

导电栅网对相对论速调管中 电子束的约束作用

王平山¹⁾²⁾ 余少英²⁾ 雷芳燕²⁾ 罗 敏²⁾

马乔生²⁾ 谭 杰²⁾ 顾秉林¹⁾

1)(清华大学现代应用物理系, 北京 100084)

2)(应用电子学研究所, 成都 610003)

(1997 年 4 月 3 日收到)

介绍利用导电栅网约束相对论速调管(RKA)中强流电子束的理论分析及实验结果. 用近似的空间电荷场分布分析导电栅网约束实心电子束稳定传输时的电子运动情况, 讨论束流稳定传输的条件; 并介绍在一台直线感应加速器上利用导电栅网约束未调制强流束(约 400 kV, 2.5 kA)长距离(约 60 cm)传输的实验结果, 同时给出利用导电栅网约束 RKA 中调制电子束的实验结果. 理论分析及实验研究表明, 导电栅网对实心束的约束作用对电子束能量相对不敏感; 导电栅网可有效地用于 RKA 中取代磁场系统约束强流相对论电子束.

PACC: 7210; 4170; 1220

1 引 言

导电箔约束束流传输的方法是由 Adler^[1] 提出并由 Humphries, Jr. 等发展起来的^[2-6]. 除了在强流加速器中的可能应用之外, 它还有可能用于相对论速调管(RKA)之中取代磁场系统而大大提高 RKA 的总效率^[7,8], 并减轻 RKA 系统的体积和重量, 扩展 RKA 的可能应用领域. 当应用于 RKA 时, 考虑到导电箔对束流的影响较大(包括束流质量和束流传输效率)以及系统抽真空等因素, 需要用导电栅网代替导电箔.

由于栅网也要影响传输束流的大小和质量, 还有可能引起束流的不稳定性, 如丝状不稳定性等, 从而引起传输束流的崩溃. 所以在实际的 RKA 系统中使用的导电栅网数越少越好, 即传输距离一定时栅网间距越大越好. 而栅网间距与束流截面大小、束通道大小以及栅网面上束中电子动能 γ 有关. 对非调制电子束, 文献[2]从理论上通过对束包络所感受到的平均空间电场力的讨论对此进行了分析; 文献[3, 4]则从实验上证实, 适当的栅网间距可约束并适当控制非调制电子束稳定传输, 并且没有出现丝状不稳定性.

实际的 RKA 往往较长, 其漂移管的横向尺寸不能太大(对相应频率的微波截止). 而且由于谐振腔间隙的微波调制作用, 轴向不同位置的电子, 其动能有差别. 因而, 有调制情况下的束流传输过程及电子的具体运动情况需要研究. 对 RKA 的漂移管参数和电子束

参数采用导电栅网阵列约束束流传输的方法是否合适的问题也需要回答. 本文介绍有关的理论分析结果及在一台直线感应加速器上进行的有关束流传输实验结果.

2 导电栅网约束 RKA 中调制束流的过程分析

导电栅网聚焦强流相对论电子束的具体做法是: 在垂直于束轴线的方向上放置适当的导电栅网, 图 1 给出了其中的一段. 每两个相邻导电栅网及两者之间的漂移管构成一个单元传输段.

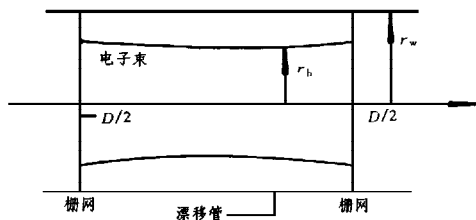


图 1 导电栅网约束束流传输原理示意图

只要栅网网孔横向最大尺寸远小于电子束半径, 对整个电子束而言, 栅网面上的电位分布可以近似地用没有网孔的导电箔的电位分布来表示. 考虑到我们实际的 RKA 实验中微波频率较低, 为 L 波段. 调制后群聚的束团长度可认为远大于任意一个单元传输段的长度. 若调制较弱, 高频作用力及高频运动分量相对于静态运动的相应分量小得多, 则在这单元传输段内仍然可假定束

