

# 宽带大功率螺旋线行波管返波振荡研究\*

胡玉禄<sup>†</sup> 杨中海 李 斌 李建清 黄 桃 金晓林 朱小芳 梁献普

(电子科技大学大功率微波电真空器件技术国防科技重点实验室, 成都 610054)

(2009 年 9 月 24 日收到; 2009 年 11 月 4 日收到修改稿)

在一维场论注-波相互作用理论的基础上, 引入磁场对角向速度的影响, 建立了二维非线性返波注-波相互作用理论, 模拟返波振荡. 对不同空间电荷参量下起振长度的变化进行了小信号分析比较, 结果与等效线路模型比较接近; 对某 8—18 GHz 行波管进行了实测比较, 结果也比较一致. 同时还研究了影响返波振荡起振长度的因素, 提出了该管的抑制返波振荡方案.

**关键词:** 螺旋线行波管, 返波振荡, 非线性, 注-波相互作用模拟器

**PACC:** 4110, 4180D, 5235

## 1. 引 言

行波管特别是螺旋线行波管是一种宽频带、高增益微波、毫米波功率放大器<sup>[1]</sup>, 由于反射、返波等原因往往容易引起反射振荡、返波振荡(BWO)、 $\pi$ 模振荡等自激振荡, 破坏管子的稳定性. 宽带大功率行波管中的振荡主要是 BWO<sup>[2]</sup>, 其为提高输出功率而增加电流很容易满足 BWO 的起振电流条件而振荡. 即便 BWO 不在工作频带内, 但还是可能会导致在某个很小的工作频率范围内的功率下跌, 即所谓的“功率洞”(powerpole), BWO 限制了大功率行波管通过增大注电流提升输出功率的途径. 因此为了抑制宽带大功率行波管中的自激振荡, 提高工作的稳定性, 增大输出功率, 拓展工作带宽, 有必要深入研究行波管中各种振荡产生的机理, 建立考虑返波的非线性注-波相互作用理论, 分析影响不稳定性的各种因素, 并加以抑制.

行波管中的返波不稳定研究最早是由 Heffner<sup>[3]</sup> 开始于 1954 年. 1957 年 Johnson<sup>[4]</sup> 利用小信号理论全面分析了 BWO, 计算了不同空间电荷参量下的非同步参量  $b$  与归一化起振长度 (CN) 的关系, 得到了起振频率、CN 和起振电流, 奠定了小信号线性理论研究 BWO 的基础. 2001 年

Belyoavskiy<sup>[5]</sup> 等人研究了周期永磁聚焦 (PPM) 磁场影响下行波管中的返波振荡. 分析了 PPM 磁场周期对 CN 及起振频率的影响. 最近几年一些学者在非线性理论的基础上对 BWO 进行了研究<sup>[6,7]</sup>. 相对于小信号理论, 非线性理论可以更准确地计算行波管的起振电流和 CN, 研究大信号输入下的功率跌落等.

本文在一维场论注-波相互作用理论的基础上, 引入磁场对角向速度的影响, 建立了二维非线性返波注-波相互作用理论. 通过建立有效的搜索算法, 搜索起振频率以及 CN 的大小. 与小信号和实测数据进行了比较, 结果基本一致. 同时探讨了影响 BWO 的因素, 提出抑制 BWO 的方案. 根据该理论模型和方法研发的螺旋线行波管 BWO 分析软件已经集成进了我国自主开发的第一套微波管设计软件“微波管模拟器套装”<sup>[8]</sup> 中的注波相互作用模拟器模块<sup>[8-10]</sup>.

## 2. 理论模型

### 2.1. 场方程

由 Floquet 定理, 线路场可以表示为各次谐波的展开形式. 在螺旋线慢波渐变结构中, 可以将场写成缓变归一化复振幅  $a_n(z)$ , 周期本征函数  $e_n(\mathbf{x})$ ,

\* 国家自然科学基金(批准号:60601004, 60801029, 10876005, 60931001), 国家重点实验室基金资助的课题.

