

单脊波导脊边菱形缝隙天线的研究

李春萌^{1*}, 陈小强^{1,2}, 王英^{1,2}

¹兰州交通大学自动化与电气工程学院, 甘肃 兰州 730070;

²光电技术与智能控制教育部重点实验室, 甘肃 兰州 730070

摘要 针对传统矩形波导窄边斜缝天线交叉极化电平高的问题,设计了一种高辐射效率的单脊波导脊边菱形缝隙天线。采用理论分析与电磁仿真相结合的方法研究了波导窄边与宽边比、脊深与波导窄边比、脊边宽与波导宽边比、波导宽边对缝隙谐振的影响。结果表明,波导窄边与宽边比、脊深与波导窄边比发生变化时均会使谐振切深发生相反变化、谐振电导发生相同变化;波导宽边发生变化时会使谐振切深、谐振电导发生相反变化;脊边宽与波导宽边比发生变化时会使谐振切深、谐振电导发生相同变化。根据波导几何参数对缝隙谐振的影响规律优化波导的几何参数,设计了一种 16 元单脊波导脊边缝隙线阵。缝隙采用菱形排列方式降低交叉极化电平,增益为 18.02 dB,副瓣电平低于-19.64 dB,交叉极化电平低于-46.51 dB。与传统矩形波导窄边缝隙天线相比,该天线具有质量轻、交叉极化电平低的优点。

关键词 光学器件; 单脊波导; 缝隙天线; 缝隙谐振; 低交叉极化

中图分类号 TN823

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.0523001

Study on Rhombic Slot Antenna at Ridge Edge of Single Ridge Waveguide

Li Chunmeng^{1*}, Chen Xiaoqiang^{1,2}, Wang Ying^{1,2}

¹School of Automation & Electrical Engineering, Lanzhou Jiaotong University,
Lanzhou, Gansu 730070, China;

²Key Laboratory of Opto-Technology and Intelligent Control, Ministry of Education,
Lanzhou, Gansu 730070, China

Abstract Aiming at the problem of high cross polarization level of traditional rectangular waveguide narrow edge inclined slot antenna, a rhombic slot antenna at ridge edge of single ridge waveguide with high radiation efficiency is designed in this paper. The effects of the ratio of waveguide narrow side to the wide side, the ratio of ridge depth to the waveguide narrow side, the ratio of ridge edge width to waveguide wide side, and the width side of the waveguide on the slot resonance are studied by the method of theoretical analysis and electromagnetic simulation. The results show that when the ratio of the narrow side to the wide side of the waveguide and the ratio of the ridge depth to the narrow side of the waveguide changes, the resonant cutting depth change in the opposite direction, and the resonance conductance change in the same direction; when the ratio of the wide side of the waveguide changes, the resonant cutting depth and the resonant conductance change in the opposite direction; when the ratio of the ridge edge width to the wide side of the waveguide changes, the resonant cutting depth and the resonant conductance change in the same direction. According to the influence law of waveguide geometric parameters on slot resonance, the optimal waveguide

收稿日期: 2020-06-16; 修回日期: 2020-07-14; 录用日期: 2020-07-27

基金项目: 国家自然科学基金(51767013,51867012)、甘肃省科技厅自然科学基金(18JR3RA111)、甘肃省教育厅自然科学基金(2019B-049)

*E-mail: 2016248013@qq.com

geometric parameters are selected, and a 16 element single ridge waveguide ridge edge slot array is designed. The slot is arranged in rhombic shape to reduce the cross polarization level. The gain is 18.02 dB, the side lobe level is lower than -19.64 dB, and the cross polarization level is lower than -46.51 dB. Compared with the traditional rectangular waveguide narrow edge slot antenna, the antenna has the advantages of light weight, low cross polarization level.

Key words optical devices; single ridge waveguide; slot antenna; slot resonance; low cross polarization

OCIS codes 230.7370; 280.5600; 350.5610; 310.5448

1 引言

现代雷达和通信系统具有传输损耗低、抗干扰能力强、传输容量大等特性^[1],波导因具有传输效率高、损耗低的优点被广泛应用于雷达和通信系统^[2-3]。在矩形波导窄边开设与电流分量有一定角度倾斜的缝隙,从而切割电流,使缝隙得到激励向外辐射能量。缝隙倾斜会产生影响主极化场辐射的垂直分量,缝隙倾角倒置使部分电场的垂直分量相互抵消。由于各缝隙倾角存在差异,倾角倒置不足以完全抑制交叉极化,导致交叉极化电平较高。传统抑制交叉极化的方法有四种^[4]:第一种是在两排缝隙波导间安装扼流槽;第二种是在缝隙前方安装平行栅网;第三种是直接在线阵上加装平行隔板;第四种是在缝隙线阵组成面阵时,将相邻波导缝隙相互倒置。抑制装置不仅会增加天线质量,还会影响主极化场的辐射,因此,人们提出了一些新型抑制交叉极化的方法。2005年,Wang等^[5]提出了一种由波导内膜片激励的窄边非倾斜缝隙,16元波导窄边非倾斜缝隙线阵可实现低于 -39 dB的交叉极化电平,相比常规倾斜缝隙线阵(交叉极化电平高达 -14 dB),降低了25 dB。2011年,史永康等^[6]通过调整天线与地板的间距抑制交叉极化,实现了低于 -24 dB的交叉极化电平。2014年,陈晓鹏等^[7]采用在波导外壁开非倾斜缝隙、在波导内壁开倾斜缝隙的方法抑制交叉极化,可实现低于 -24.6 dB的交叉极化电平。2019年,Lu等^[8]在脊波导上开设V型槽,实现了低于 -43 dB的交叉极化电平。2020年,Yin等^[9]在单脊蛇形波导侧腔上开设双斜缝,实现了低于 -45 dB的交叉极化电平。

与矩形波导窄边的电流分布一致,单脊波导脊边只有横向电流分量,在脊边开设倾斜缝隙可达到向外辐射能量的目的。单脊波导关于脊中心对称,在两个脊边开对称倾斜缝隙,其电场垂直分量可相互抵消;同一脊边缝隙呈倒八字形排列,电场垂直分量再次相互抵消,缝隙的菱形排列方式可使各缝隙电场的垂直分量相互抵消,不

