

含电磁双各向异性介质衬底的 FSS 特性分析

林宝勤, 郑秋容, 袁乃昌

(国防科技大学电子科学与工程学院微波技术中心, 湖南长沙 410073)

摘要: 运用谱域 Galerkin 法对含电磁双各向异性介质衬底的频率选择表面(FSS)进行了分析, 概述了算法的基本实现过程, 直接以 Maxwell 方程为基础, 逐步推导出该周期结构中的谱域格林函数. 文中在衬底介质参数的变动下, 对一系列 FSS 反射系数进行了有效计算, 计算结果表明了介质衬底的电磁各向异性特性对 FSS 频率选择特性的影响.

关键词: 频率选择表面 (FSS); 介质各向异性; 谱域法

中图分类号: TN973.5 文献标识码: A 文章编号: 0372-2112(2006)06-1080-05

Analysis of FSS on Electrically and Magnetically Anisotropic Substrates

LIN Bao-qin, ZHENG Qiu-rong, YUAN Nai-chang

(Institute of Electronic Science and Engineering, NUDT, Changsha, Hunan 410073, China)

Abstract: The scattering of electromagnetic waves from Frequency Selective Surface (FSS) supported by both electrically and magnetically anisotropic substrates is investigated by using Galerkin's method in the spectral domain. The analytical procedure is introduced and Spectral Green's function for the considered structure is formulated based on Maxwell's equations directly. A series of FSS with different medium parameters are computed efficiently. These results reflect the influence of the electrical and magnetic anisotropy on the electromagnetic characteristics of FSS.

Key words: frequency selective surfaces(FSS); anisotropy; spectral domain method

1 引言

频率选择表面(FSS)为一种周期性的平面结构, 对不同频段的入射电波具有有选择性的反射或透射特性, 因而在卫星、雷达以及现代通信系统中得到广泛应用及其深入研究^[1-9].

频率选择表面具有多种实现方式, 在微波领域, 典型的频率选择表面是由导体贴片或导体面上的孔隙周期性地排列而成, 另外, 为了稳定对不同入射角下的入射波的反射或透射系数^[2,4]或出于一些机械原因, 通常以有一层或多层介质层作为衬底或嵌于介质层中. 在有关 FSS 文献中, 已对多种以不同复杂媒质, 如磁化铁磁体^[5]、流体^[6]、螺旋媒质^[7,8]以及单轴各向异性媒质^[9]等, 为衬底的 FSS 进行了分析.

本文以一种含电磁双各向异性介质层为衬底的 FSS 作为分析对象, 其介质衬底的相对介电常数以及磁导率分别由张量 ϵ_r 与 μ_r 表示, 当介质的轴坐标与几何坐标发生角偏移时, 张量 ϵ_r 与 μ_r 中同时可存在非对角元素. 文中以谱域 Galerkin 法作为基本分析方法, 在考虑到介质衬底的

电磁双各向异性特性下, 直接以 Maxwell 方程为基础, 逐步推导出了该周期结构中的谱域格林函数, 并对导体贴片面上的总入射电场进行了解析求解, 从而给出了算法的实现过程. 作为计算结果, 文中在衬底介质参数的变动下, 对一系列 FSS 的反射系数进行了计算, 就以不同参数的各向异性介质层为衬底时, FSS 频率选择特性的变化情况进行了有效分析.

2 谱域法分析过程

文中所分析的 FSS 为一以 Jerusalem 十字型导体贴片为单元的矩形阵, 如图 1 所示, x 、 y 轴方向的周期长度分别为 W 、 L ; 其中 Jerusalem 十字型单元贴片的结构参数如图中所示, 厚度不计; 介质衬底为一厚度为 d 各向异性介质层, 在衬底区 ($0 < z < d$), 其相对介电系数 ϵ_r 以及相对磁导率 μ_r 为:

$$t_r = \begin{bmatrix} t_{xx} & t_{xy} & 0 \\ t_{yx} & t_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & t_{zz} \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} t_{xx} &= t_{\xi\xi} \cos^2 \vartheta + t_{\eta\eta} \sin^2 \vartheta \\ t_{yy} &= t_{\xi\xi} \sin^2 \vartheta + t_{\eta\eta} \cos^2 \vartheta \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} t_{zz} &= t_{\zeta\zeta} \\ t_{xy} &= t_{yx} = (t_{\xi\xi} - t_{\eta\eta}) \sin \vartheta \cos \vartheta \\ \tau_r &= \epsilon_r \cdot \sigma_r \cdot \mu_r \end{aligned} \quad (3)$$

