

# 相对论速调管三轴提取腔的分析与设计\*

黄 华<sup>1)</sup> 孟凡宝<sup>1)</sup> 范植开<sup>1)</sup> 李正红<sup>1)</sup> 方 向<sup>2)</sup>

1) 中国工程物理研究院应用电子学研究所, 绵阳 621900)

2) 四川绵阳市电业局, 绵阳 621000)

(2005 年 8 月 24 日收到, 2006 年 1 月 4 日收到修改稿)

分析了同轴漂移管中电子束的空间电荷限制流和能量分布, 为了降低 S 波段相对论速调管放大器(RKA)中电子束空间电荷效应及势能, 提高 RKA 的束波转换效率, 提出了三轴结构的输出腔. 理论分析 RKA 的束波转换效率达到 36%, 比同轴提取腔的束波转换效率提高了 9 个百分点. 采用数值计算程序设计了三轴提取腔, 粒子模拟了 S 波段 RKA 的微波提取, 取得了与理论分析一致的结果. 采用 590 kV/5kA 的空心电子束, 经过预调制腔和群聚腔等两个腔的调制后, 采用三轴提取腔提取微波, 得到了约 1.0 GW 的微波功率, 效率 35%. 理论研究结果与实验结果吻合得较好.

关键词: 相对论速调管放大器, 三轴提取腔, 空间电荷限制流

PACC: 5240M

## 1. 引 言

现在, 已有多种微波器件能够产生 GW 级的高功率微波(HPM)输出<sup>[1]</sup>, 其微波功率幅度比常规微波器件提高了三个量级, 但是, HPM 器件的效率却远不如常规微波器件高, 效率几乎降低了一半, 一般 HPM 器件的效率不超过 30%. 造成 HPM 器件效率降低的原因是多方面的, 其中包括 HPM 器件中的强流相对论电子束空间电荷效应强、电子能散大、脉冲缩短等多种因素降低或破坏了电子束的群聚及束波的转换. 如果能够减轻上述问题的影响, 可以使微波器件的效率有较大的提高. 比如, Super-Reltron 采用后加速技术降低电子束的能散<sup>[2]</sup>, 使器件效率达到了 45%; Friedman 博士采用圆盘加载宽作用间隙的谐振腔<sup>[3]</sup>降低空间电荷效应, 使相对论速调管放大器(RKA)效率达到 50%. 本文在 S 波段 RKA 研究中提出了三轴结构(内导体、重入圆柱鼻锥和圆柱腔等三轴)的微波提取腔, 降低电子束的空间电荷效应及势能, 使 RKA 的效率也得到了较大提高. 本文先分析同轴漂移管中电子束的空间电荷限制流和能量分布, 随后介绍同轴提取腔的设计和粒子模拟结果.

## 2. 同轴漂移管中电子束的空间电荷限制流和能量分布

空心电子束在同轴漂移管中传输的模型如图 1 所示. 无限薄的空心电子束在无限大的纵向引导磁

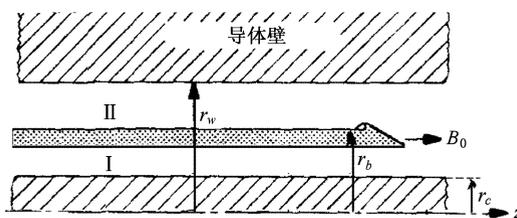


图 1 同轴漂移管中的电子束模型

场的作用下在同轴漂移管中传输, 空心电子束半径为  $r_b$ , 面电荷密度为  $\rho$ , 电流为  $I_0$ , 电子注入能量为  $\gamma_{inj}$ , 漂移管中电子能量为  $\gamma_0$ , 速度为  $v_0$ . 同轴漂移管内导体和外壁同时接地电位, 设内导体外表面的感应电荷面密度为  $\sigma$ , 根据高斯定理, I 区的电场分布为

$$E_r(r) = \frac{r_c \sigma}{\epsilon_0 r} \quad (r_c < r < r_b), \quad (1)$$

I 区的电位分布为

\* 国家高技术研究发展计划(863)激光技术领域(批准号 863-803-4-3)资助的课题.

