

螺旋线行波管三维多频非线性理论分析和数值模拟^{*}

胡玉禄[†] 杨中海 李建清 李 斌 高 鹏 金晓林

(电子科技大学 物理电子学院, 成都 610054)

(2007 年 6 月 25 日收到, 2009 年 2 月 19 日收到修改稿)

建立了螺旋线三维多频非线性相互作用模型, 通过场论的方法建立线路场方程, 结合粒子模拟(PIC)方法和谐波展开法, 建立三维空间电荷场模型. 模拟了 8—18 GHz 宽带行波管的基波和高次谐波, 计算了 AM-AM 幅度失真和 AM-PM 相位失真, 三次交调和五次交调分量. 通过频率扫描得到的 8—18 GHz 饱和输出功率和饱和增益, 结果与热测结果接近, 且饱和输出功率误差在 1 dB 以内.

关键词: 注波相互作用, 三维, 非线性, 螺旋线行波管

PACC: 9420R, 4100, 4110F, 4110H

1. 引 言

螺旋线行波管由于具有高功率、高增益、高效率 and 宽频带等特点, 广泛应用于雷达、通讯、电子对抗和精确制导等领域^[1, 2]. 行波管注波相互作用过程是行波管结构优化和性能改善的一个关键部分. 通过对非线性现象的研究, 可以有效控制谐波输出、增益波动、交调和互调, 提高输出功率、增益和效率, 改善宽频带工作时的相位一致性等.

大信号行波管理论的研究源于 Pierce^[3] 和 Rowe^[4] 的工作. 目前行波管非线性理论研究主要分为粒子模拟(PIC)方法和参数方法. 粒子模拟方法如 Birdsall 和他的同事们开发的一维 PIC 代码: IBC (Interactive Beam-Circuit)^[5]. 参数方法大致分为两大体系, 即欧拉体系和拉格朗日体系. 欧拉体系的非线性代码如 Wöhlbier 等开发的一维多信号 MUSE (Multifrequency Spectral Eulerian)模型^[6], 其分析了行波管中的交调、互调和谐波注入等. 拉格朗日体系的非线性代码如 Antonsen 等开发的多信号 Christine^[7, 8], Freunda 等开发的 Gator^[9], 除了可以得到行波管的增益、效率、输出功率等以外, 还可以分析外磁场的影响和电子注的直流通过率. Wöhlbier 也提出了频域模型 LATTE (Lagrangian TWT Equations)^[10]. Freund 等在二维和三维的时域代码

Gator 后又研发了三维的频域代码^[11]. 相对时域代码而言, 频域代码虽然获取的信息量减少, 但计算的速度大幅度提升. 同时, Christine 代码也在一维的基础上开发了三维代码^[12]. 与一维的程序比较, 它可以分析外加磁场的影响以及行波管中的返波和反射等^[13]. 其后又对空间电荷力进行修正^[14, 15].

本文通过推导 Maxwell 方程并利用 Poynting 定理建立三维场方程, 通过洛伦兹力方程和能量守恒定律建立运动方程, 通过求解光滑波导内的 Helmholtz 方程得到交流空间电荷力, 求解 Poisson 方程得到直流空间电荷力. 三维场方程与文献[16]提到的李建清等通过洛伦兹引理推导得到瓦因斯坦的三维场方程^[16]本质是一样的. 通过编写代码计算了带宽在 8—18 GHz 螺旋线行波管的基波和高次谐波, 并模拟计算非线性失真的影响, 如相位失真和三次交调五次交调影响, 通过功率扫描得到 8—18 GHz 的饱和输入功率和饱和增益, 结果与热测结果接近.

2. 理论模型

2.1. 场方程

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

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 30476004, 60601004)资助的课题.