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

$\mathbf{b}_n(\mathbf{x})$  和指数相位因子乘积的线性叠加

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{rf}}(\mathbf{x}, t) = & \sum_n i a_n(z) \frac{m c^2}{q} A_{\text{eff}, n}^{-1/2} \mathbf{e}_n(\mathbf{x}) \\ & \times \exp\left[i\left(\int_0^z k_{zn}(z') dz' - \omega_n t\right)\right] \\ & + \text{c. c.}, \end{aligned} \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_{\text{rf}}(\mathbf{x}, t) = & \sum_n i a_n(z) \frac{m c^2}{q} A_{\text{eff}, n}^{-1/2} \mathbf{b}_n(\mathbf{x}) \\ & \times \exp\left[i\left(\int_0^z k_{zn}(z') dz' - \omega_n t\right)\right] \\ & + \text{c. c.}, \end{aligned} \quad (1b)$$

其中  $A_{\text{eff}, n} = \frac{1}{2} \int d^2 x_{\perp} \hat{\mathbf{z}} \cdot (\mathbf{e}_n^* \times \mathbf{b}_n + \mathbf{e}_n \times \mathbf{b}_n^*)$ ,  $\mathbf{e}_n(\mathbf{x}), \mathbf{b}_n(\mathbf{x})$  为冷腔的第  $n$  次归一化谐波,  $k_{zn}$  是第  $n$  次谐波的纵向传播常数,  $m$  和  $q$  分别是电子的质量和电荷,  $c$  是真空中光速, c. c. 是场的共轭.

同时周期本征函数按螺距和角度周期展开,

$$e_n^{\pm}(\mathbf{x}) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e_{n, m}^{\pm}(r) \left[ i m \left( \int_0^z dz' k_h(z') - \theta \right) \right], \quad (2)$$

其中  $k_h = \frac{2\pi}{p}$ ,  $p$  为螺距大小,  $m$  为空间谐波次数,  $\theta$  为角度大小.

电流密度用  $\delta$  函数表示为

$$j_z(r, z, t) = \begin{cases} \sum_k \frac{v_{z, k}(t) \delta(z - z_k(t))}{\pi(r_{\text{bo}}^2 - r_{\text{bi}}^2)} & (r_{\text{bi}} \leq r \leq r_{\text{bo}}), \\ 0 & (r > r_{\text{bo}}, r < r_{\text{bi}}) \end{cases} \quad (3)$$

其中  $r_{\text{bi}}$  为空心电子注内半径,  $r_{\text{bo}}$  为空心电子注外半径.

将(1)–(3)式代入 Maxwell 方程组并利用 Poynting 定理, 最后得到  $n$  次时间谐波负一次空间谐波的场方程

$$\left( \frac{d}{dz} - \alpha_n(z) \right) a_n = - \frac{2\pi i}{I_A A_{\text{eff}, n}^{1/2}} e_n^*(z) \frac{1}{N} \sum_{k \in \mathbb{N}} e^{-i(\psi_{n, k} - \theta_k)}, \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned} e_n(z) = & \frac{\langle \hat{\mathbf{z}} \cdot \mathbf{e}_n \rangle_{\text{beam}}}{A_{\text{eff}, n}^{1/2}} \exp\left[ i \int_0^z (k_h - k_{zn}) dz' \right. \\ & \left. - i \omega_n z / v_{z0} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

$\psi_{n, k}$  为第  $k$  个粒子对应的相位,  $I_A = 1.7 \times 10^4 A$ ,  $\alpha_n$  为衰减系数.

## 2.2. 相位方程

定义粒子的相位为  $\psi_n = \omega_n(z/v_{z0} - t)$  求导得到

$$\frac{d\psi_{n, k}}{dz} = \omega_n(1/v_{z0} - 1/v_z(\gamma_k)), \quad (6)$$

其中  $v_z(\gamma_k) = c \left( 1 - \frac{1}{\gamma_k^2} \right)^{1/2}$ ,  $c$  是真空中光速,  $\gamma_k$  为第  $k$  个粒子的相对论因子.

