

文章编号:1001-9014(2006)05-0349-06

阶梯加载矩形波导栅慢波系统的研究

路志刚, 魏彦玉, 官玉彬, 王文祥

(电子科技大学 物理电子学院, 四川 成都 610054)

摘要:提出了一种新型的毫米波行波管慢波结构——阶梯加载矩形波导栅慢波系统. 考虑槽区内场的高次项, 利用各阶梯相邻面的阶跃条件以及相互作用区和加载区的场匹配条件, 获得了该结构的色散方程, 并导出耦合阻抗. 讨论了主模在其中的传播情况, 并分析了系统结构参数变化对慢波电路高频特性的影响. 数值计算表明加载阶梯的尺寸对此结构内波的传播特性有很大影响, 可以根据不同的要求来选取具体设计参数. 该结果为进一步研究和设计此类行波管高频系统提供了理论基础.

关键词:行波管; 阶梯加载; 场匹配方法; 色散; 耦合阻抗

中图分类号: TN124 **文献标识码:** A

STUDY ON STEP-LOADED RECTANGULAR WAVEGUIDE GRATING SLOW-WAVE SYSTEM

LU Zhi-Gang, WEI Yan-Yu, GONG Yu-Bin, WANG Wen-Xiang

(College of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

Abstract: The step-loaded rectangular waveguide grating slow-wave system, a new type slow-wave structure for mm-millimeter TWT, was presented in this study. And the dispersion equation and coupling impedance of this circuit were obtained by means of the approximate field matching theory, in which the high order terms of the field expansion in the groove region were considered, and the jump conditions at the interface of two neighboring steps and the matching conditions at the interface between the loaded region and the interaction region were employed. The high-frequency characteristics of the fundamental wave were discussed and the influence of various circuit parameters on high-frequency characteristics was also investigated. The results of the numerical calculation show that it is very useful for improving the high-frequency characteristics by loading the steps. The specific design-parameters can be selected according to the different needs. The present analysis will be helpful for further study and design of this kind RF system.

Key words: traveling wave tube; step-loaded; field matching method; dispersion; coupling impedance

引言

随着雷达和电子对抗对微波功率、带宽以及高工作频率的要求^[1], 带状束矩形波导栅行波管成为当今研究的热点. 尤其是矩形波导栅慢波系统, 作为一种经典的电磁慢波结构被大量的微波电子系统所采用, 其优点是“栅”结构在小尺寸、短波长情况下的可量测性, 很高的加工组装精度以及优良的热传导特性和低损耗. 1997年, 威斯康辛大学电子与计算机工程学院的 L. J. Louis 等人将矩形波导栅慢波结构用于行波管放大器^[2]中, 进行了实验研究.

2003年, 希腊科学家完成了对矩形波导栅慢波结构色散特性^[3]的深入分析, 并讨论了其内部的场分布. 从中看出, 要让矩形波导栅行波管工作于前向波, 且满足低电压(10kV)要求, 必须使其槽深与周期之比大于5, 这样带来两个致命不足: 一是带宽很窄, 几乎是点频率工作; 二是槽深与周期的比值过大, 将引起槽内表面上的趋肤损耗增大, 注一波互作用的增益降低. 为此, 本文提出了阶梯加载矩形波导栅慢波结构, 它能够在槽深度一定的前提下, 改善高频特性. 首先从理论上推导了它的色散方程和耦合阻抗的表达式; 然后进行数值计算, 并对计算结果进

收稿日期: 2006-02-16, 修回日期: 2006-07-19

Received date: 2006-02-16, revised date: 2006-07-19

基金项目: 国家自然科学基金重点项目(60532010); 霍英东高校青年教师研究基金(91063); 国家自然科学基金(60401005)

作者简介: 路志刚(1981-), 男, 山西昔阳人, 电子科技大学博士研究生, 主要从事行波管方面的研究.

行了分析.

1 阶梯加载矩形波导栅慢波结构的色散方程

阶梯加载矩形波导栅慢波结构如图 1 所示,这类结构被分成 3 个区域:相互作用区 I ($0 < x < b$),阶梯间隙区 II ($b < x < c$)和槽区 III ($c < x < d$). 其中, a 是波导的宽, b, c, d 分别表示顶板到加载阶梯上表面、下表面和槽底的距离, L, s, w 分别表示慢波结构的周期、槽区宽度和阶梯间隙跨度.