[†] E-mail: yuluhu@uestc.edu.cn

$b_n(\mathbf{x})$ 和指数相位因子乘积的线性叠加:

$$\begin{aligned} E_n(\mathbf{x}, t) = \sum_n i a_n(z) \frac{mc^2}{q} A_{\text{eff},n}^{-1/2} e_n(\mathbf{x}) \\ \times \exp\left[i\left(\int_0^z k_n(z') dz' - \omega_n t\right)\right] + \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} B_n(\mathbf{x}, t) = \sum_n i a_n(z) \frac{mc^2}{q} A_{\text{eff},n}^{-1/2} b_n(\mathbf{x}) \\ \times \exp\left[i\left(\int_0^z k_n(z') dz' - \omega_n t\right)\right] + \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (1b)$$

其中 $A_{\text{eff},n} = \frac{1}{2} \int d^2 x_{\perp} \hat{z} \cdot (\mathbf{e}_n^* \times \mathbf{b}_n + \mathbf{e}_n \times \mathbf{b}_n^*)$, $e_n(\mathbf{x}), b_n(\mathbf{x})$ 为冷腔的第 n 次归一化谐波, k_n 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.

电流密度用 δ 函数表示,

$$\begin{aligned} J(\mathbf{x}, t) = \sum_k q_k v_k(t) \delta^2(\mathbf{x}_{\perp} - \mathbf{x}_{\perp k}(t)) \\ \times \delta(z - z_k(t)), \end{aligned} \quad (2)$$

其中 q_k 表示为第 k 个宏粒子的电荷, $\mathbf{x}_{\perp k}(t)$ 为宏粒子 k 在 t 时刻的横向位置, $z_k(t)$ 为宏粒子 k 在 t 时刻的纵向位置, $v_k(t)$ 为宏粒子 k 在 t 时刻的速度.

将 (1)(2) 式代入 Maxwell 方程并利用 Poynting 定理, 最后得到场方程

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dz} + \alpha_n(z)\right) a_n(z) = \frac{2\pi i}{I_A} \sum_{k \in T} I_k \frac{v_k(z) \cdot \mathbf{e}_{m_s}^*(r_k)}{v_z(z_k) A_{\text{eff}}^{1/2}(z)} \\ \times \exp[-i(A_{nm_s}(z_k) - m_s \theta(z_k) + \phi_n(z_k))], \end{aligned} \quad (3)$$

其中 T 为场的时间周期, $I_k = \frac{q_k}{T}$ 为宏粒子 k 的电流大小, $I_A = 1.7 \times 10^4 \text{ A}$, α_n 为衰减系数, $A_{nm_s}(z) = \int_0^z [k_{m_s}(z') - \frac{\omega_n}{v_{z0}}] dz'$, 此处 m 为空间谐波展开次数, 一般只取 $m_s = 0$, 当 $m_s = 0$ 表示为前向波, 当 $m_s = 1$ 为返波激励. 本文暂且不予考虑, 将在后续进行研究. 考虑到后面推导方便, 将速度乘以相对论因子, 即 $u = \gamma v$, 且令所有宏粒子的电流大小相等为 $I_k = \frac{I}{N}$, I 为总电流, N 为宏粒子个数. 场方程 (3) 变为

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dz} + \alpha_n(z)\right) a_n(z) = \frac{2\pi i I}{I_A N} \sum_{k \in T} \frac{u_k(z) \cdot \mathbf{e}_{m_s}^*(r_k)}{u_z(z_k) A_{\text{eff}}^{1/2}(z)} \\ \times \exp[-i(A_{nm_s}(z_k) - m_s \theta(z_k) + \phi_n(z_k))], \end{aligned} \quad (4)$$

方程与文献 [16] 提到的李建清等通过洛伦兹引理推导得到瓦因斯坦的三维场方程 [16] 本质是一样的.

2.2. 运动方程

由洛伦兹力方程和能量守恒定律可以得到

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{p}_k(z)}{dz} &= \frac{F(\mathbf{x}_k)}{v_z(z_k)} \\ &= \frac{q_k}{v_z(z_k)} \text{Re}\left[E(\mathbf{x}_k) + \frac{1}{c} v_k(z) \times B(\mathbf{x}_k)\right], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{dW_k(z)}{dz} &= \frac{F(\mathbf{x}_k) \cdot v_k(z)}{v_z(z_k)} \\ &= q_k \frac{\text{Re}[E(\mathbf{x}_k)] \cdot v_k(z)}{v_z(z_k)}, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 p_k 为宏粒子 k 的动量, W_k 为宏粒子 k 的能量, $u = \gamma v$, 代入 (5)(6) 式, 整理得到

