

一种新型负折射率微波媒质的设计与仿真模拟

曹云建 文光俊 吴凯敏 徐新河

(电子科技大学通信与信息工程学院, 成都 610054. E-mail: ccyunjian@163.com)

摘要 提出了以外加磁场作用时磁导率为负的亚铁磁材料-YIG 为基体, 在其中嵌入等效介电常数为负的金属导线周期阵列结构构造出负折射率微波媒质的新方法. 设计了一种 C/X 波段负折射率微波媒质, 并利用基于三维时域有限积分法的电磁场仿真程序模拟了复合媒质的电磁特性. 仿真结果表明, 在导体线周期阵列结构的等效介电常数为负的 7.02~9.80 GHz 频带与基体 YIG 等效磁导率为负的 5.22~8.14 GHz 频带相重叠的 7.51~8.13 GHz 带宽内, 入射电磁波能通过复合媒质, 并在复合媒质与常规正折射率媒质的交界面处发生了负折射现象, 证实了复合媒质在该带宽内等效折射率为负, 验证了新型负折射率微波媒质设计方法的可行性.

关键词 亚铁磁材料 铁磁材料 YIG 负折射率媒质 电磁仿真

自然界中天然物质介电常数 ϵ 与磁导率 μ 的实部在整个电磁波谱内都是非同时为负, 其折射率的实部是正值. 因此, 迄今尚未发现 $\epsilon < 0$ 且 $\mu < 0$ 的天然材料.

1964 年, 前苏联科学家 Veselago 理论分析了电磁波在假想的介电常数与磁导率同时为负值的各向同性均匀媒质中的电动力学行为, 预见电磁波与这种假想材料的相互作用将产生非常特殊的传输/折射/反射特性: () 假想材料中电磁波电场、磁场和传播波矢三者之间成左手关系, 电磁波相速方向与能速方向相反; () 电磁波通过该假想材料与正折射率材料的分界面时发生逆折射效应(reversed snell refraction), 在界面上产生负电磁波压力; () 逆向多普勒效应(reversed Doppler effect); () 逆切伦柯夫辐射(reversed Cherenkov radiation); () 一块假想材料的平板具有理想电磁成像能力^[1]. Veselago 称这种假想材料为“左手材料”(left-handed materials, LHM), 现在学术界亦称其为双负材料(double negative materials, DNM)、负折射率媒质(negative refractive index materials, NRIM)、返波材料(backward wave materials, BWM)和异向媒质(metamaterials)等, 本文采用 NRIM 定义, 以强调材料的折射率特征.

2000 年, Smith 等人^[2]基于 Pendry 提出的构造单负介电常数媒质^[3]和单负磁导率媒质^[4]的思想, 首次人工合成出 X 波段等效介电常数 ϵ_{eff} 和等效磁导率 μ_{eff} 同时为负的负折射率微波媒质, 并于次年在实验中观察到 X 波段的电磁波在通过这种人工合成媒质与空气的交界面时确实发生了负折射现象^[5]. 随后, 加

拿大多伦多大学的 Eleftheriades 等人^[6]和美国西雅图 Parazzoli 等人^[7]分别发表了微波频段负折射率媒质的实验报告, 他们在实验中直接观测到了 NRIM 中的逆切伦柯夫辐射和负折射现象, 进一步证实了负折射率媒质的存在, 亦表明人工能够合成出负折射率微波媒质.

目前, NRIM 的研究已成为国际物理学和电磁学界一个十分引人注目的前沿领域, 众多学者对 NRIM 制造方法, 电磁波在 NRIM 中的传播特性和散射特性等进行了较深入的研究, 产生了许多新的成果. 电磁波在 NRIM 中具有独特的电磁特性, 决定了其在军事和民用两方面有着广泛的应用前景. 已有文献报道, NRIM 可用于制造高定向性天线, 实现完美透镜, 聚焦电磁波波束, 制造大容量光盘等新颖光学元器件及性能独特的射频/微波电路元器件等.

