

# 回旋速调管注波相互作用瞬态非线性理论与模型研究

郭建华<sup>†</sup> 喻胜 李宏福 张天钟 雷朝军 李想 张颜颜

(电子科技大学高能研究所, 大功率微波电真空器件技术重点实验室, 成都 610054)

(2010年8月25日收到; 2010年11月16日收到修改稿)

本文利用自洽非线性理论对回旋速调管放大器中的电子注-波相互作用进行了时域瞬态分析, 建立了多腔回旋速调管非线性理论, 给出了相应的电子运动方程和复数形式的相互作用瞬态场方程. 探讨了调制腔、中间腔、和输出腔中注-波相互作用的模型和研究方法, 考虑了电子速度零散对注-波相互作用的影响. 最后利用 FORTRAN 语言给出并分析了一支  $K\alpha$  波段四腔回旋速调管注-波相互作用的数值计算结果, 经与实验值和 PIC 模拟结果相比较, 三者较为符合.

**关键词:** 回旋速调管, 电子注-波相互作用, 瞬态非线性理论

**PACS:** 03. 65. Ge, 03. 65. Pm, 05. 10. - a

## 1. 引言

回旋速调管放大器是一种新型高功率相干毫米波源, 因其具有高功率、高效率和高增益并具有一定带宽等优点, 在高分辨率雷达、毫米波电子对抗、通讯、材料加工和高能粒子加速器等有着广泛的应用前景<sup>[1]</sup>, 目前已成为国际上研究的热门课题之一.

电子注-波相互作用是回旋速调管放大器研究的重要环节之一, 电子群聚以及与电磁波的能量交换都在此过程中完成, 相互作用的强弱也直接影响到回旋速调管放大器的各种输出性能, 因此对电子注-波相互作用的模拟与计算就显得尤为关键. 目前 PIC 模拟方法已经广泛应用于等离子体方面的研究, 大多数 PIC 模拟方法的基本思路是采用时域有限差分法 (FDTD) 联解离散化的 Maxwell 方程和粒子运动方程, 电磁场分量以及电荷、电流密度被分配到时空网格点上, 带电粒子将会在网格间运动, 这样就得到了具体的时空演化数据. 例如现在已经商业化的 MAGIC<sup>[2]</sup>, KARAT 等软件都是采用这一基本方法对电子注-波相互作用进行模拟, 但这种方法随着时空网格的进一步细化, 计算速度慢的缺点也较为明显, 同时关于空间的矩阵数据也需要更多的存储空间, 所以这种方法会耗尽大量的计算机资源, 受硬件条

件限制较大. 另外美研究人员还开发出了用于电子注-波相互作用数值模拟计算的 MAGYKL<sup>[3]</sup> 和 MAGY<sup>[4]</sup> 软件, 但由于版权的原因, 未能获取上述两种软件的程序代码. 除此还有一些其他的关于回旋速调管数值模拟研究的文献[5—7], 而目前国内有关这方面的报道则非常少.

本文对回旋速调管放大器中的电子注-波相互作用进行了时域瞬态分析, 建立了多腔回旋速调管非线性理论. 其基本思路为: 假定参与电子注-波相互作用的工作模在热腔内的电磁场空间分布近似等于冷腔体内正弦驻波场分布, 忽略直流空间电荷效应, 显然在低电子流密度的情况下这种假设是成立的. 于是场方程退化为场幅值关于时间  $t$  的常微分方程, 然后联合洛伦兹方程计算求解. 在这种方法中, 由人来完成诸如横向波矢量函数、基本解等较为规则简单情况下的理论分析工作, 而由计算机来进行降维后的低维离散化方程的求解, 这种人与计算机间的合理分工将会使数值计算量显著降低, 缩短计算时间, 适合微机计算, 减少设计周期, 可收到显著经济效益.

## 2. 注-波相互作用非线性理论

回旋速调管放大器高频结构如图 1 所示.

