

一种三段式相互作用结构谐波倍增回旋行波放大器相互作用电路的模拟

焦重庆^{①②} 罗积润^①

^①(中科院电子学研究所 北京 100080)

^②(中国科学院研究生院 北京 100039)

摘要: 该文给出了一种三段式相互作用结构谐波倍增回旋行波管放大器相互作用电路的理论设计过程。利用线性理论研究竞争模式的起振条件, 选取保证工作模式稳定的工作参数。利用自洽非线性理论研究其饱和输出性能。计算表明, 在100kV, 25A, 速度比1.0以及速度零散5%的电子注推动下, 在34.6GHz频率可获得饱和输出功率540kW, 效率21.6%, 增益58dB和约4.5%的3dB带宽。

关键词: 回旋行波管; 谐波倍增; Ka波段; 注波相互作用

中图分类号: TN128

文献标识码: A

文章编号: 1009-5896(2007)08-2009-05

Simulations of a Harmonic Multiplying Gyro-TWT with Three-Stage Interaction Circuit

Jiao Chong-qing^{①②} Luo Ji-run^①

^①(Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

^②(Graduate School, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

Abstract: In this paper, the design procedure of a harmonic multiplying Gyro-TWT with three stage interaction circuits is presented. The starting oscillation condition of competing modes is studied with linear theory to select the working parameters for keeping the stability of working mode. The saturated output performance of the working mode is discussed by using a consistent non-linear theory. Based on large signal numerical analysis, a saturated peak power of 540kW with an efficiency of 21.6%, a gain of 58dB, and a 3dB bandwidth of 4.5% is predicted for the gyro-TWT driven by 100kV, 25A electron beam with a velocity ratio of 1.0 and velocity spread 5% at 34.6GHz.

Key words: Gyro-TWT; Harmonic multiplying; Ka band; Beam-wave interaction

1 引言

回旋行波放大器是一种快波电真空器件, 在毫米波段输出功率高、频带宽, 因而在高精度毫米波雷达和通信方面有很好的应用前景^[1]。按工作谐波次数 s 的不同, 它有以下3种工作方式: 基波($s=1$), 谐波($s \geq 2$)及谐波倍增。谐波倍增工作方式兼有倍频和信号放大的双重功能, 能同时降低外加工作磁场强度和高频输入信号源的频率, 对推动回旋行波管的工程实用化有重大意义。为此, 近年来人们对其进行了许多理论^[2-6]和实验^[7]研究, 证实了谐波倍增工作机理的可行性。

在先前的谐波倍增回旋行波管设计方案中^[2,5], 多采用了两段式相互作用电路, 基波和谐波工作区各用一段电路完成。为了保证工作模式的稳定性, 两段相互作用电路上均需加载分布损耗。然而, 作为电子注与高频场的换能区, 二次谐波相互作用段上加载分布损耗可能会不利于管子的高平均功率工作。文献[8]中给出的Ka波段, TE_{21} 模二次谐波回旋行波管设计方案, 采用了三段式放大电路, 单段电路长度均保持在返

波振荡的起振长度之下, 不需要加载分布损耗。模拟结果表明, 这种三段式电路既保证了工作模式的稳定性, 又确保了较高的增益。鉴于上述情况, 本文尝试对谐波倍增回旋行波放大电路的二次谐波相互作用段进行分段, 提出一种Ka波段输出、圆波导 $TE_{11}^{(1)} - TE_{21}^{(2)} - TE_{21}^{(2)}$ (下标是工作模式的角向和径向模数, 上标是电子注的回旋谐波数)工作的三段式谐波倍增回旋行波放大器相互作用电路方案。