1.1 相互作用区的场

根据参考文献^[4,5], 由这种结构所支持的慢波模式是相对于 y 方向的横电模 TE_y 模, 此系混合模. 假设场对时间的依赖关系为 $\exp(j\omega t)$, 在推导过程中, 为简便起见, 省略这一个因子. 根据结构的周期性, 相互作用区的场可以表示为:

$$\begin{cases} H_y^I = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_n^I F_n^I(x) \sin\left(\frac{l\pi y}{a}\right) e^{-j\beta_n z} \\ E_x^I = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{j\omega\mu_0\beta_n}{(h^I)^2} B_n^I F_n^I(x) \sin\left(\frac{l\pi y}{a}\right) e^{-j\beta_n z} \\ E_z^I = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} -\frac{j\omega\mu_0}{(h^I)^2} B_n^I F_n^I(x) \sin\left(\frac{l\pi y}{a}\right) e^{-j\beta_n z} \\ H_x^I = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{l\pi/a}{(h^I)^2} B_n^I F_n^I(x) \cos\left(\frac{l\pi y}{a}\right) e^{-j\beta_n z} \\ H_z^I = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} -\frac{j\beta_n l\pi/a}{(h^I)^2} B_n^I F_n^I(x) \cos\left(\frac{l\pi y}{a}\right) e^{-j\beta_n z} \end{cases}, \quad (1)$$

其中, B_n^I 为第 n 次空间谐波场的幅值系数, $(h^I)^2 = k_0^2 - k_y^2$, 这里, k_0 是自由空间波数; k_y 表示 y 方向的传播常数, 表示为 $k_y = l\pi/a$, 其中 $l = 1, 2, 3, \dots$; β_n 是第 n 次空间谐波的轴向传播常数, 可以表示为 $\beta_n = \beta_0 + 2n\pi/L$, β_0 是基波的传播常数; ω 是角频率; μ_0 是真空磁导率. 如果 $\beta_n^2 - (h^I)^2 > 0$, 表示传播的是慢波, $F_n^I(x) = \cosh(t_x^I x)$, $F_n^I(x) = t_x^I \sinh(t_x^I x)$; 如果 $\beta_n^2 - (h^I)^2 < 0$, 表示传播的是快波, $F_n^I(x) = \cos(k_x^I x)$, $F_n^I(x) = -k_x^I \sin(k_x^I x)$; 在这里, $(k_x^I)^2 = (h^I)^2 - \beta_n^2 = -(t_x^I)^2$, k_x^I 或者 t_x^I 表示 x 方向的传播常数.

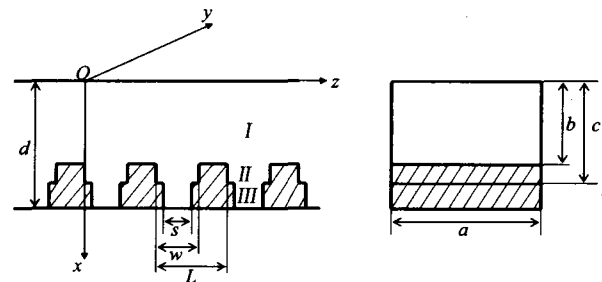


图 1 阶梯加载矩形波导栅慢波结构
Fig. 1 Step-loaded rectangular waveguide grating slow-wave structure

1.2 阶梯间隙和槽区内的场

在槽区和阶梯间隙区中, 考虑电磁场分量经傅立叶展开后的高次项, 场解可表示为一无限本征驻波之和的形式, 从而, 这两个区域的场可分别表示为:

$$\begin{cases} H_y^{II} = \sum_{m=0}^{+\infty} G_m^{II}(x) \sin(l\pi y/a) \cos(k_m^{II} z) \\ E_x^{II} = \sum_{m=0}^{+\infty} -\frac{j\omega\mu_0}{(h^{II})^2} \cdot k_m^{II} G_m^{II}(x) \sin(l\pi y/a) \sin(k_m^{II} z) \\ E_z^{II} = \sum_{m=0}^{+\infty} -\frac{j\omega\mu_0}{(h^{II})^2} \cdot G_m^{II}(x) \sin(l\pi y/a) \cos(k_m^{II} z) \\ H_x^{II} = \sum_{m=0}^{+\infty} \frac{l\pi/a}{(h^{II})^2} \cdot G_m^{II}(x) \cos(l\pi y/a) \cos(k_m^{II} z) \\ H_z^{II} = \sum_{m=0}^{+\infty} -\frac{l\pi/a}{(h^{II})^2} \cdot k_m^{II} \cdot G_m^{II}(x) \cos(l\pi y/a) \sin(k_m^{II} z) \end{cases}, \quad (2)$$