<sup>†</sup> E-mail: forge1942@yahoo.com.cn

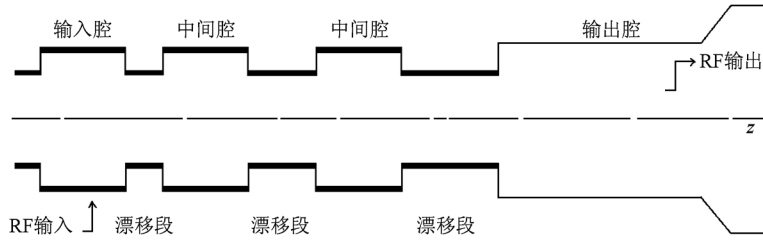


图1 回旋速调管高频结构示意图

由各个圆柱谐振腔通过对工作模式截止的漂移段连接而成(黑色粗线条表示介质加载段). 工作原理为:磁控注入枪提供空心电子注进入输入腔后,与输入腔中由耦合而建立起的高频场发生相互作用,产生横向速度调制.接着被调制的电子注进入漂移段,进一步进行角向群聚.随后电子注进入中间腔,在其中激励起高频场并与之相互作用,使电子注再次被调制后,进入下一个漂移段.如此反复,电子注经过多次调制和漂移,角向群聚逐渐加深,最后在输出腔中激励起高频场,并与之相互作用,把能量交给高频场并输出.由于注-波能量交换只是在各个谐振腔内进行,所以首先就圆柱谐振腔内的注-波相互作用自洽非线性理论进行分析.不失一般性,选定工作模式为  $TE_{011}$ ,经计算冷腔内高频场沿纵向呈正弦分布<sup>[8]</sup>,高频场(复数形式)可表示为

$$\begin{aligned} E_\varphi &= a(t)f(z)J'_0(k_c r)e^{j\omega t}, \\ B_r &= -j\frac{a(t)f(z)}{\omega}J'_0(k_c r)e^{j\omega t}, \\ B_z &= -ja(t)\frac{k_c}{\omega}f(z)J_0(k_c r)e^{j\omega t}, \\ f(z) &= \sin\left[\frac{z}{l}(\pi - 2\theta) + \theta\right], \end{aligned} \quad (1)$$

式中  $a(t)$  为谐振腔中高频场复数幅值,用来表明注波相互作用过程中场随时间的演变过程.  $l$  为腔长,  $\theta$  为一固定角度,与两端的开孔及漂移段对腔体场分布的影响有关,可以通过对冷腔的模拟计算得出.  $k_c$  和  $k_z$  分别为横向和纵向传播常数,其关系为

$$\frac{\omega_0^2}{c^2} = k_c^2 + k_z^2, \quad k_c = \frac{\mu_{01}}{r_0}.$$

$r_0$  为谐振腔截面半径,  $\mu_{01}$  满足  $J'_0(\mu_{01}) = 0$ ,  $\omega$  为高频场工作频率,  $\omega_0$  为谐振频率,它们均为实数.由麦克斯韦方程组可得如下方程:

$$\iiint_{\tau} \left( \mathbf{H}^* \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \varepsilon \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}^*}{\partial t} \right) d\tau + \iint_s \mathbf{E} \cdot \mathbf{H}^* \cdot d\mathbf{s} + \iiint_{\tau} \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}^* \cdot d\tau = 0.$$

$$\times \mathbf{H}^* \cdot d\mathbf{s} + \iiint_{\tau} \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}^* \cdot d\tau = 0. \quad (2)$$

又由(1)式可得

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_\varphi}{\partial t} &= f(z)J'_0(k_c r) [\dot{a}(t)e^{j\omega t} + a(t)j\omega e^{j\omega t}], \\ \frac{\partial B_r}{\partial t} &= \frac{-j}{\omega} \frac{df(z)}{dz} J'_0(k_c r) [\dot{a}(t)e^{j\omega t} + a(t)j\omega e^{j\omega t}], \\ \frac{\partial B_z}{\partial t} &= \frac{-jk_c}{\omega} f(z)J_0(k_c r) [\dot{a}(t)e^{j\omega t} + a(t)j\omega e^{j\omega t}]. \end{aligned} \quad (3)$$

将(1),(3)两式及  $\varepsilon\mu c^2 = 1$  代入(2)式第一项得

$$\begin{aligned} &\iiint \left( \mathbf{H}^* \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \varepsilon \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}^*}{\partial t} \right) dv \\ &= \iiint \varepsilon E_\varphi \frac{\partial E_\varphi}{\partial t} dv + \iiint \frac{B_r}{\mu} \frac{\partial B_r}{\partial t} dv + \iiint \frac{B_z}{\mu} \frac{\partial B_z}{\partial t} dv \\ &= N(l)S_0 \left[ \varepsilon a(t)\dot{a}^*(t) + \frac{1}{\mu} \frac{k_z^2 + k_c^2}{\omega^2} a^*(t)\dot{a}(t) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\mu} \frac{k_z^2 + k_c^2}{\omega^2} \omega j a^*(t)a(t) - \varepsilon \omega j a^*(t)a(t) \right] \\ &= N(l)S_0 \left[ \varepsilon a(t)\dot{a}^*(t) + \varepsilon \frac{\omega_0^2}{\omega^2} a^*(t)\dot{a}(t) \right. \\ &\quad \left. + \varepsilon \frac{\omega_0^2}{\omega} j |a(t)|^2 - \varepsilon \omega j |a(t)|^2 \right], \end{aligned}$$

$$N(l) = \frac{l}{2} \left( 1 + \frac{\sin 2\theta}{\pi} \right),$$

$$S_0 = \pi r_0^2 J_0^2(\mu_{01}). \quad (4)$$

令  $\omega = \omega_0 + d\omega$ , 由于回旋速调管工作带宽较窄的特性,满足关系  $d\omega \ll \omega_0$ , 所以进行如下近似计算:

$$\frac{\omega_0^2}{\omega^2} = \frac{\omega_0^2}{(\omega_0 + d\omega)^2} \approx 1, \quad \frac{\omega_0}{\omega} - \omega \approx -2d\omega.$$