$$\begin{aligned}\varphi_1(r) &= \int_r^{r_c} E_1(r) \cdot dr \\ &= \frac{r_c \sigma}{\epsilon_0} \ln \frac{r_c}{r} \quad (r_c < r < r_b), \quad (2)\end{aligned}$$

II 区电场分布为

$$E_2(r) = \frac{(r_c \sigma + r_b \rho)}{\epsilon_0 r} \quad (r_b < r < r_w), \quad (3)$$

II 区的电位分布为

$$\begin{aligned}\varphi_2(r) &= \int_r^{r_w} E_2(r) \cdot dr = \frac{(r_c \sigma + r_b \rho)}{\epsilon_0} \ln \frac{r_w}{r} \\ &\quad (r_b < r < r_w), \quad (4)\end{aligned}$$

由  $\varphi_1(r_b) = \varphi_2(r_b)$ , 可以得到

$$\sigma = -\frac{I_0}{2\pi r_c v_0} \cdot \frac{\ln(r_w/r_b)}{\ln(r_b/r_c) + \ln(r_w/r_b)}. \quad (5)$$

把(5)式分别代入(2)和(4)式, 得 I 区、II 区的电势分别为

$$\begin{aligned}\varphi_1(r) &= \frac{I_0}{2\pi\epsilon_0 v_0} \cdot \frac{\ln(r_w/r_b)}{\ln(r_b/r_c) + \ln(r_w/r_b)} \cdot \ln(r/r_c) \\ &\quad (r_c < r < r_b), \quad (6)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\varphi_2(r) &= \frac{I_0}{2\pi\epsilon_0 v_0} \cdot \frac{\ln(r_b/r_c)}{\ln(r_b/r_c) + \ln(r_w/r_b)} \cdot \ln \frac{r_w}{r} \\ &\quad (r_b < r < r_w), \quad (7)\end{aligned}$$

则电子束位置的电势为

$$\begin{aligned}\varphi(r_b) &= \frac{I_0}{2\pi\epsilon_0 v_0} \cdot \frac{\ln(r_w/r_b) \cdot \ln(r_b/r_c)}{\ln(r_b/r_c) + \ln(r_w/r_b)} \\ &= \frac{I_0}{2\pi\epsilon_0 v_0} \left( \frac{1}{\ln(r_b/r_c)} + \frac{1}{\ln(r_w/r_b)} \right)^{-1}, \quad (8)\end{aligned}$$

电子势能为

$$|e\varphi(r_b)| = \frac{|eI_0|}{2\pi\epsilon_0 v_0} \left( \frac{1}{\ln(r_b/r_c)} + \frac{1}{\ln(r_w/r_b)} \right)^{-1}. \quad (9)$$

根据能量守恒定律, 在束流的横断面上, 电子动能和势能之和应等于电子的初始注入能量, 即

$$(\gamma_0 - 1)m_0 c^2 + |e\varphi| = (\gamma_{inj} - 1)m_0 c^2, \quad (10)$$

由上式可得受到空间电荷场作用后电子的速度为

$$\begin{aligned}v_0 &= \beta_0 c = c \left( 1 - \frac{1}{\gamma_0^2} \right)^{1/2} \\ &= c \left[ 1 - \left( \gamma_{inj} - \frac{|e\varphi|}{m_0 c^2} \right)^{-2} \right]^{1/2}. \quad (11)\end{aligned}$$

引入函数为

$$F(\varphi) = \frac{|e\varphi|}{m_0 c^2} \left[ 1 - \left( \gamma_{inj} - \frac{|e\varphi|}{m_0 c^2} \right)^{-2} \right]^{1/2} \quad (12)$$

把  $F(\varphi)$  看成是  $|e\varphi|/m_0 c^2$  的函数, 令其导数等于零, 可以求出当  $|e\varphi|/m_0 c^2 = \gamma_{inj} - \gamma_{inj}^{1/3}$  时,  $F(\varphi)$  达到

