

# 强流电子束阻抗对相对论速调管放大器注入及群聚特性的影响分析

张泽海<sup>†</sup> 舒挺 张军 戚祖敏

(国防科技大学光电科学与工程学院, 高功率微波技术研究所, 长沙 410073)

(2012年8月23日收到; 2012年9月17日收到修改稿)

通过数值计算及粒子模拟程序, 分析了强流电子束阻抗、电压及电流特性对相对论速调管放大器 (relativistic klystron amplifier, RKA) 中束流调制、群聚特性的影响, 其中粒子模拟程序中采用束发射方式以精确控制电子束的阻抗. 结果表明, 低阻抗电子束有利于减小群聚距离, 缩短 RKA 器件的整体长度, 不利于注入微波对电子束的调制, 而高阻抗电子束情况正好相反. 在电子束阻抗不变时, 增加电子束加速电压类似于增大电子束阻抗的情况. 另外, 用粒子模拟方法确定了不同阻抗电子束对特定输入腔的电子负载电导, 从而可以得到不同阻抗的强流电子束对种子源功率水平的需求以及对输入腔外观品质因数的要求.

**关键词:** 相对论速调管放大器, 电子束阻抗, 群聚距离, 输入调制

**PACS:** 07.57.-c, 52.35.-g, 52.65.-y

**DOI:** 10.7498/aps.62.040701

## 1 引言

在速调管放大器<sup>[1]</sup>中, 空间电荷效应对工作特性的影响很大, 而且束流越强, 影响程度越大. 在强流相对论速调管放大器 (relativistic klystron amplifier, RKA) 中, 电子束的电流达到数千安<sup>[2-4]</sup>, 而群聚后的局部瞬时电流则可能接近或超过漂移管中的空间电荷限制流, 因此具有更强的空间电荷效应<sup>[5,6]</sup>. 这种空间电荷效应不仅影响 RKA 的调制、群聚机制<sup>[7]</sup>, 而且影响电子束对输入腔的加载特性. 由于 RKA 器件的整体长度以及输入腔的耦合特性是由强流电子束的群聚机制及其对输入腔的加载决定的<sup>[8]</sup>, 因此有必要对强流电子束阻抗、电压及电流对 RKA 工作特性的影响进行研究.

## 2 强流电子束阻抗对 RKA 调制特性影响的理论研究

在 RKA 中, 为了减弱空间电荷效应, 一般采用无箔二极管产生的环形电子束作为由电能向高频

能量转换的媒质. 设二极管的加速电压为  $V_0$ , 则电子到达阳极时的动能, 亦即电子从二极管区获得的能量为

$$(\gamma_{\text{inj}} - 1)m_0c^2 = |e|V_0, \quad (1)$$

其中  $e$  为电子电量,  $\gamma_{\text{inj}}$  为电子到达阳极时的相对论因子,  $m_0$  为电子静止质量,  $c$  为光速. 环形电子束在导引磁场的约束下由二极管区进入到漂移管. 图 1 为漂移管中薄环形束示意图, 假定束的厚度为零. 在漂移管中, 由于直流空间电荷效应, 在束流横截面上产生电位降, 使电子束在阳极处的动能的一部分转化为势能. 根据能量守恒定律, 电子束在漂移管中的动能与势能之和等于电子束在阳极处的动能, 即

$$(\gamma_{\text{inj}} - 1)m_0c^2 = (\gamma_0 - 1)m_0c^2 + |e\phi|, \quad (2)$$

其中  $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$  为电子在漂移管中的相对论因子,  $\beta_0 = v_0/c$  为电子相对速度,  $v_0$  为电子的速度,  $(\gamma_0 - 1)m_0c^2$  为漂移管中电子的动能,  $|e\phi|$  为漂移管中电子的静电势能.