迄今为止, 人工合成 NRIM 的方法主要有三种: () 由金属导线和金属开口谐振环(split ring resonator, SRR)相重叠的微结构为基本单元构成的宏观周期阵列结构实现, 其基本思想是将 $\epsilon_{\text{eff}} < 0$ 的单金属导线周期阵列结构与 $\mu_{\text{eff}} < 0$ 的单金属谐振环周期阵列结构在空间上相互叠加, 构成复合结构的等效折射率 n_{eff} 在 $\epsilon_{\text{eff}} < 0$ 的电磁波频段与 $\mu_{\text{eff}} < 0$ 的电磁波频段相重叠的谱域内为负值; () 由串联电容和并联电感高通传输线基本单元构成的一维、二维或三维周期阵列结构实现, 其基本思想是将常规低通传输线基本单元——串联电感和并联电容的连接方式对偶交换, 产生的高通传输线的 ϵ_{eff} 和 μ_{eff} 同时为负; () 光子晶体是由两种或两种以上的电介质材料周期性排

列而成的人造材料,排列周期为波长量级,具有光导带隙,从而控制电磁波的传播,在一定条件下,光子晶体表现出负折射率特性^[8]。上述第一种方法存在结构复杂、难于加工、工作频带较窄和不宜推广到光波段等缺点。第二种方法需要加载集总元件,不适合毫米波、太赫兹和红外波段等高频应用。第三种方法要求满足Bragg散射条件,使其加工及实际应用困难,如各向异性、模式耦合失配及高阶衍射都是较难解决的问题;由于其工作波长与排列周期在同一个数量级,其在器件小型化方面的应用也有很大的局限性。因此,探索和发展人工合成NRIM的新方法具有重要的科学意义和实用价值。

自然界中一些天然物质,如金属和等离子体,对于频率低于其等离子体频率的电磁波而言,其介电常数表现为负值。铁磁材料和亚铁磁材料,在外加静态磁场作用下,对于频率在铁磁材料的铁磁共振频率至抗铁磁共振频率之间的电磁波而言,其磁导率为负值。

作者依据物理概念分析认为若在单负介电常数的基体材料中嵌入类金属 SRR 阵列,或在单负磁导率的基体材料中嵌入类金属导体线阵列,构成的复合媒质有可能在宽电磁波频带内,其等效介电常数、等效磁导率同时为负,从而能设计出宽带微波 NRIM,进而作者提出了在宽频带单负磁导率的绝缘型铁磁材料或绝缘型亚铁磁材料中嵌入类金属导体线周期阵列设计宽带 NRIM 的新方法。

文中首先分析和仿真了在外加磁场作用下,绝缘型亚铁磁材料-YIG 中电磁波的传播特性,预见出其磁导率为负的工作频带;设计并分析了等效介电常数在 X 波段为负的单金属导体线周期阵列结构的电磁特性;利用时域有限积分法电磁仿真程序,模拟了电磁波在所设计的 C/X 波段负折射率媒质中的传播特性,以及电磁波在这种复合媒质与正折射率媒质界面处的折射特性。

1 亚铁磁材料-YIG 的电磁特性分析

亚铁磁材料-YIG 是一种以三价铁离子为主要阳离子组分,由多种氧化物组成的铁氧体媒质,其电导率很低,属于绝缘体材料。

YIG 对入射电磁波表现出各向异性,在 Z 方向外加恒定磁场 H_0 时,其磁导率张量可表示为

$$\boldsymbol{\mu}_{\text{tensor}} = \begin{bmatrix} \mu_1 & j\mu_2 & 0 \\ -j\mu_2 & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中 $\mu_1 = \mu_0[1 + \omega_0\omega_M/(\omega_0^2 - \omega^2)]$, $\mu_2 = \mu_0[\omega\omega_M/(\omega_0^2 - \omega^2)]$, $\mu_3 = \mu_0$; $\omega_0 = \gamma\mu_0 H_0 + j\omega\alpha$ 为有损耗情况下的进动角频率; γ 为旋磁比常数; μ_0 为真空磁导率; $\alpha = \gamma\mu_0\Delta H/2\omega$ 为阻尼系数; ΔH 为铁磁共振线宽,是衡量 YIG 在铁磁共振时磁损耗的重要参量; $\omega_M = \gamma\mu_0 M_0$ 为特征角频率,是 YIG 的饱和磁化强度。基于 YIG 的实际物理参数,本文分析与设计时设置 YIG 在外加磁场 $H_0 = 95493 \text{ A/m}$ 作用下,其饱和磁化强度 $M_0 = 1.75 \times 10^{-4} \text{ T}$,相对介电常数 $\epsilon_r = 127$,铁磁共振线宽 $\Delta H = 3183 \text{ A/m}$ 。

