

# 具有任意槽的矩形波导栅慢波结构高频特性的研究<sup>\*</sup>

路志刚<sup>†</sup> 魏彦玉 宫玉彬 吴周森 王文祥

(电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

(2006 年 6 月 22 日收到, 2006 年 7 月 11 日收到修改稿)

将任意形状槽的连续轮廓近似用一系列相连的矩形阶梯近似, 利用各阶梯面上导纳的匹配, 以及槽与相互作用区边界场的连续与匹配条件, 获得了具有任意槽的矩形波导栅慢波结构的色散方程和耦合阻抗的表达式, 并进行理论上的验证. 加工制作了矩形槽波导栅模型, 冷测表明理论值与测量值相吻合. 分别求解几种特殊槽形矩形波导栅慢波结构的色散特性及耦合阻抗, 其中, 三角形结构的色散和耦合阻抗均最弱, 而倒梯形结构色散最强, 耦合阻抗最大.

关键词: 矩形波导栅, 任意槽, 色散特性, 慢波结构

PACC: 5270G, 4110H

## 1. 引 言

一般而言, 尝试拓宽行波管频带的方法<sup>[1-3]</sup>可归纳为如下几种: 1) 相互作用系统的色散成形技术; 2) 调整电子注以及外加磁场的参数, 如注电压、电流、速度、速度零散和磁场大小等; 3) 改变高频结构的形状, 包括提出新的相互作用结构, 采用多级高频系统. 色散成形技术在螺旋线行波管中可以成功地获得几个倍频程的带宽, 这促使人们采用类似技术来展宽矩形波导栅的带宽, 例如开展了在其中引入介质以便改善它的色散特性的研究; 第二个方法只能在较小的频率范围内优化带宽; 而高频结构形状的改变, 导致了一系列新型慢波线的出现<sup>[4]</sup>.

矩形波导栅慢波电路用作毫米波行波管时具有很高的输出功率, 然而此结构是个色散很强的系统<sup>[5]</sup>, 能与电子注保持速度同步的频率范围较小, 故它的频带比较窄. 除此之外, 它的其他一些引人注目的特点, 如尺寸大, 可以用到毫米波段, 结构整体性好, 便于加工和冷却等, 吸引着国内外众多学者的注意, 并着手对其进行深入的研究, 以改善它的性能, 特别是如何拓宽其工作频带、降低工作电压等. 一般来说, 矩形波导栅的栅槽都是矩形的, 如果将栅槽由矩形改变为其他形状, 对它的高频特性将产生一定

的影响<sup>[6]</sup>. 本文正是从这一点出发, 考虑到普遍情况, 研究了具有任意槽的矩形波导栅慢波结构的高频特性.

## 2. 物理模型

在下文的分析中, 假定: 任意槽形矩形波导栅的槽区近似用一系列相连的矩形阶梯来近似代替; 忽略相邻阶梯边界处的突变电容; 假设每个阶梯内只考虑沿阶梯跨度电场不变的基模, 即电场的  $z$  向分量沿纵向均匀(因为高阶模式是消逝场), 于是可以写出每个阶梯内场的表达式, 利用各阶梯面上导纳的匹配, 以及槽与相互作用区边界场的连续和匹配条件, 消去场的幅值系数, 并可最终获得具有任意槽的矩形波导栅慢波结构的色散方程.

### 2.1. 任意槽形边界的近似处理

具有任意槽的矩形波导栅慢波结构如图 1 所示:  $s$  为槽口宽,  $L$  为栅周期,  $b$  和  $p$  分别为顶板到栅表面的距离和槽深,  $a$  为矩形波导宽度. 在对具有矩形槽的矩形波导栅慢波结构进行研究时, 通常采用直角坐标系可以得到矩形波导栅槽区内的场表达式. 然而, 在非矩形的复杂形状槽内, 就无法得到场的解析解. 在此, 考虑一种近似的场论分析法, 将任

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金重点项目(批准号: 60532010)和国家自然科学基金(批准号: 60401005)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: lzghchn@uestc.edu.cn

任意槽形的光滑边界用一系列尽可能逼近的矩形阶梯来代替.需要说明的是,当边界不连续时,可将分层界面选在突变处.

