

脊加载螺旋槽行波管的小信号增益计算 *

魏彦玉 王文祥 宫玉彬 周 鹏

(电子科技大学高能电子学研究所, 大功率微波国家重点实验室, 成都 610054)

(1999 年 4 月 28 日收到; 1999 年 8 月 7 日收到修改稿)

脊加载螺旋槽行波管是一类新型毫米波大功率器件, 给出了此结构中引入电子注后的“热”色散方程, 并利用“牛顿”下山法求解了此复系数超越方程。通过数值计算给出了一个工作电压为 20 kV, 频率为 47.4 GHz 的脊棱加载慢波结构的具体尺寸, 并对此结构中小信号增益随脊尺寸的变化情况及电子注参数对其影响进行了研究。计算结果表明: 此结构适宜于作为高增益窄带毫米波大功率行波管的慢波线, 其 3dB 增益带宽为 3.4%。为了展宽其工作带宽, 可以适当减小间隙宽度, 也可在一定范围内提高电子注电流。给出的理论对于研制此类行波管具有一定的指导意义。

PACC: 7170G; 7145L; 7110

1 引 言

探索新型全金属慢波线是目前行波管发展的一个重要方向^[1], 其中的螺旋槽慢波结构由于热耗散能力强, 加工精度高, 横向尺寸大, 适合用作毫米波行波管等特点而受到普遍关注。对矩形螺旋槽慢波线的研究表明^[2], 槽越深, 电磁慢波的相速越低, 为了获得可以与电子注速度同步的电磁慢波, 槽必须适当加深, 而且这种结构的色散较强, 具有比较窄的工作频带。为了改善其特性, 一种新的结构——脊棱加载螺旋槽的慢波线被提出^[3], 它是在矩形螺旋槽内半径处加载脊棱而构成。1988 年 Ratheon 公司在国际电子器件会议上报告了他们研制的脊加载螺旋槽慢波线实验样管^[3], 但没有理论分析, 也没有给出完整的结构尺寸。我们已在文献^[4]中对无电子注的脊棱加载螺旋槽的慢波特性进行了详细的分析。本文将对此系统内注-波互作用的线性理论进行研究。首先给出此系统引入电子注后慢波线的色散方程(即“热”色散方程), 然后通过数值计算得出一同步电压为 20 kV, 频率为 47.4 GHz 的脊加载螺旋槽行波管慢波结构的具体尺寸, 并分析其中小信号增益随脊尺寸的变化情况及电子注参数对其影响。

2 脊加载螺旋槽慢波线的“热”色散方程

脊加载螺旋槽慢波线如图 1 所示, r_a, r_b, r_c 分别为中心互作用区, 脊外表面以及槽底的半径, L 为周期, s 为脊间隙宽度, δ 为槽宽, ϕ 为螺旋角。在此慢波系统内, $r = r_e$ 处引入一厚度为 Δr_e 的轴对称薄环形电子注, 其初速度为 $v = v_0 e_z$ 。平衡态电子密度为

$$n_0(r) = n_b \Delta r_e \delta(r - r_e), \quad (1)$$

其中, n_b 为电子数密度。此电子注将与此高频结构中的电磁慢波产生互作用, 当其速度稍大于波的相速时, 电子注的能量就将转移给慢波, 从而产生波放大。从场论的角度来研究此系统, 将此结构分为四个区域, 求出各区域的表达式, 然后利用场的边界条件以及电子注表面场的连续和阶跃条件, 就可获得包含电子注和高频场互作用的“热”色散方程。

2.1 各区域的场分布

在互作用区(Ⅲ区和Ⅳ区)我们采用(r, ϕ, z)圆柱坐标系, 忽略电子注厚度, 由周期结构中的 Floquet 定理, 得Ⅲ区($r_e \leq r \leq r_a$)场分布

$$E_z^{\text{III}} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \gamma_m^2 [A_m^{\text{III}} J_m(\gamma_m r) + B_m^{\text{III}} Y_m(\gamma_m r)] e^{(m\phi - \beta_m z)},$$

