

任意曲线形状介质栅漏波天线 辐射特性的改进微扰法分析*

徐善驾 武新章

(中国科学技术大学无线电系, 合肥 230027)

摘要 本文是对作者前一工作(1990)的补充和发展, 文中用改进的微扰法分析了任意曲线形状介质栅漏波天线的辐射特性. 所得数据和用场匹配方法得到的精确值进行了比较. 结果表明, 本文方法在保持相同精度的情况下, 极大地简化了求解过程; 并据此系统地研究了周期槽形状对介质栅漏波天线辐射特性的影响. 文中给出的曲线可供设计介质栅天线时参考.

关键词 介质栅漏波天线; 任意曲线形状; 改进微扰法.

1. 引言

在以往对于介质栅天线的分析中, 大多数作者都作了介质栅形状是严格矩形的假定. 然而, 通常的加工工艺所产生的周期槽形状常常更接近梯形、三角形、正弦形或其它曲线形状而不是真正的矩形. 由于任意曲线形状介质栅的介电常数是纵向和横向坐标的函数, 而且这两个变量一般说来无法分开, 因而给曲线栅状结构的分析带来了很大困难. 有人用数值积分方法分析了曲线形状介质波导, 可是这种分析方法不仅非常繁冗, 而且通用性也差. 我们曾经用多模网络理论与严格的场匹配相结合的方法分析了任意曲线形状周期结构^[1,2]. 这种方法虽然通用性好, 但计算起来仍然要花费大量的时间和精力. 这从工程的角度来说是不经济的. 本文采用改进的微扰法分析了任意曲线形状介质栅漏波天线. 由于该方法将整个天线用横向传输线网络来表示, 而把周期层对导行波的扰动用相应的电压源和电流源来等效, 因此这种方法具有分析简单、精度较高、物理图象清晰的优点, 特别适合于系统地研究周期槽形状对介质栅天线辐射特性的影响. 本文通过对矩形、梯形、倒梯形、正弦形和三角形介质栅漏波天线的分析, 为该种天线的设计提供了有用的数据.

2. 分析

本文的主要工作是把适用于矩形栅漏波天线的改进微扰法推广到对任意曲线形状介质栅漏波天线的分析. 鉴于文献[3]已对改进的微扰法作了详细的讨论, 这里仅就把该方法推广到一般情形时应注意的问题说明如下:

由于现在的 $\epsilon(z, x)$ 是纵向和横向坐标的函数, 故在求解周期层介电常数的平均值 ϵ_z 时, 应用下列积分计算:

1991. 03. 02 收到, 1991. 04. 28 定稿.

* 国家自然科学基金和国家教委博士点基金资助项目.

$$\epsilon_g = \frac{1}{dt_g} \int_0^{t_g} \int_0^d \epsilon(z, x) dz dx, \text{ 对于 TE 模} \quad (1)$$

$$\epsilon_g = \left[\frac{1}{dt_g} \int_0^{t_g} \int_0^d n(z, x) dz dx \right]^2, \text{ 对于 TM 模} \quad (2)$$

计算表明, 对于不同波型采取如上式所示的不同的 ϵ_g 定义式, 可以得到更精确的微扰解。另外可以证明在任意曲线形状介质周期结构中第 n 次空间谐波也满足下列有源传输线方程组:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dV_{1n}^{(i)}}{dx} &= -jK_{zn}^{(i)} Z_{1n}^{(i)} I_{1n}^{(i)} - v_{1n}^{(i)} \\ \frac{dI_{1n}^{(i)}}{dx} &= -jK_{zn}^{(i)} Y_{1n}^{(i)} V_{1n}^{(i)} - j_{1n}^{(i)} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

