

强流多注相对论速调管中电子束特性的初步研究

刘振帮^{1)2)†} 金晓²⁾ 黄华²⁾ 陈怀璧¹⁾ 王淦平²⁾

1) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

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, 绵阳 621900)

(2012年6月13日收到; 2012年7月10日收到修改稿)

多注速调管采用多个低导流系数的电子束并行工作, 相对于常规单注结构速调管具有工作电压低、效率和增益高等特点, 但多电子束特性会带来新的影响. 本文基于这方面需求, 对强流多注电子束在多注器件结构中的传输特性进行了理论分析、计算机模拟和初步实验研究, 研究结果表明多注电子束各束之间的空间电荷力作用会使得电子束绕系统中心旋转, 而各束自身的空间电荷力作用, 会使得电子束绕束自身中心旋转, 并发生扩散, 两种作用都可能会使得电子束在传输过程中发生损失.

关键词: 多注速调管, 强流多注电子束, 空间电荷效应, 束流传输

PACS: 84.40.Fe, 41.20.-q, 41.20.jb, 52.59.Ye

1 引言

速调管放大器在雷达、通信系统、直线加速器等领域拥有非常广泛的发展和应[1,2], 随着应用需求的发展要求进一步提高速调管放大器的功率水平[3], 对现阶段应用广泛的单注速调管来说, 要进一步提高输出功率, 只有增加电子束的电压和电流, 但是高工作电压会带来高压击穿、电源复杂度提高等问题, 而更高的工作电流会产生较大的空间电荷作用力、需要更强的聚焦磁场和增加阴极负载并且会使得器件效率降低[4,5].

多注速调管采用多个低导流系数的电子注并行工作, 可以在较低的电压水平下获得较高的电子束电流及导流系数, 可以明显降低速调管的工作电压和提高器件效率, 若器件采用高次模结构, 还可以增大阴极发射面积和提高功率容量, 从而可以降低阴极电子发射密度和获得较高的输出功率[6]. 多注速调管由于具有工作电压低、效率和增益高、频带宽、体积小和重量轻等技术特点, 近年来其关键技术研究在国际上引起了广泛关注[7,8]. 在多

注速调管中, 当电子束在漂移管通道中传输时, 由于各个漂移管通道是相互独立的, 各个电子束之间不会产生相互影响, 但是在阴极发射区域和电子束通过谐振腔间隙时, 电子束之间不存在隔离, 则各电子束之间会产生相互作用, 从而对多注电子束的传输以及对器件的微波输出产生影响, 当输出微波功率较高时, 电子束电流较大, 相互之间的影响更为严重, 而有关这方面的研究鲜见报道. 本文以正在研究的 X 波段相对论速调管放大器 (relativistic klystron amplifier, RKA) 为模型, 设定电子束为 8 束, 并且沿环向等间距分布, 对强流多注电子束在多注器件结构中的传输特性进行了理论分析、计算机模拟和实验研究, 以期对多注速调管的设计与研究有指导和借鉴意义.

2 强流多注电子束传输的理论分析

强流多注电子束在多注漂移管中传输和其通过谐振腔间隙时的示意图如图 1 所示, 设定电子束绕系统中心环向等间距排列, 谐振腔为圆柱结构腔体.

† E-mail: liuzb08@gmail.com

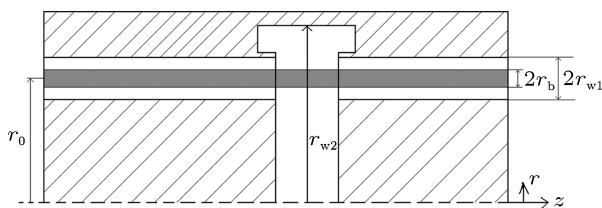


图1 电子束传输模型

电子束在外加轴向引导磁场 B_z 的作用下传输, 每一束漂移管通道的半径为 r_{w1} , 谐振腔外壁半径为 r_{w2} , 每一束电子束的半径为 r_b , 电子束中心与系统中心的距离为 r_0 , 设定电子束的电压为 V_0 , 电子束的总束流为 I_0 . 多注电子束在漂移管通道中传输时, 由于各个漂移管通道之间是相互隔离的, 因此电子束之间不存在相互作用力. 在相对论速调管中, 电子束电压已经超过 500 kV, 此时电子速度已接近光速, 必须考虑相对论效应的影响, 相对论效应所产生的影响主要有三个方面: 电子质量增加, 场对电子的加速度减小; 电子束本身产生的磁场作用力将不能够忽略; 不等式 $v_z \ll c$ 不再成立 (c 为光速). 考虑相对论效应下电子运动方程的径向分量为^[9]

$$\sigma_0 m_0 (\ddot{r}_b - r_b \dot{\theta}_1^2) = e(E_{r1} - v_z B_{\theta 1} + r_b \dot{\theta}_1 B_z), \quad (1)$$