将上两式代入(4)式可得

$$\begin{aligned} &\iiint \left( \mathbf{H}^* \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \varepsilon \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}^*}{\partial t} \right) dv \\ &= N(l)\varepsilon S_0 \left[ \frac{d(a(t)a^*(t))}{dt} - 2d\omega j |a(t)|^2 \right] \end{aligned}$$

$$= 2N(l)\epsilon S_0 \left[ |a(t)| \frac{d|a(t)|}{dt} - d\omega j |a(t)|^2 \right]. \quad (5)$$

由(1)式可知腔体电磁储能为

$$W_{EM} = \frac{1}{2} \epsilon S_0 N(l) \cdot |a(t)|^2.$$

根据  $Q$  值定义一个波周期损耗的平均功率

$$\begin{aligned} & \iint_s \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot d\mathbf{s} \\ &= \frac{W_{EM} \omega}{Q} \\ &= \epsilon S_0 N(l) |a(t)|^2 \frac{\omega}{2Q}. \end{aligned} \quad (6)$$

由于热腔内高频场分布采取冷腔分布的近似,热腔时候腔体的损耗近似按照冷腔处理,对于冷腔,方程(2)可写为

$$\begin{aligned} & \iiint_\tau \left( \mathbf{H}^* \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \epsilon \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}^*}{\partial t} \right) d\tau \\ &+ \iint_s \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot d\mathbf{s} = 0. \end{aligned}$$

将(5)代入上式,由于冷腔内  $\omega = \omega_0$ , 故

$$\epsilon S_0 N(l) \cdot 2 |a(t)| \frac{d|a(t)|}{dt} + \iint_s \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot d\mathbf{s} = 0$$

$$\Rightarrow \iint_s \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot d\mathbf{s} = -2\epsilon S_0 N(l) |a(t)| \frac{d|a(t)|}{dt}.$$

上式右边显然是一个实数,所以将此关系应用到热腔,即代入(6)式可得

$$\begin{aligned} & \iint_s \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot d\mathbf{s} = \iint_s \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot d\mathbf{s} \\ &= 2\epsilon S_0 N(l) |a(t)|^2 \frac{\omega}{2Q}. \end{aligned} \quad (7)$$

关于电流密度  $J$  的复数模型,根据文献[4]的相关结论总结得

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_\perp &= (\mathbf{i}_r - j \cdot \mathbf{i}_\varphi) \beta_\perp c e^{j(\phi-\varphi)}, \\ V_\varphi &= \beta_\perp c [\sin(\phi - \varphi) - j \cos(\phi - \varphi)] \\ &= -j \beta_\perp c e^{j(\phi-\varphi)}, \end{aligned}$$

$$J_\varphi = \rho V_\varphi = -e \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') (-j) \beta_\perp c e^{j(\phi-\varphi)},$$

上式中  $\mathbf{V}_\perp, V_\varphi$  和  $J_\varphi$  分别为对应物理量的复数形式.将以上关系代入(2)式第三项,另外考虑到工作模为  $TE_{011}$ , 可得

$$\begin{aligned} & \langle - \iiint \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}^* \cdot d\mathbf{v} \rangle \\ &= \langle - \iiint E_\varphi J_\varphi^* d\mathbf{v} \rangle \\ &= \langle \sum a(t) I_0 e \beta_\perp c f(z) J'_0(k_c r) \end{aligned}$$

$$\cdot j \cdot e^{j[\omega t - (\phi - \varphi)]} \rangle. \quad (8)$$

由于腔体损耗取的是一个波周期的平均值,所以这里电子注与波交换的功率也取平均值,  $\langle \dots \rangle$  表示在一个波周期内取平均值,求和符号  $\sum$  表示腔体内所有的电子都参与到注-波相互作用,  $\phi$  和  $\varphi$  分别表示电子的动量角和波导柱坐标系的角向空间分量.由于计算时电子采用宏模型,所以引入一个直流系  $I_0$ , 它与真实电子注电流的关系为  $I = \frac{\omega \cdot I_0 \cdot N \cdot M \cdot e}{2\pi}$ , 式中  $N$  表示一个波周期内经过的电子批数,计算时我们取的是 8,  $M$  表示每批次电子所取的宏电子个数,由于工作模为角向对称模,我们取一个电子回旋系统,其中分布有 16 个宏电子,即  $M = 16$ .