通常线性理论可用于分析绝对不稳定性的起振电流^[9]和回旋返波振荡的起振长度^[10], 而自洽非线性理论则可分析饱和输出功率、效率及增益等性能参数^[8,11]。先通过线性理论选取可保证放大器稳定的工作参数, 再通过非线性理论来分析其输出性能, 在循环上述两步的基础上, 优化器件性能水平是常见的回旋行波管理论设计方法^[8,11,12]。本文基于这一设计思路, 在文献[8-11, 13]相关的数理基础上, 建立了回旋行波放大器的线性和非线性分析设计程序, 对所研究的三段式谐波倍增回旋行波放大器相互作用电路进行模拟设计, 分析影响放大器稳定性的因素以合理选择放大器稳定工作的参数, 并优化其饱和输出性能。

2 理论分析模型

2.1 线性理论模型

等离子体动力学理论模型是常见的回旋行波管线性理论模型,它以线性化伏拉索夫方程为基础,通过对电子注平衡分布函数沿未扰轨道积分,求出电子注的扰动分布函数,进而求扰动电流并将其代入到磁场波动方程中,再利用拉普拉斯变化法,进一步求出注-波相互作用色散关系和高频场轴向分布表达式^[13]。当工作模式为TE_{mn},谐波次数为s时,高频场的轴向分布 $f(z)$ 表示为

$$f(z) = -i \sum_j \frac{f(0)N(k_{zj}) + f'(0)}{D'(k_{zj})} e^{-ik_{zj}z}, \quad z > 0 \quad (1a)$$

$$D(k_z) = k^2 - k_{mn}^2 - k_z^2 + \frac{1}{r_w^2 K_{mn}^2} \frac{4I_b}{I_A} \left(\frac{\beta_t^2 (\omega^2 - k_z^2 c^2)}{(\omega - s\Omega - k_z v_z)^2} H_{sm} - \frac{(\omega - k_z v_z)}{(\omega - s\Omega - k_z v_z)} T_{sm} + \frac{k_{mn} v_t}{(\omega - s\Omega - k_z v_z)} U_{sm} \right) \quad (1b)$$

$$N(k_z) = i \frac{v_z}{r_w^2 K_{mn}^2} \frac{4I_b}{I_A} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{T_{sm}}{(\omega - s\Omega - k_z v_z)} - i \frac{v_t^2 k_z}{r_w^2 K_{mn}^2} \frac{4I_b}{I_A} \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{H_{sm}}{(\omega - s\Omega - k_z v_z)^2} - ik_z \quad (1c)$$

$$H_{sm} = J_s'^2(y) J_{m-s}^2(x) \quad (1d)$$

$$T_{sm} = 2H_{sm} + y J_s'(y) \left\{ 2J_s''(y) J_{m-s}^2(x) - J_s(y) \left[\frac{1}{x} J_{m-s}'(x) J_{m-s}(x) + J_{m-s}''(x) J_{m-s}(x) + J_{m-s}^2(x) \right] \right\} \quad (1e)$$

$$U_{sm} = -\frac{y}{2} J_s'(y) \left\{ J_{s+1}(y) (J_{m-s-1}^2(x) - J_{m-s}^2(x)) + J_{s-1}(y) (J_{m-s+1}^2(x) - J_{m-s}^2(x)) \right\} \quad (1f)$$

式中 k_{zj} 为色散关系 $D(k_z) = 0$ 的第 j 个根, ω 为工作频率, $k = \omega/c$ 为波数, c 为光速, $k_{mn} = x_{mn}/r_w$ 为截止波数, x_{mn} 为 m 阶第一类贝塞尔函数导函数的第 n 个正根, r_w, r_b, r_L 分别为波导半径、电子注半径及电子回旋半径, v_t, v_z 分别为电子的横向、纵向速度, $\Omega = eB_0/\gamma m_0$ 为电子回旋频率, I_b 为电子注电流, γ 为电子的相对论能量因子, e, m_0 分别为电子电荷、质量, ϵ_0 为真空介电常数。其它有: $\beta_t = v_t/c, \beta_z = v_z/c, K_{mn} = (1 - m^2/x_{mn}^2) J_m^2(x_{mn}), I_A = 4\pi\epsilon_0(m_0 c^3/e)\gamma\beta_z, x = k_{mn} r_b, y = k_{mn} r_L$ 。

