

# 强流脉冲电子束特性对 相对论速调管相位的影响分析

袁 欢<sup>1,2</sup>, 黄 华<sup>2</sup>, 刘振帮<sup>2</sup>, 孟凡宝<sup>2</sup>, 陈昌华<sup>3</sup>

(1. 中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088;

2. 中国工程物理研究院应用电子学研究所高功率微波技术重点实验室, 四川绵阳 621900;

3. 西北核技术研究所高功率微波技术重点实验室, 陕西西安 710024)

**摘 要:** 相位特性是强流相对论速调管放大器(RKA)的一个重要特征参数, 而由高功率脉冲功率源产生的具有一定前沿的强流相对论电子束在驱动 RKA 时, 会使得输出微波出现较大波动, 影响 RKA 的输出微波相位稳定性及其应用. 论文从强流脉冲电子束前沿分布状态出发, 理论分析电子束前沿束流能量变化及其激励的腔体杂频对输出相位的影响, 同时开展粒子模拟研究以及实验研究. 研究表明: 脉冲前沿段电子束能量变化将导致输出微波相位持续变化; 此外, 电子束前沿将激励杂模, 导致输出微波相位在脉冲前沿段及平顶段初期持续抖动, 在腔体参数一定条件下, 脉冲前沿能量变化率越大, 相位波动幅值越大, 持续时间越长, 通过减小杂频振荡频率处腔体的  $Q$  值可以有效缩短输出相位抖动时间, 提高输出相位稳定性.

**关键词:** 相对论速调管放大器; 相位特性; 脉冲前沿; 高功率微波

**中图分类号:** TN122      **文献标识码:** A      **文章编号:** 0372-2112 (2017)08-1957-07

**电子学报 URL:** <http://www.ejournal.org.cn>      **DOI:** 10.3969/j.issn.0372-2112.2017.08.021

## Impact on Phase of Relativistic Klystron Amplifier by Intense Current Pulse Electron Beam Property

YUAN Huan<sup>1,2</sup>, HUANG Hua<sup>2</sup>, LIU Zhen-bang<sup>2</sup>, MENG Fan-bao<sup>2</sup>, CHEN Chang-hua<sup>3</sup>

(1. Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China;

2. Science and Technology on High Power Microwave Laboratory Institute of Applied Electronics of CAEP, Mianyang, Sichuan 621900, China;

3. Science and Technology on High Power Microwave Laboratory, Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an, Shaanxi 710024, China)

**Abstract:** The phase property is an important parameter of the intense relativistic klystron amplifier (RKA). But the intense relativistic electric beams (IREBs) with a long rise time in terms of high-power pulse power source will cause the output microwave phase jitter when driving the RKA, which limits the RKA's applications. Based on the intense current pulse electron beam properties, the impacts on output microwave phase by the increase of the electron beams' energy in the front section of the pulse and the spurious frequency caused by energy change in the cavities are analyzed through the theory. And then some PIC simulations and experiments are studied. It is found that the increase of the electron beams' energy in the front section lead to the output microwave phase continually changing. Besides, the spurious frequency in the cavity caused by the front section of the electron beams, which lead to the output microwave phase continually jitter in the front and the early of the stable section of the pulse. In the condition of cavities' parameters are constant, the output microwave phase is significantly affected by the rate of electron beams energy in the front section; when the rate of electron beams energy increase, the amplitude of the phase jitter and the jitter duration increase. And the stabilization of the phase can be increased by reducing the  $Q$  of the cavity at the frequency point of the spurious frequency.

**Key words:** relativistic klystron amplifier; phase characteristic; forward voltage; high power microwave

## 1 引言

强流相对论速调管放大器(RKA)是一种将电子束动能转换为高频微波场能的真空电子器件,其具有高功率、高效率、高增益、相位稳定等特点,在诸多领域具有广阔的应用前景<sup>[1-4]</sup>. 目前研究表明,为达到RKA的应用需求,其相位抖动需进一步减小,而由高功率脉冲功率源驱动的高流脉冲电子束作为RKA中能量转换的媒介,很大程度上决定了RKA输出相位稳定性等特性参数<sup>[5]</sup>. 驱动RKA的强流脉冲电压通常高达几百千伏甚至兆伏,电子束流强度高达数千安培,由于目前高功率脉冲功率技术和工艺限制,脉冲电压及束流达到稳态需要经历相对较长时间,例如作者所在项目组使用的LTD型长脉冲加速器脉冲电压前沿长度约为50ns,占总脉宽的25%. 脉冲前沿驱动电压的增大导致电子束携带的能量持续增加,具有不同能量的电子通过RKA腔体间隙时,除了渡越时间不同外,还将在腔体内激励杂频,影响到输出微波相位的稳定性.

