

螺旋槽回旋行波管高频特性分析*

杨家栋, 宫玉彬, 魏彦玉, 黄民智, 王文祥

(电子科技大学 物理电子学院, 成都 610054)

摘 要: 在 Foulds 等人对螺旋槽结构进行深入分析的基础上, 考虑了槽区内高次模式对慢波结构高频特性的影响。结果表明, 槽宽较小时, 结论与其结论吻合较好; 槽宽较大时, 计算结果与其有较大差别。此外, 讨论了螺旋槽结构参数对高频特性的影响, 结果表明, 除槽宽外的其它结构参数固定时, 存在一个最佳的 δ/L 值, 可以获得较弱的色散和较大的横向场幅值, 适合做回旋行波管相互作用结构。

关键词: 螺旋槽; 色散特性; 回旋行波管; 高次模式; 结构参数

中图分类号: TN124

文献标识码: A

在毫米波段, 回旋行波管比一般的行波管输出功率大, 并且带宽比回旋速调管宽, 但功率和效率不高。影响回旋行波管性能的主要问题是模式竞争问题^[1-3]。螺旋槽慢波结构整体性好, 易加工制造, 散热性能好, 可以用于毫米波行波管的高频结构^[4], 而且, 螺旋槽结构具有较大的模式分割度, 可以有效地抑制回旋行波管模式竞争^[5-6]。

文献 [7] 对螺旋槽结构进行了较为深入的分析, 在假设槽区只传播基波的前提下, 给出了螺旋槽慢波结构的高频特性。当槽宽较大(即浅槽结构, 槽区允许高次模式传播)时, 计算结果则误差相对较大。本文在其基础上, 考虑了槽区高次模式对高频特性的影响。结果表明, 槽宽较小(深槽)时, 本文结论与其结论吻合较好; 槽宽较大时, 本文计算结果更为准确。此外, 本文对浅螺旋槽慢波结构应用于回旋行波管的可能性进行了初步探讨。计算结果表明, 浅螺旋槽结构比深槽结构的横向场幅值大, 与电子注回旋模式可以获得更宽的相互作用频段, 相互作用效率可以比深槽更高, 更适合用作回旋行波管相互作用系统。采用本文结论, 可以更精确分析浅螺旋槽回旋行波管的高频特性。

1 螺旋槽结构

如图 1 所示, 将螺旋槽结构分为两个区: 槽区 I ($b \leq r \leq a$), 中心区 II ($0 \leq r \leq b$)。电磁波在槽区沿螺旋方向传播, 在中心区激励起沿螺旋方向传播的快波, 它与在中心区通过的同步电子注进行相互作用。图中 δ 为槽宽, L 为螺距, ψ 为螺旋角。

对于回旋行波管, 需要用横向场与电子注相互作用, 发生角向群聚、换能。螺旋槽结构在角向可以看作是光滑波导, 径向是封闭的, 所以在横向可以看作是快波波导, 适合用于回旋行波管。



Fig. 1 Schematic of a nonuniform three-cavity oscillator

图 1 螺旋槽结构示意图

* 收稿日期 2006-05-15; 修订日期 2006-10-11

基金项目 国家自然科学基金重点资助课题(60532010), 国家自然科学基金资助课题(60401005)

作者简介 杨家栋(1975—), 男, 吉林人, 博士, 从事宽带大功率微波管理理论和 CAD 研究 yangdonga796@sohu.com.