式中($t_{\xi\xi}$, $t_{\eta\eta}$, $\epsilon_{\zeta\zeta}$)为 ϵ_r 或 μ_r 在轴坐标(ξ, η, ζ)下的三个轴分量, ϑ 为 ξ 轴在 xy 平面内相对于 x 轴的旋转角,如图1中所示.入射波为一平面波 E^i ,幅度为1,入射方向为 (θ, ϕ) ,波矢 k 于图中所示,极化以TE波与TM波分开考虑.

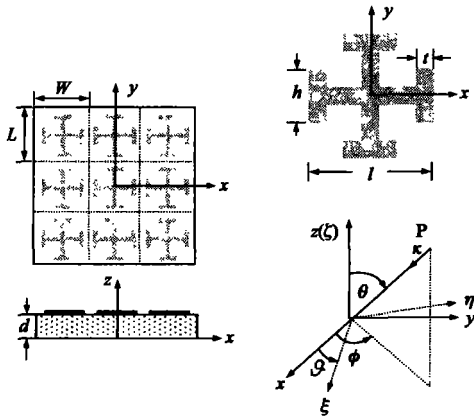


图1 文中所分析的FSS结构图及其坐标定义

下面公式推导均在谱域中进行,首先,对电场、磁场以及待求的感应电流中的各个分量进行傅立叶变换:

$$\tilde{\alpha}(\alpha_n, \beta_m, z) = \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-W/2}^{W/2} \Phi(x, y, z) \exp[-j(\alpha_n x + \beta_m y)] dx dy \quad (4)$$

式中任一组离散的谱域变量(α_n, β_m)即为Floquet模(n, m)的切向波矢量,其定义如下:

$$\alpha_n = \frac{2p\pi n}{W} + k_0 \sin \theta \cos \phi \quad (5)$$

$$\beta_m = \frac{2q\pi m}{L} + k_0 \sin \theta \sin \phi$$

根据谱域法分析FSS的通用程序,先引入如下方程^[3,9]:

$$\begin{aligned} - \begin{bmatrix} E_x^i \\ E_y^i \end{bmatrix} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} \overline{G}_{xx} & \overline{G}_{xy} \\ \overline{G}_{yx} & \overline{G}_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(\alpha_n, \beta_m) \\ \tilde{J}_y(\alpha_n, \beta_m) \end{bmatrix} \\ &\cdot \exp(j(\alpha_n x + \beta_m y)) \end{aligned} \quad (6)$$

式中 E^i 为结构中导体贴片不存在时,介质层面 $z = d$ 处总切向电场值, \tilde{J} 为贴片面上待求感应电流的谱域量, \overline{G} 为谱域并矢格林函数,两者相乘后,可得出贴片面上散射电场的谱域量,将其反变换到空域后,根据在空域中导体贴片面上总切向电场为零,即可建立方程(6).

为了对方程(6)中电流 \tilde{J} 进行求解,下面主要在考虑到介质衬底的各向异性特性下,分步求取式(6)中谱域并矢格林函数 \overline{G} 以及入射电场 E^i 的解析表达式.

对于任一Floquet模(n, m),在介质衬底区,关于电

场的矢量波动方程用矩阵形式表示为^[10]:

$$[\tilde{\nabla} \times] \cdot [\mu_r]^{-1} [\tilde{\nabla} \times] \cdot |\tilde{E}\rangle - k_0^2 [\epsilon_r] \cdot |\tilde{E}\rangle = |0\rangle \quad (7)$$

$$\begin{aligned} &\begin{bmatrix} 0 & -dz & j\beta_m \\ dz & 0 & -j\alpha_n \\ -j\beta_m & j\alpha_n & 0 \end{bmatrix} \frac{1}{\mu_d} \begin{bmatrix} \mu_{yy} & -\mu_{yx} & 0 \\ -\mu_{xy} & \mu_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{bmatrix} \\ &\cdot \begin{bmatrix} 0 & -dz & j\beta_m \\ dz & 0 & -j\alpha_n \\ -j\beta_m & j\alpha_n & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \\ \tilde{E}_z \end{bmatrix} - k_0^2 \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ \epsilon_{xy} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \\ &\cdot \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \\ \tilde{E}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\text{式中 } \mu_d = \mu_{xx} \mu_{yy} - \mu_{xy} \mu_{yx}.$$