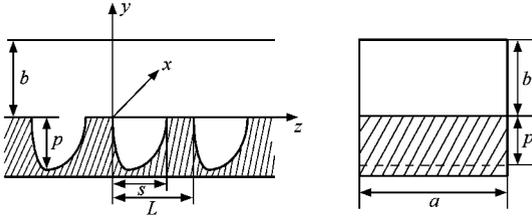


图 1 具有任意槽的矩形波导栅慢波电路示意图

## 2.2. 槽区内场的表达式

如图 2 所示,用  $N$  个 ( $N$  任意) 矩形阶梯来代替任意槽形的边界,其中  $y_n$  和  $d_n$  分别为第  $n$  个阶梯的外半径和宽,显然  $y_0 = 0, y_N = -p$ . 忽略相邻阶梯边界处的不均匀性,则在每个阶梯区域内,使用

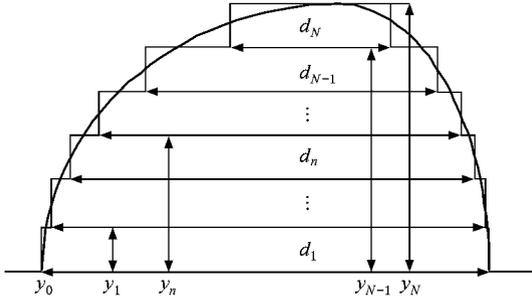


图 2 任意槽形轮廓的阶梯近似表示

( $x, y, z$ ) 直角坐标系,近似认为电场只有  $E_x$  分量,且沿  $z$  方向无变化,则第  $n$  区域内场可写为

$$\begin{cases} H_{x(n)}^{\text{II}} = [A_{(n)} F^{\text{II}}(y) + B_{(n)} G^{\text{II}}(y)] \sin(k_x x), \\ E_{x(n)}^{\text{II}} = j\omega\mu_0/\nu_x [A_{(n)} F'^{\text{II}}(y) + B_{(n)} G'^{\text{II}}(y)] \sin(k_x x), \\ H_{y(n)}^{\text{II}} = k_x/\nu_x [A_{(n)} F^{\text{II}}(y) + B_{(n)} G^{\text{II}}(y)] \cos(k_x x), \\ E_{y(n)}^{\text{II}} = E_{z(n)}^{\text{II}} = H_{z(n)}^{\text{II}} = 0, \end{cases} \quad (1)$$

其中  $A_{(n)}$  和  $B_{(n)}$  是场幅值系数;  $k_x$  是电磁波在  $x$  方向上的传播常数,可以表示为  $k_x = l\pi/a$  ( $l = 1, 2, 3, \dots$ );  $\nu_x$  是电磁波在  $y$  方向上的传播常数,可以写为

$\nu_x = \sqrt{|k_0^2 - k_x^2|}$ , 如果  $k_x^2 - k_0^2 > 0$ , 则

$$\begin{aligned} F^{\text{II}}(y) &= \sin(\nu_x y), \\ G^{\text{II}}(y) &= \cosh(\nu_x y), \\ F'^{\text{II}}(y) &= \cosh(\nu_x y), \\ G'^{\text{II}}(y) &= \sin(\nu_x y); \end{aligned}$$

如果  $k_x^2 - k_0^2 < 0$ , 则

$$\begin{aligned} F^{\text{II}}(y) &= \sin(\nu_x y), \\ G^{\text{II}}(y) &= \cos(\nu_x y), \\ F'^{\text{II}}(y) &= \cos(\nu_x y), \\ G'^{\text{II}}(y) &= -\sin(\nu_x y). \end{aligned}$$

## 2.3. 槽内导纳的递推关系

为了得到槽口导纳以及每个矩形区域内场的系数,需要求解相邻阶梯导纳之间的关系.定义第  $n-1$  区域的场在  $n-1$  区和  $n-2$  区的交界面  $y = y_{n-2}$  处的导纳为

$$\begin{aligned} \left. \frac{H_{x(n-1)}^{\text{II}}}{E_{x(n-1)}^{\text{II}}} \right|_{y=y_{n-2}} &= \frac{A_{(n-1)} F^{\text{II}}(y_{n-2}) + B_{(n-1)} G^{\text{II}}(y_{n-2})}{j\omega\mu_0/\nu_x [A_{(n-1)} F'^{\text{II}}(y_{n-2}) + B_{(n-1)} G'^{\text{II}}(y_{n-2})]} \\ &= -jY_0 \left( \frac{\nu_x}{k_0} \right) \frac{F^{\text{II}}(y_{n-2}) + C_{(n-1)} G^{\text{II}}(y_{n-2})}{F'^{\text{II}}(y_{n-2}) + C_{(n-1)} G'^{\text{II}}(y_{n-2})}, \end{aligned} \quad (2)$$

