

# 一种性能稳定的新 Y 形单元厚屏频率选择表面

唐光明<sup>†</sup> 苗俊刚 董金明 胡晓晴

(北京航空航天大学电子信息工程学院, 北京 100191)

(2011 年 8 月 13 日收到; 2011 年 11 月 1 日收到修改稿)

厚屏频率选择表面 (FSS) 能克服双层或多层薄屏 FSS 级联引起的结构复杂和中心频率透过率容易降低的不利影响, 并且在拓展 FSS 带宽方面具有优势, 这使其在曲面隐身雷达天线罩应用方面有潜在的价值. 但是, 当电磁波以大范围角度入射时, 中心频率可能会随入射角度的变化而漂移, 而且在大角度入射时不易实现极化稳定性. 本文针对此问题, 设计了一种新 Y 形单元厚屏 FSS, 利用模式匹配法对此结构进行分析计算, 并研究 TE, TM 波入射时角度变化及大角度入射时极化变化对通带带宽、中心频率及其透过率的影响. 仿真实验结果表明: 新 Y 形单元厚屏 FSS 的中心频率在 TE, TM 波入射时均能实现角度稳定性和大角度入射时的极化稳定性. 这为 FSS 在曲面隐身雷达天线罩上的应用提供了一种借鉴.

**关键词:** 厚屏频率选择表面, 模式匹配法, 角度稳定性, 极化稳定性

**PACS:** 84.40.-x

## 1 引言

由于频率选择表面 (FSS) 具有频率滤波器的特性, 将其应用到飞机、导弹、卫星等各种飞行器或舰船的雷达天线罩设计中, 能很好地控制电磁波传输, 可以降低雷达天线系统的雷达散射截面, 起到隐身作用<sup>[1]</sup>. 由于厚屏 FSS 能较好地克服多层薄屏级联引起的结构复杂和中心频率透过率较低的不利影响, 在 FSS 实际工程应用中具有潜在的应用前景, 因此近年来它开始受到研究者的关注. 至今, 在所有公开发表的文献中, 国外只有 Björn 等<sup>[2]</sup> 利用模式匹配技术分析并仿真了圆形和正六边形厚屏的散射特性; 国内只有方春易等<sup>[3,4]</sup> 采用矩量法仿真研究了一种圆孔单元的传输特性以及对其填充介质后产生的影响. 在上述文献所研究的厚屏 FSS 结构中, 当电磁波以大范围角度入射时, 中心频率都随入射角度的变化而产生了较大的漂移, 而且他们均没有对电磁波以大角度入射时的极化稳定性进行研究. 本文针对这两个问题, 设计了一种如图 1 所示的新 Y 形单元厚屏 FSS, 此单元厚屏 FSS 的中心频率在 TE, TM 波入射时均能实现角度稳定性和

大角度入射时的极化稳定性. 这为 FSS 在曲面隐身雷达天线罩上的应用提供了一种有价值的借鉴.

## 2 模型分析

建立如图 2 所示的新 Y 形单元厚屏 FSS 的等效模型, 该模型主要包括波导区域  $B$  和介质区域  $A, C, D, \dots$ , 以及介质层之间的交界面  $S^2, S^3, S^4$  和介质层与波导之间的交界面  $S^0, S^1$ . 不同区域之间的交界面在  $z$  轴方向的位置坐标分别为  $z_0, z_1, z_2, z_3, z_4$ . 只要用模式匹配法分别计算电磁波在波导内、介质层内、介质层之间交界面和介质层与波导之间交界面进行传播的系数矩阵, 就能得到新 Y 形单元厚屏 FSS 的传输特性.

### 2.1 电磁波在波导内传播的系数矩阵

电磁波在波导内传播时, 其两侧的散射系数关系矩阵为

$$\begin{bmatrix} \mathbf{B}^-(z_0) \\ \mathbf{B}^+(z_1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \mathbf{E}^b(z_1 - z_0) \\ \mathbf{E}^b(z_1 - z_0) & 0 \end{bmatrix}$$

<sup>†</sup> E-mail: gmt971@ee.buaa.edu.cn

$$\times \begin{bmatrix} B^+(z_0) \\ B^-(z_1) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

(1) 式中,  $E_{vn,v'n'}^b(z) = e^{ik_{zn}z} \delta_{vv'} \delta_{nn'}$ , 其

中  $\delta_{vv'} \delta_{nn'} = \int E_{Tvn}^b(\rho) \cdot E_{Tv'n'}^{b*}(\rho) dx dy$ . 由于波导区域的相对长度较短, 不能忽略在交界处的衰减, 因此, 在散射矩阵的解中, 必须包含一个凋落模的本征值.