## 2.3. 运动方程

由能量守恒定律和 Busch 定理可以分别得到,

$$\frac{d\gamma}{dz} = \frac{\eta}{c^2} \langle \hat{\mathbf{z}} \cdot (\mathbf{E}_{\text{rf}} + \mathbf{E}_{\text{sc}}) \rangle_{\text{beam}}, \quad (7)$$

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{\eta B_z}{2v_z}, \quad (8)$$

其中  $\eta$  为荷质比,  $\mathbf{E}_{\text{rf}}$  为线路场,  $\mathbf{E}_{\text{sc}}$  为交流空间电荷场.

## 2.4. 空间电荷场

空间电荷场分直流空间电荷场和交流空间电荷场. 不考虑径向轨迹波动的情况下, 只考虑轴向交流空间电荷场, 其形式可以展开成各次时间谐波和对应的空间谐波的组合,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{sc}}(\mathbf{x}, t) = & \sum_n \mathbf{E}_{\text{sc}, n}(r) \exp(i\psi_n + im\theta) \\ & + \text{c. c.} \end{aligned} \quad (9)$$

事实上, 空间电荷场的其他次空间谐波由于角向与线路场不同步, 基本激励不起来, 这里不予考虑.

由于电子注在行波管中产生的交流空间电荷场与电子注在以半径为螺旋线内半径的光滑圆柱波导所产生的场一致, 所以将(9)式代入 Maxwell 方程组, 得到 Helmholtz 方程

$$\left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} - \frac{m^2}{r^2} - k_c^2 \right) E_n = \frac{4\pi i}{\omega_n} k_c^2 j_{z, n}, \quad (10)$$

其中  $k_c^2 = \frac{\omega_n^2}{v_{z0}^2} - \frac{\omega_n^2}{c^2}$ . 在螺旋线内半径处满足理想导体边界条件, 求解方程(10), 并做径向平均, 由于 BWO 主要由负一次空间谐波引起, 所以  $m=1$ , 最后得到轴向交流空间电荷场:

$$\begin{aligned} E_{\text{sc}} = & \frac{8I_i}{I_A (r_{\text{bo}}^2 - r_{\text{bi}}^2)} \sum_{n'} \frac{cR_n}{\omega_{n'}} \\ & \times e^{i(\psi_{n', k} - \theta_k)} \frac{1}{N} \sum_{k \in \mathbb{N}} e^{-i(\psi_{n', k} - \theta_k)}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$R = 1 + \frac{2}{x_o^2 - x_i^2} \left[ C' \frac{x^2}{x} K_2(x) - B' \frac{x^2}{x} I_2(x) \right] \Big|_{x_i}^{x_o} \quad (12)$$

这里  $R$  为等离子体降低因子, 其中  $B'$  和  $C'$  等系数表示为

$$B' = \frac{x_o^2}{x} K_2(x_o) + \frac{K_1(x_h)}{I_1(x_h)} \frac{x^2}{x} I_2(x) \Big|_{x_i}^{x_o}, \quad (13)$$

$$C' = \frac{x_i^2}{x} I_2(x_i), \quad (14)$$

其中  $x_i = k_e r_i, x_o = k_e r_o, x_h = k_e r_h, \bar{x} = k_e \bar{r}, \bar{r} = \frac{(r_i^2 + r_o^2)}{2}$ .  $r_i$  为空心电子注内半径,  $r_o$  为空心电子注外半径,  $r_h$  为螺旋线内半径,  $\bar{r}$  为平均半径.