只是电压源和电流源的表达式有较大的变化如表 1 所示。表中 $C_n(x)$ 为 ϵ_g 的 Fourier 展开系数, 它定义为

$$\begin{aligned} C_n(x) &= \frac{1}{d} \int_0^d (\epsilon_g - \epsilon_a) e^{j\frac{2n\pi}{d}x} dx \\ &= \frac{1}{j2n\pi} (\epsilon_g - \epsilon_a) (e^{j\frac{2n\pi}{d}f_2(x)} - e^{j\frac{2n\pi}{d}f_1(x)}) \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $f_1(x)$ 和 $f_2(x)$ 为形状函数, 对于本文所讨论的曲线结构, 其表达式如表 2 所示。

表 1 扰动场的等效传输线参数

TE 模 ($l=1$)	TM 模 ($l=2$)
$Z_{1n}^{(i)} = \frac{1}{Y_{1n}^{(i)}} = \frac{\omega\mu_0}{K_{zn}^{(i)}}$	$Z_{1n}^{(i)} = \frac{1}{Y_{1n}^{(i)}} = \frac{K_{zn}^{(i)}}{\omega\epsilon_0\epsilon_i}$
当 $n=0$ 时 $j_{10}^{(i)} = v_{10}^{(i)} = 0, (i=a, g, f)$ 当 $n \neq 0$ 时 $v_{1n}^{(i)} = 0, (i=a, g, f)$	当 $n=0$ 时 $j_{10}^{(i)} = v_{10}^{(i)} = 0, (i=a, g, f)$ 当 $n \neq 0$ 时 $v_{1n}^{(i)} = \begin{cases} \frac{-\beta_z \omega \beta_n C_n(x)}{j\omega\epsilon_0\epsilon_i^2} I_{i,w}(x), (i=g) \\ 0, & (i=a, f) \end{cases}$
$j_{1n}^{(i)} = \begin{cases} -j\omega\epsilon_0 C_n(x) V_{i,w}(x), (i=g) \\ 0, & (i=a, f) \end{cases}$	$j_{1n}^{(i)} = \begin{cases} j\omega\epsilon_0 C_n(x) V_{i,w}(x), (i=g) \\ 0, & (i=a, f) \end{cases}$
$K_{zn}^{(i)} = (K_0^2 \epsilon_i - \beta^2)^{1/2}$	

表 2 各种曲线结构的形状函数

曲线形状 \ 函数	$f_1(x)$	$f_2(x)$
矩形	0	D_1
三角形	$\frac{D_1 - x}{2t_g}$	$D_1 - \frac{D_1 - x}{2t_g}$
梯形	$\frac{D_1 - D_2 - x}{2t_g}$	$D_1 - \frac{D_1 - D_2 - x}{2t_g}$
正弦形	$\frac{d}{2\pi} \cos^{-1}\left(1 - \frac{2}{t_g}x\right)$	$d - \frac{d}{2\pi} \cos^{-1}\left(1 - \frac{2}{t_g}x\right)$

3. 计算结果

在天线的实际应用中，人们最感兴趣的是单波束辐射的情况，因此本文只讨论 $n = 1$ 次空间谐波向空气辐射的情形。

图 1 和图 2 分别给出了 TE 模和 TM 模的漏波常数随栅层厚度 t_g 的变化曲线。图中实线代表精确解的结果^[1,2]，虚线代表由微扰解得到的结果。由图可见，微扰法数据与精确解吻合得很好，尤其在 t_g/λ 比较小的时候，两者几乎完全一致，充分证明了改进微扰法的可靠性。

图 3 给出了正梯形、倒梯形、三角形和正弦形结构的漏波常数 α 随栅层厚度 t_g 的变化曲线。由图可见，正梯形结构与矩形结构漏波常数的差别不大。这就意味着相对于矩形栅天线来说，当槽的形状变成正梯形时，对于天线辐射特性的影响不大，因此这时对矩形槽形状的加工要求可以不必太苛刻。然而，矩形与其它形状介质栅天线漏波常数之间的差别是很大的。由图可见，它与正弦形结构的差别，其最大相对偏差大于 40%，这种差别在对介质栅天线的精确设计中不应该忽略。