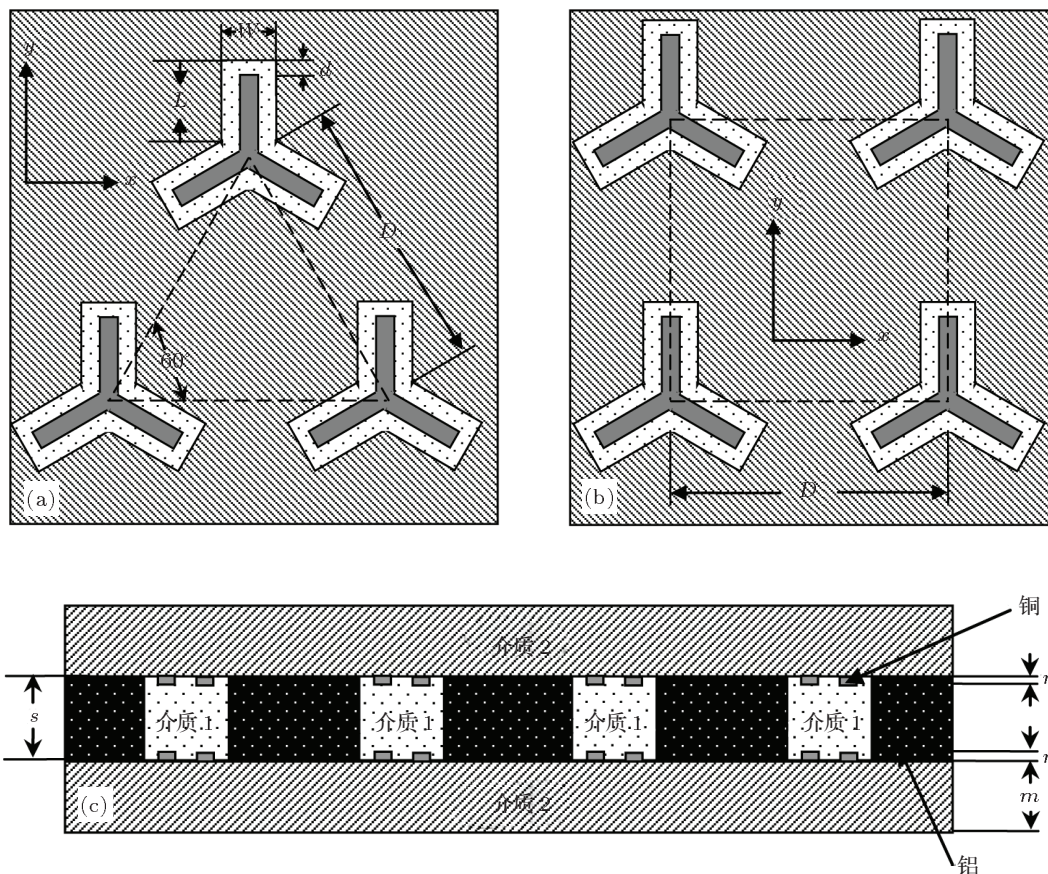


图 1 新 Y 形单元的厚屏 FSS 结构图 (a)  $x-y$  平面无限扩展正三角形阵列 (剖面俯视); (b)  $x-y$  平面无限扩展正方形阵列 (剖面俯视); (c) 新 Y 形单元的厚屏 FSS 结构 (剖面正视)

