质

表面可近似看成磁壁,  $\epsilon$  越大, 电磁能量就越集中在介质块内部. 当一定频率的高频电磁波进入电介质中后, 借助于电磁波在电介质与自由空间的界面不断反射, 形成驻波而产生震荡, 从而实现谐振, 这就是介质谐振器 (DR) 的工作原理<sup>[16]</sup>. 一个孤立 DR 在谐振时其辐射场与电或磁的多极子辐射相似, 如偶极子、四极子、八极子等. 比如对于 DR 中应用最广泛, 加工最容易的圆柱形 DR 来说, 其可以激发出多种谐振模式, 包括 TE (Transverse Electric), TM (Transverse Magnetic), HEM (Hybrid Electromagnetic) 模式, 而其第一, 第二的谐振分别为 HEM<sub>11δ}</sub>, TM<sub>01δ}</sub> 模式可以分别等效为磁偶极子和电偶极子, 表现出磁响应和电响应, 因此在其谐振区可以分别产生负的磁导率和介电常数. 圆柱形 DR 的谐振频率  $f$  和介电常数  $\epsilon$  定性的关系为<sup>[16]</sup>

$$k_0 a \propto \frac{1}{\sqrt{\epsilon + x}}, \quad (5)$$

其中  $k_0 = 2\pi f/c, a$  为圆柱半径,  $x$  为修正系数.

根据以上分析, 选择高  $\epsilon$  介质块来实现负介电常数. 图 1(a) 为对介电常数  $\epsilon = 85$ , 边长  $a = 8$  mm, 厚度  $t = 1$  mm 的介质板的模拟, 为了与之后测试结果相验证, 按照波导的环境对边界条件进行设置:  $x$  方向为 open,  $y$  方向和  $z$  方向为  $E_t = 0$ , 即端口方向为开放边界, 其他方向为电边界; 端口大小设置为  $34.849$  mm  $\times$   $15.799$  mm, 模拟频段选择为  $5.38 - 8.17$  GHz. 图 1(b), (c) 分别为其  $S_{21}$  参数和等效参数. 从  $S$  参数中可以看出, 在  $6.2$  GHz 和  $7.8$  GHz 附近分别出现了传输系数的极小, 说明该处出现了谐振. 分别跟踪这两处的磁场 (图 1(c)) 和电场 (图 1(d)) 分布发现, 在  $6.1724$  GHz 处, 介质块中的磁场在  $yz$  平面上呈偶极子分布, 而在  $7.7766$  GHz 处的电场在  $xy$  平面上呈偶极子分布, 说明出现的分别是磁谐振和电谐振, 从根据文献<sup>[17]</sup> 计算得到的等效参数 (图 1(e), (f)) 也可以看出, 在谐振最强处分别实现了负的磁导率和负的介电常数.

## 2.2. 负磁导率的产生

利用如图 2(a) 的金属结构产生负的磁导率. 这种单回路的结构既具有电容性又具有电感性, 当电磁波入射时, 当磁场垂直于金属结构的表面时, 由于电磁感应原理, 磁场会在其上感应出电流形成谐振回路, 在谐振的负区域就会出现负的等效磁导率<sup>[18]</sup>; 此外这种镜像对称的单回路可以克服磁谐振