由图 1, 漂移管半径为  $r_w$ , 电子束半径为  $r_b$ , 设

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: zehai7840@sina.com

环形电子束面电荷密度为  $\sigma$ , 则电子束的电流为  $I_0 = 2\pi r_b \sigma \cdot v_0$ . 由高斯定理可得薄环形电子束的电势为<sup>[9]</sup>

$$\begin{aligned} \varphi &= -\sigma r_b \ln(r_w/r_b)/\epsilon_0 \\ &= -I_0 \ln(r_w/r_b)/(2\pi\epsilon_0\beta_0 c), \end{aligned} \quad (3)$$

其中,  $\epsilon_0$  为真空中的介电常数. 将 (3) 式代入 (2) 式并归一化得

$$\gamma_{inj} = \gamma_0 + I_0/(I_s\beta_0) = \gamma_0 + I_0/(I_s\sqrt{1-\gamma_0^2}), \quad (4)$$

式中,  $I_s = 2\pi\epsilon_0 m_0 c^3/|e|\ln(r_w/r_b)$  称为归一化临界电流<sup>[10]</sup>, 将常数代入后为  $I_s = 8.53/\ln(r_w/r_b)$ , 单位为 kA. 由 (4) 式可知, 漂移管中电子束的动能不再等于注入能量, 而是由注入能量、漂移管的结构及束流参数共同决定.

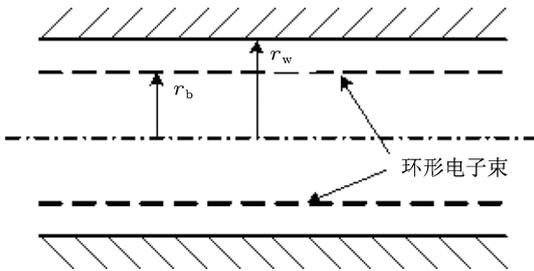


图1 无限长漂移管中的薄环形电子束

为了得到电子束的势能、空间电荷限制电流等与电子束流的定量关系, 可以用图解法求解 (4) 式. 将 (4) 式右边设为一个函数

$$F(\gamma_0) = \gamma_0 + I_0/(I_s\sqrt{1-\gamma_0^2}), \quad (5)$$

以电子束的动能因子  $\gamma_0$  为自变量, 以电子束流为参数, 画出  $y = \gamma_{inj}$  和  $y = F(\gamma_0)$  的曲线, 则两曲线的交点即为 (4) 式的解. 此解给出的是在一定漂移管结构尺寸下, 相同注入能量的电子束在不同束流时具有的不同动能因子. 因为电子束流的大小是由动能因子和束密度决定的, 因此以电子束流为参数求解时, 其实隐含了一个条件, 即以求出的动能因子和束流再次决定电子束的密度, 这样才能满足束流不变的前提. 图 2 为  $\gamma_{inj} = 1.99$ ,  $I_s = 78.9$  kA 时 (漂移管半径及电子束半径分别取为 3.0 及 2.7 cm), 不同束流下 (4) 式解的情况.

由图 2 可见, (4) 式的解有三种情况: 一是当束流低于空间电荷限制流时, 曲线与直线相交, 有两个可能的解, 根据束流不变的隐含假定, 值较小的解代表低速度高密度的束流, 值较大的解代表高速

度低密度的束流, 在二极管自然发射电子束的情况下, 电子束会以高速度低密度的形式存在, 而只有人为施加影响的情况下, 才会出现低速度高密度的形式, 而在 RKA 中, 电子束是爆炸发射的, 因此在求解中选择高速低密的解; 当束流等于空间电荷限制流时, 曲线与直线相切, 此时的解为束流等于空间电荷限制流时电子束的动能因子; 当束流大于空间电荷限制流时, 解不存在, 对应着有虚阴极形成的情况. 在 RKA 中, 电子束直流电流一般小于空间电荷限制流, 因此只需第一种情况下的解.

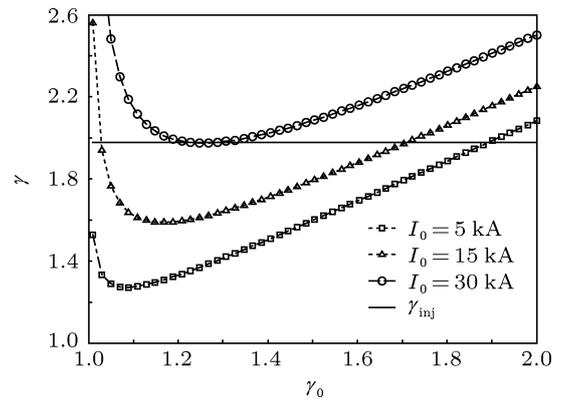


图2 图解法求解 (4) 式

由图解法得到漂移管中强流电子束的动能因子后, 就可以对电子束受到调制后的群聚情况进行分析. 由 RKA 的小信号理论可知, 在强流电子束受到电压为  $V_1$  的调制后, 会在漂移管中激励起快、慢空间电荷波, 它们的色散特性为<sup>[10]</sup>