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{u}_k(z)}{dz} &= \frac{\eta}{u_z(z_k)} \text{Re}\left[\gamma_k E(\mathbf{x}_k) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{c} \mathbf{u}_k(z) \times B(\mathbf{x}_k)\right], \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{d\gamma_k(z)}{dz} = \eta \frac{\text{Re}[E(\mathbf{x}_k)] \cdot \mathbf{u}_k(z)}{u_z(z_k)}, \quad (8)$$

$$E = E_{\text{rf}} + E_{\text{sc}} + E_{\text{dc}}, \quad (9)$$

$$B = B_{\text{rf}} + B_{\text{sc}} + B_{\text{out}}, \quad (10)$$

其中 η 为荷质比, γ_k 为宏粒子 k 的相对论因子, E_{rf} 为线路电场, E_{sc} 为交流空间电荷电场, E_{dc} 为稳态轴向电场, B_{rf} 为线路磁场, B_{sc} 为交流空间电荷磁场 (一般比较小, 可以忽略), B_{out} 为外加磁场.

2.3. 空间电荷模型

空间电荷场分交流空间电荷场和直流空间电荷场. 由于空间电荷场对行波管计算精度影响比较大, 本文分别考虑这两个空间电荷场模型.

本文的空间电荷模型与 Christine3D 空间电荷模型 [12] 类似, 利用粒子模拟的方法求解, 但是文献 [12] 并没有给出具体的推导公式. 本文从 Helmholtz 方程出发, 考虑有限大小粒子下的三维交流空间电荷场的求解.

2.3.1. 交流空间电荷场

由螺旋导电面模型的空间电荷力公式推导发现, 在圆柱波导半径大小为螺旋线平均半径下, 交流空间电荷场与光滑圆柱波导所产生的场一致 [12], 所以求解交流空间电荷场可转为圆柱波导的场. 考虑粒子波数 $k_e \approx \omega/v_0$, 由 Helmholtz 方程

$$\left(\nabla_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{c^2} - k_e^2\right) \mathbf{E}_{sc} = -\frac{4\pi i}{c} \left(\frac{\omega}{c} \mathbf{J} + i c \nabla \rho \rho\right), \quad (11a)$$

$$\left(\nabla_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{c^2} - k_e^2\right) \mathbf{B}_{sc} = -\frac{4\pi}{c} (\nabla \times \mathbf{J}). \quad (11b)$$

将电流表达式(2)傅里叶展开

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(\mathbf{x}_{\perp}, z, t) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{J}_n(\mathbf{x}_{\perp}) e^{i(k_e z - \omega t)} \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{J}_n(\mathbf{x}_{\perp}) e^{in\psi}, \end{aligned} \quad (12)$$

则

$$\mathbf{J}_n(\mathbf{x}_{\perp}) = \frac{I_0}{N} \sum_k \frac{\mathbf{v}_k}{v_{jz}} \delta^{(2)}(\mathbf{x}_{\perp} - \mathbf{x}_{\perp k}) e^{-in\psi_k}. \quad (13)$$

同理

$$\rho(\mathbf{x}_{\perp}, z, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \rho_n(\mathbf{x}_{\perp}) e^{in\psi} \quad (14)$$

$$\rho_n(\mathbf{x}_{\perp}) = \frac{I_0}{N} \sum_k \frac{1}{v_{jz}} \delta^{(2)}(\mathbf{x}_{\perp} - \mathbf{x}_{\perp k}) e^{-in\psi_k}. \quad (15)$$

令

$$\mathbf{E}_{sc}(\mathbf{x}) = \mathbf{E}_{sc,n}(\mathbf{x}_{\perp}) e^{in\psi},$$

$$\mathbf{B}_{sc}(\mathbf{x}) = \mathbf{B}_{sc,n}(\mathbf{x}_{\perp}) e^{in\psi},$$