当电路上涂有电导率为 σ 的分布损耗材料时,除了式(1b)中作如下替换^[9]:

$$k_{mn}^2 \rightarrow k_{mn}^2 \left[1 - (1-i) \frac{\delta}{r_w} \left(1 + \frac{m^2}{x_{mn}^2 - m^2} \frac{k^2}{k_{mn}^2} \right) \right] \quad (2)$$

外,其余表达式保持不变。式中 $\delta = \sqrt{2/\omega\mu_0\sigma}$ 为良导体趋肤深度, μ_0 为真空磁导率。

对于给定电子注电流 I_b , 从色散关系 $D(k_z) = 0$ 出发,可判定绝对不稳定性是否已经发生。如果满足以下两个条

件^[9]: (1)方程组 $D(\omega, k_z) = 0, \partial D(\omega, k_z)/\partial k_z = 0$ 有解 (ω_s, k_{zs}) , 并且 $\text{Im}(\omega_s) < 0$; (2)令 $\omega = \omega_s - i\tau$, 当 τ 从 0 增加到 ∞ 的过程中, $D(\omega, k_z) = 0$ 的解 k_z 从重根 k_{zs} 分裂为两个根,其中一个根的虚部始终与 k_{zs} 的虚部同号,而另一根的虚部的符号则经历了一次改变。则绝对不稳定性已经发生,而满足以上两个条件的最小电子注电流便定义为绝对不稳定性起振电流。

对于回旋返波振荡,其起振长度 L 和起振频率 ω 可通过由以下两个端点边界条件所给出的本征值问题来求解^[10]:

$$f'(0) = i\sqrt{(\omega/c)^2 - k_{mn}^2} f(0) \quad (3a)$$

$$\text{Im}(f(L)f'(L)) = 0 \quad (3b)$$

式(3a)对应在与作用区入口处只存在返行波,式(3b)则对应在 $z=L$ 处功率流为零,即返波具有无穷大增益。

2.2 非线性理论模型

回旋行波管的非线性理论模型主要是单粒子理论模型,基本分析方法是先在一个高频周期内选取一批代表电子,然后一方面通过电子运动方程来分别追踪单个电子的运动行为,另一方面通过电磁场的有源波动方程来研究这些电子对高频场分布的影响。在图1所示的电子运动示意图中, O', O 分别为电子回旋中心坐标系,波导中心坐标系, B_0 为外加静磁场。若采用电子回旋中心坐标系及 $e^{i\omega t}$ 的时谐形式,经过复杂数学推导,可得到电子运动状态和高频场轴向分布 $f(z)$ 的演化方程如下^[11]:

$$\frac{d(p_z')}{d(z')} = -g \frac{1}{k} \frac{\beta_t^2}{\beta_z} + \frac{ev_t \mu_0}{m_0 v_z \omega} \frac{1}{k_{mn}} \cdot \text{Re} \left\{ f'(z) \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s'(k_{mn} r_L) J_{m-s}(k_{mn} r_b) e^{iA} \right\} \quad (4a)$$

$$\frac{d(p_t')}{d(z')} = -\frac{1}{m_0 v_z \omega} \frac{e\mu_0}{k_{mn}} \text{Re} \left\{ i\omega f(z) + v_z f'(z) \right\} \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s'(k_{mn} r_L) J_{m-s}(k_{mn} r_b) e^{iA} \left\} + \frac{1}{k} g \beta_t \quad (4b)$$

$$p_t' \left[\frac{d\theta_s'}{dz'} + \frac{1}{\beta_z} - s \frac{\mu}{p_z'} \right] = -\frac{1}{m_0 \omega v_z} \frac{e\mu_0}{k_{mn}^2} \cdot \text{Re} \left\{ \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left(\omega \frac{1}{r} f(z) s - v_t k_{mn}^2 f(z) - v_z \frac{i}{r} f'(z) s \right) \cdot s J_s(k_{mn} r_L) J_{m-s}(k_{mn} r_b) e^{iA} \right\} \quad (4c)$$