仅可以降低交叉极化电平,还不会影响主极化场的辐射。

本文通过理论分析和电磁仿真研究了波导结构几何参数对脊边斜缝谐振的影响,为合理选取波导参数提供了理论依据;并基于阵列天线分布理论和传输线理论,设计了16元单脊波导脊边斜缝线阵,可实现低于 -46.51 dB的交叉极化电平。

2 理论分析

单脊波导是将矩形波导的宽边向内凸起一个脊,相当于增加了宽边的尺寸,1962年,Getsinger^[10]提出一种在截止频率上求解单脊波导场分布的方法。由于单脊波导关于脊中心对称,只对二分一波导横截面进行了研究。如图1所示,其中, t 为单脊波导的壁厚。将左半截面区域分为两个区域,假设I区既传播TEM波,又传播高次TM波,II区只传播TEM波,在I区和II区的交界面上进行电场匹配,确定 TE_{10} 模的幅值系数,进而得到单脊波导的电场分布,可表示为

$$\begin{cases} E_y = E_0 \cos k_c(a/2 - x) \\ H_x = -E_0 \frac{k_z}{\eta k} \cos k_c(a/2 - x) \\ H_z = jE_0 \frac{k_c}{\eta k} \sin k_c(a/2 - x) \\ E_x = E_z = H_y = 0 \end{cases}, l_1 < x < l_2, \quad (1)$$

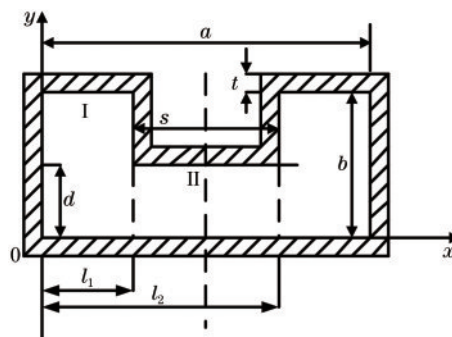


图1 单脊波导横截面示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the cross section of the single ridge waveguide

$$\left\{ \begin{aligned} E_x &= E_0 \left[\sum_{m=1}^{\infty} \frac{2b(\gamma_m^2 + k_c^2)}{(\pi m)^2 \gamma_m \sinh k_{mx} l_1} \cos \frac{k_c s}{2} \sin \frac{m\pi d}{b} (\cosh \gamma_m x) \sin \frac{m\pi y}{b} \right] \\ E_y &= E_0 \left[\frac{d \cos k_c s / 2}{b \sin k_c l_1} (\sin k_c x) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2}{m\pi} \frac{\cos k_c s / 2}{\sinh \gamma_m l_1} \sin \frac{m\pi d}{b} (\sinh \gamma_m x) \cos \frac{m\pi y}{b} \right] \\ H_x &= -E_0 \frac{k_z}{\eta k} \left[\frac{d \cos k_c s / 2}{b \sin k_c l_1} (\sin k_c x) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2}{m\pi} \frac{\cos k_c s / 2}{\sinh \gamma_m l_1} \sin \frac{m\pi d}{b} (\sin \gamma_m x) \cos \frac{m\pi y}{b} \right], 0 < x < l_1, \quad (2) \\ H_y &= E_0 \frac{k_z}{\eta k} \left[\sum_{m=1}^{\infty} \frac{2b(\gamma_m^2 + k_c^2)}{(\pi m)^2 \gamma_m (\sinh k_{mx} l_1)} \cos \frac{k_c s}{2} \sin \frac{m\pi d}{b} (\cosh \gamma_m x) \sin \frac{m\pi y}{b} \right] \\ H_z &= jE_0 \frac{k_c}{\eta k} (\cos k_c s / 2) \left[\frac{d \cos k_c x}{b \sin k_c l_1} - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2k_c \sin m\pi d / b}{m\pi \gamma_m \sinh \gamma_m l_1} (\cos \gamma_m x) \cos \frac{m\pi y}{b} \right] \\ E_z &= 0 \end{aligned} \right.$$

式中, x 为波导横截面的水平方向, y 为波导横截面的垂直方向, z 为波导的轴线方向, E_x, E_y, E_z 分别为电场强度沿 x, y, z 轴的分量, H_x, H_y, H_z 分别为磁场强度沿 x, y, z 轴的分量, k 为波数, η 为自由空间阻抗, k_z 为传播波数, k_c 为截止波数, a 为波导宽边, b 为波导窄边, s 为波导脊宽, d 为波导脊高, $l_1 = (a - s) / 2$, $l_2 = a - l_1$, E_0 为波导脊中心的电场, γ_m 为第 m 次模传播常数, k_{mx} 为第 m 次模在 x 方向上的波数。

可以发现, 在 $d < y < b$ 的加脊区域内, y 越接近 b , H_y 分量越小, 此时在加脊区域内, 脊的存在阻断了磁场在 x 方向的传播, 两个脊边只有 H_z 分量, 得到脊边的电流分布为

$$\left\{ \begin{aligned} \mathbf{n} &= -\mathbf{e}_y \\ H_t &= \mathbf{e}_z H_z \\ \mathbf{J} &= \mathbf{n} \times H_t = \mathbf{e}_x H_z \end{aligned} \right., 0 < x < l_1, \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \mathbf{n} &= -\mathbf{e}_y \\ H_t &= -\mathbf{e}_z H_z \\ \mathbf{J} &= \mathbf{n} \times H_t = -\mathbf{e}_x H_z \end{aligned} \right., l_1 < x < l_2, \quad (4)$$

式中, \mathbf{n} 为波导内壁的法向单位矢量, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ 分别为 x, y, z 轴的单位矢量, H_t 为波导表面附近的切向磁场, \mathbf{J} 为波导内壁的表面电流密度。可以发现, 单脊波导脊边电流只有沿 x 方向的横向分量。矩形波导窄边和单脊波导脊边的电流分布相同, 如图 2、图 3

