

学位论文独创性(或创新性)声明

秉承学校严谨的学风和优良的科学道德,本人声明所呈交的论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。尽我所知,除了文中特别加以标注和致谢中所罗列的内容以外,论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果;也不包含为获得西安电子科技大学或其它教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中做了明确的说明并表示了谢意。

申请学位论文与资料若有不实之处,本人承担一切的法律责任。

本人签名: 李霞

日期 2013.3.14

西安电子科技大学 关于论文使用授权的说明

本人完全了解西安电子科技大学有关保留和使用学位论文的规定,即:研究生在校攻读学位期间论文工作的知识产权单位属西安电子科技大学。学校有权保留送交论文的复印件,允许查阅和借阅论文;学校可以公布论文的全部或部分内容,可以允许采用影印、缩印或其它复制手段保存论文。同时本人保证,毕业后结合学位论文研究课题再撰写的文章一律署名单位为西安电子科技大学。

(保密的论文在解密后遵守此规定)

本人签名: 李霞

日期 2013.3.14

导师签名: 郑会子

日期 2013.3.14



摘要

波导缝隙阵列天线具有馈电损耗小、口径效率高、功率容量大以及结构紧凑等优点,同时其口径面分布易于控制,很容易实现窄波束、赋形波束、低副瓣乃至超低副瓣,从而成为许多需要窄波束或赋形波束的微波通信和雷达系统的优选天线形式。本文主要从以下几个方面对波导窄边缝隙阵的设计以及波束赋形技术进行了研究:

首先,介绍波导缝隙阵的基本理论,详细分析了应用行波近似和等效电路法计算缝隙电导分布,并讨论了互耦原理。

然后,在理论研究的基础上,设计了波导窄边缝隙行波阵。作为一维扫描相控阵天线的单元,要求波导窄边缝隙天线在方位面具有窄波束、低副瓣特性。从波导缝隙阵列天线的设计理论出发,结合仿真软件,利用两种方法提取了缝隙电导函数,并择优选择了一种方案进行进一步的优化。通过采用使近场的幅相分布逼近理论值的优化方法,阵列的辐射性能满足指标要求,并在此优化结果的基础上分析了天线罩对天线辐射性能的影响。

最后,对波束赋形、矩阵法以及粒子群算法的基本理论进行了介绍,并利用矩阵法与粒子群优化算法(PSO)相结合的方法,结合实例求解波束赋形的问题,提高了赋形的精度,给出了阵列单元的激励幅相分布。

关键字: 波导窄边缝隙阵 非谐振式 粒子群算法 赋形波束

Abstract

Waveguide slot array antenna has the advantages of low loss supply, high efficiency, power capacity and compact structure. Meanwhile, because of the distribution on the aperture of the waveguide slot array antenna can be easily controlled, it is easy to realize the narrow beam, shaped beam, low side lobe and ultra-low side lobe. So it is the preferred form of antenna in microwave communication and radar systems, which need narrow beam antennas and shaped-beam antennas. The design of waveguide edge slot array and the shaped-beam technology have been studied from the following aspects in this paper:

Firstly, the basic principle of waveguide slot array is introduced, and we discuss the calculation of the distribution of slots conductance with the methods of traveling-wave approximation and equivalent circuits in detail. Then the theory of mutual coupling is analyzed.

Secondly, non-resonant waveguide edge slot array has been designed based on the research of the theory. As the element of one-dimensional scanning phased array antenna, the radiation pattern of the narrow wall waveguide slot array on the horizontal having the characteristics of narrow beam and low side lobe is required. By combining the theory of waveguide slot array and the electromagnetic computing software, the slot conductance function has been obtained in two methods. Then choose the better result to further optimize. By employing the optimized methodology of making the amplitude and phase distribution of the near field approach the theoretical value, the radiation performance of the array can meet the indicator. And the influence of radome on the radiation performance of the antenna is discussed based on the optimized result.

At last, the fundamental theory of shaped-beam technology, Matrix resolution and Particle Swarm Optimization Algorithm are introduced. By combining Particle Swarm Optimization Algorithm and Matrix resolution, the problem of beamforming in practical application has been resolved. With the method mentioned above, the beam shaped precision can be significantly controlled and the amplitude and phase distribution of shaped beam can be calculated.

Keyword: waveguide edge slot array non-resonant Particle Swarm Optimization shaped-beam

目录

第一章 绪论	1
1.1 波导缝隙阵的研究背景.....	1
1.2 国内外研究概况.....	2
1.3 论文主要研究内容.....	3
第二章 阵列天线理论与分析	5
2.1 阵列天线基本理论.....	5
2.1.1 均匀直线阵.....	5
2.1.2 平面阵.....	9
2.2 阵列天线方向图综合.....	11
2.2.1 线源的等副瓣理想空间因子.....	12
2.2.2 泰勒分布.....	13
第三章 波导缝隙阵列天线的基本原理及分析	15
3.1 巴俾涅原理与理想缝隙天线.....	15
3.1.1 巴俾涅原理.....	15
3.1.2 理想缝隙天线.....	17
3.2 波导缝隙天线理论.....	20
3.2.1 波导缝隙天线的辐射原理.....	20
3.2.2 缝隙的等效电路及等效电导的计算.....	22
3.2.3 互耦原理.....	24
3.3 波导缝隙阵的分类.....	25
3.3.1 谐振式缝隙阵.....	25
3.3.2 非谐振式缝隙阵.....	26
3.4 波导窄边缝隙阵的设计方法.....	27
3.4.1 缝隙理论电导分布的计算.....	27
3.4.2 确定缝隙电导函数.....	29
第四章 C 波段波导窄边缝隙阵的设计	33
4.1 波导窄边缝隙阵的设计指标.....	33
4.1.1 天线的设计指标.....	33
4.1.2 天线参数的选取.....	34
4.2 波导窄边缝隙阵的设计与仿真.....	34

4.2.1 计算天线口径分布	34
4.2.2 计算电导分布	35
4.2.3 确定缝隙电导函数	36
4.2.4 波导窄边缝隙阵的仿真	39
4.3 优化设计	40
4.4 加天线罩对天线性能的影响	45
4.4.1 天线罩基本理论	45
4.4.2 介质板对波导窄边缝隙阵的影响	46
4.5 小结	48
第五章 阵列天线波束赋形研究	49
5.1 余割平方波束	49
5.2 矩阵法	50
5.3 PSO 优化算法	52
5.3.1 算法原理	52
5.3.2 算法流程	53
5.3.3 参数设置	54
5.3.4 波束赋形实例	56
5.4 小结	58
第六章 结束语	61
致谢	63
参考文献	65
攻读硕士期间的研究成果	69
附录	71

第一章 绪论

1.1 波导缝隙阵的研究背景

随着军队电子化程度的迅速提高,以争夺电磁频谱使用和控制权的电子战已经被作为直接用于攻防的作战手段,形成了“陆、海、空、天、电”多维立体战。为了在复杂电磁环境、密集目标和多种攻击手段并存的现代战争中取得主动权,拥有高度透明的立体战争环境是至关重要的,这决定着作战部署和攻击指挥。雷达在现代战争中已成为获取信息不可缺少的主要手段,成为在目标探测和跟踪、武器制导、战场侦察和测绘方面的主角,正是由于雷达的这些重要性使之成为在战争中敌我双方设法进行干扰的目标,战争环境的变化提高了对雷达系统抗干扰能力的要求。雷达天线作为电磁波收发系统的重要组成部分,在雷达系统中占有重要的地位,在天线的扫描过程中,副瓣经常会照射到一些回波很强的物体,当天线的输出端所产生的信号超过检测门限电平时,雷达会认为在主瓣方向存在目标,大量虚假目标产生的回波或雷达干扰中的强杂波背景都会降低雷达的目标识别和探测能力,因此天线的副瓣水平在一定程度上决定着雷达的抗干扰能力和生存能力,从而需要雷达天线具有高增益、赋形波束或窄波束的性能,而且应具有低副瓣或超低副瓣的特性,以降低被敌方雷达截获的概率,从而在电子战中立于不败之地。

缝隙天线是一种在波导管、同轴线或空腔谐振器的导体壁上开一条或数条窄缝,通过缝隙向外空间辐射电磁波的天线,缝隙可由同轴线或波导馈电。加工在波导壁上的缝隙天线阵(波导缝隙阵列天线)是缝隙天线的另一种形式,由于波导的高特性阻抗很容易与半波缝隙天线的高阻抗相匹配,所以波导是一种给缝隙天线馈电的理想传输线。波导缝隙天线口径分布可以独立控制,通过控制其口径面的幅度和相位分布较易实现低副瓣或极低副瓣,且具有馈电损耗小、辐射效率高、结构紧凑、功率容量大和可靠性高等优点,从而成为许多需要窄波束或赋形波束的微波通信和雷达系统的优选天线形式。另外波导缝隙天线还具有方位面方向图的主峰倾角有特殊取向、可控制,俯仰面方向图宽的特点,用在高速旋转的载体上具有性能稳定、机械性能好的优点,同时也是导引头的理想天线形式。

随着天线加工工艺的提高和计算机技术的发展,波导缝隙天线的理论研究和工程设计工作得到了较快的发展,同时各种电磁仿真软件(Ansoft HFSS、CST、FEKO等)的出现以及数控机床的使用也为波导缝隙天线的设计和应用创造了有利

条件。波导缝隙天线阵的设计方法通常有两种：一种是实验测量的方法^[1]，另一种是理论计算的方法^[2]。由于波导缝隙阵列天线可调参量过多，每个缝隙口面上的电流分布都会影响整个阵列的性能，而且相邻缝隙单元之间的耦合现象严重，这将使得用理论方法计算出的有源导纳值与实际阵列环境中的有源导纳值偏差较大。本文所采用的设计方法是利用在HFSS中建立的提取参数模型来模拟实际阵列环境，从而提取出计入各单元耦合影响的缝隙电导函数，通过对波导窄边倾斜缝隙天线进行设计仿真，优化结果验证了该方法的可行性。

1.2 国内外研究概况

自从Bethe和A. F. Stevenson提出缝隙辐射问题以来，这种形式的天线引起人们广泛的关注和研究，历经几十年的不懈努力，波导缝隙阵列天线在理论和实践方面都得到了蓬勃的发展，由于受到计算工具和方法的限制，早期对波导缝隙天线的研究多集中在波导裂缝单元特性的分析方面。1948年，A. F. Stevenson^[3]对缝隙的辐射做了理论分析，提出了缝隙阻抗理论，并根据矩形波导内的并矢格林函数以及波导的等效传输线理论推导出了各种形式缝隙的归一化等效阻抗（导纳）的计算公式，从而建立了有关波导缝隙的基本理论模型。Stegen^[4]从事了大量关于波导宽边纵向缝隙的实验工作，通过对实验数据的处理得出了波导宽边偏置纵向缝隙的归一化导纳公式，建立了评判理论分析与计算的标准。随后，A. A. Oliner^[5]在Stevenson的基础上利用微波网络模拟考虑了波导壁厚对缝隙谐振长度的影响，并利用缝隙无功功率的变分公式推导了串联缝隙的阻抗和并联缝隙的导纳的精确表达式。在五、六十年代对波导缝隙特性的分析一般都基于上述理论来进行。

七十年代后，计算机技术的迅猛发展，计算机的存储容量和计算速度的不断提高，使得利用数值方法来求解复杂的电磁场问题成为可能，于是MOM、FEM、FDTD等电磁场数值方法逐渐被许多人采用。T. Vu. Khac^[6]在1973年首次运用矩量法完成了对纵向缝隙的理论分析与计算，通过求解根据场的连续性所建立的耦合方程，解决了波导壁厚对缝隙耦合的影响。1984年，Das^[7]发表了一篇理论分析波导窄边缝隙的文献，他根据Oliner提出的变分公式，在仅考虑外部能量的情况下计算了无厚波导窄边上缝隙的谐振长度与谐振导纳。

在波导缝隙阵列设计方面，1972年，John. L. Hilburn^[8]在发表的论文中采用了比较有效的设计大型波导缝隙行波阵的方法。1978年，R. S. Elliott^[9-11]提出了一种用于设计小型宽边纵向缝隙阵的反复迭代的方法，根据等效磁流片的方法导出了计入辐射裂缝间外部互耦和内部高次模耦合的解析表达式，并将辐射裂缝的设计理论归结为三个经典方程，使得平板裂缝天线的理论研究和工程设计达到了较为

成熟的阶段。时至今日, Elliott的方法仍然被广泛地应用在缝隙阵列天线的工程设计中。1992年, Yee^[12]提出了一种用于设计无限大阵列模型具有较高精度的方法, 在该方法中辐射单元间的外部耦合是模仿缝隙阵列在无限大平面的情况。V.V.S.Prakash和S.Christopher等人^[13]在2000年利用矩量法研究了76元波导窄边缝隙阵列天线, 主要计算了阵列的辐射方向图与反射系数。2006年, Antonio Morini, Tullio Rozzi, Giuseppe Venanzoni用广义的导纳矩阵(GAM)和矩量法分析了矩形波导和脊波导的缝隙问题^[14]。

我国从20世纪70年代开始对波导缝隙天线进行研究, 对于波导缝隙和缝隙阵的辐射与耦合研究起步较晚, 国内一些科研人员在设计方法、理论分析、实验研究等方面开展了大量卓有成效的研究工作。钟顺时等^[1]在1976年发表了关于波导窄边缝隙阵的设计方法的经典文献, 作者在文献中详细阐述了设计过程, 该方法至今在国内大多数缝隙阵的设计中仍被采用。文献[15]中最先提出计入互耦效应的设计波导窄边缝隙阵的方法。吕善伟等^[16-17]利用矩量法分析了开在有一定厚度的波导宽壁上的任意两个纵向缝隙的耦合特性。1997年, 有关学者在其发表的文章中结合单元激励法和矩量法分析了大型的天线阵列^[18]。文献[19]中作者采用将矩量法与场分析法相结合的方法对由耦合纵向缝隙馈电的两端短路波导宽边纵缝阵进行了理论分析和综合。计算机性能的不断提高以及CST、HFSS、IE3D、FEKO等电磁仿真软件的相继出现, 提高了波导缝隙阵列天线设计的精度, 西安电子科技大学的有关人员采用行波近似和等效网络法^[20-21]对矩形波导窄边倾斜缝隙天线和宽边偏置纵缝天线进行了研究, 把钟顺时提出的设计方法^[1]与仿真软件相结合, 提取出计入缝隙间互耦影响的缝隙电导函数, 减少了优化的工作量并提高了设计精度。

1.3 论文主要研究内容

本文对C波段波导窄边缝隙阵列天线的设计进行了研究, 并讨论了平面阵列在俯仰面的赋形波束综合问题。波导窄边缝隙天线作为一维扫描平面相控阵的单元, 要求其在方位面具有低副瓣、窄波束的特性。在综合求解阵列口径的幅度、相位分布的基础上, 计算出缝隙的理论电导分布, 并利用经典理论与电磁仿真软件相结合的方法提取出缝隙电导函数, 从而进一步确定了实现预定口径分布的各缝隙尺寸。由于波导缝隙阵俯仰面方向图波瓣宽度太宽, 不能满足工程需求, 因此本文还对利用PSO算法实现俯仰面的波束赋形综合做了初步研究。

第一章简单介绍了波导缝隙阵的研究背景及意义、波导缝隙天线在国内外的研究现状以及本文各章节的内容安排。

第二章讨论了均匀直线阵列以及矩形平面阵列的分析方法, 并分析了几种传

统的阵列天线方向图综合方法，为接下来的波导窄边缝隙天线阵的设计奠定了理论基础。

第三章首先介绍了缝隙天线的基本原理，然后对波导缝隙天线进行了理论分析，并论述了互耦原理，为后面考虑互耦对缝隙电导的影响做出理论指导。最后对波导缝隙阵的不同组阵形式的优缺点进行讨论，并对本文所应用的设计波导窄边缝隙阵的方法进行了详细分析。

第四章详细阐述了波导窄边缝隙阵的设计、仿真以及优化过程，并分析了在阵列辐射口面上方加介质板对天线性能的影响。根据缝隙阵的设计指标及相关理论确定波导的缝隙数目、缝隙宽度、单元间距等参数，并利用阵列的口径激励分布计算出各缝隙的归一化理论电导值。然后在 HFSS 中建立提取参数模型，利用相关文献中讨论的两种方法提取了电导函数，即缝隙倾角与谐振电导值、缝隙倾角与缝隙谐振时的切深之间的函数关系。最后根据归一化理论电导分布与电导函数确定缝隙的尺寸，建模进行仿真分析并比较了两种方法的结果，择优选择其中一种方法的结果进行进一步的优化，从而达到指标要求，在上述基础上还分析了天线罩对天线性能的影响。

第五章对本文提出的一种新型的波束赋形综合方法进行了论述。首先分析了波束赋形综合的相关理论，并详细介绍了矩阵法和 PSO 算法的基本原理。文中采用了传统数值法与 PSO 优化算法结合的综合方法进行波束赋形。基本原理是采用矩阵法综合出阵列单元的激励幅相分布，对此激励加以微扰，产生一组初始解，再采用 PSO 优化算法，通过控制综合方向图与目标方向图的误差最小，继续逼近目标方向图，实现方向图最优。本章采用赋形波束的实际例子来验证了该方法的有效性。

第六章对全文进行了总结，提出了还需进一步开展的工作。

第二章 阵列天线理论与分析

2.1 阵列天线基本理论

在现代无线电系统中,为了获得较高的天线增益和较强的方向性,同时获得符合实际需求的波束宽度和副瓣电平特性,根据电磁波在空间相互干涉的原理,把具有相同结构、相同尺寸的某种基本天线按一定规律排列在一起,并通过适当的激励达到预定的辐射特性,这种多个辐射源的结构称为阵列天线^[22]。根据天线阵列单元的排列形式,阵列天线可以分为直线阵列、平面阵列和共形阵列等。直线阵列和平面阵列形式的天线常作为扫描阵列,使其主波瓣指向空间的任一方向。当考虑到空气动力学以及减小阵列天线的雷达散射截面等方面的要求时,需要阵列天线与某些形状的载体共形,从而形成非平面的共形天线阵。由于阵列天线有着高增益、高功率、低旁瓣、波束扫描或波束易于控制等优点,在雷达、通信和导航等方面得到了越来越广泛的应用。

2.1.1 均匀直线阵

由多个互相分离、其中心排列在一条直线上的单元构成的天线阵称为直线阵。均匀直线阵是指所有天线单元结构相同、相邻单元之间的间距相等、且各单元的激励幅度相等而激励相位依次等量递变的直线阵^[23]。图2.1所示为N个相同天线单元共轴排列所组成的直线阵,阵列中相邻单元的间距均为 d ,设第 n 个单元的激励电流为 $I_n \exp(j\beta_n)$,通过将每个阵列单元与一个移相器相连接,使电流相位依次滞后 α ,将单元0的相位作为参考相位,则 $\beta_n = n\alpha$ 。由几何关系可知,当波束扫描角为 θ 时,各相邻单元因波程差所产生的相位差为 $kd \sin(\theta)$,所以在 θ 方向上第 n 个单元领先天线单元0总的相位为

$$\psi_n = n\phi = n(kd \sin(\theta) - \alpha) \quad (2-1)$$

根据叠加定理,在观测点处的场强 E 为各单元辐射场的矢量和,即

$$E = \sum_{n=0}^{N-1} f_n(\theta, \varphi) I_n \exp(j\psi_n) \quad (2-2)$$

式中 $f_n(\theta, \varphi)$ 为阵列单元的方向图函数,在不考虑阵中各单元间互耦的情况下, $f_n(\theta, \varphi)$ 就是单个天线单元的方向图函数。当阵列单元相同时 $f_n(\theta, \varphi) = f(\theta, \varphi)$,对

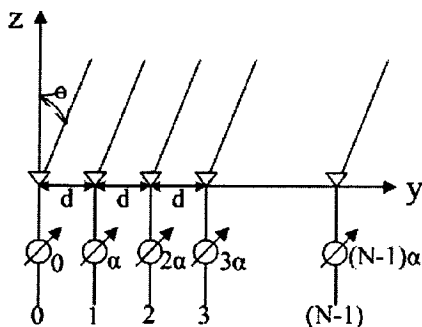


图2.1 均匀直线阵示意图

于均匀直线阵有 $I_n = I_0$ ，上式可化为

$$E(\theta, \varphi) = f(\theta, \varphi) \times S(\theta, \varphi) \quad (2-3)$$

其中

$$S(\theta, \varphi) = \sum_{n=0}^{N-1} I_0 \exp[jn(kd \sin(\theta) - \alpha)] \quad (2-4)$$

式(2-3)为方向图乘积原理，即阵列天线的方向图函数等于阵列单元方向图函数与阵列因子的乘积。 $S(\theta, \varphi)$ 称为阵列因子方向图函数，它和单元数目、间距、激励幅度和相位有关，当阵元数目足够多时，阵列因子主要决定天线阵的总场方向图的主瓣和靠近主瓣的少数几个旁瓣。根据欧拉公式，式(2-4)可化为：

$$S(\theta, \varphi) = I_0 \left| \frac{1 - e^{jN\phi}}{1 - e^{j\phi}} \right| = I_0 \frac{\sin \frac{N\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}} \quad (2-5)$$

通常要求天线阵方向图只有一个其最大值发生在 $\phi = 0$ 的主瓣，设天线阵最大辐射方向为 θ_M ，由式(2-1)可得

$$\sin(\theta_M) = \frac{\alpha}{kd} \quad (2-6)$$

从上式可以看出，相邻单元之间的激励相位差和单元间距决定了主波束的辐射方向，正如前面所述，通过利用移相器调整 α 能够独立控制各单元的激励相位，从而可以实现波束扫描。当 $\theta_M = 90^\circ$ 时，阵列的最大辐射方向垂直于阵列轴线方向，阵列称为边射阵；当 $\theta_M = 0^\circ$ 或 $\theta_M = 180^\circ$ 时，阵列的最大辐射方向位于阵列轴线方向，阵列称为端射阵^[23]。

随着阵列天线最大辐射方向的变化，天线的辐射性能也会有所改变。因此我们需要对波束宽度、增益、副瓣电平和栅瓣等描述天线辐射性能的重要参数进行讨论。

1. 增益

天线的增益G是把天线的方向系数和辐射效率结合起来,用一个数字表征天线辐射能量集中束程度和能量转换效率的总效益^[23]。方向系数D定义为在总辐射功率相同的情况下,天线最大辐射方向的辐射强度与理想无方向性天线辐射强度的比值。天线的辐射效率 η_A 定义为天线所辐射的总功率与天线从馈线得到的净输入功率之比,即

$$\eta_A = \frac{P_r}{P_m} = \frac{P_r}{P_r + P_L} = \frac{R_r}{R_r + R_L} \quad (2-7)$$