所以 n 次纵向分量可表示为

$$\begin{aligned} &\left(\nabla_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{c^2} - k_e^2\right) E_{sc,n,z}(\mathbf{x}_{\perp}) \\ &= -\frac{4\pi i}{c} \left[\frac{\omega}{c} J_{n,z}(\mathbf{x}_{\perp}) - c k \rho_n(\mathbf{x}_{\perp})\right], \end{aligned} \quad (16a)$$

$$\begin{aligned} &\left(\nabla_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{c^2} - k_e^2\right) B_{sc,n,z}(\mathbf{x}_{\perp}) \\ &= -\frac{4\pi}{c} [\nabla_{\perp} \times \mathbf{J}_n(\mathbf{x}_{\perp})]. \end{aligned} \quad (16b)$$

把(13)(15)式代入得

$$\begin{aligned} (\nabla_{\perp}^2 + \kappa^2) E_{sc,n,z}(\mathbf{x}_{\perp}) &= -\frac{4\pi i I_0}{c} \left(k_0 - \frac{c}{v_{z,k}} k_e\right) \\ &\times \delta^{(2)}(\mathbf{x}_{\perp} - \mathbf{x}_{\perp k}) e^{-in\psi_k}, \end{aligned} \quad (17a)$$

$$\begin{aligned} (\nabla_{\perp}^2 + \kappa^2) B_{sc,n,z}(\mathbf{x}_{\perp}) &= -\frac{4\pi i I_0}{c} \frac{\nabla_{\perp} \times \mathbf{v}_k}{v_{z,k}} \\ &\times \delta^{(2)}(\mathbf{x}_{\perp} - \mathbf{x}_{\perp k}) e^{-in\psi_k}, \end{aligned} \quad (17b)$$

其中 $\kappa^2 = k_e^2 - k_0^2$, $k_0 = \frac{\omega}{c}$, $\cdot_k = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (\cdot)$ 表示尖括号内的数值平均.

考虑粒子 k 为面有限大小粒子, 则

$$\mathbf{J}_k(\mathbf{x}, t) = \frac{q_k}{dS_k} \mathbf{f}(\mathbf{x}_{\perp}) \mathbf{v}_k \delta(z - z_k(t)) \quad (18)$$

其中 dS_k 为有限大小粒子面积, 分布函数

$$f(\mathbf{x}_{\perp}) = \begin{cases} 1, & \text{所在粒子位置内,} \\ 0, & \text{不在粒子位置内.} \end{cases}$$

比较(2)(18)式可令 $f(\mathbf{x}_{\perp}) dS_k$ 代替 $\delta^{(2)}(\mathbf{x}_{\perp} - \mathbf{x}_{\perp k})$, 所以有限大小粒子的 n 次纵向分量可表示为

$$\begin{aligned} (\nabla_{\perp}^2 + \kappa^2) E_{sc,n,z}(\mathbf{x}_{\perp}) &= -\frac{4\pi i I_0}{c} \left(k_0 - \frac{c}{v_{z,k}} k_e\right) \\ &\times \frac{f(\mathbf{x}_{\perp})}{dS_k} e^{-in\psi_k}, \end{aligned} \quad (19a)$$

$$(\nabla_{\perp}^2 + \kappa^2) B_{sc,n,z}(\mathbf{x}_{\perp}) = -\frac{4\pi i I_0}{c} \frac{\nabla_{\perp} \times \mathbf{v}_k}{v_{z,k}} \frac{f(\mathbf{x}_{\perp})}{dS_k} e^{-in\psi_k}. \quad (19b)$$

上述方程可用粒子模拟的方法求解. 将横面向面网格划分, 所有粒子投影到网格上, 求解该差分方程.

一旦纵向场求得, 横向场也可以确定, 即

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{n,\perp} &= \frac{i}{k^2 - k_0^2} \left[k_0 (\hat{\mathbf{z}} \times \nabla_{\perp} B_{sc,n,z} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{n,\perp}) \right. \\ &\quad \left. - k \nabla_{\perp} E_{sc,n,z} \right], \end{aligned} \quad (20a)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_{n,\perp} &= \frac{i}{k^2 - k_0^2} \left[k \left(-\nabla_{\perp} B_{sc,n,z} + \frac{4\pi}{c} \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{J}_{n,\perp} \right) \right. \\ &\quad \left. - k_0 \hat{\mathbf{z}} \times \nabla_{\perp} E_{sc,n,z} \right]. \end{aligned} \quad (20b)$$

2.3.2. 直流空间电荷场

可以通过求解 Poisson 方程获得. 如果直流场随 z 轴变化, 如电子注或者螺旋线半径随 z 轴变化, 就要考虑轴向直流空间电场 E_{dc-z} .