流轴对称, 电子轨迹平行于束轴线, 电子沿轴线及径向均匀分布, 束包络振荡很小. 这样, 下面分析束流稳定传输时, 可以把高频调制的作用近似归结到不同单元传输段之间电子密度与能量(速度)的变化上, 而每个单元传输段内的过程仍与非调制情况下的类似. 则任意一点的电位分布为^[2]

$$\phi = \sum_m \sum_n A_{mn} J_0(X_m r/r_w) \cos(n\pi z/D), \quad (1)$$

其中

$$A_{mn} = \frac{8en_0 \sin(n\pi/2) J_1(X_m r_b/r_w) r_b/r_w}{\pi \epsilon_0 X_m n J_1^2(X_m) [(X_m/r_w)^2 + (n\pi/D)^2]},$$

J_0, J_1 为贝塞耳函数, X_m 为零阶贝塞耳函数的第 m 个根, r_b 为电子束外半径, r_w 为漂移管半径, n_0 为单元传输段内的平均电子密度, 它是随着调制过程变化的. 利用(1)式, 文献[2]求出了一个单元段内非调制电子束包络所感受到的归一化平均径向电场力为

$$\Delta = \frac{\langle E_r \rangle}{(r_b en_0/2\epsilon_0)} = \sum_m \sum_n \left(\frac{32}{\pi^2} \right) \frac{[J_1(X_m r_b/r_w)/J_1(X_m)]^2}{n^2 [X_m^2 + (r_w/r_b)^2 (n\pi r_b/D)^2]}. \quad (2)$$

由此可得导电栅网约束束流传输的条件为: $\beta_{z0}^2 \geq \Delta$, $\beta_{z0} = v_{z0}/c$, c 为光速, v_{z0} 为在栅网面上的电子纵向速度. 若把 v_{z0} 理解为某时刻单元段内的电子在经过栅网面时的平均纵向速度, 则该式应对调制后的电子束仍然有效. 下面分析电子的稳态运动情况, 以了解其运动过程. 由(1)式可以求得漂移空间中任意一点的电场为

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi = \mathbf{e}_r \sum_m \sum_n A_{mn} (X_m/r_w) J_1(X_m r/r_w) \cos(n\pi z/D)$$

$$+ e_z \sum_m \sum_n A_{mn} \frac{n\pi}{D} J_0(X_m r/r_w) \sin(n\pi z/D). \quad (3)$$

上述表达式太复杂,也不能说明电子的运动情况.但分析上述各式可看出,当 D/r_b 不太大时,(1),(3)式的二重级数和收敛很快.数值计算结果表明,(1),(3)式等号右端第一项的值与多项级数之和相差不大,作为近似,在以下的分析中,均取第一项代替.对于(3)式有

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = & e_r (X_1/r_w) A_{11} J_1(X_1 r/r_w) \cos(\pi z/D) \\ & + e_z A_{11} J_0(X_1 r/r_w) (\pi/D) \sin(\pi z/D). \end{aligned} \quad (4)$$

无论有无导电箔存在,在得出(1)式的假设条件下,束流自身磁场为

$$\mathbf{B} = e_\theta \mu_0 n_0 e v_{z0} r/2. \quad (5)$$

电子的径向位置和轴向运动速度可以分别写成 $r = r_0 + r_1$, $v = v_{z0} + v_{z1}$, 其中 r_0 为在栅网面上时的电子径向位置; r_1 , v_{z1} 分别为由于空间电荷场的存在而引起的径向位置及纵向速度变化量.在稳定传输的条件下,应当有 $r_1 \ll r_0$.若空间电荷场不太强,则电子的能量因子 γ 随 z 变化不大,在电子运动的平衡半径上展开各场分量可得

$$\begin{aligned} E_r &= E_r \Big|_{r_0 + r_1 \left(\frac{\partial E_r}{\partial r} \right)} \Big|_{r_0}, \\ E_z &= E_z \Big|_{r_0 + r_1 \left(\frac{\partial E_z}{\partial r} \right)} \Big|_{r_0}, \\ B_\theta &= B_\theta \Big|_{r_0 + r_1 \left(\frac{\partial B_\theta}{\partial r} \right)} \Big|_{r_0}. \end{aligned} \quad (6)$$