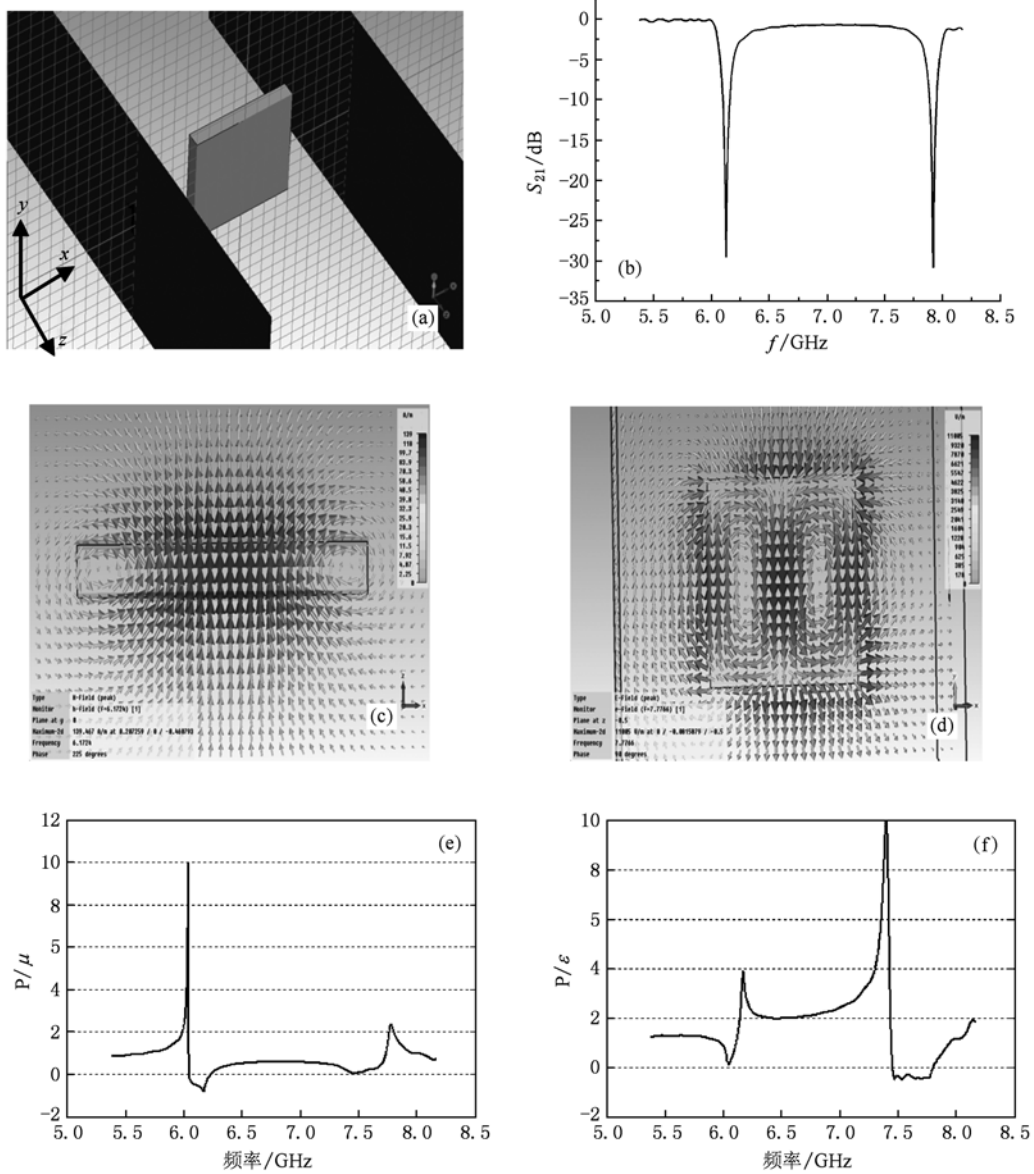


图1 (a) 模拟结构; (b)  $S_{21}$  参数; (c)  $f=6.1724$  GHz 处  $yz$  平面上的磁场分布; (d)  $f=7.7766$  GHz 处  $xy$  平面上的电场分布; (e) 等效磁导率; (f) 等效介电常数

器结构的双各向异性,抑制其电响应,排除电谐振的干扰<sup>[19]</sup>.图2(b)是其等效电路图,其中  $R$  是金属的电阻,  $C$  是金属线开口形成的电容,  $L$  是金属线的电感.根据等效电路图可以得出其谐振频率  $f$  与  $L$  和  $C$  的关系为

$$f \propto 1/\sqrt{LC}. \quad (6)$$

而金属环的开口电容  $C \propto \varepsilon$ ,  $\varepsilon$  为基板的介电常数,那么这种金属结构的磁谐振频率  $f$  与基板的介电常数  $\varepsilon$  的关系为

$$f \propto 1/\sqrt{\varepsilon}. \quad (7)$$

由此可以看出,基板介电常数越大,谐振频率

越低.