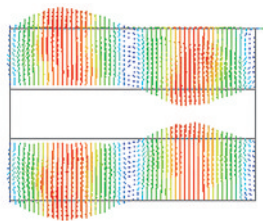


图 2 单脊波导的脊边电流分布

Fig. 2 Ridge edge current distribution of the single ridge waveguide

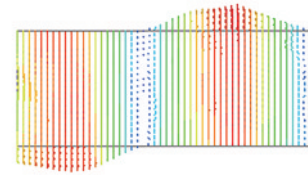


图 3 矩形波导的窄边电流分布

Fig. 3 Current distribution on the narrow side of the rectangular waveguide

所示。因此, 在脊边开设斜缝可以辐射电磁能量。缝隙呈菱形排列, 如图 4 所示, 可使电场垂直分量 E_v 相互抵消, 交叉极化电平降低, 水平分量 E_h 相互叠加, 电磁辐射能量增加。

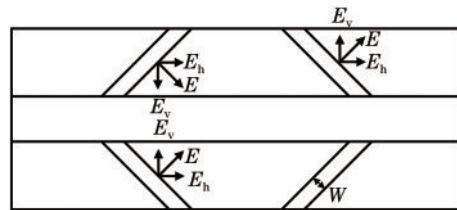


图 4 脊边双缝的原理图

Fig. 4 Schematic diagram of the double slot at ridge edge

3 波导缝隙参数对谐振的影响

3.1 波导缝隙理论

波导开缝前是均匀的, 可等效为传输线。波导开缝后会导导致波导负载发生变化, 根据波导缝隙处的电流和电场变化, 可将缝隙等效成传输线并联导纳或串联阻抗。缝隙受到入射波激励, 在波导的内、外空间产生散射波, 在波导内反向传播的散射波形成反射波, 前向传播的散射波与入射波叠加形成传输波。可由前向和后向散射波的场强以及功率方程得到波导缝隙的等效导纳或电抗^[11]。以波

导宽壁单个半波谐振纵缝为例进行详细说明。

缝隙处的波导功率方程为

$$\frac{\omega\mu_0\gamma ab}{4(\pi/a)^2} \left[|A_{10}|^2 - |B_{10}|^2 - |A_{10} + C_{10}|^2 \right] = \frac{1}{2} |U_M|^2 G_{\Sigma s}, \quad (5)$$

式中,左边第一、二、三项分别为入射波、反射波、传输波的功率,右边为缝隙辐射功率。 $G_{\Sigma s}$ 为缝隙总辐射电导, U_M 为缝隙波腹电压, $U_M = \omega E_{dt}$, ω 为缝隙宽度, E_{dt} 为缝隙电场的切向分量, ω 为角频率, μ_0 为磁导率, γ 为传播常数, A_{10} 为入射波的复幅值, B_{10} 和 C_{10} 为反射波的复幅值,可表示为

$$|B_{10}| = |C_{10}| = \frac{2U_M k}{j\omega\mu_0\gamma ab} \cos\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\gamma}{k}\right) \sin\left(\frac{\pi x_1}{a}\right), \quad (6)$$

式中, x_1 为缝隙偏置。缝隙辐射电导可表示为

$$G_{\Sigma s} \approx \frac{73.1}{2(60\pi)^2} \quad (7)$$

由等效电路理论可知,半波谐振缝隙处的反射系数 S_{11} 与归一化等效电导 g 的关系为

$$S_{11} = \frac{B_{10}}{A_{10}} = -\frac{g}{2+g} \quad (8)$$

将(6)式~(8)式代入(5)式,得到波导宽壁半波谐振纵缝的归一化等效电导为

$$g = 2.09 \frac{a\lambda_g}{b\lambda} \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{\lambda_g}\right) \sin^2\left(\frac{\pi x_1}{a}\right), \quad (9)$$

式中, λ 为工作波长, λ_g 为波导波长。同理得到波导窄壁半波谐振斜缝的归一化等效电导为

$$g' = \frac{30}{73.1\pi} \left(\frac{\lambda_g}{\lambda}\right) \frac{\lambda^4}{a^3 b} \left[\frac{\sin\theta \cos\left(\frac{\pi\lambda}{2\lambda_g} \sin\theta\right)}{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_g} \sin\theta\right)^2} \right]^2, \quad (10)$$

式中, θ 为缝隙倾角。由(9)式和(10)式可知,波导缝隙谐振电导与波导结构的几何参数有关。上述分析中,假设谐振长度为半个波长、缝隙长宽比远大于1、波导壁厚 l 近似为0,忽略了缝隙宽度、波导壁厚的影响,而实际谐振电导和谐振长度与缝隙宽度 w 、波导壁厚有关。文献[12]研究了不同缝隙宽度、波导壁厚条件下缝隙归一化等效电导和谐振长度特性,结果表明:1)缝隙较窄时,不同缝隙宽度下的谐振长度变化不大,缝隙较宽时,谐振长度变化较大;2)谐振长度随波导壁厚的减小而减小;3)缝隙宽度的变化对电导的影响较小;4)电导随波导壁厚的减小而减小。由(8)式得到归一化的等效电导为

$$g = \frac{-2B_{10}}{A_{10} + B_{10}} \quad (11)$$

由(11)式可知,已知 B_{10}/A_{10} 即可求得归一化等效电导。在波导内缝隙引起的后向散射为 B_{10}/A_{10} 即反射系数 S_{11} ,可将(11)式表示为

$$g = \frac{-2S_{11}}{1 + S_{11}} \quad (12)$$

(12)式适用于波导两端都为端口的情况,对于波导一端为端口、一端短路的情况,短路端与缝隙的距离为 $\lambda_g/4$,缝隙间距为 $\lambda_g/2$,根据微波传输线理论可知,归一化导纳 Y 与反射系数 S_{11} 的关系为^[13]

$$Y = \frac{1 - S_{11}}{1 + S_{11}} \quad (13)$$

当反射系数 S_{11} 的虚部为零时,缝隙处于谐振状态,对于 N 元缝隙线阵,每个缝隙的谐振电导为

$$g = \frac{1 - S_{11}}{N(1 + S_{11})}, \quad (14)$$

电压驻波比 $VSWR(X_{VSWR})$ 与反射系数 S_{11} 的关系为

$$X_{VSWR} = \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} \quad (15)$$