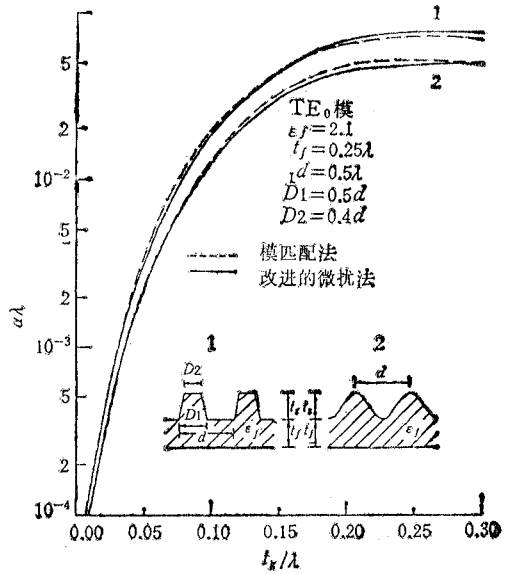


图 1 TE₀ 模栅层厚度 t_g 对漏波常数 α 的影响

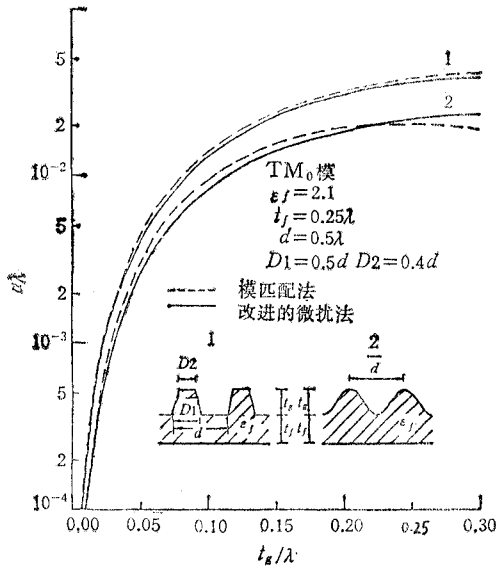


图 2 TM₀ 模栅层厚度 t_g 对漏波常数 α 的影响

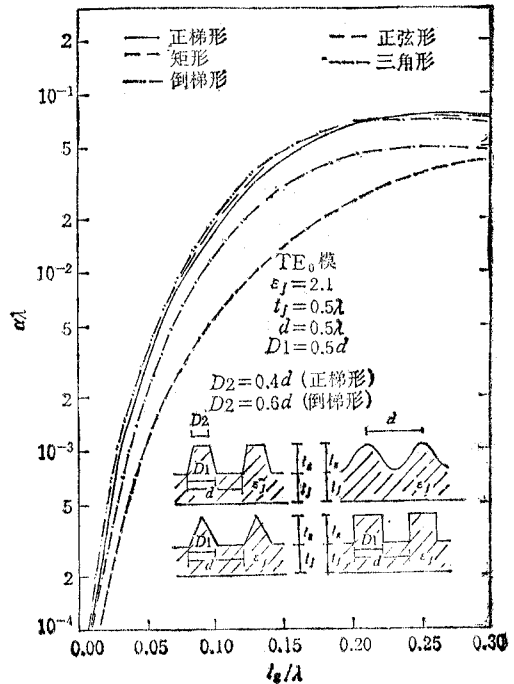


图 3 各种曲线形状介质栅漏波天线漏波常数随栅层厚度的变化曲线

般说来, 我们不能用简单的单层矩形结构来代替对其它曲线形状介质栅天线辐射特性的分析。

介质周期结构漏波天线有一个很大的优点就是能够实现波束的电扫描。图 4 给出 TE 模激励下各种形状漏波天线的频扫特性。由图可见, 各种天线的最大辐射方向随 λ 基本上都作线性变化, 而且周期层曲线形状对于频扫特性的影响不太大, 各种天线频扫特性的最大差别不到 4° 。