### 2.3. 负折射率的产生

根据以上的分析,如果选择具有比较大  $\varepsilon$  的基板和适当的开口金属环的话,那么一方面,高  $\varepsilon$  的基板可以工作在介质谐振器模式下,从而产生电谐振和磁谐振;另一方面,开口金属环的磁谐振频率在高  $\varepsilon$  基板作用下会大幅下降,从而具备了与基板产生的电谐振频率重合的可能性.

图3(a)是将高  $\varepsilon$  介质板 ( $\varepsilon = 85$ ) 和开口金属环 ( $r_1 = 1.8$  mm,  $r_2 = 1.6$  mm,  $d = 0.2$  mm) 进行的组

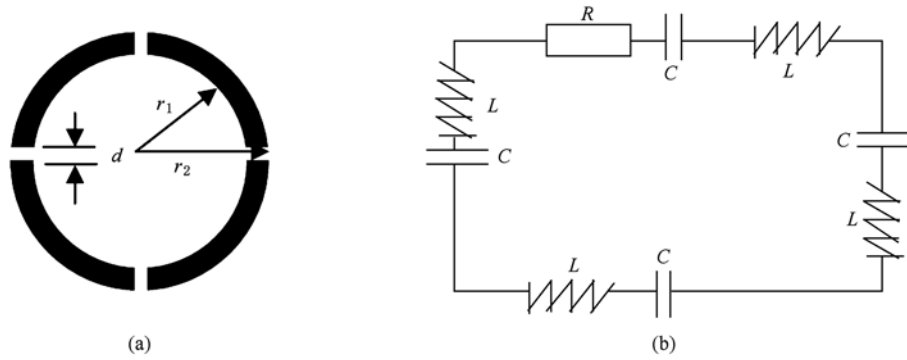


图2 (a)开口金属环结构; (b)开口金属环结构等效电路图

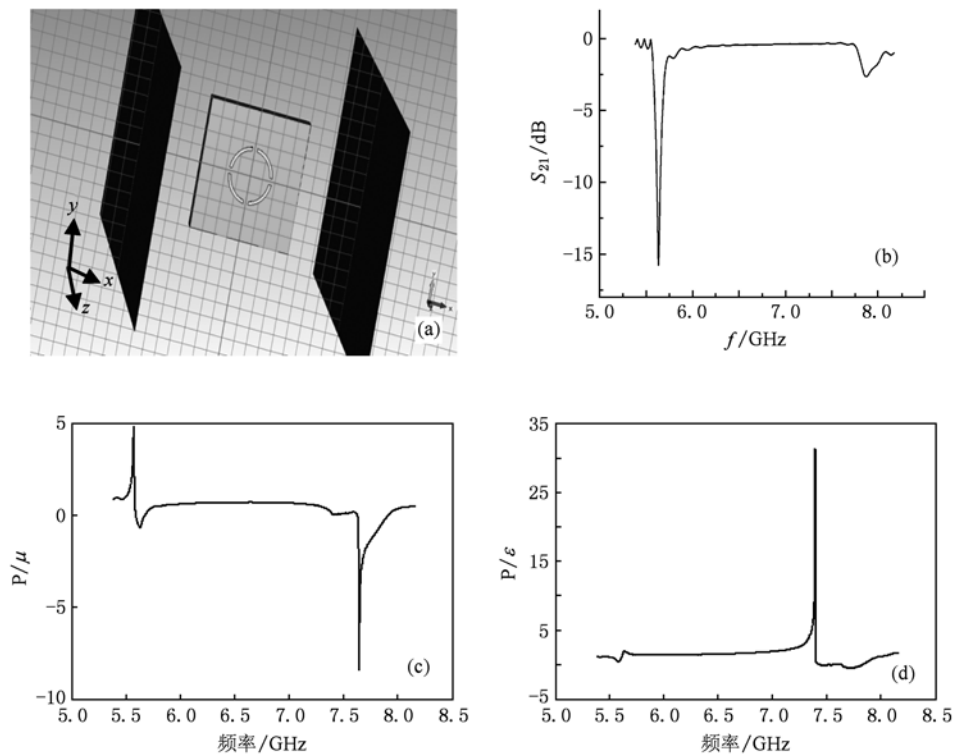


图3 (a)模拟结构; (b) $S_{21}$ 参数; (c)等效 $\mu$ ; (d)等效 $\epsilon$

合(模型1),边界条件的设置与图1(a)中相同,图3(b)为其 $S_{21}$ 参数.对比图1(b)中的 $S_{21}$ 参数可以看出,在原来纯介质板出现电谐振的频率处( $f = 7.7766$  GHz)已经成为了一个通带,而原来纯介质板的磁谐振频率从6.1 GHz左右下降到了5.6 GHz左右.出现这种现象的原因在于:根据之前的分析,单独的介质板在8 GHz处出现了一个谐振(图1(b)),由于其电场呈偶极子分布,可以将其视作为电谐振,从而实现了负的介电常数(从图1(f)中可以看出这点),而同时其磁导率为正,而电磁波是不能在“单负”(负介电常数或负磁导率)的介质中传

播的,所以在单独的介质板中出现了一个传输极小;而在介质板上印制上开口金属环后,由于开口金属环可以实现负的磁导率,加上之前单独的介质板形成的负介电常数,使得该处的介电常数和磁导率同时为负,形成了一个“双负”通带,使得传输系数增大.等效参数(图3(c),(d))进一步证明了在7.5—7.9 GHz的区间内形成的是“双负”通带.

