

# K $\alpha$ 波段介质加载回旋行波管小信号分析与设计

鄢 然<sup>†</sup> 罗 勇 李家胤 蒲友雷 王建勋 雷朝军 刘迎辉

(电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

(2006 年 12 月 4 日收到, 2007 年 6 月 5 日收到修改稿)

应用分析回旋行波管绝对不稳定性的 Briggs-Bers 相碰判据与小信号色散方程, 并结合介质加载波导的冷场分析, 通过数值计算比较了不同介质加载条件下回旋行波管工作模式的起振电流与寄生模式的起振长度, 通过改变加载介质的特性参数从而增加行波损耗可以显著提高工作模式起振电流, 并抑制掉寄生模式的返波振荡. 结合介质加载波导冷场分析与回旋行波管小信号色散方程, 分析了介质加载条件下回旋行波管小信号增益, 给出了不同介质加载条件下的回旋行波管的小信号增益带宽曲线. 在对介质回旋行波管自激振荡与小信号增益的综合分析基础上, 对 K $\alpha$  波段的介质加载回旋行波管进行了具体的优化设计, 给出了其工作参数的选取的依据与范围, 为非线性分析提供了理论支撑与初始参数.

关键词: K $\alpha$  波段介质加载回旋行波管, 绝对不稳定性, 自激振荡, 小信号增益

PACC: 7210, 5275

## 1. 引 言

高功率毫米波器件, 在军事民用领域有着重要的应用前景, 在国际上得到高度重视. 国内对高功率毫米波器件——回旋振荡管与回旋速调管已有了较深入的研究<sup>[1-5]</sup>, 但对具有更大带宽的回旋行波管研究还处于起步阶段, 其主要原因在于不能很好地解决其自激振荡问题. 回旋行波管的自激振荡问题是由三种因素造成<sup>[6]</sup>: 1) 耦合器或输出段与高频结构不匹配造成行波反射会导致自激振荡; 2) 电子回旋共振曲线与波导色散曲线交于传播常数的负值区时会形成寄生模式的返波振荡; 3) 当工作电流增大到一定值时, 驻波互作用的不稳定性区域扩展到传播常数负值区, 导致工作模式由传播不稳定性转变为绝对不稳定性会造成工作模式的自激振荡. 对耦合器和输出段进行优化设计可以抑制第一种因素导致的自激振荡. 对回旋行波管的驻波互作用段进行介质分布加载可以有效的抑制寄生模式的返波振荡, 并能有效地抑制回旋行波管工作模式的自激振荡, 增加驻波互作用段的长度, 提高回旋行波管整管增益, 提高回旋行波管的起振电流, 增大其输出功率. 本文从回旋行波管小信号理论出发, 用 Briggs-

Bers 相碰判据与介质微扰法对介质加载回旋行波管自激振荡现象进行了理论分析与数值计算, 并对不同加载条件下回旋行波管的小信号增益进行了分析. 在对自激振荡与小信号增益理论分析基础上, 对 K $\alpha$  波段的介质加载回旋行波管进行了优化设计.

## 2. 理论分析

电子回旋绝对不稳定性是造成回旋行波管的自激振荡的根本原因<sup>[6]</sup>. 通过使用 Laplace - Fourier 变换法对色散方程进行分析, 可以得出回旋行波管发生绝对不稳定性的 Briggs-Bers 相碰判据<sup>[7]</sup>. 应用 Vlasov 与 Maxwell 方程推导无耗波导作为高频结构时回旋行波管的小信号色散方程, 通过此方程并结合 Briggs-Bers 相碰判据可得判别绝对不稳定性发生的鞍点方程, 通过微扰法求解鞍点方程, 得出了使用无耗均匀波导作为行波段时回旋行波管工作模式的起振频率与起振电流的近似解析公式<sup>[8]</sup>

$$\omega_s = \omega_c \left\{ \frac{B_0}{B_g} + \left[ 8\beta_{z0}^2 \left( 1 - \frac{B_0^2}{B_g^2} \right) + 64\beta_{z0}^4 \right]^{1/2} \right\} (1 + \beta_{z0}^2), \quad (1)$$

$$k_{zs} = k_{mn} \left( \frac{\omega_s}{\omega_c} - \frac{B_0}{\beta_g} \right) / 4\beta_{z0}, \quad (2)$$

<sup>†</sup> E-mail: yanran200@163.com

$$I_c = 1.152 \times 10^5 \frac{\gamma_0 \beta_{z0}^3 x_{mn}^2 k_{mn}}{\beta_{\perp 0}^2 H_{sm}(k_{mn} r_{c0}, k_{mn} r_{l0})} \left( \frac{k_{zs}}{k_{mn}} \right)^4, \quad (3)$$