$$\begin{cases} H_y^{III} = \sum_{p=0}^{+\infty} B_p^{III} Q_p^{III}(x) \sin(l\pi y/a) \left\{ \operatorname{tg}(k_p^{III} \cdot \frac{w-s}{2}) \sin(k_p^{III} z) + \cos(k_p^{III} z) \right\} \\ E_x^{III} = \sum_{p=0}^{+\infty} \frac{j\omega\mu_0}{(h^{III})^2} \cdot k_p^{III} B_p^{III} Q_p^{III}(x) \sin(l\pi y/a) \left\{ \operatorname{tg}(k_p^{III} \cdot \frac{w-s}{2}) \cos(k_p^{III} z) - \sin(k_p^{III} z) \right\} \\ E_z^{III} = \sum_{p=0}^{+\infty} -\frac{j\omega\mu_0}{(h^{III})^2} \cdot B_p^{III} Q_p^{III}(x) \sin(l\pi y/a) \left\{ \operatorname{tg}(k_p^{III} \cdot \frac{w-s}{2}) \sin(k_p^{III} z) + \cos(k_p^{III} z) \right\} \\ H_x^{III} = \sum_{p=0}^{+\infty} \frac{l\pi/a}{(h^{III})^2} \cdot B_p^{III} Q_p^{III}(x) \cos(l\pi y/a) \left\{ \operatorname{tg}(k_p^{III} \cdot \frac{w-s}{2}) \sin(k_p^{III} z) + \cos(k_p^{III} z) \right\} \\ H_z^{III} = \sum_{p=0}^{+\infty} \frac{l\pi/a}{(h^{III})^2} \cdot k_p^{III} B_p^{III} Q_p^{III}(x) \cos(l\pi y/a) \left\{ \operatorname{tg}(k_p^{III} \cdot \frac{w-s}{2}) \cos(k_p^{III} z) - \sin(k_p^{III} z) \right\} \end{cases}, \quad (3)$$

这里,

$$G_m^{II}(x) = \begin{cases} A_m^{II} \sin(k_x^{II} x) + B_m^{II} \cos(k_x^{II} x) & \beta_n^2 - (h^{II})^2 < 0 \\ A_m^{II} \sinh(t_x^{II} x) + B_m^{II} \cosh(t_x^{II} x) & \beta_n^2 - (h^{II})^2 > 0 \end{cases}, \quad (4)$$

$$G'_m(x) = \begin{cases} k_x^{\text{II}} \cdot \{A_m^{\text{II}} \cos(k_x^{\text{II}} x) - B_m^{\text{II}} \sin(k_x^{\text{II}} x)\} \\ \beta_n^2 - (h^{\text{II}})^2 < 0 \\ t_x^{\text{II}} \cdot \{A_m^{\text{II}} \cosh(t_x^{\text{II}} x) + B_m^{\text{II}} \sinh(t_x^{\text{II}} x)\} \\ \beta_n^2 - (h^{\text{II}})^2 > 0 \end{cases}, \quad (5)$$

$$Q_p(x) = \begin{cases} \tan(k_x^{\text{III}} d) \cdot \sin(k_x^{\text{III}} x) + \cos(k_x^{\text{III}} x) \\ \beta_n^2 - (h^{\text{III}})^2 < 0 \\ -\tanh(t_x^{\text{III}} d) \cdot \sinh(t_x^{\text{III}} x) + \cosh(t_x^{\text{III}} x) \\ \beta_n^2 - (h^{\text{III}})^2 > 0 \end{cases}, \quad (6)$$

$$Q'_p(x) = \begin{cases} k_x^{\text{III}} \cdot \{\tan(k_x^{\text{III}} d) \cdot \cos(k_x^{\text{III}} x) - \sin(k_x^{\text{III}} x)\} \\ \beta_n^2 - (h^{\text{III}})^2 < 0 \\ t_x^{\text{III}} \cdot \{-\tanh(t_x^{\text{III}} d) \cdot \cosh(t_x^{\text{III}} x) + \sinh(t_x^{\text{III}} x)\} \\ \beta_n^2 - (h^{\text{III}})^2 > 0 \end{cases}, \quad (7)$$