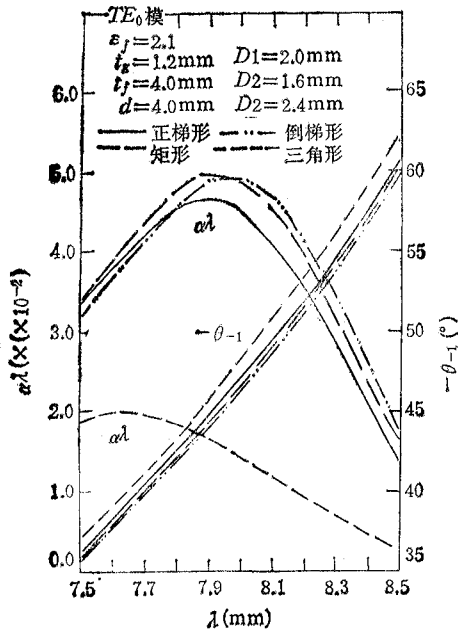


图 4 各种曲线形状漏波天线的频扫特性
(图中的 $D_2 = 1.6\text{mm}$ 是正梯形的
 $D_2 = 2.4\text{mm}$ 是倒梯形的)

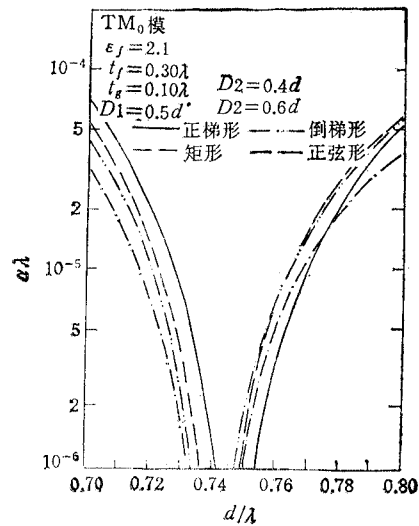


图 5 各种曲线形状漏波天线的禁带特性
(图中的 $D_2 = 0.4d$ 是正梯形的
 $D_2 = 0.6d$ 是倒梯形的)

对于以物理参数周期变化为基本特征的介质栅漏波天线来说, 其周期 d 对天线辐射特性有重要影响是预计之中的。事实上, 当 $\beta_0 d = 2\pi$ 时, 正好满足辐射区内 Bragg 反射条件, 模式间发生了强烈的耦合, 出现了禁带, 此时天线的辐射也随之消失。这正是周期结构漏波天线不可能有侧向辐射的物理原因。图 5 给出了说明周期 d 对各种天线漏波常数 α 影响的禁带放大图。由图可见, 周期层曲线形状对介质栅天线辐射区内禁带特性的影响是不明显的。不同曲线天线禁带中心的最大偏移 $d/\lambda < 0.02$, 相应于最大相对偏差小于 2.5%。这就是说对于周期 d 的加工公差不论对于哪一种曲线形状都可以不必太苛刻。

参 考 文 献

- [1] Xu Shanxia, Wu Xinzhang, *In. J. of Infrared and Millimeterwaves*, 11(1990) 9, 1047—1067.
- [2] 徐善驾, 武新章, 彭松村, *电子学报*, 19(1991)6, 20—30.
- [3] 徐善驾, 武新章, *电子科学学刊*, 12(1990)4, 378—384.

IMPROVED PERTURBATION ANALYSIS OF DIELECTRIC GRATING ANTENNAS WITH ARBITRARY GROOVE PROFILES

Xu Shanjia Wu Xinzhang

(University of Science and Technology of China, Hefei 230027)

Abstract A supplement and an expansion of authors previous work (1990) are presented. The improved perturbation method is used for analyzing the radiation characteristics of the millimeterwave dielectric grating antennas with various groove profiles. A comparison between the results given and those obtained by the rigorous calculations shows that the present analysis yields as highly accurate results as the rigorous method but the calculation procedure is tremendously simplified. Based on this, the effects of groove profiles on the performances of the grating antennas are systemetically studied. The curves given in this paper may be used as reference for designing the dielectric grating antennas.

Key words Dielectric grating antenna; Arbitrary groove profile; Improved perturbation method