

DOI:10.16356/j.1005-2615.2016.05.007

多层缝隙耦合贴片型频率选择表面研究

李 由¹ 刘梅林² 王文松¹ 曹群生¹

(1. 南京航空航天大学电子信息工程学院, 南京, 210016; 2. 上海卫星工程研究所, 上海, 200240)

摘要:设计了一种基于缝隙耦合的贴片型频率选择表面(Frequency selective surfaces, FSS),该 FSS 拥有窄带特性。分析了缝隙结构对 FSS 的频率响应的影响,提出了一种具有极化稳定性和角度稳定性的双极化 FSS 单元。采用全波电磁仿真软件对其进行分析,同时采用谱域法和周期性矩量法对该 FSS 进行了理论分析并得到解析解。通过将缝隙改为十字缝隙实现双极化设计,仿真结果显示该结构具有极化稳定性和角度稳定性,并与理论分析吻合,表明设计的正确性。

关键词:双极化频域选择表面;谱域矩量法;带通滤波

中图分类号:TN973.3+2 **文献标志码:**A **文章编号:**1005-2615(2016)05-0656-06

Multi-layer Frequency Selective Surface with Aperture Coupled Patches

Li You¹, Liu Meilin², Wang Wensong¹, Cao Qunsheng¹

(1. College of Electronic and Information Engineering, Nanjing University of Aeronautics & Astronautics, Nanjing, 210016, China;

2. Shanghai Institute of Satellite Engineering, Shanghai, 200240, China)

Abstract: A new type of frequency selective surface(FSS)based on the aperture coupled microstrip patch is presented. The analysis employs the spectral domain moment method. The surface has a narrow bandpass response. The effects of aperture on the response of FSS is studied. Based on the analysis, a dual-polarized FSS unit is presented. The simulation results demonstrate that this structure keeps the excellent transmission stability with respect to different incidence angles and polarization. Dual-polarized FSS can be realized with the cross slot. Simulation results reveal the designed FSS has a low sensitivity to the incident angle and polarization. Experimental data from modeling and simulation through HFSS agree well with the theory results.

Key words: dual-polarized frequency selective surfaces; spectral domain moment method; bandpass response

频率选择表面(Frequency selective surface, FSS)是指由金属贴片或孔径单元呈周期性排布的二维平面结构,在谐振频率处可以使得电磁波发生

全反射(贴片型结构)或者全透过(孔径型结构),是一种具有对电磁波有入射角度选择性、极化方式选择性和频率选择性的空间滤波器,常作为天线的极

基金项目:江苏省普通高校研究生科研创新计划(CXZZ13_0164)资助项目;江苏省研究生培养创新工程(KYLX16-0369)资助项目;上海市浦江人才计划(14PJ1433000)资助项目。

收稿日期:2016-01-30;**修订日期:**2016-04-12

通信作者:曹群生,男,教授,博士生导师,E-mail:qunsheng@nuaa.edu.cn。

引用格式:李由,刘梅林,王文松,等. 多层缝隙耦合贴片型频率选择表面研究[J]. 南京航空航天大学学报,2016,48(4):656-661. Li You, Liu Meilin, Wang Wensong, et al. Multi-layer frequency selective surface with aperture coupled patches[J]. Journal of Nanjing University of Aeronautics & Astronautics, 2016, 48(4): 656-661.