* 电子科学研究院基金(批准号 DJ3.1.1.2)资助的课题。

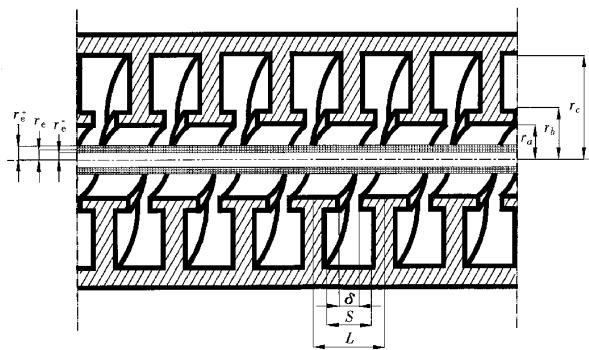


图 1 脊加载螺旋槽慢波结构

$$\begin{aligned}
 H_z^{\text{III}} &= j \sum_{m=-\infty}^{\infty} \gamma_m^2 [C_m^{\text{III}} J_m(\gamma_m r) + D_m^{\text{III}} Y_m(\gamma_m r)] e^{(m\phi - \beta_m z)}, \\
 E_{\phi}^{\text{III}} &= - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{ m \beta_m / r \cdot [A_m^{\text{III}} J_m(\gamma_m r) + B_m^{\text{III}} Y_m(\gamma_m r)] \\
 &\quad - \omega \mu_0 \gamma_m [C_m^{\text{III}} J'_m(\gamma_m r) + D_m^{\text{III}} Y'_m(\gamma_m r)] \} e^{(m\phi - \beta_m z)}, \\
 H_{\phi}^{\text{III}} &= j \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{ k^2 \gamma_m \omega \mu_0 \cdot [A_m^{\text{III}} J'_m(\gamma_m r) + B_m^{\text{III}} Y'_m(\gamma_m r)] \\
 &\quad - m \beta_m / r \cdot [C_m^{\text{III}} J_m(\gamma_m r) \\
 &\quad + D_m^{\text{III}} Y_m(\gamma_m r)] \} e^{(m\phi - \beta_m z)}. \tag{2}
 \end{aligned}$$

IV 区 ($0 \leq r \leq r_e$) 场表达式为

$$\begin{aligned}
 E_z^{\text{IV}} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m^{\text{IV}} \gamma_m^2 J_m(\gamma_m r) e^{(m\phi - \beta_m z)}, \\
 H_z^{\text{IV}} &= j \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m^{\text{IV}} \gamma_m^2 J_m(\gamma_m r) e^{(m\phi - \beta_m z)}, \\
 E_{\phi}^{\text{IV}} &= - \sum_{m=-\infty}^{\infty} [A_m^{\text{IV}} (m \beta_m / r) J_m(\gamma_m r) \\
 &\quad - C_m^{\text{IV}} \omega \mu_0 \gamma_m J'_m(\gamma_m r)] e^{(m\phi - \beta_m z)}, \tag{3}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_{\phi}^{\text{IV}} &= j \sum_{m=-\infty}^{\infty} [A_m^{\text{IV}} (k^2 \gamma_m / \omega \mu_0 r) J'_m(\gamma_m r) \\
 &\quad - C_m^{\text{IV}} (m \beta_m / r) J_m(\gamma_m r)] e^{(m\phi - \beta_m z)},
 \end{aligned}$$

其中 $J_m(\gamma_m r)$, $J'_m(\gamma_m r)$ 分别为 m 阶第一类贝塞尔函数及其导数; $\beta_m = \beta_0 + 2m\pi/L$ 为 m 次空间谐波的相位传播常数。

在槽区和间隙区使用 (γ, θ, ξ) 螺旋坐标系^[4], θ 为螺旋方向的角坐标, 但其大小用 ϕ 来量度, 只是两者方向不同。同时近似认为电场只有 E_{ξ} 分量且沿 ξ 无变化, 即在缝的宽度内均匀, 则槽区 (I 区 $r_b \leq r \leq r_c$) 内的场可表示为

$$E_{\xi}^{\text{I}} = A U(kr) e^{-j\nu\theta},$$

$$H_r^{\text{I}} = A \frac{\nu}{r \omega \mu_0} U(kr) e^{-j\nu\theta},$$

$$H_{\theta}^{\text{I}} = A \frac{-jk}{\omega \mu} U(kr) e^{-j\nu\theta}, \tag{4}$$

$$E_r^{\text{I}} = E_{\theta}^{\text{I}} = H_{\xi}^{\text{I}} = 0.$$

类似地, 在间隙区 (II 区 $r_a \leq r \leq r_b$)