其中, $A_m^{\text{II}}, B_m^{\text{II}}, B_p^{\text{III}}$ 分别是场分量展开项的幅值系数; $h^{\text{I}} = h^{\text{II}} = h^{\text{III}}; k_x^{\text{III}}$ 或者 t_x^{III} 是 III 区中 x 方向的传播常数, 表示为 $(k_x^{\text{III}})^2 = (h^{\text{III}})^2 - \beta_n^2 = -(t_x^{\text{III}})^2, k_x^{\text{II}}$ 或者 t_x^{II} 是 II 区中 x 方向的传播常数, 表示为 $(k_x^{\text{II}})^2 = (h^{\text{II}})^2 - \beta_n^2 = -(t_x^{\text{II}})^2; k_m^{\text{II}}$ 和 k_p^{III} 分别为 II 区和 III 区的纵向驻波数, 表示为 $k_m^{\text{II}} = m\pi/w, k_p^{\text{III}} = p\pi/s (m = 0, 1, 2, \dots, p = 0, 1, 2, \dots)$, 其余参数的含义同上。

1.3 边界条件

在 I 区和 II 区交界面上, 由电场和磁场的切向分量连续可得

$$E_z^{\text{I}}(b, y, z) \begin{cases} E_z^{\text{II}}(b, y, z) & 0 < z \leq w \\ 0 & w < z < L \end{cases}, \quad (8)$$

$$H_y^{\text{I}}(b, y, z) = H_y^{\text{II}}(b, y, z) \quad 0 < z < w. \quad (9)$$

在 II 区和 III 区的交界面上不可以直接使用电场的边界条件, 因为从 II 区到 III 区, 槽宽度由 w 阶跃到 s , 这将激励起高次衰减模式, 且主要存在于交界面处. 在这里, 采用一导纳来等效槽宽度的不均匀性, 从而用“电压和电流分别连续”这一边界条件代替场匹配条件, 则

$$\begin{cases} V_z^{\text{II}} = V_z^{\text{III}} \\ J_x^{\text{II}} = J_x^{\text{III}} - B_1 \cdot V_z^{\text{III}} \end{cases}, \quad (10)$$

其中^[6],

$$B_1 = j\omega C_1, \quad (11)$$

$$C_1 = \frac{\epsilon_0}{2\pi} \left\{ \frac{\alpha^2 + 1}{\alpha} \ln \frac{1 + \alpha}{1 - \alpha} - 2 \ln \frac{4\alpha}{1 - \alpha^2} \right\}, \quad (12)$$

$$\alpha = w/s, \quad (13)$$

在这里, 满足的前提条件是 $s < 0.2\lambda, \lambda$ 是自由空间波长, ϵ_0 是真空中介电常数, C_1 是交界面处的不连续电容, B_1 是与其相对应的电纳. 在交界面上, II 区和 III 区的电压可以被表示为

$$\begin{cases} V_z^{\text{II}} = E_z^{\text{II}} \cdot w \\ V_z^{\text{III}} = E_z^{\text{III}} \cdot s \end{cases}, \quad (14)$$

导体表面单位长度的电流可以表示为

$$\begin{cases} J_x^{\text{II}} = H_y^{\text{II}} \\ J_x^{\text{III}} = H_y^{\text{III}} \end{cases}. \quad (15)$$

1.4 色散方程

将各区场分量带入上面的边界条件中, 消去幅值系数, 可以得到阶梯加载矩形波导栅慢波电路的色散方程为

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_n X = 0, \quad (16)$$

这里,

$$X = \sum_{p=0}^{+\infty} \frac{Q'_p(c) \cdot R_2}{T_p \cdot (1 + \delta_{p0})} \left[\sum_{m=0}^{+\infty} \frac{R_1}{(1 + \delta_{m0})} \left(\frac{F'_n(b) \cdot R_3}{\gamma_m} \cdot I_m(\gamma_m c - \gamma_m b) \right) \right] - \frac{w^2}{4} \cdot \gamma_m \cdot \left[\frac{F'_n(b) \cdot R_3}{\gamma_m} \cdot J_m(\gamma_m c - \gamma_m b) + F_n(b) \cdot R_4 \cdot I_m(\gamma_m c - \gamma_m b) \right], \quad (17)$$

在式(17)中,

$$R_1 = \int_0^w \cos(k_m^{\text{II}} z) \cdot \cos(k_p^{\text{III}} z) dz, \quad (18)$$

$$R_2 = \int_{\frac{w-s}{2}}^{\frac{w+s}{2}} \left\{ \tan\left(k_p^{\text{III}} \frac{w-s}{2}\right) \sin(k_p^{\text{III}} z) \cos(k_m^{\text{II}} z) + \cos(k_m^{\text{II}} z) \cos(k_p^{\text{III}} z) \right\} dz, \quad (19)$$

$$R_3 = \int_0^L e^{-j\beta_n z} \cos(k_m^{\text{II}} z) dz, \quad (20)$$

$$R_4 = \int_0^w e^{-j\beta_n z} \cos(k_m^{\text{II}} z) dz, \quad (21)$$

$$T_p = Q_p(c) - \frac{\omega^2 C_1 s \mu_0}{(h^{\text{III}})^2} Q'_p(c), \quad (22)$$

