

基于双负介质与负介电常数介质交叠结构的谐振腔研究*

吴 群 孟繁义 傅佳辉 李乐伟

(哈尔滨工业大学电子与信息技术研究院 哈尔滨 150001)

(2007 年 1 月 22 日收到 2007 年 11 月 1 日收到修改稿)

通过探讨双负介质与负介电常数介质交叠结构的谐振特性, 实现了一种能够同时缩小长度和宽度的改进的小型化谐振腔(IMCR)。对 IMCR 谐振特性进行了数值仿真, 结果表明, IMCR 能够在 10.3 GHz 上稳定谐振, 但其长度和宽度却分别只有 4.58 和 5.08 mm, 相比于普通金属谐振腔的长度和宽度均缩短了一半。这些结果对基于双负介质的小型化谐振腔的发展具有理论意义。

关键词: 双负介质, 负介电常数介质, 改进的小型化谐振腔, 各向异性

PACC: 4110H

1. 引 言

近年来, 随着人们对双负介质, 又称左手介质(left-handed metamaterial, 简记为 LHM)电磁特性的逐渐熟悉, 大量的研究工作致力于利用 LHM 的反常电磁特性来缩小微波器件体积或占用面积^[1-4]。目前, 基于 LHM 的小型化贴片天线^[5]、小型化定向耦合器^[6]、小型化移相器^[7]等已经被世界上不同的研究小组成功地设计出来。特别是 2002 年 Engheta 等^[8]指出, 对于图 1 所示谐振结构, 当介质 I 为 LHM 并且介质 II 为普通介质时, 图 1 所示结构可以满足亚波长谐振条件, 谐振结构的总长度 $d_1 + d_2$ 可以任意小且与谐振波长无关, 在理论上提出了一种小型化谐振结构。2005 年浙江大学李冉等^[9]基于文献[8]中的小型化谐振结构理论, 通过在一个如图 2 所示的矩形金属谐振腔中部分填充 Ω 形结构 LHM 最终设计并加工了一个长为 13.00 mm, 横截面为 22.00 mm(宽) \times 10.00 mm(高), 在 9.6 GHz 谐振的小型化矩形金属谐振腔(miniaturized cavity resonator, 简记为 MCR)。由于矩形金属谐振腔相比于其他谐振结构具有功率容量大、损耗小以及品质因数高的特点而在微波射频领域被广泛应用, 因此基于 LHM 的 MCR 具有重要的研究意义和使用价值。然而需

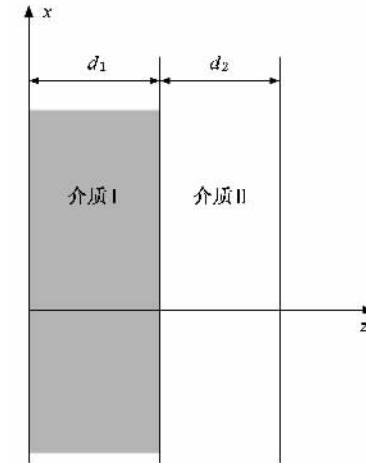


图 1 不同介质交叠的谐振结构示意图

要指出的是, Engheta 小型化谐振结构存在的前提条件是电磁波必须能够在 z 方向传播, 这样的条件在矩形波导的环境中具体体现为电磁波的工作波长必须小于矩形波导截止波长的一半。文献[10]指出, 对于填充在矩形波导中的 LHM 而言, 只有在矩形波导的截止波长以下, LHM 包括后向波特性在内的异向特性才能显现出来。上述情况决定了当应用 Engheta 小型化谐振结构实现如图 2 所示的 MCR 时, 虽然能够得到比较小的长度(z 方向尺寸, 13 mm), 却无法同时获得低于半个工作波长的宽度(y