式中 $\sigma_0 = 1 + \frac{|eV_0|}{m_0 c^2}$, e 为电子的电荷量, m_0 为电子静止质量, v_z 为电子轴向运动速度, E_{r1} 为每一束电子束自身空间电荷所产生的径向电场, $B_{\theta 1}$ 为每一束电子束自身所产生的环向磁场. 当电子束稳定传输时, 电子束的半径应该维持不变, 径向力达到平衡, 则 (1) 式化简为

$$-\sigma_0 m_0 r_b \dot{\theta}_1^2 = e(E_{r1} - v_z B_{\theta 1} + r_b \dot{\theta}_1 B_z). \quad (2)$$

由高斯定律和洛伦兹公式可以分别求出 E_{r1} 与 $B_{\theta 1}$ 的表达式为

$$\begin{aligned} E_{r1} &= \frac{I_0}{2\pi\epsilon_0 v_z r_b n}, \\ B_{\theta 1} &= \mu_0 \frac{I_0}{2\pi r_b n}, \end{aligned} \quad (3)$$

式中, ϵ_0 为真空介电常量, μ_0 为真空磁导率, n 为多注电子束的数目. 将 (3) 式代入 (2) 式进行化简得到

$$\dot{\theta}_1^2 + \frac{1}{2} \frac{\omega_{p1}^2}{\sigma^2} = \left| \frac{e}{\sigma m_0} \right| B_z \dot{\theta}_1, \quad (4)$$

式中, $\omega_{p1}^2 = \left| \frac{e}{\sigma m_0} \right| \frac{|I_0|}{\pi\epsilon_0 v_z r_b^2 n}$. 将 (4) 式进行求解, 即可得到各电子束在漂移管通道中传输时自身的旋转角速度, 此时 (4) 式存在两个解, 即有两个平衡角速度, 由于在实际的应用中, 阴极区域与漂移区域的磁场是同向的, 因此只有较小的一个是有意义的^[9], 可求得解为

$$\begin{aligned} \dot{\theta}_1 &= \frac{1}{2} \left| \frac{e}{\sigma m_0} \right| B_z \\ &\times \left(1 - \sqrt{1 - 2 \frac{\omega_{p1}^2}{\sigma^2} / \left(\left| \frac{e}{\sigma m_0} \right| B_z \right)^2} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

则各电子束在漂移管通道中稳定传输时绕自身的旋转角速度为 $r_b \dot{\theta}_1$.

当多注电子束通过谐振腔间隙时, 电子束之间不存在隔离, 相互之间会产生作用力, 从而对电子束的运动产生影响. 电子束之间的作用力与各电子束自身作用力的和是矢量的叠加, 因此可以将两者分离, 分别进行计算. 当多注电子束之间的相互作用达到平衡, 电子束稳定传输时, 可以得到径向平衡方程为

$$-\sigma_0 m_0 r_0 \dot{\theta}_2^2 = e(E_{r2} - v_z B_{\theta 2} + r_0 \dot{\theta}_2 B_z), \quad (6)$$

式中, E_{r2} 为其他电子束对该束电子所产生的径向电场之和, $B_{\theta 2}$ 为其他电子束对该束电子所产生的磁场之和. 设定某一电子束为基准, 求解其他电子束对其的作用, 先考虑相邻一束电子束对其的电场为

$$\begin{aligned} E_{r21} &= \frac{I_0}{2\pi\epsilon_0 v_z n \cdot l_e} \\ &= \frac{I_0}{2\pi\epsilon_0 v_z n \cdot 2 \sin(360/2n) r_0}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中 l_e 为相邻两电子束之间的距离. 由于设定电子束沿环向均匀排列, 因此其他电子束对该束电子所产生的径向电场之和的方向为从系统中心指向电子束, 可得 (7) 式的电场在该方向上的分量为

$$\begin{aligned} E_{r211} &= \frac{I_0}{2\pi\epsilon_0 v_z n \cdot 2 \sin(360/2n) r_0} \\ &\times \sin(360/2n) = \frac{I_0}{2\pi\epsilon_0 v_z n \cdot 2r_0}. \end{aligned} \quad (8)$$