在研究RKA相位特性的相关文献中<sup>[6-10]</sup>,也曾针对输出微波相位与电压变化关系进行过简要的物理与模拟分析,得到了输出微波相位与电压的关系,但是文献中并没有对脉冲电子束前沿及其激励的腔体杂频对输出微波相位的影响进行深入的瞬态物理和实验研究. 本文以项目组研制的S波段RKA为基础<sup>[11]</sup>,使用一维非线性理论模型,结合等效电路及空间电荷波理论,对强流脉冲电子束前沿对输出微波相位稳定性的影响进行了理论分析,同时开展相应的模拟与实验验证,以求通过改进RKA电子束参数和腔体结构设计,为达到稳频稳相及实用化提供参考.

## 2 研究方法和模型

图1和图2分别为典型的RKA器件结构图及强流脉冲电子束波形图,为了简化研究模型,将脉冲分为前沿、平顶和后沿段,并进行线性化处理,即认为脉冲电压呈线性变化并且二极管阻抗保持不变,因此可以将脉冲的前沿及平顶段表示成式(1)

$$H(t) = \begin{cases} \frac{H_0}{t_1}t, & 0 < t < t_1 \\ H_0, & t_1 < t \end{cases} \quad (1)$$

其中 $H(t)$ 表示脉冲电压( $U$ )或者电流( $I$ )的瞬时值, $H_0$ 表示脉冲稳定后的幅值, $t_1$ 为脉冲前沿时间.

### 2.1 强流脉冲前沿能量变化对输出微波相位特性的理论分析

假设在输入腔间隙由输入微波激励的电压频率与输入微波频率一致,由RKA一维非线性理论,电子束通过输入腔间隙后在漂移管中的运动过程可以近似表

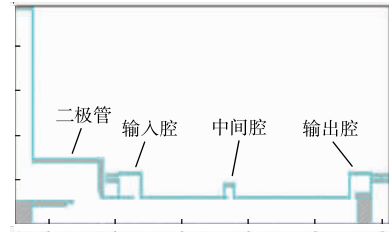


图1 典型的RKA器件结构图

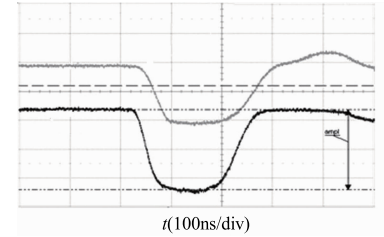


图2 典型的驱动电压、束流实验波形

示为<sup>[12]</sup>:

$$\frac{\partial^2 s(t; t_0)}{\partial t^2} + \frac{\omega_q^2}{\gamma_1^3} s(t; t_0) = 0 \quad (2)$$

其中 $s$ 表示在时刻 $t$ 经过间隙电压调制后的电子束相对于未调制电子束的距离差, $t_0$ 为电子通过输入腔间隙的时间, $\omega_q$ 为等离子角频率,假设间隙电压分布均匀,对方程(2)进行求解,同时利用电荷守恒原理,得到电子束通过输入腔后距离 $Z$ 处的电流表达式<sup>[12]</sup>:

$$I(z; t) = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[ 2I_0 J_n \left( \frac{\gamma^{3/2} n \omega \varepsilon M k_M \sin(X)}{2\omega_q} \right) \cos \left( n\omega \left( t - \frac{Z}{v_0} \right) \right) \right] \quad (3)$$

式中 $I_0$ 为直流电流, $v_0$ 为电子束的初始速度, $\omega$ 为注入微波角频率, $M$ 为输入腔的耦合系数, $\varepsilon$ 表示能量调制系数, $k_M$ 为相对论修正因子. 由中间腔的等效电路理论结合式(3)可以得到图1模型中输出腔前总电流的表达式(4)<sup>[13]</sup>:

$$I(L; t) = I_0 + 2I_0 \sum_{n=0}^{\infty} J_n \left( -\sqrt{(X_1 + X_2)^2 + X_4^2} \right) \cos(X_3 - nX_5) \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned} X_1 &= -\frac{2nV_{mid}eM_{mid}}{\gamma^{3/2}\omega_q v_0 m g_{mid}} \sin \left( \frac{g_{mid}\omega}{2v_0} \right) \sin \left( \frac{t\omega_q}{\gamma^{3/2}} \right) \\ &\quad \cdot \cos \left[ \varphi_{mid} + \omega \left( \frac{g_{mid} + 2Z_1}{2v_0} \right) \right] \\ X_2 &= -\frac{nk_m \varepsilon_0 \omega M \gamma^{3/2}}{2\omega_q} \sin \left[ \frac{(tv_0 + Z_1)\omega_q}{\gamma^{3/2}v_0} \right] \\ X_3 &= n\omega \frac{L}{v_0} - n\omega t \\ X_4 &= -\frac{2nV_{mid}eM_{mid}}{\gamma^{3/2}\omega_q v_0 m g_{mid}} \sin \left( \frac{g_{mid}\omega}{2v_0} \right) \end{aligned}$$

