

doi:10.3788/gzxb20154409.0923005

基于磁谐振的亚波长空气环金属阵列透射特性研究

郭亚东,袁纵横,袁宇阳,王升,熊显名

(桂林电子科技大学 电子工程与自动化学院,广西 桂林 541004)

摘 要:利用等效电路模型,用仿真模拟软件对空气环金属阵列的透射特性进行仿真,得出空气环金属阵列的几何参数对透射峰的影响规律:一种透射峰随着空气环金属阵列空气环外半径、内半径的增大发生红移,金属层厚度对该透射峰的影响可忽略;另一种透射峰随着空气环金属阵列金属层厚度和空气环外半径、内半径的增大发生红移.根据透射峰处金属表面的电流分布,用磁谐振效应理论和导模共振理论对透射峰的产生做出解释;基于磁极化理论建立等效电路模型,研究了空气环金属阵列的几何参数对磁谐振峰位置的影响,即:改变阵列的几何参数可导致等效电容、电感的改变,从而促使磁谐振峰的移动.等效电路与模拟软件仿真的结果对比表明,所建立的等效电路模型对太赫兹滤波器的结构设计和性能分析具有重要参考价值.

关键词:太赫兹波;透射特性;磁谐振;法布里-珀罗干涉;等效电路

中图分类号:O436.2

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2015)09-0923005-6

Transmission through Subwavelength Metallic Annular Aperture Arrays by Excitation Mechanism of Magnetic Resonance

GUO Ya-dong, YUAN Zong-heng, YUAN Yu-yang, WANG Sheng, XIONG Xian-ming
(College of Electronic Engineering and automation, Guilin University of Electronic Technology,
Guilin, Guangxi 541004, China)

Abstract: To design high performance terahertz filters, the optical properties of the subwavelength metallic coaxial aperture arrays were investigated. The characteristics of transmission spectra were simulated by the electromagnetic field simulation software. With the change of the geometrical parameters of the structure, two different transmission peaks appeared. One transmission peak redshifts with the increase of the outer radius or the inner radius of the air annulation, and the influence of the thickness on this peak can be neglected. Another transmission peak moves toward long wavelength with the increase of the out radius of the annulation, or the inner radius, or the thickness. This paper also provides an explanation of the phenomena by means of the localized magnetic polaritons and guided mode resonance based on the distribution of the surface current. According to the magnetic plasmon resonance, the equivalent circuit model of the metamaterial for the incidences of the transverse electromagnetic wave were set up, the effects of geometric parameters and lateral displacement on the resonance conditions were studied by this model. The variation of the array geometry parameters changes the capacitance and inductance of the equivalent circuit, which leads to the shift of the magnetic resonance peak. Comparison of the result of simulation with that of the equivalent circuit model shows that the equivalent circuit models could be useful for structure design and performance analysis of the metamaterial terahertz filters.

Key words: Terahertz waves; Transmission characteristics; Magnetic resonance; Fabry-Perot; Equivalent circuit models

OCIS Codes: 230.7408; 040.2235; 050.2230; 350.2450

基金项目:广西自动检测技术与仪器重点实验室主任基金项目(No. YQ14102)和桂林电子科技大学创新团队资助
第一作者:郭亚东(1990-),男,硕士研究生,主要研究方向为光电检测和遥感信息处理. Email:363216180@qq.com
导师:袁纵横(1957-),男,教授,博士,主要研究方向为光学遥感. Email:yuanzongheng@sina.com
收稿日期:2015-03-16;录用日期:2015-07-02

