

基于场匹配法的双排矩形栅慢波结构高频特性研究*

刘青伦¹⁾³⁾ 王自成^{2)†} 刘濮鲲^{1)†} 董芳²⁾

1) (中国科学院电子学研究所高功率微波源与技术重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院电子学研究所中国科学院空间行波管研发中心, 北京 100190)

3) (中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2012 年 5 月 12 日收到; 2012 年 6 月 1 日收到修改稿)

本文运用场匹配法对具有任意位错的双排矩形栅慢波结构的场分布、色散特性及耦合阻抗进行了研究. 研究表明, 场匹配法推导的色散特性与仿真软件 CST 和 HFSS 计算的结果完全一致, 耦合阻抗介于 CST 和 HFSS 之间. 在此基础上, 详细研究了上下两排系统之间位错对色散特性及耦合阻抗的影响. 当位错严格为半个周期时, 第一阻带消失, 第一个模式最高截止频率与第二个模式最低截止频率重叠, 发生简并; 当位错为 0.45 倍周期时, 在保证耦合阻抗不变的情况下, 基模的通带虽降低了 2.8 GHz, 但阻带却增大了 7.9 GHz, 从而可以有效避免简并及模式竞争的发生.

关键词: 场匹配法, 双排矩形栅慢波结构, 色散特性, 耦合阻抗

PACS: 41.20.Jb, 42.25.Gy

1 引言

矩形栅状慢波结构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^[1-5]. 因其结构简单, 径向尺寸较大, 散热容易, 功率容量大, 且易实现输入/输出耦合匹配等优势, 使得其在毫米波、亚毫米波乃至太赫兹波段具有较大的应用前景^[6-13]. 矩形栅慢波结构一般分为双排栅和带有金属底板的单排栅两种, 单排栅结构一般色散较强, 带宽较窄, Collin^[1], McVey^[5], Joe^[14] 等运用场分析法对带有金属底板的单排栅慢波结构进行了较为详细的推导, 但他们的推导存在一定的局限性, 即在分析栅齿与平板波导之间区域的电磁场时用单一的空间傅里叶级数 (cos 或 sin) 叠加. Carlsten^[15] 对双排栅慢波结构的场分布及色散特性进行了较为详细的推导, 且在分析两排栅齿之间区域电磁场时综合考虑了 cos 和 sin 两种傅里叶级数的叠加, 但他的推导限于上下两排栅完全对称的情况, 不具

有普遍性. 文献 [10] 运用仿真软件详细研究了具有半周期错位的双排矩形栅慢波结构, 证明该结构有极宽的带宽, 但存在一个问题, 即模式一的高截止频率与模式二的低截止频率在“ π ”点几乎重叠, 导致行波管在“ π ”点附近工作时, 易激起边带寄生振荡和返波振荡. 鉴于此, 本文在 Carlsten 的工作基础上运用场匹配法推导了上下两排栅之间具有任意位错的双排矩形栅慢波结构的场分布、色散特性及耦合阻抗, 并讨论了不同位错对该慢波系统的两个最低阶模式频率通带及它们之间阻带的影响. 文中通过调整两排系统之间的位错, 增加两模式之间的阻带, 从而达到提高行波管工作稳定性的目的.

2 双排矩形栅慢波结构理论分析

具有任意位错的双排矩形栅慢波结构示意图如图 1 所示: 栅齿周期为 P , 栅齿高度为 D , 齿间距离为 S , 两排系统之间距离为 G , 两排系统之间

* 国家自然科学基金重点项目 (批准号: 60931001) 和国家自然科学基金 (批准号: 61172016) 资助的课题.

† E-mail: pkliu@mail.ie.ac.cn

位错为 d . 通常研究的是厚齿情况, 即 x 方向尺寸较 y 方向大得多, 因此, 为简单起见, 认为系统在 x 方向无限伸展, 可忽略 x 方向的边缘效应, 场不再是 x 的函数. 在微波管中, 与电子发生能量交换的只有 z 方向的轴向电场, 因此, 在栅状系统中将只研究 TM 波.

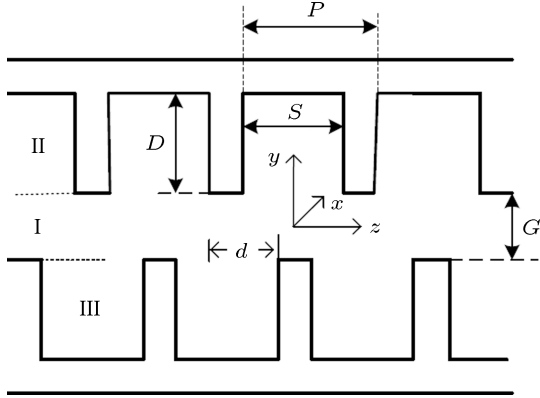


图1 双排矩形栅状慢波系统的结构示意图

假设横向磁场有以下形式:

$$B_x = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_{x,n}(y) e^{-j\beta_n z} e^{j\omega t}, \quad (1)$$