联立(14)式和(15)式,得到

$$g = \frac{1}{NX_{VSWR}} \quad (16)$$

可以发现, $VSWR$ 越小,谐振电导越大。不考虑缝隙宽度、波导壁厚对谐振长度的影响时,矩形波导窄壁的斜缝谐振长度为^[14]

$$l = \frac{b}{\cos\theta} + 2\delta, \quad (17)$$

式中, δ 为切深。在矩形波导窄边开设斜缝时,由于波导窄边尺寸较小,缝隙一般延伸到波导宽边形成切深。由(17)式可知,不考虑波导壁厚、缝隙宽度对谐振长度的影响时,谐振长度与缝隙倾角、波导窄边尺寸、切深有关。在单脊波导脊边开设斜缝时,由于脊边尺寸小,缝隙需要延伸到波导宽边和脊深边,如果出现脊深小于谐振切深的情况,缝隙无法达到谐振状态,这也证明了缝隙谐振长度不仅与缝隙倾角、脊边宽度、切深、脊深有关,也与缝隙宽度、波导壁厚有关。

单脊波导是由矩形波导变形而来,但传输特性比矩形波导更好,其场分布与矩形波导 TE_{10} 模式下的场分布基本一致。在单脊波导脊边开设斜缝时,可将缝隙等效为并联导纳。由波导缝隙理论可知,脊边斜缝归一化等效电导与波导结构几何参数、缝隙宽度、缝隙倾角、缝隙间距、缝隙谐振长度有关。在高频结构仿真器(HFSS)中建立8元脊边斜缝线

阵模型分析波导结构几何参数、缝隙宽度对脊边斜缝谐振电导、谐振长度的影响。缝隙线阵的工作频率为 9.375 GHz, 固定缝隙倾角 $\theta=28^\circ$ 时, 波导结构几何参数、缝隙宽度变化引起的谐振长度变化体现为谐振切深的变化。在不同波导结构几何参数对应的线阵模型中, 以(16)式为目标函数, 利用 HFSS 参数扫描功能对缝隙切深进行优化, 优化曲线最大值对应的切深即为谐振切深。将切深值设为谐振切深, 在 9.175~9.575 GHz 频率范围内对缝隙线阵进行频率扫描得到 VSWR 随频率变化的曲线图, 在 9.375 GHz 工作频率处缝隙发生谐振, VSWR 取得最小值, 此时的电导为谐振电导。

3.2 单脊波导缝隙参数对谐振的影响

3.2.1 单脊波导理论

单脊波导的波长 λ_g 可表示为

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_c)^2}}, \quad (18)$$

式中, λ_c 为截止波长。通常用横向谐振法对单脊波导截止波长进行分析计算^[15], 令 $x_2 = d/b$, 则单脊波导的单位长度电容为

$$C_d = \frac{\epsilon}{\pi} \left[\frac{x_2^2 + 1}{x_2} \operatorname{arccos} h \left(\frac{1 + x_2^2}{1 - x_2^2} - 2 \ln \frac{4x_2}{1 - x_2^2} \right) \right], \quad (19)$$

单位长度的等效电感为

$$L = \frac{\mu(a-s)}{2} b, \quad (20)$$

截止频率和截止波长为

$$f_c = \frac{1}{\pi \sqrt{\mu \epsilon} \sqrt{\left(\frac{s}{d} + \frac{2C_d}{\epsilon} \right) (a-s) b}}, \quad (21)$$

$$\lambda_c = \pi \sqrt{\left(\frac{s}{d} + \frac{2C_d}{\epsilon} \right) (a-s) b}, \quad (22)$$

式中, μ 为脊波导介质的磁导率, ϵ 为脊波导介质的介电常数。

3.2.2 缝隙宽度对谐振的影响

假设 $b/a=0.5, s/a=0.3$, 脊深 $e=b-d, e/b=0.4, a=22 \text{ mm}$, 根据(22)式和(18)式分别得到 λ_c 和 λ_g , 在 HFSS 中建立 8 元谐振式缝隙线阵, w 从 1.6 mm 变化到 2.4 mm (间隔为 0.2 mm), 不同缝隙宽度 w 对应 VSWR 随频率 f 的变化曲线如图 5 所示, 不同缝隙宽度与谐振切深的关系如图 6 所示。

从图 5 可以发现, w 在 1.6~2.4 mm 内变化时, 9.375 GHz 工作频率处的 VSWR 变化较小, 即缝隙

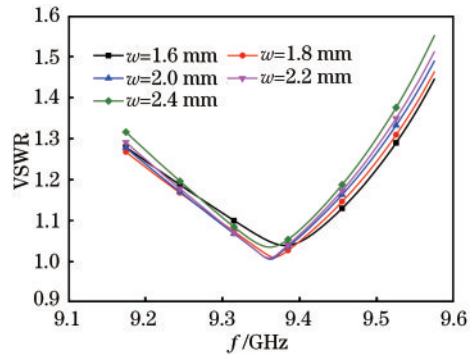


图 5 不同缝隙宽度对应的 VSWR

Fig. 5 VSWR corresponding to different slot width

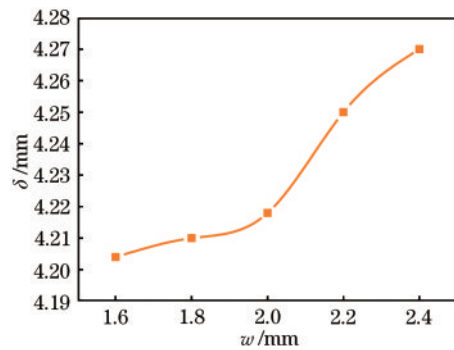


图 6 不同缝隙宽度对应的谐振切深

Fig. 6 Resonant cutting depth corresponding to different slot width

宽度对谐振电导的影响较小。当 $w=2.0 \text{ mm}$ 时, VSWR 取得最小值, 谐振电导取得最大值。从图 6 可知, δ 随 w 的增大逐渐增大, 其变化范围为 4.20~4.28 mm。当 $w < 2.0 \text{ mm}$ 时, 谐振切深 δ 的变化较小; 当 $w > 2.0 \text{ mm}$ 时, 谐振切深 δ 的变化较大, 即缝隙宽度较小时对谐振切深的影响较小, 缝隙宽度较大时对谐振切深的影响较大, 这与文献[12]的研究结论相同。为了使线阵 VSWR 尽可能小, 选取缝隙宽度 $w=2.0 \text{ mm}$ 。