一束线偏振平面波沿任意方向在 YIG 中传播时,将分解为两个旋转方向相反,具有不同相位传播常数的椭圆偏振本征波。为了便于分析,本文仅考虑平面波分别沿平行于和垂直于磁化方向传播两种特殊情况。

角频率为 ω 的线偏振平面波沿平行于磁化方向入射到 YIG 时,将分解为两个旋转方向相反的圆偏振本征波,二者的相位传播常数 $\beta_{\parallel}$ 和 $\beta_{\perp}$ 分别为

$$\beta_{\parallel} = \omega\sqrt{\epsilon(\mu_1 + \mu_2)}, \quad (2)$$

$$\beta_{\perp} = \omega\sqrt{\epsilon(\mu_1 - \mu_2)}, \quad (3)$$

两组圆偏振本征波对应的相对磁导率 $\mu_{\parallel r}$ 和 $\mu_{\perp r}$ 以 H_0 , M_0 , ΔH 为参量,以电磁波频率 f 为变量的解析解分别为

$$\begin{aligned} \mu_{\parallel r} &= (\mu_1 + \mu_2)/\mu_0 = \mu_{\parallel r}^R - j\mu_{\parallel r}^I \\ &= 1 + \frac{\gamma\mu_0 M_0}{\gamma\mu_0 H_0 + j\gamma\mu_0 \Delta H/2 - 2\pi f}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \mu_{\perp r} &= (\mu_1 - \mu_2)/\mu_0 = \mu_{\perp r}^R - j\mu_{\perp r}^I \\ &= 1 + \frac{\gamma\mu_0 M_0}{\gamma\mu_0 H_0 + j\gamma\mu_0 \Delta H/2 + 2\pi f}. \end{aligned} \quad (5)$$

基于设置的 YIG 物理参数,由(4)和(5)式计算得到两组本征波相对磁导率的频率响应特性如图 1(a)。在频率 3.36~8.26 GHz 范围内,本征波 I 的相对磁导率的实部 $\mu_{\parallel r}^R$ 为负值,此时本征波 I 在 YIG 中快速衰减而不能在其中传播,因此入射电磁波在 YIG 中传播时,存在一个 3.36~8.26 GHz 频率范围的禁带。

利用时域有限积分法三维电磁仿真程序模拟了电磁波沿平行于磁化方向在 YIG 中的电磁传播特性,仿真模型如图 1(b),YIG 三维尺寸 X , Y , Z 分别为 24,