等式右边除以  $-jY_0(\nu_x/k_0)$  得到归一化导纳为

$$Y_{n-2, n-1} = \frac{F^{\text{II}}(y_{n-2}) + C_{(n-1)} G^{\text{II}}(y_{n-2})}{F'^{\text{II}}(y_{n-2}) + C_{(n-1)} G'^{\text{II}}(y_{n-2})}, \quad (3)$$

其中

$$C_{(n-1)} = B_{(n-1)}/A_{(n-1)}. \quad (4)$$

类似地,第  $n-1$  区域的场在  $n$  区和  $n-1$  区的交界面  $y = y_{n-1}$  处的归一化导纳为

$$Y_{n-1, n-1} = \frac{F^{\text{II}}(y_{n-1}) + C_{(n-1)} G^{\text{II}}(y_{n-1})}{F'^{\text{II}}(y_{n-1}) + C_{(n-1)} G'^{\text{II}}(y_{n-1})}. \quad (5)$$

由(5)式得到

$$C_{(n-1)} = \frac{Y_{n-1, n-1} F'^{\text{II}}(y_{n-1}) - F^{\text{II}}(y_{n-1})}{G^{\text{II}}(y_{n-1}) - Y_{n-1, n-1} G'^{\text{II}}(y_{n-1})}. \quad (6)$$

将(6)式代入(3)式中有

$$Y_{n-2,n-1} = \frac{F''(y_{n-1})G''(y_{n-2}) - G''(y_{n-1})F''(y_{n-2})}{F''(y_{n-1})G''(y_{n-2}) - G''(y_{n-1})F''(y_{n-2})} \times \left\{ \frac{Y_{n-1,n-1} - \left[ \frac{F''(y_{n-2})G''(y_{n-1}) - G''(y_{n-2})F''(y_{n-1})}{F''(y_{n-2})G''(y_{n-1}) - G''(y_{n-2})F''(y_{n-1})} \right]}{Y_{n-1,n-1} - \left[ \frac{F''(y_{n-2})G''(y_{n-1}) - G''(y_{n-2})F''(y_{n-1})}{F''(y_{n-2})G''(y_{n-1}) - G''(y_{n-2})F''(y_{n-1})} \right]} \right\}. \quad (7)$$

定义

$$T(x, y) = \frac{F''(x)G''(y) - G''(x)F''(y)}{F''(x)G''(y) - G''(x)F''(y)}, \quad (8)$$

$$Q(x, y) = \frac{F''(x)G''(y) - G''(x)F''(y)}{F''(x)G''(y) - G''(x)F''(y)}. \quad (9)$$

则(7)式可以简化为

$$Y_{n-2,n-1} = Q(y_{n-1}, y_{n-2}) \times \left\{ \frac{Y_{n-1,n-1} - T(y_{n-2}, y_{n-1})}{Y_{n-1,n-1} - Q(y_{n-2}, y_{n-1})} \right\}. \quad (10)$$

为了推导同一交界面两侧区域中的场在该交界面上的导纳之间的关系,需要引入平均导纳的概念,第  $n-1$  区域的场在  $y = y_{n-1}$  处的平均导纳可用下列式子表示:

$$\bar{Y}_{n-1,n-1} = \frac{\int_0^a \int_0^{d_{n-1}} (E_{x(n-1)}'' H_{x(n-1)}'' )_{y=y_{n-1}} dx dz}{\left[ \int_0^{d_{n-1}} E_{x(n-1)}'' dz \int_0^{d_{n-1}} E_{x(n-1)}'' dz \right]_{y=y_{n-1}, x=\frac{a}{2l}}}, \quad (11)$$

经过整理后得到

$$\bar{Y}_{n-1,n-1} = -j \left( \frac{v_x}{k_0} \right) Y_{n-1,n-1} \left( \frac{a}{2d_{n-1}} \right). \quad (12)$$