对于快波, 式(17)中取“-”号, $\gamma_m = k_x^{\text{II}}, J_m = \cos, I_m =$

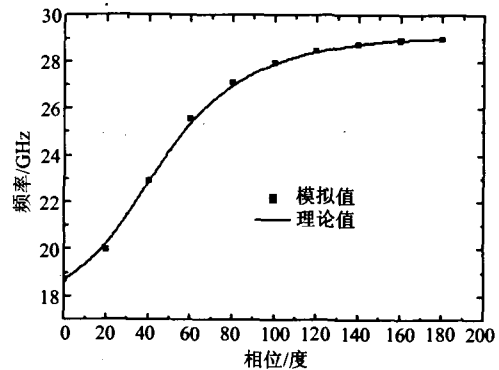


图2 阶梯加载矩形波导栅慢波电路色散特性理论值与模拟值的比较

Fig. 2 The comparison between theoretical value and simulated value for the step-loaded rectangular waveguide grating slow-wave circuit

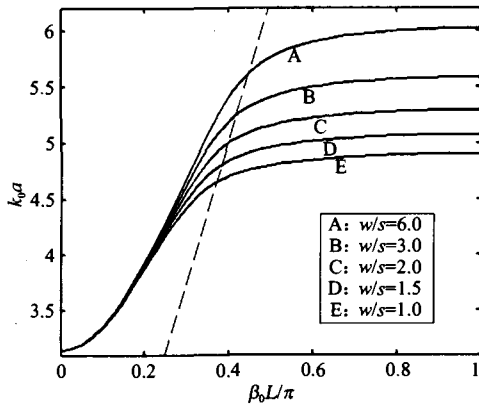


图3 阶梯间隙宽度对传播特性的影响
Fig. 3 The influence of step-gap width on propagation characteristics

sin;对于慢波,式(17)中取“+”号, $\gamma_m = t_x^{\text{II}}$, $J_m = \cosh$, $I_m = \sinh$. 为了验证理论推导的正确性,在给定结构尺寸下,利用电磁仿真软件 CST Microwave Studio 对阶梯加载矩形波导栅慢波结构进行了模拟计算,并与理论值进行比较.图2给出了二者比较的结果,很明显,模拟值和理论计算结果相符合.计算中用到的结构尺寸为: $a = 8\text{mm}$, $b = 4\text{mm}$, $c = 4.8\text{mm}$, $d = 7.2\text{mm}$, $L = 2\text{mm}$, $s = 0.4\text{mm}$, $w = 1.2\text{mm}$.

2 耦合阻抗

在行波管中,耦合阻抗是在系统内给定功率流的情况下,电磁场与电子注之间相互作用强弱的度量,它决定了电磁慢波与电子注之间的耦合状况,是描述慢波系统的另一个重要参量.第 n 次空间谐波的耦合阻抗定义为:

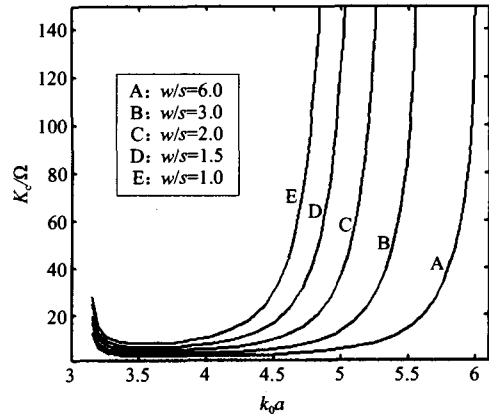


图5 阶梯间隙宽度对基波耦合阻抗的影响
Fig. 5 The influence of step-gap width on coupling impedance for fundamental wave

$$K_{cn} = \frac{E_{zn} \cdot E_{zn}^*}{2\beta_n^2 P} \quad (23)$$

其中, E_{zn} 是电子注所在位置处第 n 次空间谐波电场的纵向分量, E_{zn}^* 是它的共轭值, P 是流经慢波电路的总功率流,可以表示为: $P = \sum_n P_n^I + P_n^{\text{II}} + P_n^{\text{III}}$. 根据式(1)得到:

$$E_{zn} \cdot E_{zn}^* = \frac{\omega^2 \mu_0^2}{(h^1)^4} \cdot |B_n^I|^2 \cdot |F'_n(x)|^2 \cdot \left(\sin\left(\frac{l\pi y}{a}\right) \right)^2 \quad (24)$$