$$\frac{dr_b'}{dz'} = \frac{1}{\mu\beta_z} \frac{e\mu_0}{m_0 c \omega} \frac{1}{k_{mn}} \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_{m-s}'(k_{mn} r_b) J_s(k_{mn} r_L) \text{Re} \left\{ (f'(z) v_z + i\omega f(z)) e^{iA} \right\} - \frac{1}{\mu\beta_z} \frac{e\mu_0}{m_0 c \omega} \sum_{s=-\infty}^{\infty} (J_{s-1}(k_{mn} r_L) J_{m-s+1}(k_{mn} r_b) - J_{s+1}(k_{mn} r_L) J_{m-s-1}(k_{mn} r_b)) \times \text{Im} \left\{ v_t f(z) \frac{e^{iA}}{2} \right\} - gr_b \quad (4d)$$

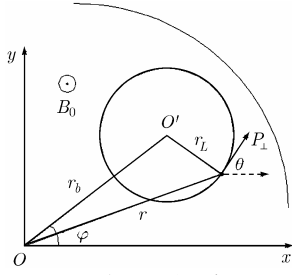


图 1 电子运动示意图

$$r'_b \frac{d\phi}{dz'} = \frac{1}{\mu\beta_z} \frac{e\mu_0}{m_0c\omega} \frac{1}{k_{mn}^2} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{m-s}{r_b} J_s(k_{mn}r_L) J_{m-s}(k_{mn}r_b) \cdot \text{Im} \left((f'(z) v_z + i\omega f(z)) e^{iA} \right) - \frac{1}{\mu\beta_z} \frac{e\mu_0}{m_0c\omega} \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} (J_{s-1}(k_{mn}r_L) J_{m-s+1}(k_{mn}r_b) + J_{s+1}(k_{mn}r_L) \cdot J_{m-s-1}(k_{mn}r_b)) \times \text{Re} \left(v_t f(z) \frac{e^{iA}}{2} \right) \quad (4e)$$

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + k^2 - k_{mn}^2 \right) f(z) = \frac{2I_b}{\pi K_{mn}} \frac{k_{mn}}{r_w^2} \cdot \sum_{i=1}^N W_i \frac{p'_{it} \sum_{s=-\infty}^{\infty} J'_s(k_{mn}r_{iL}) J_{m-s}(k_{mn}r_{ib}) e^{-i\omega t_i + i(m-s)\phi_i + is\theta}}{p'_{iz}} \quad (4f)$$

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{v_z} \quad (4g)$$

式(4a)-式(4c)分别为电子的归一化轴向动量 p'_z 和横向动量 p'_t 、慢变相位 ϑ_s 的演化方程，式(4d)-式(4e)分别为电子回旋中心的归一化半径 r'_b 和极角 φ 的演化方程，式(4f)为高频场轴向分布 $f(z)$ 的演化方程。上述式子中， $A = \omega t - (m-s)\varphi - s\theta$ ， $p'_z = \gamma\beta_z$ ， $p'_t = \gamma\beta_t$ ， $\vartheta_s = s\theta - \omega t$ ， $r'_b = kr_b$ ， $z' = kz$ ， θ 为电子回旋角， $g = (dB_0/dz)/2B_0(z)$ 为工作磁场渐变率， N 为所选代表电子的个数，其它参量的定义与线性理论模型部分一样。当电路上存在分布损耗时，只需在式(4f)左边中按式(2)做替换。

对于多段式放大电路而言，式(4d)-式(4g)适用于任一单段相互作用电路。而对于段之间中的漂移区，假定其内无高频场，则将 $f(z) = 0$ 代入式(4d)-式(4f)中便可得到漂移区电子的演化方程组，然后，由电子运动的连续性不难得得到漂移区与相互作用电路相接处的边界条件^[8]。这样，便能从理论上描述整个多段式放大电路的注波相互作用过程。