$$E_{\xi}^{\text{II}} = B V(kr) e^{-j\nu\theta},$$

$$H_r^{\text{II}} = B \frac{\nu}{r \omega \mu_0} V(kr) e^{-j\nu\theta},$$

$$H_{\theta}^{\text{II}} = B \frac{-jk}{\omega \mu_0} V(kr) e^{-j\nu\theta},$$

$$E_r^{\text{II}} = E_{\theta}^{\text{II}} = H_{\xi}^{\text{II}} = 0,$$

其中 ν 为角向传播系数, 它与中心区基波传播常数 β_0 存在以下的关系^[4]

$$\nu = \frac{B_0 L}{2\pi}, \tag{6}$$

而函数 $U(kr)$, $U'(kr)$, $V(kr)$ 和 $V'(kr)$ 定义如下,

$$U(kr) = \frac{J_{\nu}(kr_c) J_{-\nu}(kr) - J_{-\nu}(kr_c) J_{\nu}(kr)}{J_{\nu}(kr_c) J_{-\nu}(kr_b) - J_{-\nu}(kr_c) J_{\nu}(kr_b)},$$

$$U'(kr) = \frac{J_{\nu}(kr_c) J'_{-\nu}(kr) - J_{-\nu}(kr_c) J'_{\nu}(kr)}{J_{\nu}(kr_c) J_{-\nu}(kr_b) - J_{-\nu}(kr_c) J_{\nu}(kr_b)},$$

$$V(kr) = \frac{J_{-\nu}(kr) - E_0 J_{\nu}(kr)}{J_{-\nu}(kr_b) - E_0 J_{\nu}(kr_b)},$$

$$V'(kr) = \frac{J'_{-\nu}(kr) - E_0 J'_{\nu}(kr)}{J_{-\nu}(kr_b) - E_0 J_{\nu}(kr_b)},$$

其中 k 为自由空间波数; E_0 为一待定系数。

2.2 边界处场的匹配条件

在不同边界处的场匹配条件可分别写为

(1) 在 $r = r_b$ 面, 导纳相等, 即

$$Y_b^{\text{I}} = Y_b^{\text{II}}, \tag{7}$$

其中

$$Y_b^{\text{I}} = \frac{r_b \int_0^s \int_0^{2\pi} (E_{\xi}^{\text{I}})^* \cdot H_{\theta}^{\text{I}} \Big|_{r=r_b} d\theta d\xi}{\left[\int_0^s E_{\xi}^{\text{I}} d\xi \int_0^{2\pi} E_{\xi}^{\text{I}} d\theta \right]_{r=r_b}}, \tag{8}$$

$$Y_b^{\text{II}} = \frac{r_b \int_0^{\delta} \int_0^{2\pi} (E_{\xi}^{\text{II}})^* \cdot H_{\theta}^{\text{II}} \Big|_{r=r_b} d\theta d\xi}{\left[\int_0^{\delta} E_{\xi}^{\text{II}} d\xi \int_0^{2\pi} E_{\xi}^{\text{II}} d\theta \right]_{r=r_b}}. \tag{9}$$

(2) 在 $r = r_a$ 表面, 有

$$E_{\theta}^{\text{III}} = E_{\theta}^{\text{II}},$$

$$E_{\xi}^{\text{III}} = \begin{cases} E_{\xi}^{\text{II}} & NL \leq z \leq NL + \delta, \\ 0 & NL + \delta \leq z \leq NL + L, \end{cases} \tag{10}$$

$$\int_{NL}^{NL+\delta} H_{\theta}^{\text{III}} dz = \int_{NL}^{NL+\delta} H_{\theta}^{\text{II}} dz.$$

(3) 在电子注表面($r = r_e$) , 纵向电场以及切向磁场连续 ; 纵向电场沿 r 方向的导数满足阶跃条件^{5]} , 即

$$\begin{aligned} E_z^{\text{IV}} &= E_z^{\text{III}}, H_z^{\text{IV}} = H_z^{\text{III}}, H_{\phi}^{\text{IV}} = H_{\phi}^{\text{III}}, \\ \frac{dE_z^{\text{IV}}}{dr} \Big|_{r=r_{e+}} &- \frac{dE_z^{\text{IV}}}{dr} \Big|_{r=r_{e-}} = \frac{\omega_p^2}{\Delta^2 \omega} \gamma_m^2 \Delta r_e E_{zm}^{\text{IV}} \Big|_{r=r_e}, \end{aligned} \quad (11)$$

其中 $\Delta\omega = \omega - \beta_m \nu_0$ 为 m 次空间谐波的多普勒频移 , $\omega_p^2 = \frac{e n_b}{m \epsilon}$ 为等离子体频率的平方 .