$$\omega = \frac{v_0 k_{f,s}}{\delta} \frac{1}{1 \mp \alpha\mu}, \quad (6)$$

其中  $\delta = \frac{\beta_0^2}{\beta_0^2 - \alpha}$ ,  $\alpha\mu = (\alpha^2 + \alpha/\gamma_0^2)^{1/2}/\beta_0$ ,  $k_{f,s}$  为快慢空间电荷波的纵向波数. 在等离子体缩减因子近似为 1 的情况下<sup>[11-13]</sup>,  $\alpha$  可用  $\alpha_0$  近似, 其中  $\alpha_0 = I_0/I_s\gamma_0^3\beta_0$ . 在小信号调制下, 即输入腔间隙电压  $V_1 \ll V_0$  时, 电子束在漂移管中的基波群聚电流幅值表达式为<sup>[10]</sup>

$$I_1 = j \frac{MV_1}{Z} \sin\left(\alpha\mu \frac{\omega\delta z_1}{\beta_0 c}\right), \quad (7)$$

其中  $M$  为间隙耦合系数, 一般情况下小于 1, 而

$$Z = m_0 c^2 \gamma_0^3 \beta_0^2 \alpha\mu / e I_0 = R_0 / (-\xi), \quad (8)$$

$$\xi = (1 - \delta) / \alpha\mu\delta = -1/\beta_0^2\mu, \quad (9)$$

$$R_0 = 60[\ln(r_w/r_b)/\beta_0]. \quad (10)$$

由(7)式可知,基波电流达到最大值的位置与束流状态及频率有关,此最大值的位置称为群聚距离,其表达式为

$$z_{\max} = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\alpha\mu} \frac{\beta_0 c}{\omega\delta}. \quad (11)$$

在调制频率及漂移管半径不变的情况下,  $z_{\max}$  的值只与束流特性有关. 保持二极管电压不变,只改变二极管的电流,可由(4)式得到电子束的动能随束流大小变化的曲线,如图3所示. 由(11)式可得到群聚距离随束流变化的曲线,如图4所示. 由图3可知,注入电压不变时,电子束在漂移管中的动能随束流的增大而减小. 由图4可知,束流经输入腔调制后,群聚距离随束流的增大而减小.

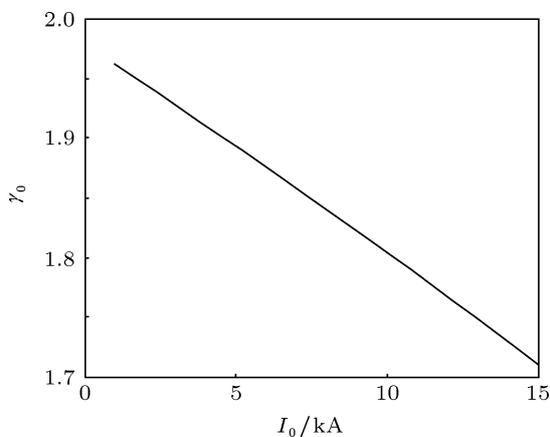


图3 电子束相对论因子随束流的变化

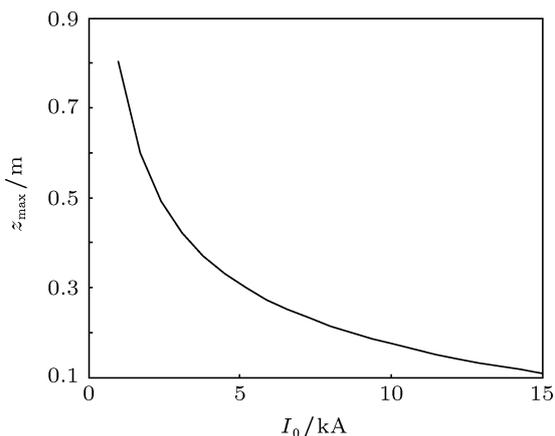


图4 群聚距离随束流的变化

保持二极管阻抗不变,改变阴阳极间的电压,漂移管中电子束的相对论因子与群聚距离也会相应发生变化,其变化规律如图5和图6所示. 由图5可以看出,虽然在阻抗不变的情况下二极管电压增大会导致束流也增大,但是漂移管中电子束的相对

论因子还是增加的. 由图6可知,二极管阻抗不变而增大二极管电压时,群聚距离增大. 即在阻抗不变时,二极管电压对群聚特性的影响优先于束流变化对群聚特性的影响.