由于 E_{zn} 在 y 方向上是按照正弦规律变化的,为了计算的方便,在 y 方向上取其平均得到:

$$\overline{E_{zn} \cdot E_{zn}^*} = \frac{\omega^2 \mu_0^2}{(h^1)^4} \cdot |B_n^I|^2 \cdot |F'_n(x)|^2 \cdot \left(\frac{1 - \cos(l\pi)}{l\pi} \right)^2 \quad (25)$$

至于槽区内的功率流,根据周期系统中功率流定律知

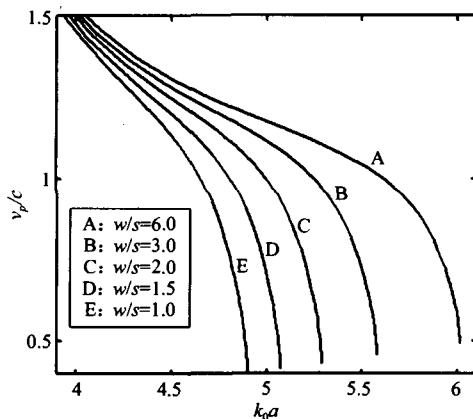


图4 阶梯间隙宽度对基波相速的影响
Fig. 4 The influence of step-gap width on phase velocity for fundamental wave

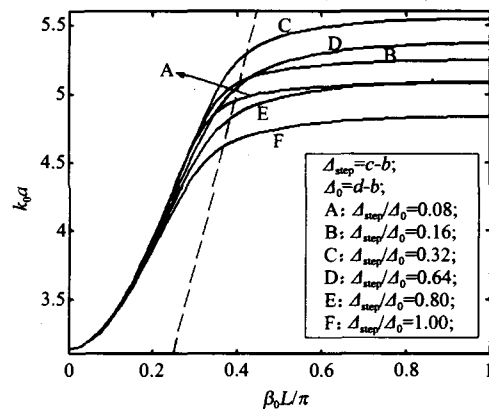


图6 加载阶梯厚度对传播特性的影响
Fig. 6 The influence of loaded-step thickness on propagation characteristics

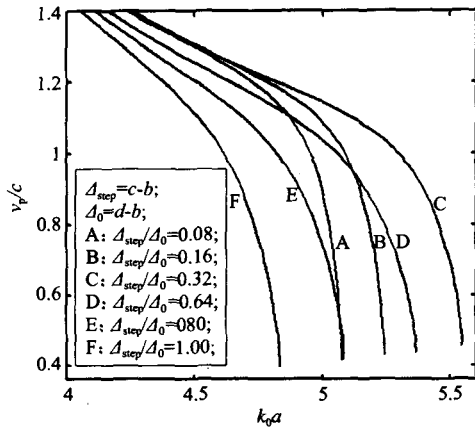


图7 加载阶梯厚度对基波相速的影响
Fig. 7 The influence of loaded-step thickness on phase velocity for fundamental wave

$$\begin{cases} P_m^{\text{II}} = v_g \frac{W_m^{\text{II}}}{L} \\ P_p^{\text{III}} = v_g \frac{W_p^{\text{III}}}{L} \end{cases} \quad (26)$$

因为在槽区内,电磁波的群速度为0,所以槽区内的功率流为0.从而,流经慢波电路的总功率流即为相互作用区的功率流,而相互作用区的功率流是无限次空间谐波的功率流之和.在这里,第n次空间谐波的功率流可以表示为

$$P_n = \frac{1}{8} \frac{\omega \mu_0 \beta_n a}{(h^1)^2} \cdot |B_n^1|^2 \cdot \left[\frac{\sinh(2t_x^1 b)}{t_x^1} + 2b \right] \quad (27)$$

上式中,幅值系数 B_n^1 可以通过色散方程计算求得.将式(25)和式(27)代入式(23)中,即可求得耦合阻抗.