类似地,第  $n$  区域的场在  $y = y_{n-1}$  处的平均导纳为

$$\bar{Y}_{n-1,n} = -j \left( \frac{v_x}{k_0} \right) Y_{n-1,n} \left( \frac{a}{2d_n} \right). \quad (13)$$

由于两区域在交界面处的平均导纳应该相等,即  $\bar{Y}_{n-1,n-1} = \bar{Y}_{n-1,n}$ ,于是有

$$\frac{Y_{n-1,n-1}}{Y_{n-1,n}} = \frac{d_{n-1}}{d_n}. \quad (14)$$

进而将(14)式代入(10)式,得到导纳递推关系式为

$$Y_{n-2,n-1} = Q(y_{n-1}, y_{n-2}) \times \left[ \frac{d_{n-1} Y_{n-1,n} - d_n T(y_{n-2}, y_{n-1})}{d_{n-1} Y_{n-1,n} - d_n Q(y_{n-2}, y_{n-1})} \right] \quad (15)$$

当  $n$  取  $N$ ,即  $y_N = -p$  时,

$$E_{x(N)}'' = A_{(N)} F''(-p) + B_{(N)} G''(-p) = 0,$$

则有

$$C_{(N)} = -F''(-p) / G''(-p), \quad (16)$$

所以,

$$Y_{N-1,N} = \frac{F''(y_{N-1})G''(-p) - F''(-p)G''(y_{N-1})}{F''(y_{N-1})G''(-p) - F''(-p)G''(y_{N-1})}. \quad (17)$$

由导纳的递推关系式(14)和(15)以及初始值(16)和(17)可计算得到  $Y_{N-1,N}, \dots, Y_{n-1,n}, \dots, Y_{0,1}$  和  $C_{(N)}, \dots, C_{(n)}, \dots, C_{(1)}$  的值,从而可以得到第一阶梯内场的表达式.槽口处的导纳值  $Y_{\text{groove}}$  就等于  $Y_{0,1}$ .

### 3. 普遍的色散方程和耦合阻抗

#### 3.1. 色散方程

在相互作用区,采用直角坐标系,由周期结构的 Floquet 定理,得到其表达式为<sup>[7,8]</sup>

$$\begin{cases} H_x^1 = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A_m^1 F_m^1(y) \sin(k_x x) e^{-j\beta_m z}, \\ E_z^1 = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{j\omega\mu_0 v_m^1}{k_0^2 - k_x^2} A_m^1 F_m^1(y) \sin(k_x x) e^{-j\beta_m z}, \end{cases} \quad (18)$$

其中  $\beta_m = \beta_0 + 2m\pi/L$ ;  $v_m^1 = \sqrt{|\beta_m^2 - k_0^2 + k_x^2|}$ . 令  $(\gamma_m^1)^2 = \beta_m^2 + k_x^2 - k_0^2$ , 则有

$$F_m^1(y) = \begin{cases} \cosh[v_m^1(b-y)] & (\gamma_m^1)^2 > 0, \\ \cos[v_m^1(b-y)] & (\gamma_m^1)^2 < 0, \end{cases} \quad (19)$$

$$F_m^1(y) = \begin{cases} -\sinh[v_m^1(b-y)] & (\gamma_m^1)^2 > 0, \\ \sin[v_m^1(b-y)] & (\gamma_m^1)^2 < 0. \end{cases} \quad (20)$$

在  $y = 0$  处,电磁场的连续性条件为

$$E_{x(1)}^1(x, 0, z) = \begin{cases} E_{x(1)}''(x, 0) & 0 < z < s, \\ 0 & s < z < L, \end{cases} \quad (21)$$

$$\int_0^s H_x^1 dz = \int_0^s H_{x(1)}'' dz. \quad (22)$$

利用(21)式以及场的表达式(1)和(18)得到系数之间的关系

$$A_m^1 = \left( \frac{v_x s}{v_m^1 L} \right) \frac{[A_{(1)} F''(0) + B_{(1)} G''(0)]}{F_m^1(0)}$$

$$\times \frac{\sin(\beta_m s/2)}{\beta_m s/2} e^{j\beta_m s/2}. \quad (23)$$

将(23)式代入(22)式,经过化简,可以得到具有任意槽的矩形波导栅慢波结构的色散方程

$$Y_{\text{groove}} - \frac{s}{L} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{v_x}{v_m^1} \frac{F_m^1(0)}{F_m^1(0)} \left( \frac{\sin(\beta_m s/2)}{\beta_m s/2} \right)^2 = 0. \quad (24)$$