极大值, 此极大值是  $F_{\max}(\varphi) = (\gamma_{inj}^{2/3} - 1)^{3/2}$ , 此时相应的电流即为同轴漂移管的空间电荷限制流

$$\begin{aligned}I_{scl} &= 2\pi\epsilon_0 \frac{m_0 c^3}{e} \left( \frac{1}{\ln(r_b/r_c)} + \frac{1}{\ln(r_w/r_b)} \right) \\ &\quad \times (r_{inj}^{2/3} - 1)^{3/2}. \quad (13)\end{aligned}$$

空心漂移管中的无限薄空心电子束的空间电荷限制电流<sup>[4,5]</sup>为

$$I_{scl} = \frac{2\pi\epsilon_0 m_0 c^3}{e} \cdot \frac{1}{\ln(r_w/r_b)} \cdot (\gamma_{inj}^{2/3} - 1)^{3/2}. \quad (14)$$

空心漂移管中空电子束的势能为

$$|e\varphi| = \frac{|eI_0|}{2\pi\epsilon_0 \beta_0 c} \ln \frac{r_w}{r_b}. \quad (15)$$

比较(9)和(13)~(15)式可以看出, 同轴漂移管的空间电荷限制电流远大于空心漂移管的空间电荷限制电流, 几乎增大了一倍, 所以同轴漂移管非常有利于强流电子束流的传输; 同时, 同轴漂移管中电子束的势能也远小于空心漂移管中的电子势能. 在束波转换中, 只有电子束的动能能够转换为微波, 因而同轴漂移管结构的提取腔效率也将高于空心漂移管的提取腔. 由下面的分析可以看到.

由(11)可以推导出电子束穿过同轴漂移管作用间隙不造成电子反射的最低能量为

$$\begin{aligned}\gamma_{\min}^{2/3} &= \left( \frac{PE + KE}{m_0 c^2} + 1 \right)^{2/3} \\ &= \left( \frac{I_{\text{peak}}}{8.5\text{kA} \left( \frac{1}{\ln(r_w/r_b)} + \frac{1}{\ln(r_b/r_c)} \right)} \right)^{2/3} + 1, \quad (16)\end{aligned}$$

式中  $I_{\text{peak}}$  为峰值电流(包括直流电流和射频电流). 电子束能量转换为微波能量的效率<sup>[6]</sup>为

$$\eta = \frac{m_0 c^2 I_1}{2eV_{inj} I_0} k (\gamma_{inj} - \gamma_{\min}), \quad (17)$$

式中  $I_1$  为基波电流,  $k$  为提取效率. 当输出腔设计匹配时,  $k$  可取 1. 空心漂移管中电子束的最低能量<sup>[6]</sup>为

$$\begin{aligned}\gamma_{\min}^{2/3} &= \left( \frac{PE + KE}{m_0 c^2} + 1 \right)^{2/3} \\ &= \left( \frac{I_{\text{peak}}}{8.5\text{kA}} \log \frac{r_w}{r_b} \right)^{2/3} + 1. \quad (18)\end{aligned}$$

比较(16)和(18)式可以看出, 同轴漂移管中电子束的最低能量小于空心漂移管中的电子束最低能量, 从而使得同轴漂移管的微波提取腔具有更高的束波转换效率. 以 590 kV/5kA 的空心电子束为例, 漂移管半径为 2.4 cm, 电子束半径为 2.2 cm, 内导

体半径为 2.0 cm,基波电流为 4 kA,根据上述公式,可以算出同轴漂移管的空间电荷限制流为 102 kA,束波转换效率为 36%(如果基波电流调制深度达到 100%,RKA 束波转换效率最大可达 45%.)而空心漂移管的空间电荷限制流为 54 kA,束波转换效率为 27%.因此,采用同轴结构与采用空心结构的提取腔相比,空间电荷限制电流提高了一倍,效率增大了 9 个百分点.