考虑最低阶情况,在圆柱坐标系中,运动方程 $\frac{d(\gamma m \mathbf{v})}{dt} = -|e|(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$,在径向运动速度分量较小时,近似为

$$\ddot{r}_1 = -\eta(E_r|_{r_0} - v_{z0} \times B_{\theta 0})/\gamma_0, \quad (7)$$

$$\ddot{z}_1 = -\eta(E_z|_{r_0})/\gamma_0, \quad (8)$$

式中 $\eta = |e|/m$, $\gamma_0 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_{z0}^2}}$, $\beta_{z0} = v_{z0}/c$.由(7)式可知,当满足

$$\beta_{z0}^2 \geq \frac{32 r_b J_1(X_1 r_b/r_w) J_1(X_1 r_0/r_w)}{\pi^2 r_w^2 J_1^2(X_1) [(X_1/r_w)^2 + (\pi/D)^2] r_0} \quad (9)$$

时,自身磁场的聚焦作用力大于电场的排斥力,导电箔可聚焦电子束.当 r_0 不太大时,条件(9)式与电子所在位置 r_0 无关,即表示对横截面上任意位置的电子均满足相同的约束条件.这正是栅网约束电子束稳定传输的保证.(9)式与(2)式比较后可以看出,它与(2)式经变换后取第一项相同.临界情况下,(9)式取等号,并考虑到栅网面上边界条件: $r_1, z_1, v_{r1}=0$,得到

$$r_1 = \frac{\eta}{\gamma_0} \left[A_{11} \frac{X_1}{r_w} J_1(X_1 r_0 / r_w) (D / \pi v_{z0})^2 \cos(\pi z / D) + \frac{1}{4} \mu_0 n_0 e r_0 (z^2 - D^2 / 4) \right],$$

$$v_{z1} = \frac{\eta}{\gamma_0^3} \left[A_{11} J_0(X_1 r_0 / r_w) (1 / v_{z0}) \cos\left(\frac{\pi z}{D}\right) \right]. \quad (10)$$

(10)式描述了电子的运动状态,它表明,总有 $r_1 \leq 0$, 而且电子轨道没有交叉. 这些与图 1 的物理图象是符合的. $z=0$ 时, r_1 有最小值, 对代表束包络的电子有

$$\frac{|r_1|}{r_b} = \frac{\Delta r_b}{r_b} = 0.3 \frac{|e| I (D/2 r_b)^2}{4\pi \epsilon_0 m c^2 \gamma_0 v_z}. \quad (11)$$

若要使以上分析中采用的模型有效,要求束半径变化不大,可取 $\Delta r_b / r_b \leq 0.1$, 则有

$$D / r_b \leq 150 \sqrt{\gamma_0 \beta_{z0} / I}. \quad (12)$$

上述分析对 RKA 中调制及未调制的电子束同样有效,只不过 n_0, v_{z0} 理解不同而已. (11), (12)式与文献[2]在极端相对论条件下所得近似式形式相似(文献[2]的(5)式可能有误). 但(12)式表明 D / r_b 的允许值在极端相对论条件下随 $\gamma_0^{1/2}$ 变化,比文献[2]给出的随 $\gamma_0^{3/2}$ 变化对能量的依赖性要弱得多. 这说明,即使束能量有一定的差别,只要其他束参数不变,本模型允许的最大单元段长度变化并不大. (9)和(12)式联立决定的 D / r_b 可作为实际系统中 D / r_b 取值的上限. 图 2 给出了典型参数条件下 D / r_b 与电子束电压 V_d 及束流的关系曲线.