如果变化很小, 将电流连续性代入 Poisson 方程得到直流径向空间电场^[17].

$$E_{dc-r} = -(\omega_p^2 r_0^2)(2|\eta|r). \quad (21)$$

若电子注波动比较大, 且管长远大于电子注半径, 轴向直流空间电荷场 E_{dc-z} 可计算如下^[14]:

由于

$$E_{dc-r} = -\frac{\partial \phi}{\partial r}, \quad (22)$$

已知 E_{dc-r} , 位置 r , 且利用边界条件 $r = r_h$ 时电势 $\phi = 0$. 求出 φ . 最后利用

$$E_{dc-z} = -\frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (23)$$

计算当前位置的电势 ϕ_i 与上一次保存的电势 ϕ_{i-1}

作差, 差值除以步长: $E_{dc-z} = -\frac{\phi_i - \phi_{i-1}}{\Delta z}$, 即可得到不同轴向位置的直流空间电荷场.

3. 数值模拟结果

下面以带宽为 8—18 GHz 的行波管为例 ,该管

子存在两个螺距 ,可以进行多频模拟 ,同步电压和输出功率扫描 ,非线性失真和交调分析等 .高频参数由电子科技大学基于有限元理论的高频电路模拟器 HFCS 计算 ,色散、耦合阻抗和衰减具体见图 1 2.