### 3. 三轴提取腔的数值模拟

为了降低电子束的势能对 RKA 微波提取效率的不良影响,Carlsten 博士提出了三种解决方案<sup>[5]</sup>: 1)对于短脉冲电子束(脉宽小于 50ns),可以采用导电圆盘加载输出腔的作用间隙; 2)对于中等流强的强相对论电子束,可以采用后加速技术; 3)在提取腔中的电子束通道内插入接地的导体,内导体表面产生的正电荷可以消除电子束的大部分势能.第 1)~2)种减轻势能影响方法得到了成功应用<sup>[2,3]</sup>,但是,Carlsten 博士认为,由于第 3)种方法中的作用腔渡越角增大,造成这种方法不适用.我们通过对这种提取腔的优化设计发现,如果在提取腔内插入光滑的内导体,确实会增大作用腔的渡越角,降低束波相互作用效率.如果在提取腔内不是插入光滑的内导体,而在作用间隙对应位置的内导体也引入重入圆柱腔结构,使电场约束在间隙位置,将使该结构的提取腔作用间隙渡越角长度大大减小,而且小于空心漂移管作用间隙的渡越角.还有,改变内导体中重入腔的腔长可以改变谐振腔的谐振频率.这样,同轴的谐振腔变为三维结构的谐振腔(内导体、重入圆柱鼻锥和圆柱腔等三轴),优化设计的 S 波段 RKA 三轴提取腔结构如图 2 所示,作用间隙的纵向电场

如图 3.由图 3 可以判断,漂移管中电场渗入较短的三轴提取腔将更有利于微波的提取.

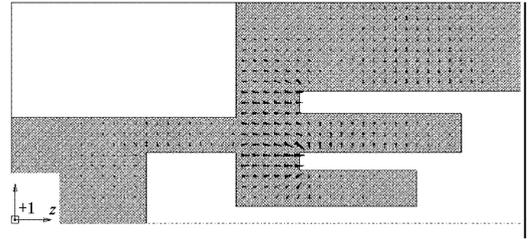


图 2 三轴提取腔结构及电场分布

采用该结构的微波提取腔,我们进行了微波提取的粒子模拟研究,采用的电子束参数与前面理论分析相同.密度均匀分布的电子束经过预调制腔和调制腔的调制后,得到了近 80%的基波调制深度,在电流调制最大位置放置提取腔间隙.输出微波功率波形及电场频谱如图 4,为了便于比较,我们同时给出了采用空心漂移管的同轴提取腔输出微波波形如图 5.模拟结果为,采用三轴提取腔得到了近 1GW 的输出微波功率,束波转换效率 35%;采用同轴提取腔得到了 0.8GW 的微波功率,束波转换效率 27%,与理论分析结果吻合得很好,进一步证实三轴提取腔结构减轻了强流空间电荷势能的不良影响,提高了 RKA 的微波提取效率.同时,数值模拟发现,采用三轴提取腔的 RKA 输出微波包络比较平滑,而采用同轴提取腔的 RKA 输出微波包络有低频振荡,波形分别如图 4(a)和图 5(a).理论分析发现,低频振荡正是强流空间电荷效应对束波相互作用造成的扰动.从电子动量分布图可以得知,三轴结构提取腔比同轴提取腔造成的反射电子少,从而更有利于减轻输出微波的脉冲缩短问题<sup>[7]</sup>以及抑制 RKA 的自激振荡<sup>[18]</sup>.