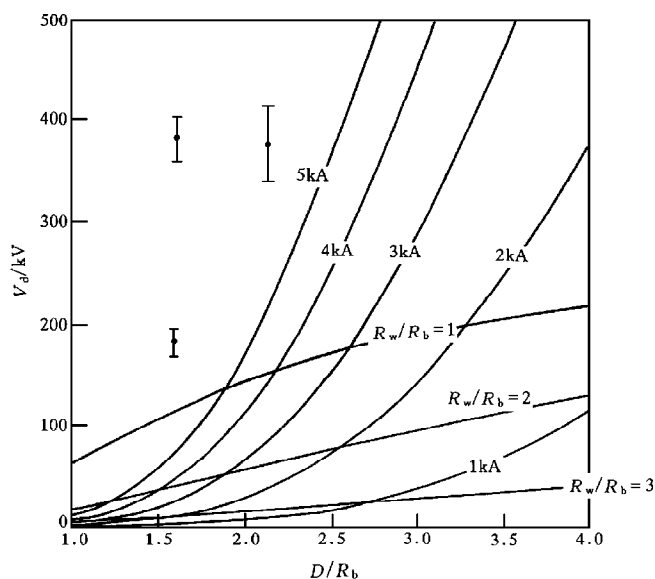


图 2 电子束电压 V_d 及传输束流与 D / r_b 的关系曲线 图中标有电流和 R_w / R_b 的曲线分别由(12)和(9)式所得;位于两式所得曲线之上的区域为稳定传输区域;●为实验点

在 RKA 中,由于不同轴向位置处电流不同,最大可相差约 2 倍. 由(12)式可见,有可

能需要适当调整 D/r_b , 以保证束流传输稳定可靠. 这表明有调制的电子束传输时对栅网参数的限制要严格一些.

3 导电栅网约束束流传输的实验结果

我们在—台直线感应加速器上进行了导电栅网约束未调制及调制束流长距离传输的实验研究. 得到下述主要结果.

3.1 未调制束流的传输

图 3 给出了一个实验布局图. 无磁不锈钢支架上粘贴天鹅绒作为阴极, 发射直径为 4 cm 的实心电子束. 传输距离为 61.5 cm (这是可能的 RKA 所需的束流传输距离). 在不锈钢环上刻槽, 用直径为 0.05 mm 的钨丝制作了系列导电栅网, 相应的电子束透过率分别为: 0.948, 0.965, 0.974, 0.979. 图 3 中除阳极栅网电子透过率为 0.948 外, 其余栅网的电子透过率为 0.979. 栅网间距列于表 1. 利用相距为 50 cm 的小电阻环和法拉第筒测量传输束流的传输效率. 典型的电流电压波形如图 4 所示. 图 5(a) 给出了栅网间距为 4 cm 时的束流传输结果. 图 5(b) 给出了栅网间距大致为 3.2 cm 时加 20 个栅网的束流传输实验结果. 图 5 中同时给出的还有去掉小电阻环与法拉第筒之间所有栅网时的束流传输结果.