结合散度方程 $\tilde{\nabla} \cdot [\epsilon_r] \cdot |\tilde{E}\rangle$,在方程式(8)中消去场分量 \tilde{E}_z ,可得出有关切向场分量 \tilde{E}_x, \tilde{E}_y 的耦合常微分方程组:

$$\begin{bmatrix} a_2 \frac{d^2}{dz^2} + a_0 & b_2 \frac{d^2}{dz^2} + b_0 \\ c_2 \frac{d^2}{dz^2} + c_0 & d_2 \frac{d^2}{dz^2} + d_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (9)$$

式中 $a_2, a_0, b_2, b_0, c_2, c_0$ 以及 d_2, d_0 定义如下:

$$a_2 = -\beta_m^2 \mu_d + k_0^2 \epsilon_{zz} \mu_{xx} \mu_d \quad (10)$$

$$a_0 = \left(\frac{\beta_m^2}{\mu_{zz}} - k_0^2 \epsilon_{xx} \right) \mu_d S$$

$$b_2 = a_n \beta_m \mu_d + k_0^2 \epsilon_{zz} \mu_{yx} \mu_d \quad (11)$$

$$b_0 = \left(-\frac{\alpha_n \beta_m}{\mu_{zz}} - k_0^2 \epsilon_{xy} \right) \mu_d S$$

$$c_2 = a_n \beta_m \mu_d + k_0^2 \epsilon_{zz} \mu_{xy} \mu_d \quad (12)$$

$$c_0 = \left(-\frac{\alpha_n \beta_m}{\mu_{zz}} - k_0^2 \epsilon_{yx} \right) \mu_d S$$

$$d_2 = -\alpha_n^2 \mu_d + k_0^2 \epsilon_{zz} \mu_{yy} \mu_d \quad (13)$$

$$d_0 = \left(\frac{\alpha_n^2}{\mu_{zz}} - k_0^2 \epsilon_{yy} \right) \mu_d S$$

$$S = \alpha_n^2 \mu_{xx} + \beta_m^2 \mu_{yy} + \alpha_n \beta_m (\mu_{xy} + \mu_{yx}) - k_0^2 \epsilon_{zz} \mu_d \quad (14)$$

现设式(9)中场分量 \tilde{E}_x, \tilde{E}_y 的通解为: $e^{\gamma z}$,代入式(9)后可建立特征方程:

$$(a_2 d_2 - b_2 c_2) \gamma^4 + (a_2 d_0 + a_0 d_2 - b_2 c_0 - b_0 c_2) \gamma^2 + (a_0 d_0 + b_0 c_0) = 0 \quad (15)$$

由式(15)求得本征值 $\gamma_{1,2}$ 后,在各向异性介质区中场分量 \tilde{E}_x, \tilde{E}_y 通解可表示为:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_x(z) &= A_1 \exp(\gamma_1 z) + A_2 \exp(-\gamma_1 z) + A_3 \exp(\gamma_2 z) \\ &+ A_4 \exp(-\gamma_2 z) \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_y(y) &= e_1 A_1 \exp(\gamma_1 z) + e_1 A_2 \exp(-\gamma_1 z) \\ &+ e_2 A_3 \exp(\gamma_2 z) + e_2 A_4 \exp(-\gamma_2 z) \end{aligned} \quad (17)$$

式中 A_1 至 A_4 为未知量,系数 e_1, e_2 定义为:

$$e_1 = -\frac{a_2 \gamma_1^2 + a_0}{b_2 \gamma_1^2 + b_0} \quad e_2 = -\frac{a_2 \gamma_2^2 + a_0}{b_2 \gamma_2^2 + b_0} \quad (18)$$

在求出 \tilde{E}_x 、 \tilde{E}_y 的通解后, 在各向异性介质区中其它的电磁场分量, 可直接由 Maxwell 方程得出. 对于电场量 \tilde{E}_z , 根据散度方程 $\nabla \cdot [\epsilon_r] \cdot |\tilde{E}\rangle = 0$, 可得:

$$\tilde{E}_z(z) = f_1 A_1 \exp(\gamma_1 z) + f_2 A_2 \exp(-\gamma_1 z) + f_3 A_3 \exp(\gamma_2 z) + f_4 A_4 \exp(-\gamma_2 z) \quad (19)$$

