

大轨道回旋行波放大器非线性理论 及电子注偏心的影响

王秋实^{1,2}, 罗积润¹, 彭澍源^{1,2}

(1. 中国科学院电子学研究所 高功率微波源与技术重点实验室, 北京 100190;

2. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要:建立了大轨道电子注回旋行波放大器的非线性理论,并考虑了电子注偏心时的情况.利用该理论分别研究了大轨道电子注偏心对工作模式和返波振荡模式的影响.结果表明,对于工作模式,偏心导致放大器的平均单位长度增益下降,而对于返波振荡模式来说,偏心导致了可能存在的振荡模式发生变化,使得大轨道电子注偏心时的模式竞争更加复杂.

关键词:大轨道电子注;非线性理论;电子注偏心;回旋返波振荡

中图分类号:TN128 **文献标识码:**A

Nonlinear theory of large-orbit gyrotron traveling wave amplifiers and the effect of misaligned electron beam

WANG Qiu-Shi^{1,2}, LUO Ji-Run¹, PENG Shu-Yuan^{1,2}

(1. Key Laboratory of High Power Microwave Source and Technologies, Institute of Electronics,

Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: The nonlinear theory of large-orbit gyrotron traveling wave amplifier (gyro-TWA) was developed with consideration of misaligned electron beam. The effects of misaligned electron beam on both working mode and backward oscillation mode were studied using this theory. The results show that, for working mode, the average gain is decreased by the effect of misalignment, while for backward oscillation mode, the misalignment leads to changes of possible oscillation modes which makes the mode competition in large-orbit misaligned electron beam is more complex.

Key words: large-orbit electron beam, nonlinear theory, misaligned electron beam, gyro-backward wave oscillation

PACS: 84.40. Ik; 84.40. Dc

引言

回旋行波放大器能在毫米和亚毫米波段产生高功率、宽频带相干电磁辐射,在毫米波雷达、通信、电子对抗等领域具有广泛的应用前景^[1-4].由于高次模式的采用,模式竞争成为回旋行波放大器稳定工作的一个关键问题.抑制竞争主要从三个方面入手:其

一是通过高频结构设计选择合适的工作模式;其二是在高频结构中增加损耗材料抑制寄生模式;其三是设计合适的电子枪减小电子注与寄生模式之间的耦合.应用于回旋行波放大器中的电子注,通常有两种形式,一种是小轨道电子注,通常由磁控注入枪(magnetic injection gun, MIG)产生^[5-7];另一种是大轨道电子注,通常由会切电子枪(cusp gun)产

收稿日期:2015-05-17,修回日期:2015-12-31

基金项目:国家自然科学基金(11175186)

Foundation items: Supported by National Natural Science Foundation of China(11175186)

作者简介(Biography):王秋实(1987-),男,河南许昌人,博士研究生,主要研究领域为回旋行波放大器中的模式竞争与稳定化. E-mail: qiushi-wang0509@163.com

Received date: 2015-05-17, revised date: 2015-12-31

生^[8-11]. 大轨道电子注可以看做是小轨道电子注的引导中心半径为零的一种特殊情况,如图 1 所示. 小轨道电子注的空间分布半径比大轨道电子注要大很多,可以有效减轻空间电荷效应对注电流增大的限制,从而产生更大的输出功率. 然而,相比于小轨道电子注,大轨道电子注具有一个重要优势,对于圆波导 TE_{mn}模式的 s 次谐波,只有满足 $m = s$ 的模式才能与大轨道电子注相互作用,从而有效地减少了竞争模式问题.

理想情况下,大轨道电子注中心应与圆波导中心完全重合. 由于机械装配误差的存在,电子注中心与圆波导中心会有一定程度的偏离,如图 2 所示. 这种偏心对回旋行波放大器的输出功率、增益、效率和模式耦合都有一定程度的影响. 关于偏心对小轨道电子注回旋行波放大器的影响,已经有很多文献使用不同的理论,如线性理论^[12],非线性理论^[13-16]和时域理论^[17]对其进行过研究. 此外,文献[18]使用线性理论研究了偏心对大轨道电子注回旋行波放大器的影响. 然而,对于大信号时的情况尚缺乏研究,本文将回旋行波放大器小轨道电子注非线性理论在引导中心附近展开,获得其大轨道电子注非线性分析方程,同时使用该理论研究了偏心对器件性能的影响. 文章的第二部分介绍大轨道电子注非线性理论的模型和公式以及偏心处理方法,第三部分以一个 30 GHz, TE₂₁二次谐波大轨道回旋行波放大器为例,介绍了偏心对器件性能的影响,第四部分对全篇进行了总结.

1 模型和公式

1.1 大轨道电子注非线性理论

对于小轨道电子注的情况(如图 1 所示),点 O 为圆波导的中心, O_1 为电子回旋引导中心点, r_w, r_c, r_L 分别为波导半径,电子引导中心半径和电子拉莫尔半径, ϕ_c 和 θ 分别为电子引导中心角和电子回旋角, ρ, ϕ 为电子在波导中心坐标系中的极坐标值, B_0 为沿轴向的均匀外磁场.