其中 P_r 是天线的辐射功率, P_m 是天线从馈线得到的净输入功率, P_L 是天线的损耗功率, R_r 是辐射电阻, R_L 是损耗电阻。一般而言,天线的损耗主要包括天线本身的介质损耗和导体损耗以及表面波损耗。

增益G等于方向系数乘以天线的辐射效率。雷达天线大都采用大口径、高方向性的天线,假设天线的工作波长为 λ ,口径面积为A的均匀激励无损耗口径在法线方向的增益为^[22]

$$G_0 = 4\pi(A/\lambda^2) \quad (2-8)$$

为了降低天线的副瓣电平,口径电流分布必须采用递减加权,这时天线的增益为

$$G_1 = \frac{4\pi A}{\lambda^2} \zeta \quad (2-9)$$

其中 ζ 为口径利用系数,天线的口径面积与口径利用系数的乘积 $A_e = A\zeta$ 可解释为天线的有效口径,一个从接收天线最大响应方向入射的均匀平面波照射到天线口径上,接收天线截获的能量正比于天线的有效口径面积,如果接收口径匹配,扫描时的口径增益可由下式计算:

$$G(\theta) = 4\pi \frac{A \cos(\theta)}{\lambda^2} \quad (2-10)$$

由上式可知天线增益随着扫描角的增大而减小,并且正比于扫描角的余弦值。

2. 波束宽度

工程上天线波束宽度通常用半功率波束宽度表示。所谓半功率波束宽度是指主瓣最大值两侧当功率通量密度下降到最大值的一半时的两个方向之间的夹角。当阵列天线不扫描($\theta = 0^\circ$)时,半功率波束宽度为^[24]:

$$BW_h = 2 \sin^{-1} \left(\frac{2.784\lambda}{2N\pi d} \right) = 2 \sin^{-1} \left(\frac{0.886\lambda}{Nd} \right) \quad (\text{rad}) \quad (2-11)$$

当 Nd 远大于波长 λ 时,

$$BW_h \approx \frac{0.886\lambda}{Nd} \quad (\text{rad}) = 50.77 \frac{\lambda}{Nd} \quad (^\circ) \quad (2-12)$$

因为线阵长度 $L = (N-1)d \approx Nd$,所以侧射阵的波束宽度与阵列长度L成反比。

由于电扫描是通过改变馈电的相位或频率来实现波束扫描的,因此在扫描过

程中天线的辐射特性会有所变化, 例如方向图的主瓣宽度和主瓣最大值的指向均与扫描角有关。当扫描角为 θ 时, 半功率波束宽度为:

$$BW_h = \cos^{-1}(\cos(\theta) - 0.443 \frac{\lambda}{Nd}) - \cos^{-1}(\cos(\theta) + 0.443 \frac{\lambda}{Nd}) \quad (2-13)$$

上式可近似为

$$BW_h \approx \frac{0.886\lambda}{Nd \cos(\theta)} (\text{rad}) \approx 50.77 \frac{\lambda}{Nd \cos(\theta)} (^{\circ}) \quad (2-14)$$

可见扫描天线的波束宽度随着扫描角的变大而变大, 且与扫描角的余弦值成反比。

3. 栅瓣

单元间距是影响阵列辐射性能的重要参数。当间距 d 过小时, 单元之间的耦合严重, 有大量的辐射能量储存在阵面附近的感应场区。而当单元间距过大时, 在相扫天线的可见区内会出现较高电平的有害栅瓣, 栅瓣导致阵列的增益降低以及阵列与馈电网络之间失配, 严重时将产生盲向。

ϕ 可见区的大小是由间距 d 决定的, 当单元间距过大时, 方向图有多个最大值相同的大波瓣, 它们的最大值发生在 $\phi = 2m\pi$, 最大值发生在 $\phi = 0$ 的大波瓣称为方向图主瓣, 最大值发生在其它 ϕ 的大波瓣称为方向图栅瓣。设激励电流的相位函数为 $\alpha = kd \sin(\theta_0)$, 要抑制方向图出现栅瓣, 应使 ϕ 可见区 $[-kd+\beta, kd+\beta]$ 不包括 $\phi = \pm 2\pi$, 即

$$|kd(\sin(\theta) - \sin(\theta_0))| < 2\pi \quad (2-15)$$

因此, 在直线相控阵天线中, 波束扫描时不出现栅瓣的最大间距 d_m 应满足以下条件:

$$d_m \leq \frac{\lambda}{1 + \sin(\theta_0)} \quad (2-16)$$

式中 θ_0 为相对于侧射指向的最大扫描角。

4. 副瓣电平

副瓣电平是指主瓣旁边第一个副瓣最大值小于主瓣最大值的分贝数。对直线阵列的方向图函数归一化后为:

$$F(\theta) = \frac{|E(\theta)|}{|E(\theta)|_{\max}} = \left| \frac{1 \sin \frac{N\phi}{2}}{N \sin \frac{\phi}{2}} \right| = \left| \frac{1 \sin[\frac{N}{2}(kd \sin \theta + \alpha)]}{N \sin[\frac{1}{2}(kd \sin \theta + \alpha)]} \right| \quad (2-17)$$

可以近似认为各副瓣最大值发生在 $|\sin N\phi/2| = 1$, 即

$$(kd \sin \theta - kd \sin \theta_0) = \frac{2m+1}{N} \pi, m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2-18)$$

由式(2-18)可知阵列方向图的第 m 个副瓣的位置为

$$\theta_m \approx \sin^{-1} \left[\frac{\lambda}{d} \frac{(2m+1)}{2N} + \sin(\theta_0) \right] \quad (2-19)$$

第 m 个副瓣的最大值为

$$|f(\theta_m)| \approx \frac{1}{\sin \left[\frac{(2m+1)\pi}{2n} \right]} \quad m \geq 1 \quad (2-20)$$

对于均匀直线阵，各副瓣电平为

$$\zeta_m \approx \frac{1}{N \sin \left[\frac{(2m+1)\pi}{2N} \right]} \quad (2-21)$$

当 $m=1$ 时，可算得均匀直线阵的第一副瓣电平为 -13.5dB ，可知均匀直线阵的副瓣电平较高，采用均匀直线阵形式的波导缝隙阵难以实现低副瓣甚至超低副瓣。为了获得低副瓣，天线口径上的电流分布要按边缘递减方式进行加权，副瓣电平越低，口径边缘的电流分布值就越低。在本文中口径激励幅度采用泰勒分布。

2.1.2 平面阵^[24]

由若干个天线单元组成的直线阵，由于各单元的辐射场在垂直于阵直线的平面内没有随方向变化的波程差，无法改善阵列方向图在该平面的方向性，所以为了得到单向笔形波束和增强方向性，我们需要对平面阵列进行研究。

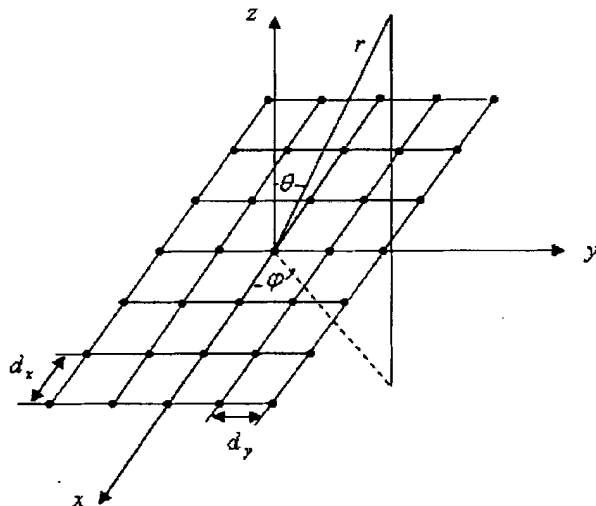


图2.2 平面阵列示意图

如图 2.2 所示为矩形平面阵列天线，其单元按矩形栅格排列在 xy 平面上。沿 x 方向上有 $2N_x+1$ 行单元，行间距为 d_x ，在沿 y 方向上有 $2N_y+1$ 列单元，列间距为 d_y ，第 (m,n) 单元的位置为 (md_x, nd_y) ， $-N_x \leq m \leq N_x$ ， $-N_y \leq n \leq N_y$ ，若电

流用 I_{mn} 表示, 则上述平面阵的阵因子可以写为:

$$S(\theta, \varphi) = \sum_{m=-N_x}^{N_x} \sum_{n=-N_y}^{N_y} \left(\frac{I_{mn}}{I_{00}} \right) \exp[jk \sin \theta (md_x \cos \varphi + nd_y \sin \varphi)] \quad (2-22)$$

如果每行的电流分布相同, 即 $I_{mn}/I_{m0} = I_{0n}/I_{00}$, 则这种电流分布称为可分离型分布, 此时阵因子可表示为:

$$S(\theta, \varphi) = S_x(\theta, \varphi) \cdot S_y(\theta, \varphi) \quad (2-23)$$

其中,

$$S_x(\theta, \varphi) = \sum_{m=-N_x}^{N_x} I_m \exp(jmkd_x \sin \theta \cos \varphi) \quad (2-24)$$

$$S_y(\theta, \varphi) = \sum_{n=-N_y}^{N_y} I_n \exp(jnk d_y \sin \theta \sin \varphi) \quad (2-25)$$

式(2-24)和(2-25)可以分别看成是与 x 轴和 y 轴平行的两个线阵的阵因子, 因此在口径分布为可分离型分布的前提下, 矩形栅格阵的阵因子为沿 x 轴和沿 y 轴排列的两个线阵阵因子的乘积, 即天线方向图乘积原理。所以可以利用线阵方向性分析的结果来分析平面阵。

如果我们研究两个主平面的方向图特性, 由于在 $\varphi = 0^\circ$ 平面, $S_y(\theta, 0)$ 等于常数, 所以在此平面内的方向图特性就取决于 $S_x(\theta, 0)$; 在 $\varphi = 90^\circ$ 平面, $S_x(\theta, 90)$ 等于常数, 所以在此平面内的方向图特性就取决于 $S_y(\theta, 90)$, 因此可将线阵中分析的主瓣宽度、方向性系数、零点栅瓣等应用于平面阵。

若相位在 x 方向和 y 方向上均匀递变, 则电流 I_{mn} 和 I_{00} 的相位差为 $(m\alpha_x + n\alpha_y)$, 则阵因子又可写为:

$$S(\theta, \varphi) = \left[\sum_{m=-N_x}^{N_x} I_m \exp\{jm(kd_x \sin \theta \cos \varphi - \alpha_x)\} \right] \times \left[\sum_{n=-N_y}^{N_y} I_n \exp\{jn(kd_y \sin \theta \sin \varphi - \alpha_y)\} \right] \quad (2-26)$$

α_x 和 α_y 为 x 方向和 y 方向的单元间相移, 由上式可知 S_x 和 S_y 的最大值发生在:

$$kd_x \sin \theta \cos \varphi - \alpha_x = \pm 2m\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2-27-a)$$

$$kd_y \sin \theta \sin \varphi - \alpha_y = \pm 2n\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2-27-b)$$

对于给定的单元间距 d_x 、 d_y 和单元间相移 α_x 、 α_y , 可以给出唯一的主瓣指向 (θ_0, φ_0) :

$$\sin^2 \theta_0 = \left(\frac{\alpha_x}{kd_x} \right)^2 + \left(\frac{\alpha_y}{kd_y} \right)^2, \quad \tan \varphi_0 = \frac{\alpha_y d_x}{\alpha_x d_y} \quad (2-28)$$

当波束指向 $\theta_0 = \pi/2$ 时, 由上式可得:

$$\left(\frac{\alpha_x}{kd_x}\right)^2 + \left(\frac{\alpha_y}{kd_y}\right)^2 = 1 \quad (2-29)$$

即在给定了 kd_x 、 kd_y 和 α_y (或 α_x) 时, 上式限制了 α_x (或 α_y) 的变化范围。

由式(2-27-a)和(2-27-b)还可以看出, 因为 $\sin(\theta) = \sin(\pi - \theta)$, 所以除了 $\theta_0 = \pi/2$ 的端射之外, 对于任一相位差 ϕ 为常数的垂直面上, S_x 和 S_y 通常都是在阵列面的两侧各一个最大值。阵列面一侧的辐射可以通过选用单向辐射的天线作为阵列单元, 或者采用接地反射板来消除。矩形平面阵列同样也可能存在栅瓣的问题, 使它满足与线阵相同的条件可以避免栅瓣的出现。对于单波束阵列, 在 xz 和 yz 面内要避免栅瓣的出现必须分别满足 $d_x < \lambda$ 和 $d_y < \lambda$ 。要求天线在 xz 平面上扫描, 我们可以令 y 方向上等幅同相, 即 $\alpha_y = 0$, x 方向上等幅、相位均匀递变, 主瓣方向将随 α_x 的变化而变化。

2.2 阵列天线方向图综合

阵列天线方向图综合就是在一定条件下寻求单元的形式、排列方式、幅相分布和馈电方式的优化组合, 使得辐射方向图最佳地逼近预期的方向图^[22]。阵列天线方向图的综合方式有很多, 但是根据预先指定的对不同天线特性的要求, 众多的综合方法归纳起来主要解决四大类问题:

第一类综合问题是方向图特征参数的控制和优化, 即根据给定的对主瓣宽度和副瓣电平的要求, 或指定方向图的零点位置, 来确定单元数、阵元的激励电流幅度和相位、阵元间距等参数中的某几个, 其余的参数作为非变量, 对方向图的其他细节和方向性系数没有具体规定。这类方向图综合方法有切比雪夫综合方法、泰勒综合方法等。

第二类综合问题是方向图形状控制。方向图形状控制的实质是函数逼近问题, 即对于一个可能是较复杂的目标函数, 选用具有正交性的简单函数线性组合, 以最小偏差准则或最小均方差准则进行逼近, 用综合得到的阵因子代替所要求的方向图, 以满足预定的技术要求, 其中均方误差或最大误差的上限是预先给定的。

第三类综合问题是根据已知方向图, 通过对有关参数(如间距或激励)作微小的调整来逼近目标方向图, 这类综合方法称为微扰法。

第四类综合问题是对阵列天线的参数(如增益等)进行最优化设计, 而不涉及方向图的细节特征。天线参数的最优化设计除了采用最佳函数外, 经常采用数值分析法。

方向图综合方法可以分为数值方法和解析方法以及半解析半数值方法, 纯解

析的综合方法主要包括经典的Chebyshev多项式法、Taylor综合法等。使用Taylor综合法和Chebyshev多项式法综合出来的阵列的辐射特性相似，这两种方法均适用于综合针状波束。但是与Chebyshev多项式法相比，Taylor综合法具有如下优点：首先泰勒阵列的激励电流幅度分布比切比雪夫阵平缓，因此降低了对阵列馈电的难度；其次，在满足半功率波瓣宽度的条件下，泰勒分布所确定的天线尺寸最短，从而使得阵列天线具有较高的口径效率；最后，Chebyshev阵列是等副瓣电平的，而在进行泰勒分布综合时可以控制副瓣衰减的速度和等副瓣数目等参数，有利于提高天线方向性。基于上述优点，泰勒分布成为实现低副瓣方向图的优选分布形式，本文所设计的波导窄边缝隙阵列天线的激励将采用泰勒分布，下面主要介绍常用的泰勒综合方法^[24]。

2.2.1 线源的等副瓣理想空间因子

1954年Mass利用切比雪夫多项式来综合线源，得到一个副瓣电平可以控制的理想空间因子。他首先在切比雪夫多项式的基础上定义了一个新的函数

$$W_{2N}(z) = T_N(B - a^2 z^2) \quad (2-30)$$

式中 $T_N(x)$ 为 N 次切比雪夫多项式， a 和 B 是常数。从而可以把 $T_N(x)$ 的两个大幅度区域合并在一起，以形成阵列方向图的主瓣，而用 $T_N(x)$ 的等副瓣区域来构成方向图的副瓣。如图 2.3 所示为 $N=4$ 时 $T_N(x)$ 和 $W_{2N}(B - a^2 z^2)$ 的图形。由图可见，

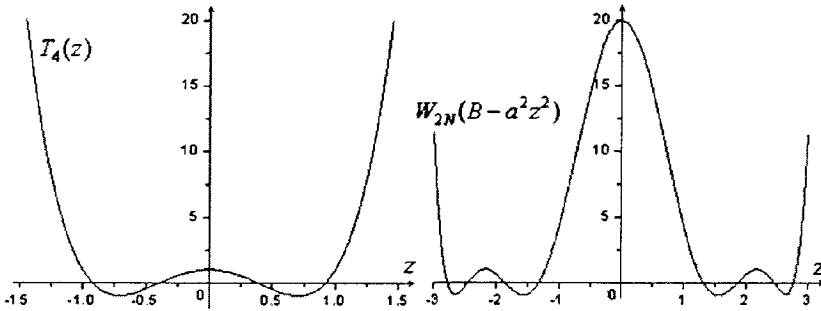


图2.3 $T_N(x)$ 和 $W_{2N}(B - a^2 z^2)$ 的图形， $N=4$

$W_{2N}(z)$ 函数的主瓣两侧各有 N 个零点和 $N-1$ 个等副瓣。由于 $T_N(x)$ 的波纹幅度为1，主副瓣电平之比为：

$$R_0 = W_{2N}(0) = T_N(B) = \cosh(N \cosh^{-1} B) \quad (2-31)$$

可得

$$B = \cosh\left(\frac{1}{N} \cosh^{-1} R_0\right) = \cosh(\pi A / N) \quad (2-32)$$

其中

$$\pi A = \cosh^{-1} R_0 = \ln(R_0 + \sqrt{R_0^2 - 1}) \quad (2-33)$$

R_0 是 $W_{2N}(z)$ 的零点。令式(2-30)中的 N 趋近于无穷, 可知极限函数为

$$F(z, A) = \cos[\pi\sqrt{z^2 - A^2}] \quad (2-34)$$

于是上式中只包含一个参数 A 。令 $u = (L/\lambda)\cos\theta$, 其中 L 是线源的长度, 作函数

$$F(u, A) = \cos\pi\sqrt{u^2 - A^2} \quad (2-35)$$

使 $F(u, A)$ 表示线源的方向图, 则在副瓣区域 ($u^2 > A^2$) 内, 有无数个幅度为1的副瓣。由于 $F(u, A)$ 的所有副瓣是等幅、均不衰减的, 找不到一种电流分布来实现这种空间因子的方向图, 因此称为理想空间因子。

2.2.2 泰勒分布

若想使理想空间因子在保留原有特性的同时又具有远副瓣衰减的特性, 就必须对理想空间因子 $F(u, A)$ 加以改造。已知 $\sin(\pi \cdot u) / (\pi \cdot u)$ 的副瓣包络是按 $|u|^{-1}$ 的规律衰减的。为了使线源方向图主瓣附近的一些旁瓣为等电平的, 而其它远副瓣则按照 $|u|^{-1}$ 的规律衰减, 可把 $F(u, A)$ 和 $\sin(\pi \cdot u) / (\pi \cdot u)$ 结合起来重新构成一个空间因子, 使得 $|u|$ 很大时该新空间因子与 $\sin(\pi \cdot u) / (\pi \cdot u)$ 具有相同的零点分布。如果要求从第 \bar{n} 个零点开始方向图的零点等于 u 的整数, 即与 $\sin(\pi \cdot u) / (\pi \cdot u)$ 的零点重合, 则应该用理想空间因子的零点替换 $\sin(\pi \cdot u) / (\pi \cdot u)$ 的前 $\bar{n} - 1$ 个零点。为了与 $\sin(\pi \cdot u) / (\pi \cdot u)$ 的零点相衔接, 首先需要稍微扩展理想空间因子的零点位置, 从而得到了一个近似的理想空间因子, 即

$$F_\sigma(u, A) = \cos \left[\pi \left(\frac{u^2}{\sigma^2} - A^2 \right)^{1/2} \right] \quad (2-36)$$

显然, 它的第 n 对零点的位置为

$$u_n = \pm \sigma \left[A^2 + \left(n - \frac{1}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2-37)$$

由式(2-37)可以确定前 $\bar{n} - 1$ 个零点的位置, 而当 $n \geq \bar{n}$ 时的零点位置与 $\sin(\pi \cdot u) / (\pi \cdot u)$ 的零点位置 $u_n = \pm n$ 重合, 从而构成了泰勒方向图函数:

$$S(u, A, \bar{n}) = \cosh(\pi A) \frac{\sin(\pi \cdot u) \prod_{n=1}^{\bar{n}-1} (1 - u^2 / u_n^2)}{\pi \cdot u \prod_{n=1}^{\bar{n}-1} (1 - u^2 / n^2)} \quad (2-38)$$

式(2-37)中的 σ 称为展宽因子, 它可由下式确定

$$\sigma = \frac{\bar{n}}{u_n} = \frac{\bar{n}}{\sqrt{A^2 + (\bar{n} - \frac{1}{2})^2}} \quad (2-39)$$

泰勒方向图函数的另一种归一化表达形式为:

$$S_n(u, A, \bar{n}) = \frac{[(\bar{n}-1)!]^2}{(\bar{n}-1+u)! (\bar{n}-1-u)!} \prod_{n=1}^{\bar{n}-1} \left[1 - \left(\frac{u}{\sigma \cdot u_n} \right)^2 \right] \quad (2-40)$$

当 $u = m = 0, 1, 2, \dots$ 时, 上式可表示为式(2-41)。如果以等间距 d 对连续线源抽样或离散化, 并用式(2-41)中的 $S_n(m)$ 代替 $S(m)$, 同时省略常数 $1/L$, 即可得到由式(2-42)所确定的泰勒阵列各单元的激励幅度。

$$S_n(m) = \begin{cases} 1, & m = 0 \\ \frac{[(\bar{n}-1)!]^2}{(\bar{n}-1+m)! (\bar{n}-1-m)!} \prod_{n=1}^{\bar{n}-1} \left[1 - \frac{m^2}{\sigma^2 [A^2 + (n-1/2)^2]} \right], & 0 < m < \bar{n} \\ 0, & m \geq \bar{n} \end{cases} \quad (2-41)$$

$$I_n(p) = 1 + 2 \sum_{m=1}^{\bar{n}-1} S_n(m) \cos mp \quad (2-42)$$

式中

$$p = \frac{2\pi}{L} \xi = \begin{cases} \frac{2\pi dn}{L}, n = 0, 1, 2, \dots, N \quad (n = 2N + 1) \\ \frac{\pi d(2n+1)}{L}, n = 0, 1, 2, \dots, (N-1) \quad (n = 2N) \end{cases} \quad (2-43)$$