3.2.3 波导壁厚对谐振的影响

波导壁厚变化对电磁波在波导中的传输影响较小^[16], 但对缝隙谐振切深的影响较大。假设 $w=2 \text{ mm}, b/a=0.5, s/a=0.3, e/b=0.4, a=22 \text{ mm}$, 根据(22)式和(18)式分别求得 λ_c 和 λ_g , 波导壁厚 t 从 0.8 mm 变化到 1.2 mm (间隔为 0.1 mm) 时, 在 HFSS 中建立 5 个不同壁厚的 8 元谐振式缝隙线阵, 不同壁厚 t 对应的 VSWR 随频率的变化曲线如图 7 所示, 不同壁厚与切深的关系如图 8 所示。

从图 7 可以发现, t 在 0.8~1.2 mm 范围内变化时, 9.375 GHz 工作频率处的 VSWR 变化较大, 即

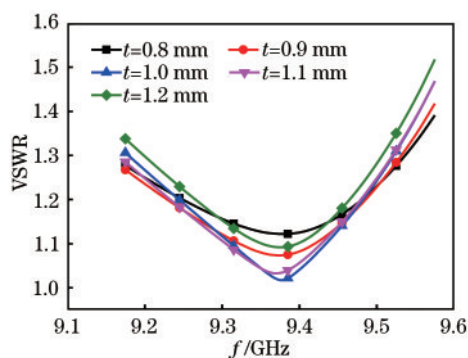


图 7 不同壁厚对应的 VSWR

Fig. 7 VSWR corresponding to different wall thickness

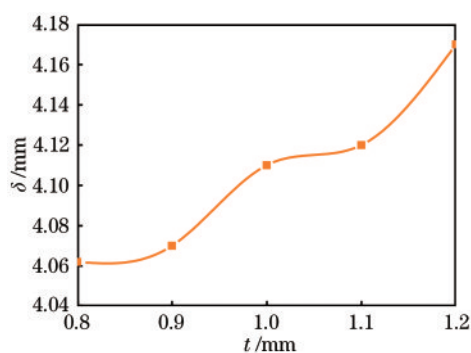


图 8 不同壁厚对应的谐振切深

Fig. 8 Resonant cutting depth corresponding to different wall thickness

波导壁厚对谐振电导的影响较大。当 $t=1.0$ mm 时, VSWR 取得最小值, 谐振电导取得最大值。从图 8 可以发现, δ 随 t 的增大逐渐增大, 变化范围为 4.06~4.17 mm, 即波导壁厚对谐振切深的影响较大, 这与文献[12]中的研究结论相同。为使线阵 VSWR 尽可能小, 选取 $t=1.0$ mm。

3.2.4 波导窄边与宽边比对谐振的影响

假设 $s/a=0.3$, $e/b=0.4$, $w=2$ mm, $t=1$ mm, $a=22$ mm, b/a 从 0.50 变化到 0.66 (间隔为 0.04) 时, 根据(22)式和(18)式分别求得不同 b/a 对应的 λ_c 和 λ_g , 在 HFSS 中建立 5 个不同 b/a 对应的 8 元谐振式缝隙线阵, 不同 b/a 对应的 VSWR 随频率的变化曲线如图 9 所示, 不同 b/a 与谐振切深的关系如图 10 所示。

从图 9 可以发现, b/a 在 0.50~0.66 范围内变化时, 9.375 GHz 工作频率处的 VSWR 逐渐增大, 即缝隙谐振电导随波导窄边与宽边比的增大逐渐减小, 波导窄边与宽边比的变化对谐振电导的影响较大。从图 10 可以发现, 随着 b/a 的增大, δ 的变化范围为 4.18~4.43 mm。当 $b/a=0.58$ 时, 谐振切

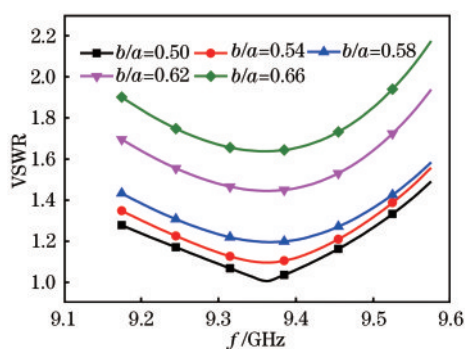


图 9 不同 b/a 及对应的 VSWR

Fig. 9 VSWR corresponding to different b/a

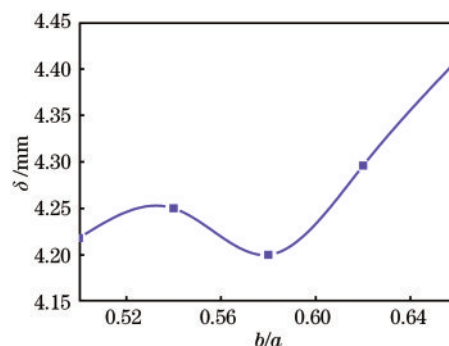


图 10 不同 b/a 对应的谐振切深深度

Fig. 10 Resonance cutting depth corresponding to different b/a

深取得最小值; 当 $b/a > 0.58$ 时, 谐振切深 δ 的变化较大。为使线阵 VSWR 尽可能小, 取 $b/a=0.5$ 。

3.2.5 脊宽与波导宽边比对谐振的影响

假设 $e/b=0.4$, $b/a=0.5$, $w=2$ mm, $t=1$ mm, $a=22$ mm, s/a 从 0.27 变化到 0.31 (间隔为 0.01) 时, 根据(22)式和(18)式求得不同 s/a 对应的 λ_c 和 λ_g , 在 HFSS 中建立 5 个不同 s/a 对应的 8 元谐振式缝隙线阵进行仿真分析, 不同 s/a 对应的 VSWR 随频率的变化曲线如图 11 所示, 不同 s/a 与谐振切深的关系如图 12 所示。