基于参考文献[19-20]中的非线性理论,与回旋行波放大器中 TE_{mn}模式 s 次谐波相互作用的电子运动方程可以用以下 6 个式子来描述:

$$\frac{dp'_z}{dz'} = \frac{e\mu_0}{m_0} \frac{\beta_i}{\beta_z k_{mn} \omega} \text{Re}[f'(z) J'_s(k_{mn} r_L) J_{m-s}(k_{mn} r_c) e^{-i\vartheta_s}] \quad (1)$$

$$\frac{dp'_t}{dz'} = -\frac{e\mu_0}{m_0} \frac{1}{v_z \omega k_{mn}} \text{Re}[(i\omega f(z) + v_z f'(z)) J'_s(k_{mn} r_L) J_{m-s}(k_{mn} r_c) e^{-i\vartheta_s}] \quad (2)$$

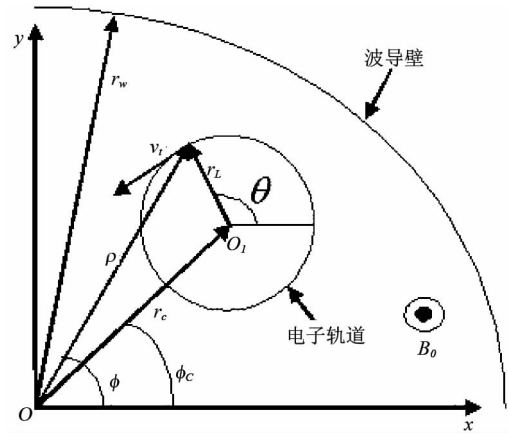


图 1 小轨道电子注的电子轨道在波导横截面上的投影

Fig. 1 Projection of the small electron orbit on the cross section of the waveguide

$$\frac{d\theta}{dz'} = \frac{eB_0}{\gamma\beta_z \omega m_0} - \frac{e\mu_0}{\gamma\beta_z \omega m_0} \frac{1}{v_z k_{mn}^2} \text{Re} \left\{ \left[\frac{s\omega}{r} f(z) - v_z k_{mn}^2 f(z) - i \frac{sv_z}{r} f'(z) \right] J_s(k_{mn} r_L) J_{m-s}(k_{mn} r_c) e^{-i\vartheta_s} \right\} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{dr'_c}{dz'} = & \frac{\mu_0}{v_z B_0} \left\{ \frac{1}{k_{mn}} J_s(k_{mn} r_L) J'_{m-s}(k_{mn} r_c) \text{Re} \{ [f'(z) v_z + i\omega f(z)] e^{-i\vartheta_s} \} \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} [J_{s-1}(k_{mn} r_L) J_{m-s+1}(k_{mn} r_c) - J_{s+1}(k_{mn} r_L) J_{m-s-1}(k_{mn} r_c)] \right. \\ & \left. \text{Im} [v_z f(z) e^{-i\vartheta_s}] \right\} \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_c}{dz'} = & \frac{\mu_0}{\beta_z B_0} \left\{ \frac{1}{\omega k_{mn}^2} \frac{m-s}{r_c} J_s(k_{mn} r_L) J_{m-s}(k_{mn} r_c) \text{Im} \{ [f'(z) v_z + i\omega f(z)] e^{-i\vartheta_s} \} \right. \\ & \left. - \frac{1}{2\omega r_c} [J_{s-1}(k_{mn} r_L) J_{m-s+1}(k_{mn} r_c) + J_{s+1}(k_{mn} r_L) J_{m-s-1}(k_{mn} r_c)] \right. \\ & \left. \text{Re} [v_z f(z) e^{-i\vartheta_s}] \right\} \quad (5) \end{aligned}$$

$$\frac{d(\omega t)}{dz'} = \frac{1}{\beta_z} \quad (6)$$

同时,描述高频场振幅演化的方程为:

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + k_z^2 \right) f(z) = \frac{2k_{mn}}{\pi K_{mn}} \frac{I_b}{r_w^2} \sum_{j=1}^N W_j \frac{\beta_{i,j}}{\beta_{z,j}} J'_s(k_{mn} r_{Lj}) J_{m-s}(k_{mn} r_{cj}) e^{i\vartheta_{sj}} \quad (7)$$

其中, $p'_t = \gamma\beta_t$, $p'_z = \gamma\beta_z$, $r'_c = kr_c$, $z' = kz$ 为引入归一化后各变量的值,同时 $\vartheta = s\theta - \omega t + (m-s)\phi_c$, N 为计算使用的宏粒子(电子)数, $f(z)$ 表示 TE_{mn} 模的轴向场振幅,相应的轴向磁场强度的表达式为 $H_z = \text{Re} [f(z) J_m(k_{mn} \rho) e^{i(\omega t - m\phi)}]$.

对于大轨道电子注来说,可以看做是小轨道电子注的初始引导中心半径 $r_{c0} = 0$ 的一种特殊情况,因此关于电子运动的式(1)~(4), (6)以及场演化

方程(7)均可以保持不变,但对于式(5)来说,存在引导中心半径 r_c 出现在分母上的情况,为了避免分母等于 0,需要对式(5)进行一定改进.对于非偏心大轨道电子注,有

$$m = s \quad , \quad (8)$$

以及当 $x \rightarrow 0$ 时,有

$$J_1(x) = -J_{-1}(x) \approx \frac{1}{2}x - \frac{1}{16}x^3 \quad . \quad (9)$$

对于式(5)中涉及引导中心半径 r_c 的部分,假设 $l = m - s, x = k_{mn}r_c$,则由式(8)、(9)可得式(5)中第一项

$$\begin{aligned} \lim_{l \rightarrow 0} \frac{lJ_l(x)}{x^2} &= \lim_{l \rightarrow 0} \frac{x[J_{l-1}(x) + J_{l+1}(x)]}{2x^2} \\ &= \frac{J_{-1}(x) + J_1(x)}{2x} \quad , \quad (10) \\ &= \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{32}x^2 + \frac{1}{4} - \frac{1}{32}x^2 \right) \\ &= 0 \end{aligned}$$

以及式(5)中第二项

$$\begin{aligned} \frac{1}{x} [J_{m-1}(k_{mn}r_L)J_1(x) + J_{m+1}(k_{mn}r_L)J_{-1}(x)] \\ = \frac{1}{x} \left[J_{m-1}(k_{mn}r_L) \left(\frac{1}{2}x - \frac{1}{16}x^3 \right) + J_{m+1}(k_{mn}r_L) \left(-\frac{1}{2}x + \frac{1}{16}x^3 \right) \right] \\ = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{16}x^2 \right) [J_{m-1}(k_{mn}r_L) - J_{m+1}(k_{mn}r_L)] \quad . \quad (11) \end{aligned}$$

将式(10)、(11)代入式(5)可得

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_c}{dz'} &= -\frac{\mu_0 k_{mn}}{2\omega\beta_z B_0} \left(\frac{1}{2} - \frac{k_{mn}^2 r_c^2}{16} \right) \\ &\quad [J_{m-1}(k_{mn}r_L) - J_{m+1}(k_{mn}r_L)] \operatorname{Re}[v_j f(z) e^{-i\theta_m}] \quad . \quad (12) \end{aligned}$$

因此,大轨道电子注时非线性理论的演化方程由式(1)~(4)、(6)~(7)和(12)构成.