第三章 波导缝隙阵列天线的基本原理及分析

由于波导的高特性阻抗很容易与半波缝隙天线匹配，所以波导成为给缝隙天线馈电的理想传输线。当波导中传输微波信号时，在金属波导内壁表面上将产生感应电流。当开在波导壁上的缝隙截断波导内壁上的电流线时，就会有电流流到波导外壁，同时在缝隙间激励起电场，缝隙间的电场可用沿缝隙轴分布的面电流等效，波导外壁上的电流以及缝隙上的磁流将向空间辐射电磁波。缝隙的长度约为半个工作波长，即缝隙处于谐振状态。随着缝隙在波导上的位置的不同而构成不同形式的缝隙，经常使用的缝隙有开在波导窄边上的倾斜缝隙、开在波导宽边上的偏置纵向缝隙、以及开在波导宽边中心线上的倾斜缝隙。通过精心选取缝隙的个数、尺寸、位置等参数，可以产生各种特定的天线方向图。要进行波导缝隙天线阵的设计，对缝隙辐射的机理以及相关特性的分析是非常必要的。

3.1 巴俾涅原理与理想缝隙天线

3.1.1 巴俾涅原理

基本缝隙元是电基本振子的互补天线，若将薄片状电流元放置在缝隙位置上，二者恰好互补构成一个完整的无限大导电屏^[25]。Henry Booker^[26]将巴俾涅(Babinet)原理加以扩展并广义化，从而基本缝隙元的辐射问题可以利用与之互补的电基本振子的辐射来求解。

扩展的巴俾涅原理^[27]描述了两个对偶源（具有互补结构）的电磁场解之间的相互关系。如图 3.1 所示，假定在 $z < 0$ 半空间的有限区域内有电流源 J ，则在图示前三种情况下，电流源在 $z > 0$ 的半空间内所产生的场分别是：(a)在自由空间的场为 E_i, H_i ；(b)在 $z=0$ 处有面积为 S_a 的平面理想导电屏时，为 E_d, H_d ；(c)在 $z=0$ 处有开口面积为 S_a 的无限大理想导磁屏 S 时，电屏与磁屏互补，即它们构成一无重叠的无限大单一实屏，其场为 E_m, H_m ，则

$$\left. \begin{aligned} E_d + E_m &= E_i \\ H_d + H_m &= H_i \end{aligned} \right\} \quad (3-1)$$

证明如下：由于在图 3.1 中(b)和(c)的情况下， $z > 0$ 半空间内的电磁场均是屏上的感应电、磁流所产生的散射场 E^s, H^s 与入射场 E_i, H_i 之和，即

$$\left. \begin{aligned} E_d &= E_i + E_d^s \\ H_d &= H_i + H_d^s \end{aligned} \right\} \quad (3-2)$$

和

$$\left. \begin{aligned} E_m &= E_i + E_m^s \\ H_m &= H_i + H_m^s \end{aligned} \right\} \quad (3-3)$$

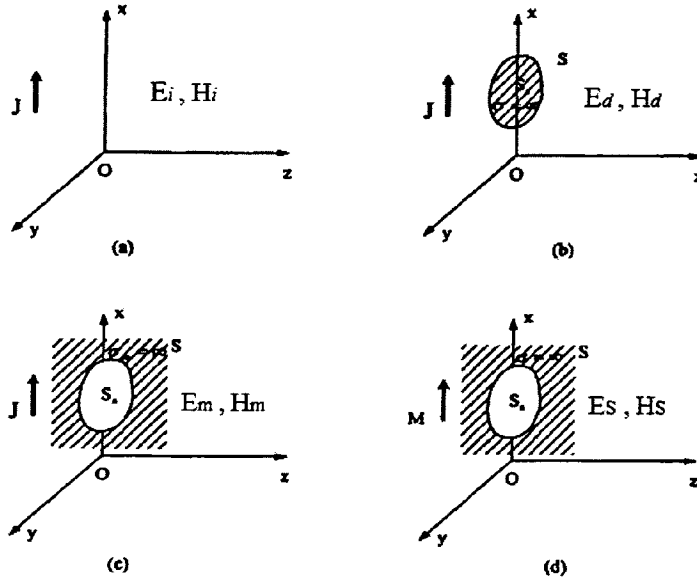


图 3.1 巴俾涅原理示意图

在图(b)的情况下, 可将电屏上的感应电流看作无数电流元的矢量和。由于电流元的磁场与电流元所在的任意平面相垂直, 因而电屏上的感应电流在 S 面 (在 $z=0$ 平面上除去电屏 S_a 的部分) 上的切向磁场满足关系式: $\hat{n} \times H_d^s = 0$ 。于是由式(3-2)得:

$$\left. \begin{aligned} \hat{n} \times H_d &= \hat{n} \times H_i && \text{(在 } S \text{ 面上)} \\ \hat{n} \times E_d &= 0 && \text{(在 } S_a \text{ 面上)} \end{aligned} \right\} \quad (3-4)$$

同理, 在图(c)所示情况下:

$$\left. \begin{aligned} \hat{n} \times E_m &= \hat{n} \times E_i && \text{(在 } S_a \text{ 面上)} \\ \hat{n} \times H_m &= 0 && \text{(在 } S \text{ 面上)} \end{aligned} \right\} \quad (3-5)$$

若将 $E_d + E_m$ 、 $H_d + H_m$ 称为混合场, 则由上两式可得:

$$\left. \begin{aligned} \hat{n} \times (E_d + E_m) &= \hat{n} \times E_i && \text{(在 } S_a \text{ 面上)} \\ \hat{n} \times (H_d + H_m) &= \hat{n} \times H_i && \text{(在 } S \text{ 面上)} \end{aligned} \right\} \quad (3-6)$$

式(3-6)表明在 $z=0$ 平面上入射场与混合场具有相同的边界条件, 由唯一性定理可知在 $z>0$ 的半空间内式(3-1)成立。将式(3-2)、(3-3)代入式(3-1), 得出

$$\left. \begin{aligned} E_m &= -E_d^s \\ H_m &= -H_d^s \end{aligned} \right\} \quad (3-7)$$

和

$$\left. \begin{aligned} E_d &= -E_m^s \\ H_d &= -H_m^s \end{aligned} \right\} \quad (3-8)$$

由以上两式可知，通过电(磁)屏的场等于与之互补的磁(电)屏上感应磁(电)流散射场的负值。

对于图(d)， $z=0$ 处有开口面积为 S_a 的无限大理想导电屏 S ，在 $z<0$ 半空间的有限区域内存在磁流源 M ，磁流源在 $z>0$ 的半空间内所产生的电磁场为 E_s 、 H_s 。比较图 3.1 中的(c)和(d)可知，由于二者的屏和源完全对偶，由二重性原理得出它们在 $z>0$ 半空间内的场也完全对偶，即

$$\left. \begin{aligned} E_m &= \eta^2 H_s \\ H_m &= -E_s \end{aligned} \right\} \quad (3-9)$$

将式(3-7)代入(3-9)可知互补电屏间的电磁场满足的关系为：

$$\left. \begin{aligned} E_s &= H_d^s \\ H_s &= -\frac{E_d^s}{\eta^2} \end{aligned} \right\} \quad (3-10)$$

当电流源和磁流源的形状与 S_a 相同，并且与 S_a 重合时，互补电屏之间的电磁场满足如下关系：

$$\left. \begin{aligned} E_s &= H_d \\ H_s &= -\frac{E_d}{\eta^2} \end{aligned} \right\} \quad (3-11)$$

根据式(3-11)，基本缝隙元辐射的电磁场表达式可通过基本电流元辐射的电磁场表达式导出。

3.1.2 理想缝隙天线

如图3.2所示，在无限大和无限薄的导电平面上开的直线缝隙称为理想缝隙，它可以由外加电压或场激励。缝隙的宽度 ω 远小于长度 $2l$ ，且 $2l$ 远小于 λ 。缝隙上的电场分布如图所示，缝隙区域内只有切向电场分量，电场以驻波形式垂直于缝隙的长边分布，缝隙场强的表达式为：

$$E = -E_m \sin[k(l - |z|)]e_y \quad (3-12)$$

式中 E_m 为波腹处的电场幅值。在 $x>0$ 的半空间，缝隙可以与磁流元等效，其等效磁

流面密度为

$$M = -\hat{n} \times E = E_m \sin[k(l - |z|)]e_z \quad (3-13)$$

可以看出，理想缝隙和一个与之等尺寸的片状磁对称振子等效。

由对偶原理可知，磁对称振子的辐射场能够由与之尺寸相同的板状对称振子的辐射场直接得出。而细长圆柱对称振子的远区电场与窄长板状对称振子的相同，即

$$E = j60I_M \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta} \frac{e^{-jkr}}{r} e_\theta \quad (3-14)$$

式中 θ 为振子轴与射线的夹角。因为板状振子的厚度趋近于零，周长为 $2w$ (w 是板状振子的宽度)， $I_M = 2wH_t$ ，这里 H_t 是在振子电流波腹处的磁场切向分量。从而上式可写为

$$E = j120wH_t \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta} \frac{e^{-jkr}}{r} e_\theta \quad (3-15)$$

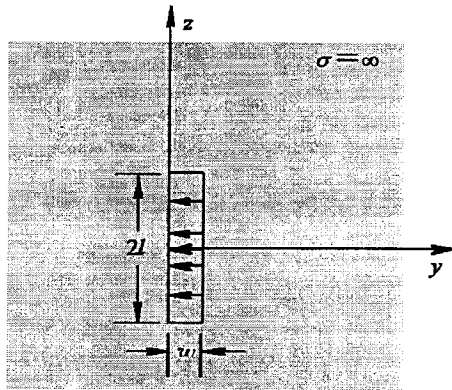


图3.2 理想缝隙天线示意图

因此长度为 $2l$ 的理想缝隙天线的远区磁场为

$$H_d = -j \frac{120wE_{dt}}{Z_0^2} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta} \frac{e^{-jkr}}{r} e_\theta \quad (3-16)$$

式中 $E_{dt} = -Z_0 H_t$ ，是理想缝隙天线在其电压波腹处的电场切向分量。由于缝隙的波腹电压 $U_M = wE_{dt}$ ，

$$H_d = -j \frac{120U_M}{Z_0^2} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta} \frac{e^{-jkr}}{r} e_\theta \quad (3-17)$$

同理，可由对称振子远区磁场得出理想缝隙天线的远区电场为

$$E_d = j \frac{120U_M}{Z_0^2} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta} \frac{e^{-jkr}}{r} e_\phi \quad (3-18)$$

通常,理想缝隙和与它相同尺寸的对称振子被称作互补天线,这是由于当它们组合在一起时重新构成一个单一导电屏。它们具有相同的方向函数,为

$$f(\theta) = \left| \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta} \right| \quad (3-19)$$

两者的区别主要在极化方向上,并且方向图的E面与H面正好互换,理想半波缝隙天线($2l = \lambda/2$)的H面方向图如图3.3所示,而E面方向图无方向性,恰好与半波对称振子的相反。如果在计算缝隙的辐射电阻时选取波腹电压值 U_m 作为参考电压,则缝隙的辐射功率 $P_{r,m}$ 与辐射电阻 $R_{r,m}$ 之间满足如下关系式:

$$P_{r,m} = \frac{1}{2} \frac{|U_m|^2}{R_{r,m}} \quad (3-20)$$

而已知对称振子的场强表达式为

$$E_\theta(\theta) = j60I_M \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta} \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (3-21)$$

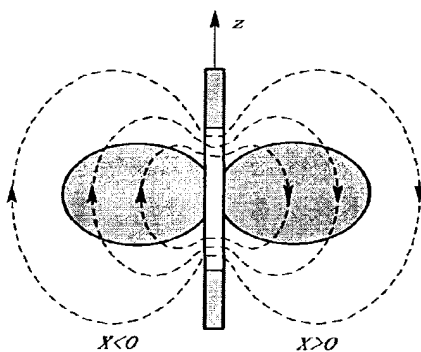


图3.3 理想缝隙天线H面方向图

比较式(3-18)和(3-21)可知,若理想缝隙天线的辐射功率与互补对称振子的相等,则 U_m 和对称振子在波腹处的电流值 I_m^e 之间应满足的关系为:

$$U_m = 60\pi I_m^e \quad (3-22)$$

利用对称振子的辐射功率 $P_{r,e}$ 与辐射电阻 $R_{r,e}$ 间的关系:

$$P_{r,e} = \frac{1}{2} |I_m^e|^2 R_{r,e} \quad (3-23)$$

由式(3-20)、(3-22)和式(3-23)可得到理想缝隙天线的辐射电阻与互补对称振子的之间满足如下关系式:

$$R_{r,m} R_{r,e} = (60\pi)^2 \quad (3-24)$$

已知半波对称振子的辐射电阻为 73.1Ω ,因此由上式可知理想半波缝隙的辐射电阻为

$$R_{r,m} = \frac{(60\pi)^2}{73.1} \approx 500\Omega \quad (3-25)$$

上述结论可以推广到普遍形式

$$Z_{in,m} = \frac{(60\pi)^2}{Z_{in,e}} \quad (3-26)$$

$$Z_{r,m} = \frac{(60\pi)^2}{Z_{r,e}} \quad (3-27)$$

式中 $Z_{in,m}$ 和 $Z_{r,m}$ 分别为理想缝隙天线的输入阻抗和辐射阻抗, $Z_{in,e}$ 和 $Z_{r,e}$ 分别为互补对称振子的输入阻抗和辐射阻抗。

从以上两式得知, 任意长度的理想缝隙天线的输入阻抗和辐射阻抗均可以根据与之互补的对称振子的对应值求得。因为对称振子谐振时的输入阻抗为纯电阻, 所以缝隙谐振时的输入阻抗也为纯电阻, 并且理想缝隙的谐振长度稍短于半波长的整数倍。缩短量与缝隙宽度有关, 且缝隙越宽, 缩短现象越明显。

3.2 波导缝隙天线理论

波导缝隙阵列天线具有口径场分布易于控制、辐射效率高、馈电损耗小、性能稳定、结构紧凑、机械强度高优点, 并且容易实现赋形波束、窄波束、低副瓣甚至超低副瓣。最近十几年, 随着对雷达抗干扰要求的提高、脉冲多普勒可视雷达的发展以及气象雷达的应用, 要求天线应具有低副瓣或极低副瓣的性能, 从而使得波导缝隙阵列天线成为满足此项要求的优选天线形式, 广泛应用于需要窄波束或赋形波束的微波通信和雷达系统中^[28]。

3.2.1 波导缝隙天线的辐射原理

假设在波导中仅传输主模, 矩形波导的主模为 TE_{10} 模, 此时波导内的电磁场可表示为:

$$\begin{aligned} \vec{E}_t &= \vec{E}_{10t} \exp(\pm j\beta_{10}z) \\ \vec{H}_t &= \pm \vec{H}_{10t} \exp(\pm j\beta_{10}z) \\ \vec{H}_z &= j \vec{H}_{10z} \exp(\pm j\beta_{10}z) \end{aligned} \quad (3-28)$$

式中, z 表示波导轴线方向。 $\beta_{10} = 2\pi / \lambda_g$, λ_g 为波导波长。 t 为波导的横向方向, 假设波导为理想导体, 则波导的表面电流可表示为:

$$\vec{J} = \vec{n} \times \vec{H} \tag{3-29}$$

式中， \vec{n} 表示波导内壁的单位法向矢量， \vec{H} 为内壁附近的磁场。由式(3-28)和(3-29)可以得到矩形波导传输TE₁₀模时的电磁场及表面电流分布，如图3.4所示^[27]。

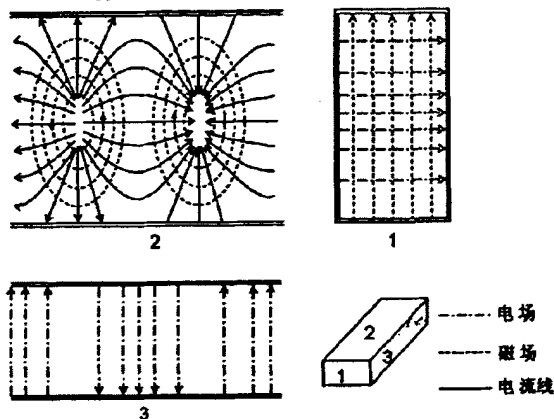


图3.4 矩形波导内的场分布与电流分布

常用缝隙天线是开在传输TE₁₀波的矩形波导壁上的半波谐振缝隙，如果所开缝隙切断波导壁上的传导电流，那么在缝隙上将产生电场，且对波导内壁电流产生扰动，并从波导内耦合部分电磁能量向自由空间辐射，这样的缝隙被称作辐射缝隙。随着缝隙切割在波导壁上位置的不同，形成不同形式的缝隙。经常使用的缝隙形式有宽边的偏置纵缝、横缝、倾斜缝以及窄边的倾斜缝。

根据电磁场基本理论^[29]，对TE₁₀波而言，在波导宽边上有横向和纵向两个电流分量，横向电流的幅值沿宽边呈余弦分布，在中心线处为零，纵向电流的幅值沿宽边呈正弦分布，中心线处最大；而电流在波导窄边上仅有横向分量，且沿窄边均匀分布。能够切割电流的缝隙称为辐射缝隙，如图3.5所示的缝隙a、b、c、d、e；由于缝隙f与电流线平行，无法切割电流，因此没能获得激励，称为非辐射缝隙。

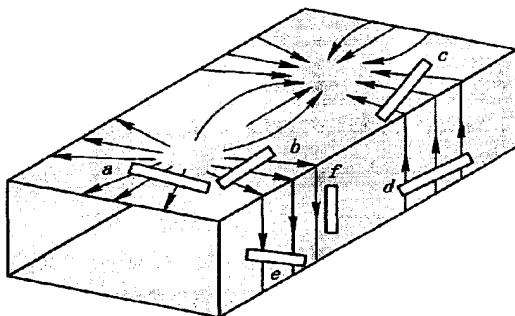


图3.5 矩形波导内壁电流分布及缝隙配置

3.2.2 缝隙的等效电路及等效电导的计算

当波导开缝以后，在缝隙附近主模 TE_{10} 模与高次模将产生叠加，以混合模形式继续传输一段距离后高次模消失。由于波导不能视为无限大平面，难以严格计算波导缝隙辐射场的方向性。在波导缝隙阵列设计中，波导上的辐射缝隙不仅向外空间辐射能量，还会导致波导负载发生变化，波导缝隙对波导传输线所呈现的阻抗特性影响了缝隙上的电流分布，这是波导缝隙阵列设计与分析的关键，利用等效传输线的概念来分析阻抗关系比较方便^[27]。可以根据波导缝隙附近电流的变化，把不同位置的缝隙等效为与传输线串联的阻抗或并联的导纳，建立各种波导缝隙的等效电路，然后运用经典理论进行讨论。

在波导壁上的缝隙由于其切割波导内壁电流的方向和位置不同，其等效电路也不同。如图3.6所示，波导宽边偏置纵缝切割波导宽边的横向电流，使横向电流向缝隙两端分流，导致纵向电流突变，故波导宽边偏置纵缝等效于传输线上的并联导纳。波导宽边横缝截断了纵向电流，使纵向电流以位移电流的形式延续，引起的次级场强的垂直分量在缝隙两边反向，导致总电场在缝隙两侧突变，故横向缝隙等效于传输线上的串联阻抗，如图3.7所示。偏离波导宽边中心的倾斜缝隙既引起纵向电场又引起横向电流的突变，可等效为四端口网络。窄边倾斜缝隙与宽边偏置纵缝一样是切割横向电流，同样可以等效为并联导纳。各种波导缝隙的等效电路如图3.8所示，图中阻抗和导纳都是归一化值。

缝隙受沿正 z 方向传播的入射波激励，在波导的内外空间产生散射波。在波导内沿负 z 方向传播的散射波形成反射波，沿正 z 方向传播的散射波与入射波叠加后构

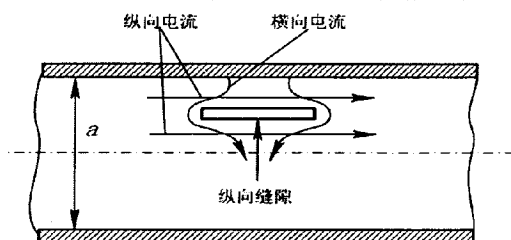


图3.6 波导宽边偏置纵缝附近电流分布

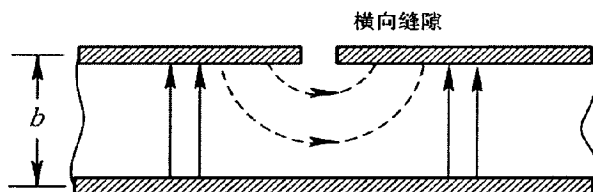


图3.7 波导宽边横缝附近电场分布

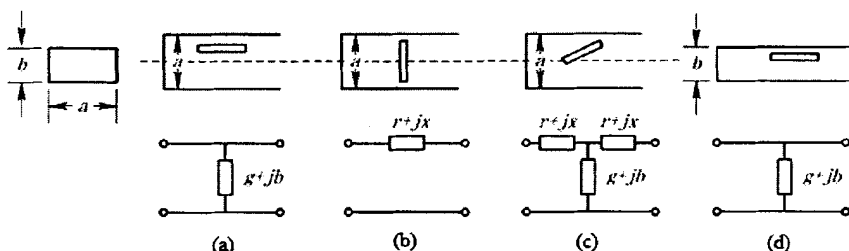


图3.8 各种波导缝隙的等效电路

成传输波。在求出前向和后向散射波的场强后，由功率方程可求得波导缝隙的等效导纳或阻抗^[27]。Stevenson在计算缝隙的电参数时假设了四个条件：波导壁厚近似为零且为理想导体；缝隙为窄缝($l/w \gg 1$)而且缝隙长度 l 为 $\lambda/2$ ， λ 为工作波长；在波导中仅传播主模 TE_{10} 模；缝隙上的电场近似于正弦分布。Stevenson根据波导模的格林函数和传输线理论及上述假设条件推导出了各种形式缝隙的归一化电阻(电导)的计算式^[3]。图3.8显示了三种典型缝隙的位置参数。

图3.8(a)为宽边偏置纵向缝隙，其归一化电导为：

$$g = 2.09 \frac{\alpha \lambda_g}{b \lambda} \sin^2\left(\frac{\pi d}{a}\right) \cos^2\left(\frac{\pi \lambda}{2 \lambda_g}\right) \quad (3-30)$$

图3.8(b)为宽边横向缝隙，其归一化电阻为：

$$r = 0.523 \left(\frac{\lambda_g}{b \lambda}\right)^3 \frac{\lambda^2}{ab} \cos^2\left(\frac{\pi \lambda}{4a}\right) \cos^2\left(\frac{\pi \lambda}{a}\right) \quad (3-31)$$