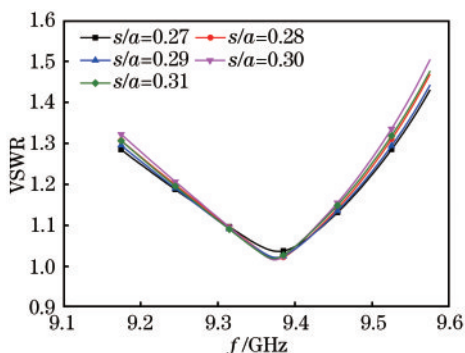


图 11 不同 s/a 对应的 VSWR

Fig. 11 VSWR corresponding to different s/a

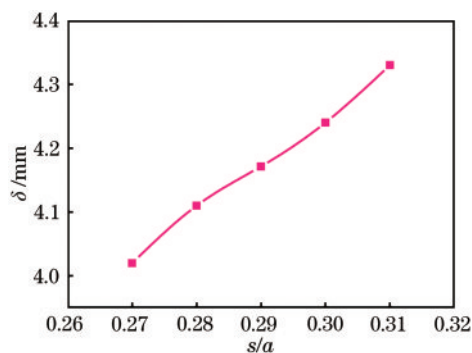


图 12 不同 s/a 对应的谐振切深深度

Fig. 12 Resonant cutting depth corresponding to different s/a

从图 11 可以发现, s/a 的变化范围为 0.27~0.31, 9.375 GHz 工作频率处的 VSWR 变化较小, 即脊宽与波导宽边比的变化较小时对谐振电导的影响较小。当 $s/a=0.28$ 时, VSWR 取得最小值, 谐振电导取得最大值。从图 12 可以发现, 随着 s/a 的增大, δ 逐渐增大, 且增幅变化较大, 变化范围为 4.00~4.35 mm, 这表明脊宽与波导宽边比变化较小时对谐振切深的影响较大。为使线阵 VSWR 尽可能小, 取 $s/a=0.28$ 。

3.2.6 脊深与波导窄边比对谐振的影响

假设 $w=2$ mm, $t=1$ mm, $b/a=0.5$, $s/a=0.28$, e/b 从 0.4 变化到 0.6 (间隔为 0.05) 时, 根据 (22) 式和 (18) 式求得不同 e/b 对应的 λ_c 和 λ_g 。在 HFSS 中建立 5 个不同 e/b 对应的 8 元谐振式缝隙线阵进行仿真分析, 不同 e/b 对应的 VSWR 随频率的变化曲线如图 13 所示, 不同 e/b 与谐振切深的关系如图 14 所示。

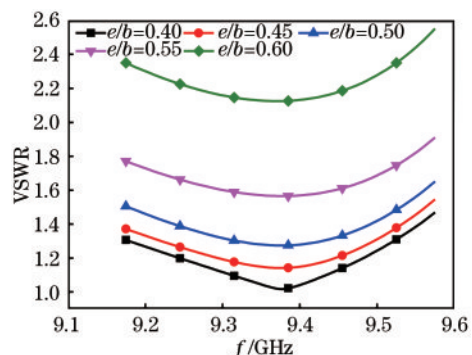


图 13 不同 e/b 及对应的 VSWR

Fig. 13 VSWR corresponding to different e/b

从图 13 可以发现, e/b 在 0.4~0.6 范围内变化时, 9.375 GHz 工作频率处的 VSWR 逐渐增大, 这表明脊深与窄边比的变化对缝隙谐振电导的影响较大。从图 14 可以发现, 随着 e/b 的增大, δ 逐渐增

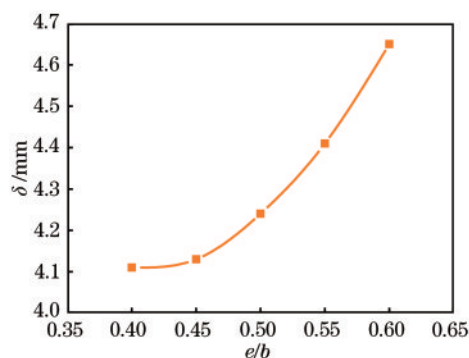


图 14 不同 e/b 及对应的谐振切深深度

Fig. 14 Resonant cutting depth corresponding to different e/b

大, 且增幅变化较大, 变化范围为 4.10~4.65 mm, 这表明脊深与窄边比的变化对缝隙谐振切深影响较大。为使线阵 VSWR 尽可能小, 取 $e/b=0.4$ 。

3.2.7 波导宽边对谐振的影响

假设 $w=2$ mm, $t=1$ mm, $b/a=0.5$, $s/a=0.28$, $e/b=0.4$, a 从 22 mm 变化到 25 mm (间隔为 1 mm) 时, 根据 (22) 式和 (18) 式求得不同 a 对应的 λ_c 和 λ_g 。在 HFSS 中建立 4 个不同 a 对应的 8 元谐振式缝隙线阵进行仿真分析, 不同波导宽边 a 对应的 VSWR 随频率的变化曲线如图 15 所示, 不同波导宽边与谐振切深的关系如图 16 所示。

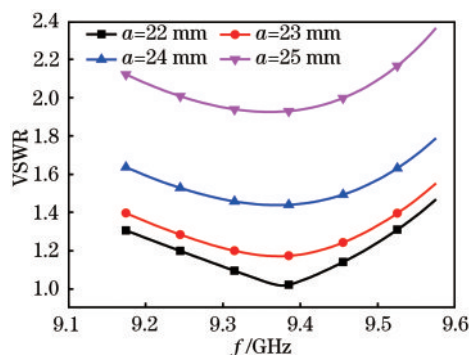


图 15 不同宽边对应的 VSWR

Fig. 15 VSWR corresponding to different width sides

从图 15 可以发现, a 在 22~25 mm 范围内变化时, 9.375 GHz 工作频率处的 VSWR 逐渐增大, 这表明波导宽边变化对谐振电导的影响较大。从图 16 可以发现, 随着 a 的增大, δ 逐渐减小, 其变化范围较大, 为 3.90~4.11 mm, 这表明波导宽边变化对谐振切深的影响较大, 当 $a=22$ mm 时, 谐振切深为 4.11 mm, 随着 a 的减小, δ 增大, 当 $a=21$ mm 时, 谐振切深应大于 4.11 mm; 当切深达到脊深最大值 4.2 mm 时, 缝隙仍然无法达到谐振状态, 因此, a 的取值应大于 21 mm。为使线阵 VSWR 尽可能小, 选