* 国家自然科学基金(批准号 50571026)资助的课题。

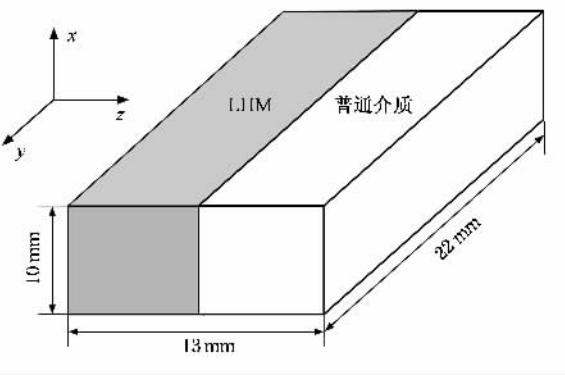


图2 文献[9]设计的MCR结构示意图

方向尺寸 22 mm). 针对这样的问题, 文献[11]从理论上提出一种三维谐振腔结构, 并指出当图2所示的 LHM 为三维各向同性时, 就可以实现能够同时缩小长度和宽度的 MCR. 文献[11]的研究成果具有非常重要的意义, 它为基于 LHM 的小型化谐振腔的发展进一步夯实了基础. 然而, 从现有 LHM 设计、加工水平来看, 要想设计、制造出性能优良的三维各向同性 LHM 还具有一定的难度, 因此目前很少有基于三维 LHM 的微波、射频、光学器件的设计成果和实验样品见诸报道.

本文针对上述问题展开研究, 通过深入探讨 LHM 与负介电常数介质交叠结构的谐振特性及其在矩形截止波导环境中实现的可行性, 最终得到一种能够同时缩小长度和宽度的改进的 MCR(IMCR). 研究中首先针对图2所示结构的谐振条件进行了更为深入的分析, 结果发现除了以往文献报道过的 LHM 与普通介质的交叠结构以及负介电常数介质与负磁导率介质的交叠结构能够满足亚波长谐振条件, LHM 与负介电常数介质的交叠结构以及普通介质与负磁导率介质的交叠结构也能够近似地满足亚波长谐振条件, 并且当其 z 方向长度趋近零时, 亚波长谐振条件可以得到完全满足. 在此基础上, 最终设计出谐振频率为 10.3 GHz 的 IMCR, 其长和宽分别只有 4.58 和 5.08 mm. 同时, 分别采用两种不同的数值算法对 IMCR 的谐振特性进行了仿真, 结果表明, 两种算法计算得到的 IMCR 谐振频率结果相符合, 而 IMCR 内部的电磁场分布状态也与理论预测一致.

2. LHM 与负介电常数介质交叠的谐振结构

文献[8]指出, 图1所示结构的谐振方程为

$$\frac{n_2}{\mu_2} \tan(n_1 k_0 d_1) + \frac{n_1}{\mu_1} \tan(n_2 k_0 d_2) = 0, \quad (1)$$

其中 k_0 为自由空间波数, n_1 和 n_2 分别为介质Ⅰ和介质Ⅱ的折射率, d_1 和 d_2 分别为介质Ⅰ和介质Ⅱ的长度. 文献[12]指出, 谐振方程(1)在亚波长条件下具有两组物理理解. 一组是当 n_1, n_2 为符号相同的实数, 而 k_1 和 k_2 为符号相反的实数时, 可以使谐振方程(1)在亚波长条件下得到满足, 特别是当 $n_1 = n_2$ 并且 $k_1 d_1 = -k_2 d_2$ 时, 谐振方程(1)恰巧满足. 该组解代表的物理意义是图1所示的谐振结构中介质Ⅰ为 LHM, 介质Ⅱ为普通介质, 可以看出这正是 Engheta 谐振结构的理论基础. 另一组是当 k_1, k_2 为符号相同的虚数, 而 n_1 和 n_2 为符号相反的虚数时, 同样可以使谐振方程(1)在亚波长条件下得到满足, 特别是当 $n_1 = -n_2$ 并且 $k_1 d_1 = k_2 d_2$ 时, 谐振方程(1)恰巧满足. 该组解代表的物理意义是图1所示的谐振结构中介质Ⅰ为负磁导率介质, 介质Ⅱ为负介电常数介质.

我们通过进一步分析发现, 除了上述的两组物理理解之外, 还有两组非常具有实际物理意义的近似解. 为了清晰地解释这两组物理理解的由来, 首先需要更为深入地研究负介电常数介质和负磁导率介质中波阻抗与相位常数之间的关系.