图3.8(d)为窄边倾斜缝隙，其归一化电导为：

$$g = 0.131 \frac{\lambda_g \lambda^3}{a^3 b} \left[\frac{\sin \theta \cos\left(\frac{\pi \lambda}{2 \lambda_g} \sin \theta\right)}{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_g} \sin \theta\right)} \right]^2 \quad (3-32)$$

式中， a 、 b 分别是波导宽边与窄边的内口径尺寸； λ 、 λ_g 分别是自由空间波长和波导波长； d 为缝隙中心偏离波导中心线的垂直距离。

波导缝隙阵列天线是由许多个缝隙按照一定的规律排列起来的，其相邻缝隙之间的间距通常不满足远大于波长的条件，因此在设计天线阵列时不能忽略邻近缝隙之间的相互影响。当相邻缝隙的间距很小时，缝隙的场分布会相互影响，所以缝隙处于阵列环境中的阻抗与单个缝隙时相比均有所变化。缝隙阻抗的改变会对天线的性能产生重大的影响，是在设计天线阵列时必须给予考虑的^[30-31]。根据上述公式所设计的波导缝隙天线并没有考虑缝隙间互耦的影响，因此本文采用下面的设计方法，在提取参数确定缝隙电导函数阶段计入了缝隙间耦合的影响，设计了波导窄边缝隙天线并经过优化达到指标要求。

3.2.3 互耦原理

由于考虑互耦后的电导值(多缝隙)与没有考虑互耦(孤立缝隙)的电导值有着显著差别,Stevenson 定义了增量导纳,即在缝隙间距约为半个波导波长的谐振式缝隙阵中增加一个谐振缝隙,相邻缝隙以 $\pm\beta$ 等倾角配置,通过仿真或测量得到由于互耦影响而增加的导纳,即为增量导纳。增量导纳的引出,与基于孤立缝隙的设计相比有很大的改善,但仍存在不严格的地方。增量导纳的获取是基于相同倾角的缝隙,而真实的情况是每个缝隙的倾角并不相同,对于通常采用的泰勒分布,增量电导数据对阵列中部的缝隙设计准确度较高,而对阵列两端点附近的缝隙(口径分布的斜率很大)设计的偏差较大。因此在设计性能良好的短阵时,必须重点关注缝隙端头效应的影响。虽然 R.S.Elliott 采用等效磁流片的方法研究了缝隙间的互耦^[8],但这些结果仍不能满足工程的需求。

下面利用振子阵列模型来研究单元之间的互耦对单元输入阻抗的影响^[32]。由N元振子组成的阵列天线如图3.9所示,该阵列通过一个1分N的功率分配网络馈电,网络的各输出端口间相互隔离,各输出端口的电压按口径分布 $a_i(i=1,2,\dots,N)$ 来设计。振子上的电流分布为

$$i_i = I_i \cos \frac{\pi x}{2l_i} \quad (3-33)$$

式中 I_i 为复电流幅度, $2l_i$ 为第*i*个振子的长度, $x \in [-l_i, l_i]$ 。 V_i 为馈电口的激励电压,



图3.9 N元振子阵列天线示意图

则有

$$V_i = Z_i I_i \quad (3-34)$$

若馈电网络输出口传输线的特征阻抗为 Z_0 ,则阵列中的每个辐射单元的阻抗应与之匹配,在不考虑辐射单元间的相互作用的情况下,即每个辐射单元的输入阻抗为 Z_0 ,而且口径上的电流分布与馈电网络的激励电压成正比,则只要馈电网络的输出电压 a_i 满足设计要求,振子阵列的电流分布也能满足天线口径分布的要求。

然而,对振子的激励不仅仅在振子*i*的馈电口,其他振子电流分布的辐射耦合也会对该振子产生激励,使阵列口径上的幅度、相位分布偏离设计值 a_i ,并在辐射单元的馈电口表现为阻抗失配。研究表明,无论是在馈电口的电压激励,还是外部辐射场的激励,振子上的电流分布都是由式(3-33)表示,只是电流的幅度、相位

值不同。

外部辐射场的激励在馈电口也产生电压分量，总激励电压可表示为

$$V_i^a = V_i + \sum_{j=1}^N V_{ij} = Z_i I_i + \sum_{j=1}^N Z_{ij} I_j \quad (3-35)$$

式中 Z_i 为自阻抗， Z_{ij} 为互阻抗，这时 I_i 为振子 i 在有互耦情况下的复电流幅度。

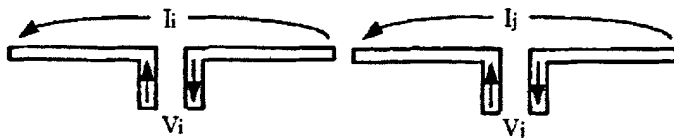


图3.10 阵列中振子上的电流分布

如图 3.10 所示，互阻抗 Z_{ij} 的物理意义是振子 j 上单位幅度的电流分布在单元 i 的馈电口所产生的电压值。将式(3-35)除以 I_i 得到单元 i 的有源阻抗为

$$Z_i^a = Z_i + \sum_{j=1}^N \frac{I_j}{I_i} Z_{ij} \quad (3-36)$$

振子上的电流分布即为口径上相应位置的口径分布值，式(3-36)可写为

$$Z_i^a = Z_i + \sum_{j=1}^N \frac{a_j}{a_i} Z_{ij} \quad (3-37)$$

有源阻抗是在互耦的作用下，在单元馈电口表现的阻抗，它是自阻抗与附加互阻抗的叠加。附加的互阻抗是所有其他辐射单元的贡献之和，与阵列的加权有关。阵列天线设计的重点问题就是调整辐射单元的自阻抗，使得馈电端口处总的有源阻抗与馈电传输线匹配，即使 $Z_i^a = Z_0$ 。对于振子辐射单元而言，可以通过在馈电端口处加载，也可以改变振子的长度来调整有源阻抗，但是首先需要计算出 Z_{ij} 的值。 Z_{ij} 可以理论计算，也可以通过实验测试方法获得。

3.3 波导缝隙阵的分类

在波导壁上开出一系列按一定规律分布的缝隙，恰当地选择缝隙的尺寸实现选定的口径分布，构成波导缝隙阵。波导场分布的特点使得缝隙阵的组阵形式更加多样化，按照缝隙单元间距和馈电方式选择的不同，波导缝隙阵列天线可以分为谐振式缝隙阵（行波阵）和非谐振式缝隙阵（驻波阵）。

3.3.1 谐振式缝隙阵

谐振式波导缝隙阵是指所有缝隙同相激励，最大辐射方向垂直于天线轴线的

阵列形式，波导内电场呈驻波形式分布，通常在波导终端加短路活塞，图 3.11 所示为工程上常见的谐振式缝隙阵。图 3.11(a)所示为开在波导宽边上的横向缝隙阵，通过取相邻缝隙的间距为 λ_g 来确保各缝隙的辐射场在法线方向同相叠加，但是由于自由空间波长小于波导波长 λ_g ，因此这种形式的缝隙阵难以避免栅瓣的出现，且由于缝隙间距过大，使得相等长度的波导上开的缝隙更少，从而使增益降低，在实际中应用很少。

在工程中得到广泛应用的是如图 3.11(b)和(c)所示的谐振式纵向偏置缝隙阵。图(b)所示的缝隙阵，横向电流分量以波导宽边中心线为对称中心，呈反对称分布，在波导轴线方向上，场强每隔 $\lambda_g/2$ 反相，因此使缝隙每隔 $\lambda_g/2$ 交替地分布在中心线两侧，由空间波程差所产生的相位差补偿了激励滞后的相位，从而实现同相激励。同时图(c)中对应位置的螺钉也应该交替地分布在中心线的两侧。对于图(d)

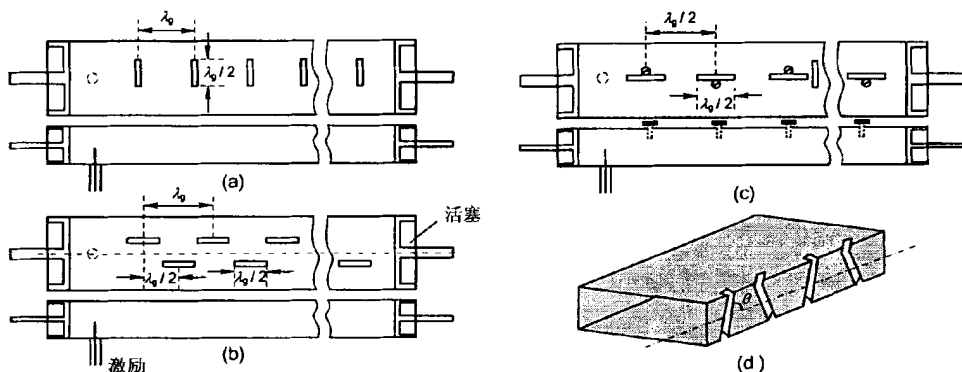


图3.11 谐振式缝隙阵

所示的开在窄边上的倾斜缝隙，相邻斜缝中心之间的距离为 $\lambda_g/2$ ，通过将斜缝切入宽壁来增加缝隙的总长度，使缝隙长度约为半波长，以达到谐振状态，并且缝隙是相互倒置的，降低了交叉极化并补偿横向电流 $\lambda_g/2$ 所产生的 π 相位差，从而实现各缝隙的同相激励。对于宽边倾斜缝隙可以等效为串联电路，波导终端接短路板时，最后一个缝隙的中心距短路板 $\lambda_g/2$ ，缝隙位于驻波电流波峰点。而宽边偏置纵向缝隙和窄边倾斜缝隙可等效为并联电路，短路板距最后一个缝隙的中心 $\lambda_g/4$ ，缝隙处于驻波电压波峰点。

3.3.2 非谐振式缝隙阵

在一根波导上开若干个缝隙，在一端加载激励信号，另一端接匹配负载，这种阵列称为行波阵，阵列中相邻缝隙的间距小于或者大于 $\lambda_g/2$ ，因此不会因各缝隙的反射波同相叠加而导致较大的驻波。如图 3.12 所示，相邻缝隙分别位于波导宽边中心线的两侧，从激励端口馈入的能量一部分沿波导辐射，另一部分向前传

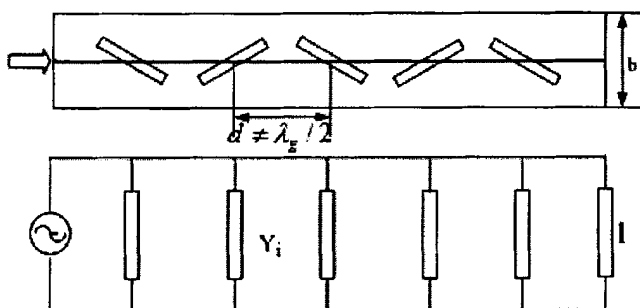


图3.12 窄边倾斜缝隙行波阵及其等效电路

输。通过控制缝隙的参数可以控制辐射量，进而实现分布加权。由于相邻缝隙间距相同且不等于 $\lambda_g/2$ ，所以相邻缝隙的辐射相位存在一个恒定的相位差，这使天线的主波束偏向电源或负载，与缝隙阵法线的夹角为^[33]

$$\theta = \arcsin\left(\frac{\lambda}{\lambda_g} - \frac{\lambda}{2d}\right) \quad (3-38)$$

由上式知，间距 d 越接近 $\lambda_g/2$ ，波束偏离法向的角度就会越小，天线的增益就会越大，同时输入端所叠加的反射波也增大。当缝隙间距 $d = \lambda_g/2$ 时， $\theta = 0^\circ$ ，即行波阵变为驻波阵。因为非谐振式缝隙阵是由行波激励的，故天线阵能在较宽频带内保持良好匹配，但效率较低，如果有足够多的缝隙单元数，则被负载吸收的能量有限，从而与谐振式天线的效率相比差距不大。

3.4 波导窄边缝隙阵的设计方法

设计波导窄边缝隙阵最关键的问题是如何在考虑耦合的前提下设计各缝隙的尺寸来实现所选定的口径分布，主要分为如下两步^[1]：(1)根据选定的口径分布计算出所要求的各缝隙的理论电导分布；(2)确定缝隙电导与缝隙尺寸之间的关系，即利用提取参数模型提取出缝隙电导函数，从而确定各缝隙的尺寸。由于窄边缝隙阵中缝隙之间的互耦很严重，提取计入互耦影响的缝隙电导函数是设计这类天线的一个主要难点。

3.4.1 缝隙理论电导分布的计算^[1]

波导窄边缝隙行波阵的结构图与其波导内的等效电路如图3.13所示，根据等效电路可以推导出计算缝隙的理论电导分布的一般公式。

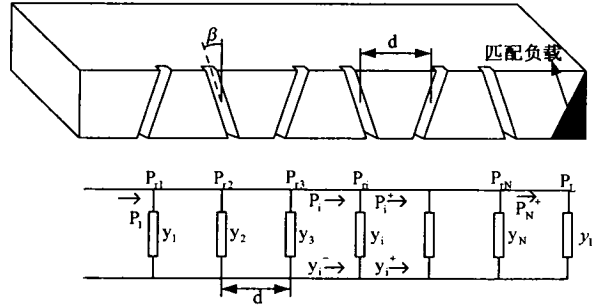


图3.13 波导窄边缝隙阵及其等效电路

波导缝隙的导纳是考虑互耦影响后的等效导纳，我们采用下列符号表示：

$y_i = g_i + jb_i$ ——第 i 个缝隙的归一化导纳；

$y_i^+ = g_i^+ + jb_i^+$ ——第 i 个缝隙右边向负载端看去的归一化导纳；

$y_i^- = y_i + y_i^+$ ——第 i 个缝隙左边向负载端看去的归一化导纳；

P_{ri} ——第 i 个缝隙的辐射功率；

P_i^+ ——第 i 个缝隙右边向负载端传输的功率；

P_i^- ——第 i 个缝隙左边向负载端传输的功率。

上述功率均指的是有功功率。由等效电路可知，第 i 个缝隙的归一化电导为

$$g_i = \frac{P_{ri}}{P_i^+} g_i^+ \quad (3-39)$$

将 g_i 看作两部分的乘积，即

$$g_i = g_i' g_i^+ \quad (3-40)$$

$$g_i' = \frac{P_{ri}}{P_i^+} \quad (3-41)$$

在分析计算时，利用行波近似法，假定波导内的场呈行波分布。此时 $g_i^+ \approx 1$ ，故 $g_i \approx g_i'$ 。设波导的衰减系数为 α ，波导内传输的行波功率经过间距 d 后减小到 q 倍，则：

$$q = e^{-2\alpha d} \quad (3-42)$$

$$\left. \begin{aligned} P_1^+ &= P_1 - P_{r1} \\ P_2^+ &= qP_1^+ - P_{r2} = q(P_1 - P_{r1} - P_{r2}q^{-1}) \\ &\dots \\ P_i^+ &= q^{i-1} \left(P_1 - \sum_{j=1}^i P_{rj} q^{-j+1} \right) \\ &\dots \\ P_N^+ &= q^{N-1} \left(P_1 - \sum_{j=1}^N P_{rj} q^{-j+1} \right) \end{aligned} \right\} \quad (3-43)$$

N 为缝隙总数。将上式中 P_i^+ 带入式(3-41)得

$$g_i = \frac{P_n q^{1-i}}{P_1 - \sum_{j=1}^i P_n q^{1-j}} \quad (3-44)$$

天线的辐射效率 η 定义为天线总辐射功率 P_r 与净输入功率 P_1 之比, 即

$$\eta = \frac{P_r}{P_1} = \frac{\sum_{i=1}^N P_n}{P_1} \quad (3-45)$$

把式(3-45)带入式(3-44)可得

$$g_i = \frac{P_n q^{-i+1}}{P_1 - \sum_{j=1}^i P_n q^{-j+1}} = \frac{E_i^2 q^{-i+1}}{\frac{1}{\eta} \sum_{j=1}^N E_j^2 - \sum_{j=1}^i E_j^2 q^{-j+1}} \quad (3-46)$$

式中 E_i 指给定的第 i 个缝隙的口径激励系数, 且 $P_n \propto E_i^2$, 根据此式, g_i 可直接根据天线的辐射效率和给定的口径分布算出。

计算波导缝隙阵的理论电导分布还有很多种方法, 这里不逐一叙述, 但是无论采用哪种方法计算, 算出的 g_i 都不应大于所选取的最大值 g_{\max} 。原因是: (1)使缝隙对波导为弱耦合, 这时波导内主模传输占优势, 且非常接近于行波状态; (2)过大的缝隙电导值难以实现。一般取 $g_{\max} = 0.1 \sim 0.2$, 具体的 g_{\max} 要根据缝隙阵的单元间距和单元数目等参数决定。如果算出的 g_i 的最大值大于 g_{\max} , 则应取更低的效率重新计算。本文设计的波导窄边缝隙阵中取 $g_{\max} = 0.23$ 。

3.4.2 确定缝隙电导函数

在波导窄边缝隙阵的设计过程中, 提取缝隙电导函数的精确与否决定了天线辐射性能的好坏。应用电磁仿真软件Ansoft HFSS建立提取参数模型时, 模型中的缝隙单元的数目可以和实际阵列不同, 而相邻缝隙的间距以及缝隙的宽度都应与实际阵列相同, 相邻缝隙交替倒向。利用仿真得到的散射参数 S_{21} 和下述公式就可以计算出单个缝隙在阵列中的平均电导值。运用行波近似法推导计算公式的过程如下:

$$g_i \approx \frac{P_n}{P_i^+} = \frac{P_i - P_i^*}{P_i^+} = \frac{P_i}{P_i^+} - 1 = q \left(\frac{P_i}{P_{i+1}} \right) - 1 \quad (3-47)$$

每个缝隙的相对辐射功率都近似看成相同, 则

$$\frac{P_1}{P_N} = \frac{P_1}{P_2} \cdot \frac{P_2}{P_3} \cdots \frac{P_{N-1}}{P_N} = \left(\frac{P_i}{P_{i+1}} \right)^N \quad (3-48)$$

将式(3-48)代入(3-47)得

$$g = q \left(\frac{P_1}{P_L} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 = qr^{\frac{1}{n}} - 1 \quad (3-49)$$

由公式(3-42)可知 $q = e^{-2\alpha d}$, r 为匹配负载相对吸收功率, 可用通常测功率比的方法测出, 但采用测量散射参数的短路活塞法是很方便和准确的。这时把提取参数模型作为一个微波网络来处理, 匹配负载的相对吸收功率 r 用此网络的散射参数表示为:

$$r = \frac{|s_{12}|^2}{1 - |s_{11}|^2} \quad (3-50)$$

在仿真软件中, S参数很容易得到, 因此, 算出 r 就可以得到缝隙的谐振电导 g 。值得注意的是, 当缝隙倾角较小时, 为了使提参模型输出端加短路活塞后其输入端反射系数不至于过大, 缝隙数 N 应取足够多。

为了得到缝隙电导函数曲线, 在仿真软件中固定缝隙倾角 γ , 对缝隙切深进行参数扫描, 直至等效电导随频率变化的曲线上的最大值对应于工作频率, 此时缝隙的切深为谐振切深 L_0 , 对应的等效电导值为谐振电导 g , 间隔一定的缝隙倾角重复上述工作就可以得到各个缝隙谐振电导所对应的倾角和切深。此时得到的设计参数为离散值, 由于人为记录和软件仿真精度等因素而造成的误差, 单纯线性连接这些离散点所形成的曲线会与实际曲线存在较大误差并且可能出现突变点。因此我们还需要对这两组数据进行数据拟合, 才能得到比较满意的缝隙电导函数曲线。根据电导函数就可以得到任意电导值所对应的缝隙的倾角和切深, 从而可以利用已算出的理论电导分布实现预定的口径分布, 得到波导窄边缝隙天线的初始加工尺寸。

在提取电导函数阶段, 如果倾角 γ (介于 $0^\circ \sim 30^\circ$) 每隔很小角度 γ_0 用上述方法 (记为方法一) 计算一次, 其计算量很大, 另外当倾角较小时电导随切深变化的曲线波动剧烈, 这将导致提取参数不准确。文献^{[1][20]}用下述方法进行近似, 可以节约时间, 并且效果不错, 因此下面对该方法 (记为方法二) 做详细介绍。

实验证明, 对于不同倾角的谐振缝隙, 虽然其切深各不相同, 但是沿着波导外壁计算的缝隙长度 (谐振长度 $2l_0$) 都近似相同, 各参数之间的关系如下:

$$2l_0 = \frac{b}{\cos \gamma} + 2L_0 \quad (3-51)$$

其中 b 是波导窄边内尺寸。

因此, 我们不用计算整条 $L_0(\gamma)$ 曲线, 根据公式(3-51), 已知 $2l_0$ 便可计算出相应的 L_0 值。由以上方法确定的电导函数对阵中大部分缝隙来说是比较接近的, 阵

列两端的缝隙所处的互耦环境与阵中间部分缝隙相差较大,因此需要对天线阵两端缝隙尺寸作适当修改。

由式(3-46)可以计算出各缝隙的归一化理论电导值 g_0 ,而各缝隙的 γ 值和 g_0 值有下列近似关系:

$$g_0 = A \sin^2 \gamma \quad (3-52)$$

式中常数 A 可由提取参数得到的谐振电导 g 与倾角 γ 的关系算出,选取几组 (g, γ) 值,计算得出的 A 值基本相同,取它们的平均值即可。

根据计算得到的理论电导分布,由式(3-52)即可确定各个缝隙相应的倾角 γ 值,然后利用式(3-51)便可得到各个缝隙的切口深度 L_0 。这样便初步确定了所有缝隙的尺寸,在仿真软件中建立仿真模型,仿真后根据设计指标对模型进行进一步的优化,便可得到满足指标要求的波导窄边缝隙阵的最终加工尺寸。

第四章 C 波段波导窄边缝隙阵的设计

本文采用的设计方法是把钟顺时所提出的设计方法^[1]与仿真软件相结合,利用行波近似与网络法计算出缝隙理论电导分布,在仿真软件中建立提参模型提取近似计入了缝隙间互耦影响的缝隙电导函数。波导窄边缝隙阵的设计主要分以下几步^[20]:

- (1) 根据天线设计指标确定缝隙阵的形式、尺寸、缝隙数目;
- (2) 根据副瓣电平、波束宽度及增益要求对阵列天线进行方向图综合,计算出各缝隙的激励电流幅值分布;
- (3) 根据归一化电流幅值分布结合网络法和行波近似确定每个缝隙的归一化理论电导值。
- (4) 在仿真软件中建立提取参数模型,用参数扫描功能提取出电导函数;或者是利用参数扫描和优化功能得到几个不同倾角的缝隙的谐振电导值,估算出缝隙电导函数,从而计算出每个缝隙的倾角和切深。
- (5) 根据第(4)步所确定的缝隙尺寸,建立完整的模型进行仿真,再根据初始仿真结果进行优化,得出天线具体机械加工尺寸。