化器、滤波器和反射板,或者用于天线罩中来降低雷达的散射截面(Radar cross section, RCS)^[1]。

对 FSS 的理论分析可以概括为 3 种方法:模式匹配法^[2-3]、等效电路法^[4-6]和谱域法。模式匹配法将自由空间 Floquet 模式和 FSS 单元上的电场或电流模式进行匹配,通过求解电流或电场积分方程得到 FSS 的数值解,但模式匹配法的不足在于求解多层结构式,公式复杂计算量非常大;等效电路法利用无限长金属微带的电感和电容计算公式,分析等效电路参数由此计算出 FSS 的传输或反射系数,这种分析方法简单、直观,文献[5,6]中通过等效电路法设计 FSS,其等效电路的频响特性与其他方法的频响特性结果有一定的偏差,这主要是由于等效电路法无法计算邻近单元之间以及多层结构之间耦合的影响;本文所提出的 FSS 为多层缝隙耦合结构,不同介质层以及邻近单元结构之间相互作用的复杂性较高,更适合采用谱域法。谱域法是通过寻求适当的空间和结构的格林(Green)函数,建立周期结构表面电流积分方程,将电流积分方程转化为代数方程进行数值计算求得场分布,在计算多层结构或不规则结构时,谱域法计算结果比较精确。此前 Pozar 等人已经用周期性矩量法分析了周期性缝隙天线^[7-10],本文在此基础上拟采用谱域法对缝隙耦合 FSS 进行了理论分析。

本文基于缝隙耦合贴片天线,提出了一种窄带通频率选择表面结构。图 1 展示了 FSS 的单元结构,共分为 3 层结构,其中上下表面分别为

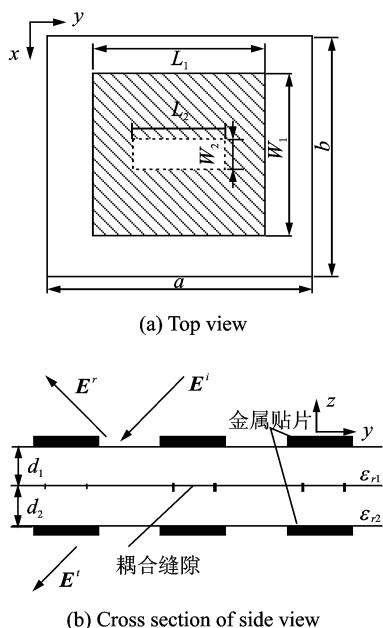


图 1 FSS 单元俯视图及侧面截面图

Fig. 1 Geometry of frequency selective surface

L_1W_1 矩形金属贴片,中间层为 L_2W_2 耦合缝隙,上下层介质材料厚度和介电常数分别为 d_1 和 d_2 , ϵ_{r1} 和 ϵ_{r2} ,周期为 ab 。图 1(a)的中间矩形部分为缝隙结构,阴影部分为上下表面的金属贴片。FSS 的频率响应主要由上下表面的贴片决定,缝隙结构则使得贴片型(带阻型)实现了带通特性。

1 FSS 的数值分析

1.1 等效积分方程

在整个求解过程中,假设 FSS 结构是单一周期无限大阵列。入射波为任意角度和任意极化方式的平面波,记作 $\mathbf{E}^i, \mathbf{H}^i$ 。通过谱域周期矩量法求解出 FSS 的反射系数和透射系数^[8]。

对于 FSS 的中间缝隙,利用等效原则用等效的磁流 \mathbf{M}_s 替代缝隙中穿透的电场 $\mathbf{E}_{\text{aperture}}$

$$\mathbf{M}_s = -\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}_{\text{aperture}} \quad (1)$$

式中 $\hat{\mathbf{n}}$ 为缝隙面的法向方向。

根据式(1),缝隙结构可以由上下表面等幅反向磁流的理想导体替代,这样可以确保切向电场能够透过缝隙结构,但是还需要确定切向磁场的连续性。

接下来,将电场和磁场分解成 3 个组成部分

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^i + \mathbf{E}^r + \mathbf{E}^s \quad (2)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}^i + \mathbf{H}^r + \mathbf{H}^s \quad (3)$$

式中: \mathbf{E}^i 和 \mathbf{H}^i 分别表示为入射波的电场和磁场; \mathbf{E}^r 和 \mathbf{H}^r 表示为地平面、上层介质和上表面金属贴片的反射电场和磁场; \mathbf{E}^s 和 \mathbf{H}^s 为散射电场与磁场可以重新表示为