$$\cdot \sin\left(\frac{t\omega_q}{\gamma^{3/2}}\right) \sin\left[\varphi_{mid} + \omega\left(\frac{g_{mid} + 2Z_1}{2v_0}\right)\right]$$

$$X_3 = \arctan\left(\frac{X_4}{X_1 + X_2}\right)$$

上式中  $V_{mid}$  为中间腔间隙电压幅值,  $\varphi_{mid}$  为中间腔电压相位,  $Z_1$  为输入腔到中间腔的距离,  $g_{mid}$  为中间腔间隙距离,  $L$  为输入腔到输出腔的距离。

利用上述结果及输出功率表达式  $P = \frac{1}{2}(MI_1Z)^2G_1$  可以得到输出微波射频:

$$P = M_{out}^2 G_1 I_0 \left( \frac{\left(\frac{R}{Q}\right)_{out} Q_{outext}}{1 + 4Q_{outext}^2 \left(\frac{\omega - \omega_{out}}{\omega}\right)^2} \right)^2 \cdot \sum_{n=0}^{\infty} J_n \left( -\sqrt{(X_1 + X_2)^2 + X_4^2} \right) \cos(X_3 - nX_5) \quad (5)$$

其中  $M_{out}$ 、 $\left(\frac{R}{Q}\right)_{out}$ 、 $Q_{outext}$  分别输出腔耦合系数、特性阻抗和外观品质因子。通过分析上式射频信号与注入微波射频相同相位位置处的时间差, 并利用公式

$$\Delta\varphi_k = (t_i - t_{out}) \times f \times 360^\circ \quad (6)$$

可以数值求解在脉冲前沿段输出微波相位随脉冲电压变化的关系。对本项目组研制的 S 波段 RKA<sup>[11]</sup> 的计算结果如图 3 所示。结果显示, 在脉冲前沿段随着电压上升, 输出微波相位逐渐增大, 相位变化速率逐渐减小, 在实验中较为关注的电压变化范围 (850kV - 950kV), 电压变化 1%, 相位变化约 2.1 度。上述变化可以直观的解释为: 强流脉冲前沿能量变化改变了电子进入器件高频结构段的初始能量, 使电子在器件内渡越角发生变化, 导致输出微波相位相对于注入微波相位持续增大。

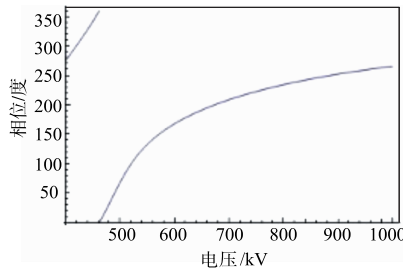


图3 输出微波相位随脉冲功率 (二极管电压) 变化关系

## 2.2 强流脉冲电子束前沿激励的腔体杂频对相位特性的理论分析

强流 RKA 设计中, 为了减小输入腔微波耦合孔对作用间隙电场角向均匀性分布的影响, 通常需谐振腔长尽量长一点, 同时为了抑制杂模振荡, 各个谐振腔最好工作在不同模式<sup>[14]</sup>, 因此输入腔腔长通常会选取为

RKA 工作频率对应波长  $\lambda$  的  $3/4$  倍或  $5/4$  倍。本文考虑输入腔腔长选取为  $3\lambda/4$ 。

前面分析中, 并没有考虑电子束在通过输入腔间隙过程中对间隙电压的影响, 但是实际强流脉冲前沿产生的电子束在通过输入腔时, 电子束在时间上并不均匀分布, 其分布状态如式 (1), 根据电子束前沿产生的低频特性, 随时间变化的电子束通过谐振腔很容易激励起腔的  $\lambda/4$  模式, 利用输入腔等效电路理论将束流变化产生的感应电压  $V_I(t)$  与束流的关系表示成式 (7)<sup>[15]</sup>。

$$\frac{d^2 V_I(t)}{dt^2} + \frac{\omega_{\lambda/4}}{Q} \frac{dV_I(t)}{dt} + \omega_{\lambda/4}^2 V_I(t) = \frac{1}{C} \frac{d(gI_0)}{dt} \quad (7)$$

