

长脉冲相对论速调管中束流脉冲缩短的研究*

黄 华 范植开 谭 杰 马乔生 甘延青 常安碧

(中国工程物理研究院应用电子学研究所, 绵阳 621900)

(2003 年 5 月 13 日收到, 2003 年 6 月 25 日收到修改稿)

介绍 L 波段长脉冲相对论速调管放大器研究中, 长脉冲强流相对论电子束 (IREB) 经过输入腔和中间腔间隙后的脉冲缩短问题. 分析了造成束流脉冲缩短的主要机理之一是高频系统的角向非均匀模式与电子束相互作用而使得束流扩散形成的, 并经过实验参数的调节, 减轻了长脉冲 IREB 的脉冲缩短问题, 得到了较强的基波调制电流. 从长脉冲加速器引出 500 kV, 3.5 kA, 1.3 μ s 的电子束, 经过输入腔和两个群聚腔的调制后, 得到了 2.0 kA 的基波调制电流, 束流脉冲宽度由 0.3 μ s 增加到 1 μ s, 束流脉冲缩短问题得到明显减轻.

关键词: 相对论速调管放大器, 脉冲缩短, 高功率微波, 长脉冲强流相对论电子束

PACC: 5240M

1. 引 言

当今, 几乎在所有高功率微波 (HPM) 器件研究中, 都遇到了不同程度的脉冲缩短问题^[1,2], 而脉冲缩短问题遏止了 HPM 器件更高的微波功率和能量输出, 阻碍了 HPM 器件的推广和应用. 脉冲缩短的机理非常复杂, 主要包括等离子体的产生、束流崩溃、射频击穿和电子反射等因素, 不同微波器件、不同束流脉冲宽度所表现的问题和脉冲缩短机理不尽相同. 我们在 L 波段长脉冲强流相对论速调管放大器 (RKA) 研究中^[3], 起初同样遇到了严重的脉冲缩短问题, 输出微波不但功率小, 而且微波脉冲宽度和束流脉冲宽度比束压宽度小许多. 通过大量的实验研究和理论分析, 发现了造成输出微波和束流脉冲缩短的机理, 通过实验调节, 使束流脉冲缩短问题得到明显改善. 本文首先介绍长脉冲强流相对论电子束 (IREB) 经过输入腔和中间腔间隙调制后束流脉冲缩短的实验现象, 随后分析束流脉冲缩短机理, 最后介绍实验调试结果.

2. 脉冲缩短的实验现象

长脉冲强流 RKA 的实验系统布局如图 1 所示.

长脉冲加速器的无箔空心二极管产生的电子束额定参数为 500 kV, 3.5 kA, 1.3 μ s, 环形束直径为 5.7 cm, 厚度为 0.7 cm, 波形如图 2.

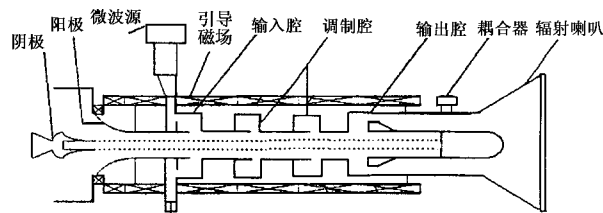


图 1 L 波段长脉冲 RKA 实验系统示意图

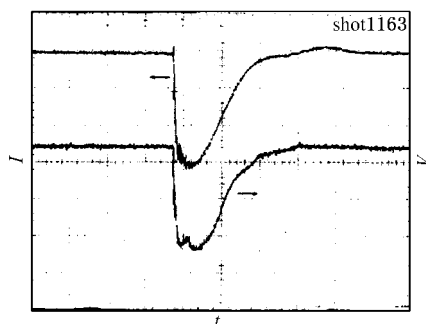


图 2 二极管束流束压波形

为了使输入腔的结构对称和腔体高频参数可调, 输入腔采取了对称开耦合孔的方式^[4], 如图 1.

* 国家高技术研究发展计划 (批准号: 863-803-4-3) 中国工程物理研究院科技预研基金 (批准号: 20020434) 和国家自然科学基金 (批准号: 10276011) 资助的课题.