<http://www.photon.ac.cn>

0 引言

Ebbesen 等^[1]发现周期亚波长圆孔阵列具有对特定波长的异常穿透增强效应,经文献[1-2]证实这种穿透效应是由表面等离子体激元(Surface Plasmon Polaritons, SPPs)在金属与介质面谐振耦合引起的. Baida F I 等^[3]在对亚波长空气圆环金属阵列的研究中发现:亚波长空气圆环金属阵列在特定波段出现了不同于 SPPs 透射机制的透射峰,这一现象的发现引起了国内外学者探索这种透射机理的兴趣. Baida F I 等^[4]在之后的研究中发现,透射峰位置的波长与同轴传输线中 TE_{11} 模的截止波长相近,他们认为波导模式效应增强了波的穿透能力. Haftel M 等^[5]提出了另一种假设透射峰是由柱面等离子激元(Cylindrical Surface Plasmon, CSP)谐振耦合引起的透射峰,并在光波段论证了这种假设^[5-6]. WU Shan 等^[7]通过类比空气孔阵列中镶嵌矩形柱和圆柱对光透射的增强现象认为:透射峰是由局域型表面等离子体(Localized Surface Plasmon, LSP)和 SPPs 共同作用引起的. 孟田华等^[8]在研究椭圆金环结构的太赫兹透射增强时认为透射峰是由于金属表面电子形成的偶极子振荡与入射太赫兹波耦合产生的. Ndao A 等^[9]认为是满足相位匹配的 TEM 波在空气圆环金属阵列中发生法布里-珀罗干涉促进了透射增强.

Pendry 等^[10]设计了开口谐振环(Split Ring Resonator, SRR)阵列并实现了磁谐振响应, SRRs 阵列的磁谐振效应称为磁等离子体共振(Magnetic Plasmon Resonance, MP resonance)^[11-12],文献[13-14]已经验证磁等离子体共振能够实现亚波长阵列对特定波长的异常穿透增强. 磁谐振和波导模理论的区别在于电磁场的分布:磁谐振实现了局部的磁场增强;波导模理论导致了依赖波导厚度变化的法布里-珀罗干涉效应,此外 TE、TM 的截止波长限制波导的激发波长. 当电磁波入射到微结构表面时,在金属表面形成感应电流,根据感应电流产生的回路可以建立等效 LC 电路模型. 近年来,等效电路^[15]在微米和纳米超材料中得到了广泛应用,文献[13-14, 16]证实了亚波长阵列的磁共振效应能够对特定波长吸收并使透射增强.

本文基于磁谐振理论分析太赫兹波段亚波长空气圆环金属阵列的透射特性,并利用基于磁极化共振原理建立的等效电路理论分析太赫兹波段亚波长空气圆环金属阵列的几何参数变化对磁谐振透射特性的影响.

1 CST 软件仿真

研究单元结构如图 1. 金属单元周期 $P=300 \mu\text{m}$, 厚度 $H=500 \mu\text{m}$, 在金属层上刻有环形空气槽, 空气

环的外半径 $R=100 \mu\text{m}$ 、内半径 $r=80 \mu\text{m}$, 空气环中的相对真空介电常数为 ϵ_d , 太赫兹波在金属层两端的传输介质的相对介电常数分别是 ϵ_1 、 ϵ_2 , 本文中 $\epsilon_1=\epsilon_2=\epsilon_d=1$. 由于该结构的金属层厚度与空气环狭缝宽度之比达到 25:1, 采用聚焦离子束光刻(Focused Ion Beam lithography^[17], FIB)技术可以制作该功能器件. 仿真采用基于时域有限积分法的 CST Microwave Studio(Computer Simulation Technology GmbH, Darmstadt, Germany)仿真软件, 用 lossy metal 模型设置金属的电导率为 $4.09 \times 10^7 \text{ s/m}$, 频域求解器, x 和 y 方向的边界条件为 unit cell, z 方向的边界条件为 open(add space). 激励源采用太赫兹 TEM 信号沿 z 方向入射, 其中电场沿 x 方向, 磁场沿 y 方向, 仿真结果如图 2. 在 0.3~0.9 THz 的透射峰依次为 0.5388 THz、0.6126 THz、0.7842 THz, 分别标记为 MP、 FP_1 、 FP_2 .