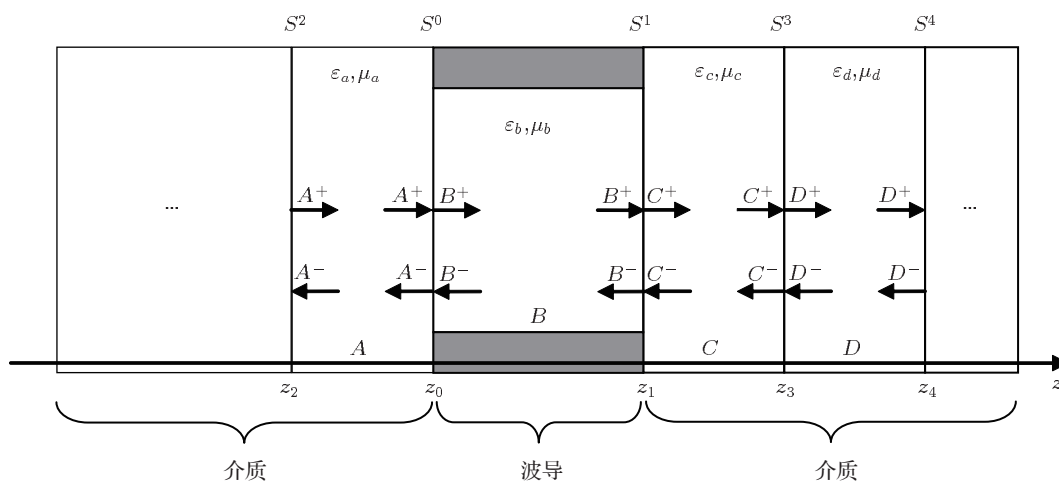


图 2 新 Y 形单元厚屏 FSS 的等效模型

## 2.2 电磁波在介质层内传播的系数矩阵

电磁波在介质层  $A$  中传播时, 其两侧的传播系数用矩阵形式表示为

$$\begin{bmatrix} \mathbf{A}^-(z_2) \\ \mathbf{A}^+(z_0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \mathbf{E}^a(z_0 - z_2) \\ \mathbf{E}^a(z_0 - z_2) & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \mathbf{A}^+(z_2) \\ \mathbf{A}^-(z_0) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

(2) 式中,  $\mathbf{E}_{mn,m'n'}^a(z) = e^{i\gamma_{mn}z} \delta_{mm'} \delta_{nn'}$ , 其中  $\delta_{mm'} \delta_{nn'} = \int \mathbf{E}_{Tmn}^a(\boldsymbol{\rho}) \cdot \mathbf{E}_{Tm'n'}^{a*}(\boldsymbol{\rho}) dx dy$ . 当存在多层介质时, 同理可得电磁波在介质层  $C, D, F, \dots$  内进行传播的系数矩阵.

## 2.3 电磁波在介质层之间交界面传播的系数矩阵

计算电磁波在介质层  $C$  和介质层  $D$  之间交界面的散射矩阵时, 首先将两介质层内的场展开为 Floquet 模式:

$$\mathbf{E}_T^c(\mathbf{r}) = \sum_{lmn} (c_{lmn}^+ e^{i\gamma_{mn}^c z} + c_{lmn}^- e^{-i\gamma_{mn}^c z}) \times \mathbf{R}_{Tlmn}^c(\boldsymbol{\rho}) \quad (z < z_3), \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_T^c(\mathbf{r}) = \sum_{lmn} (c_{lmn}^+ e^{i\gamma_{mn}^c z} - c_{lmn}^- e^{-i\gamma_{mn}^c z}) \times \mathbf{T}_{Tlmn}^c(\boldsymbol{\rho}) \quad (z < z_3), \quad (4)$$

$$\mathbf{E}_T^d(\mathbf{r}) = \sum_{lmn} (d_{lmn}^+ e^{i\gamma_{mn}^d z} + d_{lmn}^- e^{-i\gamma_{mn}^d z}) \times \mathbf{R}_{Tlmn}^d(\boldsymbol{\rho}) \quad (z > z_3), \quad (5)$$

$$\mathbf{H}_T^d(\mathbf{r}) = \sum_{lmn} (d_{lmn}^+ e^{i\gamma_{mn}^d z} - d_{lmn}^- e^{-i\gamma_{mn}^d z}) \times \mathbf{T}_{Tlmn}^d(\boldsymbol{\rho}) \quad (z > z_3). \quad (6)$$

然后, 在其交界面  $K$  加上边界条件  $z = z_3$ , 确保整个交界面  $K$  上的切向电场和切向磁场均连续, 即有

$$\mathbf{E}_T^c(\boldsymbol{\rho}, z_3) = \mathbf{E}_T^d(\boldsymbol{\rho}, z_3) (\boldsymbol{\rho} \in K), \quad (7)$$

$$\mathbf{H}_T^c(\boldsymbol{\rho}, z_3) = \mathbf{H}_T^d(\boldsymbol{\rho}, z_3) (\boldsymbol{\rho} \in K). \quad (8)$$

又

$$\begin{aligned} C_{lmn}^\pm(z) &= c_{lmn}^\pm e^{\pm i\gamma_{mn}^c z}, \\ D_{lmn}^\pm(z) &= d_{lmn}^\pm e^{\pm i\gamma_{mn}^d z}, \end{aligned}$$

于是, 得到

$$\sum_{lmn} (C_{lmn}^+(z_3) + C_{lmn}^-(z_3)) \mathbf{R}_{Tlmn}^c(\boldsymbol{\rho})$$

$$= \sum_{lmn} (D_{lmn}^+(z_3) + D_{lmn}^-(z_3)) \mathbf{R}_{Tlmn}^d(\boldsymbol{\rho}) \quad (\boldsymbol{\rho} \in K), \quad (9)$$

$$\begin{aligned} &\sum_{lmn} (C_{lmn}^+(z_3) - C_{lmn}^-(z_3)) \mathbf{T}_{Tlmn}^c(\boldsymbol{\rho}) \\ &= \sum_{lmn} (D_{lmn}^+(z_3) - D_{lmn}^-(z_3)) \mathbf{T}_{Tlmn}^d(\boldsymbol{\rho}) \quad (\boldsymbol{\rho} \in K). \quad (10) \end{aligned}$$