耦合孔一端接可调的短路活塞,另一端与微波源相接.当微波源注入输入腔的功率为 350 kW 时,从二极管产生的电子束经过输入腔间隙后 33.4 cm 处得到最大调制电流^[3],调制深度为 9.8%.其中,测量电子束的法拉第筒距离输入腔间隙 50 cm.尽管电子束经过输入腔间隙后得到了较大的调制电流和全脉冲宽度的调制电流波形,但是,传输到器件末端的电子束已经发生了束流脉冲缩短现象.束流脉冲宽度只有 0.8 μs .把中间腔放置在输入腔间隙后调制束流最大位置时,在距中间腔间隙后 31 cm 处得到了 1.7 kA 的基波调制电流^[3],如图 3.由图 3 可见,传输到法拉第筒的束流脉冲宽度只有 0.3 μs ,束流脉冲缩短现象比输入腔后更加严重.当接上输出腔进行微波提取时,尽管输出微波功率可达 191 MW,但是脉冲宽度只有 0.2 μs ,微波脉冲宽度比束压脉冲宽度窄许多.而且注入微波和反射微波波形中出现了很大的尖峰,在短脉冲 RKA 研究中观察到了更大的尖峰^[5].在 15 炮实验后拆开输出腔观察,在腔内没有发现间隙电场击穿痕迹或电子回流轰击的痕迹.进一步分析发现,如果中间腔间隙激励的电压太高,也会造成电子反转或间隙射频击穿,形成束流脉冲宽度缩短.美国洛斯阿拉莫斯国家实验室在长脉冲 RKA 研究中也提出了这样的问题^[6],但他们的研究中选取的鼻锥较小,而我们研究的 RKA 中间腔鼻锥比较厚,间隙电场约为 100 kV/cm,不应造成电子的反转和射频击穿.由粒子模拟的动量分布^[7]也没有发现有这样的问题存在.为了实验观察,采取了多种实验方法进行分析,包括不注入微波、改变中间腔间隙长度和位置以及改变注入微波频率和功率等多种手段.结果发现,束流脉冲缩短与输入腔和中间腔参数、注入微波参数有密切关系.

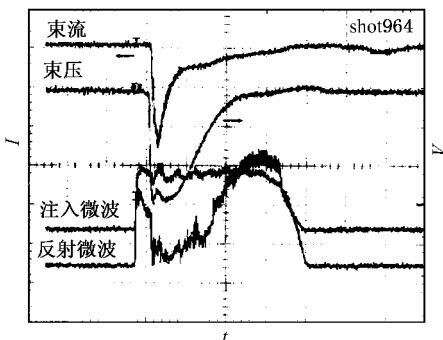


图 3 电子束经过中间腔间隙调制后的波形

3. 束流脉冲缩短的机理分析

在 HPM 器件中,造成束流脉冲和输出微波脉冲缩短的机理非常复杂^[1,2],其中主要有四个基本类型的机理:等离子体产生、电子回流、射频击穿和束流崩溃.而且,这四种类型不是完全独立的.对于我们研究的长脉冲 RKA,根据实验现象,可以大致确定造成输出微波缩短的主要机理也是上述的四种类型.高功率行波管中均匀与非均匀模式的束波相互作用研究结果证实^[8,9],由于器件输入与输出波导、电子束的不均匀性、电子束与漂移管不同心以及系统噪声等因素,会激发角向非均匀模式.这种模式与电子束相互作用后,由于非均匀模式与器件输出结构不匹配,使得非均匀模式在器件内来回反射,经过一段时间后,非均匀模式达到很高的幅度.这种幅度较大的非均匀模式与电子束进一步相互作用后,会降低主模的相互作用效率.另外一个非常严重的后果是,电子束的有效半径随着空间漂移逐渐增大.最后电子打在高频系统结构上,造成束流崩溃、束波相互作用的终止.经分析发现,我们研究的 RKA 中存在相似的问题^[10],上述的 RKA 束流脉冲缩短实验现象主要是非均匀模式与电子束相互作用的结果.下面对输入腔、输出腔激发的非均匀模式以及非均匀模式与电子束的相互作用造成束流崩溃的机理作简单的分析.

3.1. 角向非均匀模式的存在

采用 MAFIA 程序计算了输入腔的多个谐振模式,其中最低的模式有 E_{01} , E_{11} , H_{11} , E_{21} 等,其谐振频率分别是 1.4, 2.02, 2.67 和 2.83 GHz. E_{01} 为角向均匀模式,是 RKA 需要的主模,但 E_{11} , H_{11} , E_{21} 是角向非均匀模式.谐振腔的一系列谐振模式能否出现,与谐振腔的微波注入和输出结构、激励谐振腔的电子束形状和位置密切相关.在 L 波段 RKA 中,输入腔采取了在腔体端壁对称开耦合孔的方式^[4],尽管通过调节加载短路活塞的位置,可以使作用间隙电场达到较好的轴对称分布,但电场角向分布不是均匀的.在 RKA 的某些频率工作点,需要调节加载短路活塞的位置,这时间隙电场不但轴向不对称,而且电场角向分布也变得更加不均匀.总之,由于输入腔耦合孔的存在,使输入腔激发了角向非均匀模式.