2 各区域场的表达式

2.1 中心相互作用区(II 区)的场分布

在中心相互作用区采用圆柱坐标系($r \phi z$), 由周期结构的 Floquet 定理 得其场表达式

$$\left\{ \begin{aligned} E_z^{\text{II}} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m \gamma_m^2 F_m(\gamma_m r) \exp[\text{j}(m\phi - \beta_m z)] \\ E_r^{\text{II}} &= \pm \text{j} \sum_{m=-\infty}^{\infty} [C_m \gamma_m \beta_m F'_m(\gamma_m r) - D_m(\omega \mu_0 / r) F_m(\gamma_m r)] \exp[\text{j}(m\phi - \beta_m z)] \\ E_\phi^{\text{II}} &= \mp \sum_{m=-\infty}^{\infty} [C_m(m\beta_m / r) F_m(\gamma_m r) - D_m \omega \mu_0 \gamma_m F'_m(\gamma_m r)] \exp[\text{j}(m\phi - \beta_m z)] \\ H_z^{\text{II}} &= \text{j} \sum_{m=-\infty}^{\infty} D_m \gamma_m^2 F_m(\gamma_m r) \exp[\text{j}(m\phi - \beta_m z)] \\ H_r^{\text{II}} &= \pm \sum_{m=-\infty}^{\infty} [C_m(mk^2 / \omega \mu_0 r) F_m(\gamma_m r) - D_m \gamma_m \beta_m F'_m(\gamma_m r)] \exp[\text{j}(m\phi - \beta_m z)] \\ H_\phi^{\text{II}} &= \pm \text{j} \sum_{m=-\infty}^{\infty} [C_m(\gamma_m k^2 / \omega \mu_0) F'_m(\gamma_m r) - D_m(m\beta_m / r) F_m(\gamma_m r)] \exp[\text{j}(m\phi - \beta_m z)] \end{aligned} \right. \quad (1)$$

式中: C_m 和 D_m 是 m 次空间谐波的幅值系数, γ_m 为第 m 次空间谐波的径向传播常数, 定义为 $\gamma_m^2 = |\beta_m^2 - k^2|$, 当 $\beta_m^2 - k^2 > 0$ 时, (1) 式表示慢波, 取 \pm 或 \mp 上面的符号; $F_m(\gamma_m r) = I(\gamma_m r)$, 为 m 阶第一类变态贝塞尔函数, 当 $\beta_m^2 - k^2 < 0$ 时 (1) 式表示快波, $F_m(\gamma_m r) = K(\gamma_m r)$, 为 m 阶第一类贝塞尔函数。其中 k 为真空中波数, β_m 为 m 次空间谐波的 z 向传播常数, $\beta_m = \beta_0 + 2m\pi/L_0$ 。

2.2 槽区(I 区)场分布

在槽区, 采用螺旋坐标系($r \theta \xi$), 场可以表示为

$$\left\{ \begin{aligned} E_\xi^{\text{I}} &= \sum_{N=0}^{\infty} A_N u(lr) \cos(\pi N \xi / \delta) \exp(-\text{j}v\theta) \\ H_\xi^{\text{I}} &= \sum_{N=0}^{\infty} B_N D(lr) \sin(\pi N \xi / \delta) \exp(-\text{j}v\theta) \\ E_r^{\text{I}} &= -\frac{1}{k^2} \left[\sum_{N=1}^{\infty} A_N \frac{\text{j}v}{l} w'(lr) \cos(\pi N \xi / \delta) + \frac{v \omega \mu}{r} \sum_{N=1}^{\infty} B_N D(lr) \sin(\pi N \xi / \delta) \right] \exp(-\text{j}v\theta) \\ E_\theta^{\text{I}} &= \text{j} \frac{1}{k^2} \left[\frac{\text{j}v^2}{r} \sum_{N=0}^{\infty} A_N u(lr) \cos(\pi N \xi / \delta) + \frac{\omega \mu}{l} \sum_{N=1}^{\infty} B_N D'(lr) \sin(\pi N \xi / \delta) \right] \exp(-\text{j}v\theta) \\ H_r^{\text{I}} &= \frac{1}{k^2} \left[\frac{v \omega \mu}{r} \sum_{N=0}^{\infty} A_N u'(lr) \cos(\pi N \xi / \delta) - \frac{\text{j}v}{l} \sum_{N=1}^{\infty} B_N D'(lr) \sin(\pi N \xi / \delta) \right] \exp(-\text{j}v\theta) \\ H_\theta^{\text{I}} &= -\text{j} \frac{1}{k^2} \left[\frac{\omega \varepsilon}{l} \sum_{N=0}^{\infty} A_N w'(lr) \cos(\pi N \xi / \delta) - \frac{\text{j}v^2}{r} \sum_{N=1}^{\infty} B_N D(lr) \sin(\pi N \xi / \delta) \right] \exp(-\text{j}v\theta) \end{aligned} \right. \quad (2)$$