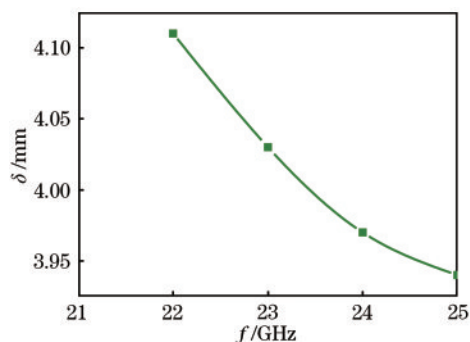


图 16 不同宽边对应的谐振切深深度

Fig. 16 Resonant cutting depth corresponding to different wide side

取单脊波导宽边 $a=22$ mm。

根据上述波导几何参数对缝隙谐振的影响规律,最终确定 $a=22$ mm, $b=11$ mm, $e=4.4$ mm, $s=6.16$ mm, $t=1$ mm, $w=1$ mm, $\lambda_g=39.03$ mm。

4 单脊波导脊边菱形缝隙线阵的设计

4.1 缝隙激励分布和电导分布

目前,主要的缝隙阵列分布理论为泰勒分布和切比雪夫分布^[17],后者在缝隙数目太多时会导致方向图两端发生跳变。因此,根据泰勒阵列分布理论确定 16 元缝隙线阵的电流激励分布,副瓣电平低于 -19 dB,预留 6 dB 余量,等副瓣数(电平相等的副瓣数目) $\bar{n}=3$,缝隙电流激励分布如图 17 所示。对于 N 元缝隙线阵,记第 i 个缝隙的激励和电导分别为 I_i 和 g_i ,单端馈电波导缝隙线阵要求输入端的总等效电导 g 满足

$$g = K \sum_{i=1}^N g_i = \sum_{i=1}^N I_i = 1, \quad (23)$$

式中, K 为常数。将各个缝隙的电流激励代入 (23) 式,得到各缝隙的理论电导如图 18 所示。

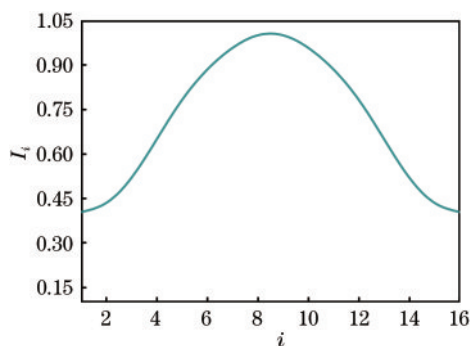


图 17 缝隙的电流激励分布

Fig. 17 Current excitation distribution of the slot

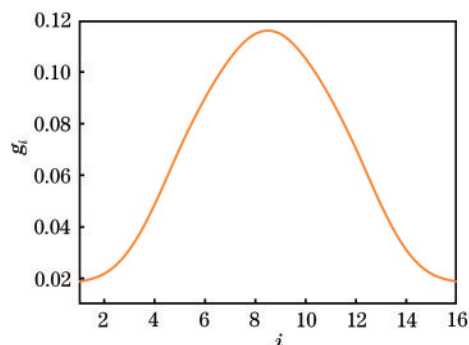


图 18 缝隙的理论电导分布

Fig. 18 Theoretical conductance distribution of the slot

确定缝隙倾角和切深的方法:先固定倾角,以 (14) 式为目标函数,利用 HFSS 参数扫描功能寻找谐振切深和谐振电导值;再改变缝隙倾角(变化量为 1°);重复上述步骤,直到提取的谐振电导值大于理论电导的最大值,拟合得到倾角-电导和倾角-切深曲线;最后用插值法得到各缝隙倾角和切深。该方法得到的谐振切深不准确,为了得到更准确的切深,先用大角度变化提取少量数据,将等效电导和缝隙倾角数据按照指数和幂函数逼近进行拟合,得到两个等效电导-缝隙倾角的基本关系式,将各个缝隙理论电导值代入关系式得到两组倾角,以两组倾角的平均值为各缝隙倾角值,再用参数扫描功能确定各缝隙倾角对应的谐振切深。两种电导-倾角的关系曲线如图 19 所示,各缝隙倾角和切深如表 1 所示。

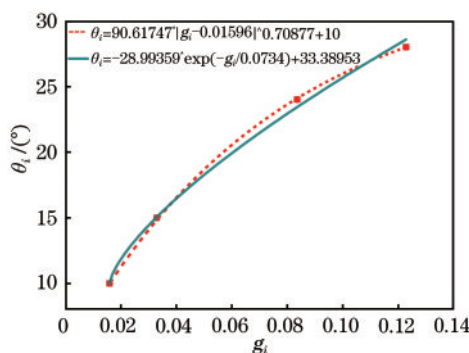


图 19 电导-倾角关系的曲线

Fig. 19 Relationship between conductance and dip angle

表 1 各缝隙的角度和谐振切深

Table 1 Angle and resonant cutting depth of each gap

| i | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|----------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $\theta_i/(\circ)$ | 10.6 | 12.3 | 15 | 18 | 21 | 24 | 26 | 27 |
| δ_i/mm | 4.33 | 4.22 | 4.11 | 4.07 | 4.36 | 4.33 | 4.21 | 4.16 |

4.2 缝隙线阵仿真分析

按照上述方法确定的波导几何参数和缝隙参数在电磁仿真软件中建立 16 元单脊波导脊边菱形缝隙线阵,主极化和交叉极化辐射方向如图 20 所示,增益为 18.02 dB,左副瓣电平为 -20.72 dB,右副瓣电平为 -19.64 dB,交叉极化电平小于 -46.51 dB。与其他文献中的对比结果如表 2 所示,可以发现,本方法设计的菱形缝隙线阵具有更低的交叉极化电平。

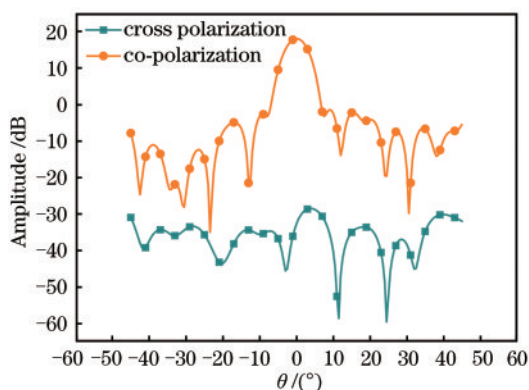


图 20 单脊波导脊边菱形缝隙天线的主极化和交叉极化辐射方向图

Fig. 20 Radiation pattern of main polarization and cross polarization of rhombic slot antenna at the ridge edge of the single ridge waveguide