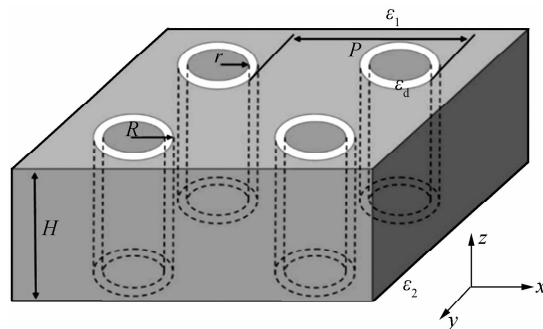


图 1 结构示意图

Fig. 1 Schematic of the structure

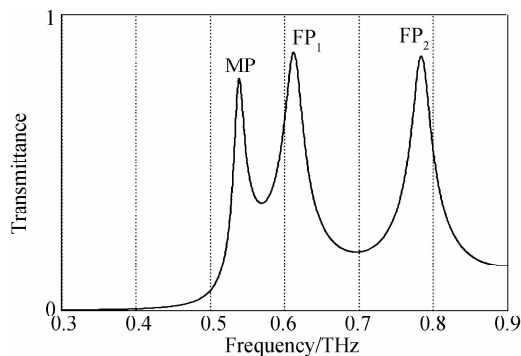


图 2 仿真的透射曲线

Fig. 2 Simulated results of transmittance

改变亚波长空气圆环金属阵列的几何参数, 模拟仿真得到的几何参量改变的透射峰曲线如图 3. 外半径 $R=100 \mu\text{m}$, 内半径 $r=80 \mu\text{m}$, 金属层厚度 $H=500 \mu\text{m}$ 不变, 单元周期 P 变大时的透射曲线如图 3(a). 随着 P 的增大, 峰 MP、 FP_1 、 FP_2 几乎不变, 可知透射峰对周期 P 不敏感, 由于周期对 SPPs 有很强影响^[1], 则透射峰 MP、 FP_1 、 FP_2 不是由 SPPs 激发引起的透射峰. 单元周期 $P=300 \mu\text{m}$, 内半径 $r=80 \mu\text{m}$, 外半径 $R=100 \mu\text{m}$ 不变, 金属层厚度 H 增加时的透射曲线如图 3(b). 随着 H 的增大, 峰 MP 位置基本不动, 峰 FP_1 、 FP_2

红移,并在高频段伴随新的透射峰出现.单元周期 $P=300\ \mu\text{m}$,金属层厚度 $H=500\ \mu\text{m}$ 不变,单独改变外半径 R 和内半径 r 的参数时的透射曲线如图 3(c)、(d).随着 R 、 r 的增大,峰 MP、 FP_1 、 FP_2 红移.综合上述的实

验仿真分析可知,峰 MP 与金属层空气环的外半径 R 、内半径 r 有关,厚度 H 对峰 MP 的影响可忽略,峰 FP_1 、 FP_2 不受周期 P 变化的影响,峰 MP 与峰 FP_1 、 FP_2 的透射特性机制不同.