式中: $l = [(\pi N / \delta)^2 - k^2]^{1/2}$, 当 $(\pi N / \delta)^2 - k^2 > 0$ 时, $u(lr) = J_v(lr_a) J_{-v}(lr) - J_{-v}(lr_a) J_v(lr)$, $w'(lr) = J_v(lr_a) J'_{-v}(lr) - J'_{-v}(lr_a) J_v(lr)$, $D(lr) = J'_v(lr_a) J_{-v}(lr) - J'_{-v}(lr_a) J_v(lr)$, $D'(lr) = J'_v(lr_a) J'_{-v}(lr) - J'_{-v}(lr_a) J'_v(lr)$ 。当 $(\pi N / \delta)^2 - k^2 < 0$ 时 $\mu(lr) = I_v(lr_a) I_{-v}(lr) - I_{-v}(lr_a) I_v(lr)$, $w'(lr) = I_v(lr_a) I'_{-v}(lr) - I'_{-v}(lr_a) I_v(lr)$, $D(lr) = I'_v(lr_a) I_{-v}(lr) - I'_{-v}(lr_a) I_v(lr)$, $D'(lr) = I'_v(lr_a) I'_{-v}(lr) - I'_{-v}(lr_a) I'_v(lr)$ 。

因为槽区与中心区采用不同坐标系描述, 而场匹配在两区域公共界面上, 所以要进行坐标变换, 即将缝隙内的场用中心区的柱坐标表示。在图 1 的 (I - II) 缝隙区与中心区交界展开平面上, 第 M 个槽区中心线上的一点 $P(z_p, \phi, b)$, 它在两种坐标系下的坐标分别为 $r = a, \phi = \phi_p, z = z_p$ 和 $r = a, \theta = \theta_p, \xi = \xi_p$ 。其中 $z_p = (M + \phi_p / 2\pi)l$ ($0 \leq \phi_p \leq 2\pi$) $\theta = z / (a \tan \Psi)$ $\xi = x / \cos \Psi$ ($-\delta/2 < x < \delta/2$) $\theta_Q = \theta_p + (x \sin \Psi \cos \Psi) / b$ 。则 (2) 式中

$$\left\{ \begin{aligned} E_\xi(P) &= \sum_{N=0}^{\infty} A_N u(lr) \cos(\pi N x / \delta \cos \Psi) \exp(-\text{j}v\theta_p) \\ E_\xi(Q) &= \sum_{N=0}^{\infty} A_N u(lr) \cos(\pi N x / \delta \cos \Psi) \exp(-\text{j}v\theta_Q) = \\ & \sum_{N=0}^{\infty} A_N u(lr) \cos(\pi N x / \delta \cos \Psi) \exp\left[-\text{j}v\left(\frac{z_p}{b \tan \Psi} + \frac{x \sin \Psi \cos \Psi}{b}\right)\right] \end{aligned} \right. \quad (3)$$

而 $E_\xi(Q)$ 又可以采用 (r, ϕ, z) 坐标系表示为

$$E_\xi(Q) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_N u(lr) E_g(m) \exp\left[-j(v+m)\frac{2\pi}{L}(z_p+x)\right] \quad (4)$$

式(3)和(4)在任意 x 都应相等。于是得到

$$\begin{cases} E_\xi^1(Q) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\sum_{N=0}^{\infty} A_N u(lr) E_g(m) \right] \exp[j(m\phi - \beta_m z)] \\ E_g(m) = \frac{1}{L} \sum_{N=0}^{\infty} \left\{ \left[\frac{2\pi N}{\delta \cos \Psi} \cos\left(\frac{\pi m' \delta}{L}\right) \sin\left(\frac{\pi N}{2 \cos \Psi}\right) - \frac{4\pi m'}{L} \sin\left(\frac{\pi m' \delta}{L}\right) \cos\left(\frac{\pi N}{2 \cos \Psi}\right) \right] / \right. \\ \left. \left[\left(\frac{\pi N}{\delta \cos \Psi}\right)^2 - \left(\frac{2\pi m'}{L}\right)^2 \right] \right\} \exp(jm\phi) \end{cases} \quad (5)$$

同样方法,可得

$$\begin{cases} H_\xi^1 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\sum_{N=1}^{\infty} B_N D(lr) H_g(m) \right] \exp[j(m\phi - \beta_m z)] \\ H_g(m) = \frac{j}{L} \sum_{N=1}^{\infty} \left\{ \left[\frac{4\pi m'}{L} \cos\left(\frac{\pi m' \delta}{L}\right) \sin\left(\frac{\pi N}{2 \cos \Psi}\right) - \frac{2\pi N}{\delta \cos \Psi} \sin\left(\frac{\pi m' \delta}{L}\right) \cos\left(\frac{\pi N}{2 \cos \Psi}\right) \right] / \right. \\ \left. \left[\left(\frac{\pi N}{\delta \cos \Psi}\right)^2 - \left(\frac{2\pi m'}{L}\right)^2 \right] \right\} \exp(jm\phi) \end{cases} \quad (6)$$