### 3.2. 耦合阻抗

根据 Pierce 的定义,第  $m$  次空间谐波的耦合阻抗定义为

$$K_{cm} = \frac{E_{zm} E_{zm}^*}{2\beta_m^2 P}. \quad (25)$$

其中,  $E_{zm}$  为电子注所在位置  $y_e$  处的第  $m$  次空间谐波的纵向电场的幅值;  $E_{zm}^*$  是其共轭值.  $P$  是通过整个系统的总功率流,因为槽区内每个阶梯的场可以看作是驻波场,故群速度为 0,根据周期系统中的功率流定律可知,槽区内的功率流为 0,从而总功率流就为 I 区的功率流,即

$$P = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} P_m^1. \quad (26)$$

因为  $E_{zm}$  在  $x$  方向上按照正弦规律变化,为了数值计算和研究的方便,这里,我们在这个方向上取其平均值得到

$$\begin{aligned} \bar{E}_{zm} &= \frac{1}{a} \int_0^a E_{zm} dx \\ &= \frac{1 - \cos l\pi}{l\pi} \frac{j\omega\mu_0 v_m^1}{k_0^2 - k_x^2} A_m^1 F_m^1(y_e) e^{-j\beta_m z}, \end{aligned} \quad (27)$$

从而

$$\begin{aligned} \bar{E}_{zm} \bar{E}_{zm}^* &= \left( \frac{1 - \cos l\pi}{l\pi} \right)^2 \left( \frac{\omega\mu_0 v_m^1}{k_0^2 - k_x^2} \right)^2 \\ &\quad \times |A_m^1|^2 [F_m^1(y_e)]^2. \end{aligned} \quad (28)$$

第  $m$  次空间谐波的功率流为

$$\begin{aligned} P_m^1 &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_0^a \int_0^b (-E_{ym}^1 H_{xm}^{*1}) dx dy \\ &= \frac{1}{4} \frac{\omega\mu_0 \beta_m a}{k_0^2 - k_x^2} |A_m^1|^2 \ln(0), \end{aligned} \quad (29)$$

其中

$$\ln(0) = \begin{cases} b/2 + \sinh(2v_m^1 b) \chi(4v_m^1) & \beta_m^2 - k_0^2 + k_x^2 > 0, \\ b/2 + \sin(2v_m^1 b) \chi(4v_m^1) & \beta_m^2 - k_0^2 + k_x^2 < 0. \end{cases} \quad (30)$$

将(23)式代入(28)和(29)式中,并根据(25)式可以导出耦合阻抗的表达式为

$$K_{cm} = \frac{8 \left( \frac{1 - \cos l\pi}{l\pi} \right)^2 \frac{\sin^2(\beta_m s/2)}{(\beta_m s/2)^2} Z_0 \frac{k_0/a}{k_0^2 - k_x^2} \left[ \frac{F_m^1(y_e)}{F_m^1(0)} \right]^2}{\frac{\beta_m^2}{k_0^2 - k_x^2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left( \frac{k_0^2 - k_x^2}{(v_m^1)^3} \right) \beta_m \frac{\sin^2(\beta_m s/2)}{(\beta_m s/2)^2} \frac{\ln(0)}{[F_m^1(0)]^2}}. \quad (31)$$

### 3.3. 理论和实验上的验证

分析(24)式这一普遍的色散方程,它包含两部分:  $Y_{\text{groove}}$  和一无穷级数求和,显然,当槽口宽度、槽深度和波导高度确定后,槽形状对色散特性的影响就表现在  $Y_{\text{groove}}$  的不同.当槽为矩形时,  $m$  取 1,此时,定义  $N=1$ ,  $y_N = -p$ ,  $y_0 = 0$ ,  $d_1 = s$ ,由(15)式得到

$$Y_{0,1} = \frac{F''(0)G''(-P) - F''(-P)G''(0)}{F''(0)G''(-P) - F''(-P)G''(0)}. \quad (32)$$

从而有

$$Y_{0,1} = \begin{cases} \frac{\cosh(v_x p)}{\sinh(v_x p)} & k_x^2 - k_0^2 > 0, \\ -\frac{\cos(v_x p)}{\sin(v_x p)} & k_x^2 - k_0^2 < 0. \end{cases} \quad (33)$$