$$\mathbf{E}^s = \mathbf{E} - \mathbf{E}^i - \mathbf{E}^r \quad (4)$$

$$\mathbf{H}^s = \mathbf{H} - \mathbf{H}^i - \mathbf{H}^r \quad (5)$$

注意到入射场和反射场在沿传播方向上是相互抵消的,而平面的透射场强则是与入射场同向的散射场和与入射场反向的散射场的叠加结果,散射场的激励源是地平面上的磁流和金属贴片表面的电流。因此可以用金属贴片表面的电流来代替金属贴片,但要特别注意,根据麦克斯韦方程组,金属表面的切向电场为零。FSS 的透射场和反射场包含 3 个激励源,顶层金属贴片的表面电流 \mathbf{J}_{S1} ,底层金属贴片的表面电流 \mathbf{J}_{S2} ,缝隙结构的表面磁流 $\pm \mathbf{M}_{S3}$ 。3 个边界条件,即 S1 顶层金属贴片的切向电场恒为零 $\mathbf{E}_{\text{tan}} = 0$; S2 底层金属贴片的切向电场恒为零 $\mathbf{E}_{\text{tan}} = 0$; S3 穿过缝隙结构的磁场连续 \mathbf{H}_{tan} 。根据上面的边界条件,可以得到 3 个积分方程^[8]

$$\mathbf{E}_{\text{tan}}^i |_{S1} + \mathbf{E}_{\text{tan}}^r |_{S1} + \int_{S1} \mathbf{g}_{\text{tan}}^{\text{EJ}} \mathbf{J}_{S1} \cdot d\mathbf{S1} +$$

$$\int_{S_1} \mathbf{g}_{\tan}^{\text{EM}} \mathbf{M}_S \cdot d\mathbf{S}_3 = 0 \quad (6)$$

$$\int_{S_2} \mathbf{g}_{\tan}^{\text{EJ}} \mathbf{J}_{S_2} \cdot d\mathbf{S}_2 + \int_{S_2} \mathbf{g}_{\tan}^{\text{EM}} (-\mathbf{M}_S) \cdot d\mathbf{S}_3 = 0 \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\tan}^i |_{S_3} + \mathbf{H}_{\tan}^r |_{S_3} + \int_{S_1} \mathbf{g}_{\tan}^{\text{HJ}} \mathbf{J}_{S_1} \cdot d\mathbf{S}_1 + \\ \int_{S_3} \mathbf{g}_{\tan}^{\text{HM}} \mathbf{M}_S \cdot d\mathbf{S}_3 = \int_{S_3} \mathbf{g}_{\tan}^{\text{HJ}} \mathbf{J}_{S_2} \cdot d\mathbf{S}_2 + \\ \int_{S_3} \mathbf{g}_{\tan}^{\text{HM}} (-\mathbf{M}_S) \cdot d\mathbf{S}_3 \end{aligned} \quad (8)$$

式中: \mathbf{g} 为空域格林函数; EJ/EM 为表面电流和磁流引起的电场; HJ/HM 为由表面电流和磁流引起的磁场。通过求解上面积分方程中的 3 个未知量电流 \mathbf{J}_{S_1} , \mathbf{J}_{S_2} 和磁流 \mathbf{M}_{S_3} , 就可以获得频率选择表面的反射特性和透射特性。

1.2 积分方程的解析解

积分方程式(6~8)可以借助格林公式通过谱域伽辽金矩量法求解^[7-9]。这种方法是将积分方程转化成矩阵等式求解

$$\begin{pmatrix} \mathbf{Z}^{11} & \mathbf{Z}^{12} & \mathbf{Z}^{13} \\ \mathbf{Z}^{21} & \mathbf{Z}^{22} & \mathbf{Z}^{23} \\ \mathbf{Z}^{31} & \mathbf{Z}^{32} & \mathbf{Z}^{33} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{I}^1 \\ \mathbf{I}^2 \\ \mathbf{I}^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{V}^1 \\ \mathbf{V}^2 \\ \mathbf{V}^3 \end{pmatrix} \quad (9)$$