式中系数 f_1 至 f_4 :

$$f_{1,2} = \mp \frac{j\alpha_n(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}e_1) + j\beta_m(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}e_1)}{\epsilon_{zz}\gamma_1} \quad (20)$$

$$f_{3,4} = \mp \frac{j\alpha_n(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}e_2) + j\beta_m(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}e_2)}{\epsilon_{zz}\gamma_2} \quad (21)$$

根据 Maxwell 旋度式(22), 磁场的切向分量可表示为:

$$\vec{H} = \frac{j}{\omega\mu_0} [\mu_r]^{-1} [\nabla \times] \cdot |\tilde{E}\rangle \quad (22)$$

$$-\overline{H}_y(z) = g_1 A_1 \exp(\gamma_1 z) + g_2 A_2 \exp(-\gamma_1 z) + g_3 A_3 \exp(\gamma_2 z) + g_4 A_4 \exp(-\gamma_2 z) \quad (23)$$

$$\overline{H}_x(z) = h_1 A_1 \exp(\gamma_1 z) + h_2 A_2 \exp(-\gamma_1 z) + h_3 A_3 \exp(\gamma_2 z) + h_4 A_4 \exp(-\gamma_2 z) \quad (24)$$

式中:

$$g_{1,2} = \frac{j(\mp\gamma_1)(\mu_{xx} + \mu_{yy}e_1) + (\beta_m\mu_{xx} + \alpha_n\mu_{xx})f_{1,2}}{\omega\mu_0\mu_d} \quad (25)$$

$$g_{3,4} = \frac{j(\mp\gamma_2)(\mu_{xx} + \mu_{yy}e_2) + (\beta_m\mu_{xx} + \alpha_n\mu_{xx})f_{3,4}}{\omega\mu_0\mu_d} \quad (26)$$

$$h_{1,2} = \frac{j(\mp\gamma_1)(\mu_{yy} + \mu_{xx}e_1) + (\beta_m\mu_{yy} + \alpha_n\mu_{yy})f_{1,2}}{\omega\mu_0\mu_d} \quad (27)$$

$$h_{3,4} = \frac{j(\mp\gamma_2)(\mu_{yy} + \mu_{xx}e_2) + (\beta_m\mu_{yy} + \alpha_n\mu_{yy})f_{3,4}}{\omega\mu_0\mu_d} \quad (28)$$

现将式(16)、(17)以及(23)、(24)中有关切向电场及磁场的通解组合后以矩阵形式表示为:

$$\vec{\Psi}(z) = \mathbf{V} \cdot \mathbf{U}(z) \cdot \mathbf{A} \quad (29)$$

式中:

$$\vec{\Psi}(z) = [\tilde{E}_x(z) \quad \tilde{E}_y(z) \quad -\overline{H}_y(z) \quad \overline{H}_x(z)]^T \quad (30)$$

$$\mathbf{A} = [A_1 \quad A_2 \quad A_3 \quad A_4]^T \quad (31)$$

$$\mathbf{U}(z) = \text{diag}[\exp(\gamma_1 z) \quad \exp(-\gamma_1 z) \quad \exp(\gamma_2 z) \quad \exp(-\gamma_2 z)] \quad (32)$$

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ e_1 & e_1 & e_2 & e_2 \\ g_1 & g_2 & g_3 & g_4 \\ h_1 & h_2 & h_3 & h_4 \end{bmatrix} \quad (33)$$

根据矩阵 $\mathbf{U}(z)$ 的属性:

$$\mathbf{U}(z + \Delta z) = \mathbf{U}(z) \cdot \mathbf{U}(\Delta z) \quad (34)$$

由式(29), 可得各向异性介质区中任意两个 z 值面上切向场量之间的转移矩阵 $\mathbf{T}(\Delta z)$:

$$\vec{\Psi}(z + \Delta z) = \mathbf{T}(\Delta z) \cdot \vec{\Psi}(z) \quad (35)$$

$$\mathbf{T}(\Delta z) = \mathbf{V} \cdot \mathbf{U}(\Delta z) \cdot \mathbf{V}^{-1}$$