对于 RKA 的输出腔存在同样的问题^[5].输出腔

采取了在腔体末端测壁上开耦合孔的轴向提取方式. 为了达到微波输出腔低 Q 值的要求, 输出腔开了很大的耦合孔, 选择了四根细金属杆的耦合输出方式. 通过大量的实验调试, 尽管调试出了有载 $Q = 7.9$ 的输出腔, 但测试后发现, 输出腔激励了幅度很强的角向非均匀模式—— E_{21} 模, 其强度比 E_{01} 模还高, 如图 4 所示.

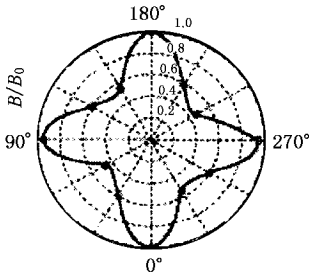


图 4 输出腔内的角向磁场分布

3.2. 角向非均匀模式与电子束的相互作用

从上节研究可知, 由于输入输出波导、电子束的不均匀和偏心等因素可以在腔体中激励角向非均匀的高次模式, 由于高次模式包括 E 模和 H 模, 所以可称这些模式为混合电磁模式 (HEM 模). 尽管漂移管对主模 E_{01} 是截止的, 但对 HEM 模不截止, 因此, 谐振腔激励的 HEM 模可以在漂移管内传输. 由于 RKA 三个腔的腔长都为 $\lambda/4$ (λ 为器件工作波长), 因此三个腔具有相同的 HEM 模, 从而从输入腔激励的 HEM 模经过漂移管和中间腔后会进一步放大. HEM 模达到输出腔后, 由于输出结构与 HEM 模不匹配而产生较大的反射. 这样, HEM 模在系统内来回反射, 经过一段时间后在漂移管内形成较强幅度的 HEM 模. 这种非均匀模式与电子束相互作用后, 会造成束流的发散. 下面, 采用三维模型, 分析漂移管中最低的 HEM 模—— HEM_{11} 模与电子束相互作用的动力学过程.

假定初始注入的电子是角向均匀分布的, 当电子束不存在时, HEM_{11} 模的纵向电磁场分量为

$$\begin{aligned} E_z^{(HEM_{11})}(r, \phi, z; t) &= \epsilon_2 I_1(\Gamma_2 r) \cos(\omega_2 t - k_2 z - \phi - \psi_2), \\ H_z^{(HEM_{11})}(r, \phi, z; t) &= H_2 I_1(\Gamma_2 r) \cos(\omega_2 t - k_2 z - \phi - \psi_2), \end{aligned} \quad (1)$$

式中, k_v 为模式的波数, 它与相速度有关; 下标 $v = 1$ 代表 TM_{01} 模式, 下标 $v = 2$ 代表 HEM_{11} 模式; $\Gamma_v =$

$\sqrt{k_v^2 - (\omega_v/c)^2}$; $r = \sqrt{x^2 + y^2}$; $\phi = \arctan(y/x)$; $I_n(\xi)$ 为第一类修正贝塞尔函数, n 为阶数. 根据圆波导中电磁场横向分量与纵向分量的关系, 从 (1) 式可以导出漂移管中电磁场的横向分量.

作用于电子的另外一个电磁场分量是由电子的直流空间电荷场产生的. 密度为 n_0 的电子束产生静电场, 它影响每个电子的动量, 这种静电场为

$$E^{(dc)} = -\frac{en_0}{2\epsilon_0} [xI_x + yI_y]. \quad (2)$$

而且, 由于电子束的平均速度为 v_0 , 在电子束区域, 由平均速度 v_0 的电子束产生的自磁场为

$$H^{(dc)} = \frac{en_0 v_0}{2} [yI_x - xI_y]. \quad (3)$$

因此, 漂移管中所有的电磁场由三部分组成: 射频场, 直流静电场和静磁场, 以及引导磁场

$$\begin{aligned} E_x &= E_x^{(rf)} + E_x^{(dc)}, \\ E_y &= E_y^{(rf)} + E_y^{(dc)}, \\ E_z &= E_z^{(rf)}, \\ H_x &= H_x^{(rf)} + H_x^{(dc)}, \\ H_y &= H_y^{(rf)} + H_y^{(dc)}, \\ H_z &= H_z^{(rf)} + B_0/\mu_0. \end{aligned} \quad (4)$$