最后, 把 (9) 式与  $\mathbf{T}_{Tl'm'n'}^{c*}$ , (10) 式与  $\mathbf{R}_{Tl'm'n'}^{d*}$  分别作内积运算, 再积分得到电磁波在介质层之间交界面的散射矩阵为

$$\begin{bmatrix} \mathbf{C}^-(z_3) \\ \mathbf{D}^+(z_3) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^3 & S_{12}^3 \\ S_{21}^3 & S_{22}^3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{C}^+(z_3) \\ \mathbf{D}^-(z_3) \end{bmatrix}, \quad (11)$$

式中

$$\begin{aligned} S_{11}^3 &= -(\mathbf{R}^c + \mathbf{G}^t \mathbf{R}^{d*-1} \mathbf{G}^*)^{-1} \\ &\quad \times (\mathbf{R}^c - \mathbf{G}^t \mathbf{R}^{d*-1} \mathbf{G}^*), \\ S_{12}^3 &= 2(\mathbf{R}^c + \mathbf{G}^t \mathbf{R}^{d*-1} \mathbf{G}^*)^{-1} \mathbf{G}^t, \\ S_{21}^3 &= 2(\mathbf{R}^{d*} + \mathbf{G}^* \mathbf{R}^{c-1} \mathbf{G}^t)^{-1} \mathbf{G}^*, \\ S_{22}^3 &= (\mathbf{R}^{d*} + \mathbf{G}^* \mathbf{R}^{c-1} \mathbf{G}^t)^{-1} \\ &\quad \times (\mathbf{R}^{d*} - \mathbf{G}^* \mathbf{R}^{c-1} \mathbf{G}^t). \end{aligned}$$

其中

$$\mathbf{G}_{lmn,l'm'n'} = \frac{Y_{lmn}^{c*}}{\eta_0} \delta_{ll'} \delta_{mm'} \delta_{nn'},$$

( $\delta_{ll'} \delta_{mm'} \delta_{nn'} = \int \mathbf{R}_{Tlmn}^c(\boldsymbol{\rho}) \cdot \mathbf{R}_{Tl'm'n'}^{c*}(\boldsymbol{\rho}) dx dy$ ,  $Y$  为导纳矩阵). 当存在多层介质时, 可类似地求得电磁波在其他介质层之间交界面的散射矩阵.

## 2.4 电磁波在介质层与波导之间交界面传播的系数矩阵

首先, 计算电磁波在介质层  $A$  和波导  $B$  之间交界面的散射矩阵. 将介质层  $A$  内的场用 Floquet 模式展开为

$$\mathbf{E}_T^a(\mathbf{r}) = \sum_{lmn} (a_{lmn}^+ e^{i\gamma_{mn}^a z} + a_{lmn}^- e^{-i\gamma_{mn}^a z}) \times \mathbf{R}_{Tlmn}^a(\boldsymbol{\rho}) \quad (z < z_0), \quad (12)$$

$$\mathbf{H}_T^a(\mathbf{r}) = \sum_{lmn} (a_{lmn}^+ e^{i\gamma_{mn}^a z} - a_{lmn}^- e^{-i\gamma_{mn}^a z}) \times \mathbf{T}_{Tlmn}^a(\boldsymbol{\rho}) \quad (z < z_0). \quad (13)$$

将波导内的场展开为波导模式,

$$\mathbf{E}_T^b(\mathbf{r}) = \sum_{vn} (b_{vn}^+ e^{ik_{zn}^b z} + b_{vn}^- e^{-ik_{zn}^b z}) \mathbf{E}_{Tvn}^b(\boldsymbol{\rho})$$

$$(z > z_0), \quad (14)$$

$$\mathbf{H}_T^b(\mathbf{r}) = \sum_{vn} (b_{vn}^+ e^{ik_{zn}^b z} - b_{vn}^- e^{-ik_{zn}^b z}) \mathbf{H}_{Tvn}^b(\boldsymbol{\rho})$$

$$(z > z_0). \quad (15)$$

在界面  $I$  加上边界条件  $z = z_0$ , 确保整个交界面上的切向电场和波导空间  $\Omega$  上的切向磁场均连续, 即有

$$\mathbf{E}_T^a(\boldsymbol{\rho}, z_0) = \begin{cases} \mathbf{E}_T^b(\boldsymbol{\rho}, z_0) & (\boldsymbol{\rho} \in \Omega), \\ 0 & (\boldsymbol{\rho} \in I \setminus \Omega), \end{cases} \quad (16)$$

$$\mathbf{H}_T^a(\boldsymbol{\rho}, z_0) = \mathbf{H}_T^b(\boldsymbol{\rho}, z_0) \quad (\boldsymbol{\rho} \in \Omega). \quad (17)$$