3 数值计算与讨论

色散方程(16)是一个非常复杂的超越方程,它包

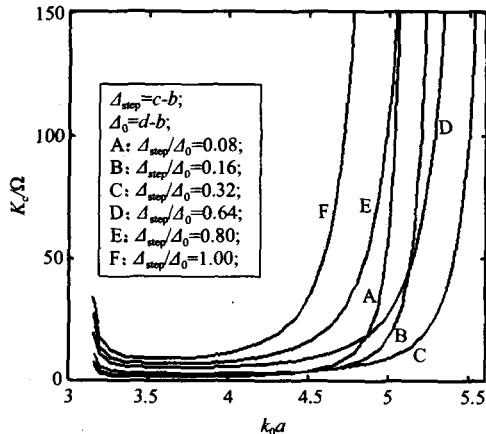


图8 加载阶梯厚度对基波耦合阻抗的影响
Fig. 8 The influence of loaded-step thickness on coupling impedance for fundamental wave

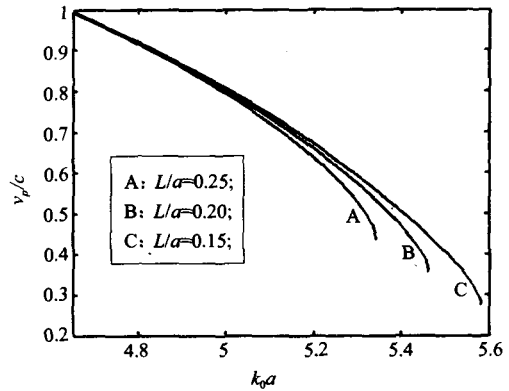


图9 栅周期对基波相速的影响
Fig. 9 The influence of grating-period on phase velocity for fundamental wave

含了积分以及无穷项级数的求和,只能从数值上进行求解,把 $\beta_0 L / \pi$ 作为独立变量,来计算 $k_0 a, v_p / c, K_c$. 因为色散方程的解随着项数的增加而迅速收敛,只取几项就可以得到精确的计算结果,所以在实际计算中,取 $m = 0, 1, 2, 3; p = 0, 1, 2, 3; n = \pm 3, \pm 2, \pm 1, 0$, 精度可以达到 10^{-6} .

求解色散方程得到了一系列色散关系曲线.在图3和图6中,同时给出了对应的 $k_0 = \beta_0$ 的直线(如图中虚线),直线右边的区域是慢波区,左边是快波区,观察图中的任意一条曲线(如图3中曲线A),可看出此系统内波的传播特点:(1)在某一确定的结构尺寸下,传输的电磁波都存在一个截止频率,这个截止频率与矩形波导的尺寸有关;(2)不存在如螺旋线慢波系统那样的“禁区”^[7],这是由结构本身的封闭性造成的,从而使得电磁波横向辐射到系统外部的可能性消失.

图3~5给出了阶梯间隙宽度对慢波结构高频

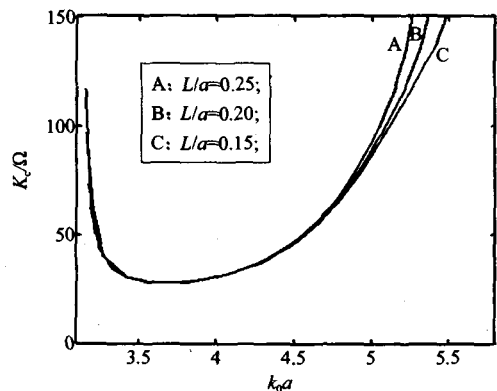


图10 栅周期对基波耦合阻抗的影响
Fig. 10 The influence of grating-period on coupling impedance for fundamental wave

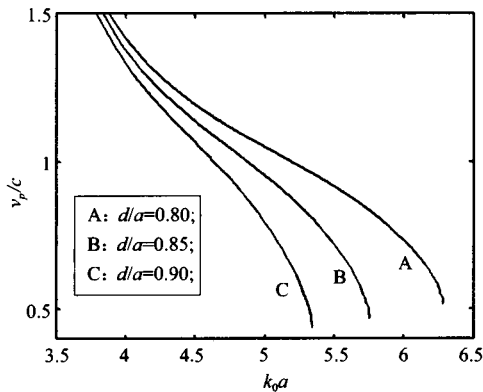


图 11 槽深度对基波相速的影响

Fig. 11 The influence of groove-depth on phase velocity for fundamental wave

特性的影响,结构参数为 $b/a = 0.5$, $d/a = 0.9$, $c/a = 0.7$, $L/a = 0.5$, $w/L = 0.6$,随着阶梯间隙宽度的减小,色散增强,带宽减小,同时相速也降低,而耦合阻抗增大.图 6~8 给出了加载阶梯厚度对慢波系统特性的影响,结构参数为 $b/a = 0.5$, $d/a = 0.9$, $L/a = 0.25$, $w/L = 0.6$, $s/L = 0.2$,很明显,随着阶梯加载厚度的增加,低端截止频率基本不变,而高端截止频率逐步增大到某一值后又减小,表现在相速随频率变化的曲线上就是:随着加载阶梯厚度的增加,相速升高,带宽变宽,达到某一值后,相速又开始下降,带宽有所变窄,而耦合阻抗的变化规律如图 8 所示,先是减小然后又增大.可见,这种结构存在一最佳加载阶梯厚度.