对于介质板的磁谐振频率随着金属环结构变化而变化的现象可作如下解释:当介质板发生磁谐振时,磁场在 $xz$ 平面上呈偶极子分布(如图1(c)),而此时的电场在 $xy$ 平面上是呈环状分布的(如图5

(a)), 可以将此电场视为环形位移电流; 当在  $xy$  平面上加上金属结构后, 金属环在电磁场的激励下会产生传导电流, 此电流在金属环内流动形成电流环, 传导电流和位移电流之间产生耦合效应, 导致介质板中磁谐振频率的改变.

图 4(a), (b) 分别是金属环结构半径变化对模型 1 在低频处 (5.5—6.5 GHz) 和 8.17 GHz)  $S_{21}$  参数的影响, 从图中可以看出, 当  $r_1 = 1.5$  mm,  $r_2 = 1.3$  mm 时, 在考察的频率范围内低频处和 8.17 GHz 处分别出现了一个谐振; 当  $r_1 = 1.6$  mm,  $r_2 = 1.4$  mm 时, 在高频出现了第三个谐振, 而第一谐振频率出现了下降, 第二谐振频率保持不变; 当  $r$  进一步变化时, 第一谐振持续下降, 而在原来的第二谐振处逐渐变为了通带. 根据之前的分析可知, 当  $r_1$

$= 1.6$  mm,  $r_2 = 1.4$  mm 时, 低频处第一谐振为介质板的磁谐振, 第二谐振为介质板的电谐振, 出现的第三谐振为金属环的磁谐振, 而随着金属环半径的增加, 其产生的磁谐振频率不断下降, 而介质板自身的电谐振频率与金属环半径的变化无关, 从而可以实现金属环磁谐振与介质板电谐振的重合, 证明了通过模型 1 实现“双负”通带的可行性. 图 4(c) 是基板  $\epsilon$  变化对模型 1  $S_{21}$  参数的影响, 从图中可以看出, 通带并没有随着基板  $\epsilon$  的变化而消失, 而是随着基板  $\epsilon$  的增大而下降, 这是因为根据 (5) 式和 (7) 式前面的分析, 高介电常数的介质板的谐振频率以及开口金属环的谐振频率都是正比于  $1/\sqrt{\epsilon}$  的, 也就是说改变介质板的介电常数  $\epsilon$ , 介质板和开口金属环的谐振频率都会同步改变, 使得“双负”通带实现同步变化.