至此,得到采用 (r, ϕ, z) 坐标系表示的槽区场表达式

$$\begin{cases} E_\xi^1 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\sum_{N=0}^{\infty} A_N u(lr) E_g(m) \right] \exp[j(m\phi - \beta_m z)] \\ H_\xi^1 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\sum_{N=1}^{\infty} B_N D(lr) H_g(m) \right] \exp[j(m\phi - \beta_m z)] \\ E_r^1 = -\frac{1}{k^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\sum_{N=0}^{\infty} \frac{jv}{l} A_N w'(lr) E_m(m) - \frac{v \omega \mu_0}{r} \sum_{N=1}^{\infty} m B_N D(lr) H_g(m) \right] \exp[j(m\phi - \beta_m z)] \\ E_\theta^1 = \frac{1}{k^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\frac{v}{r} \sum_{N=0}^{\infty} m A_N u(lr) E_g(m) - \frac{\omega \mu_0}{l} \sum_{N=1}^{\infty} B_N D'(lr) H_g(m) \right] \exp[j(m\phi - \beta_m z)] \\ H_r^1 = \frac{1}{k^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[-\frac{\omega \varepsilon}{r} \sum_{N=0}^{\infty} m A_N u(lr) E_g(m) + \frac{v}{l} \sum_{N=1}^{\infty} B_N D'(lr) H_g(m) \right] \exp[j(m\phi - \beta_m z)] \\ H_\theta^1 = -\frac{1}{k^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[j\omega \varepsilon \sum_{N=0}^{\infty} A_N \frac{w'(lr)}{l} E_g(m) - \frac{jv}{r} \sum_{N=1}^{\infty} m B_N D(lr) H_g(m) \right] \exp[j(m\phi - \beta_m z)] \end{cases} \quad (7)$$

3 色散方程

在 $r=r_b$ 处,匹配条件为

$$E_\xi^1 = E_z^{\parallel} \cos \Psi - E_\phi^{\parallel} \sin \Psi \quad (8)$$

$$E_\theta^1 = E_\phi^{\parallel} \cos \Psi + E_z^{\parallel} \sin \Psi \quad (9)$$

$$\int_{\phi+\phi/2\pi}^{\phi+\phi/2\pi} H_\theta^1 dz = \int_{\phi+\phi/2\pi}^{\phi+\phi/2\pi} H_\phi^{\parallel} dz \quad (10)$$

由式(8)(9)得出

$$E_z^{\parallel} = E_\theta^1 \sin \Psi + E_\xi^1 \cos \Psi \quad (11)$$

将式(1)(7)代入式(11)得

$$C_m = \frac{1}{\gamma_m^2 F_m(\gamma_m r)} \left\{ \sum_{N=0}^{\infty} \left[\frac{mv \sin \Psi}{k^2 r} + \cos \Psi \right] A_N u(lr) E_g(m) - \frac{\omega \mu_0 \sin \Psi}{k^2} \sum_{N=1}^{\infty} B_N \frac{D'(lr)}{l} H_g(m) \right\} \quad (12)$$

将式(12)代入式(8)得

$$\pm D_m = \frac{1}{\omega \mu_0 \gamma_m \sin \Psi F_m(\gamma_m r)} \left[\left(\frac{v \sin \Psi \cos \Psi}{k^2 r} + \cos^2 \Psi \pm \frac{vm^2 \beta_m \sin^2 \Psi}{k^2 \gamma_m^2 r^2} \pm \frac{m \beta_m \sin \Psi \cos \Psi}{\gamma_m^2 r} - \frac{1}{s} \right) \sum_{N=0}^{\infty} A_N u(lr) E_g(m) - \right.$$

$$\left(\cos \Psi \pm \frac{m\beta_m \sin \Psi}{\gamma_m^2 r} \right) \frac{\sin \Psi}{\omega \epsilon_0} \sum_{N=1}^{\infty} B_N \frac{D'(lr)}{l} H_g(m) \quad (13)$$