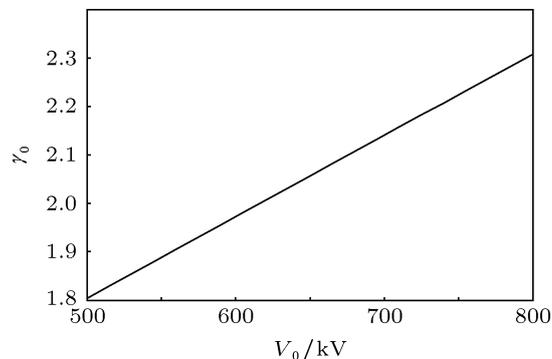


图5 电子相对论因子随二极管电压的变化

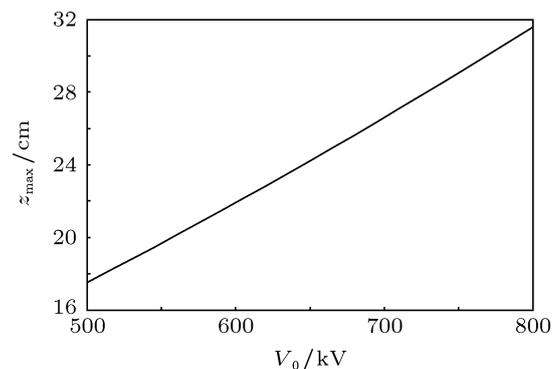


图6 群聚距离随二极管电压的变化

### 3 强流电子束阻抗对RKA调制特性影响的粒子模拟研究

以上的理论研究只能得到诸如电子束动能、群聚距离等信息,而不能得到电子束对输入腔的加载特性. 为了验证上述理论的正确性,同时得到电子束对输入腔的加载特性,本文采用粒子模拟 (particle-in-cell, PIC) 的研究方法.

图7为PIC程序中带电子束的RKA输入腔模型. 在输入腔的注入端口,工作频率为2.84 GHz,功率为500 kW的微波进入输入腔,在其中建立起电磁场,并对经过输入腔间隙的电子束进行调制. 其中电子束以束方式发射,即直接指定电子束的加速电压和电流的大小,而忽略二极管的真实阻抗. 因此,使用束发射方式可以精确控制电子束的加速电压及阻抗. 基于这个模型,可以研究电子束基波电流的群聚特性、电子束吸收的微波功率以及输入

腔间隙上建立的电压与电子束阻抗特性之间的关系.

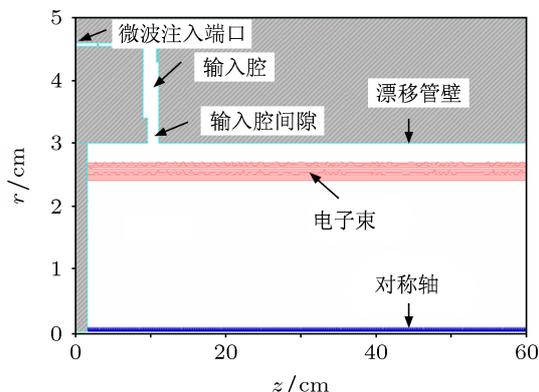


图7 输入腔及电子束二维模型示意图

为了便于说明粒子模拟的结果,把弱流空间电荷波理论中电子负载电导的公式引用如下<sup>[14]</sup>:

$$G_b = G_0 \frac{1}{\theta_d^2} \left[ 1 - \frac{\sin(p\theta_d)}{p\theta_d} \cdot \frac{\theta_d}{2} - \frac{1 + \cos(p\theta_d)}{2} \cos \theta_d \right] = G_0 f(\theta_d, \omega_p), \quad (12)$$