式中: \mathbf{Z}^{ij} 为子矩阵, \mathbf{V}^i 和 \mathbf{I}^i 为子向量, 而未知的电流和磁流可以表达为

$$\mathbf{J}_{S_1}(x, y) = \sum_i I_i^1 \mathbf{f}_i^1(x, y) \quad (10)$$

$$\mathbf{J}_{S_2}(x, y) = \sum_i I_i^2 \mathbf{f}_i^2(x, y) \quad (11)$$

$$\mathbf{M}_{S_3}(x, y) = \sum_i I_i^3 \mathbf{f}_i^M(x, y) \quad (12)$$

由于入射和反射波都是平面波, 它们的正切分量可以表达成如下形式

$$\mathbf{E}^i(x, y) = \mathbf{E}_o^i e^{jk_o(ux+vy)} \quad (13)$$

$$\mathbf{H}^i(x, y) = \mathbf{H}_o^i e^{jk_o(ux+vy)} \quad (14)$$

$$\mathbf{E}^r(x, y) = \mathbf{E}_o^r e^{-jk_o(ux+vy)} \quad (15)$$

$$\mathbf{H}^r(x, y) = \mathbf{H}_o^r e^{-jk_o(ux+vy)} \quad (16)$$

式中: $u = \sin\theta\cos\varphi$, $v = \sin\theta\sin\varphi$, θ 和 φ 分别为俯仰和水平入射角度。同样激励源可以表达为

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_i^1 = -\mathbf{E}_o^i \cdot \mathbf{F}_i^1(-k_o u, -k_o v) - \mathbf{E}_o^r \cdot \\ \mathbf{F}_i^1(k_o u, k_o v) \end{aligned} \quad (17)$$

$$\mathbf{V}_i^2 = 0 \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_i^3 = -\mathbf{H}_o^i \cdot \mathbf{F}_i^M(-k_o u, -k_o v) - \mathbf{H}_o^r \cdot \\ \mathbf{F}_i^M(k_o u, k_o v) \end{aligned} \quad (19)$$

式中: \mathbf{F}_i^1 , \mathbf{F}_i^2 , \mathbf{F}_i^M 分别为 \mathbf{J}_{S_1} , \mathbf{J}_{S_2} 和 \mathbf{M}_{S_3} 的傅里叶表达式。

通过求解矩阵式(9), 可以得到电流 I^1 , I^2 和 I^3 。为了得到 FSS 的反射系数和透射系数, 需要计算出反射场和透射场。这些场是所有传播 Flo-

quet 模式的叠加结果, 同时 Floquet 模式的波常数必须满足

$$k_{xm}^2 + k_{ym}^2 \leq k_o^2 \quad (20)$$

式中: k_x 和 k_y 分别为波矢量在 x 和 y 方向的分量。

根据上述理论计算得到的透射场和反射场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{\text{trans}}(x, y) = \frac{1}{ab} \sum_{k_{xm}^2 + k_{ym}^2 \leq k_o^2} \left[\mathbf{G}^{\text{EJ}}(k_{xm}, k_{ym}) \cdot \right. \\ \left. \sum_i I_i^2 \mathbf{F}_i^{J_2}(k_{xm}, k_{ym}) + \mathbf{G}^{\text{EM}}(k_{xm}, k_{ym}) \cdot \right. \\ \left. \sum_i I_i^3 \mathbf{F}_i^M(k_{xm}, k_{ym}) \right] \cdot e^{-j(k_{xm}x + k_{ym}y)} \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{\text{refl}}(x, y) = \frac{1}{ab} \sum_{k_{xm}^2 + k_{ym}^2 \leq k_o^2} \left[\mathbf{G}^{\text{EJ}}(k_{xm}, k_{ym}) \cdot \right. \\ \left. \sum_i I_i^1 \mathbf{F}_i^{J_1}(k_{xm}, k_{ym}) + \mathbf{G}^{\text{EM}}(k_{xm}, k_{ym}) \cdot \right. \\ \left. \sum_i I_i^3 \mathbf{F}_i^M(k_{xm}, k_{ym}) \right] \cdot e^{-j(k_{xm}x + k_{ym}y)} + \\ \mathbf{G}_{\text{TM, TE}} \cdot \mathbf{E}^i(x, y) \end{aligned} \quad (22)$$