图 9~10 给出了栅周期对慢波结构高频特性的影响,结构参数为 $b/a = 0.5$, $c/a = 0.7$, $d/a = 0.9$, $s/L = 0.2$, $w/L = 0.6$;图 11~12 给出了槽深度对慢波结构特性的影响,结构参数为 $b/a = 0.5$, $c = (d + b)/2$, $L/a = 0.25$, $s/L = 0.2$, $w/L = 0.6$.假定加载阶梯的厚度($c-b$)与槽深度($d-c$)始终保持相等,从图中看出,随着栅周期的减小,带宽增大,相速有所增加,而耦合阻抗略微减小.随着槽深度的增加,色散增强,带宽变窄,相速下降,同时耦合阻抗增大.

4 结语

本文用场匹配的方法,对阶梯加载矩形波导栅慢波结构进行了详细的分析,获得了其色散方程和耦合阻抗.讨论了结构内主模的传输情况及其耦合阻抗,并分析了结构参数对慢波电路高频特性的影

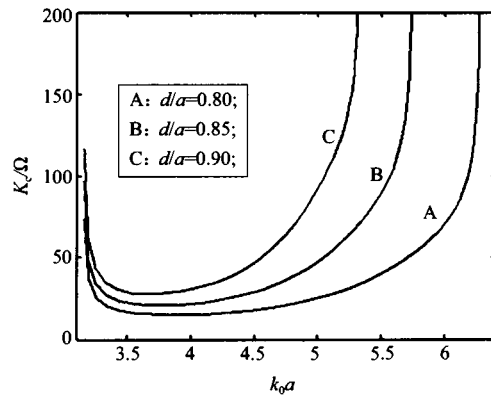


图 12 槽深度对基波耦合阻抗的影响

Fig. 12 The influence of groove-depth on coupling impedance for fundamental wave

响,数值计算表明:加载阶梯厚度和阶梯间隙宽度对此结构内电磁波的传输特性有很大的影响;可以通过调节加载阶梯的具体参数来设计满足不同要求的慢波结构.此外,文中还给出了栅周期和槽深度对电路高频特性的影响.本文的结果为进一步研究和设计此类行波管的高频系统提供了理论基础.

REFERENCES

- [1] JIA Yun-Feng, LAI Guo-Jun, LIU Pu-Kun. The simulation and design of the Ka-band cyclotron traveling wave tube amplifier [J]. *J. Infrared Millim. Waves.* (贾云峰,来国军,刘濮鲲. Ka 波段基波回旋行波管放大器的模拟与设计. *红外与毫米波学报*), 2005, 24(5): 368—389.
- [2] Louis L J, Scharer J E, Booske J H. Collective single pass gain in a tunable rectangular grating amplifier [J]. *Physics of Plasmas*, 1998, 5(7): 2797—2805.
- [3] Maragos A A, Ioannidis Z C, Tigelis I G. Dispersion characteristics of a rectangular waveguide grating [J]. *IEEE Trans. On Plasma Science*, 2003, 31(5): 1075—1082.
- [4] WANG Guan-Jun, GONG Yu-Bin, LU Zhi-Gang, et al. High frequency characteristics of rectangular waveguide grating [J]. *High Power Laser and Particle Beams.* (王冠军,宫玉彬,路志刚,等. 矩形栅慢波系统的高频特性分析. *强激光与粒子束*), 2005, 17(8): 1137—1140.
- [5] GONG Yu-Bin, LU Zhi-Gang, WANG Guan-Jun, et al. Study on mm-wave rectangular grating traveling wave tube with sheet-beam [J]. *J. Infrared Millim. Waves.* (宫玉彬,路志刚,王冠军,等. 带状束矩形栅毫米波行波管的研究. *红外与毫米波学报*), 2006, 25(3): 173—178.
- [6] Ramo S, Whinnery J, Duzer T V. *Fields and waves in communication electronics* [M]. New York: Wiley, 1965.
- [7] Liu Sheng-Gang. *Introduction of Microwave electronics* [M]. Beijing: National Defence Industry Press. (刘盛纲. *微波电子学导论*. 北京:国防工业出版社), 1985.