又  $A_{lmn}^\pm(z) = a_{lmn}^\pm e^{\pm i\gamma_{mn}^a z}$ ,  $B_{vn}^\pm(z) = b_{vn}^\pm e^{\pm ik_{zn}^b z}$ . 于是, 得到

$$\sum_{lmn} (A_{lmn}^+(z_0) + A_{lmn}^-(z_0)) \mathbf{R}_{Tlmn}^a(\boldsymbol{\rho})$$

$$= \begin{cases} \sum_{vn} (B_{vn}^+(z_0) + B_{vn}^-(z_0)) \mathbf{E}_{Tvn}^b(\boldsymbol{\rho}) & (\boldsymbol{\rho} \in \Omega), \\ 0 & (\boldsymbol{\rho} \in I \setminus \Omega), \end{cases} \quad (18)$$

$$\sum_{lmn} (A_{lmn}^+(z_0) - A_{lmn}^-(z_0)) \mathbf{T}_{Tlmn}^a(\boldsymbol{\rho})$$

$$= \sum_{vn} (B_{vn}^+(z_0) - B_{vn}^-(z_0)) \mathbf{H}_{Tvn}^b(\boldsymbol{\rho}) \quad (\boldsymbol{\rho} \in \Omega). \quad (19)$$

把 (18) 式与  $\mathbf{T}_{Tl'm'n'}^{a*}$ , (19) 式与  $\mathbf{E}_{Tv'n'}^b$  分别作内积运算, 再积分可得所求散射矩阵

$$\begin{bmatrix} \mathbf{A}^-(z_0) \\ \mathbf{B}^+(z_0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^0 & S_{12}^0 \\ S_{21}^0 & S_{22}^0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{A}^+(z_0) \\ \mathbf{B}^-(z_0) \end{bmatrix}. \quad (20)$$

式中

$$S_{11}^0 = -(\mathbf{R} + \mathbf{G}^t \mathbf{Q}^{*-1} \mathbf{G}^*)^{-1}$$

$$\times (\mathbf{R} - \mathbf{G}^t \mathbf{Q}^{*-1} \mathbf{G}^*),$$

$$S_{12}^0 = 2(\mathbf{R} + \mathbf{G}^t \mathbf{Q}^{*-1} \mathbf{G}^*)^{-1} \mathbf{G}^t,$$

$$S_{21}^0 = 2(\mathbf{Q}^* + \mathbf{G}^* \mathbf{R}^{-1} \mathbf{G}^t)^{-1} \mathbf{G}^*,$$

$$S_{22}^0 = (\mathbf{Q}^* + \mathbf{G}^* \mathbf{R}^{-1} \mathbf{G}^t)^{-1}$$

$$\times (\mathbf{Q}^* - \mathbf{G}^* \mathbf{R}^{-1} \mathbf{G}^t),$$

其中

$$\mathbf{G}_{vn,l'm'n'} = \frac{Y_{l'm'n'}^{a*}}{\eta_0} \int_{\Omega} (\mathbf{E}_{Tvn}^b \cdot \mathbf{R}_{Tl'm'n'}^{a*}) dS,$$

$$\mathbf{Q}_{vn,v'n'} = \frac{Y_{vn}^{b*}}{\eta_0} \delta_{vv'} \delta_{nn'}$$

( $Y$  为导纳矩阵,  $\delta_{vv'} \delta_{nn'} = \int \mathbf{E}_{Tvn}^b(\boldsymbol{\rho}) \times \mathbf{E}_{Tv'n'}^{b*}(\boldsymbol{\rho}) dx dy$ ). 然后, 利用类似的方法可以计算出电磁波在波导  $B$  和介质层  $C$  之间交界面的散射矩阵为

$$\begin{bmatrix} \mathbf{B}^-(z_1) \\ \mathbf{C}^+(z_1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^1 & S_{12}^1 \\ S_{21}^1 & S_{22}^1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{B}^+(z_1) \\ \mathbf{C}^-(z_1) \end{bmatrix}, \quad (21)$$

式中,  $S_{11}^1 = S_{22}^0$ ,  $S_{12}^1 = S_{21}^0$ ,  $S_{21}^1 = S_{12}^0$ ,  $S_{22}^1 = S_{11}^0$ .