式中: \mathbf{G}^{EJ} 和 \mathbf{G}^{EM} 分别为感应电流和等效磁流引起的电场的谱域格林函数。则透射系数为

$$\Gamma_{\text{TM}} = \frac{\sin k_z d + j \frac{\epsilon_r k_{zo}}{k_z} \cos k_z d}{\sin k_z d - j \frac{\epsilon_r k_{zo}}{k_z} \cos k_z d} \quad (23)$$

$$\Gamma_{\text{TE}} = \frac{\sin k_z d + j \frac{k_z}{k_{zo}} \cos k_z d}{\sin k_z d - j \frac{k_z}{k_{zo}} \cos k_z d} \quad (24)$$

$$k_{zo} = k_o \cos\theta \quad (25)$$

$$k_z = k_o \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta} \quad (26)$$

最后, 可以求得频率选择表面的透射和反射系数

$$T_{\theta\varphi} = \frac{\mathbf{E}^{\text{trans}}}{\mathbf{E}_o^i} \Big|_{x=y=0} \quad (27)$$

$$R_{\theta\varphi} = \frac{\mathbf{E}^{\text{refl}}}{\mathbf{E}_o^i} \Big|_{x=y=0} \quad (28)$$

式中: θ 和 φ 为入射角。

2 FSS 的建模与仿真

FSS 结构设计上对 FSS 传输特性影响较大的部分包括: 金属贴片的长度与宽度、缝隙结构的长度与宽度、介质材料的介电常数与材料厚度等。其中金属贴片主要影响了 FSS 的谐振频点, 通过改变贴片的长与宽可以有效的控制 FSS 的谐振频率^[11-12]。

本文主要讨论当入射波为垂直入射时, 缝隙结构和介质材料对 FSS 的传输特性影响。缝隙结构主要有两方面作用: 电磁场通过缝隙对底层金属贴

片进行耦合和它的极化选择特性。对于一条很窄的缝隙,只有当波的电场极化方向垂直于缝隙时才能透过 FSS。

图 2 为 FSS 的频率响应随缝隙结构长度的变化曲线。当缝隙比较短时,FSS 频率响应呈带通滤波,谐振频率为 5 GHz,但是结构透波率很小。随着缝隙结构的长度增加,透波率逐渐增大,同时 FSS 的谐振频率略有偏移约为 0.4 GHz,当缝隙长度 L_2 达到 8 mm 时,FSS 的透波率达到最大值约为 0.96,且无其他寄生效应 FSS 透波效果处于最佳状态。随着缝隙长度继续增加,主谐振频率的透波率不再增加,而在低频段出现了新的谐振频点,呈现双频特性^[13]。这种双谐振响应是一种典型的耦合谐振器,其中主谐振点是由独立的谐振结构引起的,另外的附带谐振点是由于两个谐振器和耦合缝隙共同作用的结果。为了实现窄带带通响应,应当设置合适的缝隙结构长度,使得两个谐振频点更近。

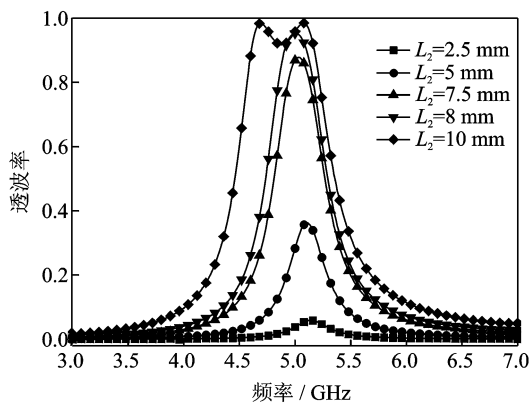


图 2 FSS 频率响应随缝隙结构长度的变化

Fig. 2 Variation of frequency response of FSS with slot length

图 3 显示了 FSS 的频率响应随缝隙结构宽度增加的变化。由于缝隙结构宽度增加,上表面贴片与下表面贴片之间的耦合强度增加,FSS 的带通带宽也随之拓展,与此同时 FSS 谐振频率依然保持在 5 GHz 左右。通过对缝隙结构长度和宽度的优化设计以及图 4 对贴片单元(方形贴片 $L_1 = W_1$)大小优化仿真表明,在介质板材料和厚度一定时,FSS 的谐振频率主要由金属贴片大小决定^[14],谐振频点随缝隙结构的变化较小,其中缝隙长度主要影响 FSS 的透波率,而缝隙宽度主要影响 FSS 的带宽,同时可以根据不同的使用场景调整缝隙结构,使得 FSS 呈现不同的滤波效果,因此,缝隙结构的分析与设计相当重要。它的长度优化范围为