同样的可以求得其他电子束对基准电子束的电场在该方向上的分量, 求得其表达式与 (8) 式相同, 则得到其他电子束对该束电子所产生的径向电场之和 E_{r2} 的表达式为

$$E_{r2} = \frac{I_0}{2\pi\epsilon_0 v_z \cdot 2r_0} \frac{n-1}{n}. \quad (9)$$

而 $B_{\theta 2}$ 的方向沿以系统中心为圆心的切线方向, 经过相似的求解得到 $B_{\theta 2}$ 的表达式为

$$B_{\theta 2} = \mu_0 \frac{I_0}{2\pi \cdot 2r_0} \frac{n-1}{n}. \quad (10)$$

将 (9) 式和 (10) 式代入 (6) 式进行化简得到

$$\dot{\theta}_2^2 + \frac{1}{2} \frac{\omega_{p2}^2}{\sigma^2} = \left| \frac{e}{\sigma m_0} \right| B_z \dot{\theta}_2, \quad (11)$$

式中, $\omega_{p2}^2 = \left| \frac{e}{\sigma m_0} \right| \frac{|I_0|}{2\pi \varepsilon_0 v_z r_0^2} \frac{n-1}{n}$. 将 (11) 式进行求解, 即可得到多注电子束通过谐振腔间隙时电子束相互作用产生的旋转角速度, 与之前相同, (11) 式只有较小的一个解是有意义的, 可求得解为

$$\dot{\theta}_2 = \frac{1}{2} \left| \frac{e}{\sigma m_0} \right| B_z \times \left(1 - \sqrt{1 - 2 \frac{\omega_{p2}^2}{\sigma^2} / \left(\left| \frac{e}{\sigma m_0} \right| B_z \right)^2} \right). \quad (12)$$

则可得到多注电子束通过谐振腔间隙时相互作用产生的绕系统中心的旋转角速度为 $r_0 \dot{\theta}_2$. 此时电子束绕自身旋转的角速度 $r_b \dot{\theta}_1$ 依然存在, 因此电子束运动状态的表现为在绕束自身旋转的同时, 还绕系统中心旋转. 设定电子束的数目为 8 束, 沿环向均匀排列, 电子束电压为 670 kV, 总束流为 5.3 kA, 在设定结构参数的条件下, 电子旋转速度随轴向引导磁感应强度的变化如图 2 所示.

由图 2 可以明显看出, 电子角向旋转速度随轴向引导磁感应强度的增大而快速减小, 并且多注电子束通过谐振腔间隙时相互作用产生的绕系统中心的旋转角速度 $r_0 \dot{\theta}_2$ 要小于其绕束自身的旋转角速度 $r_b \dot{\theta}_1$. 当电子束电压为 670 kV, 束流为 5.3 kA, 外加轴向引导磁感应强度为 0.8 T 时, 在设计的结构参数下, 绕束自身的旋转角速度 $r_b \dot{\theta}_1$ 为 5.41×10^6 m/s, 绕系统中心的旋转角速度 $r_0 \dot{\theta}_2$ 为 2.07×10^6 m/s, 此时电子的轴向运动速度为 2.7×10^8 m/s, 可知电子的角向旋转速度远小于

其轴向运动速度. 对于所设计的 X 波段 RKA, 设定阴阳极间距为 15 mm, 电子束从阴极发射达到阳极, 其中心位置的偏移量 (电子束的中心位置与其发射面中心位置的偏移) 近似计算约为 0.23 mm. 对于同轴腔体结构, 内导体的存在会使得多注电子束之间一部分相互作用力被屏蔽掉, 从而使得电子束绕系统中心的旋转角速度减小.