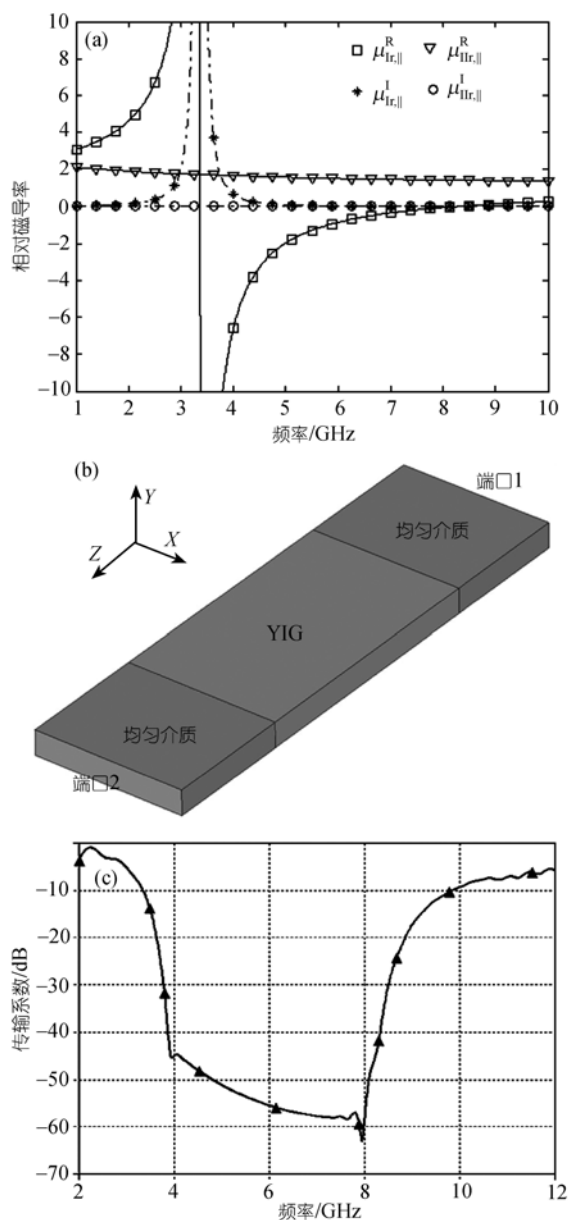


图1 电磁波沿平行于磁化方向在YIG中的传播特性
(a) 本征波I和II的相对磁导率的频率响应特性; (b) 电磁仿真模型;
(c) 仿真的电磁波传输系数

4和40 mm, 这里为了提高仿真速度, 将YIG的铁磁共振线宽设置为 $\Delta H = 23873$ A/m, 其他物理参数如前所述, 外加磁场 H_0 沿Z轴方向. YIG两端均匀介质的相对介电常数 $\epsilon_r = 12.7$, 相对磁导率 $\mu_r = 1$. X和Y方向边界条件均设置为电壁(切向电场为零), Z方向边界条件为开放波导. 在Z方向上的起点 $Z_{\min}$ 处与终点 $Z_{\max}$ 处分别设置激励端口1和端口2.

仿真结果如图1(c), 电磁波在3.89~8.33 GHz频率范围的传输系数均低于-40dB, 表明该频率范围的

入射电磁波在YIG中受到严重衰减不能通过, 该频段为电磁波在YIG中的传播禁带, 这与图1(a)的数值计算结果基本吻合.

线偏振平面波沿垂直于磁化方向入射到YIG时, 也将分解为两组本征波, 分别是沿 H_0 方向偏振的非寻常波TE波和垂直于 H_0 方向偏振的寻常波TEM波, 它们对应的相对磁导率 $\mu_{lr,\perp}$ 和 $\mu_{lr,\parallel}$ 分别为

$$\mu_{lr,\perp} = \frac{\mu_1^2 - \mu_2^2}{\mu_0 \mu_1} = \mu_{lr,\perp}^R - j\mu_{lr,\perp}^I, \quad (6)$$

$$\mu_{lr,\parallel} = 1. \quad (7)$$

$\mu_{lr,\perp}$ 的频率响应特性如图2(a), 该本征波相对磁导率在频率5.22~8.33 GHz范围内数值为负. 采用与图1(b)类似的仿真模型及设置, 仿真模拟了电磁波沿垂直于磁化方向在YIG中的电磁传播特性, 此时外加磁场 H_0 沿Y轴方向. 电磁仿真结果如图2(b), 电磁波在5.22~8.14 GHz频率范围的传输系数均低于-80dB, 表明该频率范围的入射电磁波在YIG中受到严重衰减而不能通过, 该频段为电磁波在YIG中的传播禁带. 这与图2(a)的数值计算结果基本一致.