将(5),(7),(8)式代入(2)式得

$$\begin{aligned} & 2\epsilon S_0 N(l) \left[ |a(t)| \frac{d|a(t)|}{dt} \right. \\ & \left. + |a(t)|^2 \frac{\omega}{2Q} - d\omega j |a(t)|^2 \right] \\ &= \langle \sum a(t) I_0 e \beta_\perp c f(z) J'_0(k_c r) \end{aligned} \quad (9)$$

上式即为用于数值计算复数形式的电子注-波相互作用场方程.

另外回旋速调管中电子运动受到工作磁场及电子运动自身产生的高频场的共同作用,电子运动的相对洛伦兹方程为

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_0 \mathbf{v}) = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}).$$

在圆柱坐标系下展开为

$$\begin{aligned} \frac{d\beta_\perp}{dt} &= -\frac{\eta \beta_z}{\gamma} (-B_\varphi \cos(\phi - \varphi) + B_r \sin(\phi - \varphi)) \\ &- \frac{\eta}{c\gamma \gamma_\perp^2} (E_\varphi \sin(\phi - \varphi) + E_r \cos(\phi - \varphi)), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{dt} &= -\frac{\eta}{c\gamma \beta_\perp} (E_\varphi \cos(\phi - \varphi) - E_r \sin(\phi - \varphi)) \\ &- \frac{\eta \beta_z}{\gamma \beta_\perp} (B_\varphi \sin(\phi - \varphi) \\ &+ B_r \cos(\phi - \varphi)) + \frac{\eta}{\gamma} (B_z + B_0), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\beta_z}{dt} &= \frac{\eta \beta_\perp \beta_z}{c\gamma} (E_\varphi \sin(\phi - \varphi) + E_r \cos(\phi - \varphi)) \\ &- \frac{\eta \beta_\perp}{\gamma} (B_\varphi \cos(\phi - \varphi) - B_r \sin(\phi - \varphi)), \end{aligned}$$

$$\frac{dr}{dt} = c \beta_\perp \cos(\phi - \varphi),$$

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{c\beta_{\perp}}{r} \sin(\phi - \varphi), \\ \frac{dz}{dt} &= c\beta_z, \end{aligned} \quad (10)$$

式中  $\gamma$  为相对论因子, 有如下关系:  $\gamma_{\perp}^2 = (1 - \beta_{\perp}^2)^{-1} \gamma = (1 - \beta_{\perp}^2 - \beta_z^2)^{-1/2}$ ,  $B_0$  为轴向外加直流感应强度,  $E_r, E_{\varphi}, B_r, B_{\varphi}$  和  $B_z$  分别为高频电磁场 (取实数部分) 对应各个分量. 联合(1), (9) 和(10) 式即可对注波相互作用进行数值求解.

### 3. 回旋速调管注-波相互作用模型

#### 3.1. 输入腔模型

输入腔采用两端突变圆柱谐振腔, 其等效示意图如图 1 所示. 在该腔中, 高频场是由耦合输入而建立起来的, 其空间分布采用冷腔场分布. 于是  $TE_{011}$  模式的场分布可表示为

$$\begin{aligned} E_{\varphi} &= |a| J_0'(k_c r) f(z) \cos(\omega t), \\ B_r &= \frac{|a|}{\omega} J_0'(k_c r) \frac{df(z)}{dz} \sin(\omega t), \\ B_z &= |a| \frac{k_c}{\omega} J_0(k_c r) f(z) \sin(\omega t), \\ f(z) &= \sin\left[\frac{z}{l}(\pi - 2\theta) + \theta\right], \end{aligned}$$

式中  $|a|$  为输入腔中高频场幅值, 其他参数与(1) 式中对对应参量意义保持一致. 由于输入功率是一个随场幅值不同而改变的量, 为了尽量简化模型, 以方便计算, 输入腔中的注-波相互作用我们采用非自治理论来进行分析. 即假定腔内场幅值  $|a|$  取一个常数值, 然后各批次电子在此高频场下进行能量和相位调制, 稳定时候可得电子在输入腔内的工作效率  $\eta$  (假定正值表示电子交出能量, 负值表示吸收能量), 根据能量守恒原则有

$$\frac{\omega |a|^2 W_{EM1}}{Q} = \eta VI + P_{in},$$

其中  $W_{EM1}$  为  $|a| = 1$  时输入腔中的电磁储能,  $Q$  为输入腔  $Q$  值,  $V$  和  $I$  分别为电子注电压和电流. 这样就可以由  $|a|$  的值来确定输入功率. 至此电子注在给定输入功率  $P_{in}$  的调制作用下, 各个电子的运动参量及空间位置参量亦可求得, 为下一步电子注在漂移段的运动提供了初始条件.