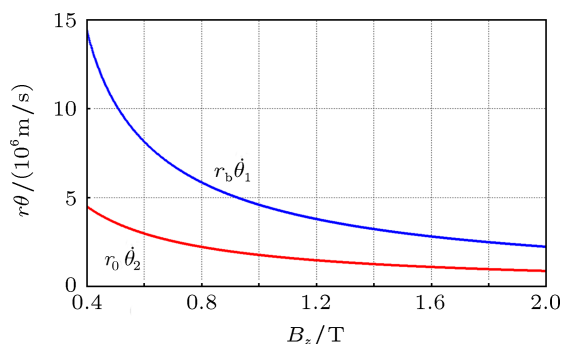


图 2 电子旋转速度随轴向引导磁感应强度的变化

3 强流多注电子束传输的粒子仿真与实验研究

采用 CST 粒子仿真模块对强流多注电子束的传输特性进行模拟研究, 粒子仿真分为强流多注电子束在圆柱漂移管, 同轴漂移管, 多注漂移管, 多注漂移管带同轴谐振腔以及多注漂移管带圆柱谐振腔中的传输情况. 圆柱漂移管模型以及电子束传输的情况如图 3 所示, 同轴漂移管、多注漂移管以及带谐振腔结构模型如图 4、图 5 所示. 设定多注电子束为 8 束, 每束电子束直径为 3 mm, 多注漂移管通道直径为 7 mm, 漂移管中内导体前端面与阳极端面相平齐. 多注漂移管带谐振腔结构中, 谐振腔间隙宽度为 10 mm, 谐振腔与阴极发射端面的距离为 60 mm. 设定电子束电压为 670 kV, 总束流为 5.3 kA, 轴向引导磁感应强度为 0.8 T.

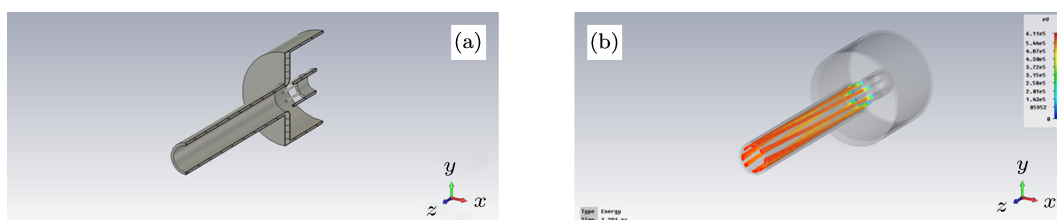


图 3 多注电子束在圆柱漂移管中传输 (a) 模型; (b) 电子束轨迹

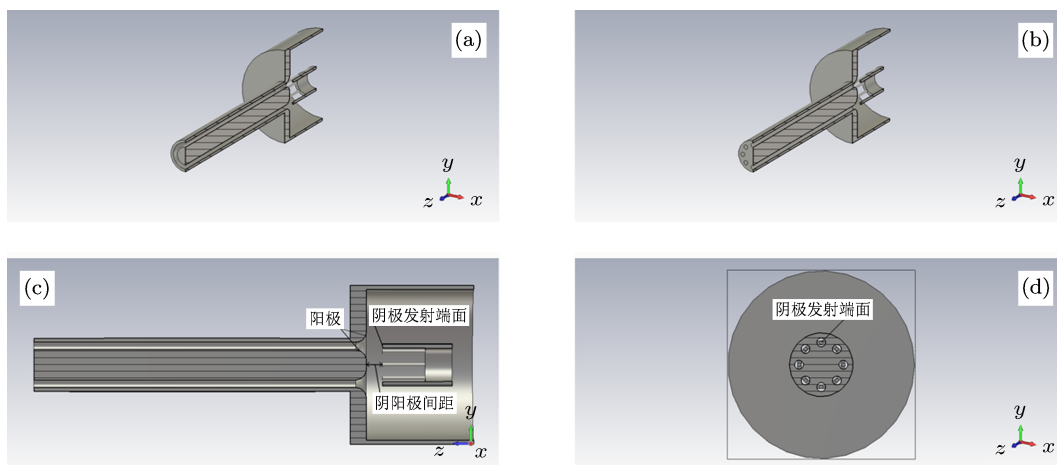


图4 漂移管模型 2 (a) 同轴漂移管; (b) 多注漂移管; (c) 多注漂移管剖面图; (d) 多注漂移管横截面图

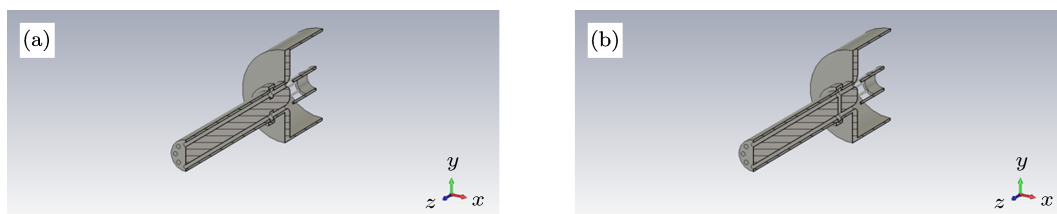


图5 带谐振腔结构的漂移管模型 (a) 带同轴谐振腔; (b) 带圆柱谐振腔

设定阴极发射端面与阳极间距为 15 mm 时, 对距离阴极发射端面 15 mm 和 115 mm 处单束电子束的中心位置与其发射面中心位置的偏移和电子束宽度(横截面处电子束束斑的宽度)进行监测, 结果如表 1 所示。