对于负磁导率介质, 因为它的磁导率 $\mu_m < 0$, 介电常数 $\epsilon_m > 0$, 所以负磁导率介质的相位常数可以写成如下形式:

$$k_m = \omega \sqrt{\mu_m \epsilon_m} = -j\alpha_m,$$

其中 $\alpha_m = \omega \sqrt{|\mu_m \epsilon_m|} > 0$. 如果 $\alpha_m < 0$, 意味着能量从无限远处的无源空间传来, 违反了能量守恒定律. 此时负磁导率介质的波阻抗表示为

$$\eta_m = \frac{k_m}{\omega \epsilon_m} = \frac{j\alpha_m}{\omega \epsilon_m} = jX_m,$$

其中 $X_m = \alpha_m / \epsilon_m < 0$. 由此可以看到, 负磁导率介质的波阻抗与相位常数的乘积为负实数. 对于负介电常数介质, 因为它的磁导率 $\mu_e > 0$, 介电常数 $\epsilon_e < 0$, 所以负介电常数介质的相位常数可以写成

$$k_e = \omega \sqrt{\mu_e \epsilon_e} = -j\alpha_e,$$

其中 $\alpha_e = \omega \sqrt{|\mu_e \epsilon_e|} > 0$. 如果 $\alpha_e < 0$ 同样意味着能量从无限远处的无源空间传来, 违反了能量守恒定律. 而此时负介电常数的波阻抗表示为

$$\eta_e = \frac{k_e}{\omega \epsilon_e} = \frac{j\alpha_e}{\omega \epsilon_e} = jX_e,$$

其中 $X_e = \alpha_e \epsilon_e > 0$. 由此可以看到, 负介电常数的波阻抗与相位常数的乘积为正实数.

另一方面, 当 $|k_1 d_1|, |k_2 d_2| \ll 1$ 时 (1) 式可以简化为

$$n_1 k_1 d_1 + n_2 k_2 d_2 = 0. \quad (2)$$

由 (2) 式可知, 当介质 I 为普通介质, 介质 II 为负磁导率介质时, $n_1 k_1 d_1$ 为大于零的实数, 而 $n_2 k_2 d_2 = -X_m \alpha_m d_2$ 则为小于零的实数. 此时, 如果参数选取适当完全可以在亚波长条件下满足 (2) 式给出的谐振方程, 特别是当 $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_0, \mu_1 = -\mu_2 = \mu_0$ 并且 $d_1 = d_2$ 时 (2) 式恰巧得到满足. 同样, 当介质 I 为 LHM, 介质 II 为负介电常数介质时, $n_1 k_1 d_1$ 为小于零的实数, 而 $n_2 k_2 d_2 = -X_e \alpha_e d_2$ 则为大于零的实数, 此时在参数选取适当的情况下也完全可以在亚波长条件下满足 (2) 式给出的谐振方程, 特别是当 $\epsilon_1 = \epsilon_2 = -\epsilon_0, \mu_1 = -\mu_2 = -\mu_0$ 并且 $d_1 = d_2$ 时 (2) 式恰巧得到满足. 值得注意的是, 文献 [13] 通过更深层次的理论推导指出, 对于所有基于 LHM 的一维小型化谐振结构, 即使当 LHM 为各向异性时 (2) 式仍然能够在亚波长条件下成立. 以上述的 LHM 与负介电常数介质交叠谐振结构为例, 当 LHM 的本构参数张量为

$$\boldsymbol{\epsilon}_1 = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{ml} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{rpl} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{rpl} \end{bmatrix} \quad (\epsilon_{ml} < 0, \epsilon_{rpl} > 0), \quad (3a)$$

$$\boldsymbol{\mu}_1 = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{rpl} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{ml} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{rpl} \end{bmatrix} \quad (\mu_{ml} < 0, \mu_{rpl} > 0), \quad (3b)$$

负介电常数介质的本构参数张量为

$$\boldsymbol{\epsilon}_2 = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{m2} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{np2} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{np2} \end{bmatrix} \quad (\epsilon_{m2} < 0, \epsilon_{np2} > 0), \quad (4a)$$

$$\boldsymbol{\mu}_2 = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{np2} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{np2} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{np2} \end{bmatrix} \quad (\mu_{np2} > 0) \quad (4b)$$

时 (2) 式给出的谐振方程仍然能够在亚波长条件下得到满足, 并且谐振模式与各向同性 LHM 与负介电常数介质交叠结构的谐振模式相类似.

上述的两种谐振结构为人们在微波、毫米波甚至是光波段应用 LHM 来实现各种形式的 MCR 提供了理论支持, 使人们不必再拘泥于 LHM 与普通介质交叠谐振结构以及负介电常数介质与负磁导率介质交叠谐振结构. 下面我们将通过一种在矩形金属谐振腔环境中应用上述 LHM 与负介电常数介质交叠谐振结构相结合的方法来实现 IMCR 的设计.