求得电磁波在这些区域内及其交界面进行传播的系数矩阵后, 根据级联关系就能得到电磁波在整个模型中进行传播的系数矩阵, 求解此矩阵即可得  $\mathbf{A}^\pm$ ,  $\mathbf{B}^\pm$ ,  $\mathbf{C}^\pm$ ,  $\mathbf{D}^\pm$  等待求系数矩阵的值, 进而得到新 Y 形单元厚屏 FSS 的传输特性.

在上面的讨论中,  $\mathbf{A}^\pm$ ,  $\mathbf{B}^\pm$ ,  $\mathbf{C}^\pm$ ,  $\mathbf{D}^\pm$  是待求系数矩阵;  $\mathbf{R}_{Tlmn}$ ,  $\mathbf{T}_{Tlmn}$  分别是空气与异向介质层界面的反射系数和透射系数, 均为 Floquet 模矢量形式,  $\mathbf{R}_{Tl'm'n'}^*$ ,  $\mathbf{T}_{Tl'm'n'}^*$  和  $\mathbf{R}$ ,  $\mathbf{T}$  分别是它们的共轭复数形式和简写形式, 上标  $a, b, c, d$  表示分别表示不同的区域, 下标  $l = 1$  时, 为 TE-Floquet 模,  $l = 2$  时, 为 TM-Floquet 模, 下标  $m = n = 0$  时, 为 Floquet 主模,  $m, n$  任一个不为 0 时, 为 Floquet 高次模;  $\mathbf{E}_{Tvn}$ ,  $\mathbf{H}_{Tvn}$  分别代表波导模式的电场和磁场,  $\mathbf{E}_{Tvn}^*$ ,  $\mathbf{H}_{Tvn}^*$  和  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  分别是它们的共轭复数形式和简写形式, 上标  $a, b, c, d$  表示分别表示不同的区域, 下标  $v = 0$  时, 为 TEM 极化波,  $v = 1$  时, 为 TE 极化波,  $v = 2$  时, 为 TM 极化波,  $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$ ;  $k$  是入射平面电磁波传播常数;  $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{x}x + \mathbf{y}y$ ;  $\mathbf{r} = \mathbf{x}x + \mathbf{y}y + \mathbf{z}z$ ;  $\gamma$  为 Floquet 模传播常数;  $\eta_0$  为真空中的波阻抗.

### 3 数值仿真

为了研究新 Y 形单元厚屏 FSS 的传输特性, 设计了如图 1 所示的单元结构. 其中单元间距  $D = 10.29$  mm, 臂长  $L = 3.46$  mm, 臂宽  $w = 1.80$  mm, 缝宽  $d = 0.74$  mm; 加载金属铜的厚度  $n$  为无限薄, 加载介质 2 的厚度  $m = 0.50$  mm, 为了满足厚屏条件, 厚屏铝板的厚度  $s = 1.5$  mm.

#### 3.1 新 Y 形单元厚屏 FSS 在 TE 极化波入射时的角度稳定性

以下分别研究 TE 极化波在不同入射角下正方形和正三角形排列的新 Y 形单元厚屏 FSS 的传输特性. TE 极化波入射角  $\theta$  依次取  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ . 通过

仿真分别得到如图 3 和图 4 所示的结果, 对比数据如表 1 所示.

表 1 不同排列方式的新 Y 形单元厚屏 FSS 在 TE 波入射角度不同情况下的传输特性

排列方式	$\theta/(\circ)$	$f_0/\text{GHz}$	$W/\text{GHz}$	$T/\text{dB}$
正三角形	0	14.14	0.98	-0.24
	30	14.00	0.84	-0.23
	60	14.00	0.42	-0.54
正方形	0	14.28	0.98	-0.20
	30	14.28	0.80	-0.27
	60	14.14	0.42	-0.71