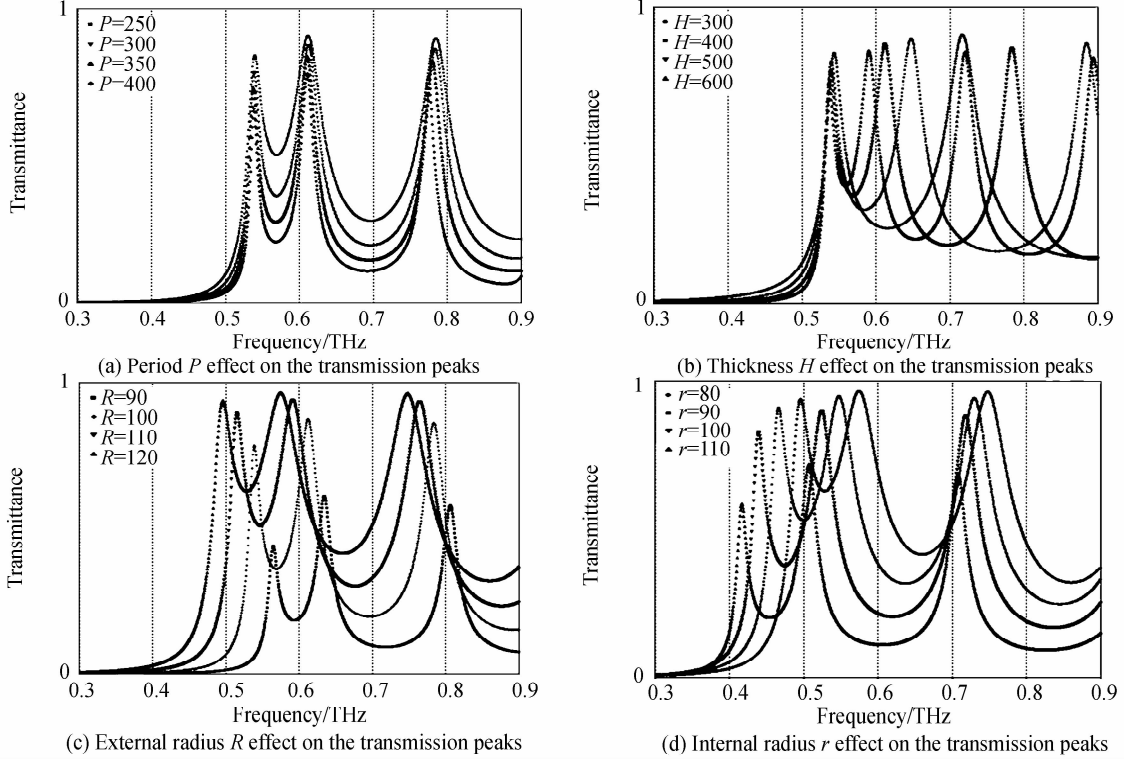


图 3 结构参数变化对透射峰的影响

Fig. 3 Structural parameters effect on the transmission peaks

为了更好地分析透射峰 MP、 FP_1 、 FP_2 产生的原因,在波峰 MP、 FP_1 、 FP_2 处设置相应的场监视器,计算得到的表面电流分布如图 4.由图 4(a)可知在波峰 MP 处空气环两侧的金属面形成反向较强的平行感应电流(称为平面感应电流)振荡,并且电流没有 z 方向分量,感应电流产生的强磁场被限定在金属面之间的空气环

中并指向 z 方向如图 4(b).在空气环中发生了强磁谐振,增加了波在空气环中的穿透率.即峰 MP 是由磁等离子体共振引起的透射峰.波峰 FP_1 、 FP_2 处金属的表面感应电流分布如图 4(c)、(d).在此仅给出了空气环外侧的金属面的感应电流,在空气环内侧的金属面的感应电流与金属环外侧的感应电流方向相反,即波峰