式中  $\omega_c$  为工作模式的截止角频率,  $k_{mn}$  为工作模式的截止波数,  $B_0/B_g$  为引导磁场与工作点在切点状态下磁场的比值,  $\beta_{z0}$ ,  $\beta_{\perp 0}$  为电子归一化纵向速度与横向速度,  $\gamma_0$  为相对论因子,  $H_{sm} = J_{s-m}^2(k_{mn} r_{c0}) J_s'(k_{mn} r_{l0})$  为驻波耦合系数,  $r_{c0}$  为引导中心半径,  $r_{l0}$  为电子回旋半径,  $x_{mn}$  为  $m$  阶 Bessel 函数的第  $n$  个导数根。

$$\begin{aligned} & \frac{\omega^2}{c^2} - k_z^2 - k_{mn}^2 \left[ 1 - (1+i) \cdot \left( 1 + \frac{m^2}{x_{mn}^2 - m^2} \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \right) \frac{\delta}{r_w} \right] \\ & - \frac{4N_b e^2}{m_e c^2 r_w^2 K_{mn} \gamma_0} \left[ \frac{-\beta_{\perp 0}^2 (\omega^2 - k_z^2 c^2) H_{sm}(k_{mn} r_{c0}, k_{mn} r_{l0})}{(\omega - k_z v_{z0} - s\Omega_e / \gamma_0)^2} \right. \\ & \left. + \frac{(\omega - k_z v_{z0}) T_{sm}(k_{mn} r_{c0}, k_{mn} r_{l0}) - k_{mn} v_{\perp 0} U_{sm}(k_{mn} r_{c0}, k_{mn} r_{l0})}{\omega - k_z v_{z0} - s\Omega_e / \gamma_0} \right] = 0, \quad (4) \end{aligned}$$

式中  $\delta$  为波导的趋肤深度,  $N_b$  单位长度的电子数,  $r_w$  为波导半径,

$$\begin{aligned} K_{mn} &= J_m^2(x_{mn}) (1 - m^2/x_{mn}^2), \\ U_{sm} &= -\frac{1}{2} y J_s'(y) \{ J_{s-1}(y) \\ & \cdot [J_{s-m-1}^2(x) - J_{s-m}^2(x)] \\ & + J_{s+1}(y) [J_{s-m+1}^2(x) - J_{s-m}^2(x)] \}, \\ T_{sm}(x, y) &= 2H_{sm}(x, y) + y J_s'(y) \\ & \cdot \{ 2J_{s-m}^2(s) J_s'(y) - J_s(y) \\ & \cdot \left[ \frac{1}{x} J_{s-m}(x) J_{s-m}'(x) + J_{s-m}^2(x) \right. \\ & \left. + J_{s-m}(x) J_{s-m}''(x) \right] \}. \end{aligned}$$

利用 Briggs-Bers 相碰判据在不同壁损条件下数值求解 (4) 式, 给出了不同行波传播损耗所对应的工作模式起振电流与寄生模式的起振长度, 通过增大行波的传播损耗可提高回旋行波管的工作模式起振电流并增加寄生模式的起振长度. 利用场匹配法可以建立均匀介质加载波导冷场分析色散方程<sup>[10]</sup>

$$\begin{aligned} & [y J_m'(x) G_m(y) - x J_m(x) G_m'(y)] \\ & \times \left[ \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} y J_m'(x) F_m(y) - x J_m(x) F_m'(y) \right] \\ & + \frac{(\gamma m) (y^2 - x^2)^2 J_m^2(x) F_m(y) G_m(y)}{\epsilon_2 x^2 y^2 k^2} = 0 \quad (5) \end{aligned}$$

式中  $x^2 = (k^2 \epsilon_1 + \gamma^2) r_{bl}^2$ ,  $y^2 = (k^2 \epsilon_2 + \gamma^2) r_{bl}^2$ ,

(3) 式给出了回旋行波管的工作模式起振电流与加速电压、电子纵横速度比、引导磁场等参数的关系, 为回旋行波管工作参数初步选取提供了一定的理论依据. 通过 (3) 式给出的起振电流远低于大功率输出所需的实际工作电流, 说明使用无耗波导做行波段会导致自激振荡现象发生, 所以需要对高频系统的结构进行改进. 通过使用介质微扰法修正光滑波导回旋行波管小信号色散方程, 可得出考虑壁损时回旋行波管小信号色散方程<sup>[9]</sup>

$$\begin{aligned} F_m(k_{c2} r) &= J_m(k_{c2} r) - \frac{J_m(k_{c2} r_{l2})}{Y_m(k_{c2} r_{l2})} Y_m(k_{c2} r), \\ G_m(k_{c2} r) &= J_m(k_{c2} r) - \frac{J_m'(k_{c2} r_{l2})}{Y_m'(k_{c2} r_{l2})} Y_m(k_{c2} r), \end{aligned}$$

$\epsilon_1$  为真空介电常数,  $\epsilon_2 = \epsilon_{r2} \epsilon_0 (1 + j \tan \theta)$ ,  $\epsilon_{r2}$  为介质的相对介电常数,  $\tan \theta$  为介质的损耗正切,  $r_{l2}$  为波导半径,  $r_{l2} - r_{bl}$  为介质加载厚度,  $k_{c2}^2 = k_0^2 \epsilon_2 + \gamma^2$ ,  $\gamma = \alpha + j\beta$ ,  $\alpha$  为传播损耗,  $\beta$  为传播常数.