其中  $C = 4\varepsilon_0 r_0 \ln\left(\frac{e\sqrt{(r_1 - r_0)^2 + h^2}}{2g_{in}}\right) + \varepsilon_0 \frac{\pi r_0^2}{d}$ ,  $r_0$ 、 $r_1$ 、 $h$  分别为腔体内、外半径和长度,  $g_{in}$  为间隙距离,  $g$  为腔体间隙感应电流系数,  $Q$  为频率  $\omega_{\lambda/4}$  的品质因子,  $\omega_{\lambda/4}$  为  $\lambda/4$  模式的谐振频率。根据边界条件求解方程 (7) 得:

$$(1) 0 < t < t_1 \text{ 时, 处于脉冲前沿阶段, } I(t) = \frac{I_0}{t_1} t, \text{ 边界条件: } V_I(0) = 0, \text{ 得到:}$$

$$V_1(t) = \frac{gI_0}{Ct_1\omega_{\lambda/4}^2} e^{-\frac{\omega_{\lambda/4} t}{2Q}} \cos(\omega_{\lambda/4} t) - \frac{gI_0}{Ct_1\omega_{\lambda/4}^2} \quad (8)$$

(2)  $t_1 \leq t \leq t_2$  时, 处于脉冲平顶阶段,  $I(t) = I_0$ , 边界条件:  $V_I(t_1) = V_2(t_1)$ , 得到:

$$V_2(t) = -\frac{gI_0}{Ct_0\omega_{\lambda/4}^2} (e^{\frac{\omega_{\lambda/4} t_1}{2Q}} - \cos(\omega_{\lambda/4} t_1)) \cdot e^{-\frac{\omega_{\lambda/4} t}{2Q}} \cos(\omega_{\lambda/4} (t - t_1)) \quad (9)$$

根据 RKA 的工作原理, 在输入腔中输入微波将会对电子束进行调制, 调制频率与输入腔的工作模式频率 (即本文中输入腔  $3\lambda/4$  模式频率) 相同。该信号在输入腔间隙激励起工作频率的间隙电压, 根据腔体的激励原理<sup>[16]</sup>, 间隙电压由下式表示:

$$V_{in} = \sqrt{\frac{8P_{in} \frac{R}{Q} Q_{ext}}{\left(1 + \frac{Q_{ext}}{Q_L}\right)^2 + \left(Q_{ext} \left(\frac{\omega}{\omega_{3\lambda/4}} - \frac{\omega}{\omega}\right)\right)^2}} \cos(\omega t) \quad (10)$$

其中  $P_{in}$  为注入微波功率,  $\omega_{3\lambda/4}$  为输入腔工作模式的谐振频率,  $R/Q$  为腔体特性阻抗,  $Q_{ext}$  为腔体外观品质因子,  $Q_L$  为有载品质因子。

由注入微波在腔体间隙产生的激励电压  $V_{in}$  将与强流脉冲前沿电子束激励的腔体间隙电压  $V_I$  叠加, 由于两者频率不同, 使通过腔体间隙电子束的调制频率产生偏移, 由式 (4) 可知, 输出微波的相位与电子束的调制频率存在直接联系, 使用空间电荷波理论<sup>[12]</sup>, 输出微

波相位变化可以表示为式(11):

$$\Delta\varphi = \arg \left\{ \frac{1}{2} \left[ M \left[ \cos(\alpha\mu\theta_3) I'_1 e^{j\theta_2} - j \left( \frac{1-\delta}{\alpha\mu\delta} \sin(\alpha\mu\theta_3) I'_1 e^{j\theta_2} + \frac{1}{Z} \sin(\alpha\mu\theta) V_2 \right) \right] \cdot e^{j(\omega t - \theta_1 - \theta_2 - \theta_3)} Z \right]^2 G_l \right\} \quad (11)$$

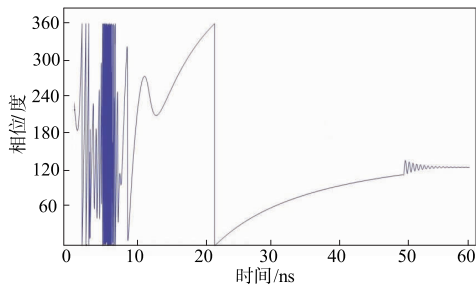
其中  $V_2 = R_s \cos\varphi_z e^{j(\varphi_z - \theta_2)} I'_1 + V_1(t) e^{j\theta_2}$ ,

$$\delta = \frac{\beta_0^2}{\beta_0^2 - \alpha}, \alpha = \frac{I_0}{I_s \gamma_0^3 \beta_0},$$