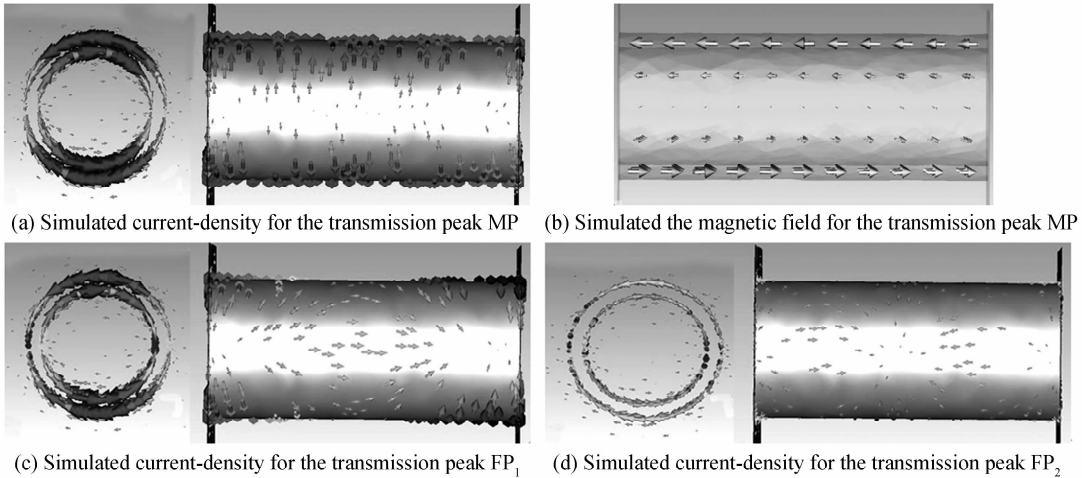


图 4 透射峰处表面电流密度和磁场的分布

Fig. 4 Surface current-density and magnetic field distribution

FP₁ 处两侧的金属面不仅在 xy 面形成感应电流回路, 在 z 方向空气环内侧与外侧的金属面和空气环之间也形成了一级电流回路(称为垂直感应电流), 波峰 FP₂ 处的感应电流在 z 方向二级感应电流回路, 垂直感应电流的强度远远小于平面感应电流的强度. 实质上, 空气环可看作两边开口的类法布里-珀罗干涉腔, 环中的电磁波满足法布里-珀罗干涉的相位匹配^[9], 即

$$\lambda_{\text{TEM}} = \frac{2\pi n_{\text{eff}} H}{m\pi - \varphi_r} \quad (1)$$

式中 λ_{TEM} 是发生法布里-珀罗干涉的波长、 m 为非零的整数、 n_{eff} 是空气环中 TEM 模的有效折射率的实部、 φ_r 是由太赫兹波在空气环两端反射引起的相位变换. z 方向的一级电流回路、二级电流回路对应式(1)中的 $m=1, m=2$, 阐明了峰 FP₁、FP₂ 是由法布里-珀罗干涉效应产生的透射峰. 但峰 FP₁、FP₂ 又不是单纯的法布里-珀罗干涉共振透射峰, 是由磁响应振荡耦合进空气环的电磁波在类法布里-珀罗干涉腔产生法布里-珀罗干涉效应的透射峰. 分别增加空气环结构的外半径 R 、内半径 r 对发生法布里-珀罗干涉的透射峰 FP₁、FP₂ 影响如图 3(c)、(d). 随着外半径 R 、内半径 r 的增大, 峰 FP₁、FP₂ 均发生了红移. 随着外半径 R 的增加, 峰 FP₁、FP₂ 的透射率增大; 随着内半径 r 的增加, 峰 FP₁、FP₂ 的透射率减小. 这是因为随着内半径 r 增大, n_{eff} 、 φ_r 分别增加^[18], 根据式(1), n_{eff} 、 φ_r 共同作用促使了峰 FP₁、FP₂ 红移, 增大内半径 r , 空气环狭缝变小, 促使太赫兹峰 FP₁、FP₂ 的透射率降低. 随着外半径 R 的增加, 在式(1)中 n_{eff} 减小、 φ_r 增大, φ_r 增大的比重大于 n_{eff} 减小的比重^[18], n_{eff} 、 φ_r 共同作用促使了峰 FP₁、FP₂ 红移. 外半径 R 增大使空气环狭缝增大, 促使太赫兹峰 FP₁、FP₂ 的透射率增大. 根据式(1), 峰 FP₁、FP₂ 之间的频率间隔为 $\Delta f = c/(2n_{\text{eff}}H)$, 以结构参数金属层厚度 $H = 600 \mu\text{m}$ 、外半径 $R = 100 \mu\text{m}$ 、内半径 $r = 80 \mu\text{m}$ 的空气环阵列为例, 在 $0.3 \sim 0.9 \text{ THz}$ 出现三个法布里-珀罗干涉透射峰如图 2(d) 分别为 0.5906 THz 、 0.7382 THz 、 0.8965 THz . 两透射峰的频率间隔分别为: $\Delta f_1 = 0.1476 \text{ THz}$ 、 $\Delta f_2 = 0.1583 \text{ THz}$, 基本符合 $\Delta f = c/(2n_{\text{eff}}H)$.

2 用等效电路理论分析磁谐振峰

把微结构的一个单元看作一个孤立子系统, 建立等效 LC 电路模型分析空气圆环金属阵列的结构参数对磁谐振透射特性的影响. 由图 4(a) 可知在波峰 MP 处空气环两侧的金属面形成反向电流, 并且电流没有 z 方向分量, 则空气环两侧的金属面可认为是电路的电感部分, 空气环是电路的电容部分^[19], 为方便计算, 忽略电阻对电路的影响. 磁场在反向电流间的空气环中沿 z 方向, 此处的谐振仅发生在 xy 平面内, 在 xy 平

面具有对称性, 等效的 LC 循环电路如图 5.