由此, FSS 衬底的上下边界场之间的关系可表示为:

$$\vec{\Psi}(d^-) = \mathbf{T}(d) \cdot \vec{\Psi}(0^+) \quad (36)$$

$$\mathbf{T}(d) = \mathbf{V} \cdot \mathbf{U}(d) \cdot \mathbf{V}^{-1} = \begin{bmatrix} \mathbf{Q}_1 & \mathbf{Q}_2 \\ \mathbf{Q}_3 & \mathbf{Q}_4 \end{bmatrix} \quad (37)$$

$\mathbf{T}(d)$ 为一 4×4 矩阵, 式中同时将 $\mathbf{T}(d)$ 分裂为四个 2×2 的子矩阵.

关于 FSS 的上下空气区域中的场量, 由于只存在向上或向下的单向波, 对任一 Floquet 模 (n, m) , 由谱域导纳法, 可以很方便的得出关于切向电磁场之间的导纳矩阵 \mathbf{Y}_0 , 在 $z = 0^-$, d^+ 面上, 根据传播方向, 可建立方程:

$$\begin{bmatrix} -\overline{H}_y(0^-) \\ \overline{H}_x(0^-) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_0^{11} & Y_0^{12} \\ Y_0^{21} & Y_0^{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(0^-) \\ \tilde{E}_y(0^-) \end{bmatrix} \quad (38)$$

$$\begin{bmatrix} \overline{H}_y(d^-) \\ -\overline{H}_x(d^-) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_0^{11} & Y_0^{12} \\ Y_0^{21} & Y_0^{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(d^-) \\ \tilde{E}_y(d^-) \end{bmatrix} \quad (39)$$

式中导纳矩阵 \mathbf{Y}_0 各分量如式(40)所示:

$$Y_0^{12} = Y_0^{21} = \frac{\alpha_n \beta_m}{\alpha_n^2 + \beta_m^2} (Y^h - Y^e) \quad (40)$$

$$Y_0^{11} = -\frac{1}{\alpha_n^2 + \beta_m^2} (\beta_m^2 Y^h + \alpha_n^2 Y^e)$$

$$Y_0^{22} = -\frac{1}{\alpha_n^2 + \beta_m^2} (\alpha_n^2 Y^h + \beta_m^2 Y^e)$$

$$Y^e = \frac{\sqrt{\alpha_n^2 + \beta_m^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0}}{j\omega\mu_0} \quad (41)$$

$$Y^h = \frac{j\omega\epsilon_0}{\sqrt{\alpha_n^2 + \beta_m^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0}}$$

根据介质衬底 $z = 0$ 处边界场的连续性, 结合式(36)、(38), 可得导体贴片面 $z = d$ 处向下的单向导纳方程:

$$\begin{bmatrix} -\overline{H}_y(d^-) \\ \overline{H}_x(d^-) \end{bmatrix} = \tilde{\mathbf{Y}}_d \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(d^-) \\ \tilde{E}_y(d^-) \end{bmatrix} \quad (42)$$

$$\mathbf{Y}_d = (\mathbf{Q}_3 + \mathbf{Q}_4 \cdot \mathbf{Y}_0)(\mathbf{Q}_1 + \mathbf{Q}_2 \cdot \mathbf{Y}_0)^{-1} \quad (43)$$

这样, 由式(39)、(42)在导体贴片面上根据边界条件:

$$\tilde{E}_x(d^-) = \tilde{E}_x(d^+) \quad (44)$$

$$\tilde{E}_y(d^-) = \tilde{E}_y(d^+) \quad (44)$$

$$-\overline{H}_y(d^-) + \overline{H}_y(d^+) = -\tilde{J}_x$$

$$\overline{H}_x(d^-) - \overline{H}_x(d^+) = -\tilde{J}_y$$

可以建立谱域方程:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x^s \\ \tilde{E}_y^s \end{bmatrix} = \mathbf{G} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (45)$$