其中 $\beta_n = \beta_0 + \frac{2n\pi}{P}$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

由麦克斯韦方程可推出

$$\begin{aligned} E_z &= \frac{j}{\omega \varepsilon_0 u_0} \frac{\partial}{\partial y} B_x, \\ E_y &= -\frac{j}{\omega \varepsilon_0 u_0} \frac{\partial}{\partial z} B_x. \end{aligned} \quad (2)$$

根据亥姆霍兹方程

$$\begin{aligned} &\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 \right) B_{x,n} \\ &= \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 - \beta_n^2 \right) B_{x,n} = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

可得 I 区 ($-G/2 \leq y \leq G/2$) 内场方程为

$$B_{I,x} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [a_n \cos(h_n y) + b_n \sin(h_n y)] e^{-j\beta_n z} e^{j\omega t}, \quad (4)$$

$$E_{I,z} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{j h_n}{\omega \varepsilon_0 u_0} [-a_n \sin(h_n y) + b_n \cos(h_n y)] e^{-j\beta_n z} e^{j\omega t}, \quad (5)$$

其中, $h_n^2 = k_0^2 - \beta_n^2$, $k_0 = \frac{\omega}{c}$, c 为真空中的光速.

在 II 区 ($G/2 \leq y \leq D + G/2$), 由边界条件 $E_y|_{z=0,s} = 0$, $E_z|_{y=D+G/2} = 0$ 可得场方程为

$$B_{II,x} = \sum_{m=0}^{\infty} c_m \cosh \left(l_m \left(\frac{G}{2} + D - y \right) \right) \cos \frac{m\pi z}{S} e^{j\omega t}, \quad (6)$$

$$E_{II,z} = \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} -\frac{j c_m l_m}{\omega \varepsilon_0 u_0} \sinh \left(l_m \left(\frac{G}{2} + D - y \right) \right) \cos \frac{m\pi z}{S} e^{j\omega t}, & 0 \leq z \leq S, \\ 0, & S \leq z \leq P, \end{cases} \quad (7)$$

$$l_m^2 = \left(\frac{m\pi}{S} \right)^2 - k_0^2.$$

在 III 区 ($-(G/2 + D) \leq y \leq -G/2$), x 方向磁场和轴向电场相对于 II 区右移 d . 故

$$B_{III,x} = \sum_{m=0}^{\infty} d_m \cosh \left(l_m \left(\frac{G}{2} + D + y \right) \right) \cos \frac{m\pi(z-d)}{S} e^{j\omega t}, \quad (8)$$

$$E_{III,z} = \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{j d_m l_m}{\omega \varepsilon_0 u_0} \sinh \left(l_m \left(\frac{G}{2} + D + y \right) \right) \cos \frac{m\pi(z-d)}{S} e^{j\omega t}, & d \leq z \leq s + d, \\ 0, & S \leq z \leq P. \end{cases} \quad (9)$$

根据电场和磁场的连续性, 在边界 $y = G/2$ 处, (4) 式和 (5) 式分别与 (6) 式和 (7) 式相等; 在边界 $y = -G/2$ 处, (4) 式和 (5) 式分别与 (8) 式和 (9)

式相等. 即

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[a_n \cos \left(h_n \frac{G}{2} \right) + b_n \sin \left(h_n \frac{G}{2} \right) \right] e^{-j\beta_n z}$$

$$= \sum_{m=0}^{\infty} c_m \cosh(l_m D) \cos \frac{m\pi z}{S}, \quad (10)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} h_n \left[-a_n \sin \left(h_n \frac{G}{2} \right) + b_n \cos \left(h_n \frac{G}{2} \right) \right] e^{-j\beta_n z} \\ = \sum_{m=0}^{\infty} -c_m l_m \sinh(l_m D) \cos \frac{m\pi z}{S}, \quad (11)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[a_n \cos \left(h_n \frac{G}{2} \right) - b_n \sin \left(h_n \frac{G}{2} \right) \right] e^{-j\beta_n z} \\ = \sum_{m=0}^{\infty} d_m \cosh(l_m D) \cos \frac{m\pi(z-d)}{S}, \quad (12)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} h_n \left[a_n \sin \left(h_n \frac{G}{2} \right) + b_n \cos \left(h_n \frac{G}{2} \right) \right] e^{-j\beta_n z} \\ = \sum_{m=0}^{\infty} d_m l_m \sinh(l_m D) \cos \frac{m\pi(z-d)}{S}. \quad (13)$$