利用数值方法求解 (5) 式这一复宗量 Bessel 超越方程, 可以得出不同加载介质加载参数条件下各模式波型所对应的传播常数  $\beta$  与损耗常数  $\alpha$  从而优化加载的厚度, 使加载介质的损耗值到达抑制自激振荡的要求.

在实际器件研制中, 通过使用 AlN 和 SiC 复合材料制成的介质环与金属环间隔的周期结构来实现相应的介质加载, 使用这一结构的好处在于有便于机械装备和散热并能在很大程度上抑制非对称寄生模式场分量. 利用场匹配法建立相应结构的介质加载波导冷场分析方程<sup>[11]</sup>.

$$\begin{aligned} A_n^1 &= \sum_{q=-\infty}^{+\infty} (A_n^1 W_{1,nq} + B_q^1 W_{2,nq}), \\ A_n^1 X_{1,n} + B_n^1 X_{2n} &= \sum_{q=-\infty}^{+\infty} (A_q^1 W_{3,nq} + B_q^1 W_{4,nq}) \quad (6) \end{aligned}$$

式中

$$W_{1,nq} = \sum_{l=0}^{+\infty} \frac{Y_{1,nl}}{X_{3,l}} Y_{5,lq},$$

$$W_{2,nq} = \sum_{l=0}^{+\infty} \frac{Y_{1,nl}}{X_{3,l}} (-X_{4,l} Y_{2,lq} + Y_{6,lq}),$$

$$W_{3,nq} = \sum_{l=0}^{+\infty} \frac{Y_{3,nl}}{X_{3,l}} Y_{5,lq},$$

$$W_{4,nq} = \sum_{l=0}^{+\infty} \frac{Y_{1,nl}}{X_{3,l}} (-X_{4,l} Y_{2,lq} + Y_{6,lq}) + \sum_{l=0}^{+\infty} Y_{4,nl} Y_{2,lq},$$

$$Y_{1,nl} = \frac{G_m(h_l^2 \alpha) R_1(k_n, l, b)}{F_m(h_n^1 \alpha) L},$$

$$Y_{2,nl} = \frac{2F_m(h_n^1 \alpha) R_2(-k_n, l, b)}{H_m(h_l^2 \alpha) b},$$

$$Y_{3,nl} = -\frac{jml\pi}{ab(h_l^2)^2} G_m(h_l^2 \alpha) R_2(k_n, l, b),$$

$$Y_{4,nl} = -\frac{j\omega\mu_0}{(h_n^1)^2} H'_m(h_l^2 \alpha) R_2(k_n, l, b),$$

$$Y_{5,nl} = -\frac{j\omega\xi_0}{(h_n^1)^2} F'_m(h_n^1 \alpha) R_1(-k_n, l, b),$$

$$Y_{6,nl} = -\frac{k_n m}{\alpha(h_n^1)^2} F_m(h_n^1 \alpha) R_1(-k_n, l, b),$$

$$X_{1,n} = \frac{k_n m}{\alpha(h_n^1)^2} F_m(h_n^1 \alpha) L,$$

$$X_{2,n} = \frac{j\omega\mu_0}{(h_n^1)^2} F'_m(h_n^1 \alpha) L,$$

$$X_{3,l} = -\frac{j\omega\xi_0 \xi_r}{(h_n^2)^2} G'_m(h_n^2 \alpha) (1 + \delta_{10}) \frac{b}{2},$$

$$X_{4,l} = -\frac{jml\pi}{ab(h_l^2)^2} H_m(h_n^2 \alpha) \frac{b}{2},$$

$$G_m(h_l^2 \rho) = J_m(h_l^2 \rho) Y_m(h_l^2 D) - J_m(h_l^2 D) Y_m(h_l^2 \rho),$$

$$\operatorname{Re}\{\langle h_l^2 \rangle\} > 0 \quad \operatorname{Re}\langle h_l^2 \rangle > 0 \quad \operatorname{Im}\langle h_l^2 \rangle > 0,$$

$$H_m(h_l^2 \rho) = J_m(h_l^2 \rho) Y'_m(h_l^2 D) - J'_m(h_l^2 D) Y_m(h_l^2 \rho),$$

$$\operatorname{Re}\{\langle h_l^2 \rangle\} > 0 \quad \operatorname{Re}\langle h_l^2 \rangle > 0 \quad \operatorname{Im}\langle h_l^2 \rangle > 0,$$

$$G_m(h_l^2 \rho) = I_m(t_l^2 \rho) K_m(t_l^2 D) - I_m(t_l^2 D) K_m(t_l^2 \rho),$$

$$\operatorname{Re}\{\langle t_l^2 \rangle\} > 0 \quad \operatorname{Re}\langle t_l^2 \rangle > 0 \quad \operatorname{Im}\langle t_l^2 \rangle < 0,$$