3 线性分析

3.1 TE₁₁⁽¹⁾ 相互作用段

图 2 给出了第一相互作用段的非耦合色散图，图中直线为电子注回旋基波的色散曲线，双曲线为圆波导模式的色散曲线。从图中可以看出，影响 TE₁₁⁽¹⁾ 工作稳定性主要有 TE₁₁⁽¹⁾ 本身的绝对不稳定性以及 TE₂₁⁽²⁾ 和 TE₂₁⁽²⁾ 回旋返波振荡的竞争干扰。

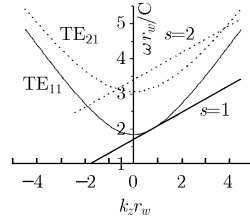


图 2 基波段的非耦合色散图

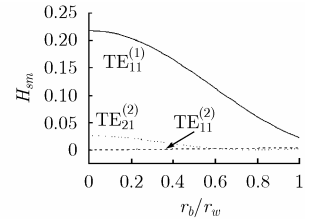


图 3 注波耦合系数随注半径变化图

在采用圆波导的回旋管中，TE_{mn} 模与电子注第 s 次回旋谐波的注波耦合系数 H_{sm} 可由式(1d)表示。 H_{sm} 中与 r_L 有关的部分 $J_s^2(k_{mn}r_L)$ 一般随谐波次数 s 的增大而迅速降低^[12]。这表明谐波次数越高，注波耦合强度越弱。而 H_{sm} 中与 r_b 有关的部分 $J_{m-s}^2(k_{mn}r_b)$ 通常用来确定电子注的平均半径^[14]。图 3 给出了 H_{sm} 随 r_b 的变化曲线。可以看出，以工作模式 TE₁₁⁽¹⁾ 的耦合为最强，且随电子注平均半径的增加耦合减弱。同时也可看到，TE₂₁⁽²⁾ (倍频段的工作模式)的耦合系数也有类似的变化趋势。对于 Ka 波段输出，可选择 TE₁₁⁽¹⁾ 段波导半径为 $r_{w1} = 5.2\text{mm}$ (对应 TE₁₁ 模的截止频率 $f_{c11} = 16.9\text{GHz}$)，则可计算出 TE₂₁⁽²⁾ 相互作用波导半径为 $r_{w2} = 4.3\text{mm}$ (对应 TE₂₁ 模的截止频率 $f_{c21} = 33.8\text{GHz}$)。考虑到电子回旋半径 $r_L \approx 1.2\text{mm}$ ，可选择注平均半径 $r_b = 0.4 r_{w2} = 1.72\text{mm}$ 。此时，既有较大的注波耦合强度，也有较大的注半径以减弱空间电荷效应。此外，还避免了电子注太靠近波导壁难以控制等问题。图 4 给出了 TE₁₁⁽¹⁾ 相互作用段绝对不稳定性起振电流随分布损耗层电阻率 ρ 的变化曲线。图中 B_0 为工作磁场， B_g 为保持工作模式色散曲线与回旋谐波色散曲线相切所需的磁场， ρ_{cu} 为紫铜的电阻率。可以看出，随损耗程度的增加，起振电流明显增大，分布损耗对绝对不稳定性有很好的压制作用。在 $\rho = 36000 \rho_{cu}$ 时，起振电流达 40A。图 5 给出了最主要的返波振荡模式 TE₂₁⁽²⁾ 起振长度随电子注电流的变化。可以看出，起振长度随注电流的增加而减小。在注电流 25A 时，起振长度为 11.5cm。