### 3. 搜索算法

根据上述理论编写返波计算程序, 可以得到不同频率下的返波增益曲线, 存在某个频率使得增益降到最低; 反过来看, 也就是该频率在一个很小的激励下, 容易使返波信号放大, 这个频率就是振荡频率. 对应的长度  $l$  为起振长度, 只要管子长度大于起振长度, 就会引起振荡. 本文建立了一维搜索算法搜索不同频率下的增益最小点从而得到振荡频率, 以及对应的起振长度.

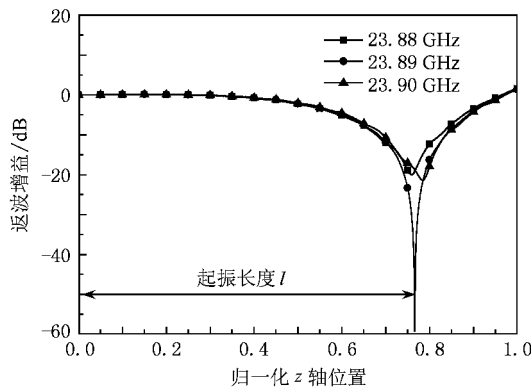


图 1 不同频率下的返波增益曲线

### 4. 小信号比较

增益参量  $C$  定义为

$$C = \left( \frac{K_c I}{4V} \right)^{1/3} \quad (15)$$

这里  $K_c$  为耦合阻抗,  $I$  为电子注电流,  $V$  为螺旋线

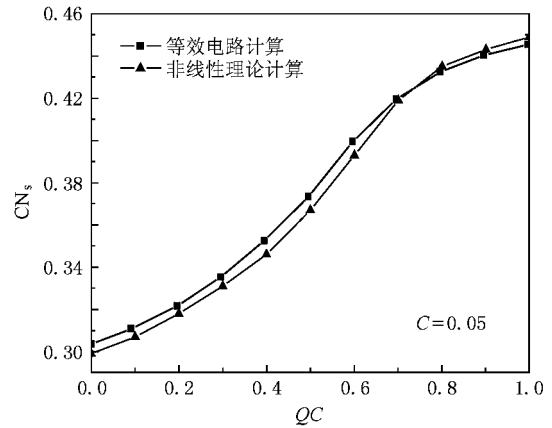


图 2 不同空间电荷参量下的 CN 比较

电压, 以及空间电荷参量  $Q$  满足

$$\frac{\omega_{p,eff}^2}{\omega^2} = 4QC^3, \quad (16)$$

这里  $\omega_{p,eff}$  为等离子体频率, 同时由前面空间电荷场模型可以得到

$$\omega_{p,eff}^2 = f_{sc} \frac{4IR_n^2}{I_A (r_{bo}^2 - r_{bi}^2)} \frac{c^3}{v_{z0} \gamma^3}, \quad (17)$$

其中  $f_{sc}$  是比例系数, 用来调节空间电荷参量大小. 这样可以得到在增益参量  $C = 0.05$  下的 Rowe 模型<sup>[9]</sup> 与非线性理论模型计算的归一化  $CN_s$  的比较图(图 2). 由图 2 可以看出两种方法计算的归一化  $CN_s$  比较接近, 但由于非线性、角速度等因素的影响, 两者有所差别.

### 5. 模拟计算与实验比较

下面计算了一支 8—18 GHz 的行波管, 其工作电压为 9800 V, 电流为 320 mA. 如图 3 所示. 该管振荡频率在 23.89 GHz. 归一化  $z$  轴位置为 0.956 处,

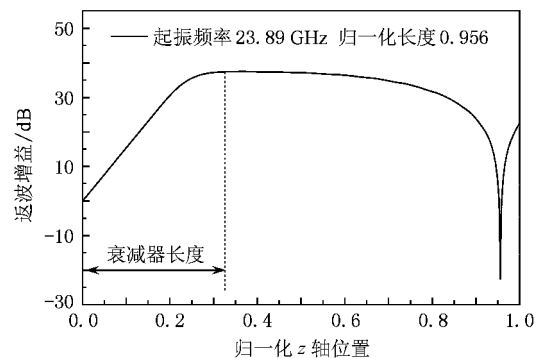


图 3 某 8—18 GHz 行波管计算的返波增益图

返波增益迅速降低,所以该管的振荡频率为 23.89 GHz,归一化 CN 为 0.956,而实际管子要大于这个数值,所以管子发生振荡.增益上升那一段是因为衰减器的影响.同时扫描不同电压,其起振频率与测试值比较接近,且趋势一致,都是随着电压的增大起振频率增大,见图 4.