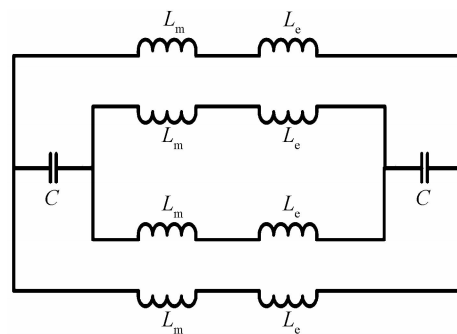


图 5 等效 LC 电路模型

Fig. 5 The simple LC circuit models

圆柱形电容器的电容 C_0 为

$$C_0 = \frac{2\pi\epsilon_d\epsilon_0 H}{\ln(R/r)} \quad (2)$$

式中 ϵ_d 为空气相对真空的介电常数, ϵ_0 为真空介电常数.

由于 $R-r < r$, 则

$$\ln \frac{R}{r} = \ln \left(1 + \frac{R-r}{r} \right) \approx \frac{R-r}{r} \quad (3)$$

等效电路的电容 C 可近似于

$$C = \frac{2c_1\pi\epsilon_d\epsilon_0 rH}{R-r} \quad (4)$$

c_1 为电荷在两极板分布不均衡的约束因子^[20], 平行板之间一般取 $0.2 < c_1 < 0.3$ ^[20-21], 在此取 $c_1 = 0.11$ 与结果匹配较好. 相距 $d = R-r$ 的两环形面金属之间的互感 L_m 可近似表示为^[21]

$$L_m = \frac{\pi\mu_0 (R+r)(R-r)}{4H} \quad (5)$$

式中 $L = \pi(R+r)/2$ 是两极板互感的近似有效长度, μ_0 为真空磁导率. 漂移电子引起的电感^[21]

$$L_e = \frac{1}{\epsilon\omega_p^2 (H\delta)} \quad (6)$$

式中 $\omega_p = 1.37 \times 10^{16} \text{ rad/s}$, 表示金的等离子体共振频率, $\delta = \lambda/4\pi\kappa$ 表示电磁波段金的穿透深度, κ 为金的消光系数, $S' = H\delta$ 为漂移电子动能的有效面积. 在太赫兹波段, L_e 可忽略.

等效电路的总阻抗为

$$Z = 2Z_L + 2Z_C = 2j\omega L_m + 2 \frac{1}{j\omega C} \quad (7)$$

当 $Z=0$ 时, 发生磁谐振响应, 则磁谐振响应的共振频率为

$$f_{\text{MP}} = \frac{\omega}{2\pi} \approx \frac{c}{\pi^2 \sqrt{2c_1\epsilon_d} R(R+r)} \quad (8)$$

由式(8)可知 f_{MP} 不受金属层厚度变化的影响, 与空气环的外半径 R 、内半径 r 和空气相对真空的相对介电常数 ϵ_d 有关. 改变阵列结构的几何参量, 由等效 LC 电路模型预测的磁谐振峰与 CST 软件仿真得到的磁谐振峰对比如图 6. 其中图 6(a) 表示外半径 R 从

90 μm 增加到120 μm ,其他几何参数为 $r=80 \mu\text{m}$ 、 $H=500 \mu\text{m}$ 、 $P=300 \mu\text{m}$ 保持不变的对比;图 6(b)是表示内半径 r 从 80 μm 增加到 110 μm ,其他几何参数为 $R=120 \mu\text{m}$ 、 $H=500 \mu\text{m}$ 、 $P=300 \mu\text{m}$ 保持不变的对比.单独的改变 R 、 r 的数值大小同时会引起电容 C 电感 L_m 的变化.若把空气环改成其他的介质,即改变相对介电常数 ϵ_d 的对比图如图 6(c).单独的增加相对介