将式(12)(13)代入式(10)得

$$\sum_{N=0}^{\infty} \left\{ \left[\left(\frac{m\nu \sin \Psi}{\omega \mu_0 \gamma_m r} + \frac{\omega \epsilon_0 \cos \Psi}{\gamma_m} \right) \frac{F'_m}{F_m} \mp \frac{m\beta_m}{\omega \mu_0 \gamma_m r \sin \Psi} \left(\frac{\nu \sin \Psi \cos \Psi}{k^2 r} + \cos^2 \Psi \pm \frac{\nu m^2 \beta_m \sin^2 \Psi}{k^2 \gamma_m^2 r^2} \pm \frac{m\beta_m \sin \Psi \cos \Psi}{\gamma_m^2 r} - \frac{1}{s} \right) \frac{F'_m}{F'_m} \right] u(lr) E_g(m) + \frac{w'(lr)}{\omega \mu_0 l} E_g(m) \right\} A + \sum_{N=1}^{\infty} \left\{ \left[\frac{\sin \Psi F'_m}{\gamma_m F_m} \pm \frac{m\beta_m}{\omega \mu_0 \gamma_m r \sin \Psi} \left(\cos \Psi \pm \frac{m\beta_m \sin \Psi}{\gamma_m r} \right) \frac{F'_m}{F'_m} \right] \frac{D'(lr)}{l} H_g(m) + \frac{\nu}{k^2 r} D(lr) H_g(m) \right\} B_N = 0 \quad (14)$$

(14)式实质上是一个 $2N+1$ 列 m 行的线性方程组。由于 m 和 N 可以取无穷序列,所以是一组无穷列、无穷行的线性方程组。按照线性代数理论,式中的幅值系数 A_N 和 B_N 不全为零的条件是方程组系数行列式为零。设 $|\Delta_{mn}|$ 代表其系数行列式,则有

$$|\Delta_{mn}| = 0 \quad (n = 2N + 1) \quad (15)$$

由此得出的方程就是系统的色散方程。严格求解色散方程(15)是很困难的,在实际应用中,工作的空间谐波次数不高,我们可以根据所需要的精度取有限项进行计算。

4 计算结果

4.1 理论验证及深浅槽结果对比

根据(15)式的结果,令 $N=0$,即在槽区只考虑基波,且不考虑高次衰减模式的影响,取 $-3 \leq m \leq 3$ 。采用文献[7]中的结构参数:外径 1.6 cm,内径 1.1 cm,槽宽 0.6 cm,螺距 1.2 cm。得到色散曲线如图 2 所示。

由图 2 可知,考虑高次衰减模式后的色散曲线与不考虑衰减模式的情况相差很小。说明在窄槽情况($\pi/\delta > k$)下,即槽区内只有基波为振荡模式,高次模式都是衰减模式,采用文献[7]的色散方程可以得到比较准确的结果,而计算量也比较小。

当槽宽较大,使 $\pi N/\delta < k$ 时,则槽区内第 N 次及以下模式为振荡模式, N 次以上模式为衰减模式。这种情况下,得到的色散曲线如图 3 所示(结构尺寸:外径 1.6 cm,内径 1.1 cm,槽宽 2.0 cm,螺距 4.0 cm,即此时槽区内振荡的高次模式只有一次模式)。

与文献[7]中图 3 对比可以看出,二者吻合非常好。说明本文考虑槽区高次模式影响后的色散方程可以退化成只考虑基波传播的情况,验证了本文理论的正确性。

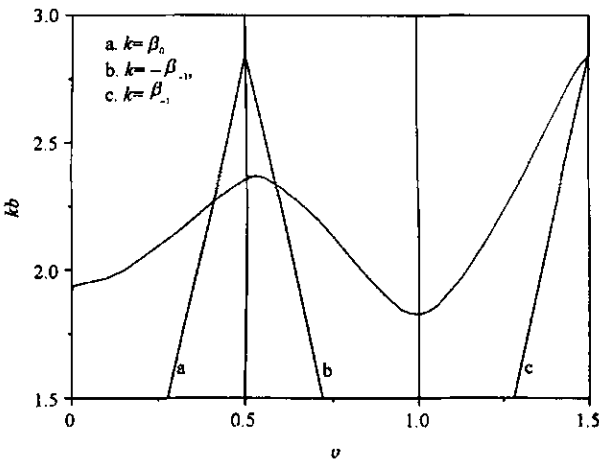


Fig. 2 Dispersion curve not concerning higher decreasing modes in groove space ($\pi/\delta > k$)