#### 3.2. 漂移段模型

漂移区采用光滑圆波导, 波导壁上加载了吸收

物质, 如图 1 所示. 在该区间, 工作模式已被截止, 其他非截止的竞争模式被壁加载的吸收物质所吸收, 可以近似地认为高频场不存在, 电子注只在直流磁场的约束下, 作匀速螺旋运动

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{B} = 0, \\ \frac{d\mathbf{p}}{dt} &= -e\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0. \end{aligned}$$

由于在输入腔中受到角向速度调制, 电子注中各个电子的速度不同, 致使电子注在漂移段的运动过程当中, 其角向群聚的相位发生变化. 因此漂移段的长度将直接影响电子注在进入下一腔时角向群聚的程度, 从而影响下一腔中电子注与高频场的相互作用.

#### 3.3. 中间腔和输出腔模型

在中间腔和输出腔中, 高频场是由电子注激励起来的, 同时电子注在高频场的作用下进一步加深调制. 因此采用前面介绍的注波相互作用自治非线性理论对中间腔和输出腔的电子注-波相互作用进行分析.

设计高频结构时一般选择介质加载两端突变结构的波导型圆柱形谐振腔作为回旋速调管中间腔, 如图 1 所示. 通过改变腔体半径、长度和加载在腔壁上的吸收物质, 以调整谐振腔的谐振频率及  $Q$  值. 由于电磁场仅以驻波的形式存在于中间腔内, 在两端漂移段的部分场均为截止状态, 根据这一特性, 再结合文献[8]提到的方法求出腔体内的驻波场分布, 当然还可以利用场匹配理论<sup>[8]</sup>对突变端进行分析, 以求出腔内场的准确分布. 最后将冷腔场空间分布代入到前面驻波相互作用理论中提到的(1) 式中, 联合场方程和电子运动方程进行数值求解.

输出腔则采用开放式谐振腔, 如图 1 所示. 其工作模式(一般为  $TE$  模式)要求在入口处满足向外截止条件, 而在出口满足行波辐射条件, 从物理本质上看, 这样才能使工作模式在腔中建立起稳定的场分布后仅向输出方向无反射地传输, 而不至于使腔内高频场向电子枪端辐射. 这种渐变的开放式谐振腔实际上可以看成是一段直径渐变的结构, 因此可以直接利用波导半径渐变的模式耦合理论加以分析, 求出开放式谐振腔电磁场空间分布的数值解. 这个在文献[8]以及其他一些资料里都有过详细讲述, 此处不再重复. 得到了场分布以后的过程就和中间腔所分析的一样, 利用前面描述的自治非线性理论进行数值计算.

### 3.4. 速度零散模型

电子在速度空间的正态分布函数为<sup>[9]</sup>

$$f(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \cdot e^{-\frac{(v-v_0)^2}{2\sigma^2}},$$

$v_0$  为中心速度,  $\sigma^2$  为方差, 对于该分布,  $\sigma$  反映了电子注的速度零散程度.

### 4. 数值计算及结果分析

由前面分析导出的相互作用电子运动、场方程是一组非线性方程组, 是无法得到解析解的, 必须借助于计算机进行数值模拟计算. 在数值模拟过程中所涉及到的物理量有的很大, 有的很小, 为了便于计算机模拟, 需要将之进行归一化处理, 归一方式为

$$\bar{t} = \frac{tc}{a}, \quad \bar{\omega} = \frac{a\omega}{c}, \quad \bar{l} = \frac{l}{a}, \quad \bar{E} = \frac{Ea\eta}{c^2}, \quad \bar{B} = \frac{Ba\eta}{c}.$$

相互作用编程简易流程如图 2 所示, 由于电子注与波交换的功率及腔体自身损耗功率都是取一个波周期的平均值, 所以在处理场方程时, 场幅值  $a(t)$  每隔一个波周期按 (9) 式的微分方程变化一次, 即在一个波周期内,  $a(t)$  保持不变. 一个波周期内交换功率的平均值和损耗功率平均值之差作为场方程的激励来更新场在下一个波周期内的幅值. 处理电子运动方程时, 我们假定一个波周期内有 8 批电子等间隔时间进入输入腔, 也就是每隔八分之一一个波周期就有一批新的电子进入腔内, 同时腔内也可能有电子离开进入漂移段. 所以进行数值求解时, 先把电子运动方程组化为差分形式, 以八分之一一个波周期为时间步长来更新电子在下一个时刻的状态, 注意这个与场变化以一个波周期为步长是不同的. 初始时, 电子均匀分布在一个回旋轨道上, 取适当的电子数 (例如 16), 在输入腔由于给定一个幅值不变的场, 用轨道理论便可以计算出电子注离开腔体时候的各个状态参量, 由于场的周期性, 所得电子注的状态参量也呈周期性, 所以任意选取八批连续的电子记下它们离开输入腔时的状态, 以此作为电子在漂移段运动时的初始状态. 在中间腔和输出腔内, 引入一个小幅值电场作为起始扰动, 随着电子一批批进入和离开, 注波相互作用逐渐由弱到强, 场幅值也慢慢开始增大. 当达到饱和后, 注波相互作用趋于稳定, 停止计算, 记下稳定时候场的幅值, 以及连续八批电子的状态参量, 为电子下一步的运动提供初始条件.