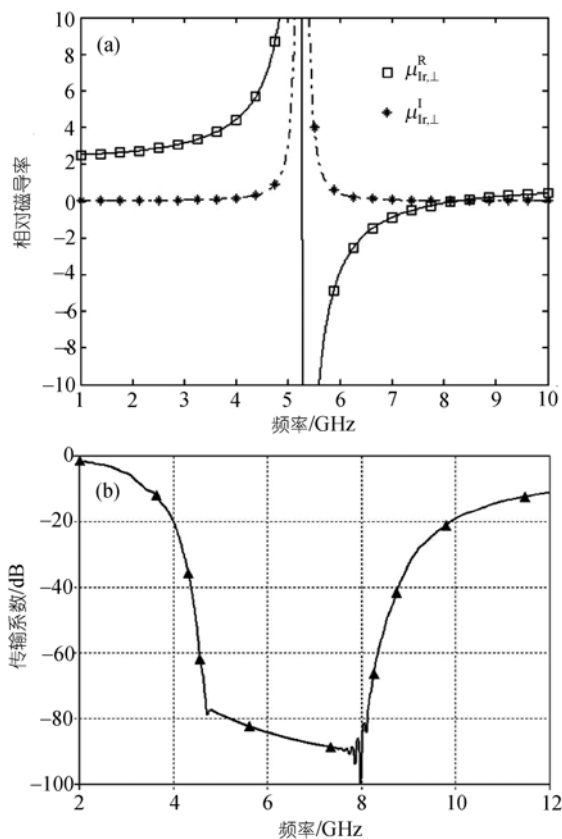


图2 电磁波沿垂直于磁化方向在YIG中的传播特性
(a) 本征波I的相对磁导率的频率响应特性; (b) 仿真的电磁波传输系数

2 金属导体线周期阵列结构的电磁特性分析

一维金属导体线周期阵列结构如图 3(a), 该结构等效介电常数 ε_{eff} 为

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2 - \omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + j\Gamma\omega} \right), \quad (8)$$

其中 ω_p 为金属导体线周期阵列的等效等离子体频率, 可近似为 $\omega_p = \sqrt{2\pi/(a^2 \ln(a/r)\mu_0\varepsilon_0)}$, ω_0 为金属导体线周期阵列的谐振频率, Γ 表示自由电子间的碰撞引起的阻尼常数, 可近似为 $\Gamma = \varepsilon_0 a^2 \omega_p^2 / \pi r^2 \sigma$, 其中 σ 为金属导体的电导率, a 为导体线阵列的周期, r 为导体线的半径. 由(8)式可见, 当电磁波频率大于金属导体线周期阵列的谐振频率, 并且小于其等效等离子体频率时, 金属导体线周期阵列结构的等效介电常数为负值, 电磁波在该结构中将受到强烈衰减而不能在其中传播.

对于一维金属导体线周期阵列结构, 只有波矢量垂直于金属导体线方向, 电场平行于金属导体线方向, 且电磁波波长远大于阵列周期 a 时, (8)式的等离子体分析模型才会成立. 当波矢量沿金属导体线方向有非零分量时, 上述等离子体模型便会引入空间色散. Silveirinha 等人 [9] 提出了三维金属导体线周期阵列结构, 如图 3(b), 单元结构内三个方向的金属线交于一点. 该结构支持两个 TEM 简并模和一个纵向模的传播, 当纵向模式不被显著激励时, 电磁波在其中的传播特性与理想等离子体中的传播特性相同. 由上述分析可见, 金属导体线周期阵列结构是构造负介电常数媒质的一种基本结构.

利用时域有限积分法三维电磁场仿真程序, 模拟了电磁波在图 3(a) 中一维金属导体线周期阵列结构的传播特性. 为了便于加工, 金属导体线采用方形带状结构, 单个导体带的横截面尺寸为 $0.3 \text{ mm} \times 0.3 \text{ mm}$, 长度为 4.0 mm , 阵列周期 a 为 4.0 mm . 为了避免空间色散, 入射的平面波电场方向平行于导体带方向. 设置导体线周围媒质的 $\varepsilon_r = 12.7$, $\mu_r = 1$. 从图 3(c) 可见电磁波在 $7.02 \sim 9.80 \text{ GHz}$ 频带内的传输系数低于 -30 dB , 表明该频段的入射电磁波在金属导体带周期阵列结构中受到衰减而不能通过, 该频段为电磁波的传播禁带. 根据前面的理论分析, 设计的金属导体带周期阵列结构的等效介电常数在 $7.02 \sim 9.80 \text{ GHz}$ 频带内为负值.