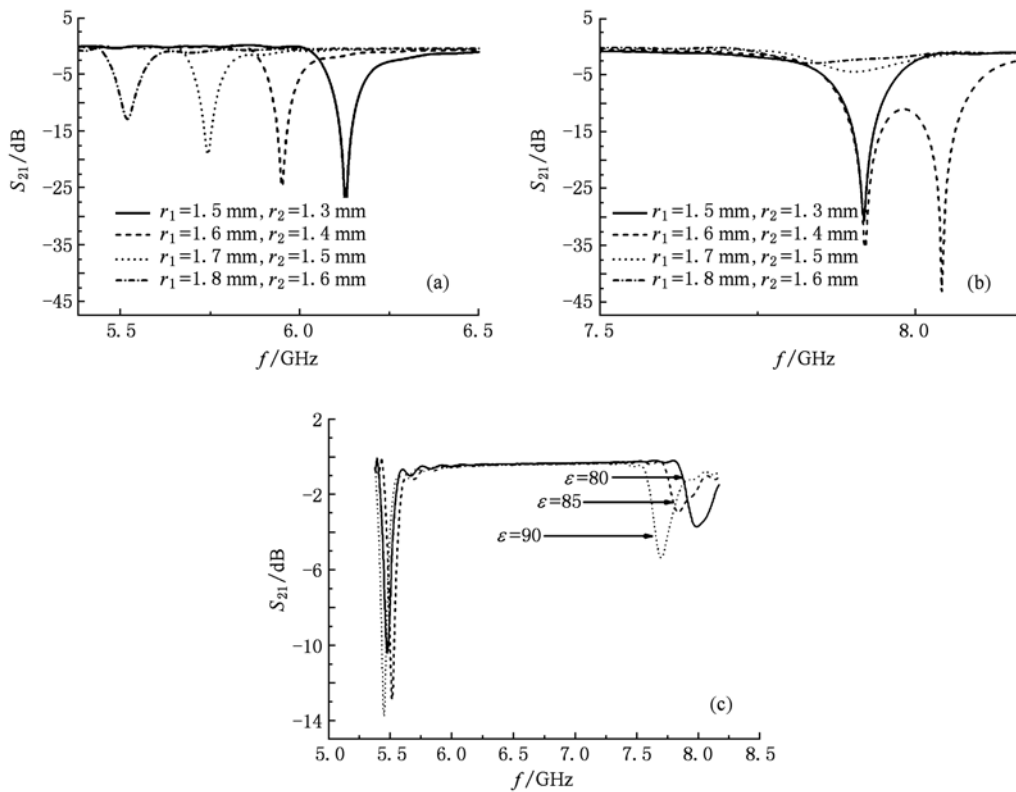


图 4 (a) 金属环结构半径变化对低频处 (5.38—6.5 GHz) 模型 1  $S_{21}$  参数的影响; (b) 金属环结构半径变化对高频处 (7.5—8.17 GHz) 模型 1  $S_{21}$  参数的影响; (c) 基板  $\epsilon$  变化对模型 1  $S_{21}$  参数的影响

为了进一步验证这种结构实现负折射率的效果, 用上述结构组成楔形结构进行仿真 (板间间距  $t = 5$  mm), 边界条件的设置为:  $y$  方向上为电边界 ( $E_t = 0$ ), 其他方向为开放边界 (open). 结果如图 5 (b) 所示, 在开口金属环实现的负磁导率和高介电

常数基板实现的负介电常数的共同作用下, 6.94 GHz 处由模型 1 组成的楔形结构出现了明显的负折射现象, 考虑到模拟中边界条件的设置不同以及组阵后单元之间的相互影响, 实现负折射的频率与之前的分析相比有所下降是可以接受的.

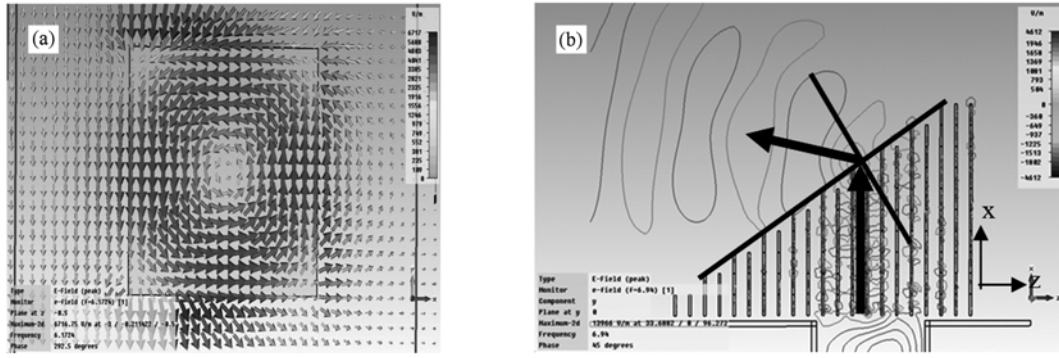


图5 (a)  $\epsilon = 85$  的介质板在  $f = 6.1724$  GHz 处  $xz$  平面上的电场分布; (b) 模拟的负折射实验