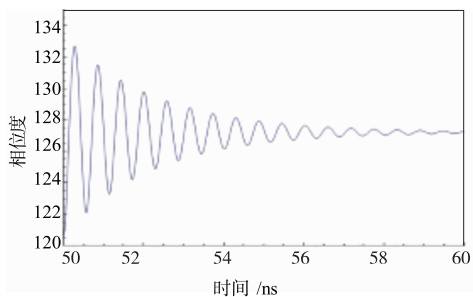
$$I_s = \frac{2\pi\epsilon_0 mc^3}{|e| \ln(r_w/r_{b1})}, \theta_n (n = 1, 2, 3) \text{ 表示不同腔体的}$$

渡越角,  $I'_1$  为电子束在输入腔后的调制强度,  $V_1(t)$  为输入腔间隙电压,  $G_l$  为腔体电导,  $r_w$  为漂移管半径,  $r_{b1}$  为电子束半径.

将脉冲电压及输入腔间隙电压幅值带入到式(11)中,得到在不同脉冲前沿时长下,输出微波相位波动关系,典型的前沿段为 50ns 时输出相位如图 4 所示. 数据显示:在脉冲前沿段,电子束能量的变化导致输出相位持续变化;在脉冲平顶段,由前沿段在腔体间隙激励的杂频导致输出相位在一段时间内持续抖动,在腔体结构及脉冲峰值电压一定的情况下,相位抖动持续时间与脉冲前沿的时间(即脉冲电压变化率)相关,脉冲前沿时间越短,相位波动幅值越大,持续时间越长,如表 1 所示.



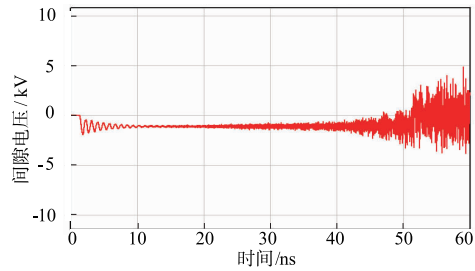
(a)脉冲前60ns输出相位



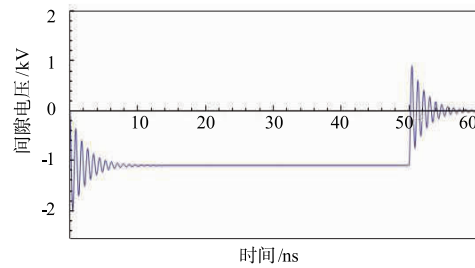
(b)脉冲平顶段输出相位放大图

图4 脉冲前沿时间50ns下输出微波相位随时间变化图

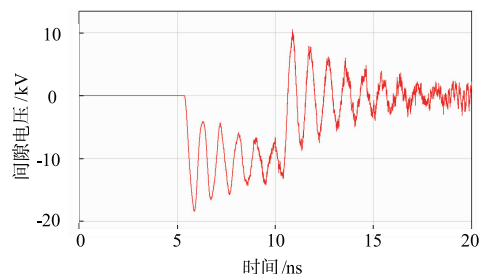
图 5 中给出了 RKA 在无注入微波条件下,脉冲电子束前沿在腔体激励起的间隙电压随时间变化的理论