将(33)式代入(24)式并化简得到

$$\begin{aligned} & (v_0^1 L) \tanh(v_0^1 b) - (v_x L) \frac{s}{L} \tan(v_x p) \\ & \times \left\{ \left( \frac{\sin(\beta_0 s/2)}{\beta_0 s/2} \right)^2 + (v_0^1 L) \tanh(v_0^1 b) \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq 0}}^{+\infty} \right. \\ & \left. \times \left[ \left( \frac{\sin(\beta_m s/2)}{\beta_m s/2} \right)^2 \frac{1}{v_m^1 L \tanh(v_m^1 b)} \right] \right\} = 0. \end{aligned} \quad (34)$$

(34)式给出的栅槽为矩形时矩形波导栅慢波结构的色散方程和文献[7]的结果完全一致.为了进一步从实验上检验此理论,加工制做了一个矩形槽矩形波导栅结构模型,尺寸参数是(单位: mm):  $a=8$ ;  $b=5$ ;  $p=4$ ;  $s=1.5$ ;  $L=3$ .利用谐振法[9]对模型的色散特性进行了冷测,结果如图 3 所示,图中实线是利用本文(24)式进行数值计算所得到的结果.对比实验曲线和理论曲线可以看出,二者吻合非常好.所

以 (24) 式可以作为一个通用的色散方程来分析不同槽形的矩形波导栅结构.

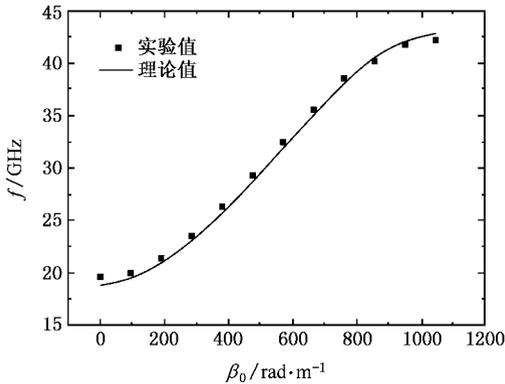


图3 具有矩形槽的矩形波导栅慢波结构的色散特性理论值与实验值比较

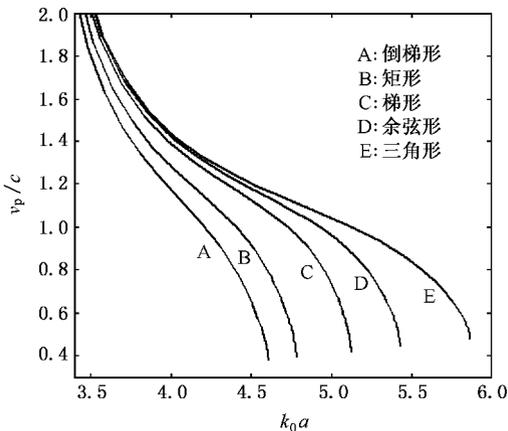


图4 不同槽形矩形波导栅慢波结构的色散特性

## 4. 数值计算结果与讨论

经过前面的分析可以知道 (24) 式可以用来研究具有任意槽的矩形波导栅慢波结构的色散关系. 选取几种特殊形状的结构, 详细分析了槽形状对色散特性和耦合阻抗的影响.

在相同槽口宽度  $s$ , 周期长度  $L$ , 槽深度  $p$  的情况下, 分别对五种特殊槽结构的矩形波导栅慢波电路的色散特性和耦合阻抗进行了数值计算, 结果如图4和图5所示. 从图中看出, 倒梯形结构具有最强的色散, 矩形、梯形、余弦形色散依次减弱, 三角形结构的色散最弱. 同时, 色散最弱的结构也对应较大的相速, 较宽的频带范围和较低的耦合阻抗. 因此, 在相同槽口宽度和槽深的情况下, 三角形槽结构可提供最大的相速和带宽, 但是耦合阻抗最低, 而倒梯形则可使相速最小, 耦合阻抗最大.