$$H_m(h_l^2 \rho) = I_m(h_l^2 \rho) K'_m(h_l^2 D) - K'_m(h_l^2 D) I_m(h_l^2 \rho),$$

$$\operatorname{Re}\{\langle t_l^2 \rangle\} > 0 \quad \operatorname{Re}\langle t_l^2 \rangle > 0 \quad \operatorname{Im}\langle t_l^2 \rangle < 0,$$

$$\langle h_l^2 \rangle = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \xi_r - \left(\frac{l\pi}{b}\right)^2,$$

$$\langle t_l^2 \rangle = \left(\frac{l\pi}{b}\right)^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \xi_r,$$

$$R_i(k_n, l, b) = \int_0^b \exp(+jk_n z) f_i(l, b, z) dz,$$

$$i = 1, 2,$$

$$f_1(l, b, z) = \cos(l\pi z/b),$$

$$f_2(l, b, z) = \sin(l\pi z/b),$$

$$F_m(h_n^1 \rho) = J_m(h_n^1 \rho),$$

$$\operatorname{Re}\{\langle h_n^1 \rangle\} > 0 \quad \operatorname{Re}\langle h_n^1 \rangle > 0,$$

$$\operatorname{Im}\langle h_n^1 \rangle > 0 \quad \langle h_n^1 \rangle = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_n^2,$$

$$F_m(t_n^1 \rho) = I_m(t_n^1 \rho),$$

$$\operatorname{Re}\{\langle t_n^1 \rangle\} > 0 \quad \operatorname{Re}\langle t_n^1 \rangle > 0,$$

$$\operatorname{Im}\langle t_n^1 \rangle < 0 \quad \langle t_n^1 \rangle = k_n^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2,$$

$b$  为介质环的长度,  $L$  为介质环与金属环间隔的周期长度. 利用(6)式可以给出使用介质环与金属环间隔周期结构时单位长度的冷场损耗值.

介质加载一方面能够抑制自激振荡现象的发生,但同时由于行波的传播损耗的出现会影响到回旋波管的增益. 因此需要对介质加载回旋波管的增益进行分析,使行波损耗既能满足抑制自激振荡的要求,又能降低其对增益的影响.

用冷场分析得出的介质加载波导的复传播常数来修正无耗波导做行波段时回旋波管的小信号色散方程,得出介质条加载回旋波管小信号色散方程<sup>[11]</sup>

$$\begin{aligned} & (\gamma_{mn}^2 \text{load} - k_z^2) (\beta_{e, \text{gyro}} - k_z^2) \\ & = -\frac{4N_b e^2 \beta_{0\perp}^2 H_{sm}(k_{mn} r_{c0}) (k_{mn} r_{10})}{m_e \omega_c^2 r_w^2 K_{mn} \gamma_0 v_z^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中  $\gamma_{mn} \text{load}$  为通过冷场分析得出的介质加载波导的复传播常数,  $\beta_{e, \text{gyro}} = \frac{\omega - s\Omega_e/\gamma_0}{v_{z0}}$ ,  $N_b$  为单位长度的电子数, 在小信号前提利用微扰法令介质加载回旋波管的传播常数

$$k_z = \gamma_{mn} \text{load} + \beta_{mn} \text{load} C_{\text{gyro}} \delta, \quad C_{\text{gyro}} = \left( \frac{(\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} I_0 \eta_1^2 k_c^2 \delta n_{\text{load}} (1 + \alpha_0^2) H_{s, \text{sm}}}{4\pi r_w^2 \xi_{mn} \eta_z \beta_{mn}^2 \text{load} V_0} \right)^{1/3},$$

式中  $C_{\text{gyro}} \delta \ll 1$  并令  $\beta_{e, \text{gyro}} = \beta_{mn} \text{load} (1 + b_{\text{gyro}} \delta)$ , 把微扰近似代入色散方程(6), 并忽略  $\delta$  的高次项, 得近似的色散方程

$$j\beta_{mn}^3 \text{load} C_{\text{gyro}}^3 \delta \propto b_{\text{gyro}} - j\delta - j\alpha \delta^2$$

$$= \frac{(\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2} I_0 \beta_{\perp 0}^2 k_{c,0n}^2 (1 + \alpha_0^2) H_{s,m}}{4\pi r_w^2 K_{mn} V_0 \beta_{z0}}, \quad (8)$$

式中  $\alpha_0$  为纵横速度比,  $I_0$  为工作电流,  $V_0$  为加速电压. 在给定频率下, 求解 (7) 式可得三个复数解  $\delta_1$ ,  $\delta_2$ ,  $\delta_3$ . 这三个复数解分别对应于前向增幅波、等幅与减幅波, 在增益分析中需要抓住前向增幅波, 令其为  $\delta_1 = x_1 + jy_1$ , 把增幅波所对应的解代入传播常数的微扰式中并对实部取对数可得介质加载回旋行波管小信号增益

$$G = B_{\text{guide}} C_{\text{gyro}} N_{\text{gyro,guide}}, \quad (9)$$

式中  $B_{\text{guide}} = 40\pi(\log_{10} e)x_1 \cong 54.6x_1$  为单位长度的增益,  $C_{\text{gyro}}$  为回旋行波管的增益参数,  $N_{\text{gyro,guide}} = \beta_{mn, \text{loaded}} l/2\pi$ ,  $l$  为腔体的长度.