其中,  $G_0 = I_0/V_0$  为电子束直流电导,  $p = \omega_p/\omega$ ,  $\omega_p = \sqrt{e\sigma_0/m_e\epsilon_0}$  为电子束等离子体频率,  $\theta_d = \omega d/v_0$  为间隙直流渡越角,  $d$  为间隙宽度. 将渡越角和等离子体频率对电子负载电导的贡献看作函数  $f(\theta_d, \omega_p)$ , 如 (12) 式右边等式所示. (12) 式为非相对论条件下有栅间隙电子负载电导公式, 若考虑相对论修正, 则还需乘上一个相对论修正系数  $k_M = 2/\gamma_0(\gamma_0 + 1)$ . 从电子束与场相互作用的观点来看, 电子负载电导和输入腔间隙电压有如下关系:

$$\int_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} dV = G_b V_1^2, \quad (13)$$

其中,  $\mathbf{J}$  为电子束电流密度,  $\mathbf{E}$  为谐振腔内的电场强度, 积分区域  $V$  为电子束与腔场的作用区域,  $\int_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} dV$  为电子束吸收的注入微波的有功功率  $P_{in}$ ,  $V_1$  为腔间隙建立的电压. 由等效电路理论, 可以将电子束负载品质因数表示为输入腔特性阻抗和电子束负载电导的关系<sup>[15]</sup>

$$Q_{bl} = \frac{1}{G_b} (R/Q). \quad (14)$$

当腔体结构不变时, 输入腔特性阻抗  $R/Q$  不变. 在输入功率为  $P_0$  时 (即原始注入功率为 500 kW), 输入腔间隙上建立的电压  $V_1$  与输入腔特性及电子束

负载品质因数的关系为<sup>[16]</sup>

$$V_1 = \sqrt{\frac{8P_0(R/Q)Q_{ext}}{(1 + Q_{ext}/Q_{bl}) + [Q_{ext}(\omega/\omega_{0e} - \omega_{0e}/\omega)]^2}}, \quad (15)$$

其中,  $R/Q$  为输入腔特性阻抗,  $Q_{ext}$  为输入腔外观品质因数,  $Q_{bl}$  为腔体的电子束负载品质因数,  $\omega_{0e}$  为输入腔电子束加载谐振频率. 在腔体结构不变时,  $R/Q$ ,  $Q_{ext}$  不会变化, 而在强流条件下,  $\omega_{0e}$  也基本不随束流参数变化.

### 3.1 电子束阻抗变化情况

固定电子束加速电压为 500 kV, 电子束流从 3 kA 改变到 6 kA, 将不同电流下基波电流随距离的变化曲线示于图 8 中, 每条曲线最大值对应的横坐标减去输入腔位置的横坐标为群聚距离. 由图 8 可见, 随着电子束阻抗的减小 (即电子束电导增大), 群聚电流的幅值变化不大 (但是基波电流幅值与直流电子束幅值之比减小, 即调制深度减小), 而群聚距离的减小较为明显.

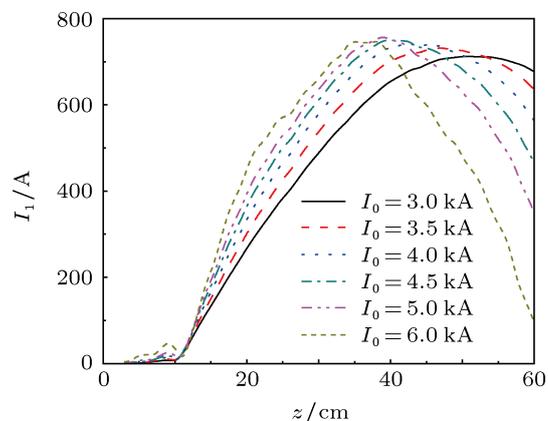


图8 基波电流群聚特性随电子束流的变化

表1 电子束加载特性随电子束束流的变化

$I_0/\text{kA}$	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0	6.0
$P_{in}/\text{kW}$	400	430	450	465	473	488
$V_1/\text{kV}$	40	38	36	36	33	27