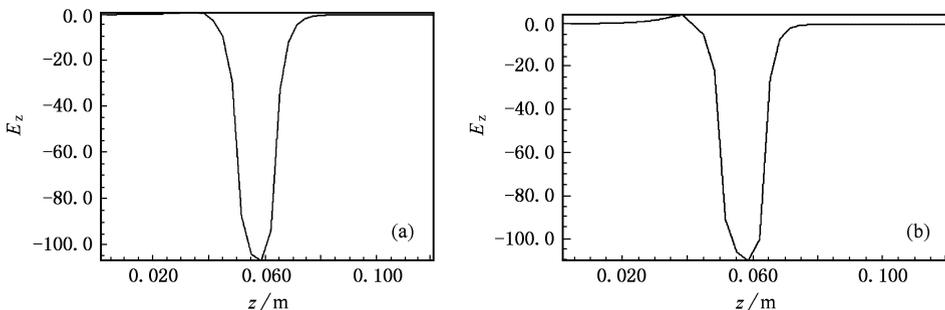


图 3 提取腔间隙的纵向电场分布 (a)三轴输出腔间隙的纵向电场分布;(b)同轴输出腔间隙的纵向电场分布

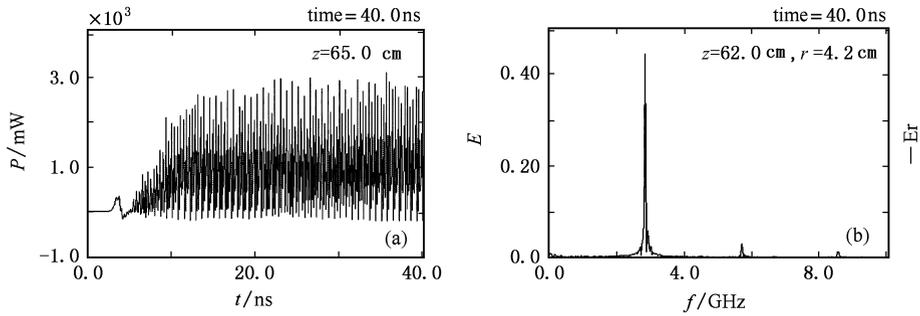


图 4 采用三轴提取腔的相对论速调管输出微波功率波形(a)和电场频谱(b)

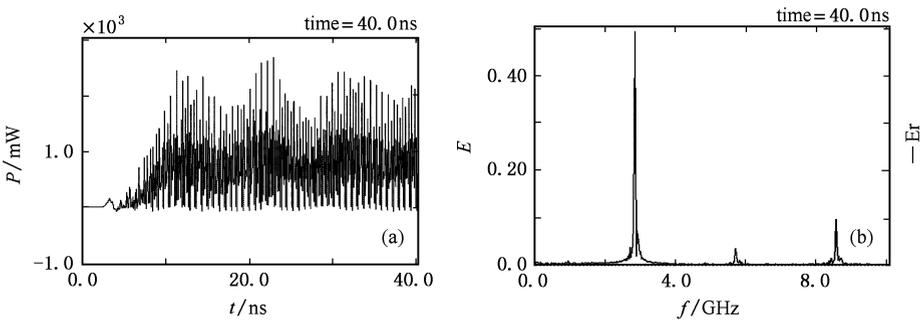


图 5 采用同轴提取腔的相对论速调管输出微波功率波形(a)  $(z=61.0\text{ cm})$ 和电场频谱(b)  $(z=61.0\text{ cm}, r=4.5\text{ cm})$

根据该理论分析与粒子模拟结果,我们开展了 RKA 三轴输出腔的实验研究.采用 550 kV/4 kA/220 ns 的空心电子束,得到了 680 MW 的辐射微波,脉冲宽度 140 ns,束波转换效率 31%,微波波形如图 6,而采用同轴输出腔的 RKA,辐射微波只有 520 MW,束波转换效率 23%,同时遇到了明显的脉冲缩短问题,脉冲宽度只有 30 ns.详细介绍见文献[9].

## 4. 结 论

理论分析了同轴漂移管中空电子束的空间电荷限制流和势能分布,简要分析了 RKA 束波转换效率,分析结果发现,同轴漂移管比空心漂移管具有更大的空间电荷限制流(限制流增大了一倍),电子束具有更低的势能,有利于增大 RKA 的束波转换效率.设计了适合于 S 波段 RKA 的三轴提取腔,进行了粒子模拟研究,采用 590 kV/5 kA 的空心电子束,得到了近 1GW 的输出微波功率,束波转换效率 35%,比同轴提取腔的 RKA 效率提高了 9 个百分点,同时输出微波没有低频扰动,反射电子很少,有利于减轻输出微波脉冲缩短问题以及抑制 RKA 的自激振荡.该理论研究结果与实验结果吻合得较好.