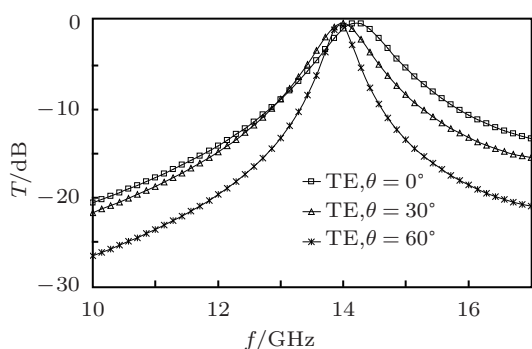


图 3 TE 极化波在不同入射角下正三角形排列的新 Y 形单元厚屏 FSS 的传输特性

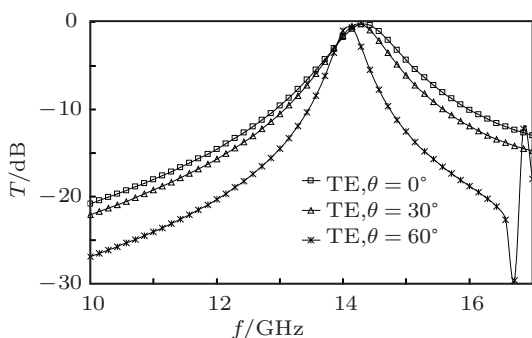


图 4 TE 极化波在不同入射角下正方形排列的新 Y 形单元厚屏 FSS 的传输特性

正三角形排列, 当  $\theta$  由  $0^\circ$  增加到  $30^\circ$  时, 中心频率  $f_0$  向低频漂移 0.14 GHz,  $-3$  dB 处带宽  $W$  减少 0.14 GHz, 透过率  $T$  增加 0.01 dB; 当  $\theta$  由  $0^\circ$  增加到  $60^\circ$  时,  $f_0$  向低频漂移 0.14 GHz,  $W$  减少 0.56 GHz,  $T$  减小 0.30 dB. 正方形排列,  $\theta$  由  $0^\circ$  增加到  $30^\circ$  时,  $f_0$  不发生漂移,  $W$  减少 0.18 GHz,  $T$  减小 0.07 dB; 当  $\theta$  由  $0^\circ$  增加到  $60^\circ$  时,  $f_0$  向低频漂移 0.14 GHz,  $W$  减少 0.56 GHz,  $T$  减小 0.51 dB. 由此可知, TE 极化波以不同角度入射时, 正方形排列、正三角形排列的新 Y 形单元厚屏 FSS 具有相

同的变化趋势: 中心频率随着入射角度的增加而略向低频漂移, 角度稳定性较好; 带宽和中心频率透过率随着入射角度增加而降低, 两者的中心频率都有较好的透过率. 产生这一现象是因为 Y 形单元能够获得一致插入相位, 且排布得较为紧密, 可以延迟栅瓣的产生; 在孔径内放置一个贴片单元, 导体间的距离变小, 电容增加, 在较低频率处就能产生很强的谐振, 只出现少量的失配损耗, 对称加载还可消除交叉极化的损耗问题; 可以通过适当调整孔径与贴片混合单元的位置使层间耦合达到最大, 从而对电磁波入射角的变化不敏感, 频率偏移量少.

### 3.2 新 Y 形单元厚屏 FSS 在 TM 极化波入射时的角度稳定性

以下分别研究 TM 极化波入射角变化对新 Y 形单元厚屏 FSS 以正三角形排列和正方形排列时的传输特性. TM 极化波入射角  $\theta$  依次取  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ . 通过仿真得到图 5 和图 6 所示的结果, 对比数据如表 2 所示.

表 2 不同排列方式的新 Y 形单元厚屏 FSS 在 TM 波入射角度不同情况下的传输特性

排列方式	$\theta/(\circ)$	$f_0/\text{GHz}$	$W/\text{GHz}$	$T/\text{dB}$
正三角形	0	14.28	0.97	-0.23
	30	14.15	1.05	-0.17
	60	14.42	1.58	-0.10
正方形	0	14.15	0.99	-0.24
	30	14.00	1.05	-0.15
	60	14.00	1.39	-0.12

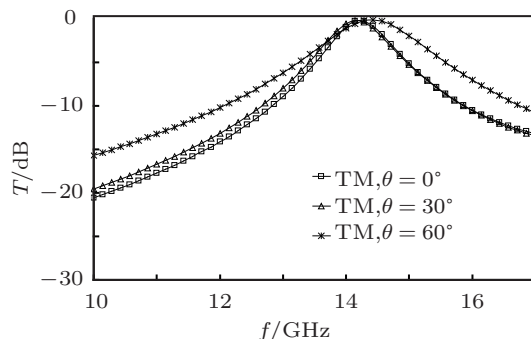


图 5 TM 极化波在不同入射角下正三角形排列的新 Y 形单元厚屏 FSS 的传输特性

正三角形排列, 当  $\theta$  由  $0^\circ$  增加到  $30^\circ$  时,  $f_0$  向低频漂移 0.13 GHz,  $W$  增加 0.08 GHz,  $T$  增加 0.06 dB; 当  $\theta$  由  $0^\circ$  增加到  $60^\circ$  时,  $f_0$  向高频漂移 0.14 GHz,  $W$  增加 0.61 GHz,  $T$  增加 0.13 dB.