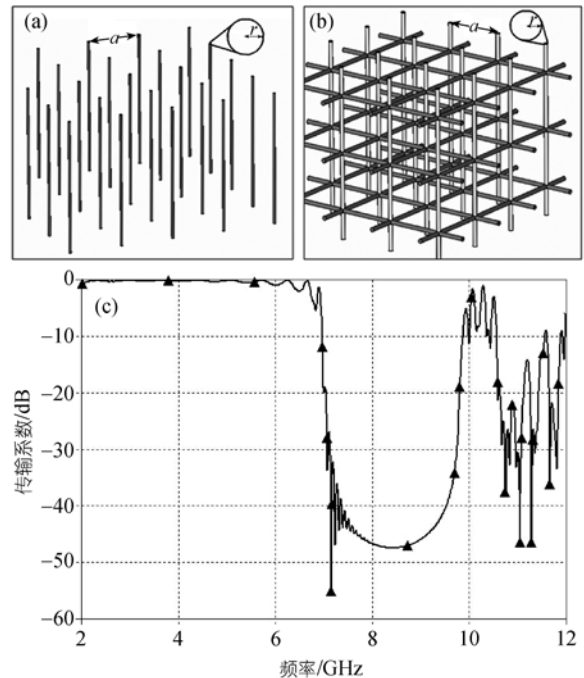


图 3 一维金属导体线周期阵列结构(a)、三维金属导体线周期阵列结构(b)及仿真的均匀媒质($\varepsilon_r = 12.7$)中嵌入了金属导体带周期阵列的复合结构中的电磁波传输系数(c)

3 新型 NRIM 的电磁特性分析

为了验证本文提出的基于亚铁磁材料的负折射率微波媒质设计方法的可行性和有效性, 我们利用时域有限积分法三维电磁场仿真程序, 模拟了以 YIG 为基体, 在其中嵌入 $\varepsilon_{\text{eff}} < 0$ 的金属导体线周期阵列所构成的复合媒质中电磁波传输特性, 以及电磁波在复合媒质与常规正折射率媒质交界面处的折射特性.

下面分别仿真了电磁波传播方向平行于磁化方向和垂直于磁化方向两种情况, 并对仿真结果进行了分析研究.

3.1 垂直于磁化方向时电磁波传播特性与折射特性仿真

() 电磁波传播特性仿真. 设计的复合媒质的结构模型和单元结构如图 4. 为了便于复合媒质的加工, 金属导体线采用方形带状结构, 其三维尺寸 X , Y 和 Z 分别为 0.3 , 4.0 和 0.3 mm . 限于计算机内存和软件允许的网格数, 在保证仿真精度的前提下, 此处仅模拟了 YIG 中内嵌一维导体线阵列的情况.

仿真模型参数、边界条件及电磁波激励设置与图 1(b) 相同, 只是将其中的 YIG 替换为图 4(a) 的复合媒

质. YIG 物理参数如前所述, H_0 平行于 Y 轴方向, $\Delta H = 23873$ A/m. 在仿真中, 复合媒质没与 Y 方向电壁相接触, 相距为 1 mm, 间隔部分是 $\epsilon_r = 12.7$ 及 $\mu_r = 1$ 的均匀介质.

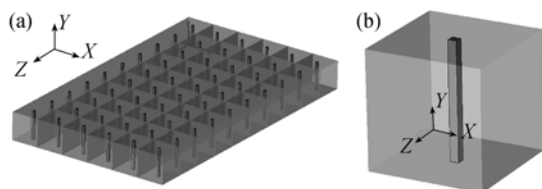


图4 YIG 中嵌入了金属导体带周期阵列的复合媒质模型 (a)及边长为 4 mm 复合媒质模型的单元结构(b)

YIG 中内嵌金属导体带周期阵列的复合媒质中电磁波传输特性的仿真结果如图 5. 传输系数峰值为 -20.15 dB, 位于频率 8.13 GHz 处, 低于峰值传输系数 3dB 的低端频率位于 7.51 GHz, 高端频率位于 8.65 GHz, 3dB 带宽为 1.14 GHz. 此频段内复合媒质的传输系数与同频段单 YIG 的传输系数相比较提高了 60dB 以上, 与单金属导体带周期阵列结构的传输系数相比较提高了 20 dB 以上, 因此可以认为频段 $7.51 \sim 8.65$ GHz 为该复合媒质的一个电磁波传播通带, 位于图 2(b)和图 3(c)的禁带重叠区域, 按照前述理论分析, 该复合媒质等效折射率在此通带内应为负值. 传输通带内电磁波传输系数较低, 可能源于: () 两种媒质阻抗不匹配而使部分入射波被反射回入射端口; () 复合结构是有耗媒质, 损耗导致电磁波被部分衰减.