式中谱域并矢格林函数 \mathbf{G}^{-1} 以矩阵形式表示为:

$$\mathbf{G}^{-1} = -[\mathbf{Y}_d + \mathbf{Y}_0]^{-1} \quad (46)$$

关于总入射电场 \mathbf{E}^i 的求解, 由式(40)、(43)得出主模 $(0, 0)$ 在介质面 $z = d$ 处上下方向的单向导纳矩阵 \mathbf{Y}_0 与 \mathbf{Y}_d 后, 可求得平面入射波在介质层面上的反射矩阵 \mathbf{R}_0 :

$$\mathbf{R}_0 = (\mathbf{Z}_d - \mathbf{Z}_0)(\mathbf{Z}_d + \mathbf{Z}_0)^{-1} \quad (47)$$

$$\mathbf{Z}_d = \mathbf{Y}_d(\alpha_0, \beta_0)^{-1} \quad \mathbf{Z}_0 = \mathbf{Y}_0(\alpha_0, \beta_0)^{-1} \quad (48)$$

这样, 贴片面上的总入射场可表示为:

$$\mathbf{E}^i = \exp[j(\alpha_0 x + \beta_0 y)] (\mathbf{I} + \mathbf{R}_0) \begin{bmatrix} -\sin \phi \\ \cos \phi \end{bmatrix} \quad \text{TE} \quad (49)$$

$$E^i = \cos\theta \exp[j(\alpha_0 x + \beta_0 y)] (\mathbf{I} + \mathbf{R}_0) \begin{bmatrix} \cos\phi \\ \sin\phi \end{bmatrix} \quad \text{TM} \quad (50)$$

根据所求的谱域并矢格林函数 \mathbf{G} 以及入射电场 E^i , 下面即可对式(5)中感应电流 \mathbf{J} 以基函数展开后进行有效求解. 对于 Jerusalem 十字型贴片上的感应电流, 文中以文献[11]中所给出的一种全域基函数予以展开, 通过 Galerkin 法对感应电流 \mathbf{J} 进行定解后, 由所得的电流 \mathbf{J} 与格林函数 \mathbf{G} 相乘, 可求出散射场中任一 Floquet 模的场量. 当不存在栅瓣时, 散射场中主模场量与介质衬底的反射场之和即为整个 FSS 的反射场量. 通过在不同频点的入射波激励下, 对 FSS 反射系数的进行计算后, 可完成对 FSS 的频率选择特性的有效分析.

以上为分析含单层各向异性介质衬底的 FSS 的基本过程, 对于含多层衬底或内嵌式的 FSS, 由上述推导分别求出结构中各个介质层上下表面的切向场之间的转移矩阵, 结合边界连续性条件, 得出谱域格林函数后, 即可进行有效计算.

3 计算结果

为了验证上述计算程序的正确性, 首先对文献[9]中所分析的一种以单轴各向异性介质为衬底的 FSS 进行了计算. 该 FSS 以矩形贴片为单元, 介质衬底

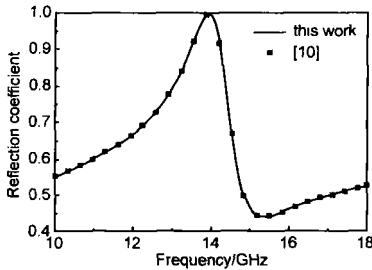


图 2 含单轴各向异性介质衬底的 FSS 计算结果及其与文献[9]数据的比较

为 PBN (pyrolytic boron nitride, $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$) = (3.4, 3.4, 5.12), 计算所得的反射系数如图 2 所示, 图中可以看出, 计算结果与文献[9]中数据吻合较好.

对于文中所分析的以 Jerusalem 十字型贴片为单元的 FSS, 取其结构参数为: $W = L = 24\text{mm}, l = 21\text{mm}, h = 9\text{mm}, t = 3\text{mm}$, 介质衬底厚度为 $d = 3\text{mm}$, 先设介质为一电单轴各向异性媒质, 并将其主轴保持在 xy 平面内 (boron nitride, $(\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z) = (3.4, 5.12, 5.12)$).

下面将就介质主轴相对于 x 轴的旋转角 θ 发生变动, 引起张量 ϵ_r 在 xy 平面内的各个分量的变化下, 对 FSS 的反射系数进行求解. 图 3、4 分别为在入射方向为 $(45^\circ, 0^\circ)$ 与 $(45^\circ, 45^\circ)$ 的 TE、TM 波激励下, 当旋转角 θ 取为不同值时计算所得的 FSS 反射系数.