同时, 将这种情况下电子束吸收的注入微波的功率、输入腔间隙建立的电压列在表 1 中. 由表 1 可见, 在束流增大的过程中, 电子束吸收的功率  $P_{in}$  增大, 而在输入腔间隙建立的电压  $V_1$  却减小, 则由 (13) 式可知, 电子负载电导增大. (12) 式表明, 电子束直流电导的增大会直接导致电子负载电导

增大. 由这两方面, 在电子束直流电导增大的过程中, 渡越角和等离子体频率对电子负载电导的贡献  $f(\theta_d, \omega_p)$  弱于直流电导  $G_0$  对电子负载电导  $G_b$  的贡献. 而由 (14) 式知,  $G_b$  增大将导致电子束对腔体的负载品质因数  $Q_{bl}$  变小, 为了达到匹配注入的状态 [17], 输入腔的外观品质因数要相应地降低, 故注入耦合孔尺寸要变大.

从物理上可以这样解释: 在束流增大而电压不变时, 电子束在漂移管中的相对论因子减小, 即电子的速度减小, 因此渡越输入腔间隙的时间增长, 则输入腔内的场对电子束所做的功增大, 因此电子束吸收的功率增大, 也即等效于电子束的负载品质因数  $Q_{bl}$  变小. 由 (15) 式可知,  $Q_{bl}$  变小时,  $V_1$  减小.

图 9 给出了电子束流为 3 和 6 kA 时的电子束群聚的能量相空间图. 从图 9 中可以看到, 电子束流越大, 调制效果越不明显.

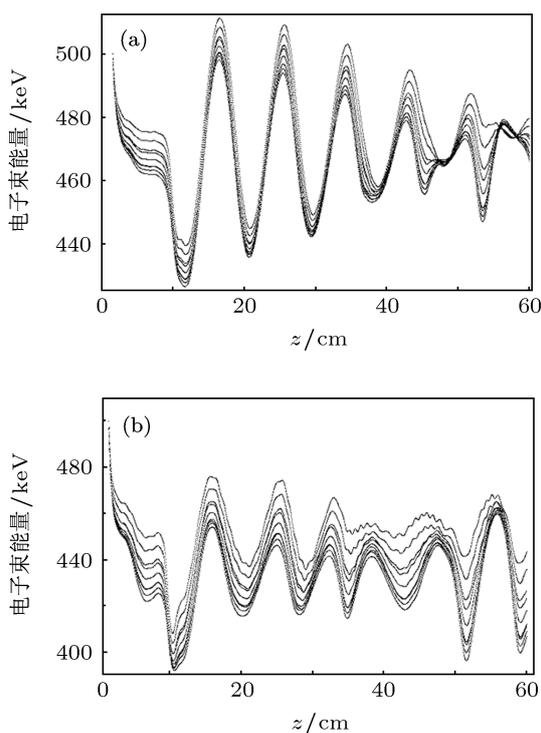


图 9 两种束流情况下的电子束群聚相空间图 (a) 束流为 3 kA; (b) 束流为 6 kA

由上述情况可知, 电子束阻抗越低, 群聚距离越短, 在输入腔间隙建立的电压越小, 为了达到同样的调制深度, 对注入微波功率水平的要求越高.

### 3.2 二极管阻抗不变的情况

保持二极管阻抗不变, 改变二极管电压, 基波电流随距离的变化曲线也会改变, 如图 10 所示. 从

图 10 中可知, 随着二极管电压的增大, 基波电流群聚距离增加, 同时基波电流的幅值增大.

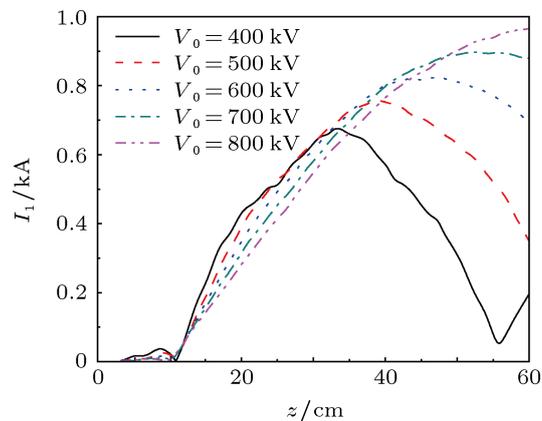


图 10 基波电流随二极管电压的变化情况 (二极管阻抗固定为  $100 \Omega$ )