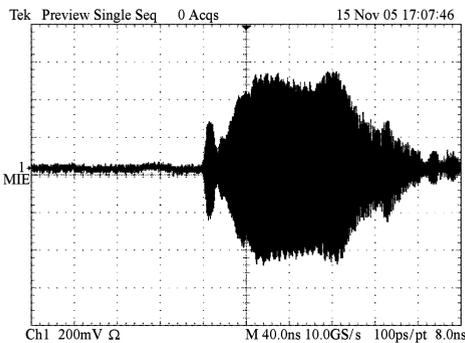


图 6 采用三轴输出腔的相对论速调管辐射微波波形

- [ 1 ] Barker R J , Schamiloglu E 2001 *High-Power Microwave Sources and Technologies* ( New York : IEEE ) p77
- [ 2 ] Miller R B 1998 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **26** 340
- [ 3 ] Friedman M , Fernsler R , Slinker S 1995 *Phys . Rev . Lett .* **75** 1214
- [ 4 ] Luo Y X 1994 *Selffield of charged particles* ( Beijing : Science and Technology Press ) p34 ( in Chinese ) 罗应雄 1994 带电粒子束的自场 ( 北京 : 科学技术出版社 ) 第 34 页 ]
- [ 5 ] Miller R B 1982 *Introduction to the physics of intense charged particle Beam* ( New York : Plenum Press ) p45
- [ 6 ] Carlsten B E , Faehl R J , Fazio M V 1994 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **22** 719
- [ 7 ] Huang H , Fan Z K , Tan J , Gan Y Q , Ma Q S , Chang A B 2004 *Acta Phys . Sin .* **53** 1129 ( in Chinese ) 黄 华、范植开、谭 杰、甘延青、马乔生、常安碧 2004 物理学报 **53** 1129 ]
- [ 8 ] Li Z H , Meng F B , Chang A B , Huang H 2005 *Acta Phys . Sin .* **54** 3578 ( in Chinese ) 李正红、孟凡宝、常安碧、黄 华 2005 物理学报 **54** 3578 ]
- [ 9 ] Huang H , Fan Z K , Meng F B , Tan J , Luo G Y , Cao S Y , Lei L R , Zhang B Z , Li C X 2006 *High power laser and particle beams* **18** 990 ( in Chinese ) 黄 华、范植开、孟凡宝、谭 杰、罗光辉、曹绍云、雷禄容、张北镇、李春霞 2006 强激光与粒子束 **18** 990 ]

## Analysis and design of triaxial output cavity in a relativistic klystron amplifier \*

Huang Hua<sup>1)</sup> Meng Fan-Bao<sup>1)</sup> Fan Zhi-Kai<sup>1)</sup> Li Zheng-Hong<sup>1)</sup> Fang Xiang<sup>2)</sup>

1 ǻ Institute of Applied Electronics , China Academy of Engineering Physics , Mianyang 621900 , China )

2 ǻ Power Depairfmal of Sichuan Mianyang 62100 , China )

( Received 24 August 2005 ; revised manuscript received 4 January 2006 )

### Abstract

This paper discusses the space-charge-limited current and its energy distribution in the coaxial drifting pipe. In order to bypass the potential depression problem , the triaxial output cavity of relativistic keystron amplifier was implemented. The triaxial output cavity was designed and simulated. A hollow electron beam of 590 kV , 5 kA generates 1GW rf power in S band klystron amplifier using the triaxial output cavity. The efficiency is about 35% , which is 9% bigger than that of the coaxial output cavity. The results agree well with the experiment.

**Keywords** : relativistic klystron amplifier , triaxial output cavity , space-charge-limited current

**PACC** : 5240M