图 2 退化成为只有基波传播,不考虑槽区高次衰减模式得到的色散曲线

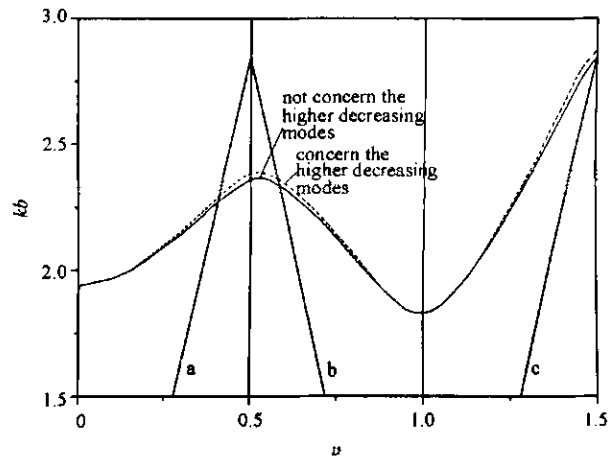


Fig. 3 Dispersion curve concerning higher decreasing modes in groove space ($\pi/\delta < k$)

图 3 只有基波传播,考虑高次衰减模式,得到的色散曲线

由图 4 可知,当槽区内有一次振荡模式时(即槽宽较大时)文献[1]与本文的计算结果差别比较明显。

图 2~4 中 a, b, c 为 $k=\beta_0, -\beta_{-1}, \beta_{-1}$ 的三条线, d 为回旋加速器电子束模式曲线。 a, b 与横轴构成的三角形内为慢波区,三角形外为快波区。可见 ν 值在 $0 \sim 0.5$ 部分的色散曲线大部分在快波区,与电子注回旋模式有较宽的相切范围,且可以保证电子注线与纵轴交点在原点上方,适合用做回旋波管。

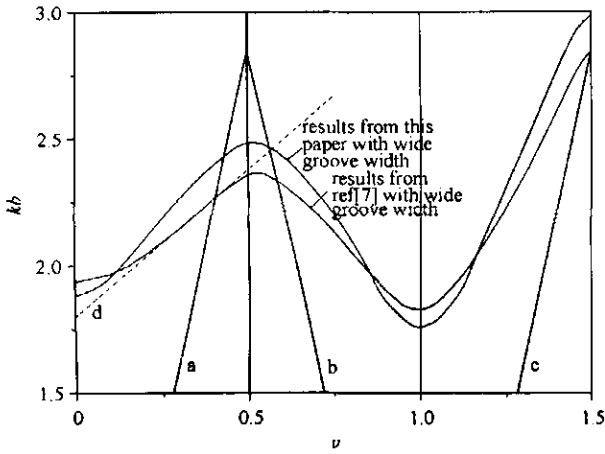


Fig. 4 This paper's results differ from the ref[7]'s results when the groove width is wide (first order mode travelling ($\pi/\delta > k$))

图4 槽区内一次模式参与传播时色散

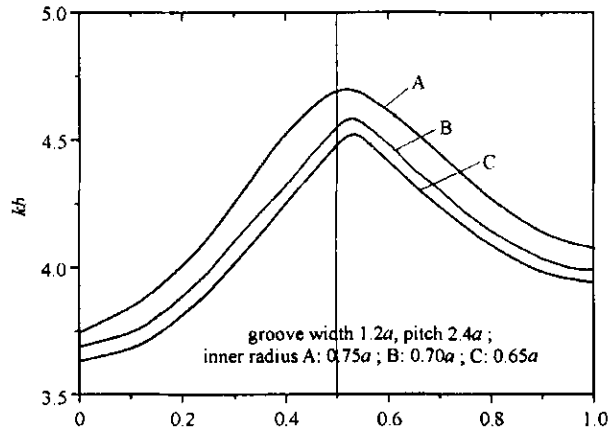


Fig. 5 Influence of unitary groove depth on dispersion

图5 归一化槽深对色散曲线的影响

4.2 结构尺寸对波传输的影响

由图5可以看出,槽深增加时(A→C),色散强弱无明显变化,但通频带逐渐降低,由 $k/\beta = v_p/c$ 可知,相速也逐渐降低。由图6可知,螺距减小时(A→C),色散略有减弱,且通频带和相速逐渐降低。所以,可以通过增加槽深以及减小螺距来获得较低的相速。通过改变槽深与螺距对通带进行细致的调整。由图7可知,随着槽宽增大,在 $\delta/L \leq 0.3$ (即曲线C对应的槽宽与螺距之比值)时,色散随槽宽增大而减弱; $\delta/L > 0.3$ 时,色散随槽宽增大而增强。所以,当 $\delta/L = 0.3$ 时,可以获得相对最弱的色散特性,此时,可以得到最宽的与回旋电子注的相互作用范围。