1.2 电子注偏心的描述

如图 2 所示,可见大轨道电子注偏心的情况也可以看作是小轨道电子注的一种特殊情况,对比图 1 可以看出,偏心的距离 d 相当于小轨道电子注的引导中心半径 r_c ,相对于小轨道电子注的引导中心角 ϕ_c 可以取 $[0, 2\pi]$ 中的任意值来说,由于偏心的方向是固定的,所以此时的引导中心角度 ϕ_c 必须取一固定数值.在回旋管中,注波能量交换主要通过电子与引导中心坐标系中角向电场分量 E_θ 之间的相互作用来完成,由 E_θ 的 s 次谐波表达式 $E_\theta = \operatorname{Re} \left[\frac{i\omega\mu_0}{k_{mn}} f(z) J'_s(k_{mn}r_L) J_{m-s}(k_{mn}r_c) e^{i(\omega t - s\theta - (m-s)\phi_c)} \right]$, 可

以看出偏心方向即引导中心角度 ϕ_c 对 E_θ 的影响取决于 $e^{i(-s\theta - (m-s)\phi_c)}$ 一项,当 $m = s$ 时, $e^{i(-s\theta - (m-s)\phi_c)} = e^{i(-s\theta)}$,此时 ϕ_c 的选取对 E_θ 的分布没有影响,选取不同的偏心角度对于计算结果没有影响.当 $m \neq s$ 时,可以通过使用较多的宏电子令偏心角度对计算结果的影响很小,一般来说,当模拟的宏电子数大于 64 个时,可以任意选取偏心的角度.为了计算方便,偏心方向即引导中心角度 ϕ_c 通常取 0 即可.因此,计算大轨道电子注偏心时的情况,只需要将小轨道电子注理论的初始引导中心半径和引导中心角度进行如下设置即可

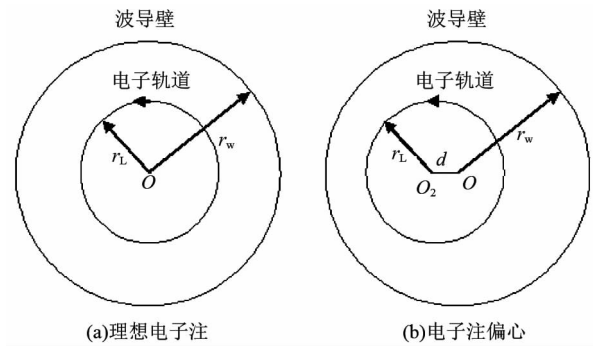


图 2 大轨道电子注的电子轨道在波导横截面上的投影 (a) 理想电子注的情况, (b) 电子注偏心时的情况
Fig. 2 Projection of the large electron orbit on the cross section of the waveguide (a) ideal beam, and (b) misaligned beam

$$r_{c0} = d \quad , \quad (13)$$

$$\phi_{c0} = 0 \quad , \quad (14)$$

其中 d 为电子注偏心的距离,当 $d \neq 0$ 时,此时并不存在初始引导中心半径 $r_{c0} = 0$ 这种情况,因此不需要对式(5)进行改进,则大轨道电子注偏心时的非线性理论由小轨道电子注时的式(1)~(7)以及电子注设置(13)、(14)构成.

1.3 边界条件

下面考虑放大和振荡模式时高频场边界条件的设置.

对于轴向场分布 $f(z)$,可以分解为前向波分量和反向波分量,即

$$f(z) = f_+(z) e^{-ik_z z} + f_-(z) e^{ik_z z} \quad , \quad (15)$$

以及,

$$f'(z) = -ik_z [f_+(z) e^{-ik_z z} - f_-(z) e^{ik_z z}] \quad . \quad (16)$$

对于放大模式,在波导入口 ($z=0$) 处有

$$f(0) = f_+(0) + f_-(0) \quad , \quad (17)$$

$$f'(0) = -ik_z [f_+(0) - f_-(0)] \quad , \quad (18)$$

其中前向波振幅由输入功率 P_{in} 计算得出:

$$f_+(0) = \frac{k_{mn}^2}{J_m(x_{mn})} \sqrt{\frac{2}{\pi\omega\mu_0} \frac{P_{in}}{(x_{mn}^2 - m^2) \sqrt{k^2 - k_{mn}^2}}}$$

(19)

而在波导出口($z=L$)处只存在前向波[21],因此有

$$f'(L) = -ik_z f_+(L) e^{-ik_z L} = -ik_z f(L) \quad (20)$$

则可以定义目标函数

$$D(f_-(0)) = f'(L) + ik_z f(L) \quad (21)$$

对于任意反向波振幅 $f_-(0)$ 可以使用非线性理论计算出相应的 $D(f_-(0))$ 的值,则可以使用求根公式计算出使 $D(f_-(0))=0$ 的 $f_-(0)$ 的值,从而计算出放大模式的场分布 $f(z)$.