由表 1 可知, 电子束在通过阴阳极间距进入多注漂移管之前, 其中心位置会发生偏移, 并且在传

输过程中中心位置偏移会增大, 并且会发生扩散, 而当漂移管中存在内导体时电子束中心位置的偏移会减小. 漂移管中内导体的存在会对二极管阴阳极间电场分布产生影响, 从而对阴极发射区域电子的运动产生影响, 可以减弱电子的角向速度, 从而减小多注电子束中心位置的偏移和电子束的扩散. 二极管处的电场分布如图 6 所示。

表 1 距离阴极发射端面 15mm 和 115mm 处电子束的中心位置偏移与电子束宽度

模型结构	15 mm 处电子束	15 mm 处电子束	115 mm 处电子束	115 mm 处电子束
	位置偏移 /mm	宽度 /mm	位置偏移 /mm	度 /mm
圆柱漂移管	0.84	3.17	5.32	5.31
同轴漂移管	0.45	3.00	0.62	4.31
多注漂移管	0.45	3.00	0.61	3.71
带同轴谐振腔	0.45	3.00	0.61	3.76
带圆柱谐振腔	0.45	3.00	0.64	3.82

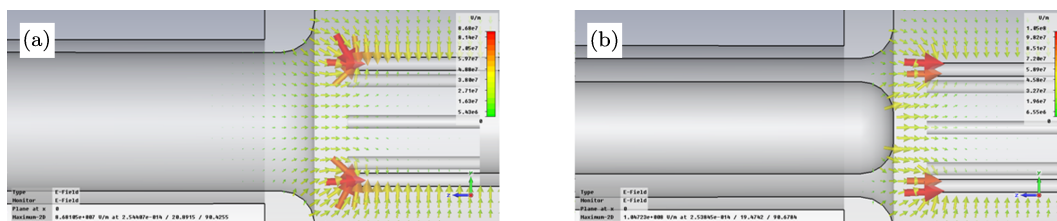


图6 二极管电场分布 (a) 圆柱漂移管; (b) 同轴漂移管

由图6可知,存在内导体时,阴极发射端面处沿径向的电场分量会减小,沿轴向的电场分量增强,可以减小电子发射时的径向速度,从而可以减小多注电子束中心位置的偏移和电子束的扩散。

由表1可得对于多注漂移管,电子束通过阴阳极间隙时中心位置的偏移量为0.45 mm,而之前理论分析计算得到的偏移量为0.23 mm,两者相差比较大,主要是由于模拟仿真采用的二极管结构为无箔结构,并且阳极棱边处导圆角,以避免电场击穿,与实验所用结构相同,但会使得二极管处的轴向电场分量减弱。采用图7所示的二极管结构,仿真得到电子束通过阴阳极间隙其中心位置的偏移量为0.26 mm,与理论计算结果基本相符合。

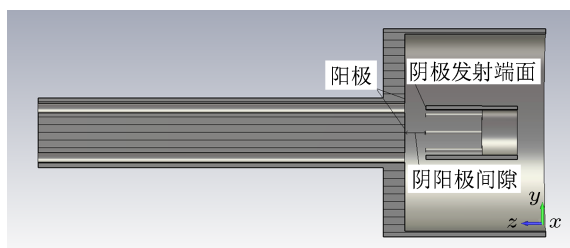


图7 多注漂移管模型

同时可知,当各电子束间距较大时,内导体的

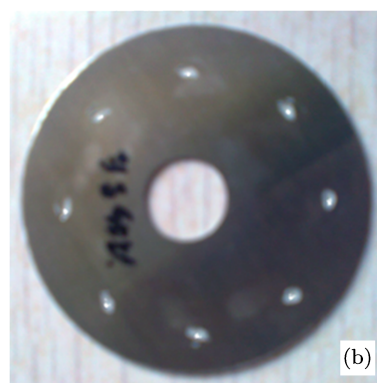
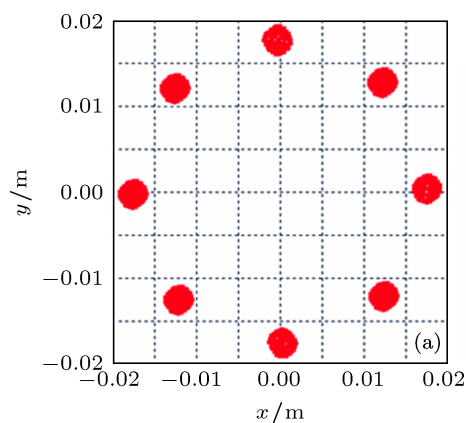