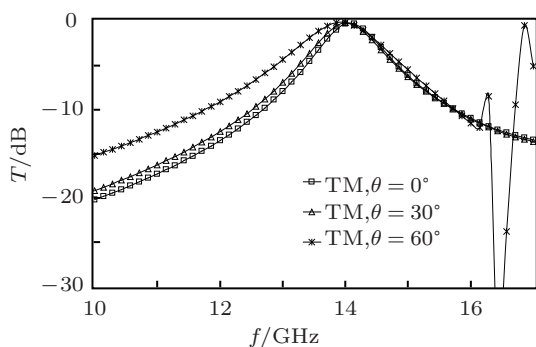


图6 TM极化波在不同入射角下正方形排列的新Y形单元厚屏FSS的传输特性

正方形排列,  $\theta$  由  $0^\circ$  增加到  $30^\circ$  时,  $f_0$  向低频漂移 0.15 GHz,  $W$  增加 0.06 GHz,  $T$  增加 0.09 dB; 当  $\theta$  由  $0^\circ$  增加到  $60^\circ$  时,  $f_0$  向低频漂移 0.15 GHz,  $W$  增加 0.40 GHz,  $T$  增加 0.12 dB. 由此可知, TM极化波以不同角度入射时, 正方形排列、正三角形排列的新Y形单元厚屏FSS的带宽及中心频率透过率具有相同的变化趋势: 带宽随入射角度的增加而增加; 中心频率透过率随入射角度的增加而增加. 两者都有较好的角度稳定性和中心频率透过率, 但正方形排列与正三角形排列相比具有更好的角度

稳定性. 产生这一现象的物理机理与 3.1 中的讨论相同.

## 4 结论

入射角度的稳定性和大角度入射时的极化稳定性一直是 FSS 在曲面雷达天线罩上实际工程应用的瓶颈. 本文设计了一种新 Y 形单元厚屏 FSS, 用模式匹配法分析了它的传输特性, 并进行了数值仿真. 仿真结果表明: 新 Y 形单元厚屏 FSS 的两种排列方式都具有很好的传输特性, 在不同极化方式下, 入射角度为  $0^\circ$ — $60^\circ$  时, 中心频率漂移量仅为 0.14—0.27 GHz; 当极化不同时, 以  $60^\circ$  大角度入射, 正方形和正三角形排列的中心频率漂移量分别为 0.14 GHz 和 0.42 GHz. 新 Y 形单元厚屏 FSS 具有较好角度稳定性和大角度入射时的极化稳定性, 尤其采用正方形排列时, 角度稳定性和极化稳定性更佳. 这为 FSS 在曲面雷达天线罩工程上的应用提供了一种有价值的借鉴.

感谢孙静蕊的讨论.

- [1] Munk B A 2000 *Frequency Selective Surfaces Theory and Design* (New York: Wiley) p28  
 [2] Björn W, Sören P, Anders K 2000 *J. Electromagnet. Wave. Appl.* **14** 1303  
 [3] Fang C Y, Zhang S R, Lu J, Wang J B, Sun L C 2010 *Optics and*

- Precision Engineering* **18** 1278 (in Chinese) [方春易, 张树仁, 卢俊, 汪剑波, 孙连春 2010 光学精密工程 **18** 1278]  
 [4] Fang C Y, Zhang S R, Lu J, Wang J B, Sun L C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5023 (in Chinese) [方春易, 张树仁, 卢俊, 汪剑波, 孙连春 2010 物理学报 **59** 5023]

# A novel Y element thick-screen frequency selective surfaces with stable performance

Tang Guang-Ming<sup>†</sup> Miao Jun-Gang Dong Jin-Ming Hu Xiao-Qing

(School of Electronic and Information Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

(Received 13 August 2011; revised manuscript received 1 November 2011)

## Abstract

Thick frequency selective surface has potential applications in the stealth curved streamlined radomes because it has advantages in broadening bandwidth and overcoming multi-layer FSS shortcoming of complex structure and low transmittance of central frequency due to the cascade. However, there are a drift of central frequency in a wide range of incident angle and an unsteadiness of polarization at big incident angle. To solve the problem, in this paper we provide a novel Y element thick FSS. The structure is analyzed using mode matching method. The bandwidth, the central frequency and its transmittance of the structure are investigated when some parameters including the incidence angle of TE and TM waves and the polarization at big incident angle are changed. The novel Y element thick FSS has better transmission properties with polarization independence and incident angle independence. The novel structure provides a valuable reference for the application in stealth curved streamlined radomes.

**Keywords:** thick-screen frequency selective surface, mode matching method, incident angles independence, polarization independence

**PACS:** 84.40.-x

---

<sup>†</sup> E-mail: gmt971@ee.buaa.edu.cn