对于返波振荡模式来说,在波导入口只存在反向波,即

$$f(0) = f_-(0) \quad (22)$$

$$f'(0) = ik_z f_-(0) = ik_z f(0) \quad (23)$$

而在波导出口($z=L$)处只存在前向波,同样有

$$f'(L) = -ik_z f_+(L) e^{-ik_z L} = -ik_z f(L) \quad (24)$$

不同于放大模式,对于返波振荡模式,计算时并不知道其振荡频率,同样定义目标函数

$$D(f_-(0), \omega) = f'(L) + ik_z f(L) \quad (25)$$

对于任意一组反向波振幅 $f_-(0)$ 和振荡频率 ω ,可以使用非线性理论计算出相应的 $D(f_-(0), \omega)$ 的值,此时可以使用二维求根算法,如牛顿法计算出使 $D(f_-(0), \omega) = 0$ 的 $f_-(0)$ 和 ω 的值,从而计算出返波振荡模式的场分布 $f(z)$.

2 结果与讨论

基于第二部分获得的公式,以一个 30 GHz, TE_{21} 二次谐波回旋行波放大器为例分析电子注偏心对注波互作用的影响,选择 TE_{21} 二次谐波是由于高次谐波可以有效降低工作磁场强度,同时,高次谐波较弱的互作用强度使得截止频率附近的绝对不稳定性起振电流较高,从而可以稳定的工作在更高的电流,产生更大的功率. 在圆波导中, s 次谐波注波互作用强度最大的模式是 TE_{s1} 模式^[8],对于二次谐波即为 TE_{21} 模式. 其工作参数如下:波导半径 $r_w = 5$ mm, 相互作用区长度 $L = 42$ cm, 电子注电压 $V_b = 70$ kV, 电子注电流 $I_b = 5$ A, 速度比 $\alpha = 1$, 外磁场 $B_0 = 0.99B_g$, 此时色散曲线如下图所示.

由图 3 可见,点 1 为 TE_{21} 模二次谐波回旋行波放大器的工作点,它位于 $s=2$ 次谐波与 TE_{21} 模色散曲线相切的区域,在这个区域中注波能够发生稳定的能量交换. 同时,从图中可以看出电子回旋波色散

曲线(包括 $s=2$ 及更高次的谐波)与其它波导模式的色散曲线也有交点,其中位于 k_z 负半轴的交点处,前向行进的电子注可与反向行进的电磁波耦合构成能量反馈回路. 当注电流或相互作用区长度超过一定数值之后,这种反馈可能激起稳定的电磁振荡,即为回旋返波振荡,干扰放大器的正常工作. 对于偏心情况下的大轨道电子注模式,注波互作用强度的表达式为^[18]:

$$H_{sm} = J_s'^2(k_{mn}r_L) J_{m-s}(k_{mn}d) \quad (26)$$

当 $d=0$,即不存在电子注偏心时,由于 $J_{m-s}(0)$ 只有在 $m-s=0$ 时其值才不为 0,因此不偏心时只有满足 $m=s$ 的模式才有可能存在,除了工作模式 $TE_{21}^{(2)}$ 以外,如图 3 所示,返波振荡模式中满足此条件的有点 2 对应的 $TE_{31}^{(3)}$ 模式和点 3 对应的 $TE_{41}^{(4)}$ 模式,上标表示谐波次数. 而当 $d \neq 0$,即存在电子注偏心时,由式(26)可见,此时无需满足 $m=s$ 的条件,在这种情况下,一般来说,离截止频率越近的模式,其波阻抗越高,越有可能发生返波振荡,如图 3 所示,除了点 2 和 3 以外,离截止频率最近的点为点 4, $TE_{01}^{(3)}$ 模式以及点 5, $TE_{11}^{(2)}$ 模式. 则上述的四个模式即为偏心时可能存在的返波振荡模式.

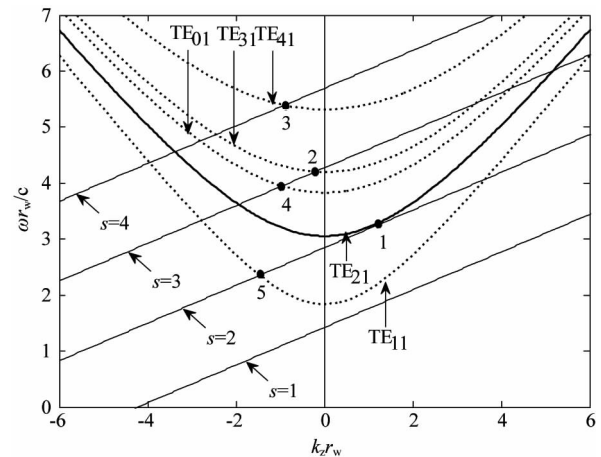


图 3 色散曲线
Fig. 3 Dispersion curve

下面使用非线性理论计算工作模式 $TE_{21}^{(2)}$ 在不同的偏心大小时的轴向增益,计算时使用的输入功率为 100 W.

由图 4 可见,随着偏心距离 d 的增大,放大器达到最大增益的所需的相互作用区长度越来越长,而当 d 进一步增大时,放大器的最大增益值将会迅速减小. 从图 5 可以更加明显的看出上述趋势.

由图 5 可以看出,当 $d < 2.4$ mm 时,随着 d 的

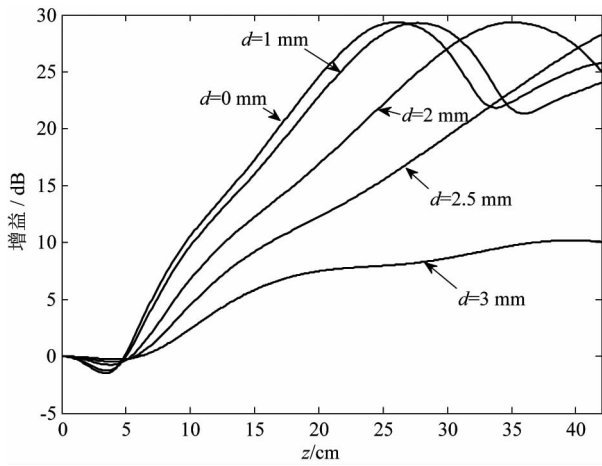


图 4 工作模式在不同的偏心大小时的轴向增益
Fig. 4 The axial power gain on working mode with different length of misalignment