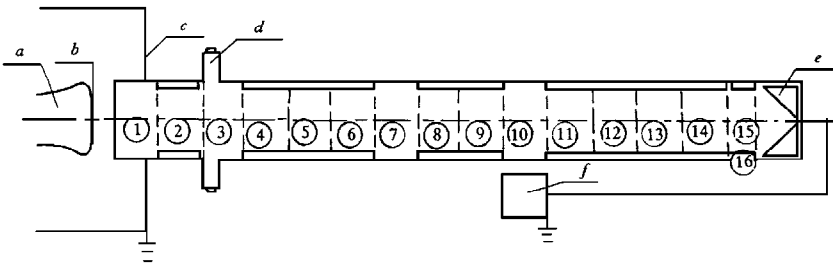


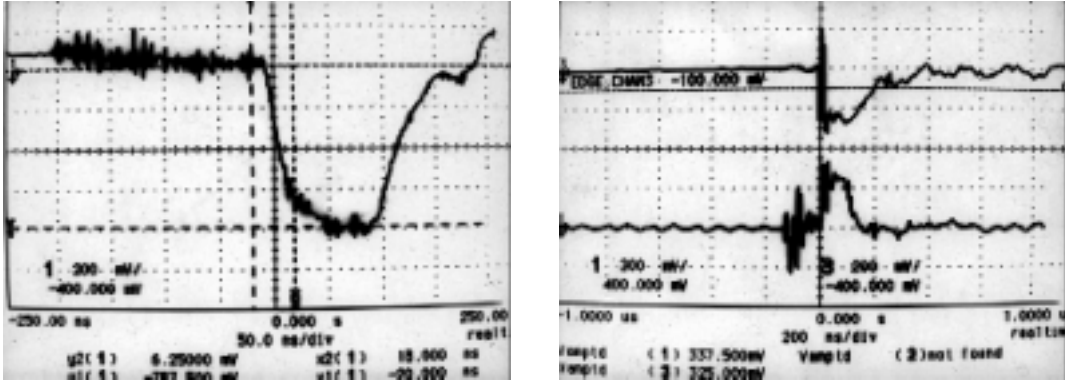
图 3 束流产生、传输实验研究布局图 a 为阴极支撑杆; b 为天鹅绒阴极;
c 为阳极; d 为小电阻环; e 为法拉第筒; f 为示波器

表 1 相应于图 3 的第 n 个与 $n+1$ 个栅网之间的间距

序号	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
D/mm	40	42	42	44	40	42	42	40	42	42	44	40	44	42	25	5.5

图 5 表明: 1) 导电栅网对电子束的有效约束作用; 2) 经过 16 或 20 个栅网, 61.5 cm 长的距离传输后, 束流没有崩溃, 传输效率与理论值相符合; 3) 不同栅网间距下的传输束流有差别, 但该差别是由于导电栅网对束流的阻挡造成的, 而不是传输过程的不同造成的. 利用相同的传输系统, 还进行了束电压为 180 kV 时的束流传输实验, 以检验实际使用中可接受的栅网间距 (3 cm) 下束流传输效率与束电压的关系, 这时的实测传输效率为

48%,与理论估计值相符合.与电压高一倍情况下的传输效果没有明显的差别.实验中还发现,导电栅网传输系统能容许束流有一定的偏心. _



(a)典型束电压波形(炮号 13,峰值电压为 417 kV) (b)典型束电流波形(炮号 7,上为小电阻环电流, 2.6 kA;下为法拉第筒电流,1.7 kA)