金属贴片长度的 $1/4 \sim 1/2$,它的宽度约为缝隙长度的 $1/10$ 。单元结构的频响特性对缝隙相对于贴片中心位置并不敏感。当频率在谐振点附近时,金属贴片的表面电流在中心位置最大,所以 FSS 的频响关于位置的导数为零。

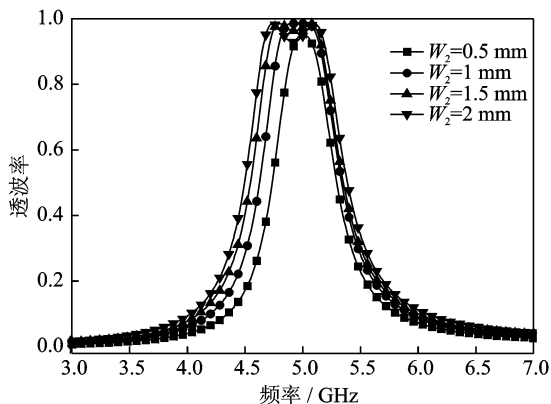


图 3 FSS 频率响应随缝隙结构宽度的变化

Fig. 3 Variation of frequency response of FSS with slot width

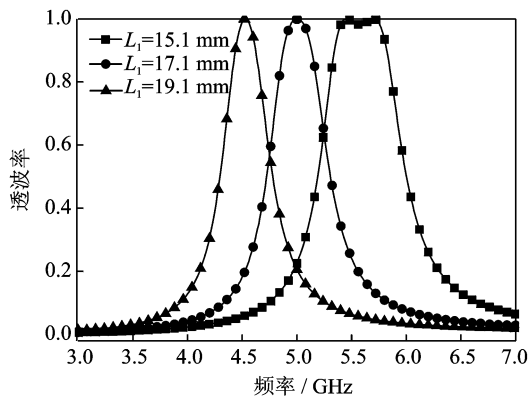


图 4 FSS 频率响应随贴片大小的变化

Fig. 4 Variation of frequency response of FSS with patchsize

根据贴片天线的频率响应特性,增加介质板的厚度会降低天线的谐振频率,同时可以增加了天线的带宽。图 5 为 FSS 的频率响应随介质材料厚度的变化曲线。由图 4 可以看出,增加介质板的厚度同样可以降低缝隙之间的耦合强度。通过计算最终 FSS 的初始单元结构尺寸如表 1 所示。

表 1 FSS 单元的结构尺寸 ($\epsilon_r = 2.33$)