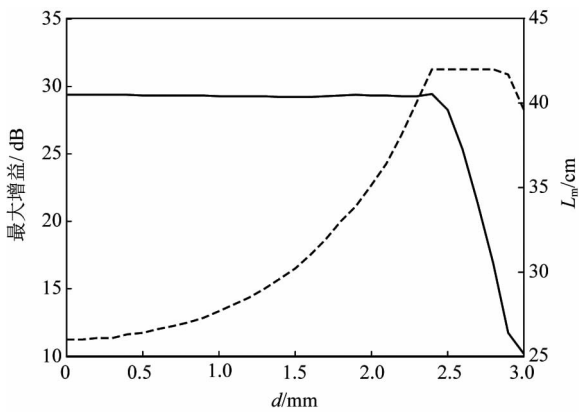


图 5 最大增益(实线)与达到最大增益所需的长度(虚线)随 d 值的变化
Fig. 5 The maximum gain (solid line) and the length to reach the maximum gain (dash line) with the increase of d

增大,放大器达到的最大增益值基本不变,而达到此增益所需的相互作用区长度不断增长,当 $d > 2.4$ mm 后,达到最大增益所需的长度大于了模拟时使用的相互作用长度 $L = 42$ cm,此时随着 d 的增大,放大器的最大增益值迅速减小. 由于此时大轨道电子注的拉莫尔半径约为 1.2 mm,因此,考察偏心距离至 $d = 3$ mm 是合适的. 而对于电子注拉莫尔半径的选取,由式(26)可以计算不同拉莫尔半径时各模式的注波相互作用强度,如图 6 所示,其中, $TE_{21}^{(2)}$, $TE_{31}^{(3)}$ 以及 $TE_{41}^{(4)}$ 模式在计算时令 $d = 0$ mm,而 $TE_{11}^{(2)}$, $TE_{01}^{(3)}$ 模计算时令 $d = 2$ mm,由于 $H_{sm} \propto J_s'^2(k_{mn}r_L)$, 因此 d 的取值并不影响注波相互作用强度对于不同拉莫尔半径 r_L 的相对分布. 由图 6 可见,当拉莫尔半径取 1.2 mm 时,可以保证工作模式 $TE_{21}^{(2)}$ 的交互

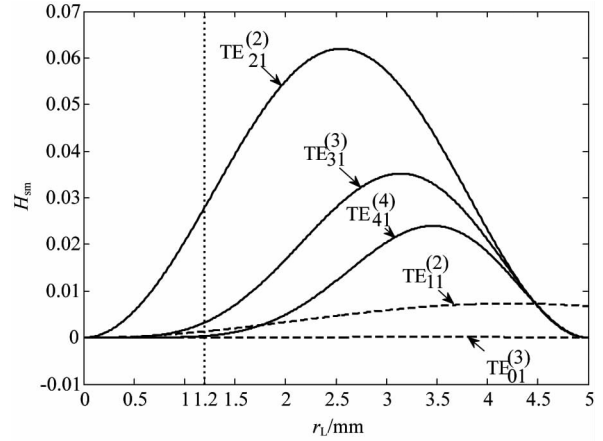


图 6 不同拉莫尔半径时各模式的注波相互作用强度(实线表示 $d = 0$ mm,虚线表示 $d = 2$ mm)
Fig. 6 The beam-wave interaction strength of modes with different Larmor radius (The solid lines represent $d = 0$ mm, the dash lines represent $d = 2$ mm)

用强度达到足够大,同时令其它振荡模式的相互作用强度较小,而若选择拉莫尔半径为工作模式相互作用强度最大的位置,则此时几个振荡模式的相互作用强度将显著增大,会导致返波振荡难以抑制,因此拉莫尔半径取 1.2 mm 是合适的.

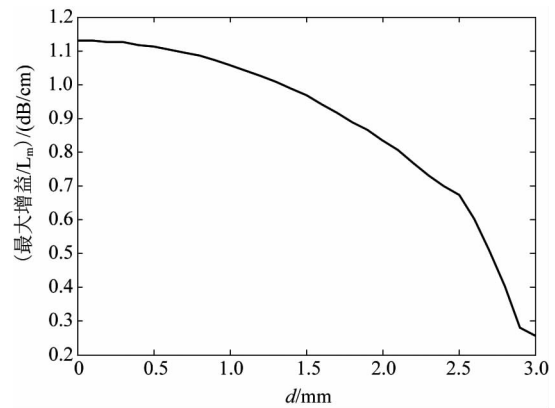


图 7 放大器平均单位长度增益随 d 的变化
Fig. 7 The average gain per unit length with the increase of d

图 7 为图 5 中最大增益与所需长度之比相对于偏心距离 d 的关系图,这个比值可以认为是放大器达到最大增益之前的平均单位长度增益,可以看出该平均单位长度增益随着偏心距离 d 的增加不断下降,说明存在偏心时,相比于不偏心为了达到同样的增益需要更长的相互作用长度. 由式(26)可以得出工作模式 $TE_{21}^{(2)}$ 的注波相互作用强度随着偏心距离 d 的变化图,如图 8 所示,同样,随着 d 的增加,相互作用强度不断下降,对比图 7 可见两图趋势符合的很好.