4.1 波导窄边缝隙阵的设计指标

4.1.1 天线的设计指标

本文所设计的波导窄边缝隙阵为一维扫描平面阵列天线的单元,针对于具体的指标进行设计有利于对设计方法的研究,具体指标如下:

- 1) 天线形式: 波导缝隙阵列天线
- 2) 工作频率: C 波段(带宽为 4.4%)
- 3) 增益: 线阵增益 $G \geq 21dB$
- 4) 方位面半功率波束宽度: $2\theta_{0.5方位} = 2^\circ \pm 0.2^\circ$
- 5) 极化方向: 水平极化
- 6) 副瓣电平: $\leq -28dB(\pm 10^\circ \text{ 以内})$ 、 $\leq -30dB(\pm 10^\circ \text{ 以外})$
- 7) 电压驻波比: 驻波 ≤ 1.2

4.1.2 天线参数的选取

根据工作频段的要求选择BJ70型号波导，材料为铝，波导的损耗为0.0079 Np/m。由于谐振式缝隙阵的带宽较窄，难以实现4.4%的带宽，因此选择行波阵列。从极化方式的角度看，宽边偏置纵向缝隙阵的极化方式为垂直极化，而窄边倾斜缝隙阵的极化方式为水平极化，为了满足指定的极化方式要求，选择窄边倾斜缝隙阵。

若为等幅激励的均匀直线阵，其方位面方向图的副瓣电平均约为-13.5dB，达不到指标要求，因此各单元的激励幅度必须加权，以形成满足指标要求的方位面方向图，在此对各单元激励幅度依然采用泰勒分布。方位面波束宽度公式为^[34]：

$$BW = 51 \frac{\lambda}{(N-1)d \sin \theta_m} f \sigma \quad (4-1)$$

式中 θ_m 是主瓣最大值方向， σ 为式(2-39)中所描述的泰勒线源展宽因子， f 为波瓣展宽因子：

$$f = 1 + 0.636 \left\{ \frac{2}{R_0} \cosh[\sqrt{(\cosh^{-1} R_0)^2}] \right\}^2 \quad (4-2)$$

由式(4-1)可以确定由单元间距 d 和单元数 N 决定的阵列长度 $L=(N-1)d$ 。对于波导窄边缝隙阵，在选取单元间距时必须进行综合考虑，既要考虑栅瓣的抑制条件，又要考虑使波导中驻波的最大峰值移到工作频带以外。最终取单元间距为 $d=0.69\lambda_0$ ，单元数目为 $N=53$ 。第一个缝隙距离波导馈电端口30mm，最后一个缝隙距离匹配负载25mm。每个缝隙作为线阵的一个辐射单元，选择恰当参数使其满足泰勒分布，考虑到天线及馈电网络的加工误差及损耗，进行泰勒综合时副瓣电平取不高于-40dB，等副瓣数为9个。在下一节中分别取缝隙宽度为2mm和4mm来研究了缝隙宽度对带宽的影响，最终选取缝隙宽度为4mm。

4.2 波导窄边缝隙阵的设计与仿真

4.2.1 计算天线口径分布

在上一节中，我们已经根据波导窄边缝隙阵的设计指标选定了合适的天线参数。根据设计步骤，首先应根据方向图的指标要求对各辐射单元进行泰勒综合，计算各缝隙的激励电流幅度分布。单元数为 $N=53$ ，单元间距取 $d=0.69\lambda_0$ ，副瓣电平不高于-40dB，波束宽度为 $2\theta_{0.5\text{方位}} = 2^\circ \pm 0.2^\circ$ ，等副瓣数为9个。综合得到的波导窄边缝隙阵口径面上电流的幅度分布如图4.1所示，其具体数值见附录中表1。

图 4.2 所示为综合得出的理论方向图。根据选定的参数，由泰勒综合得到的理论方向图波束宽度为 2° ，满足波束宽度为 $2^\circ \pm 0.2^\circ$ 的指标要求。

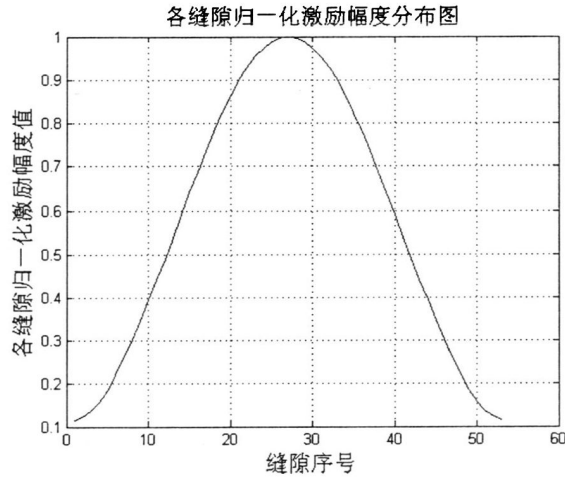


图4.1 方位面口径电流幅度分布

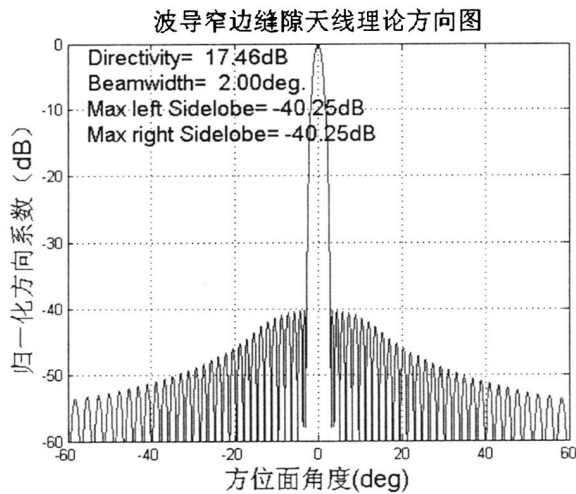


图4.2 波导窄边缝隙阵的理论方向图

4.2.2 计算电导分布

根据第三章所讲述的波导窄边缝隙阵的设计理论^[1]，并利用泰勒综合得到的各个缝隙的激励电流幅度分布，可以计算出各个缝隙的理论电导分布。取距离匹配负载最近的缝隙的归一化电导为 0.04，利用 MATLAB 编写程序计算得出整个线阵的缝隙的归一化理论电导分布如图 4.3 所示。从图中可以看出各缝隙归一化电导的最大值约为 0.23，满足前面分析的 $g_{\max} = 0.23$ 的要求，使各缝隙对波导为弱耦合，这时波导内主模传输占优势，且近似于行波。若设计得到的最大归一化电导超过

最大值 g_{\max} ，则减小距匹配负载最近的缝隙的归一化电导值，应用程序重新计算缝隙的导纳分布。

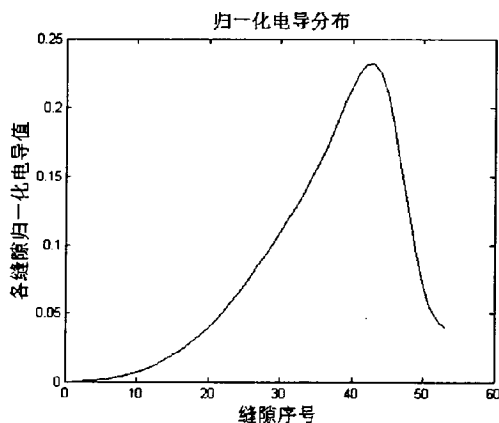


图4.3 各缝隙归一化理论电导分布

4.2.3 确定缝隙电导函数

在波导窄边缝隙阵列天线的设计过程中，天线辐射性能的好坏取决于提取的缝隙电导函数精确与否，从而决定了优化过程的难易程度。处于一个长阵中的窄边缝隙($\theta < 15^\circ$)之间存在很强的互耦^[22]，因此孤立缝隙的电导与阵中缝隙电导差别很大，互耦破坏了原有的谐振状态，不仅改变了谐振电导的大小，而且还增加了一项附加的电纳。设计中不能简单的利用单缝电导公式，必须考虑缝隙间互耦的影响，Stevenson通过定义了一个“增量电导”的方式来考虑互耦的影响。本文提取计入互耦影响的电导函数的方法是在仿真软件HFSS中建立由N个尺寸完全相同的缝隙所组成的提取参数模型，单元间距与实际阵列单元间距相同，相邻缝隙交替倒向。这里假定阵列中每个缝隙的有源导纳值相等，但是缝隙的实际有源导纳值是由缝隙所处阵列的互耦环境所决定，位于波导中间部分的缝隙与两端的缝隙的实际有源导纳不同，因此利用该模型倒推出的有源导纳值仅仅是对各缝隙的实际有源导纳值的平均近似，缝隙单元数越多，近似值越接近于位于中间部分的缝隙的有源导纳值，缝隙数N通常取20就足以保证得到的阵中近似有源导纳值和谐振切深的曲线满足设计需求，在本文中提取参数模型的缝隙数为30。



图4.4 波导窄边缝隙阵提取参数模型

提取参数模型如图4.4所示，该模型主要有四个参数：缝隙宽度、缝隙间距、

缝隙的切深和倾角（缝隙中心线与波导轴线的垂线间的夹角），其中可调节参数为切深和倾角，缝隙宽度固定为4mm，间距为 $0.69\lambda_0$ 。

利用方法一提取电导函数的具体操作为：固定缝隙倾角，调整缝隙切深，使等效电导值的最大值出现在工作频率，此时记录缝隙的切深和对应该切深的等效电导值，此切深即为谐振切深，等效电导值为谐振电导，然后每间隔一定角度重复一次上述工作，最后对切深和归一化电导值进行多项式曲线拟合，即可以分别得到谐振切深和谐振电导随倾角变化的函数曲线。本文对缝隙宽度为2mm和4mm的两种情况分别进行提参，得到的缝隙的谐振电导值随倾角变化和缝隙切深随倾角变化的关系曲线分别如图4.5和4.6所示。

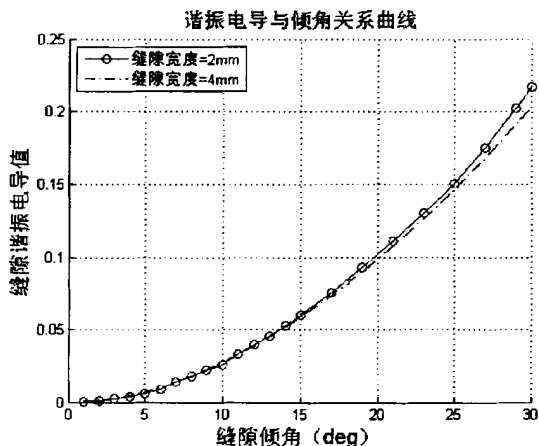


图4.5 缝隙谐振电导随倾角变化的关系曲线

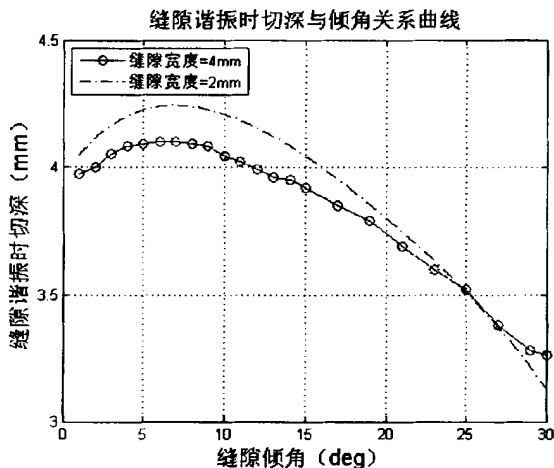


图4.6 缝隙谐振时切深随倾角变化的关系曲线

通过后面研究阵列的频率特性发现相同倾角所对应的缝隙谐振时的切深随着频率的变化而变化。从图4.5可知缝隙倾角相同时，不同的缝隙宽度所对应的谐振电导值基本一致。不同缝隙宽度的区别主要在切深随倾角变化的曲线上，图4.6的

结果说明缝隙越宽，缝隙谐振时的切深随倾角变化的趋势越趋于平缓，即缝隙宽度为4mm时缝隙谐振长度的变化范围要比缝隙宽度为2mm的天线小。可以理解为增加缝隙宽度与增加电偶极子的直径一样，可以展宽频带。但是当阵列长度大于几个波长时，增加缝隙宽度展宽带宽的效果不明显，因为它已经不再是决定系统带宽的主要因素，此时决定阵列带宽的因素主要考虑功率容量和绝缘强度。在后面的波导窄边缝隙阵的设计与优化过程中，选定缝隙宽度为4mm。

在3.4节中已经讲述了使用方法二提取电导函数的设计理论，下面主要讨论方法二的详细设计过程。缝隙谐振时的切深与倾角的关系可由式(3-51)确定，其中波导窄边内尺寸 $b=15.799\text{mm}$ ， $2l_0$ 取23.85mm。 $L_0(x)$ 的曲线如图4.7所示，横坐标表示缝隙倾角，纵坐标表示缝隙谐振时的切深。为了提取谐振电导值随倾角变化的曲线，在HFSS中建立了如图4.4所示的提取参数模型，在该模型中缝隙宽度固定为4mm，缝隙间隔取 $0.69\lambda_0$ 。通过利用HFSS的参数扫描和优化功能，先固定倾角，调整缝隙切深使缝隙在工作频率处谐振，并记录此时的谐振电导值，然后每间隔一定角度重复一次上述工作，最后将所取倾角和对应的谐振电导值带入式(3-52)中

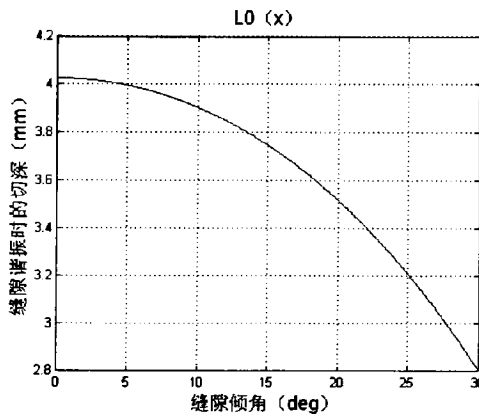


图4.7 波导窄边缝隙阵谐振 $L_0(x)$ 曲线

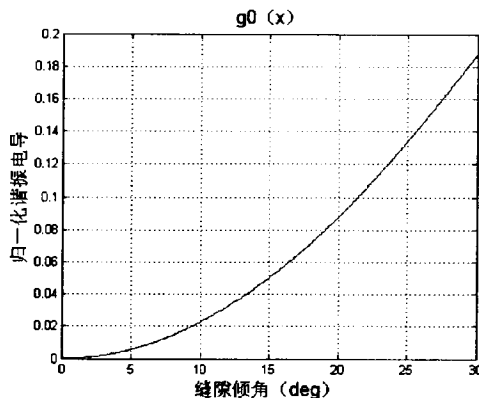


图4.8 波导窄边缝隙阵缝隙电导函数

计算A值。本文设计中所确定的A的平均值为0.75，得到的缝隙电导函数 $g_0(x)$

的曲线如图4.8所示，横坐标表示缝隙倾角，纵坐标表示归一化电导值。

根据计算出的理论电导分布和上述两种方法所提取的曲线就可以确定每个缝隙的倾角和谐振时的切深，在HFSS中建立波导窄边缝隙天线阵的仿真模型，以阵列设计指标为目标进行优化，调整各个缝隙的相关参数，得到最终加工尺寸。

4.2.4 波导窄边缝隙阵的仿真

根据上述两种方法所确定的缝隙尺寸在仿真软件中建立波导窄边缝隙阵的仿真模型，如图4.9所示。方法一和方法二所对应的波导缝隙阵分别记为天线1和天线2，对其性能进行仿真，得到天线1和2在工作频段内的驻波特性如图4.10所示，从上图可以发现天线1和2的驻波性能良好，在整个工作频段内都低于1.14，满足驻波小于1.2的指标要求。

利用初始模型仿真得到中频时的方位面方向图如图4.11所示，由于阵列是行波阵，最大波束指向会偏离阵面法线方向，并且中频时单元间距大于半个波导波长，因此最大波束指向负载方向。从图中可以看出天线1和2的波束宽度分别为 2° 和 1.98° ，均满足指标要求。天线1的左右副瓣电平分别为-27dB和-28.92dB，天线2的左右副瓣电平分别为-34.76dB和-32.96dB，由仿真结果可以看出天线2的辐射性能

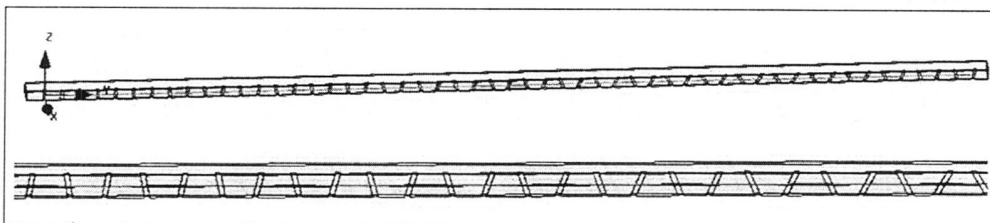


图4.9 波导窄边缝隙阵仿真模型

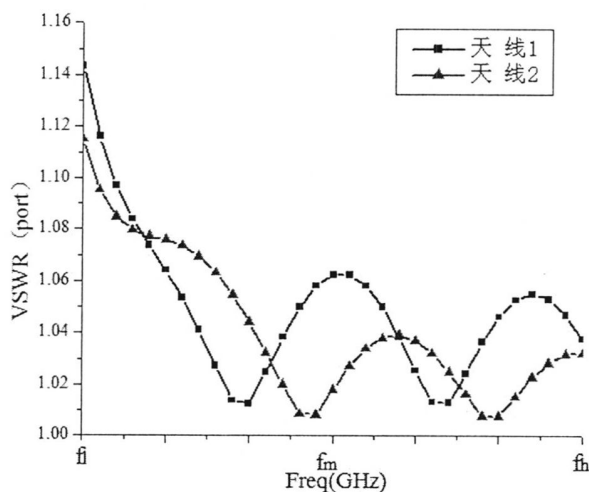


图4.10 天线1和天线2的驻波特性曲线

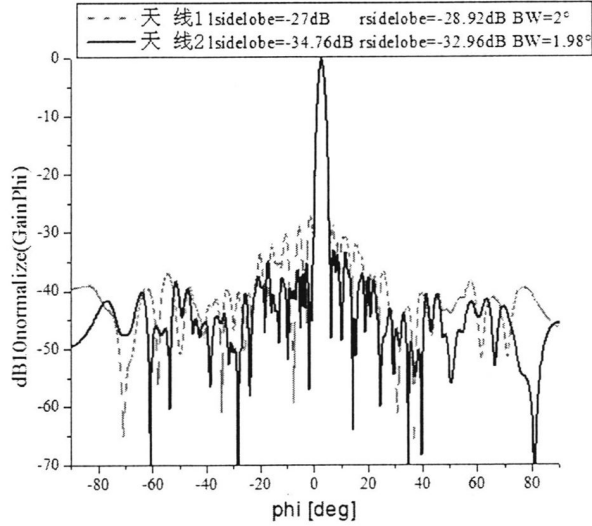


图4.11 天线1和天线2的方位面方向图

比天线1的好，由此可知利用方法二得到的有源导纳值来近似实际阵列环境中的有源导纳值更准确，因此在下一节中选用第二种方法得到的初始结果进行优化。

4.3 优化设计

模拟实际阵列环境中有源导纳的方法最大的近似点在于其对互耦的考虑方法上。模拟阵列互耦环境的提取参数模型中各缝隙的倾角和切深都相同，假定阵列中每个缝隙的等效归一化有源导纳都相同，通过测量波导段的散射参数矩阵倒推出缝隙阵中的有源导纳。但是为了实现近场口径的泰勒分布，实际的波导窄边缝隙线阵中各个缝隙单元的参数一般都是不同的，因此实际阵列中缝隙所处的互耦环境与提取参数模型中的不同，这就造成线阵中缝隙的实际有源导纳值与倒推出的有源导纳值存在偏差，需要对初始模型进行进一步的优化。

由设计偶极子阵的经验可知当设计一个20元的线阵时，副瓣电平指标为-28dB，在不考虑互耦影响的情况下进行设计时，其仿真（实测）副瓣电平可达到-26dB(-25dB)^[35]。但在设计波导窄边裂缝阵时，若不考虑互耦影响，利用孤立缝隙数据进行设计时该方案是不可行的，其主要原因是缝隙间的耦合有来自空间的、也有波导内的，有来自邻近缝隙的、也有来自较远缝隙的。相比较而言，对偶极子阵采取强制馈电的方式保证了每个单元的幅相分布与理论值一致，单元间的耦合只有来自空间的，相隔较远的单元间相互影响很弱；而缝隙阵的馈电系统是共有的波导，波导内耦合的影响是所有单元的叠加，这种串馈系统的耦合效应对阵列中每个辐射单元的激励幅度和相位（特别是相位）影响很大。

根据上述内容可知在优化中频方位面方向图的过程中最重要的一步是提取出

波导窄边缝隙阵口径面上各缝隙对应的归一化电场幅值和相位分布，然后将归一化电场幅值分布与泰勒分布进行比较，调节与泰勒分布理论值差距较大的缝隙的尺寸（主要是缝隙的倾角），同时观察相位的突变情况，使阵列相位逼近线性递变，优化后中频口径场的归一化幅值和相位分布分别如图4.12和4.13所示，从图4.14可知中频时方位面方向图仿真结果良好。