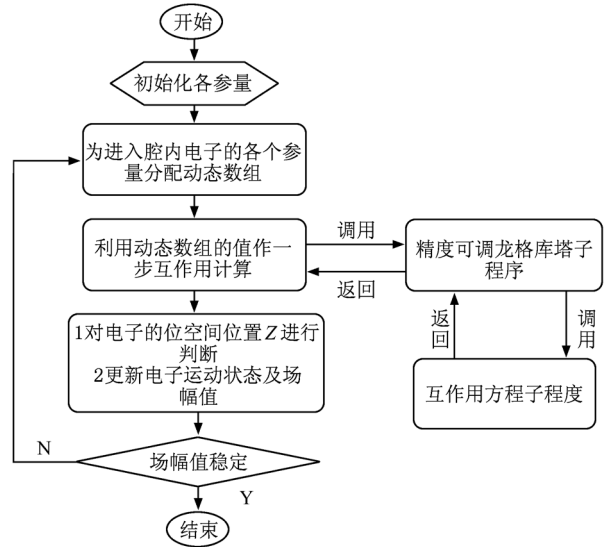


图 2 相互作用计算程序简易流程图

下面以一支四腔回旋速调管为例, 利用 FORTRAN 语言对相互作用方程进行数值计算. 当电子注电压  $U = 72.8 \text{ kV}$ 、电流  $I = 11.8 \text{ A}$ 、横纵速度比  $\alpha = 1.63$ 、直流磁场  $B_0 = 1.3 \text{ T}$ 、横向速度零散  $\Delta v/v = 5\%$  ( $\sigma = 0.023c$ ) 时给出了相关结果与分析, 并与实验结果与 PIC 模拟结果进行了比较. 由于篇幅所限, 这里没有给出腔体的具体尺寸.

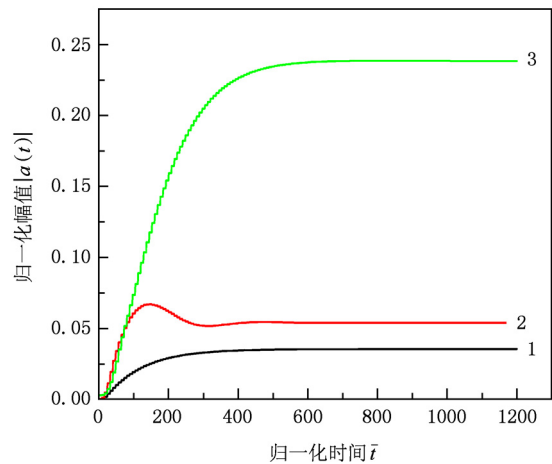


图 3 各腔电场幅值与时间的关系(1. 第二腔; 2. 第三腔; 3. 第四腔(输出腔))

图 3 给出了工作频率  $f = 33.97 \text{ GHz}$ , 输入饱和时各个腔中激励起的电场幅值  $|a(t)|$  随时间的演变过程(输入信号由于太小在此并未画出). 可以看到中间腔和输出腔内场的大小都是由开始时候的线性增长到逐渐恒定, 最后电磁波在输出腔内实现

平稳放大. 稳定时候输出腔内场的大小比中间腔明显要大许多倍,这是因为输出腔内注波相互作用程度要比中间腔内剧烈得多,这点与实际情况也是完全相符的.

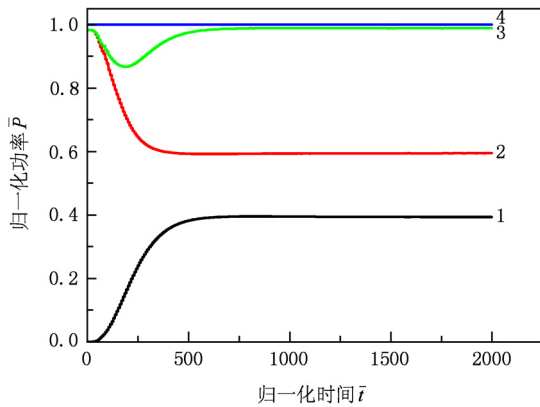


图4 输出腔中相互作用功率与时间的关系(1. 输出高频场功率; 2. 腔内电子注功率;3 输出高频场和电子注功率之和;4. 未经调制的直流电子注功率)