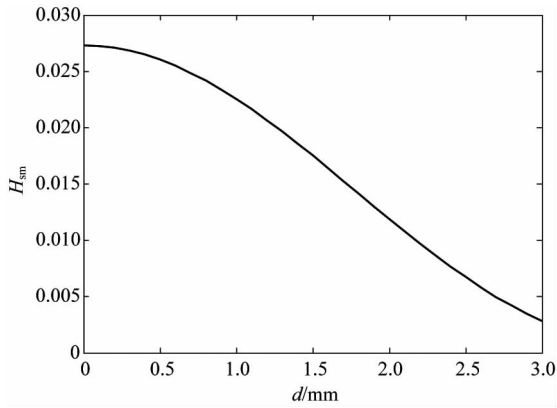


图 8 工作模式 $TE_{21}^{(2)}$ 的注波相互作用强度随着 d 的变化
 Fig. 8 The beam-wave interaction strength of working mode $TE_{21}^{(2)}$ with the increase of d

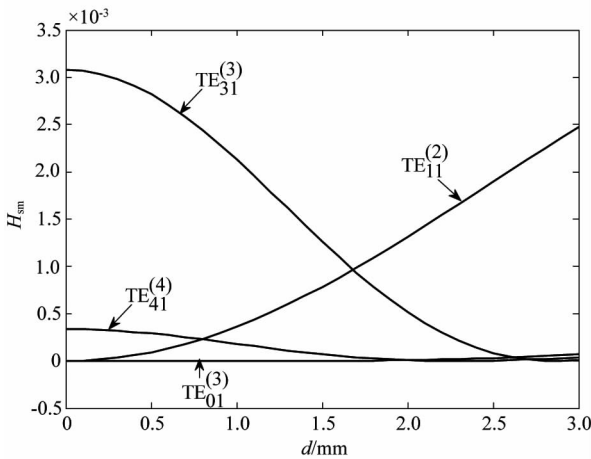


图 9 四个返波振荡模式的注波相互作用强度随 d 的变化
 Fig. 9 The beam-wave interaction strength of four oscillation modes with the increase of d

由式(26)同样可以得出四个返波振荡模式的注波相互作用强度随着偏心距离 d 的变化图,如图 9 所示. 首先,对比图 8 可以看出,非工作模式的注波相互作用强度比工作模式的小很多,双方相差约一个数量级. 其次,可以看出 $TE_{31}^{(3)}$ 与 $TE_{41}^{(4)}$ 模式的相互作用强度随着偏心距离的增大而减小,最终趋近于 0. 在相同的偏心距离下 $TE_{31}^{(3)}$ 的相互作用强度比 $TE_{41}^{(4)}$ 强很多,而 $TE_{11}^{(2)}$ 模式的相互作用强度在不偏心时为 0,随着偏心距离的增大而不断增大. 最后,可以看到 $TE_{01}^{(3)}$ 模式的注波相互作用强度无论是否偏心都基本上接近于 0,因此可以不用考虑. 总的来说,偏心距离 d 较小时返波振荡竞争模式主要为 $TE_{31}^{(3)}$ 模,其次为 $TE_{41}^{(4)}$ 模, d 较大时返波振荡的主要模式为 $TE_{11}^{(2)}$ 模.

下面使用非线性理论计算 $TE_{31}^{(3)}$, $TE_{41}^{(4)}$ 和

$TE_{11}^{(2)}$ 返波振荡模式在不同偏心大小时的轴向功率分布.

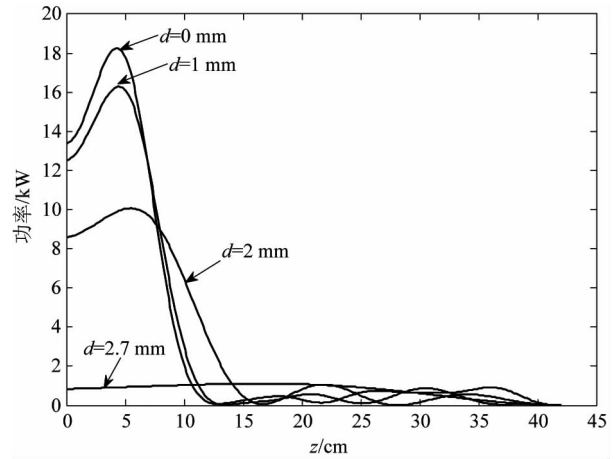


图 10 $TE_{31}^{(3)}$ 模在不同偏心大小时的轴向功率分布
 Fig. 10 The axial power of $TE_{31}^{(3)}$ mode with different length of misalignment

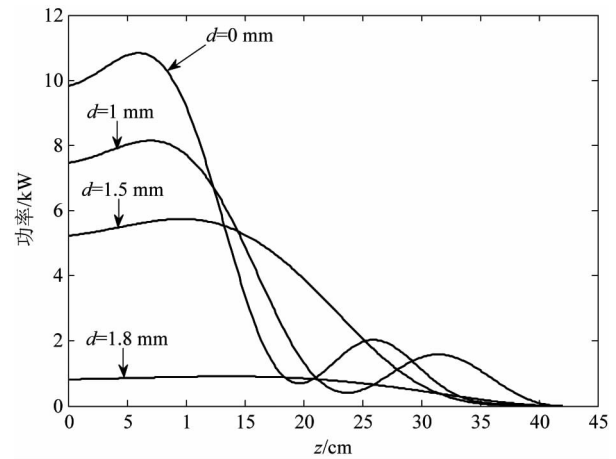


图 11 $TE_{41}^{(4)}$ 模在不同偏心大小时的轴向功率分布
 Fig. 11 The axial power of $TE_{41}^{(4)}$ mode with different length of misalignment

由图 10 ~ 12 可以看出,对于 $TE_{31}^{(3)}$ 和 $TE_{41}^{(4)}$ 模式,返波振荡在左侧的输出功率随着偏心距离 d 的增大而不断减小,当 d 达到一定程度后则不再起振,对于 $TE_{11}^{(2)}$ 模式,在偏心距离 d 较小时不起振,而当 d 较大时该模式起振,同时随着 d 的增大,输出功率不断增大. 同时,可以看到,对于上述三个返波振荡模式来说,在适当的 d 值时的返波输出功率可以达到 10 kW 量级,这将严重影响回旋行波放大器的正常工作,因此需要使用一些技术,如引入模式选择电路和加入分布式损耗^[8],来抑制这些返波振荡模式的产生.