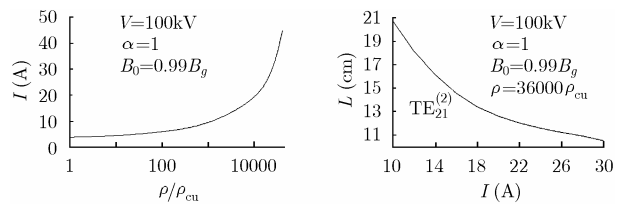


图 4 TE₁₁ 模、基波绝对不稳定性起振电流随损耗层电导率的变化 图 5 基波段回旋返波振荡起振长度随电子注电流的变化

3.2 TE₂₁⁽²⁾ 相互作用段

图 6 给出了第二和第三相互作用段的非耦合色散图。可以看出，影响 TE₂₁⁽²⁾ 模工作稳定性主要有 TE₂₁⁽²⁾ 的绝对不稳定性以及 TE₁₁⁽²⁾，TE₁₁⁽³⁾，TE₂₁⁽³⁾，TE₀₁⁽³⁾ 和 TE₃₁⁽³⁾ 等模式的回旋返波振荡，但不存在来自这些竞争模式基次谐波的影响。

图 7 给出 TE₂₁⁽²⁾，TE₂₁⁽¹⁾ 绝对不稳定性起振电流随工作磁场的变化曲线，此时没有在电路上加载分布损耗。从图中看

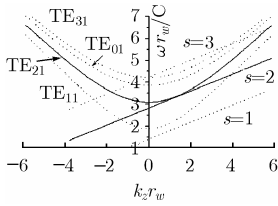


图 6 二次谐波段的非耦合色散图

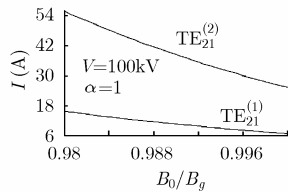


图 7 二次谐波段绝对不稳定性起振电流

出, 随着工作磁场 B_0 接近 B_g , 起振电流降低。另外, 二次谐波工作时绝对不稳定性起振电流明显大于基波工作, 这是因为高次谐波工作时注波耦合减弱, 所以起振更困难。在 $B_0=0.99B_g$ 处, 二次谐波工作时绝对不稳定性起振电流高达 38A。图 8 给出了 4 个返波振荡竞争模式 $TE_{11}^{(2)}$, $TE_{21}^{(2)}$, $TE_{01}^{(3)}$ 和 $TE_{31}^{(3)}$ 的起振长度随电子注电流的变化。可以看出, $TE_{11}^{(2)}$ 和 $TE_{21}^{(2)}$ 模的起振长度十分接近, 在注电流取 25A 时, 它们的起振长度约为 18cm。还可看出, 最危险的竞争来自于 $TE_{31}^{(3)}$ 的返波振荡, 在注电流 25A 时, 它的起振长度只有 12cm。 $TE_{01}^{(3)}$ 起振长度未在图中画出, 但计算表明其起振长度已大于 1m, 这是由于它的振荡点(图 6 中 $TE_{11}^{(2)}$ 模色散曲线与 3 次谐波线的交点)离模式截止频率点太远, 此时电子注与返波的相互作用较弱^[10]。此外, 一种有效压制 $TE_{31}^{(3)}$ 模振荡的办法是在波导壁的轴向开 4 个细缝^[15,16], 它们沿波导角向均匀分布, 相邻缝之间间隔 90° 。在这种结构下, 角向波型指数 m 不为偶数的模式(如 $TE_{31}^{(3)}$, $TE_{11}^{(2)}$)的壁面电流被切断, 其场能会通过缝隙溢出, 难以与电子注有效相互作用。而 m 为偶数的模式则受影响很小。