图4给出了工作频率  $f = 33.97$  GHz, 输入饱和时输出腔中相互作用功率随时间的变化情况. 由于取的是一个波周期功率的平均值, 所以图中略去了功率的交流部分, 只保持了直流分量. 曲线1清楚地表示高频场输出功率随着相互作用时间的增长逐步上升, 因为电子交给场的能量大于从场吸收的能量, 从曲线2中电子注功率逐步下降的规律也可以看出电子与高频场的这种能量交换过程. 随着相互作用过程的深入, 电子注功率和输出高频场功率逐步保持不变, 说明能量交换过程趋于稳定, 回旋速调放大器开始平稳的工作. 从曲线3中可以看到电子注功率和输出高频场功率总和的一个变化过程, 在相互作用达到稳定后, 功率总和与电子注初始时候的值基本是相等的, 即电子注交出的功率正好等于高频场输出功率, 这也直接说明相互作用过程是满足能量守恒的, 也间接地验证了我们计算结果的正确性. 不过在相互作用达到稳定之前, 可以看到功率总和明显小于电子注初始时候的功率(曲线3中的凹陷部分), 这是因为此过程中电子注交出的功率除了一部分转化为高频场辐射输出外, 还有另一部分则是随时间慢慢转化为谐振腔的高频电磁场储能. 这个可以通过图3中电场幅值的变化看出来, 随着一部分电子注能量逐渐转换为电磁储能, 电场幅值  $|a(t)|$  逐步增长. 在相互作用稳定后,  $|a(t)|$  也开始饱和, 电磁储能不再增加, 电子注交出的功率全部

转化为高频场输出, 这和之前我们分析相互作用稳定时候的情况是一致的. 另外有一点在这里有必要提一下, 图4中电子注的初始功率(曲线2)并不等于1(曲线4所代表的参考值), 这是因为电子注在进入输出腔前经过中间腔调制的时候已损失一小部分功率.

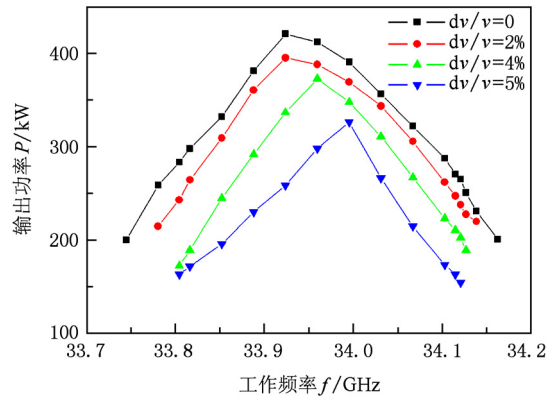


图5 速度零散对输出频率特性的影响

另外我们还研究了速度零散对回旋速调放大器输出频率特性的影响, 结果如图5所示, 随着速度零散从0增加到5%, 最大饱和输出功率从420 kW下降到335 kW, 饱和3 dB带宽也随之从410 MHz减小到320 MHz, 而且当速度零散值  $dv/v$  越大时, 这种影响越明显. 由此可见, 电子注的速度零散在很大程度上影响着放大器的输出特性, 如何设计及优化出低速度零散的优质磁控注入枪对于回旋速调放大器的设计依然非常重要.