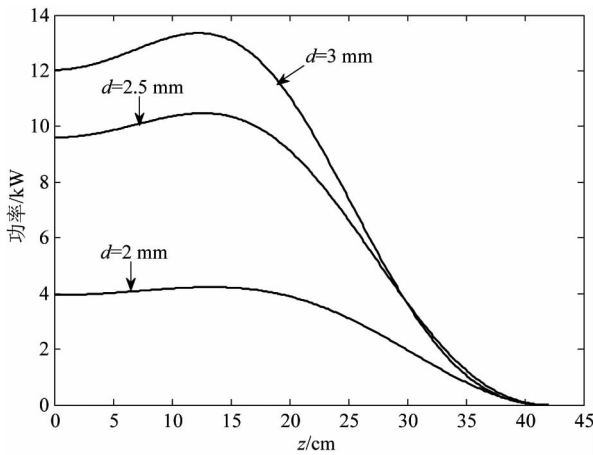


图 12 $TE_{11}^{(2)}$ 模在不同偏心大小时的轴向功率分布
Fig. 12 The axial power of $TE_{11}^{(2)}$ mode with different length of misalignment

图 13 为各返波振荡模式输出功率随 d 的变化趋势图。

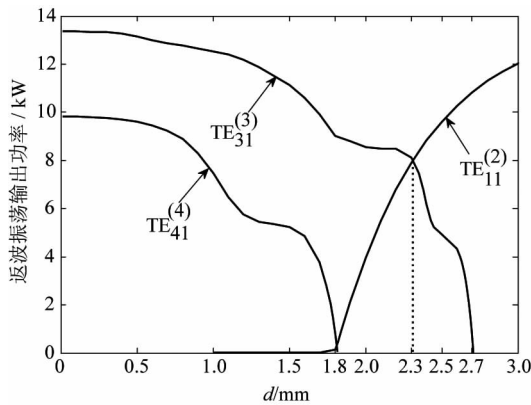


图 13 各返波振荡模式输出功率随 d 的变化
Fig. 13 The output power of oscillation modes with the increase of d

由图 13 可见, $TE_{31}^{(3)}$ 和 $TE_{41}^{(4)}$ 模式的输出功率随着 d 的增大逐渐减小, 相同 d 值时 $TE_{31}^{(3)}$ 模式的输出功率比 $TE_{41}^{(4)}$ 模式大, 当 $d > 1.6$ mm 后, $TE_{41}^{(4)}$ 模的输出功率迅速减小, 到 $d = 1.8$ mm 时输出功率减为 0 不再起振, 而此时 $TE_{11}^{(2)}$ 模式开始起振, 随着偏心距离的进一步增大, $TE_{11}^{(2)}$ 模的输出功率不断增大, $TE_{31}^{(3)}$ 模的输出功率则进一步减小, 当 $d > 2.5$ mm 后输出功率迅速减小, 到 $d = 2.7$ mm 时输出功率减为 0, 不再起振。

由图 13 还可以很明显的看出, 对于不同的偏心距离 d , 同时可能存在的返波振荡模式最多有两个, 当 $d < 1.8$ mm 时, 可能存在的模式为 $TE_{31}^{(3)}$ 模和

$TE_{41}^{(4)}$ 模, $TE_{31}^{(3)}$ 模的输出功率较大. 当 $1.8 \text{ mm} < d < 2.7 \text{ mm}$ 时, 可能存在的模式为 $TE_{31}^{(3)}$ 模和 $TE_{11}^{(2)}$ 模, 在 $d < 2.3$ mm 时, $TE_{31}^{(3)}$ 模的输出功率较大, 在 $d > 2.3$ mm 后 $TE_{11}^{(2)}$ 模的输出功率较大. 最后, 当 $d > 2.7$ mm 时, 可能存在的模式只有 $TE_{11}^{(2)}$ 模。

3 结论

将回旋波放大器小轨道电子注非线性理论推广到大轨道电子注非线性及适用于电子注偏心的情况. 以一个 30 GHz, TE_{21} 二次谐波大轨道回旋波放大器为例, 分别研究了大轨道电子注偏心对工作模式和返波振荡模式的影响. 结果表明, 对于工作模式, 偏心导致了放大器的平均单位长度增益下降, 而对于返波振荡模式来说, 偏心导致了可能存在的振荡模式发生变化, 尤其重要的是, 随着偏心距离的增大, 满足 $m = s$ 条件的 $TE_{31}^{(3)}$ 模和 $TE_{41}^{(4)}$ 模的注波相互作用强度不断减小, 返波振荡的输出功率也随之减小, 最终不再起振, 而不满足 $m = s$ 的 $TE_{11}^{(2)}$ 返波振荡模式在 $d > 1.8$ mm 后逐渐起振并且输出功率随着偏心距离的增大而不断增大, 从而导致大轨道电子注偏心时的模式竞争更加复杂。

References

- [1] Chu K R. The electron cyclotron maser [J]. *Reviews of modern physics*, 2004, **76**(2): 489 - 540.
- [2] Chu K R, Granatstein V L, Latham P E, et al. A 30-MW gyrokystron-amplifier design for high-energy linear accelerators[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1985, **13**(6): 424 - 434.
- [3] Luce T C. Applications of high-power millimeter waves in fusion energy research [J]. *IEEE transactions on plasma science*, 2002, **30**(3): 734 - 754.
- [4] Thumm M. High power gyro-devices for plasma heating and other applications[J]. *International journal of infrared and millimeter waves*, 2005, **26**(4): 483 - 503.
- [5] Barnett L R, Luhmann JR N C, Chiu C C, et al. Relativistic performance analysis of a high current density magnetron injection gun [J]. *Physics of Plasmas*, 2009, **16**(9): 093111.
- [6] Fu W, Yan Y, Yuan X, et al. Two-beam magnetron injection guns for coaxial gyrotron with two electron beams[J]. *Physics of Plasmas*, 2009, **16**(2): 023103.
- [7] Yuan C P, Chang T H, Chen N C, et al. Magnetron injection gun for a broadband gyrotron backward-wave oscillator [J]. *Physics of Plasmas*, 2009, **16**(7): 073109.
- [8] Harriet S B, McDermott D B, Gallagher D A, et al. Cusp gun TE 21 second-harmonic Ka-band gyro-TWT amplifier [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2002, **30**(3): 909 - 914.