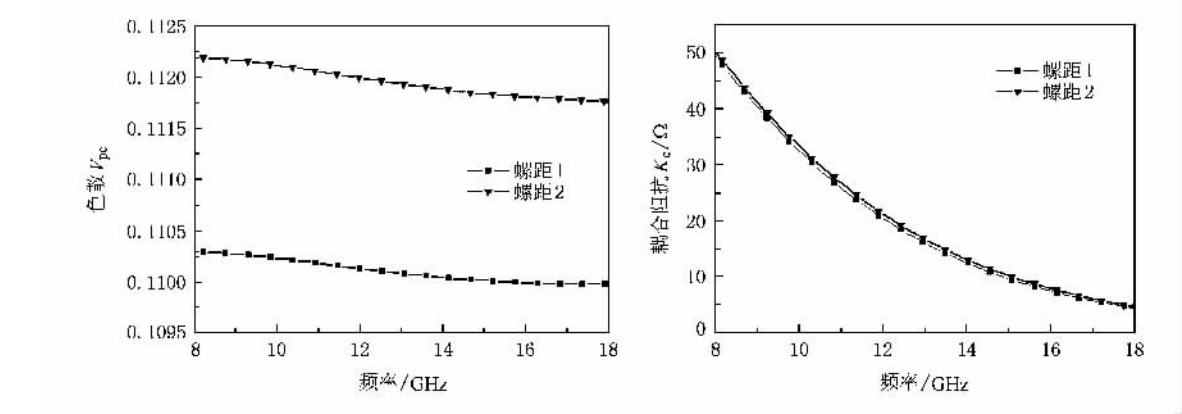


图 1 两个螺距下随频率变化的色散 V_{pc} 和耦合阻抗 K_c

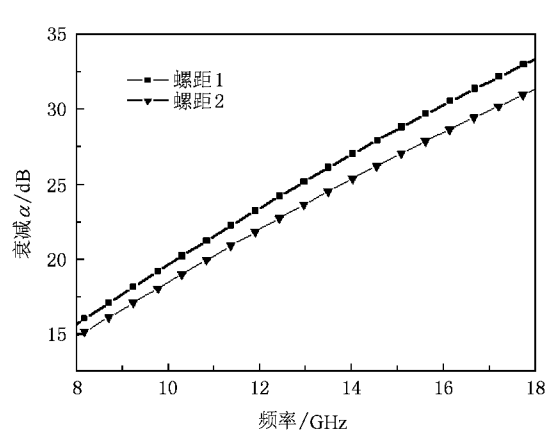


图 2 两个螺距下随频率变化的衰减图

3.1. 基波、谐波计算

图 3 中基波频率为 8 GHz ,输入功率 0.3 mW

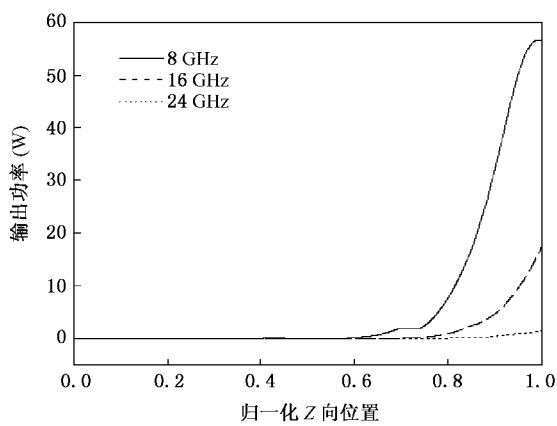


图 3 基波和各次谐波输出功率在 z 轴的分布

(- 5.23 dBm) ,其他各次谐波输入功率都为零 ,计算得到基波、二次谐波和三次谐波输出功率分别为 56.39 W(47.5 dBm) ,17.23 W(42.36 dBm) ,1.52 W(31.8 dBm) .发现二次谐波激励起来的功率也是相当大的 ,所以谐波影响不可忽略 .

3.3. 非线性失真和交调干扰分析

3.3.1. AM-AM 与 AM-PM 模拟

AM-AM 是由调幅/调幅转换而引起的失真 ,也就平常所说的功率扫描 .而 AM-PM 效应是由调幅/相位转换而引起的失真 ,它反映了由于高频激励的变化而引起行波管内相移量的变化 .这一变化的起因是激励信号的增大 ,会引起从电子注得到的能量增大 ,从而使电子注速度下降 .随着电子注速度的下降 ,线路上的高频波速下降 ,使行波管的相移量增大 .其定义为 $AM-PM = \frac{\text{输出相位变化}(\circ)}{\text{输入功率变化}(\text{dB})}$.本文计算了 8 GHz 频率下不同输入功率下的相移图如图 4 , AM-AM 幅度失真和 AM-PM 相位失真如图 5 .可以看出当功率在饱和点以后 , AM-PM 量急剧下降 ,而最大值不超过 4.2 .

3.3.2. 交调分量

当行波管同时放大两个或两个以上载波信号时 ,便会产生交调并在离开载波若干个频率处产生其他信号(交调分量) .一般三次交调($2f_1 - f_2$, $2f_2 - f_1$)和五次交调分量($3f_1 - 2f_2$, $3f_2 - 2f_1$)对信号干扰比较严重 ,所以本文计算了这些交调分量 ,其中 f_1