表 2 阻抗不变时电子束加载特性随二极管电压的变化

$V_0/\text{kV}$	400	500	600	700	800
$I_0/\text{kA}$	4	5	6	7	8
$P_{in}/\text{kW}$	490	470	468	454	440
$V_1/\text{kV}$	29	31	37	41	44

表 2 给出了阻抗不变时电子束加载特性. 由表 2 可知, 在二极管阻抗不变时, 即电子束直流电导不变时, 二极管电压  $V_0$  越高, 电子束吸收的注入功率  $P_{in}$  越小, 但是在输入腔间隙建立的电压  $V_1$  却越大. 由 (13) 式可知, 在这个过程中, 电子束负载电导减小. 由于这种情况下电子束直流电导没有变化, 那么由 (12) 式可知, 电子负载电导的变化完全来自渡越角和等离子体频率的贡献  $f(\theta_d, \omega_p)$ , 而且可知  $f(\theta_d, \omega_p)$  是随着二极管电压的增大而减小的.

从物理机理上解释, 在二极管阻抗不变而电压增大的过程中, 由图 5 可知电子束在漂移管中的相对论因子增大, 即电子的速度增大, 因此渡越输入腔间隙的时间减小, 则电子束从输入腔中吸收的功率减小, 即等效为电子束对腔体的负载品质因数增大. 为了达到匹配注入条件, 输入腔的外观品质因数也相应地增大, 从而耦合孔尺寸要减小. 同样, 由 (15) 式可知电子束负载品质因数增大会导致输入腔间隙电压增大.

由上述情况可知, 在阻抗不变时, 二极管电压越高, 群聚距离越长, 在输入腔间隙建立的电压越大. 为了达到同样的调制深度, 对注入微波功率水平的要求也越低.

## 4 结论

通过数值计算和 PIC 模拟, 对强流电子束阻抗对 RKA 注入和群聚特性的影响进行了分析. 强流电子束阻抗对 RKA 的群聚特性影响的研究表明, 低阻抗电子束有利于减小群聚距离, 缩短 RKA 器件的整体长度, 不利于注入微波对电子束的调制. 高阻抗电子束情况正好相反. 在电子束阻抗不变时, 增加电子束加速电压类似于增大电子束阻抗的情况. 强流电子束阻抗对 RKA 注入特性的研究表明:

强流电子束阻抗降低时, 电子电导变大, 对腔体的负载品质因数变小, 要求输入腔有较低的外观品质因数, 同时要求较高的注入微波功率水平. 电子束阻抗增大时结果正好相反. 在设计 RKA 的过程中, 可以根据实际情况, 例如根据所设计器件的长度、种子源功率水平, 以及输入腔耦合方式等对二极管阻抗进行选择, 或者进行相反的选择. 同轴多注速调管放大器<sup>[18]</sup>的注入功率只需几十千瓦, 原因之一是同轴结构中束流阻抗较高, 因此对输入腔的加载减轻, 所需注入功率也减小.