图8 多注电子束传输115 mm时的束斑 (a) 粒子仿真; (b) 实验测量

存在可以极大的减弱电子束之间相互作用所产生的旋转角速度,从而减小多注电子束传输过程中的中心位置偏移。由于电子束在进入多注漂移管之前,已经存在旋转角速度,因此在进入多注漂移管之后,传输过程中电子束中心位置的偏移还是会增加。同时可知多注漂移管带谐振腔结构中,谐振腔的存在对电子束中心位置的偏移会有一定影响,但是由于多注电子束之间间距较大,电子束之间相互作用力较小,其角向速度远小于轴向的运动速度,而且谐振腔间隙长度较短,电子束通过谐振腔间隙所需要的时间较短,因此谐振腔的存在对电子束传输的影响较弱。

电子束在多注漂移管中传输,距离阴极发射端面115 mm处,粒子模拟仿真和实验测量得到的束斑如图8所示,实验中电子束电压为670 kV,电流为5.3 kA,实验测量得到电子束中心位置的偏移约为0.6 mm,电子束束斑最大宽度约为3.4 mm,而由表1得到模拟仿真中心位置的偏移为0.61 mm,电子束束斑宽度为3.71 mm。对于中心位置的偏移量,实验结果与模拟计算结果基本符合,而实验测量得到的束斑稍偏小,可能是由于电子束边缘处的电子密度较小,在金属板上的轰击痕迹不明显,以及实验测量中会存在误差,引起两者之间有略差别。

当阴极发射端面与阳极间距为 10 mm 时, 对距离阴极发射端面 10 mm 和 115 mm 处电子束的中

心位置与电子束宽度进行监测, 得到的结果如表 2 所示.

表 2 距离阴极发射端面 10 mm 和 115 mm 处电子束的中心位置偏移与电子束宽度

模型结构	10 mm 处电子束	10 mm 处电子束	115 mm 处电子束	115 mm 处电子束
	位置偏移 /mm	宽度 /mm	位置偏移 /mm	度 /mm
圆柱漂移管	0.69	3.13	5.23	5.31
同轴漂移管	0.35	3.00	0.58	4.35
多注漂移管	0.35	3.00	0.57	3.70
带同轴谐振腔	0.35	3.00	0.57	3.75
带圆柱谐振腔	0.35	3.00	0.59	3.83

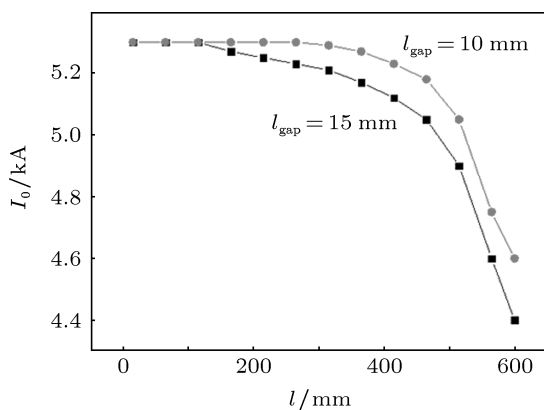


图 9 束流随传输距离的变化

对比表 1 和表 2 可知, 二极管中阴极发射端面与阳极间距减小时, 电子束传输过程中的中心位置偏移会减小, 而电子束的束斑无明显变化. 当阴阳极间距增大时, 电子通过阴阳极间距所需要的时间增长, 在绕系统中心旋转角速度的影响下, 电子束中心位置的偏移增大, 而且由于在阴极发射区域, 电子处于加速状态, 轴向运动速度相对较小, 角向旋转速度的影响相对较大, 因此阴阳极间距对电子束位置偏移的影响较为显著. 阴阳极间距对电子束束斑宽度的影响很小, 这是因为电子束横截面的变化, 主要是每一束电子束在各自的漂移管通道中传输时, 由束自身空间电荷力的作用所产生的.

在阴阳极间距 l_{gap} 不相同的情况下, 多注漂移管中, 总束流 I_0 随传输距离 l 的变化如图 9 所示. 由图 9 可知, 在传输相同距离的情况下, 阴阳极间距 l_{gap} 较小时, 传输过程中的束流损失较小. 同时

由图 9 可知, 当电子束传输距离较短时, 电子束的扩散相对较弱, 电子束横截面宽度小于漂移管直径, 此时电子束中心位置坐标与漂移管通道中心坐标的偏移, 对电子束传输的影响较为显著; 而当电子束传输距离较长时, 电子束的扩散较为严重, 此时电子束横截面宽度与漂移管直径尺寸相接近, 束流损失主要由电子束扩散造成, 并且束流损失的速度加快.