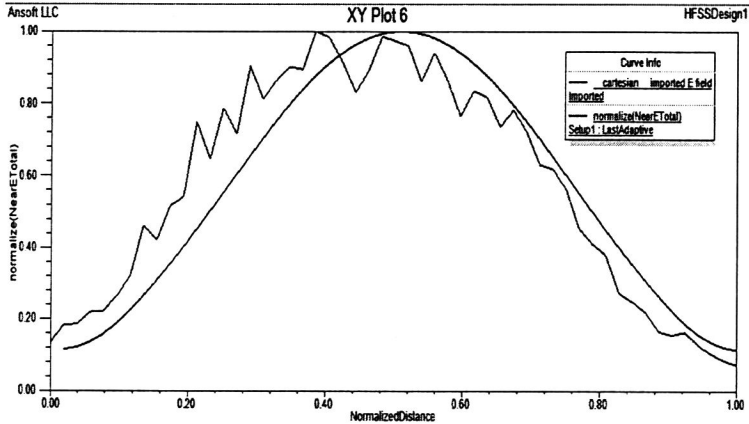


图 4.12 口径场的归一化幅值分布

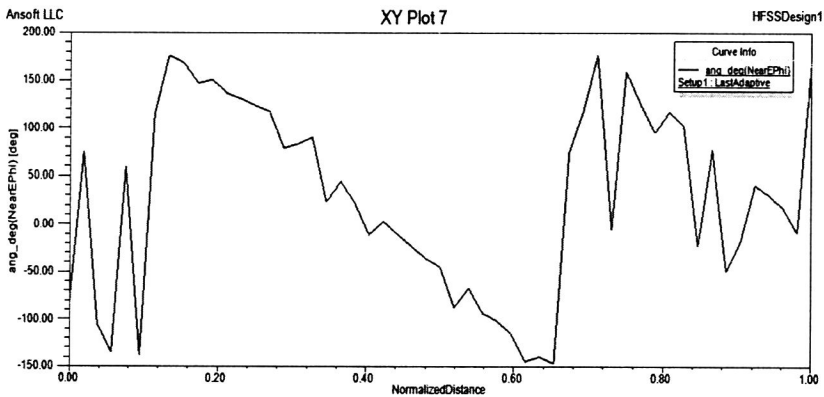


图4.13 口径场的相位分布

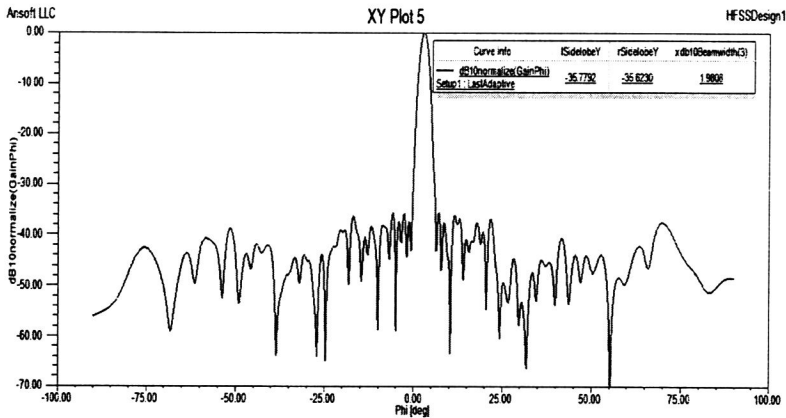


图4.14 波导窄边缝隙阵方位面方向图

在优化的过程中发现边频的副瓣电平升高得很快，究其原因分析如下：根据前面对设计方法的讨论可知，波导窄边缝隙阵的初始尺寸是按照中频设计的，在中频时，缝隙基本都处于谐振状态，缝隙导纳的虚部为0，而在谐振频率的两侧，电导值减小，电纳值近似为线性变化，故在边频时缝隙没有工作在谐振状态，使得靠近馈电端的前一半缝隙的近场幅度要比理论分布小，而在靠近终端匹配负载时，由于前一半缝隙实际辐射的功率比设计辐射的功率要小，导致后端剩余功率较大，实际辐射的幅度比设计辐射的幅度要大，所以边频时缝隙口径分布与理论泰勒分布相比，出现了如图4.15所示的“右移”现象。再加上相位也相应变差，最终导致边频方向图副瓣电平升高，方向图畸变。为了在整个频带内达到指标要求，需要对中频时优化的模型进行进一步修改。

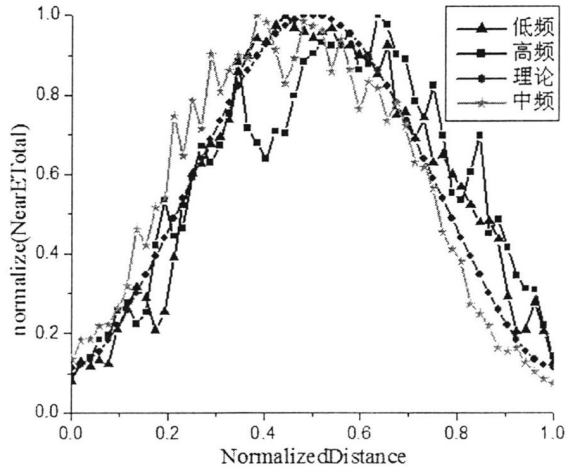


图4.15 优化前各频点的缝隙的口径幅度分布

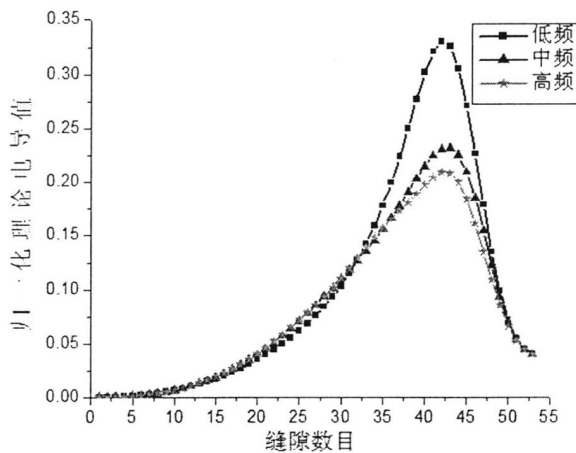


图4.16 各频点的归一化理论电导分布

通过调整缝隙的电导分布可以改善频带内的方向图特性^[36]。图4.16显示了低、中和高频时的归一化理论电导分布，从图中可以看出前半部分缝隙的理论电导值

在三个频点时基本相同，只有后半部分略有偏差。因此当低频或者高频的方向图副瓣电平较高时，可以对中频的后半部分缝隙电导做出修改，使其在一定程度上靠近副瓣电平较高的边频点。利用修改后的缝隙电导值计算出每个缝隙的倾角和谐振时的切深，建模仿真可以得到副瓣电平下降的方向图，该方法牺牲了中频时的天线性能以改善低高频时的天线性能，从而展宽工作频带。另外，从图4.17可以看出，频率越高，相同倾角的缝隙处于谐振状态时对应的切深越小，因此，可适当增加或减小所有缝隙的切深，使边频时的各缝隙更加接近于谐振状态，从而改善边频方向图的性能，但是中频时方向图性能变差。

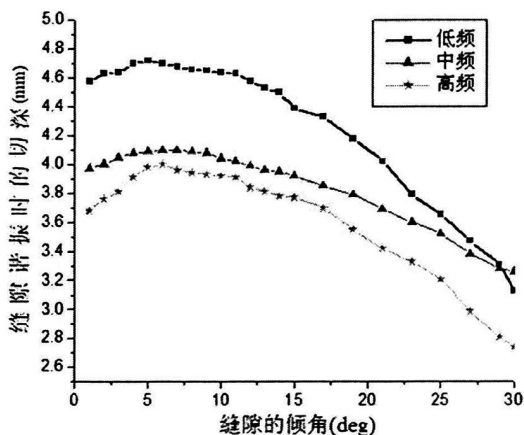


图4.17 不同频率缝隙谐振时切深与倾角的关系

结合上述两种方法重复几次优化后得到了最终的结果。优化后的驻波特性曲线如图 4.18 所示，整个频带内的驻波在 1.13 以下，满足指标要求。优化后各频点时缝隙的口径分布如图 4.19 所示，改善了口径分布“右移”的现象。缝隙阵在方位面的方向图如图 4.20 所示，从图中可知低、中、高频的波束宽度分别为 1.936° 、 1.981° 和 1.884° ，满足设计指标 $2\theta_{0.5\text{方位}} = 2^\circ \pm 0.2^\circ$ 的要求。副瓣电平分别为：低频 -29.37dB 和 -31.15dB、中频 -34.98dB 和 -35.05dB、高频 -29.9dB 和 -31.63dB，副瓣电平在整个频带内基本满足指标要求。

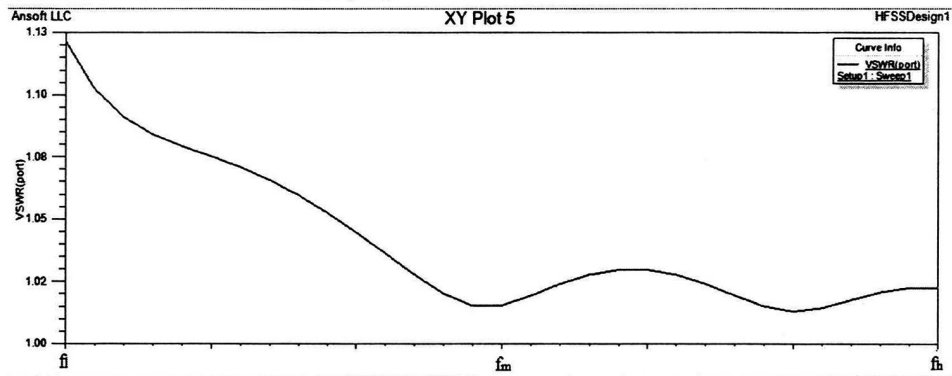


图4.18 波导窄边缝隙阵驻波特性曲线

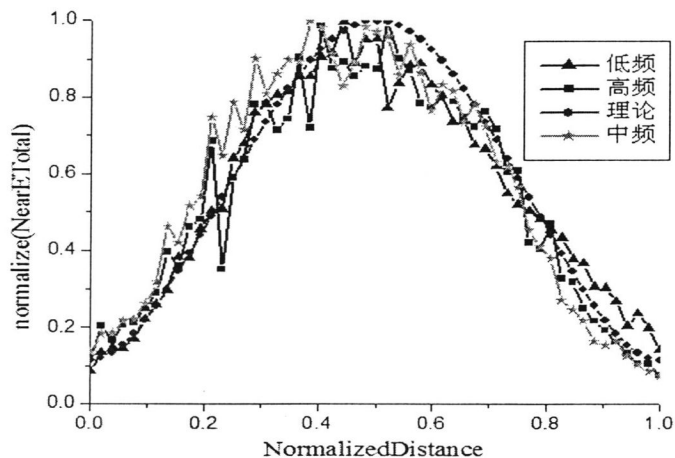
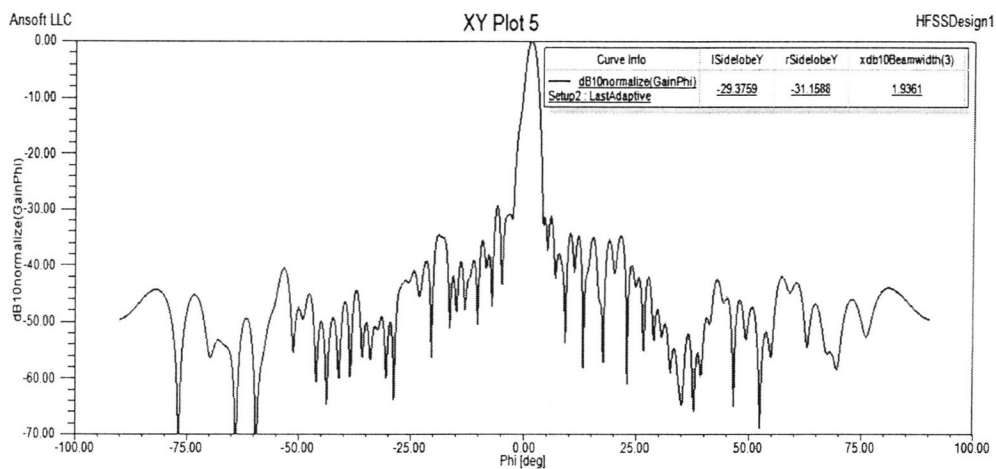
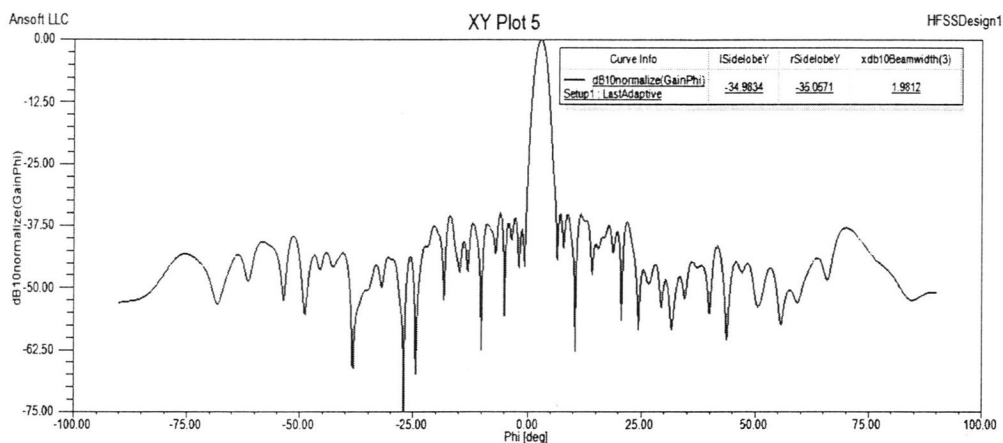


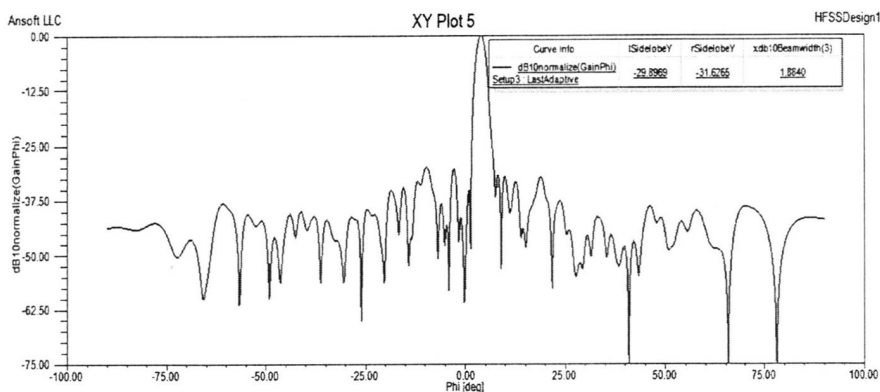
图4.19 优化后各频点缝隙的口径幅度分布



(a) 低频



(b) 中频



(c) 高频

图4.20 波导窄边缝隙阵方位面方向图

4.4 加天线罩对天线性能的影响

4.4.1 天线罩基本理论

天线罩是用来保护天线或整个微波系统(包括通信系统和雷达)避免受到环境影响的外壳,是由人造或天然电介质材料所制成的覆盖物,或是由桁架支撑的电介质壳体构成的特殊形状的电磁窗口^[37]。用于保护雷达天线的罩称为雷达罩,而供彩电中心、保护微波设备以及通信天线用的罩称为天线罩。努力减少风负载是避免天线结构失效、保证雷达长期可靠运转的一条重要途径,借助雷达罩覆盖天线或“雷达头”(天馈及其支承传动装置)可以消除风沙雨雪等环境负载的影响,确保天线具有相对稳定的电磁环境,从而提高雷达天线乃至整机的稳定性和可靠性。

但是从另一方面看,天线罩通常位于天线的辐射区域,改变了天线原有的电磁环境,因此必将影响天线的性能。天线罩的反射和吸收以及局部附件对天线口径的阻挡,都会导致天线—天线罩整个系统的最大增益低于没有加天线罩时理想天线的增益。反射、散射、阻挡和天线罩的传输特性(插入相移和场强的透过系数)随天线罩表面位置的不同所发生的变化,使得在加天线罩前后理想天线的主瓣的方位发生偏移,副瓣电平变高,并出现寄生的交叉极化,也使得天线的和波束半功率波瓣宽度稍微变宽、差波束的零深电平升高以及差斜率降低。

天线罩的设计是结构与电性能设计相结合的复杂设计。天线罩的分析一般是经过建模仿真准确预测天线罩对天线各指标的影响程度,重点是通过对比天线罩自身的结构和材料进行调整,进而改变天线所处的电磁环境,将天线罩对天线

各指标的影响降至最低限度，甚至改善天线的某些性能。在前面两节中设计了波导窄边缝隙阵，优化后的仿真结果满足指标要求，考虑到天线的实际应用，需要分析加天线罩对天线性能的影响，由于时间的限制，本文只分析在阵列辐射面上方加介质板对天线性能的影响。

4.4.2 介质板对波导窄边缝隙阵的影响

为了分析介质板对波导窄边缝隙阵辐射性能的影响，我们在HFSS中建立的仿真模型如图4.21所示，在阵列辐射口径面上方加一与天线辐射口径面相同大小的介质板，相对介电常数为1.3，厚度为2mm。通过调整介质板与辐射口径面的垂直距离，得到对阵列辐射特性影响最小的点，分析介质板对阵列辐射性能的影响，为实际天线罩的设计提供理论指导。

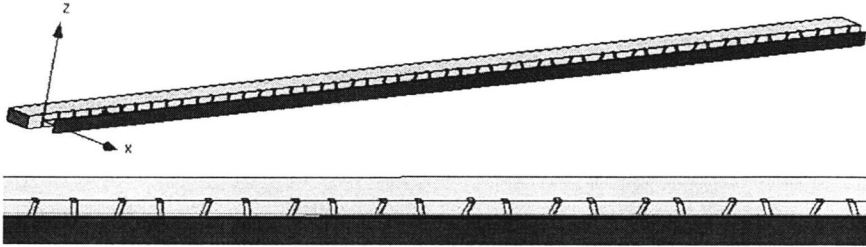


图4.21 波导窄边缝隙阵加介质板模型

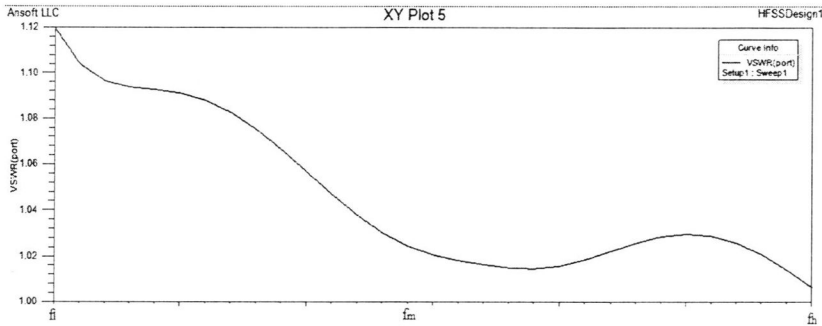
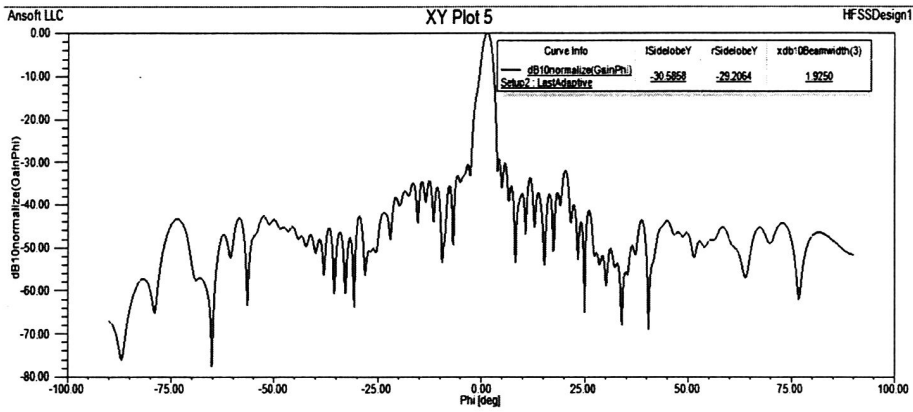


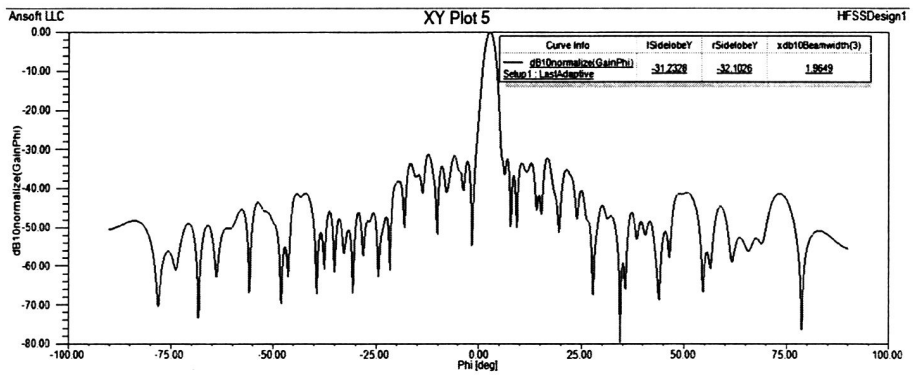
图4.22 天线加介质板后的驻波特性曲线

经过参数扫描得知当介质板与辐射口径面的距离为 25mm 时对阵列辐射特性的影响最小，天线的驻波特性如图 4.22 所示，从图中可知，驻波特性在整个频段内均低于 1.12，满足指标要求。天线的方位面方向图如图 4.23 所示，从上图可以看出低、中、高频时阵列方位面方向图的半功率波瓣宽度分别为 1.925° 、 1.965° 和 1.88° ，符合设计指标 $2\theta_{0.5\text{方位}} = 2^\circ \pm 0.2^\circ$ 。副瓣电平如下：低频-30.59dB 和-29.21dB、中频-31.23dB 和-32.1dB、高频-29.39dB 和-30.87dB。与图 4.20 比较可以发现，加上介质板以后，方向图波束宽度的变化在 $\pm 0.2^\circ$ 范围内，边频副瓣电平升高 1dB 左

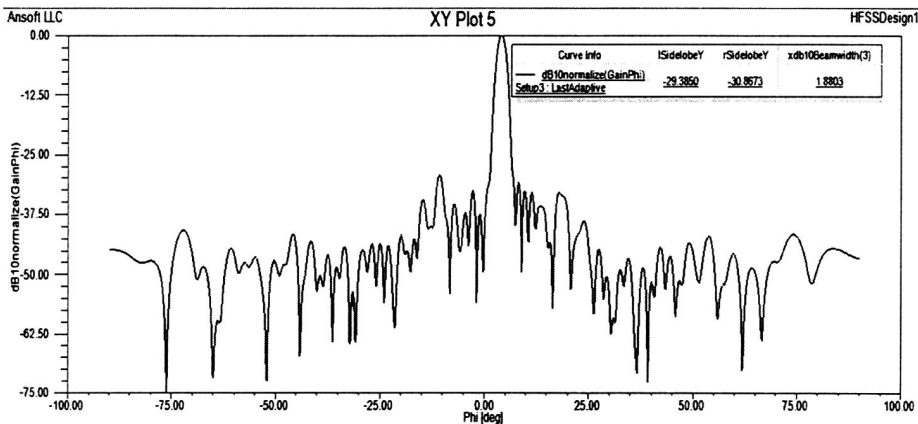
右，中频副瓣电平变化稍大，但是仍然满足天线指标要求。这为天线罩的设计做出了理论指导。