表 2 交叉极化电平对比

Table 2 Comparison of the cross polarization level

| Reference | Slot form | Cross polarization/dB |
|-----------|----------------------|-----------------------|
| Ref. [5] | non inclined slot | -39 |
| Ref. [8] | V-shaped slot | -43 |
| Ref. [9] | double inclined slot | -45 |
| Ours | rhombic slot | -46.51 |

5 结 论

分析了波导缝隙参数对缝隙谐振的影响,结果表明,缝隙宽度的变化对电导的影响较小,缝隙宽度较宽时,谐振切深变化较大,缝隙较窄时,谐振切深变化较小;波导壁厚的变化对电导的影响较大,谐振切深随波导壁厚的增大而增大;波导窄边与宽边比的变化对电导的影响较大,电导随波导窄边与宽边比的增大而减小,波导窄边与宽边比的变化较大时,谐振切深随波导窄边与宽边比的变化较大;脊宽与波导宽边的变化对电导的影响较小,谐振切深随脊宽与波导宽边比的增大而增大;脊深与波导

窄边的变化比对电导的影响较大,电导随脊深与波导窄边的增大而减小,谐振切深随脊深与波导窄边比的增大而增大。实验结果表明,用优化后的参数设计的 16 元谐振式单脊波导菱形缝隙线阵交叉极化电平优于 -46.51 dB,与传统斜缝天线阵相比,交叉极化性能得到了提高。

参 考 文 献

[1] Wang Y T, Yang S H, Li Z, et al. Design of compound free space optical/millimeter wave antenna for communication[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(12): 1206001.
王一婷, 杨苏辉, 李卓, 等. 用于通信的自由空间光/毫米波复合天线设计[J]. 光学学报, 2019, 39(12): 1206001.

[2] Wang S X, Lang T T, Song G Y, et al. SiON-based cyclic arrayed waveguide grating routers with improved loss uniformity [J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(11): 1123001.
王书新, 郎婷婷, 宋广益, 等. 提高损耗均匀性的氮氧化硅阵列波导光栅路由器[J]. 光学学报, 2019, 39(11): 1123001.

[3] Chen Y, Xu Y M, Gao X B, et al. Fano resonance sensing characteristics of MIM waveguide coupled T-shaped cavity structure with rectangular cavity [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(1): 0113001.
陈颖, 许扬眉, 高新贝, 等. 含矩形腔的 MIM 波导耦合 T 型腔结构 Fano 共振传感特性研究[J]. 中国激光, 2019, 46(1): 0113001.

[4] Zhong S S, Fei T Q, Sun Y L. The design of waveguide narrow edge slot array antenna[J]. Journal of Northwest Institute of telecommunication engineering, 1976 (1): 165-184.
钟顺时, 费桐秋, 孙玉林. 波导窄边缝隙阵天线的设计[J]. 西北电讯工程学院学报, 1976 (1): 165-184.

[5] Wang W, Zhong S S, Jin J, et al. An untilted EDGE-slotted waveguide antenna array with very low cross-polarization [J]. Microwave and Optical Technology Letters, 2005, 44(1): 91-93.

[6] Shi Y K, Ding X L, Ding K Q, et al. A new method for cross polarization suppression of traveling-wave-fed sidewall slot arrays[J]. Journal of Telemetry, Tracking and Command, 2011, 32(3): 51-54.
史永康, 丁晓磊, 丁克乾, 等. 一种窄边波导缝隙行波阵天线抑制交叉极化的新方法[J]. 遥测遥控, 2011, 32(3): 51-54.

- [7] Chen X P, Chen W J, Shi L. A method of cross polarization suppression of waveguide narrow-wall slot arrays[J]. Radar & ECM, 2014, 34(1): 22-24, 36. 陈晓鹏, 陈文俊, 石磊. 一种抑制波导窄边缝隙阵列天线交叉极化的方法[J]. 雷达与对抗, 2014, 34(1): 22-24, 36.
- [8] Lu J G, Zhang H T, Wang W, et al. Broadband dual-polarized waveguide slot filtenna array with low cross polarization and high efficiency [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2019, 67(1): 151-159.
- [9] Yin W S, Chen A, Liang X Y, et al. Frequency scanning single-ridge serpentine dual-slot-waveguide array antenna [J]. IEEE Access, 2020, 8: 77245-77254.
- [10] Getsinger W J. Ridge waveguide field description and application to directional couplers [J]. IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1962, 10(1): 41-50.
- [11] Stevenson A F. Theory of slots in rectangular waveguides [J]. Journal of Applied Physics, 1948, 19(1): 24-38.
- [12] Ren W, Gao B Q, Yang S M. Full wave analysis of radiating slot in the broad face of waveguide [J]. Modern Radar, 2004, 26(2): 64-67. 任武, 高本庆, 杨仕明. 波导宽边辐射缝隙的全波分析[J]. 现代雷达, 2004, 26(2): 64-67.
- [13] Pozar D M. Microwave engineering [M]. 2nd ed. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1998.
- [14] Das B, Ramakrishna J, Sarap B. Resonant conductance of inclined slots in the narrow wall of a rectangular waveguide[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1984, 32(7): 759-761.
- [15] Cohn S B. Properties of ridge wave guide [J]. Proceedings of the IRE, 1947, 35(8): 783-788.
- [16] Shen L F, Xie J P, Wang Z H. Propagation of TE oscillating guided modes in a taper slab waveguide with metamaterials [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2018, 55(4): 041302. 沈陆发, 谢建平, 王子华. TE振荡模在左手材料劈形平面波导中的传输[J]. 激光与光电子学进展, 2018, 55(4): 041302.
- [17] Wang M G, Lü S W, Liu R X. Array antenna analysis and synthesis [M]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology Press, 1988: 87-89. 汪茂光, 吕善伟, 刘瑞详. 阵列天线分析与综合[M]. 成都: 电子科技大学出版社, 1988: 87-89.