在多注漂移管结构中, 当阴阳极间距 $l_{\text{gap}} = 15 \text{ mm}$, 在距离阴极发射端面 550 mm 处, 粒子模拟仿真和实验测量得到的束斑如图 10 所示, 此时电子束的扩散比较严重, 电子束宽度与漂移管通道直径尺寸相接近, 边缘的电子在传输过程中打到漂移管壁上损失掉, 电子束的中心位置坐标与漂移管中心坐标相一致, 仿真得到电子束最大宽度为 6.5 mm, 实验测量得到电子束束斑最大宽度为 6.3 mm, 两者基本相一致. 粒子仿真得到此时总束流为 4.4 kA, 在相同条件下, 实验测量得到此时的总束流约为 4.2 kA, 实验测量值更低一些, 主要是由于实验中, 多注阴极在安装时, 某一注或几注阴极与多注漂移管轴向上产生偏心, 引起更大的束流损失.

由之前的理论分析可知, 外加轴向引导磁感应强度增大, 可以减小电子的旋转角速度, 从而可以减小电子束位置的偏移和电子束传输过程中的扩散, 由粒子仿真可得, 当外加轴向引导磁感应强度为 2T 时, 电子束在多注漂移管中传输 600 mm, 不会产生束流损失. 在轴向引导磁感应强度不变

的情况下, 还可以通过增加多注电子束的数目, 以及增大每一束电子的半径, 以减小电子束空间电荷作用力, 从而减少电子束传输过程的扩散和中心位置的偏移, 以减小束流损失. 由粒子仿真可得, 当多注电子束数目为 16 束, 每一束漂移管通道直径为 10 mm, 电子束直径为 6 mm, 阴阳极间

距为 15 mm, 在外加轴向引导磁感应强度为 0.8 T 时, 模拟仿真得到电子束通过阴阳极间隙时中心位置的偏移量为 0.16 mm, 电子束在多注漂移管中传输 600 mm 不会产生束流损失, 在距离阴极发射端面 600 mm 处模拟仿真得到的电子束束斑如图 11 所示.

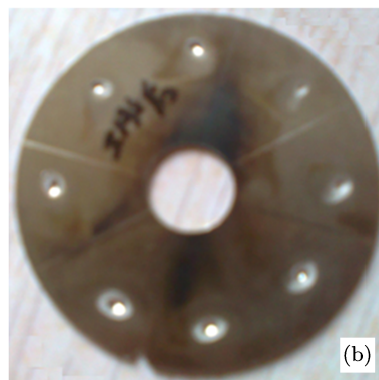
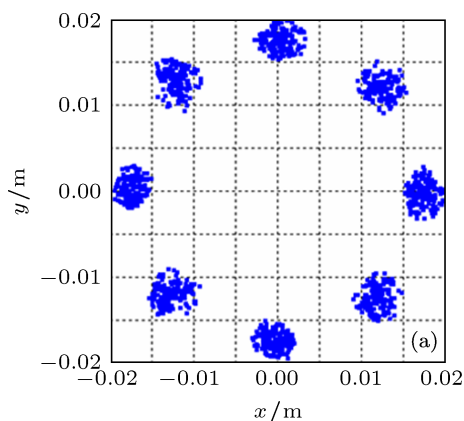