方程 (10) 和 (12) 两边分别同乘以 $\cos \frac{r\pi z}{S}$, ($r = 0, 1, 2, \dots$), 并在 $[0, S]$ 内积分, 得

$$c_r = \frac{2}{(1 + \delta_{r0})S \cosh(l_r D)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[a_n \cos \left(h_n \frac{G}{2} \right) + b_n \sin \left(h_n \frac{G}{2} \right) \right] (-j\beta_n) F_{n,r}^-, \quad (14)$$

$$d_r = \frac{2}{(1 + \delta_{r0})S \cosh(l_r D)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[a_n \cos \left(h_n \frac{G}{2} \right) - b_n \sin \left(h_n \frac{G}{2} \right) \right] e^{-j\beta_n d} (-j\beta_n) F_{n,r}^-, \quad (15)$$

其中

$$\delta_{r0} = \begin{cases} 1, & r = 0 \\ 0, & r \neq 0 \end{cases}, \\ F_{n,r}^- = \frac{(-1)^r e^{-j\beta_n S} - 1}{\beta_n^2 - \left(\frac{r\pi}{S} \right)^2}, \quad r = 0, 1, 2, \dots$$

方程 (11) 和 (13) 两边分别同乘以 $e^{j\beta_i z}$, ($\beta_i = \beta_0 + \frac{2i\pi}{P}$, $i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), 并在 $[0, P]$ 内积分. 得

$$Ph_i \left[-a_i \sin \left(h_i \frac{G}{2} \right) + b_i \cos \left(h_i \frac{G}{2} \right) \right]$$

$$= \sum_{m=0}^{\infty} -c_m l_m \sin(l_m D) (j\beta_i) F_{i,m}^+, \quad (16)$$

$$Ph_i e^{-j\beta_i d} \left[a_i \sin \left(h_i \frac{G}{2} \right) + b_i \cos \left(h_i \frac{G}{2} \right) \right] \\ = \sum_{m=0}^{\infty} d_m l_m \sinh(l_m D) (j\beta_i) F_{i,m}^+, \quad (17)$$

其中

$$F_{i,m}^+ = \frac{(-1)^m e^{j\beta_i S} - 1}{\beta_i^2 - \left(\frac{m\pi}{S} \right)^2}, \quad i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

方程 (16) 和 (17) 联立可得

$$a_i \sin \left(h_i \frac{G}{2} \right) = \frac{j\beta_i}{2Ph_i} \sum_{m=0}^{\infty} l_m \sinh(l_m D) \\ \times (d_m e^{j\beta_i d} + c_m) F_{i,m}^+, \quad (18)$$

$$b_i \cos \left(h_i \frac{G}{2} \right) = \frac{j\beta_i}{2Ph_i} \sum_{m=0}^{\infty} l_m \sinh(l_m D) \\ \times (d_m e^{j\beta_i d} - c_m) F_{i,m}^+. \quad (19)$$

将 (14) 和 (15) 式代入方程 (18) 和 (19) 可得

$$\sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta_{in} a_n \\ = \sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{in} a_n - \sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_{in} b_n, \quad (20)$$

$$\sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta_{in} b_n \\ = \sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_{in} a_n - \sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{in} b_n, \quad (21)$$

其中

$$A_{in} = \frac{e^{-j(\beta_n - \beta_i)d} + 1}{PS h_i \tan \left(h_n \frac{G}{2} \right)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{l_m}{(1 + \delta_{m0})} \\ \times \tanh(l_m D) \beta_n \beta_i F_{im}^+ F_{nm}^-, \quad (22)$$

$$B_{in} = \frac{e^{-j(\beta_n - \beta_i)d} - 1}{PS h_i} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{l_m}{(1 + \delta_{m0})} \\ \times \tanh(l_m D) \beta_n \beta_i F_{im}^+ F_{nm}^-, \quad (23)$$

$$C_{in} = \frac{e^{-j(\beta_n - \beta_i)d} + 1}{PS h_i \cot \left(h_n \frac{G}{2} \right)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{l_m}{(1 + \delta_{m0})} \\ \times \tanh(l_m D) \beta_n \beta_i F_{im}^+ F_{nm}^-. \quad (24)$$

方程 (20), (21) 用矩阵形式可表示为如下形式:

$$\begin{aligned} \mathbf{a} &= \mathbf{A} \cdot \mathbf{a} - \mathbf{B} \cdot \mathbf{b}, \\ \mathbf{b} &= \mathbf{B} \cdot \mathbf{a} - \mathbf{C} \cdot \mathbf{b}, \end{aligned} \quad (25)$$

其中 $\mathbf{a} = (\cdots, a_{-n}, \cdots, a_{-1}, a_0, a_1, \cdots, a_n, \cdots)^T$, $\mathbf{b} = (\cdots, b_{-n}, \cdots, b_{-1}, b_0, b_1, \cdots, b_n, \cdots)^T$, $\mathbf{a}$ 和 $\mathbf{b}$ 若有非零解, 则系数矩阵行列式的值必须为零. 即

$$\det\{(\mathbf{I} + \mathbf{C})\mathbf{B}^{-1}(\mathbf{A} - \mathbf{I})\mathbf{B}^{-1} - \mathbf{I}\} = 0. \quad (26)$$

(26) 式即为具有任意位错的双排矩形栅慢波结构的色散方程. 运用数值求解方法可求出该慢波结构的色散曲线.