3. 宽频带负磁导率介质的实现方法

为了最终得到性能优良的 IMCR, 我们还需要一种性能优良的负磁导率介质. 这里介绍的方法只需要一维的负磁导率介质就可以使上述 LHM 与负介电常数介质交叠谐振结构在 IMCR 中得以实现. 为此, 我们提出了如图 3(a) 所示的一维负磁导率介质单元, 在 y 方向磁场的作用下它可以表现出负磁导率效应. 这是由印制在特氟龙基板(相对介电常数

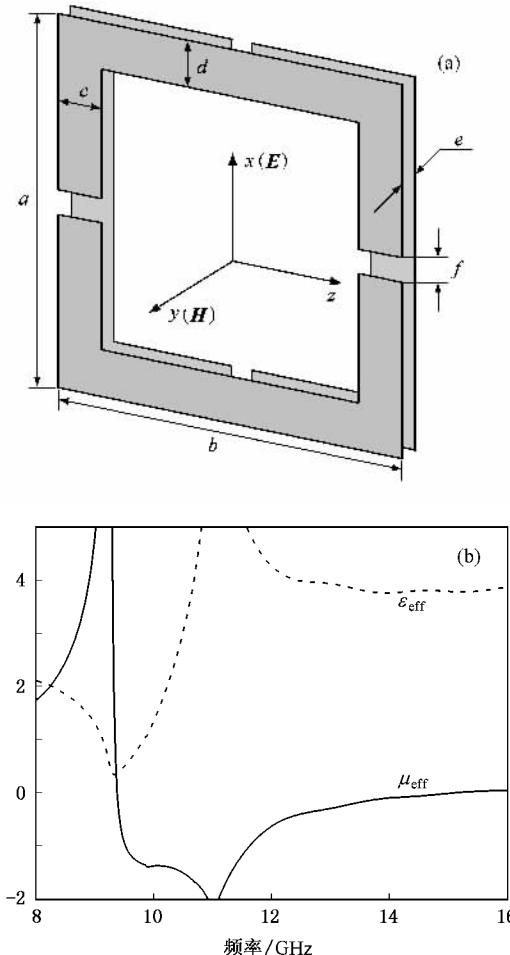


图 3 SSSL 的结构尺寸及 ϵ_{eff} 和 μ_{eff} 随频率的变化 (a) SSSL 结构尺寸 (b) ϵ_{eff} 和 μ_{eff} 随频率的变化

2.2)两侧的相互平行的对称开口方环(symmetrical split square loops ,简记为 SSSL)构成 ,两环具有完全相同的尺寸 ,并且两环相对扭转 90° . 其具体的尺寸如下 : $a = b = 2.03 \text{ mm}$, $c = 0.17 \text{ mm}$, $d = 0.25 \text{ mm}$, $e = 0.51 \text{ mm}$, $f = 2.29 \text{ mm}$, $g = 0.17 \text{ mm}$,单元总尺寸为 $2.29 \text{ mm} \times 2.29 \text{ mm} \times 0.51 \text{ mm}$. 本研究对 SSSL 的传输特性(S 参数)进行了数值仿真 . 仿真结果表明 ,在 $9.2\text{--}15.0 \text{ GHz}$ 时只有当入射电磁波的场极化方向穿过 SSSL 平面时才有阻带出现 . 图 3(b) 给出了利用文献 [14] 的提取算法 ,从 S 参数提取出来的 SSSL 的本构参数曲线 ,图 3(b) 中实线表示 SSSL 的有效磁导率 μ_{eff} 实部随频率的变化曲线 ,虚线则表示 SSSL 的有效介电常数 ϵ_{eff} 实部随频率的变化曲线 . 从图 3(b) 可以看出 ,在 $9.2\text{--}15.0 \text{ GHz}$ 时 SSSL 有效磁导率为负值 ,有效介电常数为正值 .