利用以上的匹配条件和各区场的表达式 , 消去系数 $A, B, A_m^{\text{III}}, B_m^{\text{III}}, C_m^{\text{III}}, D_m^{\text{III}}, A_m^{\text{IV}}$ 和 B_m^{IV} , 得到了脊加载螺旋槽慢波结构的“热”色散方程 .

$$\begin{aligned} \frac{J'_{-\nu}(kr_a) - E_0 J_{\nu}(kr_a)}{J_{-\nu}(kr_b) - E_0 J_{\nu}(kr_b)} + \frac{\delta}{L} \cos^2 \psi \\ + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{k}{\gamma_m} \left[\frac{X'(r_a, r_e)}{X(r_a, r_e)} - \frac{(m\beta_m/r_a - \gamma_m^2 \tan \psi)^2}{k^2 \gamma_m^2} \right. \\ \left. + \frac{J_m(\gamma_m r_a)}{J'_m(\gamma_m r_a)} \right] \cdot \left(\frac{\sin \beta_m \delta/2}{\beta_m \delta/2} \right)^2 = 0, \end{aligned} \quad (12)$$

其中

$$E_0 = \frac{J'_{-\nu}(kr_b) - \frac{\delta}{s} J_{-\nu}(kr_b) U'(kr_b)}{J_{\nu}(kr_b) - \frac{\delta}{s} J_{\nu}(kr_b) U'(kr_b)},$$

$$X(r_a, r_e) = J_m(\gamma_m r_a)$$

$$- \frac{\omega_p^2}{4 \Delta^2 \omega} \gamma_m^2 \sigma_b J_m(\gamma_m r_e) P_m(\gamma_m r_e),$$

$$X'(r_a, r_e) = J'_m(\gamma_m r_a)$$

$$- \frac{\omega_p^2}{4 \Delta^2 \omega} \gamma_m^2 \sigma_b J_m(\gamma_m r_e) P'_m(\gamma_m r_e),$$

$$\begin{aligned} P_m(r_a, r_e) &= J_m(\gamma_m r_a) Y_m(\gamma_m r_e) \\ &- Y_m(\gamma_m r_a) J_m(\gamma_m r_e), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P'_m(r_a, r_e) &= J'_m(\gamma_m r_a) Y_m(\gamma_m r_e) \\ &- Y'_m(\gamma_m r_a) J_m(\gamma_m r_e). \end{aligned}$$

当不存在电子注时 , $\omega_p^2 = 0$ 则

$$\frac{X'(r_a, r_e)}{X(r_a, r_e)} = \frac{J'_m(\gamma_m r_a)}{J_m(\gamma_m r_a)}. \quad (13)$$

(12) 式即可退化为冷系统的色散方程 , 可以证明当忽略脊负载与槽交界处的不连续电容时 , 它与文献 [2] 中方程(19)是一致的 .

3 小信号增益计算及讨论

色散方程(12)是关于 k 和 β_0 的复超越方程 , 必须进行数值求解 . 给定电子注参量以及慢波系统几何尺寸 , 利用解复系数方程的“牛顿”下山法^{6]} 来解此方程 , 可获得基波传播常数 β_0 的复数解 . 由此就可计算脊加载螺旋槽行波管每周期的增益

$$G = 8.686 \operatorname{Im}(\beta_0 L). \quad (15)$$

具体计算时 , 色散方程中的变量 $(\omega_p^2/\Delta\omega^2)\sigma_b$ 可化为

$$\frac{\omega_p^2}{\Delta^2 \omega} \sigma_b = \frac{\frac{I_0 Z_0}{2 V_0} \cdot \frac{\sqrt{\chi e/m} V_0}{c}}{\left(kr_e - \beta_m r_e \frac{\sqrt{\chi e/m} V_0}{c} \right)^2} r_e^2 \quad (16)$$

其中 , I_0, V_0 分别为电子注电流和电压 , $Z_0 = 377\Omega$ 为真空中波阻抗 , c 为光速 , e 为电子电荷 , m_e 为电子质量 .