基于上面的分析, 下面对相互作用区 I 区的耦合阻抗进行研究. 耦合阻抗表征了电子流与场相互作用的强弱. 电子流与场的能量交换决定于电子流通过处慢波系统上的纵向电场, 而纵向场强与通过慢波系统的功率流相关, 因而耦合阻抗可定义为 [16]

$$K_c = \frac{|E_{zm} E_{zm}^*|}{2\beta^2 P_w}, \quad (27)$$

式中, E_{zm} 为电子流所在处的纵向电场幅值, E_{zm}^* 为 E_{zm} 的共轭值, P_w 为单位时间通过系统的总功率流, 即各空间谐波功率流之和.

$$\begin{aligned} P &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P_n = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-G/2}^{G/2} [-E_{yI} \\ &\quad \times H_{xI}^*]_n dy dx. \end{aligned} \quad (28)$$

由 (4) 式可知

$$\begin{aligned} E_{yI} &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{-\beta_n}{\omega \varepsilon_0 \mu_0} [a_n \cos(h_n y) \\ &\quad + b_n \sin(h_n y)] e^{-j\beta_n z} e^{j\omega t}, \\ H_{xI} &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\mu_0} [a_n \cos(h_n y) \\ &\quad + b_n \sin(h_n y)] e^{-j\beta_n z} e^{j\omega t}, \\ E_{zI} &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{j h_n}{\omega \varepsilon_0 \mu_0} [-a_n \sin(h_n y) \\ &\quad + b_n \cos(h_n y)] e^{-j\beta_n z} e^{j\omega t}. \end{aligned}$$

1) 若 $k_0^2 > \beta_n^2$, 则 $h_n^2 = k_0^2 - \beta_n^2 > 0$, h_n 为实数, 从而,

$$\begin{aligned} [-E_{yI} \cdot H_{xI}^*]_n &= \frac{\beta_n}{\omega \varepsilon_0 \mu_0^2} [a_n \cos(h_n y) \\ &\quad + b_n \sin(h_n y)]^2, \\ P &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P_n = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{a G \beta_n}{4 \omega \varepsilon_0 \mu_0^2} \left[a_n^2 \left(1 + \frac{\sin(h_n G)}{h_n G} \right) \right. \\ &\quad \left. + b_n^2 \left(1 - \frac{\sin(h_n G)}{h_n G} \right) \right], \end{aligned}$$

故 m 次空间谐波在中心轴线上 ($y = 0$) 耦合阻抗为

$$\begin{aligned} (K_c)_m &= \frac{|E_{z,m} \cdot E_{z,m}^*|}{2\beta_m^2 P} = \frac{\left(\frac{h_m b_m}{\omega \varepsilon_0 \mu_0}\right)^2}{\frac{a G}{2} \beta_m^2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\beta_n}{\omega \varepsilon_0 \mu_0^2} \left[a_n^2 \left(1 + \frac{\sin(h_n G)}{h_n G} \right) + b_n^2 \left(1 - \frac{\sin(h_n G)}{h_n G} \right) \right]} \\ &= \frac{2 h_m^2}{\beta_m^2 \omega \varepsilon_0 a G \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \beta_n \left[\left(\frac{a_n}{b_m}\right)^2 \left(1 + \frac{\sin(h_n G)}{h_n G} \right) + \left(\frac{b_n}{b_m}\right)^2 \left(1 - \frac{\sin(h_n G)}{h_n G} \right) \right]}. \end{aligned}$$

2) 若 $k_0^2 < \beta_n^2$, 则 $h_n^2 = k_0^2 - \beta_n^2 < 0$, h_n 为虚数, 则

$$\begin{aligned} [-E_{yI} \cdot H_{xI}^*]_n &= \frac{\beta_n}{\omega \varepsilon_0 \mu_0^2} [a_n^2 \cos^2(h_n y) - b_n^2 \sin^2(h_n y)], \\ P &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P_n = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{a G \beta_n}{4 \omega \varepsilon_0 \mu_0^2} \left[a_n^2 \left(1 + \frac{\sin(h_n G)}{h_n G} \right) - b_n^2 \left(1 - \frac{\sin(h_n G)}{h_n G} \right) \right], \end{aligned}$$

m 次空间谐波在中心轴线上 ($y = 0$) 耦合阻抗为

$$(K_c)_m = \frac{|E_{z,m} \cdot E_{z,m}^*|}{2\beta_m^2 P} = \frac{\left(\frac{h_m b_m}{\omega \varepsilon_0 \mu_0}\right)^2}{\frac{a G}{2} \beta_m^2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\beta_n}{\omega \varepsilon_0 \mu_0^2} \left[a_n^2 \left(1 + \frac{\sin(h_n G)}{h_n G} \right) - b_n^2 \left(1 - \frac{\sin(h_n G)}{h_n G} \right) \right]}$$

$$= \frac{2h_m^2}{\beta_m^2 \omega \varepsilon_0 a G \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \beta_n \left[\left(\frac{a_n}{b_m} \right)^2 \left(1 + \frac{\sin(h_n G)}{h_n G} \right) - \left(\frac{b_n}{b_m} \right)^2 \left(1 - \frac{\sin(h_n G)}{h_n G} \right) \right]}.$$