4. IMCR 的设计与仿真

实际上 ,要想利用以上提出的谐振结构实现长度和宽度同时缩小的 IMCR 仍然具有一定的难度 ,这是因为谐振腔宽度的缩小意味着谐振腔对应的矩形波导工作在截止频率以下 . 文献 [10] 指出 ,即使在矩形波导中填充了 LHM 之后 ,这种截止频率的限制仍然存在 ,即对于填充在矩形波导中的 LHM 而言 ,只有在矩形波导的截止频率以上 ,LHM 的异向特性才能显现出来 . 在这样的情况下 ,无法通过直接在矩形截止波导中加载 LHM 、负介电常数介质来实现相应的 IMCR ,而必须采取一些间接的方法 . Marques 等^[15] 指出 ,当电磁波在矩形波导中以 TE 模式的衰减波形式传播时(假设 x 方向为电场极化方向 , z 方向为传播方向) ,矩形波导可以表现出 (3) 式给出的负介电常数效应 ,此时在其中如放入具有 (4) 式给出的本构参数张量的负磁导率介质 ,就可以实现各向异性 LHM . 利用文献 [15] 的研究成果 ,我们可以通过在矩形截止波导中填充 SSSL 来实现各向异性 LHM . 利用矩形截止波导本身实现负介电常数介质 ,从而最终设计出如图 4 所示的基于各向异性 LHM 与负介电常数介质交叠谐振结构的 IMCR . 在图 4 中 ,IMCR 由一个部分填充 SSSL 的矩形金属腔体构成 . 腔体总长为 4.58 mm ,宽为 5.08 mm ,高为 2.29 mm ,共有 20 个 SSSL 单元被并排放置在腔体的一侧 ,恰好填充了腔体内的一半空间 ,而腔体的另一半空间则由相对介电常数为 2.2 的特氟龙材料填充 .

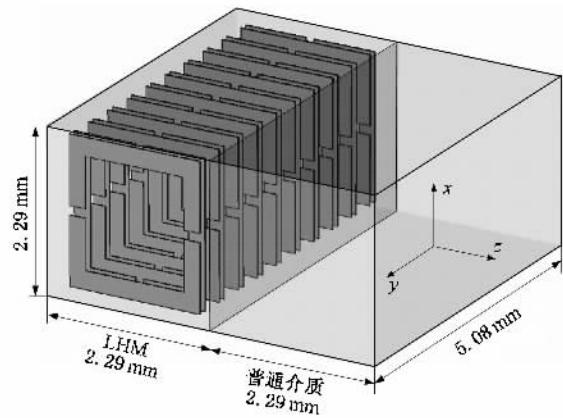


图 4 IMCR 谐振腔结构示意图

需要注意的是 ,图 4 所示的 IMCR 与以上所述的 LHM 和负介电常数介质交叠谐振结构模型有所不同 ,主要区别在于图 4 所示的 IMCR 中电磁波以 TE 模式传播 ,而上述的 LHM 和负介电常数介质交叠谐振结构中电磁波以 TEM 模式传播 . 这种传播模式的差异将对两者的谐振特性造成何种影响 ,还需要进一步讨论 . 文献 [10] 指出 ,在矩形波导中传播的 TE 波可以分解为一个垂直于传播方向(横向) 的驻波和一个平行于传播方向(纵向) 的 TEM 波的线性组合 ,横向的驻波波长决定波导的截止频率 ,也决定了纵向 TEM 波的相位常数 ,但并不参与纵向 TEM 波的传播与反射 . 这意味着在形式上 TE 波的谐振条件可以与 TEM 波谐振条件完全相同 ,只是在具体的计算过程中 ,TE 波谐振条件所使用的相位常数不再是 k_0 而是 $k_0 \sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f_0}\right)^2}$ ($f_0 > f_c$), 或是 $-j k_0 \sqrt{\left(\frac{f_c}{f_0}\right)^2 - 1}$ ($f_0 < f_c$). 文献 [15] 指出 ,当人们讨论截止波导的负介电常数效应时 ,已经将上述的相位常数改变考虑在内 . 由此 ,我们可以得出 ,虽然在 IMCR 内部电磁波以 TE 模式传播 ,但是它具有与上述的 LHM 和负介电常数介质交叠谐振结构模型完全相同的谐振条件和谐振模式 .

为了研究图 4 所示 IMCR 的谐振特性 ,下面将对 IMCR 的谐振特性进行本征模仿真 . 仿真结果显示 ,IMCR 分别在 10.3 , 12.2 , 13.6 , 14.9 GHz 上发生谐振 .

图 5 示出了在 10.3 GHz 谐振频率上 IMCR 内部的磁场分布情况 ,图中的箭头方向表示磁场方向 ,颜色的深浅则表示场强的大小 ,颜色越深场强越大 .