### 3. 数值计算与讨论

利用前面所得的理论分析, 本文对工作模式为  $TE_{01}$  模  $K\alpha$  波段的介质加载回旋行波管进行了优化设计.

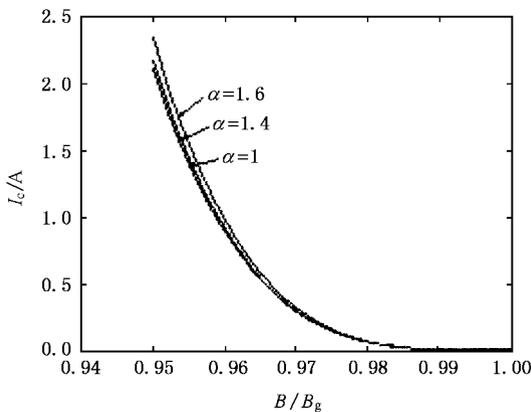


图 1 光滑波导作为高频结构时起振电流随引导磁场和纵横速度比  $\alpha$  的变化

当电子的加速电压为 70 kV 时, 对于工作在基波状态的回旋行波管一方面由图 1 可知当  $\alpha$  值减小时, 起振电流会相应提高; 但另一方面当  $\alpha$  值减小时, 电子注的横向能量会降低, 由于回旋行波管是横向换能, 所以随  $\alpha$  值减小回旋行波管的效率也会相应降低. 为了兼顾输出功率与效率,  $\alpha$  值一般选择在 1 附近. 工作在切点状态的回旋行波管具有更高的增益, 但由图 1 可知很小的工作电流就会导致其自激振荡, 为了使回旋行波管有更高的起振电流, 引导磁场需要偏离切点工作状态, 当工作磁场  $B_0$  与切

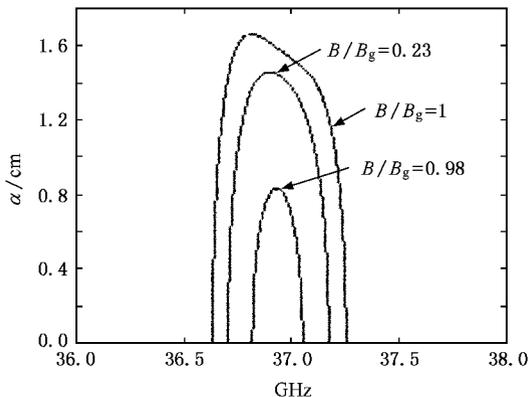


图 2 单位长度增益与工作磁场的关系

点磁场  $B_g$  之比为 0.98 时, 通过图 2 和图 5 可知, 与工作在切点状态下的回旋行波管相比, 此时的增益的下降并不明显, 但工作模式的起振电流却明显提高. 为了抑制工作频段的高次模式, 波导半径应略大于  $K\alpha$  波段  $TE_{01}$  模的截止波长, 可取 0.55 cm. 通过对电子的引导中心的选取, 可使驻波耦合系数  $H_{sm}$  最大, 使回旋行波管单位长度的增益增加. 对于工作模式为  $TE_{01}$  模的回旋行波管, 其引导中心半径为波导半径 0.48 倍时, 耦合系数最大. 在没有介质加载的情况下, 利用相位俘获饱和的机理, 结合小信号色散方程, 可以估算出此种工作状态下的回旋行波管的理论效率, 能够达到 30%. 为了达到 150—200 kW 的输出功率的要求, 工作电流需要 10 A 以上. 由图 1 可知, 使用无耗波导做行波管时, 工作模式的起振电流仅为 2.5 A 上下, 远低于设计所需的 10 A 的工作电流. 现有的  $K\alpha$  波段的行波管驱动源一般能提供几十瓦的输出功率, 要到达 150—200 kW 的输出功率, 则要求线形增益能够达到 50 dB 以上. 通过小信号理论可以计算出此种工作状态下工作模式单位长度的空间增长率为 3 dB/cm, 其高频结构的长度需要 17 cm 以上. 而由图 3 可知, 对于工作模式为  $TE_{01}$  模的回旋行波管, 电子注会与低阶模式  $TE_{11}$ ,  $TE_{21}$  相互作用而产生返波振荡. 利用小信号理论对返波增益的数值计算, 可以得出寄生模式  $TE_{11}$  与  $TE_{21}$  的返波振荡的起振长度, 分别仅为 7.4 cm 和 4.96 cm, 其长度远小于设计所需的高频结构长度 (17 cm). 为了抑制寄生模式的返波振荡, 同时提高工作模式的起振电流, 需要对高频结构进行介质分布加载. 利用前面的理论分析, 通过对不同趋肤深度下工作模式起振电流的数值计算, 可得波导趋肤深度与起振电流的关系, 再根据图