3 数值计算结果与分析

将上述理论推导得到的色散方程及耦合阻抗方程用 MATLAB 实现其数值计算, 得到的色散曲线及耦合阻抗与大型 3D 全电磁仿真软件 CST^[17] 和 HFSS^[18] 计算的结果进行比较, 以 W 波段行波管为例, 双排矩形栅慢波结构的几何尺寸设置如表 1 所示. 与仿真结果对比发现: 仿真软件 CST 和 HFSS 计算出的色散特性基本符合, 最大频率差不超过 0.2%; 理论公式计算得到的色散曲线与仿真软件相比, 基模频率与仿真软件一致, 高次模频率稍高于仿真软件, 但最大频率差不超过 1%, 如图 2(a) 所示. 从计算时间上看, 场匹配法的计算效率更高, 是仿真软件 CST 计算时间的 1/8, HFSS 计算时间的 1/10. 图 2(b) 是基模一次谐波的耦合阻抗与频率的关系, 由该图可知, 利用场匹配法计算的耦合阻抗介于 CST 与 HFSS 仿真结果之间, 且总的变化趋势一致, 说明所建立的理论具有一定的正确性.

表 1 双排矩形栅慢波结构的几何尺寸

几何参数	W 波段 TWT/mm	
周期	P	0.8
栅齿宽度	a	2.0
栅齿高度	h	0.57
齿间距离	S	0.6
两排系统间距离	G	0.1
两排系统之间位错	d	0.4

定义 75—116 GHz 为模式一, 116—141 GHz 为模式二. 由图 2 可以看出, 无论是理论计算, 还是电磁软件仿真计算, 模式一和模式二在 $\pi, 3\pi, 5\pi, \dots$ 处频率几乎相等, 阻带消失, 形成简并. 简并的存在使得 AO 与 OB 连接起来构成一个前向波通带, CO 与 OD 连接起来构成一个返波通带, 前向波与返波相交于 O 点. 当电子注与模式一的谐波 AO 相互作用时, 同时也与模式二的谐波 OB 同步, 模式简并

似乎使得相互作用带宽得以展宽. 但实际上, 在 O 点附近, 电子与前向波和返波同时发生相互作用, 且在 O 点处由于耦合阻抗趋于无限大, 因此极易发生边带寄生振荡和返波振荡, 使得行波管在该点处工作极不稳定. 故在对行波管慢波结构进行设计时, 在保证带宽的前提下应避免模式简并的发生.

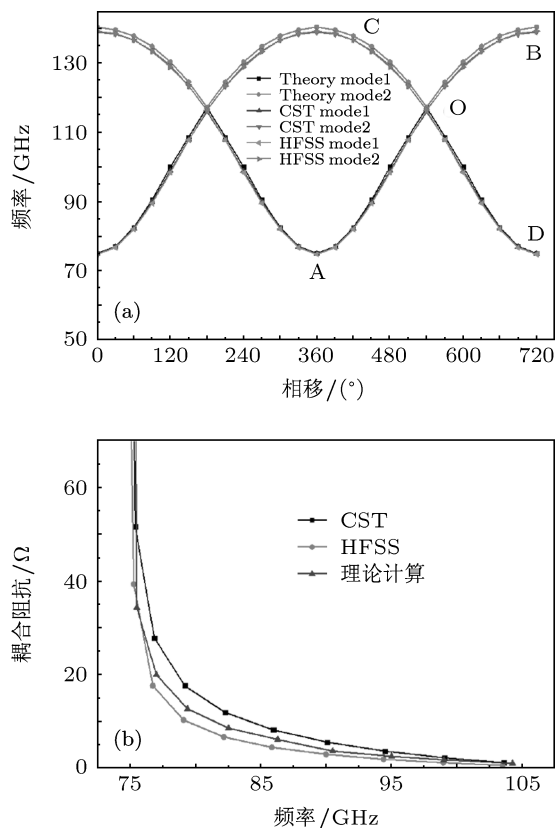


图 2 理论计算与仿真软件计算色散曲线及耦合阻抗对比
图 (a) 色散曲线 (b) 一次谐波耦合阻抗

4 简并与模式竞争的研究

保持慢波结构的各个几何尺寸不变 (见表 1), 仅改变上下两排矩形栅之间的位错 d , 使之从无位错 ($d = 0$ mm) 逐渐变到半周期位错 ($d = 0.4$ mm), 对应各结构色散曲线分别如图 4(a)—(d) 所示.