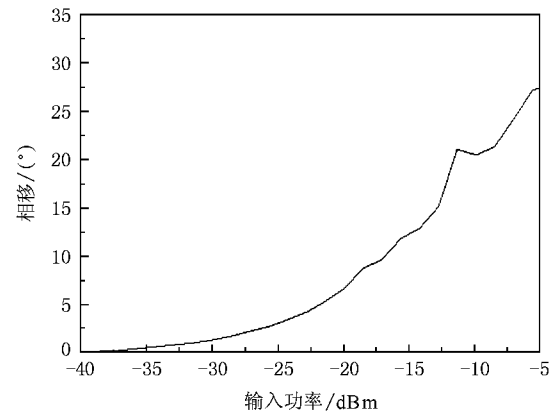


图 4 频率 8 GHz 下的相移图

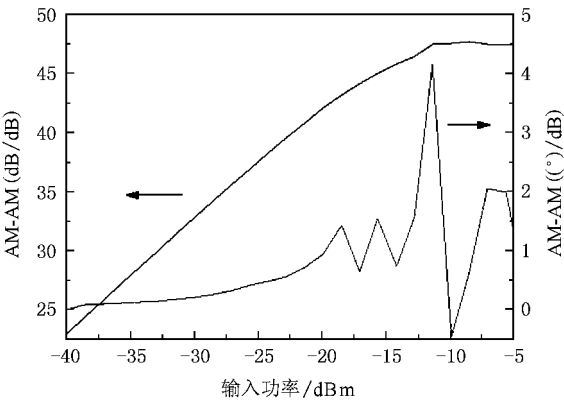


图 5 频率 8 GHz 下的 AM-AM 和 AM-PM 失真

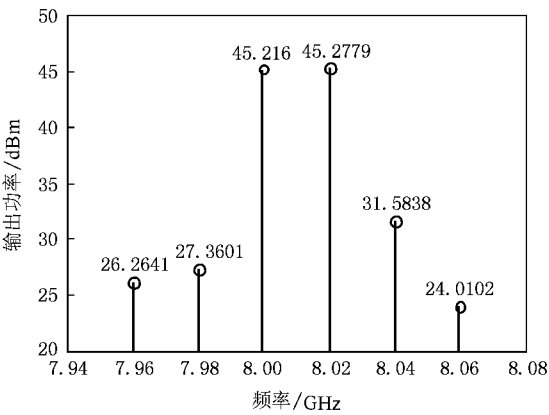


图 6 交调分量计算

= 8 GHz $f_2 = 8.02$ GHz. 具体输出功率见图 6, 从左向右各分量分别为 $3f_1 - 2f_2$, $2f_1 - f_2$, f_1 , f_2 , $2f_2 - f_1$, $3f_2 - 2f_1$.

3.4. 饱和输出功率和饱和增益比较

本文计算了 8—18 GHz 频率下的饱和输出功

率、对应的输入功率和饱和增益,如图 7—9 所示.可以看出饱和输出功率与热测相差 1 dB 以内,误差相对稳定.饱和增益中间一段频率比热测值要高.因为模拟过于理想化,并且没有考虑电子离散,反射,返波等影响,所以与热测结果有差异.