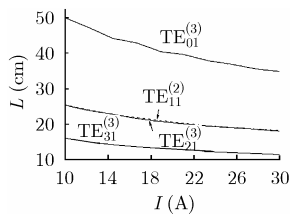


图 8 二次谐波段中回旋返波振荡起振长度随电子注电流的变化

4 非线性分析

从上面分析的结果看, 绝对不稳定性大大限制了基波相互作用段的电子注电流, 但从提高二次谐波段相互作用强度的角度考虑, 又需要有较大的电子注电流。为了解决这一矛盾, 可以在基波相互作用段采用分布损耗电路。另外, 返波振荡严重限制了单一相互作用段电路的长度, 而从提高微波输出功率、效率和增益的角度考虑, 又需要具备一定的电路长度。为此, 若不想在二次谐波相互作用段采用分布损耗电路, 则要求将二次谐波相互作用电路分为两段, 在两段之间引入高频切断, 阻断返波通道。先选定电子注、波导半径以及分布损耗参数, 然后利用非线性分析对各段波导和漂移区长度及工作磁场进行优化, 得到的 $TE_{11}^{(1)} - TE_{21}^{(2)} - TE_{21}^{(2)}$ 模式工作的三段式谐波倍增回旋波放大器工作参数如表 1 所示。从表中可以看出, 整个相互作用电路长 40cm, 单段波导的长度均在

表 1 三段式谐波倍增回旋波管的工作参数

注电压	100kV	第一段漂移区长度	6cm
注电流	25A	第二段波导半径	4.3mm
速度比	1	第二段波导长度	11cm
注半径	1.72mm	第二段漂移区长度	3cm
第一段波导半径	5.2mm	第三段波导半径	4.3mm
第一段波导长度	9cm	第三段波导长度	11cm
第一段分布损耗的电导率	1600S/m	工作磁场	0.659T

线性理论所预测的返波振荡起振长度之下。

根据表 1 确定的工作参数, 基于非线性相互作用方程组式(4a)-式(4g), 我们建立了非线性计算程序, 详细研究了工作模式的饱和输出性能。计算时, 选取 48 个代表电子, 考虑电子注导引中心漂移和速度零散的影响, 并假定相互作用段之间漂移区内的高频场可以忽略不计。图 9, 图 10 分别给出了 Ka 波段 $TE_{11}^{(1)} - TE_{21}^{(2)} - TE_{21}^{(2)}$ 三段式回旋波相互作用电路, 对不同纵向速度零散(高斯分布)下, 饱和输出功率、效率和饱和增益随输出频率的变化曲线。从图中看出, 不考虑速度零散时, 峰值输出功率可达 720kW, 效率 28.8%, 增益约 67dB, 3dB 带宽约 14.3%。在 5% 的速度零散下, 峰值功率降为 540kW, 效率 21.6%, 增益 58dB, 3dB 带宽降为约 4.5%, 并且在此带宽内, 饱和增益均大于 45dB。速度零散的增加会明显降低输出功率、增益和带宽。在频段的高端, 速度零散的影响更大, 因为此时纵向波数较大, 相应电子回旋波多普勒频散增大, 导致整体上电子注与高频波的同步性变差。

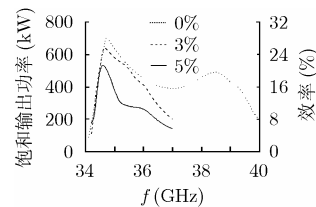


图 9 不同轴向速度零散下的饱和输出功率, 效率随输出频率的变化

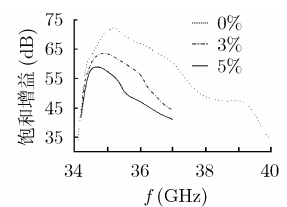


图 10 不同轴向速度零散下饱和增益随频率的变化

此外, 我们的初步计算表明, 对本文研究的三段式回旋波相互作用电路, 在速度零散为 5% 的条件下, 如果能在不同相互作用段选择不同的工作磁场, 则可在输出功率、增益和带宽有所增加的同时, 最大注波相互作用效率可以进一步提高。

5 结束语

对于本文研究的三段式回旋波放大器电路, 通过在相互作用电路上加载分布损耗, 可大大减轻基波相互作用段的绝对不稳定性对工作电流的限制。通过采用多段式或具有模式选择功能的相互作用电路, 可避免二次谐波相互作用段的回旋返波振荡, 同时保证整体上有一定的相互作用长度以达到足够的输出功率、效率和增益。非线性计算表明, 在 5% 的电子注速