周期系统的每一个空间周期都可看成是一个谐振腔, 有其固有频率, 相邻腔之间存在一定的耦合. 因此, 可以把一个周期系统看成是一个耦合谐

振腔链^[19]. 双排矩形栅慢波结构可以看作一个矩形波导宽边上周期性地放置矩形栅所构成. 当相移 $\beta P = 0$ 时, 波导处于横向谐振状态, 横向截止频率仅与波导的尺寸有关, 与波导中垂直于纵轴放置的矩形栅的位置及尺寸无关. 因此, 表 1 中所示慢波结构可以看作一个长 $\times$ 宽为 $2.0 \text{ mm} \times 1.24 \text{ mm}$ 的矩形波导周期放置矩形栅所构成, 计算得该矩形波导可以传播的两个最低阶模式所对应的截止频率分别为 75 GHz 和 142.33 GHz , 与图 3 中相移为零时频率一致. 当系统中有电磁波传播, 即 $\beta P > 0$ 时, 在矩形栅处会发生反射, 由于矩形栅是周期放置的, 在一个无穷长的系统中任何一个栅的反射

总可以找到来自另一个栅的反射与之相位相反, 彼此抵消, 使总反射为零, 电磁波在系统中可以无反射地传播, 形成系统的通带. 当每周期的相移 βP 增大到 $\beta P = \pi$ 时, 任意两个栅处的反射波在到达某一点时其相位差总是 2π 的整数倍, 即是同相的. 因此所有的反射波都是叠加的而不是相互抵消的. 这时电磁波就不能在系统中传播, 形成第二个截止频率, 这种由纵向反射的叠加所造成的截止频率称为纵向截止频率. 纵向截止频率的大小与垂直于纵轴放置的矩形栅的位置及尺寸有关. 这里由于波导及矩形栅尺寸均不变, 故仅考虑位置对其的影响.

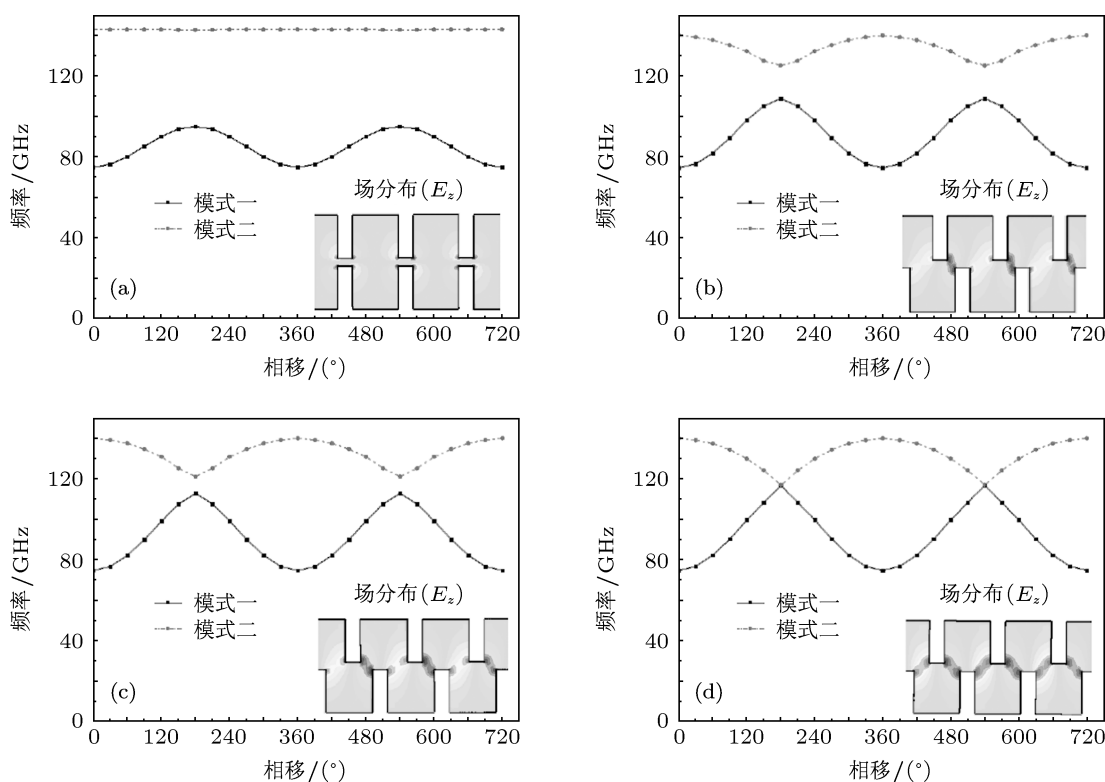


图 3 不同位错慢波系统的色散曲线与场分布图 (a) 位错 $d = 0 \text{ mm}$; (b) 位错 $d = 0.3 \text{ mm}$; (c) 位错 $d = 0.36 \text{ mm}$; (d) 位错 $d = 0.4 \text{ mm}$