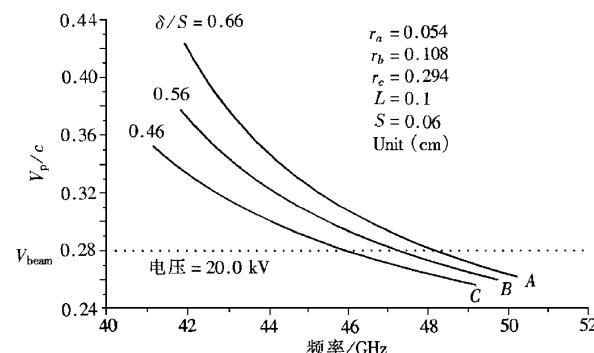


图 2 不同间隙宽度下波相速度随频率变化曲线

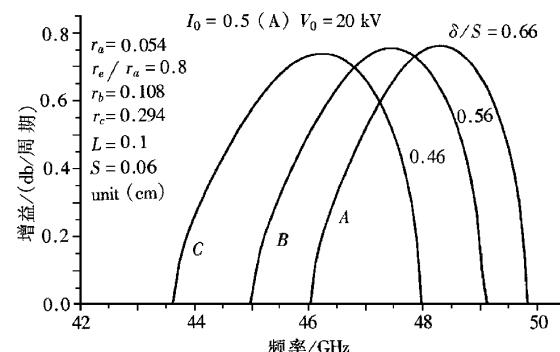


图 3 不同间隙宽度下的小信号增益曲线

下面通过给出一频率为 47.4 GHz 工作电压为

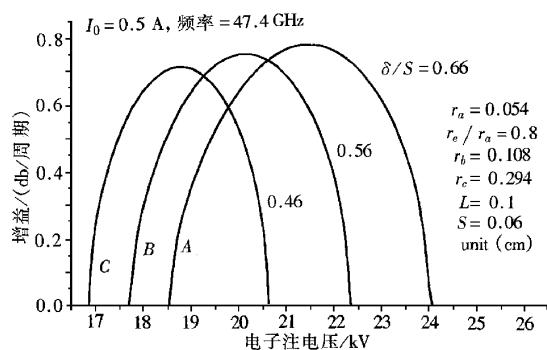


图 4 小信号增益随电子注电压的变化规律

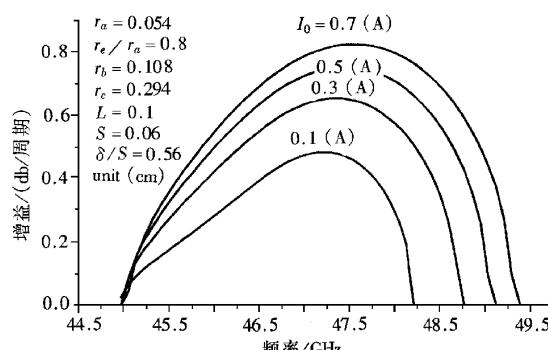


图 5 小信号增益随电子注电流的变化规律

20 kV 的脊棱加载慢波结构的例子, 来理解此种行波管内小信号增益随脊尺寸的变化情况及电子注参数对其影响. 选择结构参数, 对不存在电子注时的色散方程(12)进行数值计算, 获得了冷系统下波的相速度在不同脊间隙宽度情况下随频率的变化曲线(如图 2 所示). 其中虚线表示 20 kV 的电子注速度. 发现适当减小间隙宽度可以减弱波的色散. 另外, B 结构($\delta/S = 0.56$)中慢波频率为 47.4 GHz 的相速接近于电子注速度.

在 $I_0 = 0.5$ A, $V = 20$ kV, $r_e/r_a = 0.8$ 的条件下, 计算了它们的小信号增益(见图 3), 结构尺寸标明在图中. 同时, 也计算了在频率 47.4 GHz 下, 这些结构中的增益随电子注电压的变化情况(图 4). 从图 3 可清楚地看到, 只有在 B 结构($\delta/S = 0.56$)中 47.4 GHz 频率处获得了最大增益; 图 4 也进一步表明了其他结构最佳设计点电压已远离 20 kV. 因此, B 结构接近于设计要求.