度零散下, 本文给出的 Ka 波段三段式谐波倍增回旋波放大器可达到饱和输出峰值功率 540kW, 效率 21.6%, 增益 58dB, 3dB 带宽约 4.5%。由此可以看出, 谐波倍增工作方式也可能达到高增益、宽频带和一定的相互作用效率。

参 考 文 献

- [1] Felch K L, Danly B G, and Jory H R, *et al.* Characteristics and applications of fast-wave gyro-devices. *Proc. of the IEEE*, 1999, 87(5): 752–781.
- [2] Chu K R, Guo H, and Granatstein V L. Theory of the harmonic multiplying gyrotron traveling wave amplifier. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78(24): 4661–4664.
- [3] Nusinovich G S, Chen W, and Granatstein V L. Analytic theory of frequency-multiplying gyro- traveling- wave- tubes. *Phys. Plasmas*, 2001, 8(2): 631–637.
- [4] Choi J J, Ganguly A K, and Armstrong C M. Frequency multiplied harmonic gyrotron-traveling- wave-tube amplifier. *Phys. Plasmas*, 1994, 1(6): 2058–2062.
- [5] Lin A T and Lin C C. Amplification mechanism in the output section of the harmonic multiplying gyrotron traveling wave amplifier. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, 2002, 30(3): 931–937.
- [6] Nusinovich G S, Sinitzyn O V, and Rodgers T, *et al.* Comparison of multistage gyroamplifiers operating in the frequency-multiplication regime with gyroamplifiers operating at a given cyclotron harmonic. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, 2004, 32(3): 957–969.
- [7] Baik Chan-Wook, Jeon Seok-Gy, and Kim Dae-Ho, *et al.* Third harmonic frequency multiplication of a two-stage tapered gyrotron TWT amplifier. *IEEE Trans. on Electron Devices*, 2005, 52(1): 1–10.
- [8] Wang Q S, Kou C S, and McDermott D B, *et al.* High-power harmonic gyro-TWAT's—part II: nonlinear theory and design. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, 1992, 20(3): 163–169.
- [9] Chu K R and Lin A T. Gain and bandwidth of the gyro-TWT and CARM amplifiers. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, 1988, 16(2): 90–104.
- [10] Kou C S. Starting oscillation conditions for gyrotron backward wave oscillators. *Phys. Plasmas*, 1994, 1(9): 3093–3099.
- [11] Chu K R, Chen H Y, and Hung C L, *et al.* Theory and experimental of ultrahigh-gain gyrotron traveling wave amplifier. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, 1999, 27(4): 391–404.
- [12] Wang Q S, Huey H E, and McDermott D B, *et al.* Design of a W-band second harmonic TE₀₂ gyro-TWT amplifier. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, 2000, 28(6): 2232–2237.
- [13] Wang Q S, Kou C S, and McDermott D B, *et al.* High-power harmonic gyro-TWAT's—part I: linear theory and oscillation study. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, 1992, 20(3): 155–162.
- [14] Chu K R. Theory of electron cyclotron maser interaction in a cavity at the harmonic frequencies. *Phys. Fluids*, 1978, 21(12): 2354–2364.
- [15] Wang Q S, McDermott D B, and Luhmann N C. Operation of a stable 200-kW second harmonic gyro-TWT amplifier. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, 1996, 24(3): 700–706.
- [16] Luo Jirun, Zhang Shichang, Ding Yaogen, and Song Wenmiao. Design of a rotating mode filter. Proceedings of 24th International Conference on Millimeter Waves, Monterey, California, USA, 1999: 391–394.

焦重庆: 男, 1981 年生, 博士生, 研究方向为高功率毫米波源技术与应用。

罗积润: 男, 1957 年生, 博士生导师, 研究方向为高功率毫米波源技术与应用。