从图 5 可以看到,此时存在非常强烈的穿透 SSSL 平面的磁场分量,实际上这种穿透 SSSL 平面的磁场是实现 IMCR 的必要条件.这是因为 SSSL 是一种一维负磁导率介质,只有当如图 5 所示的 y 方向磁场分量存在时,它的负磁导率效应才能被正确激励出来,

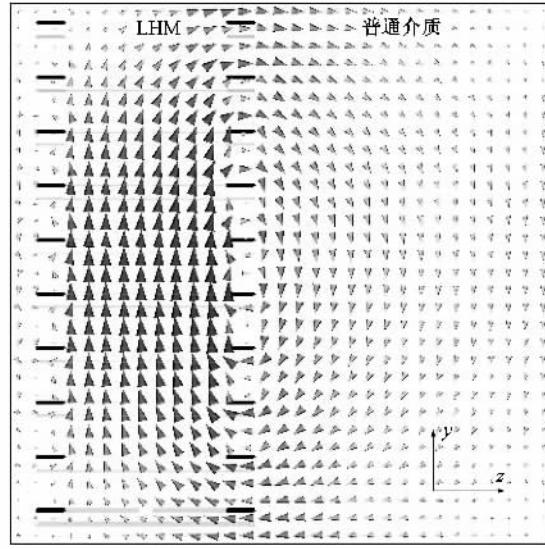


图 5 IMCR 内部的磁场分布

而只有如此,SSSL 才能与截止波导共同作用形成各向异性 LHM,基于各向异性 LHM 与负介电常数介质交叠谐振结构的 IMCR 才能正常工作.从图 5 还可以看到,在填充了 SSSL 一侧的磁场强度要远远高于腔体另一侧的磁场强度,这样的结果与我们上述理论分析相符.在填充了 SSSL 的一侧,由于 SSSL 的负磁导率效应,虽然是在截止频率以下,但电磁波仍然可以在其中以后向波的形式正常传播,对电磁波幅度没有任何的衰减作用;而在未填充 SSSL 一侧,由于是在矩形波导截止频率以下,电磁波幅度在其中呈指数衰减,因此其中的电磁能量比较微弱.另外,虽然本文限于篇幅并没有给出 IMCR 高次模对应的场分布,但仿真结果显示其中均存在着强烈的穿过 SSSL 的磁场矢量,使得 SSSL 的负磁导率效应能够被正确激励出来.

为了进一步肯定 IMCR 的谐振特性,我们利用 CST MW STUDIO 仿真软件的瞬态求解器对其频率选择特性进行了数值仿真.仿真模型如图 6 所示,它是由 IMCR 及相应的馈电机构构成的.馈电机构是由分别用作能量输入和输出的两条相同的同轴线以及与同轴线内导体相连的两个相同的金属开口线圈构成.同轴线内导体半径为 0.03 mm,外导体半径

为 0.25 mm,线圈的内径为 0.38 mm,外径为 0.35 mm.两个金属线圈对称地放置在谐振腔内部,它们距离谐振腔 y 方向邻近侧壁均为 1.52 mm,距离谐振腔 z 方向邻近侧壁为 1.27 mm,两个线圈间距为 2.03 mm.图 7 给出了图 6 所示结构的传输系数幅度随频率的变化曲线.从图 7 可以看到,在 10.6, 12.7, 14.1 和 15.4 GHz 有四个明显的通带.表 1 比较了本征模仿真与瞬态仿真计算得到的 IMCR 谐振频率,可以看出两者基本相符.