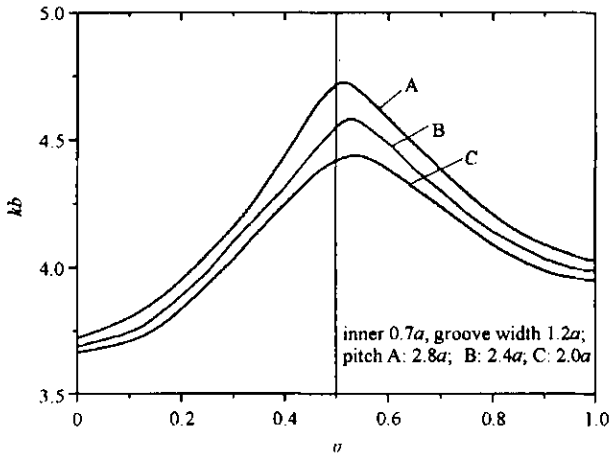


Fig. 6 Influence of unitary pitch on dispersion

图6 归一化螺距对色散曲线的影响

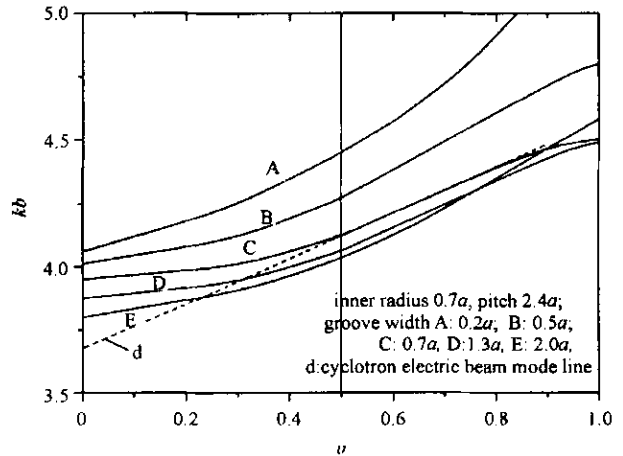


Fig. 7 Influence of unitary groove width on dispersion

图7 归一化槽宽对色散曲线的影响

5 横向场结构

当槽宽增大时,波的相速较大,适合作回旋行波管。回旋行波管的作用机制建立在横向场与回旋电子注相互作用之上,因此我们首先考虑横向电场的分布情况。图8是中心区径向与角向电场沿径向的分布曲线。结构参数同图7。由图8可以看出,随着槽宽的减小(E→A),越靠近中心区轴线,横向电场幅值越小。所以,电子应尽量靠近槽区,以增大相互作用效率。并且,角向电场与径向电场相比,受槽宽变化的影响相对较小。此外,由图8(a)可以看出, $\delta/L > 0.3$ 时(C→E),径向电场幅值的变化与 $\delta/L \leq 0.3$ 的情况相比,受槽宽变化的影响相对较小。所以,对比图7可以得出,除槽宽外的其它结构参数固定时,存在一个最佳的 δ/L 值,可以获得比较弱的色散和相对较强的横向电场,适合用作回旋行波管相互作用结构。