4 中趋肤深度与行波损耗的关系,图 5 给出了行波传播损耗与回旋行波管的起振电流的关系,增加行波的传播损耗可以有效提高工作模式的起振电流.当行波损耗在工作频段达到  $3\text{ dB/cm}$  时,对应的起

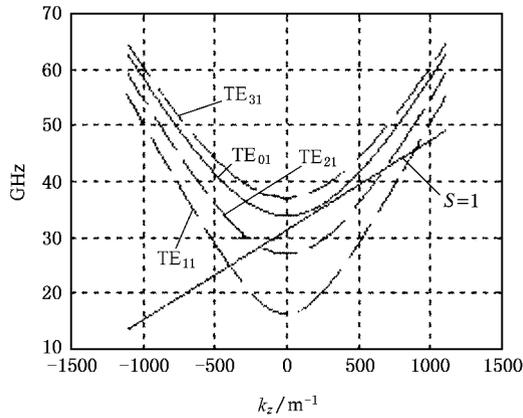


图 3 电子回旋边塞色散曲线

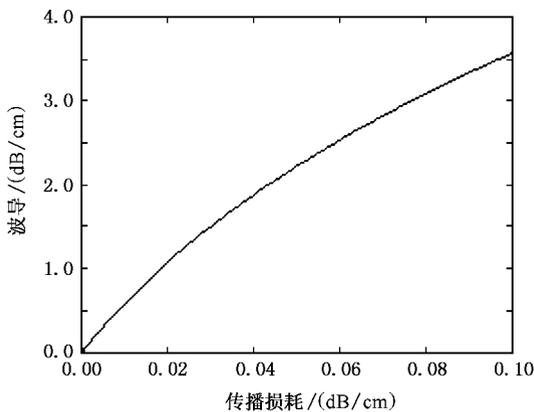


图 4 单位长度行波传播损耗与波导趋肤深度的关系

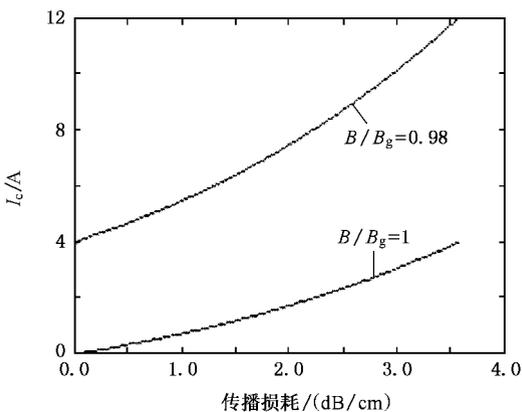


图 5 起振电流与单位长度行波传播损耗的关系

振电流达到  $10\text{ A}$  以上,能够达到设计要求.当工作电流达到  $10\text{ A}$  时利用小信号理论对不同损耗下寄生模式起振长度的数值计算,对于寄生模式  $\text{TE}_{11}$  模,当行波传播的损耗在其振荡频率点 ( $25.2\text{ GHz}$ ) 到达  $2.5\text{ dB/cm}$  时其起振长度趋于无穷大,返波振荡得到抑制.同理通过数值计算可知当寄生模式  $\text{TE}_{21}$  模在其振荡频点 ( $28.1\text{ GHz}$ ) 行波传播损耗到达  $4.5\text{ dB/cm}$  时其返波振荡能够得到抑制.为了使行波损耗在给定的频点达到相应的损耗值,需要对行波加载段进行冷场分析,通过场匹配原理建立加载介质特性参数的与行波损耗之间的关系.

图 6 给出了通过使用 (5) 式数值计算得出的在  $35\text{ GHz}$  时介质加载厚度与行波传播损耗的关系,通过改变加载介质的厚度可以使行波传播损耗到达设计所需的要求,使工作模式的起振电流提高,达到设计要求,并抑制掉寄生模式的自激振荡.图 7 给出了使用介质环与金属环间隔的周期结构时介质环长度对工作模式单位长度行波损耗的影响,图中比较了当  $s/d = 100\%$ ,使用均匀加载式 (5) 与使用介质环与金属环交替的周期结构式 (6) 所得单位长度损耗值,由图可知使用 (6) 式所得的损耗值略大于 (5) 式所得的损耗值,其原因在于 (6) 式考虑了周期结构.当周期长度  $L \rightarrow \infty$  (5) 式与 (6) 式有相同的结果.当介质加载厚度为  $d = 0.14\text{ cm}$ ,周期长度  $L = 1.15\text{ cm}$ ,介质环长度  $s = 1\text{ cm}$ ,介质参数为  $\xi^* = 11 - 2.2j$  时,工作模式的传播损耗值  $3.4\text{ dB/cm}$ ,大于设计所需  $3\text{ dB/cm}$  的要求.而寄生模式  $\text{TE}_{11}$  模,  $\text{TE}_{21}$  在其各自的振荡频点 ( $25.2\text{ GHz}$ ,  $28.1\text{ GHz}$ ) 的损耗值分别为  $3.04\text{ dB/cm}$ ,  $12.5\text{ dB/cm}$ ,大于抑制各寄生模式返波振荡所需最低损耗值要求.