Tab. 1 Parameters of FSS with $\epsilon_r = 2.33$

mm						
L_1	W_1	L_2	W_2	a	b	d
17	17	8	0.5	28	28	1.6

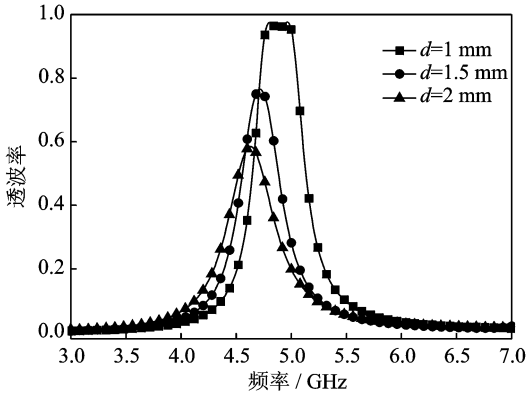


图5 FSS 频率响应随介质材料厚度的变化

Fig. 5 Variation of frequency response of FSS with slab thickness

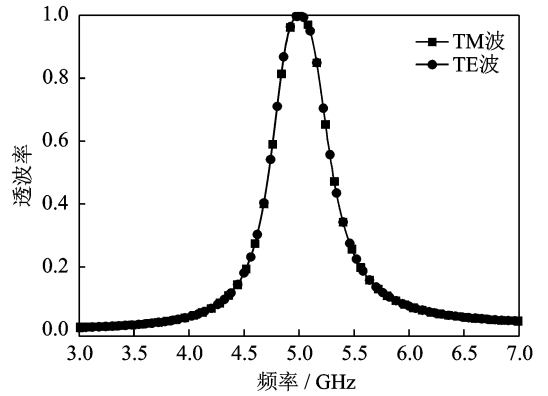


图7 双极化单元结构频率响应

Fig. 7 Frequency response of a dual-polarized FSS

3 双极化频率选择表面的建模与仿真

第2节分析了缝隙结构对FSS频率响应的影响。只有当电磁波的电场垂直于缝隙结构时,电场才能透过FSS,所以第2节所提到的单元结构只适用于单一极化,本节将会用一个十字缝隙代替矩形缝隙,具体结构如图6所示,单元参数参考第2节。

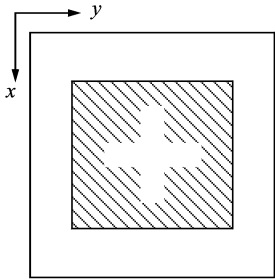
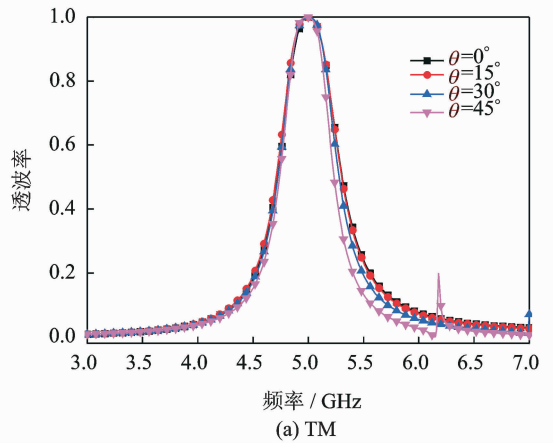


图6 双极化单元结构

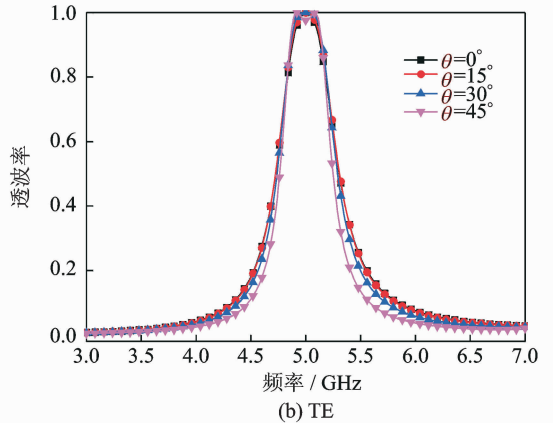
Fig. 6 Geometry of dual-polarized FSS

图7为TE波和TM波极化下垂直入射时FSS的频率响应,从图中可以看出在两种极化下FSS的透波率曲线基本保持一致,所以该多层十字缝隙耦合FSS具有稳定的极化特性。

为了验证多层耦合FSS对极化波入射角度的敏感程度,分别在TE波和TM波入射下进行了仿真(图8),其中TE波电场保持不变,磁场随入射角度发生变化,而TM波则是磁场保持不变,电场随入射场发生变化。从图8仿真结果可以看出,入射角变化范围为 $0^\circ \sim 45^\circ$,TE波和TM波谐振频率点和通带没有明显变化,但是随着角度增大通带带宽略有减小。这是由于在大角度入射下缝隙结构的等效宽度变小造成的。仿真结果表明,多层缝隙耦合FSS在入射角 $0^\circ \sim 45^\circ$ 范围内具有角度稳定性。



(a) TM



(b) TE

图8 FSS 频率响应随入射角的变化

Fig. 8 Frequency response of dual-polarized FSS for different angle incident waves TM and TE