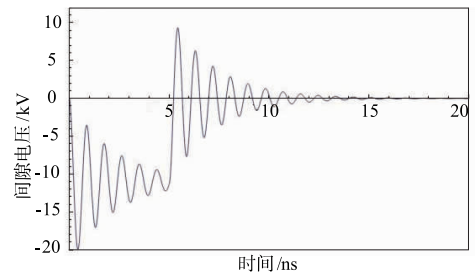
(a)脉冲前沿50ns模拟结果



(b)脉冲前沿50ns计算结果



(c)脉冲前沿5ns模拟结果



(d)脉冲前沿5ns计算结果

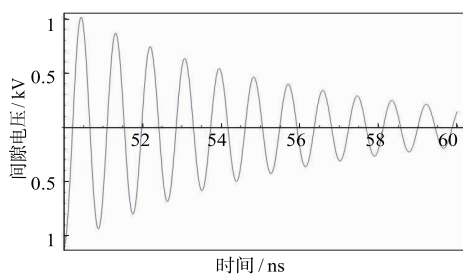
图5 无注入微波时输入腔间隙电压振荡图

和粒子模拟结果. 理论分析和粒子模拟结果一致表明,在脉冲前沿段,经过输入腔间隙的束流密度持续增大,由于电子束在间隙处存在轴向密度分布的差异,使得间隙存在一个电势差,导致间隙电压的振荡中心偏离零基线;在脉冲进入平顶段后,间隙内的轴向束流密度分布均匀,电压振荡中心恢复零基线,此时,由于前沿段基线偏离导致的电势差将会对腔体再一次激励,造成平顶段初期间隙电压的振荡,该振荡电压作用在电子束上导致了输出微波相位的抖动. 由式(9)可得:输入腔在该振荡频点的  $Q$  值越小,前沿导致的波动持续时间越短,图 6(a)和(b)中给出了在脉冲前沿长度为 50ns,该频点  $Q$  值分别为 20 和 40 时,脉冲平顶段间隙

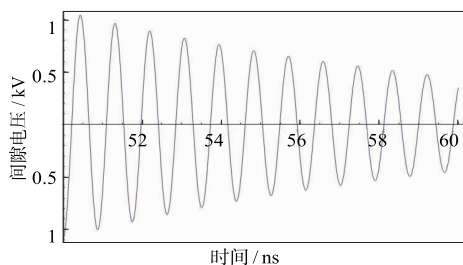
电压随时间衰减的关系,图 6(c)为相位波动稳定( $\pm 5$ 度)时间随  $Q$  值变化. 因此在腔体设计时通过降低对应频点的  $Q$  值,理论上可以有效的减小由于脉冲前沿造成的输出微波相位抖动.

表 1 不同脉冲前沿时间下相位波动幅度及稳定时间

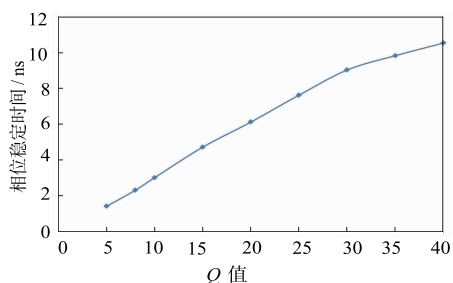
脉冲前沿长度/ns	脉冲平顶段最大相位波动(理论)/度	脉冲平顶段最大相位波动(模拟)/度	相位波动小于 $\pm 5$ 度的时间(理论)/ns
0.2	$\pm 65$	$\pm 67$	11.8
5.0	$\pm 55$	约 $\pm 60$	9
20.0	$\pm 18$	约 $\pm 15$	5
50.0	$\pm 10$	约 $\pm 8$	2



(a)  $Q=20$ 时间隙电压随时间变化图



(b)  $Q$ 值为40时间隙电压随时间变化图



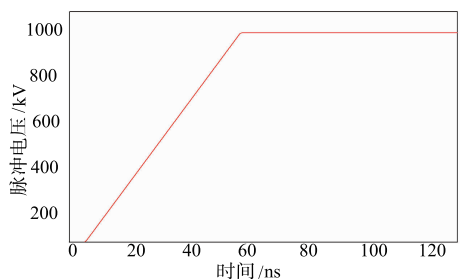
(c) 不同 $Q$ 值下相位稳定( $\pm 5$ 度)时长

图6 脉冲平顶段输入腔间隙电压幅值及其稳定时间与输入腔频率 $\omega_{z,4}$ 处 $Q$ 值关系

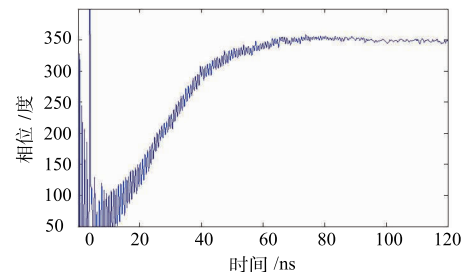
### 3 模拟和实验研究

采用粒子模拟程序 chipic 研究了脉冲电子束前沿对图 1 所示 RKA 模型输出微波相位特性的影响,模拟中使用理想发射模型和磁场分布,通过改变脉冲电压

幅值和前沿时间监测输出微波相位特性. 图 7 显示在脉冲前沿为 50ns 时,输出微波的相位随电压的变化,模拟结果显示脉冲电压变化 1% (在 850kV ~ 950kV 范围内),输出微波相位变化约 2.5 度. 图 7(b)中显示在 13ns 时,电子束前沿经过器件输出腔间隙(模拟中设置电子束在模拟开始后 10ns 阴极开始发射,通过器件时间约 3ns),输出相位抖动较大,脉冲电子束到达平顶段后,相位抖动逐渐减小,该结果与图 4 中理论结果相符合.