当考虑介质加载后,加载段在与未加载部分连接处会出现反射,通过使用 HFSS 软件对介质加载引起的反射进行  $S$  参数分析,可得在给定的优化特性参数条件下,介质加载引起的工作模式的反射系数在工作频段内的很小,所以通过对加载介质参数调整可以使加载段与未加载段的不连续性造成的反射对自激振荡的影响很小.

介质加载后,由于传播损耗的出现,利用小信号理论通过近似计算可知,与未加载条件下回旋行波管的增益相比介质加载后回旋行波管的增益会降低<sup>[12,13]</sup>.通过对介质加载回旋行波管小信号增益的数值计算,图 8 给出了介质加载厚度与小信号增益的关系,随着介质加载厚度的增加,回旋行波管的行

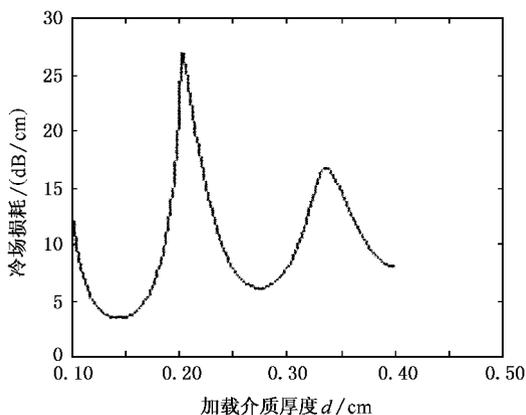


图 6 工作模式行波传播损耗与介质加载厚度的关系( $\xi^* = 11 - 2.2j$ ,  $f = 35$  GHz,  $R = 0.54$  cm)

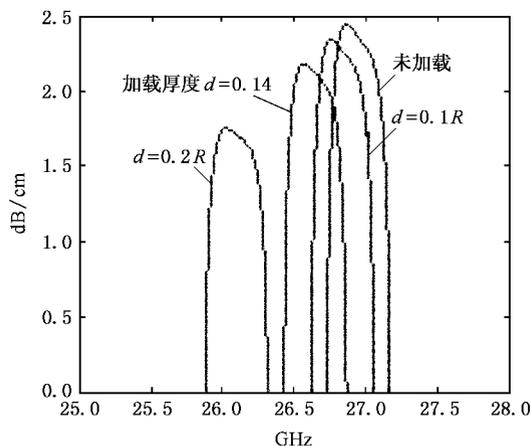


图 8 加载厚度与单位长度增益的关系图( $V = 70$  kV,  $I = 10$  A,  $B_0 = 0.98 B_g$ ,  $\alpha = 1$ ,  $\xi^* = 11 - 2.2j$ ,  $R = 0.55$  cm)

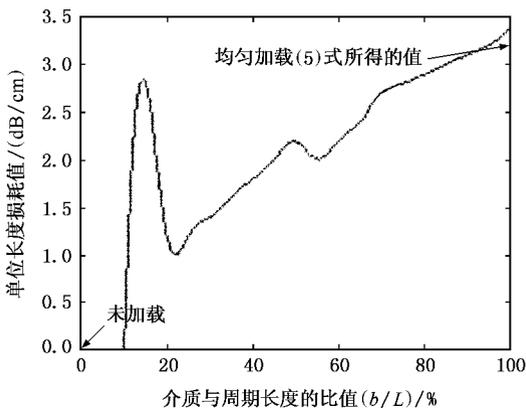


图 7 介质环与金属环宽度对工作模式单位长度的影响(加载厚度  $d = 0.14$  cm,  $L = 1.15$  cm,  $\xi^* = 11 - 2.2j$ ,  $f = 35$  GHz)

波传播损耗会随之增大导致单位长度的小信号增益降低,但通过增加相互作用段的长度可以提高整管增益,从而弥补加载介质所造成的单位长度增益下降带来的影响,并由图 5、图 6 可知随着介质厚度的增加回旋波管的起振电流会显著提高,而由图 8 知随着介质厚度的增加回旋波管的增益下降并不明显,增加介质厚度引起的起振电流提高要大于增益的下降,所以介质加载可以使回旋波管的增益与起振电流都达到设计要求。