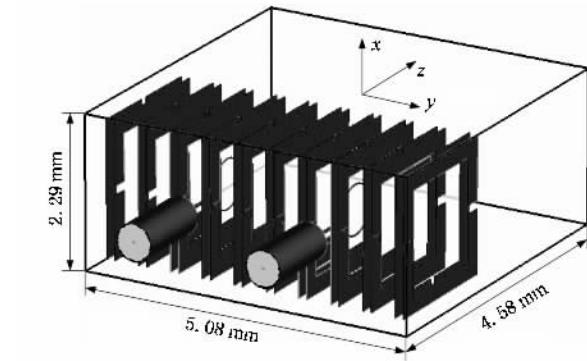


图 6 IMCR 传输特性仿真模型示意图

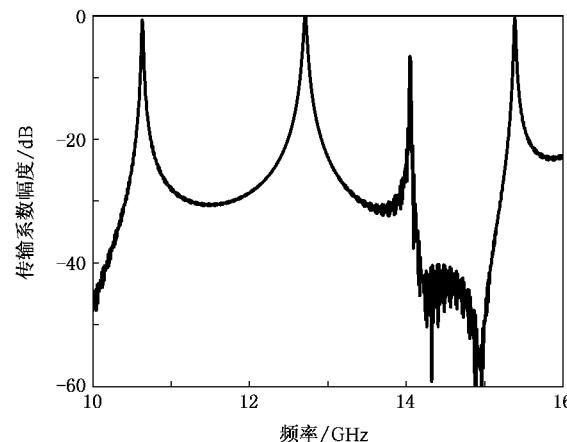


图 7 IMCR 传输系数幅度随频率的变化

表 1 本征模仿真与瞬态仿真计算得到 IMCR 谐振频率比较

	谐振频率/GHz			
本征模仿真	10.3	12.2	13.6	14.9
瞬态仿真	10.6	12.7	14.1	15.4

5. 结论

通过深入探讨 LHM 与负介电常数介质交叠结

构的谐振特性,实现了一种长度和宽度只有普通谐振腔一半的 IMCR. 相比于目前已有的基于 LHM 的 MCR,IMCR 实现了长度和宽度的同时缩小,并且突破了此前无法在矩形波导截止频率下利用各向异性 LHM 实现矩形金属谐振腔小型化的限制. 分别采用两种数值仿真方法对 IMCR 的谐振特性进行了验

证,结果表明,两种仿真方法计算得到的 IMCR 谐振频率相符,而从仿真结果中观察到的 IMCR 内部的电磁场分布状态也与理论预测一致.

衷心感谢 CST 公司对我们使用 CST MWS 软件包所提供的大力支持.

-
- [1] Meng F Y , Wu Q , Wu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2193 [孟繁义、吴群、吴健 2006 *物理学报* **55** 2193]
- [2] Pendry J B 2004 *Science* **306** 1353
- [3] Meng F Y , Wu Q , Wu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2200 [孟繁义、吴群、吴健 2006 *物理学报* **55** 2200]
- [4] Meng F Y , Wu Q , Jin B S , Wang H L , Wu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4513 [孟繁义、吴群、金博识、王海龙、吴健 2006 *物理学报* **55** 4513]
- [5] Buell K , Mosallaei H , Sarabandi K 2006 *IEEE Microwave Theroy Techn.* **54** 135
- [6] Caloz C , Sanada A , Itoh T 2004 *IEEE Microwave Theroy Techn.* **52** 1834
- [7] Perruisseau C J , Skrivervik A K 2006 *IEEE Microwave Theroy* *Techn.* **54** 1582
- [8] Engheta N 2002 *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.* **1** 10
- [9] Li Y , Ran L , Chen H , Huangfu J , Zhang X , Chen K , Grzegorczyk T M , Kong J A 2005 *IEEE Microwave Theroy Techn.* **53** 1521
- [10] Hrabar S , Bartolic J , Sipus Z 2005 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **53** 110
- [11] Jiang T , Chen Y , Feng Y J 2006 *Chin. Phys.* **15** 1009
- [12] Ziolkowski R W 2006 *J. Opt. Soc. B* **23** 451
- [13] Jiang T , Zhao J , Feng Y J 2007 *J. Phys. D* **40** 1821
- [14] Smith D R , Schultz S , Markos P , Soukoulis C M 2002 *Phys. Rev. B* **65** 195104
- [15] Marques R , Martel J , Mesa F , Medina F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 183901

Cavity resonator based on pair of left-handed metamaterial and negative permittivity medium^{*}

Wu Qun Meng Fan-Yi Fu Jia-Hui Li Le-Wei

(School of Electronics and Information Technology , Harbin Institute of Technology , Harbin 150001 , China)

(Received 22 January 2007 ; revised manuscript received 1 November 2007)

Abstract

The resonance property of the pair of left-handed metamaterial (LHM) and negative permittivity medium is analyzed in depth , and the results are applied to the design of an improved miniaturized cavity resonator(IMCR). The IMCR is numerically simulated , and the results show that the IMCR is resonant at 10.3 GHz while its length and width is only 4.58 and 5.08 mm , respectively , which are half that of the conventional one 's. This research may contribute in theory to the miniaturization of resonance structures based on LHM .

Keywords :left-handed metamaterial , negative permittivity medium , improved miniaturized cavity resonator , anisotropic property

PACC :4110H

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60571026).