(a) 电压变化图



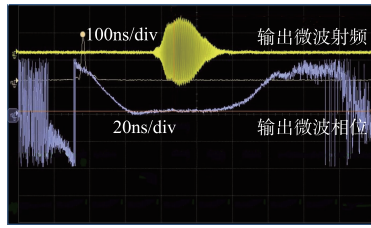
(b) 电压变化导致的输出微波相位变化

图7 脉冲前沿电子束能量变化与输出微波相位关系模拟结果

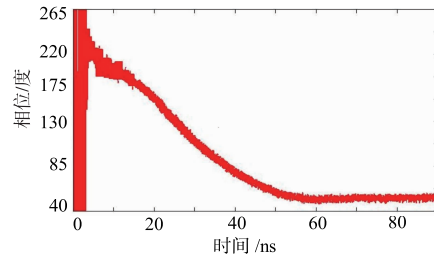
同时开展了相应的实验验证,图 8(a)中显示在二极管电压 850kV,脉冲前沿约 50ns 条件下,典型的实验输出波形及输出微波相位随脉冲电子束变化的结果,对其中输出微波相位的数据进行放大处理后如图 8(b)所示,实验测量中以标准微波信号源为基准,通过比较输出微波射频信号与基准信号在单个载波周期上相同幅度点上的时间间隔,得到输出微波相位的变化<sup>[17]</sup>. 测量系统的扩展不确定度约为  $\pm 3$  度. 从图 5 中可以看出在电压上升沿,随着电压幅值的增大,相位与注入微波相位差逐渐增大,在到达脉冲平顶段时,相位趋于稳定,其结果与图 7 中模拟得到的相位变化关系曲线相符合,实验中电压变化 1%,相位变化约 2.2 度. 图 9 中给出了理论,模拟及实验得到的脉冲前沿输出微波相位偏移与电压之间的关系,结果显示,实验结果与理论计算和模拟得到的结果基本符合.

### 4 结论

理论分析了强流 RKA 中脉冲前沿能量变化及其在腔体间隙激励的杂频对整管输出微波相位的影响,同



(a) 实验波形



(b) 实验数据拟合得到的输出微波相位

图8 典型的实验输出微波波形及其相位图

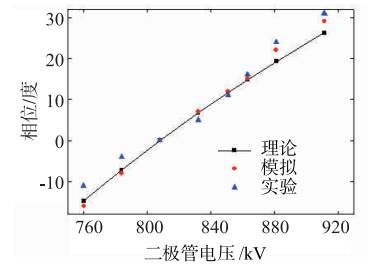


图9 脉冲前沿输出相位偏移的理论、模拟和实验结果对比

时通过模拟和实验结果进行了验证. 理论研究结果表明:

(1) 脉冲前沿电子束能量变化会导致电子束的势能分布及通过器件的渡越角变小, 使得前沿段输出微波与注入微波间的相位差持续增大, 该理论分析结果与模拟和实验结果相吻合.

(2) 脉冲电子束前沿会导致输入腔间隙电压偏移零基线振荡, 在脉冲平顶段电压振荡中心将恢复零基线, 但是间隙电压的振荡将会持续一段时间, 理论推导表明该持续时间与腔体参数及前沿时间相关, 前沿时间一定时, 通过减小由脉冲电子束前沿激励的振荡频率点的  $Q$  值, 可以有效的减小输出相位达到稳定时间, 从而减小由脉冲电子束前沿引起相位抖动的影响. 上述研究结果可加深强流脉冲波形驱动 RKA 造成输出微波相位波动规律认识, 为进一步提高 RKA 相位稳定性设计提供了重要的理论指导.

#### 参考文献

- [1] Benford J, Swegle J A. High Power Microwave (Ver. 2) [M]. Artech House: CRC Press, 2006: 10.
- [2] 吉尔摩. 著. 速调管、行波管、磁控管、正交放大器和回旋管 [M]. 丁耀根, 张照传, 译. 北京: 国防工业出版社, 2012. 160 - 180.  
Gilmour A S. Klystrons, Traveling Wave Tubes, Magnetrons, Crossed-Field Amplifiers and Gyrotrons [M]. Translated by Ding Yaogen, Zhang Zhaochuan. Beijing: National Defense Industry Press, 2012. 160 - 180. (in Chinese)
- [3] 周传明, 刘国治, 刘永贵, 等. 高功率微波源 [M]. 北京: 原子能出版社, 2007. 269 - 271.  
Zhou Chuanming, Liu Guozhi, Liu Yonggui, et al. High Power Microwave Sources [M]. Beijing: Atomic Energy Press, 2007. 269 - 271. (in Chinese)
- [4] 丁耀根, 刘濮鲲, 张兆传, 等. 大功率速调管的技术现状和研究进展 [J]. 真空电子技术, 2010(06): 1 - 8.  
Ding Yaogeng, Liu Pukun, Zhang Zhaochuan, et al. The state art and research progress of high power klystron [J]. Vacuum Electronics, 2010(06): 1 - 8. (in Chinese)