图 4 典型的电流电压波形

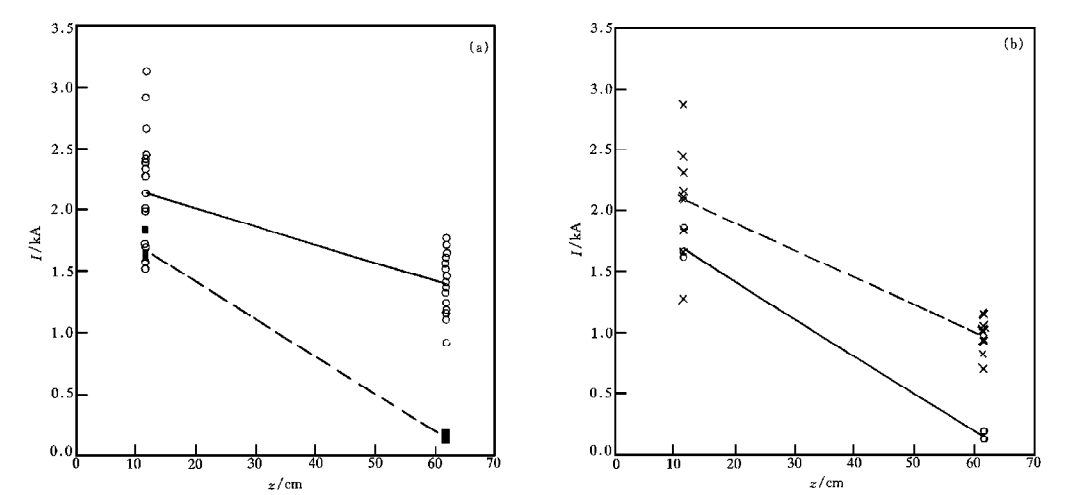


图 5 束流传输实验结果 (a) $\circ$ 为网间距 4 cm 时束流传输实验结果,——为平均值拟合线,束流传输效率为 67%,理论效率为 76%; $\blacksquare$ 为不加小电阻环与法拉第筒之间的 13 个栅网所得结果,束流传输效率为 6.5%; (b) $\times$ 为栅网间距 3.2 cm 时束流传输实验结果,---为平均值拟合线,束流传输效率为 48%,理论效率为 49%; $\blacksquare$ 为不加小电阻环与法拉第筒之间的栅网所得结果,束流传输效率为 6.5%

3.2 调制束流的传输

利用如图 6 所示的系统,进行了 RKA 中有微波调制情况下的束流传输实验.相应的栅网间距列于表 2.输入腔间隙处高频电压约为 40 kV,微波频率为 1.3 GHz.与输入腔入口处的电流(平均值)2.43 kA 比较的束流传输结果如图 7 所示.与未调制情况下的束流传输情况一样,实验传输效率与理论传输效率相同.这也表明第二节中的分析是

可信的.

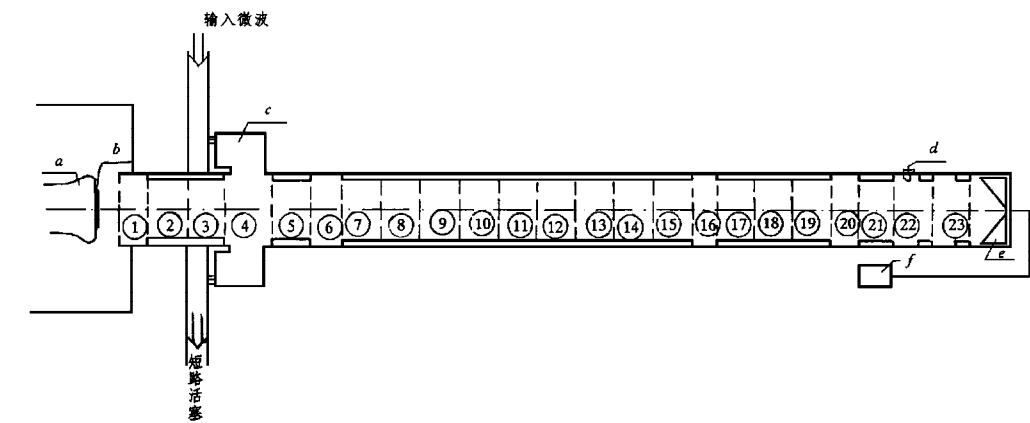


图 6 束流产生、调制及传输实验布局图 a 为阴极支撑杆; b 为平板天鹅绒阴极; c 为输入腔; d 为磁探针; e 为法拉第筒; f 为示波器;耦合孔宽度为 3 mm, 离外壁(孔中心)3.5 mm

表 2 调制束流传输中的第 n 个与 $n+1$ 个栅网之间的间距

序号	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23
D/mm	31	40	38	48	40	32	40	40	40	40	40	40	40	40	25	40	40	40	28	36	39	37	6