(a) 低频



(b) 中频



(c) 高频

图4.23 天线加介质板后的方位面方向图

4.5 小结

本章对波导窄边缝隙阵列天线进行了设计仿真。首先根据天线指标要求选定了天线的参数；然后根据上一章提出的设计方法利用MATLAB编写程序，算出了缝隙的理论电导分布并建立提取参数模型，利用前面论述的两种方法提取出电导函数，分别对算出的两种初始尺寸进行建模仿真，并比较了两种方法的仿真结果；最后选取了天线2作为后续优化的初始结果，在提取参数阶段还分析了缝隙宽度对频带宽度的影响。

在优化阶段分别讨论了中频时的优化方法和整个频带内的优化方法。中频时，由于窄边缝隙阵单元间互耦不仅有外部辐射区耦合，还有内部传输区耦合，对缝隙单元的导纳特性影响很大，从而影响单元的幅相特性，因此提取出缝隙口径面电场的归一化幅度和相位分布，将幅度分布与泰勒分布进行比较，调整偏差较大部分的缝隙尺寸，并观察相位变化情况，使近场相位线性递变。为了在工作频带内满足指标要求，根据不同频点时理论电导以及倾角相同的情况下切深的变化趋势，提出了调整缝隙电导分布和缝隙切深的方法，最终两种方法优化后的仿真结果基本满足指标要求。

第五章 阵列天线波束赋形研究

雷达天线的高定向性波束的高分辨能力可以对复杂目标进行精确定向和定位, 但这种高定向性的窄波束进行宽角区域探测时必须进行波束扫描, 扫描时间成为限制这种波束使用的重要因素。虽然可以通过随意展宽波束宽度来缓和波束扫描时间的矛盾, 但是会导致辐射能量的浪费。为了能有效地解决这个问题, 许多搜索雷达将俯仰面的波束设计成一种特定的形状—余割平方波束, 而方位面仍采用满足雷达天线抗干扰需求的波束形状即低副瓣窄波束。这种特殊赋形的余割平方波束对于对空搜索的地面雷达天线或搜索地面的机载雷达天线都是一种合适的波束形状。

5.1 余割平方波束

为了有效地解决天线系统在空域俯仰面的覆盖问题, 要求天线的工作波束在俯仰面设计成一种特定的形状—余割平方波束, 如图 5.1 所示。这种方向图的特性是能覆盖一个空域, 且能补偿能量与距离平方成反比的减小, 使对于等高度但距离不同的目标均能收到等强度的回波^[27]。

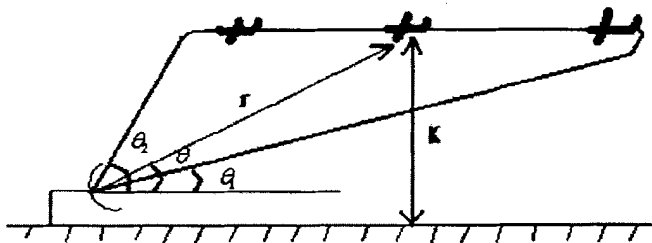


图 5.1 能对同一高度、不同斜距的目标均匀照射的方向图

利用下面的公式可计算出天线在目标处产生的场强为

$$E = \frac{C}{r} F(\theta) = \frac{C \cdot \sin \theta}{h} F(\theta) \quad (5-1)$$

式中 C —— 常数;

r —— 目标距天线的斜距;

h —— 目标的高度;

$F(\theta)$ —— 天线在俯仰面的方向图。

要使目标的高度保持不变时场强不随 θ 改变, 方向图必须满足:

$$F(\theta) = \frac{C_1}{\sin \theta} = C_1 \csc \theta \quad (5-2)$$

这种波束是一种适用于对空搜索的地面雷达天线的波束形状。

典型的余割平方波束的功率方向函数为：

$$F(\theta) = \begin{cases} \csc^2 \theta & \theta_1 < \theta < \theta_2 \\ 0 & \text{其余} \end{cases} \quad (5-3)$$

使用具有这种方向图函数的天线的地空雷达对于处在等高飞行的同一目标上的回波信号是相对恒定的。根据天线实际使用的要求，实际的雷达所采用的赋形波束与理想的余割平方形状有一定差别。赋形波束天线的增益可采用如下公式计算：

$$G = \frac{720 \text{平方度}}{\iint FEL(\theta)FAZ(\phi)d\phi d\theta} \quad (5-4)$$

其中 $FEL(\theta)$ 和 $FAZ(\phi)$ 分别是俯仰面和方位面的波束功率方向图。

同相口径场难以产生赋形波束，需要利用特殊设计的天线阵或反射面来实现。阵列天线的口径是有由许多相同辐射单元(例如裂缝)所组成的，可以对每个单元的相位和幅度进行独立控制，通过改变口径分布可以实现阵列的波束赋形。对于给定的特定形状的目标方向图，设计的天线阵往往难以辐射出与目标方向图完全一致的赋形波束。因此，方向图的综合问题实际上是一个函数逼近的问题，即通过改变天线阵的口径分布使之产生的某些函数的线性组合或某种近似方向图函数尽可能地逼近目标方向图。一般来说，综合是通过控制综合方向图与目标方向图之间的“均方误差”或者“最大偏差”来实现的^[38]。下面介绍的矩阵法即是使“均方误差”最小来实现的。

5.2 矩阵法

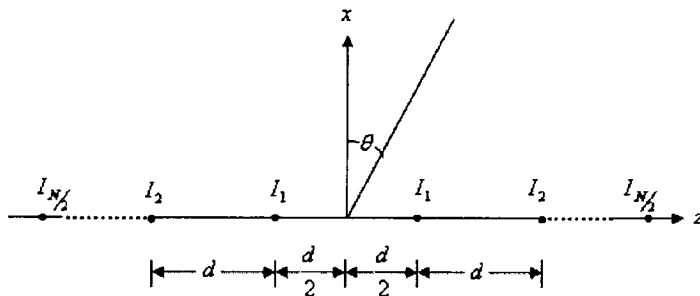


图 5.2 N 元不等幅等间距直线阵

N (N 为偶数) 元各向同性的不等幅等间距直线阵如图 5.2 所示。假设单元的

方向图函数为理想点源的方向图, 则阵列的方向图函数可表示为

$$F = \sum_{m=1}^N I_m \exp(-j * (m - (N + 1) / 2) * k * d * \sin(\theta)) \quad (5-5)$$

其中 θ 为波束方向与线阵法线间的夹角, I_m 为各个单元的激励电流, d 为单元间距。直线阵的方向图函数可表示为矩阵形式^[39]:

$$F(\theta) = [I]^+ [e] \quad (5-6)$$

其中, 定义

$$I = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix}, \quad e = \begin{bmatrix} \exp(-j * (1 - (N + 1) / 2) * k * d * \sin(\theta)) \\ \exp(-j * (2 - (N + 1) / 2) * k * d * \sin(\theta)) \\ \vdots \\ \exp(-j * (N - (N + 1) / 2) * k * d * \sin(\theta)) \end{bmatrix}$$

$[I]^+$ 是矩阵 $[I]$ 的共轭转置矩阵。设目标方向图函数为 F_d , 综合出的方向图函数 F_w 即为直线阵的方向图函数 F , 综合方向图与目标方向图之间的误差函数可表示为:

$$\varepsilon(I) = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} |F_w(\theta) - F_d(\theta)|^2 d\theta \quad (5-7)$$

化简为矩阵形式得到

$$\varepsilon(I) = [I]^+ A [I] - [I]^+ [B] - [B]^+ [I] + E \quad (5-8)$$

其中矩阵 $A = [e][e]^+$, 其元素表达式为

$$\begin{aligned} a_{mn} &= \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \exp(-j * (m - (N + 1) / 2) * k * d * \sin(\theta)) \dots \\ &\quad \cdot \exp(j * (n - (N + 1) / 2) * k * d * \sin(\theta)) d\theta \\ &= \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \exp(-j * (m - n) * k * d * \sin(\theta)) d\theta \end{aligned} \quad (5-9)$$

从上式可知矩阵 A 为厄米矩阵, 即 $A^+ = A$, $B = [e][F_d]^+$, B 的元素表达式为

$$b_m = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \exp(-j * (m - (N + 1) / 2) * k * d * \sin(\theta)) * F_d d\theta \quad (5-10)$$

由于综合得到的方向图应尽量逼近期望方向图, 应取误差函数 ε 的最小值, 根据变分原理^[40], 等价于求 $\frac{\partial \varepsilon}{\partial I} = 0$ 和 $\frac{\partial \varepsilon}{\partial I^+} = 0$, 整理得

$$[I] = A^+ B \quad (5-11)$$

矩阵法也被称为求逆法, 是一种综合方向图的数值方法, 其优点主要是思路清晰、过程简单且容易理解, 不足之处是需要对矩阵求逆。矩阵的维数为单元个数, 对于单元数较多的阵列天线, 其求逆过程较为复杂, 难以实现。本文中讨论的阵列天线俯仰面有 19 个单元, 采用矩阵法综合得到的方向图性能较好。微扰法

的具体思路是先采用矩阵法求解出最佳激励，并对激励电流的幅度和相位加以微扰，产生一组初始值，然后结合 PSO 优化算法，通过使综合方向图与目标方向图之间的误差达到最小，来进一步逼近目标方向图，从而得到最优的方向图。

5.3 PSO 优化算法

PSO 算法是基于一群粒子的智能运动而产生的随机进化计算方法，由 Kennedy 和 Eberhart 等^[41-42]于 1995 年提出的。PSO 算法的基本概念来源于对蜂群采蜜行为的研究。与其它进化算法相比，PSO 算法的优势在于简单、容易实现同时又有深刻的智能背景，既适合科学研究，又特别适合工程应用，从而广泛应用于非线性函数优化、动态系统的跟踪与优化以及电磁学等领域。

5.3.1 算法原理

PSO 算法和其它演化算法类似，也是一种基于群体概念的优化算法，根据群体里的个体对所处环境的适应程度将其移动到适应度高的区域，然而它与其它演化算法的区别主要是不对个体使用演化算子，而是把每个个体视为 D 维搜索空间里的体积为零的微粒，以特定的速度在搜索区域内飞行，该速度根据自己以及同伴的飞行经验进行动态调整^[43-44]。设想这样一个情景：有一群蜜蜂，它们的任务是在一个区域内寻找花蜜最多的花群，所有的蜜蜂均不知花蜜最多的花群的具体位置，每只蜜蜂都以一个随机的速度从一个随机的位置开始寻找花群，但每一只蜜蜂都具备记忆自己以及整个群体所经历的最好花群地点的能力。则完成任务的最佳策略是每只蜜蜂都按照某种原则不断地调整飞行的方向，直至完成任务。PSO 从蜂群的行为中受到启发并将该方法运用到优化问题的解决中。在 PSO 中，优化问题的每一个可能的解都是搜索区域中的一只蜜蜂，被称为“粒子”，而且每一个粒子都有一个决定它们飞行的距离和方向^[45]的速度。

PSO 算法首先经过初始化后得到一群随机解，它们按照特定的速度在搜索区域中飞行，然后利用迭代的方法来寻求最优解。每迭代一次，粒子都会根据两个极值对自己的位置和速度进行动态调整，第一个极值为粒子自身所搜索到的最佳解，另一个为目前整个种群所搜索到的最佳解。设第 i 个粒子用 $X_i = (x_{i1}, x_{i2}, \dots, x_{iD})$ 表示，它所搜索到的最佳位置（适应度值最高）表示为 $P_i = (p_{i1}, p_{i2}, \dots, p_{iD})$ 。而种群中所有粒子搜索到的最佳位置的索引符号为 P_g 。用 $V_i = (v_{i1}, v_{i2}, \dots, v_{iD})$ 表示粒子 i 的速度。对于每一代的个体，其第 d 维 ($1 \leq d \leq D$) 的位置和速度分别根据式(5-12)和(5-13)进行动态调整^[46]。

$$x_{id} = x_{id} + v_{id} \quad (5-12)$$

$$v_{id} = wv_{id} + c_1 \text{Rand}_1() (p_{id} - x_{id}) + c_2 \text{Rand}_2() (p_{gd} - x_{id}) \quad (5-13)$$

其中： w 表示惯性权重(inertia weight)， c_1 和 c_2 表示加速常数(acceleration constants)， $\text{Rand}_1()$ 和 $\text{Rand}_2()$ 是两个在 $[0,1]$ 范围内变化的随机函数。另外，粒子的速度 v_i 被一个最大速度 v_{\max} 约束。如果当前对粒子的加速导致它在某一维的速度 v_{id} 大于该维的最大速度 $v_{\max,d}$ ，则该维的速度被限制为最大速度 $v_{\max,d}$ 。

式(5-13)中的第一部分为粒子之前的速度；第二部分是“认知(cognition)”部分，表示粒子自身的思考；第三部分是“社会(social)”部分，表示粒子间的信息共享和相互合作^[47]。可以利用 Thorndike^[48]提出的“影响法则”来解释“认知”部分，即一个随机行为被加强以后在将来出现的概率更大，该处的行为指的是“认知”。“社会”部分可利用 Bandura^[49]提出的代理加强概念来解释。由该理论的推测可知，当观察到某一行为被一个模型加强时，该行为被实施的概率将增加，即粒子自己的认知将被其他微粒所模仿。

5.3.2 算法流程

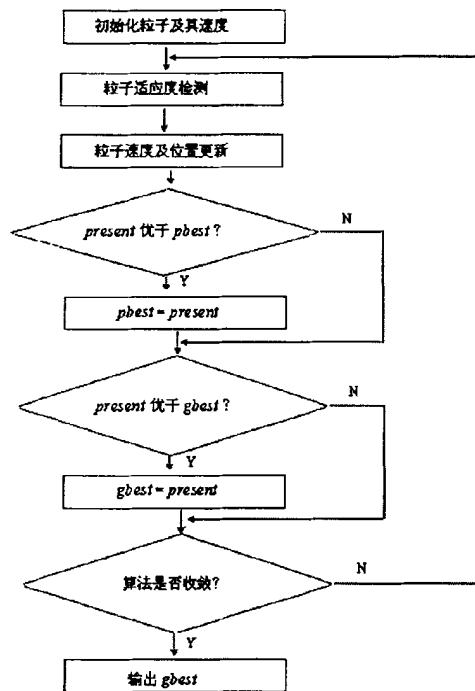


图 5.3 PSO 程序流程图

标准 PSO 的算法流程如图 5.3 所示：

第一步：初始化一群粒子（群体规模为 $swarmsize$ ）的随机速度和位置；

第二步：评价每个粒子的适应度值；

第三步：将每个粒子当前位置 $P_{present}$ 的适应度值与其之前搜索到的最佳位置 P_{best} 作比较，如果比后者的适应度值高，则将此时的适应度值作为当前的最佳位置 P_{best} ；

第四步：将每个粒子当前位置 $P_{present}$ 的适应度值与整个群体所经历的最佳位置 g_{best} 作比较，如果高于后者，则将当前位置 $P_{present}$ 的适应度值设置为 g_{best} 的值；

第五步：分别根据方程(5-12)和(5-13)更新粒子的位置和速度；

第六步：如果满足约束条件（通常为足够好的适应度值或达到一个预先设定的最大迭代次数 $inter_max$ ）程序终止，否则跳转至第二步执行。

5.3.3 参数设置

标准 PSO 算法的参数包括：群体规模 $swarmsize$ ，每个粒子的维数 $dimension$ ，惯性权重 w ，加速常数 c_1 和 c_2 ，最大速度 v_{max} ，最大迭代次数 $inter_max$ 。最大速度 v_{max} 决定最佳位置与当前位置之间的区域的精度（或分辨率）。如果 v_{max} 过大，粒子可能会错过优解；如果 v_{max} 过小，粒子仅在局部区域内寻求优解，而不能在整个空间完成充分的探索，从而陷入局部最优解。利用 v_{max} 约束的目的有^[47]：避免计算溢出，实现态度转变和人工学习，决定着对问题空间进行搜寻的粒度。在 PSO 算法中的权重因子有加速常数 c_1 、 c_2 以及惯性权重 w 。加速常数 c_1 和 c_2 表示将每个微粒推向 P_{best} 和 g_{best} 位置的统计加速项的权重，低的值使得粒子在被推向 P_{best} 和 g_{best} 位置之前在目标区域之外徘徊，而高的值却导致微粒突然冲向或者跨越目标区域。惯性权重 w 维持粒子运动的惯性，使之具有拓展搜索区域的趋势，有探索新区域的能力。

在式(5-13)中，如果 $c_1=c_2=0$ ，则微粒将维持当前的速度不变，直至飞行到达边界。由于在这种情况下粒子只能在有限的空间内进行搜索，所以难以找到优解。如果 $w=0$ ，则粒子的速度仅由粒子经历过的最佳位置 g_{best} 及其当前位置 P_{best} 决定，速度自身不具有记忆性。假定某个粒子处于全局的最佳位置，它将维持静止状态。而其它微粒将飞向自身经历过的最佳位置 P_{best} 与全局最佳位置 g_{best} 的加权中心。在这种情况下算法像局部算法一样，粒子群将聚集到当前的全局最佳位置。加上第一部分之后，微粒有拓宽搜索区域的趋势，即第一部分使得粒子具有搜索全局的能力。这也使得 w 根据搜索问题的不同，实现算法的全局与局部搜索能力之间的平衡调节。如果 $c_1=0$ ，则粒子只有社会能力，通过粒子间的相互作用才具有到达新的搜索空间的能力。它比标准版本的收敛速度更快，但是用于优化复杂问题时，则比

标准版本更容易陷入局部最优值。如果 $c_2 = 0$, 则粒子之间没有社会信息共享, 一个规模为 $swarmsize$ 的群体等价于运行了 $swarmsize$ 个单个粒子, 因而得到解的几率非常小。

本文所用程序的参数设置如下文所述。种群规模一般是由待优化参数的个数决定, 一般原则是种群个数远多于优化参数的个数, 在本文的俯仰面阵列天线综合中, 单个粒子的维数为单元激励电流幅度和相位共 38 个元素, 种群数设为 40; 惯性权重 w 可以是定值, 也可以是随迭代次数而呈线性变化的。实验证明, 对于全局搜索, 通常的好策略是在前期具有较高的探索能力以得到合适的种子, 而在后期具有较高的开发能力以加快收敛速度。因此可将 w 设置为随迭代的进行而线性减小, 从而改善算法的收敛性能, 例如由 1.4 到 0^[46], 由 0.9 到 0.4^[50]。设 w_{max} 为最大权重系数, w_{min} 为最小权重系数, $iter$ 为当前迭代次数, $inter_max$ 为算法的总迭代次数, 则有

$$w = w_{max} - inter \cdot (w_{max} - w_{min}) / inter_max \quad (5-14)$$

本文中 w_{max} 取 0.9, w_{min} 取 0.2。Suganthan^[51]的实验证明当 c_1 和 c_2 为常数时可以得到较好的解, 本文中加速常数 c_1 、 c_2 分别取为 1.05 和 2, 最大速度 w_{max} 取 1.0, 最大迭代次数 $inter_max$ 取 500。这些参数的设置是参考了文献^[52]中的经验数据, 程序的终止条件设为程序运行达到了设置的最大迭代次数。

算法的关键是适应度函数的设计, 它必须根据所要优化的具体问题而设计, 它的选择恰当与否直接决定了优化效果。在阵列天线综合中, 适应度函数通常表示为天线实际所产生的方向图与期望方向图之间的差异大小。首先计算出每个粒子的方向图与目标方向图的误差, 再将这个误差变换为适应度值。误差越大, 适应度值越小; 误差越小, 适应度值越大。选择 Q 个观察点, 比较目标方向图与 PSO 综合得到的方向图在对应点上的值, 每点的相对误差表示为

$$e_i = \frac{T_i - P_i}{T_i} \quad i=1, 2, Q_k, Q \quad (5-15)$$

其中: T_i 为所需方向图在第 i 点的值, P_i 为用 PSO 算法综合得到的方向图在第 i 点的值。所有观察点的相对误差之和表示为

$$E_m = \left[\frac{1}{Q} \left(\sum_{i=1}^{Q_k} |e_i|^2 + \sum_{i=Q_k+1}^Q |e_i|^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5-16)$$

其中: $i=1, 2, Q_k$ 表示 k 个主瓣区的点, $i=Q_k+1, Q_k+2, Q$ 表示 $Q-k$ 个旁瓣区的点。在旁瓣区的观察点上的相对误差表示为

$$e_i = \begin{cases} \frac{T_i - P_i}{T_i}, & P_i > T_i \\ 0, & P_i < T_i \end{cases} \quad (5-17)$$

选择适应度函数为

$$fitness = 1 - \frac{1}{1 + E_n} \quad (5-18)$$

为了验证 PSO 算法在阵列天线波束赋形问题中的有效性,下面针对具体的实例进行讨论。

5.3.4 波束赋形实例

目标方向图的最大辐射方向位于俯仰面 4.5° , 半功率波瓣宽度为 9° , 俯仰面方向图在 $8^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$ 范围内实现余割平方波束赋形, 主瓣起伏低于 1 dB, 其余空间区域副瓣电平要求尽量低, 阵列天线工作于 C 波段, 表 5.1 为赋形区域的归一化电平值。单元间距取 $d = 0.6\lambda_0$, 利用矩阵法综合得到的单元数为 16 和 18 时的方向图分别如图 5.4 和 5.5 所示。对比图 5.4 和 5.5 可知, 利用 16 个单元基本可以实现要求的赋形方向图, 并且可以达到较低的副瓣电平, 但是在 45° 附近, 方向图下降较快, 与目标方向图相比, 综合方向图赋形区域窄, 而且主瓣波动大于 1dB。从图 5.5 可知, 通过增加单元数目可以使赋形方向图在 45° 附近下降明显减小, 展宽赋形区域, 提高了赋形的精度, 采用 18 个单元的赋形效果比采用 16 个单元好。阵列天线设计中, 一般要求尽量减少单元数, 以简化馈电网络的尺寸, 减小其设计复杂性。下一步在矩阵法综合求解的基础上采用 PSO 优化算法, 分别对单元数为 16 和 18 时综合方向图主瓣波动以及波束赋形区域宽度较窄的问题进行进一步的优化计算。

表 5.1 赋形区域的归一化电平值

角度	归一化电平值	角度	归一化电平值	角度	归一化电平值
8°	0.6457	17°	0.1466	26°	0.0652
9°	0.5117	18°	0.1312	27°	0.0608
10°	0.415	19°	0.118	28°	0.0569
11°	0.3443	20°	0.1072	29°	0.0533
12°	0.2897	21°	0.0975	30°	0.0501
13°	0.2477	22°	0.0893	35°	0.0381
14°	0.2138	23°	0.082	40°	0.0307
15°	0.1871	24°	0.0757	45°	0.0251
16°	0.1648	25°	0.0701		