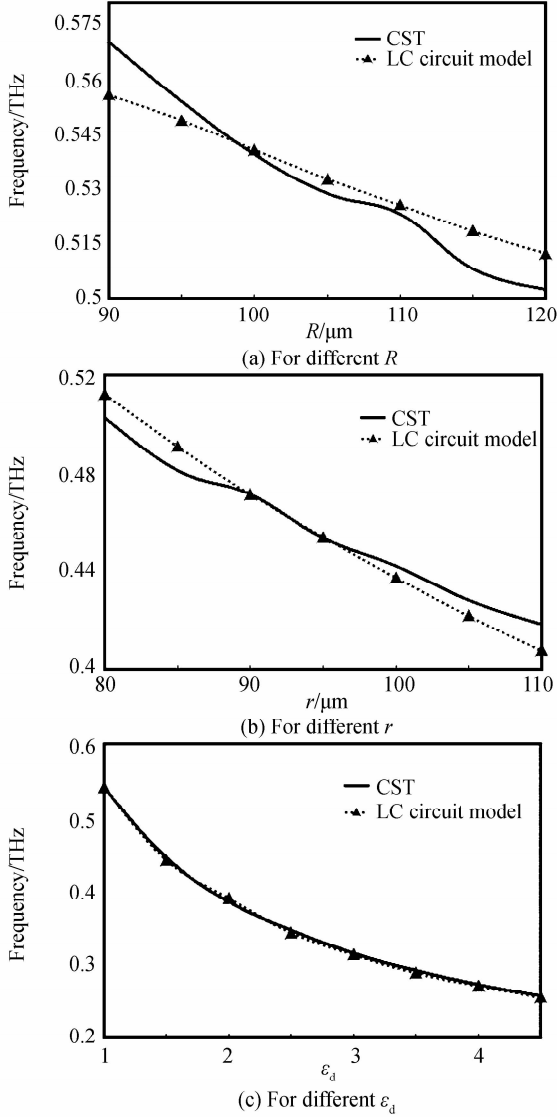


图 6 等效电路预测与 CST 软件仿真结果的对比

Fig. 6 Comparison of the predicted resonance condition with that obtained from the CST

电常数 ϵ_d ,引起电容 C 的变大,电感 L_m 的数值大小不变,因此谐振峰 MP 红移.由图可知等效 LC 预测的磁谐振峰与 CST 仿真结果吻合,具有偏差是由于不均衡约束因子 c_1 和等效电路中电容和电感的近似取值造成的, c_1 表征电路中电容的有效面积随着 R 、 r 的改变会发生相应的改变.

3 结论

详细地研究了太赫兹波段亚波长空气圆环金属阵

列的透射特性.入射电磁波与金属阵列结构耦合发生磁谐振引起的磁谐振峰 MP 与金属层的厚度 H 和结构周期 P 变化没有关系,随着空气环外半径 R 、内半径 r 的增大发生红移.依据等效电路理论分析了亚波长空气圆环金属阵列几何参数改变对透射特性影响的内在机理:改变几何参数相应地改变了等效电路的电容和电感,从而影响了磁谐振频率.耦合进空气环中的电磁波发生法布里-珀罗干涉引起的透射峰 FP_1 、 FP_2 随着金属层厚度 H 和空气环外半径 R 、内半径 r 的增大发生红移.根据本文的研究结果,在设计太赫兹滤波器时,可以根据要求的滤波频率,先利用等效电路模型确定大致的结构参数值,然后,设计相应结构,利用数值模拟软件进行仿真模拟设计,找出更准确的参数值.这样比直接利用仿真模拟方法进行设计,大大降低了工作量,节省了运算时间.因此,本文的研究为太赫兹滤波器的结构设计和性能研究提供了重要参考.