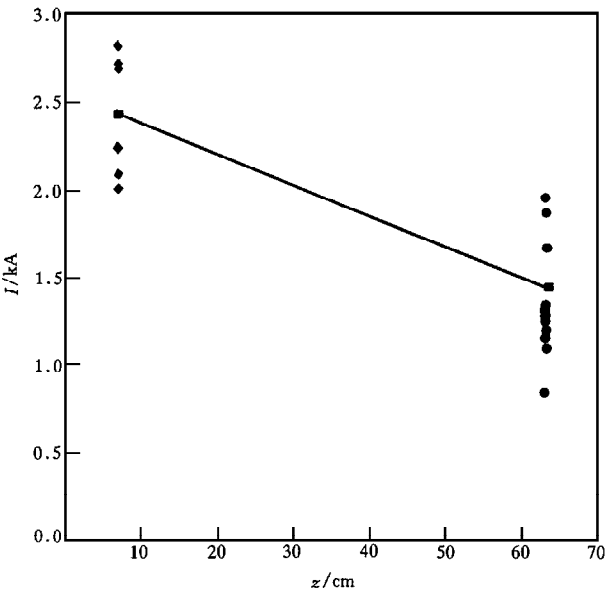


图 7 在 1.3 GHz 微波调制下束流传输实验结果 ● 为实验值;■ 为平均值

4 结 语

以上分析表明, 栅网约束 RKA 中调制与未调制电子束传输时的限制条件形式上是一样的, 只是电子密度与速度的理解有所不同. 导电栅网对同一横截面上的电子稳定约束的条件是相同的. 对于理想层流束(栅网面上 $v = v_{z0}$), 传输过程中束轨道不出现交叉, 从而保证了传输束流的质量. 这说明为什么用导电栅网约束束流时, 文献[3]测得的束流发射度的增长并不大. 同时也表明, 对群聚的电子束团, 栅网也不应引进更大的发射度增长. 栅网稳定传输束流的条件是栅网间距不能太大(本文分析结论的有效性也有此要求). 同时满足(9), (12)式时束流传输是稳定的. 实验证实束流稳定传输的过程对束电压相对不敏感. 利用合适的栅网可稳定约束未调制的 400 和 180 kV 的电子束传输 61 cm. 实验还证实栅网可稳定约束群聚良好的电子束稳定传输 63.5 cm.

利用类似图 6 的系统可有效地约束并调制电子束(约 100%), 利用适当的输出结构可将其能量有效地转换为微波能量. 有关结果将另文介绍.

郑建国、何琥、常安壁、张之福、张德泉、雒成银和邓仕钰等也参加了部分工作, 对林郁正教授、苏毅研究员的有益讨论, 在此一并致谢; 我们深切怀念陶祖聪教授, 他最先鼓励我们开展有关研究.

- [1] R.J. Adler, *Part. Accelerators*, **12**(1982), 263.
- [2] Stanley Humphries, Jr., *Part. Accelerators*, **13**(1983), 249.
- [3] S. Humphries, Jr., Carl B. Ekdahl, *J. Appl. Phys.*, **63**(1988), 583.
- [4] S. Humphries, Jr., C. Ekdahl, D. M. Woodall, *Appl. Phys. Lett.*, **54**(1990), 2195.
- [5] R.J. Adler, B. Sabol, G. F. Kinttu, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-30**(1983), 3198.
- [6] D. S. Prono *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-32**(1985), 3144.
- [7] M. Friedman, *Phys. Rev. Lett.*, **75**(1995), 1214.
- [8] 王平山等, 物理学报, **45**(1996), 1039.

CONFINEMENT OF ELECTRON BEAMS BY MESH ARRAYS IN A RELATIVISTIC KLYSTRON AMPLIFIER

WANG PING-SHAN¹⁾²⁾ YU SHAO-YING²⁾ LEI FANG-YAN²⁾ LUO MIN²⁾

MA QIAO-SHENG²⁾ TAN JIE²⁾ GU BIN-LIN¹⁾

1)(*Department of Modern Applied Physics, Tsinghua University, Beijing 100084*)

2)(*Institute of Applied Electronics, Chengdu 610003*)

(Received 3 April 1997)

ABSTRACT

Theoretical and experimental results of intense beam confinement by conducting meshes in a relativistic klystron amplifier (RKA) are presented. Electron motions in a steady intense electron beam confined by conducting meshes are analyzed with an approximate space charge field distribution. And the conditions for steady beam transportation are discussed. Experimental results of a long distance (60 cm) transportation of an intense beam (400 kV, 2.5 kA) generated by a linear induction accelerator are presented. Experimental results of modulated beam transportation confined by the mesh array are presented also. The results show that the focusing ability of the conducting meshes is not very sensitive to the beam energy. And the meshes can be used effectively in a RKA to replace the magnetic field system.

PACC: 7210; 4170; 1220