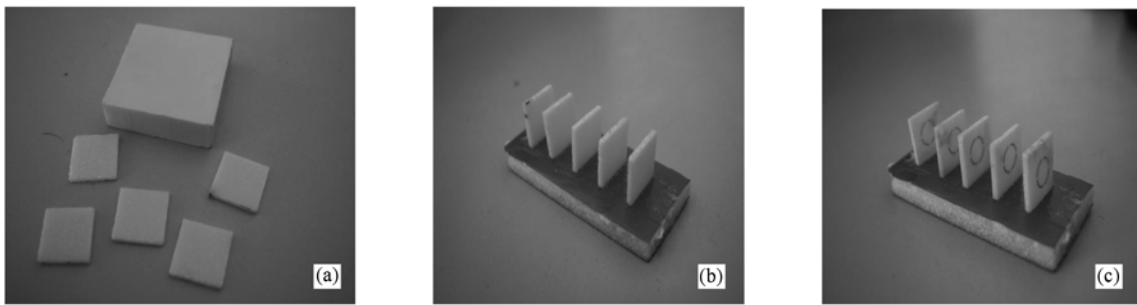


图6 (a) 陶瓷样品; (b) 纯陶瓷基板测试样品; (c) 陶瓷基板与开口金属环组成的测试样品

### 3. 样品的制作和测试

选取高介、低损的  $\text{Ba}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{TiO}_3\text{-La}(\text{Mg}_{0.5}\text{Ti}_{0.5})\text{O}_3$  陶瓷进行样品制作. 陶瓷制备流程为: 选用分析纯的  $\text{BaCO}_3$ ,  $\text{SrCO}_3$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{MgO}$ ,  $\text{La}_2\text{O}_3$ , 分别按化学式  $\text{Ba}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{TiO}_3$  (BST),  $\text{La}(\text{Mg}_{0.5}\text{Ti}_{0.5})\text{O}_3$  (LMT) 进行配料, 然后以乙醇为介质球磨 12 h, 烘干后分别在  $1200^\circ\text{C}$  和  $1400^\circ\text{C}$  预烧 2 h, 然后按照一定比例将 BST 和 LMT 进行混合, 加入 5% 的 PVA 溶液造粒后分别在 20 kN 和 70 kN 的压力下压制直径 10 mm, 高度 5 mm 的圆柱和  $23\text{ mm} \times 23\text{ mm} \times 15\text{ mm}$  的立方块,  $500^\circ\text{C}$  排黏 3 h 后在  $1500^\circ\text{C}$  下、空气气氛中烧结 6 h 即得  $\text{Ba}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{TiO}_3\text{-La}(\text{Mg}_{0.5}\text{Ti}_{0.5})\text{O}_3$  陶瓷. 圆柱体用于谐振腔法测试陶瓷的介电常数和损耗, 立方体切割成  $8\text{ mm} \times 8\text{ mm} \times 1\text{ mm}$  的方块 (如图 6 (a)), 然后利用丝网印刷技术在方块上印制开口金属环结构.

利用以 HP 8720ES 网络矢量分析仪为基础搭建的谐振腔测试系统和波导测试系统进行分别进行陶瓷介电常数、损耗的测试和样品  $S_{21}$  参数测试.

谐振腔法测得的陶瓷的性能参数为: 谐振频率  $f_0 = 3.9318\text{ GHz}$ , 品质因数  $Q = 570$ , 介电常数  $\epsilon = 85$ , 损耗  $\delta = 0.0017$ , 满足实验要求. 波导系统中测试时, 波导的选择为 BJ-70, 测试频率 5.38—8.17 GHz; 陶瓷样品 (图 6 (b), (c)) 放置在介电常数接近 1 的泡沫基板上, 间距为 5 mm. 测试时, 泡沫基板的长边和短边分别与波导的长边和短边对应.