4 结 论

本文利用谱域矩量法分析了双层缝隙耦合金属贴片型FSS,通过在两层金属贴片之间增加一层耦合缝隙结构,使得带阻型FSS呈现出带通特性,同时详细分析了缝隙和介质材料对其频率响应特

性的影响,经过对频率响应特性曲线的研究,得出以下结论。

(1)缝隙结构的长度影响 FSS 的主谐振频率下的透波率,长度越长透波率越大,当达到一定长度后,主谐振点透波率不再变化,在缝隙耦合的作用下呈现双频特性。缝隙结构的宽度对 FSS 的宽带宽度影响不大,同时增强耦合作用,双频特性增强。随着介质板的厚度增加,降低了缝隙结构的耦合作用,双频特性减弱。

(2)根据耦合缝隙结构的特性,设计出了一款具有极化稳定性和角度稳定性的多层十字缝隙耦合 FSS,在实际工程中可根据应用环境和应用要求设计 FSS 单元,通过对结构参数的调整使得该结构能够应用于不同场合,具有一定的应用前景。下一步的工作中,将通过实物测试验证仿真结果的正确性,同时讨论不同缝隙结构对 FSS 的频响特性的影响。

参考文献:

- [1] Mittra R, Chan C H, Cwik T. Techniques for analyzing frequency selective surfaces—A review[J]. Proceedings of the IEEE, 1988,76(12):1593-1615.
- [2] Chen C C. Transmission through a conducting screen perforated periodically with apertures [J]. IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques, 1970,18(9):627-632.
- [3] Chen C C. Scattering by a two-dimensional periodic array of conducting plates[J]. IEEE Transactions on Antennas & Propagation, 1970,18(5):660-665.
- [4] Parker E A, Hamdy S M A. Rings as elements for frequency selective surfaces[J]. Electronics Letters, 1981,17(17):612-614.
- [5] 周传凯,高正平.等效电路法在多层频率选择表面中的应用[J].材料导报:纳米与新材料专辑,2014(1):155-157.
Zhou Chuankai, Gao Zhengping. Application of equivalent circuit method used in multilayer frequency selective surface[J]. Materials Review,2014(1):155-157.
- [6] Ghosh S, Srivastava K V. An equivalent circuit model of FSS-based metamaterial absorber using coupled line theory[J]. IEEE Antennas & Wireless Propagation Letters, 2015,14:511-514.
- [7] Pozar D M. Microstrip antenna aperture-coupled to a microstripline[J]. Electronics Letters, 1985,21(2):49-50.
- [8] Pozar D M. Analysis of an infinite phased array of aperture coupled microstrip patches[J]. IEEE Transactions on Antennas & Propagation, 1989,37(4):418-425.
- [9] Pozar D M, Schaubert D H. Analysis of an infinite array of rectangular microstrip patches with idealized probe feeds[J]. IEEE Transactions on Antennas & Propagation, 1984,32(10):1101-1107.
- [10] Aberle J T, Pozar D M. Analysis of infinite arrays of probe-fed rectangular microstrip patches using a rigorous feed model[J]. IEE Proceedings H, 1989,136(2):110-119.
- [11] 蒙志君,吕明云,祝明,等.带通 FSS 结构的插入相位延迟特性[J].南京航空航天大学学报,2010,42(5):665-669.
Meng Zhijun, Lü Mingyun, Zhu Ming, et al. Insertion-phase-delay characteristics of bandpass FSS structures. [J] Journal of Nanjing University of Aeronautics & Astronautics,2010,42(5):665-669.
- [12] Wang Q, Shao Z H, Cheng Y J, et al. Broadband low-cost reflectarray using modified double-square loop loaded by spiral stubs[J]. IEEE Transactions on Antennas & Propagation, 2015,63(9):4224-4229.
- [13] 高强,闫敦豹,袁乃昌,等.双频双极化频率选择表面[J].电子与信息学报,2007,29(2):506-508.
Gao Qiang, Yan Dunbao, Yuan Naichang, et al. Dualband and dual-polarized frequency selective surfaces. [J] Journal of Electronics & Information Technology, 2007,29(2):506-508.
- [14] Munk B. Frequency selective surfaces : Theory and design[M]. [S.l.]:John Wiley, 2000.