图 10 多注电子束传输 550 mm 时的束斑 (a) 粒子仿真; (b) 实验测量

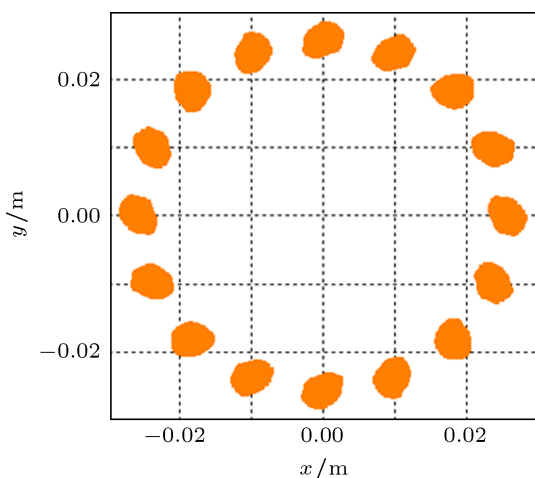


图 11 16 束电子束传输 600 mm 时的束斑

4 结论

对强流多注电子束在多注速调管结构中的传

输以及多注电子束之间相互作用对束流传输的影响进行了理论分析, 粒子仿真与实验研究. 在外加轴向引导磁场的情况下, 多注电子束在传输过程中, 束与束之间的空间电荷力作用会使得多注电子束绕系统中心旋转, 从而使得电子束中心位置坐标与漂移管通道中心坐标产生偏移, 在传输过程中会引起束流损失. 另一方面各电子束自身的空间电荷力作用, 会使得电子束绕束自身中心旋转, 同时会发生扩散, 也会在传输过程中引起束流损失. 阴阳极间距离对电子束中心位置偏移的影响较大, 减小阴阳极间距离可以减小电子束中心位置的偏移, 而在谐振腔间隙距离不是很大的情况下, 谐振腔的存在对多注电子束传输的影响较小. 为保证电子束在多注速调管中的传输通过率, 提出了相应的改进措施, 并采用粒子模拟仿真进行了验证, 可以实现强流多注电子束在多注漂移管中稳定传输而不产生束流损失.

[1] Benford J, Swegle J A 2008 *High Power Microwave Second Edition* (Beijing: National Defense Industry Press) pp293–335 (in

Chinese) [Benford J, Swegle J A 2008 高功率微波 (第二版) (中文译本) (北京: 国防工业出版社) 第 293—335 页]

- [2] Robert J B, Edl S 2005 *High Power Microwave Sources and Technologies* (BeiJing: Tsinghua University Press) pp57–63 (in Chinese)[Robert J B, Edl S 2005 高功率微波源与技术 (中译本) (北京: 清华大学出版社) 第 57—63 页]
- [3] Liu Z B, Huang H, Jin X, Chen H B 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 128402 (in Chinese) [刘振帮, 黄华, 金晓, 陈怀璧 2011 物理学报 **60** 128402]
- [4] Zhang R, Wang Y 2007 *Vacuum Electronics* **3** 25 (in Chinese) [张瑞, 王勇 2007 真空电子技术 **3** 25]
- [5] Wang Y, Ding Y G, Liu P K, Xie J X, Zhang R 2005 *High Power Laser and Particle Beams* **8** 1133 (in Chinese) [王勇, 丁耀根, 刘濮鲲, 谢敬新, 张瑞 2005 强激光与粒子束 **8** 1133]
- [6] Ding Y G, Ruan C J, Shen B, Zhang Y Q, Cao J 2006 *Acta Electronica Sinica* **12A** 2337 (in Chinese) [丁耀根, 阮存军, 沈斌, 张永清, 曹静 2006 电子学报 **12A** 2337]
- [7] Khanh T N, David K A, Dean E P, Baruch L 2004 *IEEE Transactions on Plasma Science* **32** 1119
- [8] Khanh T N, Dean E P, David K A, George M 2005 *IEEE Transactions on Plasma Science* **33** 685
- [9] Xie J L, Zhao Y X 1966 *Bunching Theory of Klystron* (Beijing: Science Press) pp104–108, 208–209 (in Chinese) [谢家麟, 赵永翔 1966 速调管群聚理论 (北京: 科学出版社) 第 104—108, 208—209 页]
- [10] 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]

Preliminary study of the characteristic of multi-beam in intense multi-beam relativistic klystron

Liu Zhen-Bang^{1)2)†} Jin Xiao²⁾ Huang Hua²⁾ Chen Huai-Bi¹⁾ Wang Gan-Ping²⁾

¹⁾ (Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

²⁾ (Institute of Applied Electronics, Science and Technology on High Power Microwave Laboratory, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 13 June 2012; revised manuscript received 10 July 2012)

Abstract

Compared with the conventional klystron, high power multi-beam klystron makes use of many low perveance beams, then it has a high output efficiency and low operating voltage, but it brings new problems. There fore, the multi-beam intense relativistic electron beam transmission in the multi-beam klystron is investigated by experiment and simulation. The results show that the multi-beam rotates around the center of the system due to the interaction of the multi-beam, and simultaneously the multi-beam rotates around its own center due to the space charge effect of each beam's own. All the process can result in electron beams loss.

Keywords: multi-beam klystron, intense multiple electron beams, space charge effect, electron beams transmission

PACS: 84.40.Fe, 41.20.-q, 41.20.jb, 52.59.Ye

† E-mail: liuzb08@gmail.com