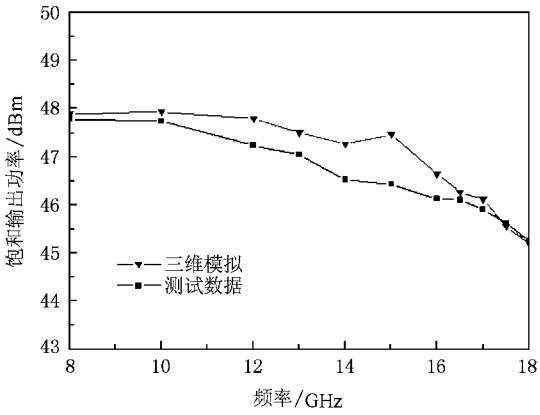


图 7 频率在 8—18 GHz 下饱和输出功率比较

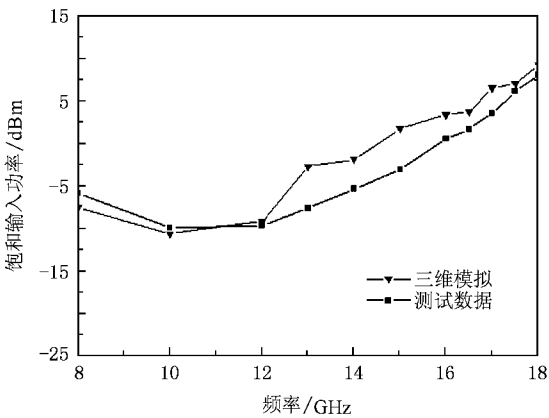


图 8 频率在 8—18 GHz 下的对应的饱和输入功率

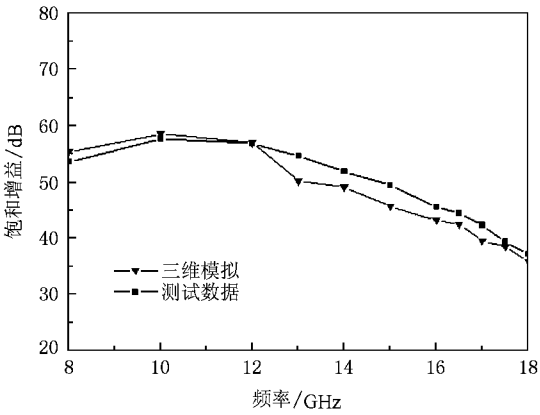


图 9 频率在 8—18 GHz 下的饱和增益比较

4. 结 论

本文在周期结构条件下通过推导 Maxwell 方程建立多频三维非线性相互作用模型. 通过场论的方法建立线路场方程, 详细推导了结合粒子模拟(PIC)方

法和谐波展开法的三维空间电荷场模型. 数值模拟了带宽为 8—18 GHz 的行波管的基波和多次谐波, 讨论了非线性失真的影响. 同时计算饱和输出功率、饱和输入功率和饱和增益, 与实验热测接近, 饱和输出功率误差在 1 dB 以内.

- [1] Abe D K , Levush B , Antonsen Jr. T M *et al* 2002 *IEEE Transactions on Plasma Science* **30** 1053
- [2] Xie H Q , Li C Y , Yan Y *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 914 (in Chinese) [谢鸿全、李承跃、鄢 扬等 2003 物理学报 **52** 914]
- [3] Pierce J R 1950 *Traveling Wave Tubes* (New York : Van Nostrand)
- [4] Rowe J E 1965 *IRE Trans. Electron Devices* , ED-3 , 39-57
- [5] Morey I J , Birdsall 1990 *IEEE Transactions on Plasma Science* **18** 482
- [6] Wöhlbier J G , Booske J H , Dobson I 2002 *IEEE Transactions on Plasma Science* **30** 1063
- [7] Antonsen Jr T M , Levush B 1997 NRL/FR/6840-97-9845
- [8] Chemin D , Antonsen Jr T M , Levush B 1998 *IEEE Transactions on Plasma Science* **26** 774
- [9] Freunda H P , Zaidman E G 1997 *Phys. Plasmas* **4** 2292

- [10] Wöhlbier J G 2003 PHD dissertation
- [11] Freunda H P 2000 *IEEE Transactions on Plasma Science* **28** 748
- [12] Chemin D , Antonsen Jr T M , Levush B 2001 *IEEE Transactions on Electron Devices* **48** 3
- [13] Chemin D , Antonsen Jr T M *et al* 2003 *IEEE Transactions on Plasma Science* **50** 2540
- [14] Chang C L , Antonsen Jr T M *et al* 2004 *IEEE Transactions on Plasma Science* **32** 1028
- [15] Cooke S J , Chang C L , Antonsen Jr. T M 2005 *IEEE Transactions on Plasma Science* **52** 764
- [16] 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]
- [17] Detweiler H K , Rowe J E 1971 *Advances in Microwave* **6** 99

Theoretical model and numerical simulation of three-dimensional multifrequency interaction of helix traveling wave tubes^{*}

Hu Yu-Lu[†] Yang Zhong-Hai Li Jian-Qing Li Bin Gao Peng Jin Xiao-Lin

(School of Physical Electronics , University of Electronic Science and Technology of China , Chengdu 610054 , China)

(Received 25 June 2007 ; revised manuscript received 19 February 2009)

Abstract

A three-dimensional multifrequency interaction model for helix traveling wave tubes is described. Spatial variation of the amplitude of the wave is found by field theory. With the help of particle-in-cell (PIC) method and space harmonic current and charge expansion, the three-dimensional space charge field is found. using the code , 8—18 GHz wide band TWT is simulated for different frequencies. Also , the nonlinear AM-AM and AM-PM distortion , third-order intermodulation products and fifth-order intermodulation are computed. The hot data of experiment is close to the code computation in saturation output power and output gains in the range of 8—18 GHz.

Keywords : beam-wave interaction , three-dimensional , nonlinear , helix TWT

PACC : 9420R , 4100 , 4110F , 4110H

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10476004 , 60601004).

[†] E-mail : yuluhu@uestc.edu.cn