由图 3 可以看出, 上下两排矩形栅之间的位错 d 对系统色散特性影响较大, 当上下两排矩形栅完全对应, 即位错 $d = 0 \text{ mm}$ 时, 模式一的频率通带为 $75\text{—}95.2 \text{ GHz}$, 模式二只有一个频率, 为 142.9 GHz , 模式一与模式二之间的阻带为 47.7 GHz , 如图 3(a) 所示. 随着上下两排矩形栅之间位错 d 的增大, 模式一的纵向截止频率增大, 模式二的纵向截止频率降低. 当位错 d 为 0.3 mm 时, 模式一的通带为 $75\text{—}109.3 \text{ GHz}$, 模式二的通

带为 $125.7\text{—}140.7 \text{ GHz}$, 其间的阻带为 16.4 GHz , 如图 3(b) 所示; 当 d 为 0.36 mm 时, 模式一的通带为 $75\text{—}113.2 \text{ GHz}$, 模式二的通带为 $121.5\text{—}140.5 \text{ GHz}$, 其间的阻带为 8.3 GHz , 如图 3(c) 所示; 当位错 d 为 0.4 mm , 即半周期位错时, 模式一的通带为 $75\text{—}116 \text{ GHz}$, 模式二的通带为 $116.4\text{—}140.5 \text{ GHz}$, 阻带只有 0.4 GHz , 即模式一的纵向截止频率与模式二的纵向截止频率几乎相等, 形成简并, 如图 3(d) 所示. 从图 3(a) 到 (d) 的变化过程说

明图 2 中两个模式的交接点是两个模式的简并而非伪模所致. 此外, 图 3(c) 与 (d) 相比, 虽然模式一的通带降低了 2.8 GHz, 但阻带却增大 7.9 GHz. 因此, 为避免模式简并, 可以选定 $d = 0.36$ mm 作为上下两排矩形栅之间的位错.

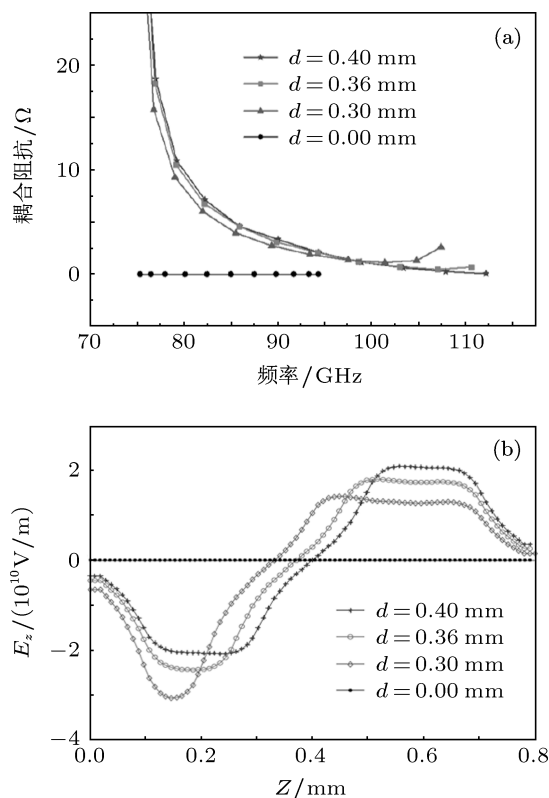


图 4 不同位错的耦合阻抗及场分布 (a) 不同位错的耦合阻抗; (b) 一个周期内不同位错的场分布

下面研究不同位错对耦合阻抗的影响. 由图 4 可知, 当位错为零, 即上下两排矩形栅完全对应时, 中心轴线上的纵向电场为零, 故耦合阻抗也为

零. 当位错 d 为 0.4 mm, 即严格半周期位错时, 纵向电场关于中心轴线呈类似正弦分布, 当位错 d 为 0.3 mm 和 0.36 mm 时, 间隙小的地方纵向电场增强, 间隙宽的地方纵向电场变弱. 由于计算耦合阻抗是在一个周期内对纵向电场进行积分, 因此在一个周期内尽管电场分布发生了变化, 但耦合阻抗却变化不大, 尤其是位错 d 取值为 0.36 mm 和 0.4 mm 时, 耦合阻抗仅在高频端稍有差别, 其他频点几乎完全一致.