在此结构中, 它的横向尺寸为 0.294 cm, 可以与耦合腔^[7]相比(47.4 GHz 的耦合腔外半径为 0.3 cm), 每周期内的最大增益可达 0.75 dB, 若以 40 个周期计算, 则它的小信号增益能达到 29 dB; 然而, 它的瞬时带宽较窄, 经计算其 3 dB 增益带宽为 3.4%. 可见, 此结构适宜于作为高增益窄带毫米波大功率行波管的慢波线.

为了拓宽其工作频带, 可以适当减小间隙宽度(图 3), 也可以在一定范围内提高电子注电流(图 5).

虽然, 这类新型慢波系统的工作频带较窄, 与耦合腔等行波管相比并不占优势, 然而它的显著优点在于加工精度高^[3], 而且可以通过加介质或采用同轴形式来提高其瞬时带宽, 这将是进一步开展的研究工作.

4 结束语

本文对一类新型大功率行波管——脊加载螺旋槽结构内的注-波互作用线性理论进行了分析. 采用场匹配和导纳匹配相结合的方法, 获得了此类行波管的“热”色散方程; 并通过数值计算得出了这一结构内小信号增益的变化情况及电子注参数对其影响. 计算结果表明:

- (1) 此结构适宜于作为高增益窄带毫米波大功率行波管的慢波线, 其 3 dB 增益带宽为 3% 左右.
- (2) 适当减小间隙宽度, 可以增加其带宽.
- (3) 一定范围内加大电子注电流, 不但能够提高小信号增益, 而且可以展宽频带.

为了进一步改善此类结构的特性, 特别是提高其工作带宽, 可以在中心区加介质棒或采用同轴形式. 本文的理论将为研制和发展此类行波管奠定理论基础.

- [1] Wen-xiang Wang, et al., *Vacuum Electronics* 5(1995), 30 [in Chinese] [王文祥等, 真空电子技术 5(1995), 30].
- [2] Yan-yu Wei, MS dissertation, UEST of China, 1996 [in Chinese] [魏彦玉, 电子科技大学硕士论文, 1996].
- [3] Cherl Liss, Robert Happer, M. Paul, *IEDM* (1988), pp. 374-377.
- [4] Wen-xiang Wang, Guo-fen Yu, Yan-yu Wei, *IEEE Trans. on MTT*, 45(1997), 1689.
- [5] H. P. Freund, M. A. Kodis, N. R. Vanderplats, *IEEE Trans. on ED*, 39(1992), 543.
- [6] H. Bach, *Communication of the ACM*, 12(1969), 675.
- [7] R. M. Bevensee, *Electromagnetic Slow Wave Systems* (New York John Wiley & Sons, Inc. 1964), 212.

THE GAIN COMPUTATION FOR THE TRAVELING WAVE TUBE WITH RIDGE-LOADED HELICAL GROOVE *

WEI YAN-YU WANG WEN-XIANG GONG YU-BIN ZHOU PENG

(National Key Laboratory of High Power Vacuum Electronics ,Institute of High Energy Electronics University of Electronic Science and Technology of China ,Chengdu 610054 ,China)

(Received 28 April 1999 ; revised manuscript received 7 August 1999)

ABSTRACT

The ridge-loaded helical traveling wave tube(TWT) is a new kind of high power millimeter wave device. The " hot " dispersion equation of this circuit loaded with an electronic beam is presented in this paper , and the Downhill method is used to solve the transcendental equation. The physical dimensions of a 47.4 GHz ridge-loaded helical groove slow wave structure(SWS) with a 20 kV electron beam are given and the investigations of the effect of the ridge dimensions and electron beam parameters on the small signal gain are carried out. It is indicated from the calculation results that this type of structure is suitable for use as a SWS of high power , high gain but narrow passband millimeter TWT , of which the 3dB gain bandwidth is 3.4 % . In order to increase the bandwidth , the reduction of the ridge gap or the increase of the electron beam current in an allowable range may be useful. The presented analysis will be a guide to the design of this kind of traveling wave tube.

PACC : 7170G ; 7145L ; 7110

* Project supported by the Fund of Institute of Electronics Science of China(Grant No. DJ3. 1. 1. 2).