图 3、4 中数据表明, 当 FSS 的介质衬底设为各向异性媒质后, 在不同角度的 TE 与 TM 波的斜入射下, 其反射系数仍保持有较好的频率选择特性; 当旋转角 θ 增大时, 根据张量 ϵ_r 在入射波中电场方向的分量的大小变化, 在 TE 波入射下,

FSS 的谐振点有所增大, 而在 TM 波入射下, 谐振点却有所降低; 另外, 当 θ 取为不同值时, 反射系数的曲线形状仍略有自似.

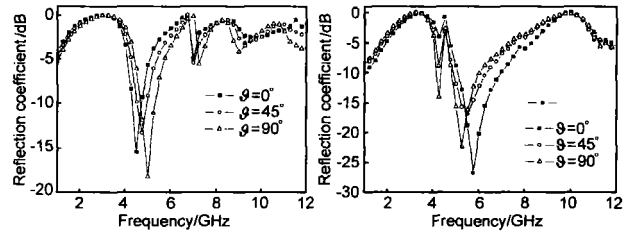


图 3 FSS 反射系数: 衬底介质参数 $(\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{zz}) = (3.4, 5.12, 5.12)$, $(\mu_{xx}, \mu_{yy}, \mu_{zz}) = (1.0, 1.0, 1.0)$, 入射波方向 $(45^\circ, 0^\circ)$

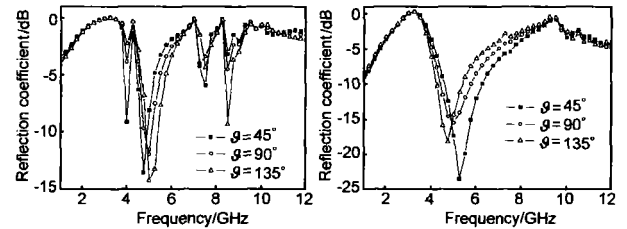


图 4 FSS 反射系数: 衬底介质参数 $(\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{zz}) = (3.4, 5.12, 5.12)$, $(\mu_{xx}, \mu_{yy}, \mu_{zz}) = (1.0, 1.0, 1.0)$, 入射波方向 $(45^\circ, 45^\circ)$

下面为了充分考虑在介质衬底的电磁双向各向异性下 FSS 反射系数的变化情况, 文中对上述 FSS 保持衬底的电各向异性 $(\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{zz}) = (3.4, 5.12, 5.12)$ 不变, 同时引入磁各向异性进行了计算, 图 5、6 中数据分别为取 $(\mu_{xx}, \mu_{yy}, \mu_{zz}) = (2.0, 1.0, 1.0)$ 以及 $(1.0, 2.0, 1.0)$ 时所得的计算值.

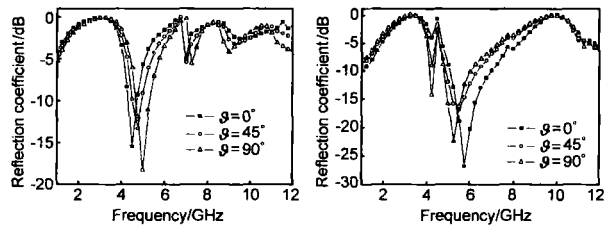


图 5 FSS 反射系数: 衬底介质参数 $(\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{zz}) = (3.4, 5.12, 5.12)$, $(\mu_{xx}, \mu_{yy}, \mu_{zz}) = (2.0, 1.0, 1.0)$, 入射波方向 $(45^\circ, 0^\circ)$

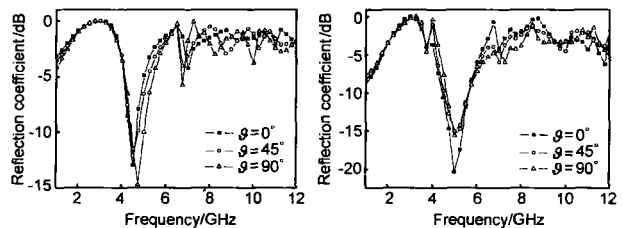


图 6 FSS 反射系数: 衬底介质参数 $(\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{zz}) = (3.4, 5.12, 5.12)$, $(\mu_{xx}, \mu_{yy}, \mu_{zz}) = (1.0, 2.0, 1.0)$, 入射波方向 $(45^\circ, 0^\circ)$