参考文献

- [1] EBBESANT W, LEZEC H J, GHAEMI H F, *et al.* Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays[J]. *Nature*, 1998, **391**(6668): 667-669.
- [2] GORDON R, HUGHES M, LEATHEM B, *et al.* Basis and lattice polarization mechanisms for light transmission through nanohole arrays in a metal film[J]. *Nano Letters*, 2005, **5**(7): 1243-1246.
- [3] BAIDA F I. Light transmission by subwavelength annular aperture arrays in metallic films[J]. *Optics Communications*, 2002, **209**(1): 17-22.
- [4] BAIDA F I, BELKHIR A, VAN LABEKE D, *et al.* Subwavelength metallic coaxial waveguides in the optical range: Role of the plasmonic modes[J]. *Physical Review B*, 2006, **74**(20): 3840-3845.
- [5] HAFTEL M, SCHLOCKERMANN C, BLUMBERG G. Enhanced transmission with coaxial nanoapertures: Role of cylindrical surface plasmons[J]. *Physical Review B*, 2006, **74**(23): 4070-4079.
- [6] ORBONS S M, HAFTEL M I, SCHLOCKERMANN C, *et al.* Dual resonance mechanisms facilitating enhanced optical transmission in coaxial waveguide arrays[J]. *Optics Letters*, 2008, **33**(8): 821-823.
- [7] WU Shan, WANG Qian-jin, YIN Xiao-gang, *et al.* Enhanced optical transmission: Role of the localized surface plasmon[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, **93**(10): 101113.
- [8] MENG Tian-hua, ZHAO Guo-zhong. Transmission enhancement of terahertz radiation through the ellipse gold rings structure[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2013, **42**(9): 1061-1064.
孟田华,赵国忠.椭圆金环结构的太赫兹透射增强[J]. *光子学报*, 2013, **42**(9): 1061-1064.
- [9] NDAO A, SALVI J, SALUT R, *et al.* Resonant optical transmission through sub-wavelength annular apertures caused by a plasmonic transverse electromagnetic (TEM) mode[J]. *Journal of Optics*, 2014, **16**(12): 125009.
- [10] PENDRY J B, HOLDEN A J. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1999, **47**(11): 2075-2084.
- [11] LINDEN S, ENKRICH C, WEGENER M, *et al.* Magnetic

- response of metamaterials at 100 terahertz [J]. *Science*, 2004, **306**(5700): 1351-1353.
- [12] YEN T J. Terahertz magnetic response from artificial materials[J]. *Science*, 2004, **303**(5663): 1494-1496.
- [13] WANG Li-ping, ZHANG Zhuo-min. Resonance transmission or absorption in deep gratings explained by magnetic polaritons[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, **95**(11): 111904.
- [14] WANG Li-ping, ZHANG Zhuo-min. Phonon-mediated magnetic polaritons in the infrared region[J]. *Optics Express*, 2011, **19**(S2): A126-A135.
- [15] ENGHETA N. Circuits with light at nanoscales: optical nanocircuits inspired by metamaterials[J]. *Science*, 2007, **317**(5845): 1698-1702.
- [16] HUANG Wan-xia, WANG Qian-jin, YIN Xiao-gang, *et al.* Optical resonances in a composite asymmetric plasmonic nanostructure[J]. *Journal of Applied Physics*, 2011, **109**(11): 114310.
- [17] JIANG Xiao-xiao, GU Qiong-chan, WANG Feng-wen, *et al.* Fabrication of coaxial plasmonic crystals by focused ion beam milling and electron-beam lithography[J]. *Materials Letters*, 2013, **100**: 192-194.
- [18] HAMIDI M, CHEMROUK C, BELKHIR A, *et al.* SFM-FDTD analysis of triangular-lattice AAA structure: Parametric study of the TEM mode [J]. *Optics Communications*, 2014, **318**: 47-52.
- [19] ABBASI F, ENGHETA N. Roles of epsilon-near-zero (ENZ) and mu-near-zero (MNZ) materials in optical metatronic circuit networks[J]. *Optics Express*, 2014, **22**(21): 25109.
- [20] CHEN Chien-jing, CHEN Jia-shiang, CHEN Yu-bin. Optical responses from lossy metallic slit arrays under the excitation of a magnetic polariton[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2011, **28**(8): 1798-1806.
- [21] ZHOU Jiang-feng, ECONOMON E N, KOSCHNY T, *et al.* Unifying approach to left-handed material design[J]. *Optics Letters*, 2006, **31**(24): 3620-3622.