图 7 (a), (b) 分别是纯陶瓷基板测试样品 (样品 1) 和陶瓷基板与开口金属环组成的测试样品 (样品 2) 所测得的  $S_{21}$  参数, 图 7 (c), (d) 分别是样品 2 的等效介电常数和等效磁导率. 从图 7 (a) 中可以看出, 样品 1 的  $S_{21}$  参数中共产生了两个谐振, 根据之前的分析可知, 第一个为磁谐振, 第二个为电谐振; 当加上开口金属环后 (如图 7 (b)), 第一个谐振从 6 GHz 下降到 5.5 GHz 附近, 而第二个谐振处已经变成了通带. 从等效参数来看, 第一个谐振处,  $\epsilon$  和  $\mu$  都出现了谐振的趋势, 其中只有  $\mu$  谐振到了负区, 造成第一个传输禁带. 在第二个谐振附近,  $\epsilon$  在 7.38—7.89 GHz 范围内都为负值, 而  $\mu$  的负值区域为 7.37—8.12 GHz, 也就是说在 7.38—7.89 GHz 范围内实现了“双负”, 从而证明了这种基于高  $\epsilon$  基板和磁谐振金属结构构成负折

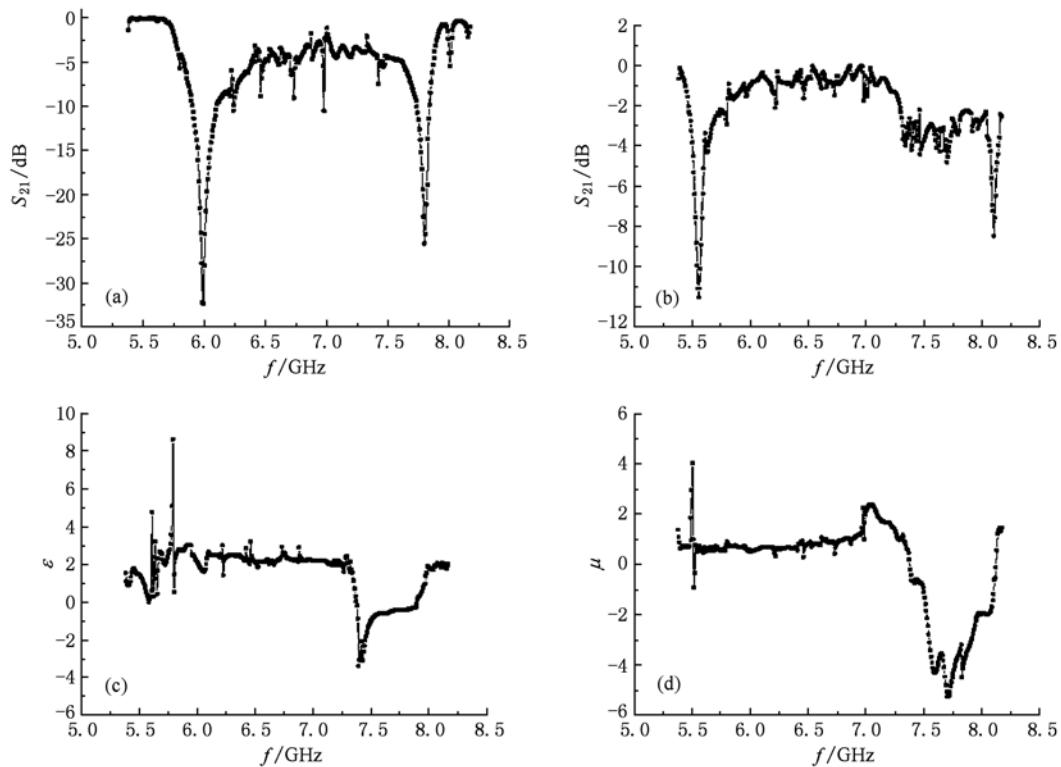


图7 (a)样品1的  $S_{21}$  参数; (b)样品2的  $S_{21}$  参数; (c)样品2的等效  $\epsilon$ ; (d)样品2的等效  $\mu$

射介质的可行性.

#### 4. 结 论

利用可以工作在介质谐振器模式下的高介电常数基板产生负介电常数,利用单回路镜像对称的

开口金属环结构产生负磁导率,通过将二者进行组合实现了较宽频段范围内的“双负”通带,通过仿真实验分析了高介电常数基板负介电常数的来源以及影响“双负”通带的因素,并通过制作样品对这一方法实现“双负”的可行性进行验证,实验结果与理论分析符合得很好.