5 结论

本文运用场匹配法推导了双排矩形栅慢波结构的场分布及其冷态特性, 并利用数值计算方法对色散方程和耦合阻抗进行了计算, 理论计算结果与仿真软件 HFSS、CST 计算结果相符合. 对上下两排矩形栅之间的位错对色散特性和耦合阻抗的影响进行了讨论, 当上下两排矩形栅完全对应时, 模式一和模式二之间的阻带最宽, 但由于电场关于中心轴线呈反对称分布, 因此中心轴线上电场为零, 耦合阻抗也为零; 随着上下两排矩形栅相互分离, 模式一的纵向截止频率升高, 模式二的纵向截止频率降低, 相对应地, 两模式之间的阻带减小, 通带增大, 中心轴线上电场增强, 因此耦合阻抗增强. 当上下两排矩形栅严格为半周期位错时, 两模式之间的阻带仅为 0.4 GHz, 易发生边带寄生振荡及返波振荡. 为避免模式简并, 选定 $d = 0.36$ mm 作为上下两排矩形栅之间的位错, 可以保证在耦合阻抗不变的情况下, 增加模式之间的阻带, 从而提高行波管工作的稳定性.

- [1] Collin R E 1966 *Foundations for Microwave Engineering* (New York: McGraw-Hill) 383–388
- [2] Marshall E M, Phillips P M, Walsh J E 1988 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **16** 199
- [3] Bugaev S P, Cherepenin V A, Kanavets V I 1990 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **18** 518
- [4] Lin Y Y, Huang Y C 2007 *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams* **10** 030701
- [5] McVey B D, Basten M A, Booske J H 1994 *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **42** 995
- [6] Mineo M, Paoloni C 2010 *IEEE Trans. Electron Devices* **57** 1481
- [7] Mineo M, Paoloni C 2010 *IEEE Trans. Electron Devices* **57** 3169
- [8] Sengele S, Jiang H, Booske J H 2009 *IEEE Trans. Electron Devices* **56** 730
- [9] Shin Y M, Barnett L R, Luhmann N C 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 6951
- [10] Shin Y M, Barnett L R, Luhmann N C 2009 *IEEE Trans. Electron Devices*. **56** 706
- [11] Shin Y M, Barnett L R 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 091501
- [12] Wang Z C, Lu D J, Wang L 2008 *Journal of Electronics, Information Technology* **30** 2792 (in Chinese) [王自成, 陆德坚, 王莉 2008 电子与信息学报 **30** 2792]
- [13] Zhu Y P 1997 *Radar Ecm.* **4** 16 (in Chinese) [朱乙平 1997 雷达与对抗 **4** 16]
- [14] Joe J, Louis L J, Scharer J E July 1997 *Phys. Plasmas* **4** 2707
- [15] Carlsten B E, DECEMBER 2002 *Physics of Plasmas* **9** 5088

- [16] Liu S G, Li H F, Wang W X 1985 *Introduction of Microwave Electronics* (Beijing: National Defence Industry Press) P.104-106 [刘盛纲, 李宏福, 王文祥 1985 微波电子学导论 (北京: 国防工业出版社) 第 104—106 页]
- [17] CST Corp *CST MWS Tutorials*. [Online]. Available: <http://www.cstchina.cn/>
- [18] Ansoft Corp., *Ansoft HFSS User's Reference*. [Online]. Available: <http://www.ansoft.com.cn/>
- [19] Zhang K Q, Li D J 2001 *Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics* (The Second Edition) (Beijing: Electronic Industry Press) p398-401 (in Chinese) [张克潜, 李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论 (第二版) (北京: 电子工业出版社) 第 398—401 页]

Analysis of high frequency characteristics of the double-grating rectangular waveguide slow-wave-structure based on the field match method*

Liu Qing-Lun¹⁾³⁾ Wang Zi-Cheng²⁾ Liu Pu-Kun^{1)†} Dong Fang²⁾

1) (Key Laboratory of High Power Microwave sources and Technologies, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

2) (Space Traveling Wave Tube Research and Development Center, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

3) (Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 15 May 2012; revised manuscript received 1 June 2012)

Abstract

A mode analysis is presented for the double-grating rectangular waveguide slow-wave structure (SWS) with arbitrary longitudinal displacements between the two gratings. By matching boundary conditions along the sides of the gratings, the distribution of electromagnetic field and high frequency characteristics of the SWS are studied. The simulation results show that the dispersion curve deduced from field equations is in good agreement with that simulated by software while the interaction impedance is higher than that calculated by HFSS, but lower than by CST. It also demonstrates that the longitudinal displacement between two gratings has a great effect on the first stop-band. The upper cutoff frequency of the first mode almost overlaps the lower cutoff frequency of the second mode when the displacement is set to be strictly half period, that is to say, the first stop-band disappears. To avoid the mode degeneracy and competition, the displacement is reduced to be about 0.45 times of period, so that with the interaction impedance kept unchanged, the stop-band increases about 7.9GHz, while the pass-band declines about 2.8 GHz.

Keywords: field match method, double-grating rectangular waveguide SWS, dispersion relation, interaction impedance.

PACS: 41.20.Jb, 42.25.Gy

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60931001), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61172016).

† E-mail: pkliu@mail.ie.ac.cn