## 4. 结 论

本文通过对介质加载回旋波管的理论分析,给出了工作模式为  $TE_{01}$  模  $K\alpha$  波段介质加载回旋波管的优化设计参数:加速电压为 70 kV,波导半径为 0.55 cm,引导中心半径为 0.28 cm,工作磁场  $B_0$  与引导磁场  $B_g$  之比为 0.98,电子的纵横速度比  $\alpha = 1$ ,通过对介质加载参数的合理选取(当介质加载厚度为  $d = 0.14$  cm,周期长度  $L = 1.15$  cm,介质环长度  $s = 1$  cm,介质参数为  $\xi^* = 11 - 2.2j$ ,使用 AlN 和 SiC 复合材料做成的介质环与金属环间隔的周期结构可以在室温下能够达到相应的介电常数要求)时,工作模式的传播损耗值 3.4 dB/cm,大于设计所需 3 dB/cm 的要求,使回旋波管工作模式的起振电流达到 10 A 以上,而寄生模式  $TE_{11}$  模、 $TE_{21}$  在其各自的振荡频点(25.2 GHz, 28.1 GHz)的损耗值分别为 3.04 dB/cm, 12.5 dB/cm,大于抑制各寄生模式返波振荡所需最低损耗值要求( $TE_{11}$  模 25.2 GHz 时 2.5 dB/cm,  $TE_{21}$  模 28.1 GHz 时 4.5 dB/cm),寄生模式的返波振荡得到了抑制,并通过增加相互作用段的长度弥补加载介质所造成的单位长度增益下降带来的影响,从而使整管增益达到设计要求。

- [ 1 ] Li H F , Du P Z , Yang S W , Xie Z L , Zhou X L , Fan H R , Huang Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 312 ( in Chinese ) [ 李宏福、杜品忠、杨仕文、谢仲怜、周晓岚、万洪蓉、黄 勇 2000 物理学报 **49** 312 ]
- [ 2 ] Yu S , Li H F , Xie Z L , Lue Y 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1979 ( in Chinese ) [ 喻 胜、李宏福、谢仲怜、罗 勇 2001 物理学报 **50** 1979 ]
- [ 3 ] Liu Y H , Li H F , Li H , Wang E F 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1718 ( in Chinese ) [ 刘迎辉、李宏福、李 浩、王峨锋 2006 物理学报 **55** 1718 ]
- [ 4 ] Xu H , Song Y P 2002 *Chin. Phys.* **11** 1294
- [ 5 ] Li B , Yang Z H 2003 *Chin. Phys.* **12** 1235
- [ 6 ] Chu K R 2002 *IEEE Transactions on Plasma Science* **30** 903
- [ 7 ] Briggs R J 1964 *Lectron Stream Interaction with Plasma* ( Cambridge : MIT Press ) p20 – 35
- [ 8 ] Lau Y Y , Chu K R , Barnett L R 1981 *Int. J. Inf. Millimeter Waves* **2** 373
- [ 9 ] Chu K R , Lin A T 1988 *IEEE Transactions on Plasma Science* **16** 90
- [ 10 ] Luo Y , Li H F , Xie Z L , Yu S , Deng X , Zhao Q , Xu Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 234 ( in Chinese ) [ 罗 勇、李宏福、谢仲怜、喻胜、邓 学、赵 青、徐 勇 2004 物理学报 **53** 234 ]
- [ 11 ] Tigelis I G , Vomvoridis J L , Tzima S 1998 *IEEE Transactions on Plasma Science* **26** 92
- [ 12 ] Rao S J , Jain P K , Basu B N 1996 *IEEE Transactions on Electron Devices* **43** 2290
- [ 13 ] Chu K R , Chen H Y , Hung C L , Chang T H 1999 *IEEE Transactions on Plasma Science* **27** 391

## Small-signal theoretical analysis and design of $K\alpha$ band dielectric loaded gyro-TWT

Yan Ran Lou Yong Li Jia-Ying Pu You-Lei Wang Jian-Xun Lei Chao-Jun Liu Ying-Hui

( *Institute of High Energy Electronics , USTC , Chengdu 610054 , China* )

( Received 4 December 2006 ; revised manuscript received 5 June 2007 )

### Abstract

Using the small-signal theory of the gyro-TWT , a pinch-point analysis based on the theory of Briggs and Bers in combination with the cold field analysis of the dielectric-loaded waveguide is employed to analysis the threshold current of the operation modes and critical oscillation lengths of the spurious mode under different load condition. The analysis concludes that the improvement in the dielectric loss , through altering the load condition can enhance the threshold current and critical oscillation length. The cold field analysis of the dielectric-loaded waveguide and a smooth waveguide dispersion relation is used to analyse the small signal gain of the dielectric-loaded gyro-TWT. The analysis gives the gain-frequency response of a dielectric-loaded gyro-TWT with the normalized background magnetic flux density  $B_0/B_g$  , the thickness of the dielectric and beam current as parameters. Through the analysis of the self-oscillation and the small signal gain , the optimum operating parameters of a  $K\alpha$ -band dielectric-loaded gyro-TWT can be got to support the nonlinear analysis.

**Keywords** : Ka-band dielectric-load gyro-TWT , absolute instability , self-oscillation , small-signal gain

**PACC** : 7210 , 5275