(下转第 256 页)

- [14] Dekker R, Driessen A, Wahlbrink T, *et al.* Ultrafast Kerr-induced all-optical wavelength conversion in silicon waveguides using 1.55 μm femtosecond pulses[J]. *Optics express*, 2006, **14**(18):8336–8346.
- [15] De Leonardis F, Passaro V M N. Efficient wavelength conversion in optimized SOI waveguides via pulsed four-wave mixing[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2011, **29**(23):3523–3535.
- [16] An L, Liu H, Sun Q, *et al.* Wavelength conversion in highly nonlinear silicon-organic hybrid slot waveguides [J]. *Applied optics*, 2014, **53**(22):4886–4893.
- [17] Tien E K, Huang Y, Gao S, *et al.* Discrete parametric band conversion in silicon for mid-infrared applications [J]. *Optics express*, 2010, **18**(21):21981–21989.
- [18] YIN Jing-Chan, XIAO Xiao-Sheng, YANG Chang-Xi. Experimental study of slow light based on four-wave mixing wavelength conversion and dispersion in optical fibers[J]. *Acta Phys. Sin.* (尹经禅,肖晓晟,杨昌喜. 基于光纤四波混频波长转换和色散的慢光实验研究. *物理学报*), 2010, **59**(06):3986–06.
- [19] Soref R. Mid-infrared photonics in silicon and germanium [J]. *Nature Photonics*, 2010, **4**(8):495–497.
- [20] Malik A, Muneeb M, Pathak S, *et al.* Germanium-on-silicon mid-infrared arrayed waveguide grating multiplexers [J]. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 2013, **25**(18):1805–1808.
- [21] Wang P, O'Mahony C C, Lee T, *et al.* Mid-infrared Raman sources using spontaneous Raman scattering in germanium core optical fibers[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, **102**(1):011111.
- [22] Werle P, Slemr F, Maurer K, *et al.* Near-and mid-infrared laser-optical sensors for gas analysis [J]. *Optics and lasers in engineering*, 2002, **37**(2):101–114.
- [23] Huang Y, Tien E K, Gao S, *et al.* Quasi-phase matching in SOI and SOS based parametric wavelength converters [C]. SPIE Photonic Devices Applications, International Society for Optics and Photonics, 2011: 81200F-81200F-7.
- [24] Zhang L, Agarwal A M, Kimerling L C, *et al.* Nonlinear group IV photonics based on silicon and germanium; from near-infrared to mid-infrared[J]. *Nanophotonics*, 2014, **3**(4-5):247–268.
- [25] De Leonardis F, Troia B, Passaro V. Mid-IR optical and nonlinear properties of germanium on silicon optical waveguides[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2014, **32**(22):3747–3757.
- [26] Hon N K, Soref R, Jalali B. The third-order nonlinear optical coefficients of Si, Ge, and $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ in the midwave and longwave infrared [J]. *Journal of Applied Physics*, 2011, **110**(1):011301–011301.
- [27] Agrawal G P. *Nonlinear fiber optics*[M]. Academic press, 2006.

(上接 249 页)

- [9] Sabchevski S, Idehara T, Ogawa I, *et al.* Computer simulation of axis-encircling beams generated by an electron gun with a permanent magnet system[J]. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2000, **21**(8):1191–1209.
- [10] He W, Whyte C G, Rafferty E G, *et al.* Axis-encircling electron beam generation using a smooth magnetic cusp for gyrodevices[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, **93**(12):121501.
- [11] Gallagher D A, Barsanti M, Scafuri F, *et al.* High-power cusp gun for harmonic gyro-device applications[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2000, **28**(3):695–699.
- [12] Jiao C, Luo J. Linear and nonlinear analysis of a gyrotron traveling wave amplifier with misaligned electron beam [J]. *Physics of Plasmas*, 2006, **13**(11):113101.
- [13] Zhang S C, Thumm M. Kinetic description of the influence of electron-beam misalignment on the performance of a coaxial - cavity gyrotron[J]. *Physics of Plasmas*, 1996, **3**(7):2760–2765.
- [14] Zhang S C, Liu Y. Gyrokinetic formula and experimental examination of the electron-beam misalignment effect on the efficiency of a cylindrical-cavity gyrotron oscillator[J]. *Physical Review E*, 2001, **63**(2):026501.
- [15] Dumbrajs O, Shenggang L. Kinetic theory of electron-cyclotron resonance masers with asymmetry of the electron beam in a cavity[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1992, **20**(3):126–132.
- [16] Nusinovich G S, Dumbrajs O, Levush B. Wave interaction in gyrotrons with off - axis electron beams[J]. *Physics of Plasmas*, 1995, **2**(12):4621–4630.
- [17] Wang Q, Luo J, Peng S. Time domain analysis of a gyrotron traveling wave amplifier with misaligned electron beam [J]. *Physics of Plasmas*, 2014, **21**(8):083104.
- [18] Jiao C Q, Luo J R. Linear theory of large-orbit gyrotron traveling wave amplifiers with misaligned electron beam [J]. *Physics of Plasmas*, 2010, **17**(11):114502.
- [19] Jiao C Q, Luo J R. Linear and nonlinear theories of a large-orbit gyrotron traveling wave amplifier [J]. *Physics of Plasmas*, 2010, **17**(05):054503.
- [20] Wang Q S, Kou C S, McDermott D B, *et al.* High-power harmonic gyro-TWT's. II. Nonlinear theory and design [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1992, **20**(3):163–169.
- [21] Chu K R, Chen H Y, Hung C L, *et al.* Theory and experiment of ultrahigh-gain gyrotron traveling wave amplifier [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1999, **27**(2):391–404.