[1] Veselago Sov V G 1968 *Phys. Usp.* **10** 509

[2] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **47** 2075

[3] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, Nemat-Nasser S C, Schultz S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184

[4] Xi S, Chen H, Wu B I, Kong J A 2008 *Progress in Electromagnetics Research* **84** 279

[5] Ran L, Huangfu J, Chen H, Zhang X, Cheng K, Grzegorzczk T M, Kong J A 2005 *Progress in Electromagnetics Research* **51** 249

[6] Yang Y M, Qu S B 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1031 (in Chinese) [杨一鸣、屈绍波 2009 物理学报 **58** 1031]

[7] Zhao S C, Liu Z D, Wu Q X 2010 *Chin. Phys. B* **19** 014211

[8] Wang J F, Qu S B, Xu Z, Zhang J Q, Ma H, Yang Y M, Wu X, Lu L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 179 (in Chinese) [王甲富、屈绍波、徐卓、张介秋、马华、杨一鸣、吴翔、鲁磊 2010 物理学报 **59** 179]

[9] Ma H, Qu S B, Xie F, Xu Z, Zhang S 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3961 (in Chinese) [马华、屈绍波、谢峰、徐卓、张松 2009 物理学报 **58** 3961]

[10] Holloway C L, Kuester E F, Baker-Jarvis J Kabos P 2003 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **51** 2596

[11] Vendik O G, Gashinova M S, Artificial 2004 *Microwave Conference 34th European* **3** 1209

[12] Zhao Q, Du B, Kang L, Zhao H J, Xie Q, Li B, Zhang X, Zhou J, Li L T, Meng Y G 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 051106

[13] Xu F, Bai Y, Qiao L J, Zhao H J, Zhou J 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 114104

[14] Bohren C F, Huffman D R 1983 *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (New York: Wiley-Interscience) 1983

[15] Sihvola A 1999 *Electromagnetic Mixing Formulas and Applications*, IEE Electromagnetic Waves Series 47 (The Institution of Electrical Engineers, Stevenage, Herts, UK, 1999)

- [16] Darko Kajfez, Pierre Guillon 1998 *Dielectric Resonators* (2nd ed) (Atlanta: Noble Publishing Corporation) p9
- [17] Chen X D, Tomasz M, Wu B I, Pacheco J, Kong J A 2004 *Phys. Rev. E* **70** 016608
- [18] Liu R P, Degiron A 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 263504
- [19] Wang J F, Qu S B, 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]

## Negative refractive index metamaterials based on high-permittivity substrates and metallic structure: design, simulation and experiment \*

Yang Yi-Ming<sup>1)</sup> Wang Jia-Fu<sup>1)</sup> Qu Shao-Bo<sup>1)2)†</sup> Bai Peng<sup>3)</sup> Li Zhe<sup>3)</sup> Xia Song<sup>2)</sup> Wang Jun<sup>2)</sup> Xu Zhuo<sup>2)</sup>  
 1) (Department of Mathematics and Physics, College of Science, 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)  
 3) (Synthetic Electronic Information System Research Department, Air Force Engineering University, Xi'an 710051, China)

(Received 12 June 2010; revised manuscript received 20 July 2010)

### Abstract

By printing single-loop mirror-symmetrical split-ring resonators on high-permittivity substrates, a type of negative index material was realized with less usage of metals and broader negative-index bandwidth than conventional negative index materials. The underlying mechanisms of realizing negative permittivity by means of high-permittivity substrates and of double-negative pass-band were analyzed. The influencing factors on the double-negative pass-band were analyzed both numerically and experimentally. By experiments, the proposed method of realizing double-negative property was verified. Both the theoretical and experimental results show that broad double-negative pass-band can be realized using the proposed method.

**Keywords:** negative refractive index metamaterials, negative permittivity, negative permeability, dielectric resonator theory

**PACS:** 41.20.Jb, 78.20.Ci, 76.20.+q, 77.84.Cg

\* Projects supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50632030, 10804130, 60871027).

† Corresponding author. E-mail: qushaobo@mail.xjtu.edu.cn, yangyimingkgd@sohu.com