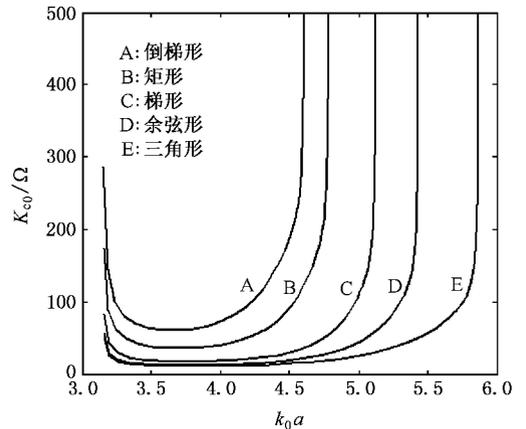


图5 不同槽形矩形波导栅慢波结构的基波耦合阻抗

## 5. 结 论

本文用场论方法, 获得了具有任意槽的矩形波导栅慢波结构的统一色散方程, 并从理论和实验两

方面加以验证. 这一结果不仅为进一步研究任意形状槽慢波结构的特性奠定了理论基础, 而且可以对具体的矩形槽结构由于加工误差或结构变形而引起的影响进行分析, 同时此方法也可以应用到其他槽截面不均匀的研究之中.

- [1] Zhang J, Zhong H H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 206 (in Chinese)  
[张 军、钟辉煌 2005 物理学报 **54** 206]
- [2] Wei Y Y, Wang W X, Gong Y B, Zhou P 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 949 (in Chinese) [魏彦玉、王文祥、宫玉彬、周 鹏 2000 物理学报 **49** 949]

- [3] Wei Y Y, Wang W X, Sun J H 2000 *IEEE Microwave and Guided Wave Letter* **10** 4
- [4] Wang W X, Gong Y B, Wei Y Y, Yu G F, Zhao G Q 2002 *Vacuum Electronics* **6** 13 (in Chinese) [王文祥、宫玉彬、魏彦玉、余国芬、赵国庆 2002 真空电子技术 **6** 13]

- [ 5 ] Carlsten B E 2001 *Phys. Plasmas* **8** 4585
- [ 6 ] Wang G J , Gong Y B , Lu Z G , Wei Y Y , Wang W X 2005 *High Power Laser and Particle Beam* **17** 1137 ( in Chinese ) [ 王冠军、宫玉彬、路志刚、魏彦玉、王文祥 2005 强激光与粒子束 **17** 1137 ]
- [ 7 ] McVey B D , Basten M A , Booske J H , Joe J , Scharer J E 1994 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **42** 995
- [ 8 ] Joe J , Scharer J , Booske J , McVey B 1994 *Phys. Plasmas* **1** 176
- [ 9 ] Horsley A W , Pearson A 1966 *IEEE Trans. Electron Devices* **13** 962

## Study of high frequency characteristics of the rectangular waveguide grating slow-wave structure with arbitrary grooves<sup>\*</sup>

Lu Zhi-Gang<sup>†</sup> Wei Yan-Yu Gong Yu-Bin Wu Zhou-Miao Wang Wen-Xiang

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

( Received 22 June 2006 ; revised manuscript received 11 July 2006 )

### Abstract

The rectangular waveguide grating slow-wave structure ( SWS ) is a new type of RF system of millimeter traveling wave tube ( TWT ). However , it has narrow pass band. For the purpose of broadening the bandwidth of this circuit , it is necessary to study the influence of groove shapes on the characteristics. In this paper , the dispersion equation of a rectangular waveguide grating SWS with arbitrary grooves is derived by means of an approximate field-theory analysis , in which the continuous profile of the groove is approximately replaced by a series of steps , and the field continuity at the interface of two neighboring steps and the matching conditions at the interface between the groove region and the interaction region are ensured. The cold test on dispersion characteristics of a rectangular groove SWS shows that the theoretical results are in good agreement with the experimental results. We have calculated the dispersion characteristics and the coupling impedance of the slow-wave structures with some special groove shapes. It shows that the dispersion characteristics of the triangle-groove structure is the weakest and the coupling impedance of it is the lowest , while the dispersion characteristics of the inverted-trapezoid-groove structure is the strongest and the coupling impedance of it is the highest.

**Keywords** : rectangular waveguide grating , arbitrary groove , dispersion characteristics , slow wave structure

**PACC** : 5270G , 4110H

<sup>\*</sup> Project supported by the State Key Program of National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60532010 ) and the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60401005 ).

<sup>†</sup> E-mail : lzhghnn@uestc.edu.cn