6 结论

本文在文献[7]基础上,考虑了槽区高次模式对高频特性的影响。结果表明,槽宽较小时,本文结论与其

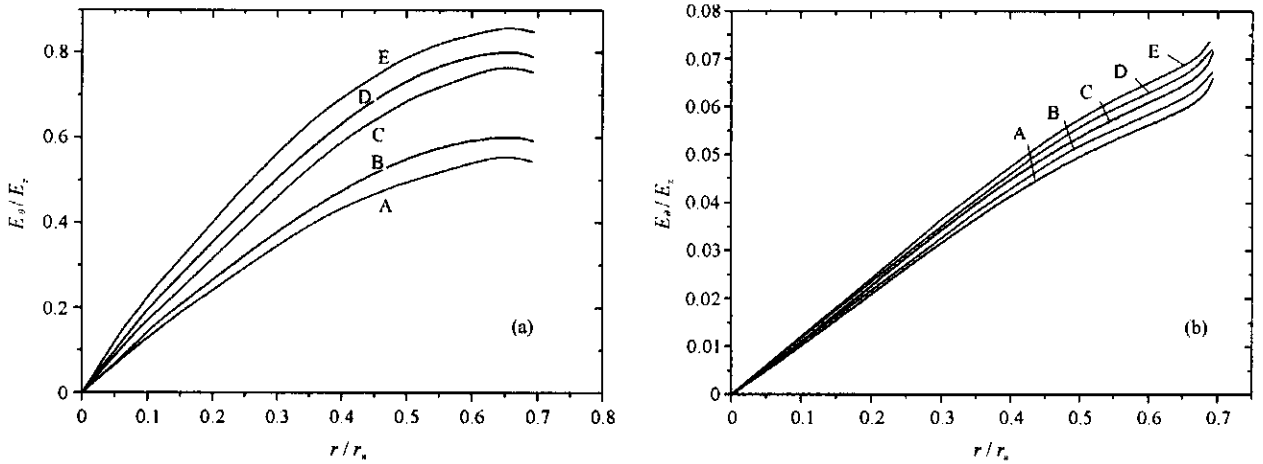
Fig. 8 E_r (a) and E_θ (b) vs unitary groove width

图 8 槽宽变化时中心区内径向(a)和角向(b)电场对比曲线

结论吻合较好,槽宽较大时,本文计算结果与其有较大差别。此外,本文讨论了螺旋槽慢波结构几何参数变化对色散特性的影响。对螺旋槽慢波结构应用于回旋行波管的可能性进行了初步探讨,得出除槽宽外的其它结构参数固定时,存在一个最佳的 δ/L 值,可以获得比较弱的色散和相对较强的横向电场,适合用作回旋行波管相互作用结构。

参考文献：

- [1] Chu K R, Lin A T. Gain and bandwidth of the Gyro-TWT and CARM amplifiers[J]. *IEEE Trans Plasma Science*, 1988, **16**(2): 90-104.
- [2] 来国军,贾云峰,刘濮鲲. W 波段回旋行波管绝对不稳定性的分析[J]. *强激光与粒子束*, 2005, **17**(12): 1865-1869. (Lai G J, Jia Y F, Liu P K. Absolute instability in gyro-travelling-wave tube. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, **17**(12): 1865-1869)
- [3] Davies J A. Pulse shapes for absolute and convective free-electron-laser instabilities[J]. *Plasma Physics*, 1988, **40**(1): 137.
- [4] 王文祥,余国芬,宫玉彬. 行波管慢波系统的新进展——全金属慢波结构[J]. *真空电子技术*, 1995, (5): 30-37. (Wang W X, Yu G F, Gong Y B. The new advance of slow wave structure for TWT-all metal slow wave structure. *Vacuum Electronics*, 1995, (5): 30-37)
- [5] 魏彦玉. 螺旋槽慢波结构特性研究[D]. 成都:电子科技大学, 1999: 15-30, 102-110. (Wei Y Y. Analysis on the characteristics of helical groove slow wave structure. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 1999: 15-30, 102-110)
- [6] 魏彦玉,王文祥,宫玉彬,等. 任意槽形螺旋槽慢波结构的色散方程[J]. *电子学报*, 2000, **28**(3): 64-68. (Wei Y Y, Wang W X, Gong Y B, et al. The unified dispersion equation of the arbitrarily-shaped helical corrugated slow-wave structure. *Electron College Journal*, 2000, **28**(3): 64-68)
- [7] Foulds K W H, Mansell J R. Propagation of an electromagnetic wave through a helical waveguide[J]. *Proc of IEE*, 1964, **111**(11): 1789-1798.

Analysis on dispersion characteristics of helical groove gyro TWT

YANG Jia-dong, GONG Yu-bin, WEI Yan-yu, HUANG Min-zhi, WANG Wen-xiang

(Institute of High Energy Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

Abstract: Base on the Foulds' theory about the propagation of an electromagnetic wave through a helical waveguide, the effect of the higher-order modes in the groove is taken into account. The dispersion diagram obtained from calculation agrees very well with the results of reference when the groove width is smaller and different from the instance of bigger groove width. Moreover, some characteristics of helical groove gyrotwt are discussed. The results shows that when the structure parameters (except groove width) are fixed, there is a best value of groove width to pitch, it can obtain relatively weak dispersion characteristics and big amplitude of transverse electric field. The helical groove structure can be used in the gyrotwt.

Key words: Helical groove; Dispersion characteristics; Gyrotwt; Higher-order modes