() 电磁波在两种媒质交界面的折射特性仿真. 为进一步验证在上述通带内复合媒质的等效折射率

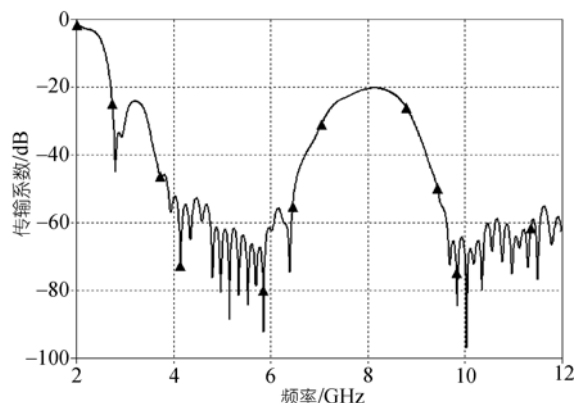


图5 嵌入了金属导体带周期阵列的 YIG 中的电磁波传输系数
电磁波传播方向垂直于磁化方向

是否为负, 仿真模拟了入射电磁波在复合媒质与正折射率媒质交界面处的折射特性.

楔形复合媒质物理模型如图 6(a), YIG 中嵌入了方形金属导体带阵列, YIG 与导体带阵列的物理参数与 4(a)相同. X 和 Y 方向为开放边界条件, Z 方向为电壁, 激励为沿 Y 轴正方向传播的线偏振平面波.

仿真模拟 8.13 GHz 电磁波在复合媒质与正折射率媒质交界区域内的功率流方向图如图 6(b). 在两种媒质的交界面, 透射波能量向入射波法线的同一侧偏转(箭头所示), 表明发生了负折射现象. 进一步仿真模拟表明, 在 $7.51 \sim 8.13$ GHz 的频带内, 电磁波在两种媒质的交界面处依然会发生负折射现象, 但当电磁波频率大于 8.13 GHz 后则逐渐会发生常规的正折射现象. 仿真结果证实了在 $7.51 \sim 8.13$ GHz 的频带内, 复合媒质的等效折射率为负, 此频段处于导体线周期阵列结构的 $\epsilon_{\text{eff}} < 0$ 的 $7.02 \sim 9.80$ GHz 频带与 YIG 基体 $\mu_{\text{eff}} < 0$ 的 $5.22 \sim 8.14$ GHz 频带相重叠的频谱内, 表明本文所提出的负折射率媒质设计方法是有效可行的.

在上述仿真过程中, 并未观察到相速的方向, 原因在于 YIG 只对特定的圆偏振本征波才呈现负磁导率特性, 在传播特性仿真中, 设置的入射波是 TE_{10} 波, 在折射特性仿真中, 设置的入射波是线偏振波, 所以

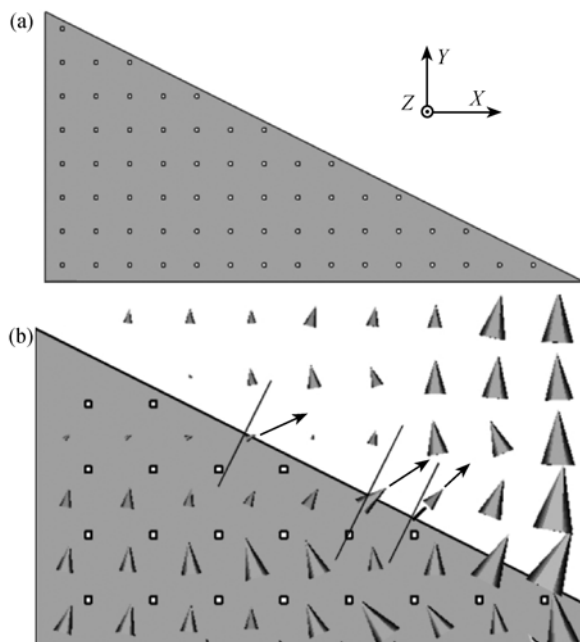


图6 仿真电磁波在两种媒质交界面的折射特性的模型(a)及电磁波在两种媒质交界区域内折射特性的仿真结果(b) 箭头方向代表能量方向

出现了能量方向仿真符合理论分析但无法观察到相速方向的仿真结果.

3.2 平行于磁化方向时电磁波传播特性仿真

电磁波沿平行于磁化方向传播时, 仿真了 YIG 中嵌入金属导体带周期阵列的复合媒质的传输特性, 结果如图 7.

将图 7 的仿真结果与图 1(c)和图 3(c)对照可见, 电磁波在 6.49~7.51 GHz 的频带内能够通过该复合媒质, 该频带位于金属导体带周期阵列结构禁带和 YIG 基体传输禁带的重叠区域, 同样证实了设计方法的可行性.