将矩阵法算出的幅度和相位作为 PSO 算法的初始值进行优化, 得出 16 单元、18 单元的综合方向图分别如图 5.6 和 5.7 所示, 分别与图 5.4、5.5 所示的矩阵法综

合 16 单元、18 单元的方向图对比可以看出，优化后的赋形波束在 45° 附近与目标方向图基本一致，完全覆盖了目标方向图的整个赋形区域，从而解决了矩阵法综合的方向图赋形区域窄的问题。单元数相同时，比较两种方法综合的方向图可以发现，利用 PSO 优化之后的方向图提高了赋形的精度，但是副瓣电平有所抬升。若以尽可能降低副瓣电平为优化目标，主瓣内方向图赋形精度就会下降。在本文中要求主瓣内方向图赋形精度要高，因此，采用 PSO 算法进行方向图综合时，适当牺牲副瓣电平以获取高的赋形精度是可取的。

另外，通过对比单元数目不同时两种综合方法得到的方向图可以看出，单元数目较少时，矩阵求解精度一般，利用 PSO 优化算法在矩阵法的基础上继续逼近目标方向图，优化的效果明显；单元数目较多时，矩阵法求解精度较高，综合的方向图与目标方向图误差较小，在此基础上采用 PSO 优化算法综合方向图，效果较不明显。两种方法综合得到的 16 单元、18 单元的激励电流的幅相分布见附录中表 2、3、4、5。

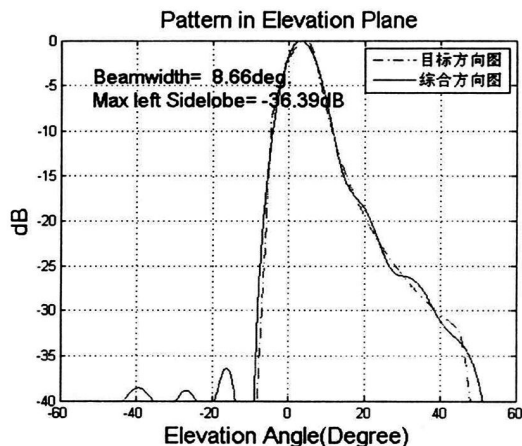


图 5.4 矩阵法综合 16 个单元的方向图

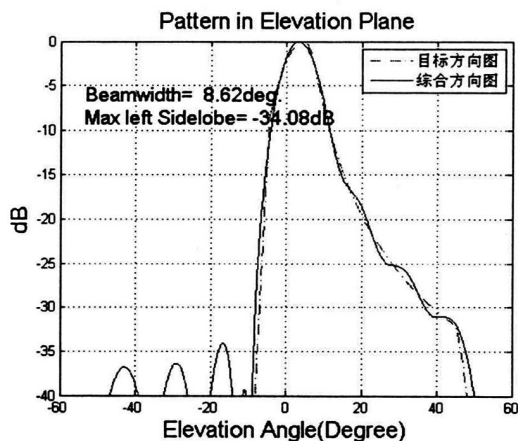


图 5.5 矩阵法综合 18 个单元的方向图

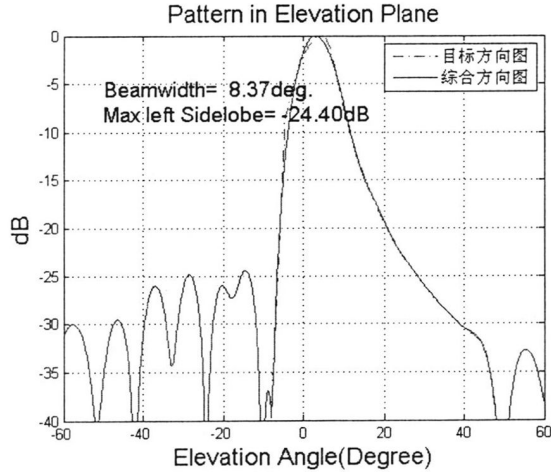


图 5.6 PSO 优化 16 个单元的方向图

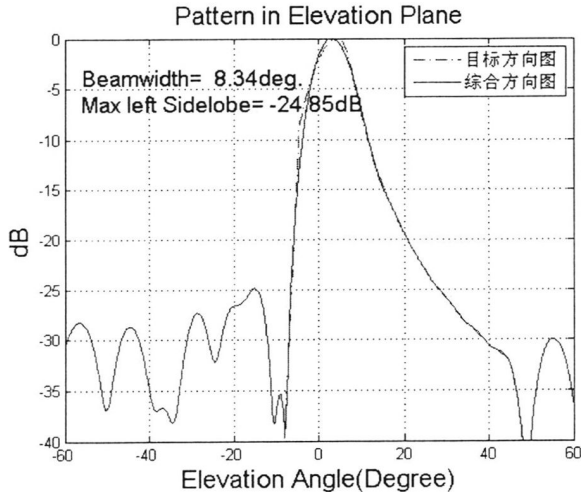


图 5.7 PSO 优化 18 个单元的方向图

通过上述讨论可知采用矩阵法与 PSO 优化算法相结合的波束赋形综合办法，特别适用于单元数目较少的阵列天线。本文通过实例证实了 PSO 算法在电磁工程领域，尤其是在阵列天线方向图综合中的有效性。由于时间关系，本文未对算法的效率做详细研究，仅研究了标准 PSO 算法在阵列天线设计中的应用。

5.4 小结

本章利用粒子群优化算法对余割平方波束赋形进行了研究。首先论述了有关余割平方波束的基本理论，并讨论了波束赋形的实质，即通过改变天线阵的口径分布使之产生的某种近似方向图函数或某些函数的线性组合尽可能地逼近目标方向图。然后讨论了矩阵法和 PSO 算法两种方向图综合方法的基本理论，主要阐述了

PSO算法的原理、流程以及参数设置，为后续根据该算法编写matlab程序综合方向图做出理论指导。

为了验证PSO在阵列天线波束赋形问题中的有效性，文中利用实际的算例来验证。首先利用矩阵法综合了16单元、18单元时的方向图，得出增加单元数目可以展宽赋形区域的结论。然后将矩阵法算出的幅度和相位作为PSO算法的初始值，进行进一步的优化，从优化结果可以看出PSO算法综合的方向图在赋形区域内的精度比矩阵法综合的高，但是PSO算法综合的方向图副瓣电平有所提高，如果不对副瓣电平做重点要求，则经PSO优化之后的赋形波束是可以接受的。从仿真结果可以看出采用矩阵法与PSO优化算法相结合的波束赋形综合方法可以有效实现阵列天线的波束赋形。

第六章 结束语

论文对波导窄边缝隙阵的设计方法以及利用PSO算法实现波束赋形进行了研究。在波导缝隙天线理论分析的基础上,结合电磁仿真软件的优势,设计了波导窄边缝隙阵列天线,在方位面的优化设计结果满足窄波束、低副瓣等指标要求,并分析了在阵列辐射口径面上方加介质板对天线方向图性能的影响,为天线及天线罩的实物加工做出了理论指导。最后对俯仰面方向图的综合进行了讨论,提出了一种采用矩阵法与PSO优化算法相结合的方法进行波束赋形。

本文所设计的波导窄边缝隙阵作为一维相控扫描平面阵列天线的阵列单元,要求其具有低副瓣窄波束,因此阵列各单元激励采用泰勒分布,通过在波导上开53个交替倒向的缝隙宽度为4mm的缝隙来实现选定的口径分布,缝隙间距取为 $d=0.69\lambda_0$ 。文中详细讨论了隙阵单元间互耦的理论及其对缝隙阵列设计的重要影响,并利用钟顺时提出的设计方法^[1]与仿真软件相结合,利用两种方法提取了考虑缝隙间互耦影响的电导函数,并选择其中较好的结果利用逼近近场幅度和相位的方法进行优化,在整个频带内采用调整缝隙电导分布的方法进行优化,最终达到指标要求。最后分析了在天线口径面上加介质板后对仿真性能的影响,通过调整介质板与辐射口径面的垂直距离,得到对阵列辐射特性影响最小的点,分析介质板对阵列辐射性能的影响,为实际天线罩的设计提供理论指导。

本文还对余割平方波束的赋形进行了研究,采用了矩阵法与PSO优化算法相结合的方法,实现了期望波束的赋形。首先是采用数值法综合出天线阵的激励幅相分布,对此激励幅相加以微扰,产生一组初始解,然后在该初始解的基础上利用PSO算法进行优化,通过控制综合方向图与目标方向图的最小误差不断地逼近目标方向图,从而得到最优方向图。文中利用实例验证了上述方法的有效性。

由于时间和工作量的关系,本文设计的波导缝隙天线没有加工实物,考虑到加工误差,还需要利用文中论述的方法进行进一步的优化,提供天线阵的性能。另外,俯仰面的余割平方波束的赋形仅讨论了阵因子的设计,要使波导窄边缝隙面阵俯仰面实现指定的波束,还需考虑互耦的情况下改变激励的幅度和相位进行进一步的设计。

致谢

在研究生生活即将结束之际，首先衷心感谢我的导师郑会利教授，感谢郑老师两年多来在科研上对我的悉心指导以及生活上的备至关怀。本论文的完成从始至终都离不开郑老师的谆谆教导，论文的每一步进展和每一个成果都凝聚着郑老师的心血与汗水。在研究生阶段，郑老师通过渊博的学识、严谨的治学态度和丰富的工作经验在工作和学习上给予我很大的指导和帮助，而且他精益求精的敬业精神、独特的思维方式、宽厚待人的风格和正直谦逊的人格深深地影响了我，将使我受益终生。在此，谨向尊敬的导师致以衷心的感谢，感谢他对我学习、工作、生活、人生等各个方面的关心、鼓励和支持。

同时，衷心感谢课题组傅德民教授、马澄波教授、傅光教授、杨林教授、雷娟老师、陈瑾老师等对我的关心和帮助。

感谢师兄宋兆宁、陈翰、黄珂、王强和张彦雄对我的耐心指导和帮助，正是因为有了他们的指导和建议才使我在学习中避免了许多错误，少走了不少弯路。

感谢同窗权婷、胡巨航、陈琼、张建以及曹伟等同学，是你们陪我度过了人生中最充实的研究生生涯，在这两年多时间里，在学习上我们共同讨论进步，生活上我们一起快乐成长。

感谢在硕士阶段身边的每一位同学和朋友，感谢你们在学习和生活中对我的无私帮助。

感谢父母对我的养育之恩，感谢你们在精神上和物质上对我无微不至的关心和支持。

真诚地感谢评阅本文的各位专家和教授！

参考文献

- [1] 钟顺时. 波导窄边缝隙天线的设计. 西北电信工程学院学报. 1976, 1, 165-184.
- [2] Roberts. Elliott. An improved design procedure for small arrays of shunt slots, IEEE Trans, on AP, vol.31(1), 1983,pp.48-53.
- [3] A. F. Stevenson. Theory of slot in Rectangular waveguide[J]. Apple.phys, vol.19, 1948, pp.24-28.
- [4] R.J. Stegen. Longitudinal shunt slot characteristics. Hughes Technical Memorandum No,261,1971, Hughes Aircraft Co. Culver City, California.
- [5] A. A. Oliner. The Impedance Properties of Narrow Radiating slots in the Broad Face of rectangular waveguide. Part I, IEEE Trans. AP, vol.5, 1959, pp.4-12.
- [6] T. Vu. Kahc. Impedance properties of longitudinal slot antennas in the broad face of rectangular waveguide. IEEE Trans. on AP, vol.21, 1973, pp.708-710.
- [7] B. N. Das. Resonant conductance of inclined slots in the narrow wall of a rectangular waveguide[J]. IEEE Trans. on AP, vol.32(7), 1984, pp.759-761.
- [8] J. L. Hilburn, R. A. Kinney. Frequency-scanned X-band waveguide array[J]. IEEE Trans. on AP, 1972, vol.7, pp.506-509.
- [9] Jon. J. Gulick, Robert. S. Elliott. The design of linear and planar arrays of waveguide-fed longitudinal slots. Electromagnetics, vol.10, 1990, pp. 327-347.
- [10] Roberts. Elliott, L. A. Kurtz. The design of small slot arrays, IEEE Trans. on AP, vol.26(2), 1978, pp.214-219.
- [11] Roberts. Elliott. The design of slot arrays including internal mutual coupling, IEEE Trans. on AP, vol.34(9), 1986, pp.1149-1154.
- [12] H. Y. Yee. The design of large waveguide arrays of shunt slots. IEEE Trans. on AP, vol.40, 1992, pp.775-781.
- [13] V.V.S. Prakash, S. Christopher, N. Balakrishnan. Method-of-Moments analysis of the narrow-wall slot array in a rectangular waveguide. IEE Proceedings Microwaves, on AP, 2000, vol.147(3), pp.242-246.
- [14] Antonio Morini, Tullio Rozzi, Giuseppe Venanzoni. On the Analysis of Slotted Waveguide Arrays. IEEE Trans. on AP, 2006, vol.54(7), pp.2016-2021.
- [15] 张仲西. 高效率低副瓣波导窄壁缝隙阵的设计[J].雷达与导航, 1983, No.4, pp. 40-48.

- [16] 任济时, 吕善伟. 伽略金法分析矩形波导裂缝耦合天线. 北京航空学院学报, vol.1, 1983, pp.7-12.
- [17] 吕善伟等. 波导裂缝天线耦合特性的研究. 电子学报, vol.39(5), 1985, pp.92-101.
- [18] 刘志钧. 单元激励法分析波导缝隙天线阵[J]. 电子学报, vol.25(3), 1997, pp.98-101.
- [19] 丁晓磊. 耦合纵缝馈电的短路波导宽边纵缝阵的分析与设计. 电波科学学报, vol.4, 2001.
- [20] 毛小莲. 波导缝隙相控阵天线的设计研究. 硕士学位论文. 西安电子科技大学, 2010.
- [21] 宋兆宁. 波导缝隙阵列天线的设计研究. 硕士学位论文. 西安电子科技大学, 2012.
- [22] 张祖稷, 金林, 束咸荣. 雷达天线技术. 电子工业出版社, 2005.
- [23] 魏文元, 宫德明, 陈必森. 天线原理. 国防工业出版社, 1995年6月.
- [24] 汪茂光, 吕善伟, 刘瑞祥. 阵列天线分析与综合. 西安电子科技大学出版社, 1989.
- [25] 刘晓勇. 矩形波导缝隙天线分析与计算. 硕士学位论文. 西安电子科技大学, 2010.
- [26] H. G. Booker. Slot Aerials and Their Relation to Complementary Wire Aerials. JIEE(Lond.).93, pt. IIIA, no.4, 1946.
- [27] 林昌禄, 聂在平. 天线工程手册. 电子工业出版社, 2002, pp.271-278.
- [28] 于慧娟. 波导缝隙天线分析与研究. 硕士学位论文. 电子科技大学, 2009.
- [29] 梁昌洪, 官伯然. 简明微波. 西安电子科技大学出版社.
- [30] P. KAMINOW, R. J. STEGEN. Waveguide slot array design[M]. New York, ACM Press, 1954.
- [31] 齐磊. 低副瓣微波矩形波导缝隙天线的研究. 硕士学位论文. 南京理工大学, 2009.
- [32] 校焕庆. 波导缝隙阵列天线分析与设计. 硕士学位论文. 西安电子科技大学, 2008.
- [33] 波导缝隙阵天线的设计和仿真, 西安电子科技大学天线与微波国家重点实验室培训课件.
- [34] 汪凯. C波段窄边缝隙天线设计. 硕士学位论文. 电子科技大学, 2010.
- [35] 兰海. 基于软件仿真的波导窄边缝隙阵设计. 全国电磁兼容学术会议论文集, 2006.
- [36] 宋景海. 脊波导缝隙平面阵列天线的设计研究. 硕士学位论文. 西安电子科技

- 大学, 2011.
- [37] 张学飞. 天线罩电磁特性的研究. 硕士学位论文. 西安电子科技大学, 2006.
- [38] 刘其中, 宫德明. 天线的计算机辅助设计. 西安电子科技大学出版社, 1988.
- [39] 陈孟云, 严育林. 阵列天线理论导引. 国防工业出版社, 1980.12.
- [40] 吕善伟. 天线阵综合. 北京航空学院出版社, 1988.
- [41] J. Kennedy, R. Eberhart. Particle swarm optimization[A]. Proc IEEE Int Conf on Neural Networks[C]. Perth, 1995, pp.1942-1948.
- [42] R. Eberhart, J.Kennedy. A new optimizer using particle swarm theory[A]. Proc 6th Int Symposium on Micro Machine and Human Science[C]. Nagoya, 1995, pp.39-43.
- [43] 谢晓锋, 张文俊, 杨之廉. 微粒群算法综述. 控制与决策, vol.18(2), 2003, pp.129-134.
- [44] 杨科. 阵列综合算法及高性能基站阵列天线设计. 硕士学位论文. 西安电子科技大学, 2005.
- [45] 刘瑞斌. 共形相控阵天线波束赋形的研究. 硕士学位论文. 西安电子科技大学, 2006.
- [46] Shi Yuhui, R. Eberhart. A modified particle swarm optimizer[A]. Proc IEEE Int Conf on Evolutionary Computation[C]. Anchorage, 1998, pp.69-73.
- [47] J. Kennedy. The particle swarm: Social adaptation of knowledge[A]. Proc IEEE Int Conf on Evolutionary Computation[C]. Indianapolis, 1997, pp.303-308.
- [48] E. L. Thorndike. Animal Intelligence: Empirical Studies[M]. New York, Macmillan, 1911.
- [49] A. Bandura. Social Foundations of Thought and Action: A Social Cognitive Theory[M]. New Jersey, Prentice-Hall, 1986.
- [50] Shi Yuhui, R. Eberhart. Parameter selection in particle swarm optimization [A]. Proc of the 7th Annual Conf on Evolutionary Programming[C]. Washington DC, 1998, pp.591-600.
- [51] P. N. Suganthan. Particle swarm optimizer with neighbourhood operator[A]. Proc of the Congress on Evolutionary Computation[C]. Washington DC, 1999, pp.1958-1962.
- [52] R. C. Hansen. Array pattern control and synthesis. Proceedings of the IEEE. vol.80(1), 1992, pp.141-150.

攻读硕士期间的研究成果

在硕士研究生期间取得的研究成果如下：

一、参加科研情况

1. 2011.4-2011.6 柱面共形阵列天线的初始设计
2. 2011.9-2011.12 超宽带陷波天线的设计
3. 2012.3-2012.9 某 C 波段相控阵天线的设计

二、发表论文情况：

X. Li, H. L.Zheng, T. Quan, and Q. Chen, "A PRINTED DISCONE ULTRA-WIDEBAND ANTENNA WITH DUAL-BAND NOTCHED CHARACTERISTICS", Progress In Electromagnetics Research C, Vol. 27, 41-53, 2012. (EI 检索号: 20120714774303)

附录

表 1 口径场幅度分布

单元	幅度	单元	幅度	单元	幅度	单元	幅度
1	0.1152	15	0.6402	29	0.988	43	0.4399
2	0.1216	16	0.6891	30	0.9732	44	0.3921
3	0.1349	17	0.7363	31	0.9531	45	0.3459
4	0.1558	18	0.7812	32	0.9277	46	0.3011
5	0.1841	19	0.8235	33	0.8974	47	0.2584
6	0.2188	20	0.8625	34	0.8625	48	0.2188
7	0.2584	21	0.8974	35	0.8235	49	0.1841
8	0.3011	22	0.9277	36	0.7812	50	0.1558
9	0.3459	23	0.9531	37	0.7363	51	0.1349
10	0.3921	24	0.9732	38	0.6891	52	0.1216
11	0.4399	25	0.988	39	0.6402	53	0.1152
12	0.4891	26	0.997	40	0.5901		
13	0.5395	27	1	41	0.5395		
14	0.5901	28	0.997	42	0.4891		

表 2 矩阵法综合 16 个单元的电流幅相分布

单元	1	2	3	4	5	6
幅度(dB)	-28.92	-20.03	-14.45	-10.41	-7.18	-4.46
相位(°)	92.55	76.48	60.36	60.36	34.26	24.98
单元	7	8	9	10	11	12
幅度(dB)	-2.4	0	0	-2.4	-4.46	-7.18
相位(°)	17.27	0	-20.67	-37.94	-45.65	-54.93
单元	13	14	15	16		
幅度(dB)	-10.41	-14.45	-20.03	-28.92		
相位(°)	-60.36	-67.92	-76.48	-92.55		

表 3 PSO 优化综合 16 个单元的电流幅相分布

单元	1	2	3	4	5	6
幅度(dB)	-17.37	-13.92	-12.14	-9.24	-6.13	-4.22
相位(°)	9.29	41.2	50.31	47.92	-29.78	17.64
单元	7	8	9	10	11	12
幅度(dB)	-1.64	0	0	-1.64	-4.22	-6.13
相位(°)	16.94	0	-18.56	-37.1	-48.51	-61.71
单元	13	14	15	16		
幅度(dB)	-9.24	-12.14	-13.92	-17.37		
相位(°)	-53.48	-63.57	-88.45	-57.21		

表 4 矩阵法综合 18 个单元的电流幅相分布

单元	1	2	3	4	5	6	7
幅度(dB)	-35.5	-28.95	-20	-14.46	-10.41	-7.18	-4.45
相位(°)	167.43	75.26	55.36	47.39	39.64	34.3	24.97
单元	8	9	10	11	12	13	14
幅度(dB)	-2.41	0	0	-2.41	-4.45	-7.18	-10.41
相位(°)	17.28	0	-20.66	-37.94	-45.63	-54.96	-60.3
单元	15	16	17	18			
幅度(dB)	-14.46	-20	-28.95	-35.5			
相位(°)	-68.05	-76.02	-95.93	171.9			

表 5 PSO 优化综合 18 个单元的电流幅相分布

单元	1	2	3	4	5	6	7
幅度(dB)	-32.21	-18.41	-14.93	-11.41	-9.35	-6.22	-4.11
相位(°)	24.7	18.7	55.58	50.15	43.35	34.14	18.23
单元	8	9	10	11	12	13	14
幅度(dB)	-1.6	0	0	-1.6	-4.11	-6.22	-9.35
相位(°)	10.53	0	-18.9	-43.39	-51.31	52.78	-63.24
单元	15	16	17	18			
幅度(dB)	-11.41	-14.93	-18.41	-32.21			
相位(°)	-62.69	-76.72	-48.4	180			