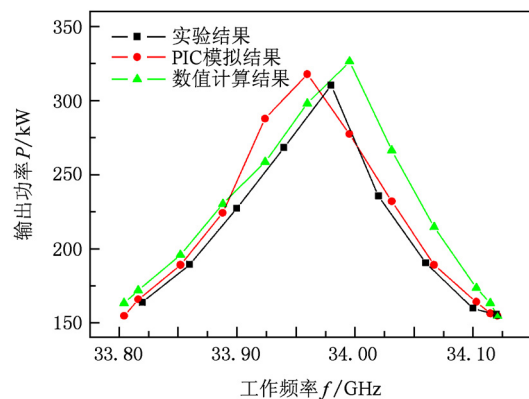


图6 理论与实验结果对比

为了验证上述理论模型的正确性, 在前面提到的同等工作条件下, 我们还对回旋速调管输出频率特性做了PIC模拟和样管实验测试. 需要说明下的

是速度零散模型的引进方法在 PIC 模拟过程和我们数值计算过程中是不同的,数值计算程序中速度零散的模型是直接输入腔电子入口端的回旋电子注中进行设置,而 PIC 模拟中由于当前还无法直接在回旋电子注中引进速度零散模型,所以我们采取了电子枪加互作用来模拟电子注从发射、成行到互作用结束这整个过程,从而考虑到速度零散的影响,在输入腔电子入口端可观察到速度零散率为 5%。最后我们将实验测试结果、PIC 模拟结果以及采用本文理论方法的数值计算结果做了一个对比,详细情况如图 6 所示。结果表明:在考虑速度零散(5%)的影响下,数值计算可以得到 335 kW 的最大饱和功率输出、39% 的电子效率以及 320 MHz 的饱和 3 dB 带宽,对比 PIC 模拟出的 322 kW 最大饱和输出功率,37.4% 的电子效率、大于 320 MHz 的饱和带宽以及实验测试中得到的输出功率 300 kW、电子效率大于 36%、饱和带宽大于 300 MHz,三者还是较为符合的。由此可以说明建立本文理论模型的时候尽管受到一些限制(例如利用冷腔场分布代替热腔场分布),但最终计算结果还是可以满足一定精度的,相比采用纯数值计算方法的 PIC 软件,本文理

论采用半数值半解析的计算方法,因此在计算量和计算时间上都存在着很大的优势。

## 5. 结 论

本文对回旋速调放大器中的电子注-波互作用进行了时域瞬态分析,建立了多腔回旋速调管非线性模型与理论,探讨了调制腔、中间腔、和输出腔中注-波互作用的研究方法,加入了电子速度零散对注-波互作用的影响。当电子注电压  $U = 72.8$  kV、电流  $I = 11.8$  A、横纵速度比  $\alpha = 1.63$ 、直流磁场  $B_0 = 1.3$  T、速度零散  $\Delta v/v = 5\%$  时计算可以得到 335 kW 的最大饱和功率输出、39% 的电子效率以及 320 MHz 的饱和带宽,经与实验结果和 PIC 模拟结果相比较,三者较为符合,说明这种方法计算得出的数据是可以满足一定精度的。由于采用半数值半解析的计算方法,相比采用纯数值计算的其他粒子模拟软件(PIC),本文中所用的方法要快速得多,这样也可为回旋速调管放大器下一步的结构优化以及研制工作节省大量的时间并提供重要的设计依据。

- [1] Garven M, Calame J P, Danly B G, Levush B, Wood F N 2000 *IEEE Trans. on Plasma Science* **28** 672
- [2] Goplen B, Ludeking L, Smithe D, Warren G 1995 *Comput. Phys. Commun.* **27** 54
- [3] Latham P E, Lawson W, Irwin V 1994 *IEEE Trans. on Plasma Science* **22** 804
- [4] Vlasov A N, Antonsen T M 2001 *IEEE Trans. on Electron Devices* **48** 45
- [5] chu K R, Granatstein V L, Latham P E, Lawson W, Striffler C D 1985 *IEEE Trans. on Plasma Science* **13** 424
- [6] Botton M, Antonsen T M, Levush B, Nguyen K T, Vlasov A N

1998 *IEEE Trans. on Plasma Science* **26** 882

- [7] Liu D W, Yuan X S, Yan Y, Liu S G 2009 *Chin. Phys. B* **18** 5507
- [8] Li H F, Du P Z, Yang S W, Xie Z L, Zhou X L, Wan H R, Huang Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 312 (in Chinese) [李宏福、杜品忠、杨仕文、谢仲怜、周晓岚、万洪蓉、黄勇 2000 物理学报 **49** 312]
- [9] Yu S, Li H F, Xie Z L, Luo Y 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1979 (in Chinese) [喻胜、李宏福、谢仲怜、罗勇 2001 物理学报 **50** 1979]

# Transient nonlinear theory and model of beam-wave interaction for gyrokystron

Guo Jian-Hua<sup>†</sup> Yu Sheng Li Hong-Fu Zhang Tian-Zhong Lei Chao-Jun Li Xiang Zhang Yan-Yan

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

(Received 25 August 2010; revised manuscript received 16 November 2010)

## Abstract

A transient analysis in time domain of beam-wave interaction for gyrokystron is made with self-consistent field theory in this paper. A nonlinear theory for gyrokystron with multiple cavities is established, but also electron motion equations and transient electromagnetic field equations in the complex form are given. Research methods of beam-wave interaction in input cavity, idler cavity and output cavity are investigated. The influence of speedspread is taken into account. For a  $K\alpha$ -band gyrokystron with four cavities, some numerical results of beam-wave interaction are given, and analyzed in Fortran Language finally. The numerical results are compared with the experimental data and the PIC results, showing that they are in good agreement.

**Keywords:** gyrokystron, beam-wave interaction, transient nonlinear theory

**PACS:** 03.65.Ge, 03.65.Pm, 05.10.-a

---

<sup>†</sup> E-mail: forge.1942@yahoo.com.cn