- [5] 谢家麟, 赵永祥. 速调管群聚理论 [M]. 北京: 科学出版社, 1960. 1 - 4.  
Xie Jialing, Zhao Yongxiang. Bunching Theory of Klystron [M]. Beijing: Science Press, 1960. 1 - 4. (in Chinese)
- [6] 黄华, 郭焱华, 金晓, 等. 相对论速调管放大器的相位特性研究 [J]. 物理学报, 2011, 60(3): 385 - 390.  
Huang Hua, Guo Yanhua, Jin Xiao, et al. Phase investigation on relativistic klystron amplifier [J]. Acta Physica Sinica, 2011, 60(3): 385 - 390. (in Chinese)
- [7] 杨振萍, 边清泉. 相对论速调管放大器中微波的相位抖动研究 [J]. 物理学报, 2009, 58(9): 6141 - 6145.  
Yang Zhenping, Bian Qingquan. Investigation of RF phase jitter in relativistic klystron amplifier [J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(9): 6141 - 6145. (in Chinese)
- [8] 吴洋, 许州, 谢鸿全, 等. 高增益相对论速调管放大器相位特性的模拟与实验研究 [J]. 物理学报, 2015, 64(8): 84102 - 84102.  
Wu Yang, Xu Zhou, Xie Hongquan, et al. Simulation and experimental study of phase characteristics in high-gain relativistic klystron amplifier [J]. Acta Physica Sinica, 2015, 64(8): 84102 - 84102. (in Chinese)
- [9] 宋玮, 邓昱群, 史彦超, 等. 高功率微波振荡器的相位控制 [J]. 强激光与粒子束, 2014, 26(5): 181 - 185.  
Song Wei, Deng Liqun, Shi Yanchao, et al. Phase control of high power microwave oscillator [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2014, 26(5): 181 - 185. (in Chinese)
- [10] 张泽海, 舒挺, 张军, 等. S 波段相对论速调管放大器锁相特性 [J]. 强激光与粒子束, 2013, 25(8): 2040 - 2044.  
Zhang Zehai, Shu Ting, Zhang Jun, et al. Phase-locking property of S-band RKA [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2013, 25(8): 2040 - 2044. (in Chinese)
- [11] Huang H, Feng D C, Luo G Y, et al. Repetitive operation of an-band 1-GW relativistic klystron amplifier [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2007, 35(2): 384 - 387.
- [12] Friedman M, Krall J, Lau Y Y, et al. Externally modulated intense relativistic electron beams [J]. Journal of Applied Physics, 1988, 64(7): 3353 - 3379.
- [13] 袁欢, 黄华, 雷禄容, 等. 强流 RKA 宽带研究 [J]. 微波

- 学报,2014(S1):512-515.
- [14] 黄华. S 波段长脉冲相对论速调管放大器的理论与实验研究[D]. 北京:中国工程物理研究院,2006. 56.  
Huang Hua theoretical and experimental study of S-band long pulse relativistic klystron amplifier[D] Beijing:CAEP,2006. 56. (in Chinese)
- [15] Han S U, Kim H S, Park G S. Influence of beam head effects on high-power klystron amplifier[J]. Journal of Applied Physics,2001,89(8):4224-4230.
- [16] 丁耀根. 大功率速调管的理论与计算模拟[M]. 北京:国防工业出版社,2008. 75.  
Ding Yaoggen. The Theory and Simulation of High Power Klystron[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2008. 75. (in Chinese)
- [17] 郭焱华,黄华,罗雄,等. S 波段相对论速调管放大器的相位测量[J]. 物理学报,2011,60(3):733-736.  
Guo Yanhua, Huang hua, Luo Xiong, et al. Phase measurement of S-band relativistic klystron amplifier[J]. Acta Physica Sinica,2011,60(3):733-736. (in Chinese)

### 作者简介



袁 欢 男,1990 年 1 月出生于湖北武汉,现为工程物理研究院研究生院博士研究生,研究方向为高功率微波技术.  
E-mail: yuanhuan50@ qq. com



黄 华 男,1970 年 10 月出生于重庆合川,博士研究生,现在工程物理研究院应用电子学研究所工作,主要从事高功率微波源研究工作.  
E-mail: hhua0457@ 163. com