电磁波在复合媒质中的传播特性, 与正折射率媒质分界面处的折射特性的全电磁波仿真结果表明, 在亚铁磁材料-YIG 中嵌入金属导体带周期阵列结构设计 NRIM 的方法是有效的. 这种复合媒质真实的电磁特性还需要通过实验来验证, 但初步的电磁仿真结果为人工合成及设计 NRIM 提供了有益的指导作用.

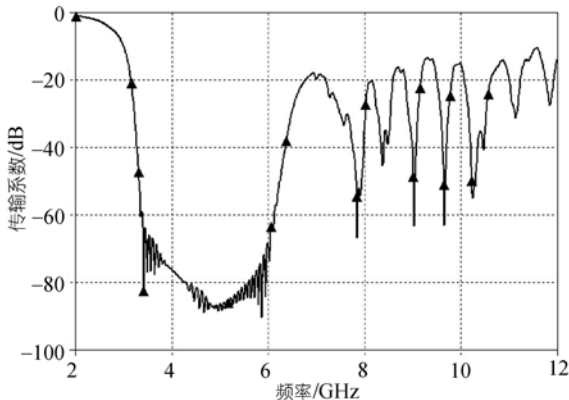


图 7 嵌入了金属导体带周期阵列的 YIG 中的电磁波传输系数
电磁波传播方向平行于磁化方向

4 结论

提出了一种基于铁磁或亚铁磁材料设计负折射率媒质的新方法. 理论分析了亚铁磁材料-YIG 实现负磁导率, 金属导体带周期阵列结构实现负介电常数的机理及参数条件; 利用全电磁波仿真程序模拟了电磁波在所设计的复合媒质中的传播特性, 其与正折射率媒质交界面处的折射特性; 仿真结果表明只要参数选择适当, 在 YIG 中嵌入金属导体带周期

阵列结构设计 NRIM 的方法在理论上是正确可行的.

综上可知, 如果利用此设计方法真实地制备出这种新型 NRIM, 它将具有其他方法人工合成的 NRIM 所不具备的优点: () 可通过调控外加磁场的大小来调控复合媒质的等效介电常数与等效磁导率, 使复合媒质的折射率随外加调控磁场变化而变化, $n_{\text{eff}} < 0$ 的频谱区域亦随外加调控磁场变化而变化, 实现复合媒质折射率的可调性和可控性; () 合成媒质的工作频带较宽, 且易于加工; () 工作频率容易推广到光波段.

总之, 以铁磁材料或亚铁磁材料为基体, 在其中嵌入金属导体线或金属导体带周期阵列结构可以人工合成出具有可控性和调谐性的微波 NRIM, 其具有广泛的应用前景, 对该人工合成 NRIM 的新型方法研究具有重要的科学意义与实用价值.

致谢 本工作受国家自然科学基金(批准号: 60571024)和电子科技大学青年科技重点基金(批准号: JX04001)资助.

参 考 文 献

- 1 Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . Sov Phys Usp, 1968, 10(4): 509—514[DOI]
- 2 Smith D R, Padilla W J, Vier D C, et al. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. Phys Rev Lett, 2000, 84(18): 4184—4187[DOI]
- 3 Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, et al. Low frequency plasmons in thin-wire structures. J Phys Condens Matter, 1998, 10: 4785—4809[DOI]
- 4 Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. IEEE Trans Microw Theory Tech, 1999, 47(11): 2075—2084[DOI]
- 5 Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction. Science, 2001, 292(5514): 77—79[DOI]
- 6 Eleftheriades G V, Iyer A K, Kremer P C. Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines. IEEE Trans Microw Theory Tech, 2002, 50(12): 2702—2712[DOI]
- 7 Parazzoli C G, Greengard R B, Li K, et al. Experimental verification and simulation of negative index of refraction using snell's law. Phys Rev Lett, 2003, 90(10): 107401[DOI]
- 8 Notomi M. Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap. Phys Rev B, 2000, 62(16): 10696—10705[DOI]
- 9 Silveirinha M G, Fernandes C A. Homogenization of 3-D-connected and nonconnected wire metamaterials. IEEE Trans Microw Theory Tech, 2005, 53(4): 1418—1430[DOI]

(2006-05-17 收稿, 2006-10-20 接受)