- [1] Ding Y G 2010 *Design, Manufacture and Application of High Power Klystron* (Beijing: National Defense Industry Press) pp8–17 (in Chinese) [丁耀根 2010 大功率速调管的设计制造和应用 (北京: 国防工业出版社) 第 8—17 页]
- [2] Huang H, Fan Z K, Tan J, Ma Q S, Gan Y Q, Chang A B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1129 (in Chinese) [黄华, 范植开, 谭杰, 马乔生, 甘延青, 常安碧 2004 物理学报 **53** 1129]
- [3] Huang H, Meng F B, Fan Z K, Li Z H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5344 (in Chinese) [黄华, 孟凡宝, 范植开, 李正红 2006 物理学报 **55** 5344]
- [4] Bai X C, Yang J H, Zhang J D 2012 *Phys. Plasma* **19** 083106
- [5] Liu J, Shu T, Li Z Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2622 (in Chinese) [刘静, 舒挺, 李志强 2010 物理学报 **59** 2622]
- [6] Liu J, Shu T, Li Z Q 2010 *High Power Laser and Particle Beams* **22** 1 (in Chinese) [刘静, 舒挺, 李志强 2010 强激光与粒子束 **22** 1]
- [7] Benford J, Swegle J A, Schamiloglu E (translated by Jiang W H, Zhang C) 2009 *High Power Microwaves* (2nd Ed.) (Beijing: National Defense Industry Press) p315 (in Chinese) [Benford J, Swegle J A, Schamiloglu E 著 (江伟华, 张驰译) 2009 高功率微波 (第二版) (北京: 国防工业出版社) 第 315 页]
- [8] Wu Y, Xu Z, Xu Y, Jin X, Chang A B, Li Z H, Huang H, Liu Z, Luo X, Ma Q S, Tang C X 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 044102 (in Chinese) [吴洋, 许州, 徐勇, 金晓, 常安碧, 李正红, 黄华, 刘忠, 罗雄, 马乔生, 唐传祥 2011 物理学报 **60** 044102]
- [9] Miller R B (translated by Liu X S, Zhang L Z, Wu Y B, Lu J P, Zhou P Z) 1990 *Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beam* (Beijing: Atom Energy Press) p92 (in Chinese) [米勒 R B 著 (刘锡山, 张兰芝, 吴衍斌, 鲁敬平, 周丕璋译) 1990 强流带电粒子束物理学导论 (北京: 原子能出版社) 第 92 页]
- [10] Friedman M, Krall J, Lau Y Y, Serlin V 1988 *J. Appl. Phys.* **64** 7
- [11] Briggs R J 1976 *Phys. Fluids* **19** 1257
- [12] Lau Y Y 1987 *J. Appl. Phys.* **62** 351
- [13] Qi Z M, Zhang J, Zhong H H, Zhang Z H, Bai X C, Zhang D, Bai Z 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 41
- [14] Xie J L, Zhao Y X 1966 *Bunching Theory of Klystron* (Beijing: Science Press) p77 (in Chinese) [谢家麟, 赵永翔 1966 速调管群聚理论 (北京: 科学出版社) 第 77 页]
- [15] Zhang Z T 1982 *Measurement of High Frequency System in Microwave Tubes* (1st Ed.) (Beijing: National Defense Industry Press) p18 (in Chinese) [张兆镗 1982 微波管高频系统的测量 (第一版) (北京: 国防工业出版社) 第 18 页]
- [16] Ding Y G 2008 *Theory and Computer Simulation of High Power Klystron* (Beijing: National Defense Industry Press) p75 (in Chinese) [丁耀根 2008 大功率速调管的理论与计算模拟 (北京: 国防工业出版社) 第 75 页]
- [17] Carlsten B E, Faehl R J, Fazio M V, Haynes W B, Ryne R D, Stringfield R M 1994 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **22** 730
- [18] Liu Z B, Huang H, Jin X, Chen H B 2012 *Acta Phys. Sin.* **60** 128402 (in Chinese) [刘振帮, 黄华, 金晓, 陈怀壁 2012 物理学报 **60** 128402]

# Influence of the strong beam impedance on injection and bunching features of the relativistic klystron amplifier

Zhang Ze-Hai<sup>†</sup> Shu Ting Zhang Jun Qi Zu-Min

(College of Opto-Electric Science and Engineering, National University of Defence Technology, Changsha 410073, China)

(Received 23 August 2012; revised manuscript received 17 September 2012)

## Abstract

With numerical calculation and particle simulation program, the influences of the intense electron beam impedance, voltage and current characteristics on the beam modulation and bunching characteristics in relativistic klystron amplifier (RKA) are analyzed. Within the particle-in-cell simulation program, the beam emission method is used to accurately control the impedance of the electron beam. The results show that the electron beam of low-impedance can reduce the bunching distance and shorten the overall length of the RKA devices but degrade the injected modulation of the electron beam. Electron beam of high impedance is just opposite. When the electron beam impedance is constant, the increase of the electron beam accelerating voltage is similar to the increase of the impedance of the electron beam. In addition, with the particle simulation method, the beam loaded conductance of a specific input cavity loaded by a different impedance of the electron beam is determined, thereby meeting the demand of the power level of the seed, and the requirements for the externally loaded quality factor of the input cavity.

**Keywords:** relativistic klystron amplifier, beam impedance, bunching distance, input modulation

**PACS:** 07.57.-c, 52.35.-g, 52.65.-y

**DOI:** 10.7498/aps.62.040701

---

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: zehai7840@sina.com