由图 5、6 中数据可以看出介质衬底的电磁双向各向异性特性对 FSS 反射系数的影响, 对于不同旋转角下反射系数的变化情况, 与图 3 中数据相比, 图 5 中数据的变动将有所增大, 而图 6 中却明显减小, 其原因可直观解释为: 随轴夹角的增

大,当介质衬底取 $(\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{zz}) = (3.4, 5.12, 5.12)$, $(\mu_{xx}, \mu_{yy}, \mu_{zz}) = (2.0, 1.0, 1.0)$ 时,入射波中电场方向的介电常数以及磁场方向的磁导率同时减小(TE 入射波)或同时增大(TM 入射波);而取 $(\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{zz}) = (3.4, 5.12, 5.12)$, $(\mu_{xx}, \mu_{yy}, \mu_{zz}) = (1.0, 2.0, 1.0)$ 时,无论入射波为 TE 或 TM 波,它们的变化方向相反,电磁因素相互抵消,从而在不同轴夹角下, FSS 的反射系数的变化情况明显偏小.

4 结论

本文介绍了运用谱域 Galerkin 法分析含电磁双各向异性介质衬底的频率选择表面(FSS)的基本过程,重点在考虑到介质衬底的电磁双各向异性特性下,就该结构中的谱域并矢格林函数进行了详细推导.文中在衬底介质参数的变动下,对各种FSS反射系数进行了有效计算,数据表明,当FSS的介质衬底设为电磁双各向各异性媒质后,无论是 TE 或 TM 入射波,其反射系数仍保持有较好的频率选择特性,而且当介质参数发生变化时,FSS谐振点向直观方向有所偏移,反射系数曲线形状仍略有自似.

参考文献:

- [1] WU T K. Frequency Selective Surface and Grid Array [M]. New York: John Wiley & Sons, Inc, 1995.
- [2] MUNK B. Frequency Selective Surfaces: Theory and Design [M]. New York: John Wiley & Sons, Inc, 2000.
- [3] Mittra R, Chan C C, et al. Techniques for analyzing frequency selective surfaces—a review [J]. Proc IEEE, 1988, 76(12): 1593–1615.
- [4] Shaker J, Shafai L. Reduced angular sensitivity frequency selective surface [J]. Electronics Letters, 1993, 29(18): 1655–1657.
- [5] Chang T K, Langley R J, Parker E A. Frequency selective surfaces on biased ferrite substrates [J]. Electronics Letters, 1994, 30(15): 1193–1194.
- [6] Lima A C C, Parker E A, Langley R J. Tunable frequency

selective surfaces using liquid substrates [J]. Electronics Letters, 1994, 30(4): 281–282.

- [7] Ege T. Scattering by a two dimensional periodic array of conducting rings on a chiral slab [A]. IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium [C]. New York: IEEE, 1996. 1667–1670.
- [8] Koca A O, Ege T. Effects of chiral loading on a frequency selective surface comprised of a two dimensional array of crossed dipoles [A]. IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium [C]. New York: IEEE, 1996. 1464–1467.
- [9] Campos A L P S, Melo M A B, Assunçã o A G. Scattering by FSS on anisotropic substrate for TE and TM excitation [J]. IEEE Trans MTT, 2002, 50(1): 72–76.
- [10] Chen Y, Beker B. Analysis of single and coupled microstrip lines on anisotropic substrates using differential matrix operators and the spectral domain method [J]. IEEE Trans MTT, 1993, 41(1): 123–128.
- [11] Tsao C H, Mittra R. Spectral domain analysis of frequency selective surfaces comprised of periodic arrays of cross dipoles and jerusalem crosses [J]. IEEE Trans MTT, 1984, 32(5): 478–485.

作者简介:



林宝勤 男, 1976年11月生于湖南, 国防科技大学电子科学与工程学院博士研究生. 主要研究方向为频率选择表面、光子晶体等周期结构的电磁场数值分析.
E-mail: aflbq@sina.com

郑秋容 男, 1973年12月生于福建, 现为国防科技大学电子科学与工程学院博士研究生. 主要研究方向为波导缝隙天线、光子晶体、周期结构的电磁场数值分析.

袁乃昌 男, 1965年生于安徽, 国防科技大学电子科学与技术系主任、教授、博士生导师. 主要研究领域为微波毫米波电路、相控阵天线、电磁散射及超宽带技术等.