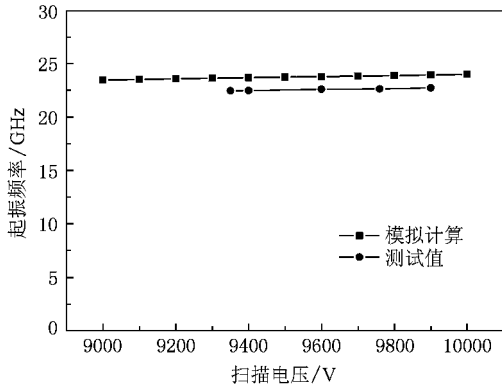


图 4 起振频率与工作电压关系图

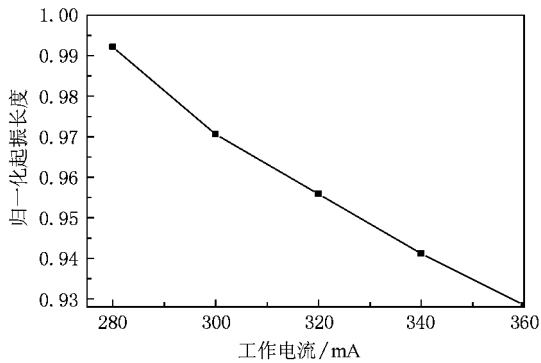


图 5 起振长度与工作电流关系图

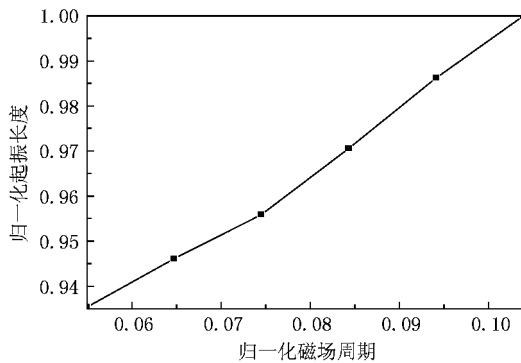


图 6 起振长度与磁场周期关系图

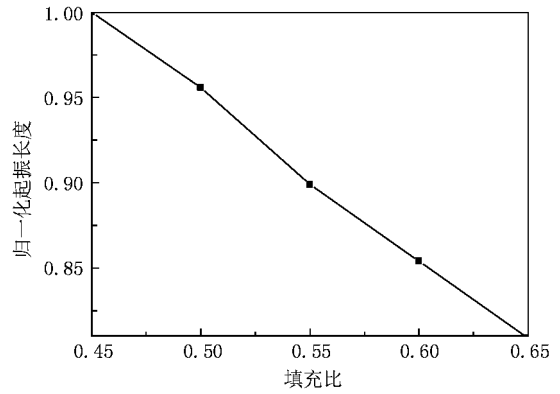


图 7 起振长度与电子注填充比关系图

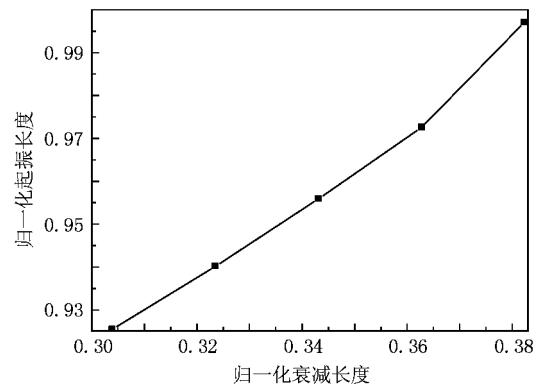


图 8 起振长度与衰减长度关系图

### 6. 结 论

在一维场论注-波相互作用理论的基础上,引入磁场对角向速度的影响,建立了二维非线性返波注-波相互作用理论.通过建立有效的搜索算法,搜索起振频率以及起振长度的大小.与小信号和实测数据进行了比较,结果基本一致.最后针对某 8—18 GHz 的宽带行波管,通过提高周期磁场,降低电子注填充比,增加衰减器长度等角度出发,提出了抑制宽带行波管中抑制振荡的方案.基于该理论和方法编写的软件已经集成进了微波管模拟器套装.

感谢中国电子科技集团第十二研究所王严梅研究员给予的帮助.

- [1] Pierce J R 1950 *Traveling Wave Tubes* ( New York: Van Nostrand)
- [2] Gilmour A S Jr 1994 *Principles of Traveling Wave Tubes* ( Norwood: Artechhouse) pp94—132
- [3] Heffner H 1954 *Proc. IRE* **42** 930
- [4] Johnson H R 1955 *Proc. IRE*, 43 684
- [5] Belyavskiy Eugene D, Goncharov Ilya A, Martynyuk Alexander E, Svirid Vladimir A, Khotiaintsev Sergei N, 2001 *IEEE Trans. Electron. Devices* **48** 1727
- [6] Antonsen T M Jr, Sefier Pedro, Chernin David P 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 1089
- [7] Chernin David P, Antonsen T M Jr, Levush Baruch 2003 *IEEE Tran. Electron. Devices* **50** 2540
- [8] Li B, Yang Z H, Li J Q, Zhu X F, Huang T, Hu Q, Hu Y L, Ma J J, Liao L, Xiao L, He G X 2009 *IEEE Trans. Electron Devices* **56** 919
- [9] Hu Y L, Yang Z H, Li J Q, Li B, Gao P, Jin X L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6665 (in Chinese) [胡玉禄、杨中海、李建清、李 斌、高 鹏、金晓林 2009 物理学报 **58** 6665]
- [10] Li J Q, Mo Y L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4117 (in Chinese) [李建清、莫元龙 2006 物理学报 **55** 4117]
- [11] Rowe J E 1979 *Nonlinear Electron-wave Interaction Phenomena* ( Beijing: Science Press) p227 (in Chinese) [(中译本) Rowe J E 1979 电子与波的非线性相互作用现象(北京: 科学出版社) 第 227 页]

## Backward-wave oscillation in high power broadband helical traveling wave tube \*

Hu Yu-Lu<sup>†</sup> Yang Zhong-Hai Li Bin Li Jian-Qing Huang Tao Jin Xiao-Lin  
Zhu Xiao-Fang Liang Xian-Pu

(Vacuum Electronics National Laboratory, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 24 September 2009; revised manuscript received 4 November 2009)

### Abstract

A 2D nonlinear beam-wave interaction is built to simulate the backward-wave oscillation (BWO) in a Helical traveling wave tube, based on the 1D beam-wave interaction model by taking into account the angular speed which is affected by magnetic field. The normalized oscillation start-up length with different space charge parameter is compared with that obtained from a equivalent circuit model in small signal, showing that they are close to each other. Also, the simulated results are in accordance with the measurements in a 8—18 GHz Helical TWT. The factors affecting the BWO are studied, by which some methods to suppress the BWO are improved.

**Keywords:** helix TWT, backward-wave oscillation, nonlinear, beam-wave interaction simulator

**PACC:** 4110, 4180D, 5235

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60601004, 60801029, 10876005, 60931001), the Foundation of Vacuum Electronics National Laboratory, China

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: yuluhu@uestc.edu.cn