3.2.1 横向动量

从上述方程, 可以很容易得出第 i 个电子的横向动量方程

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\gamma_i \beta_{x,i}) &= \frac{1}{mc} [F_{x,i}^{(rf)} + F_{x,i}^{(dc)} - ec\beta_{y,i} B_0], \\ \frac{d}{dt}(\gamma_i \beta_{y,i}) &= \frac{1}{mc} [F_{y,i}^{(rf)} + F_{y,i}^{(dc)} + ec\beta_{x,i} B_0], \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $F_{x,i}^{(rf)}$, $F_{y,i}^{(rf)}$, $F_{x,i}^{(dc)}$ 和 $F_{y,i}^{(dc)}$ 分别是与射频场和直流电磁场相关的横向作用力. 根据 (4) 式, 这些力可以写为

$$\begin{aligned} F_{x,i}^{(rf)} &= -e [E_{x,i}^{(rf)} + c\mu_0\beta_{y,i} H_{z,i}^{(rf)} - c\mu_0\beta_{z,i} H_{y,i}^{(rf)}], \\ F_{x,i}^{(dc)} &= \frac{1}{2} m\omega_p^2 \frac{1}{\gamma_{z,i}^2} x_i, \\ F_{y,i}^{(rf)} &= -e [E_{y,i}^{(rf)} - c\mu_0\beta_{x,i} H_{z,i}^{(rf)} + c\mu_0\beta_{z,i} H_{x,i}^{(rf)}], \\ F_{y,i}^{(dc)} &= \frac{1}{2} m\omega_p^2 \frac{1}{\gamma_{z,i}^2} y_i, \end{aligned} \quad (6)$$

式中, $\gamma_{z,i} = [1 - \beta_{z,i}^2]^{-1/2}$, $\omega_p = \sqrt{e^2 n_0 / m\epsilon_0}$ 为等离子体角频率. 射频力表达式中, 由于所有射频分量幅度为同量级而在许多实际情况下, $|\beta_{x,i}|, |\beta_{y,i}| \ll |\beta_{z,i}|$, 所以 (6) 式的第二项可以忽略. 方程 (5) (6) 确定了电磁场存在时电子的横向动量.

3.2.2 坡印廷定理

建立了决定粒子动力学特性的方程后,我们将考虑它们对于射频场的动力学影响.在现在的模型下,忽略能量交换中横向动量的贡献,因此,只考虑纵向电流密度

$$J_z(r, \phi, z, t) = -e \sum_i v_{z,i} \frac{1}{r} \delta(r - r_i(t)) \delta(\phi - \phi_i(t)) \delta(z - z_i(t)), \quad (7)$$

式中 $r_i(t)$, $\phi_i(t)$ 和 $z_i(t)$ 是任一时刻 t 第 i 个电子的径向、角向和纵向位置. 这样,认为系统运行于稳态并一直处于线性工作区(点频),该模式的平均功率为

$$\frac{d}{dz} \langle P(z) \rangle_z = - \int_{cs} da \langle J_z E_z \rangle_z, \quad (8)$$

式中的积分为漂移管的横截面(cs),

$$\langle P(z) \rangle_z \equiv \left\langle \int_{cs} da Sz \right\rangle_z$$

为该模式的总功率流. 引入相互作用阻抗概念,它与通过系统的平均功率流有关,这种功率流由具有纵向电场幅度的模式携带,其描述为

$$Z_{int}^{(HEM_{11})} = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_2^2(\pi R_w^2)}{\langle P^{(HEM_{11})}(z) \rangle_z}.$$

由于 HEM_{11} 模与电子的相互作用是随纵向变化的,亦即纵向动量直接决定了相互作用.然而,横向动量也间接影响相互作用,因为粒子横向位置的改变会影响相互作用阻抗,从而影响电子束与电磁场的耦合.基于这种事实和(8)式,可以判定贮存于 HEM_{11} 模的能量只由电流密度确定. 设一个波周期的粒子数为 N , 一个波周期的平均电流为 $I = eN/T$, 并采用复数概念 $\bar{\epsilon}_2 \equiv \epsilon_2 e^{-j\phi_2}$. 利用这种概念,与 HEM_{11} 模相关的第 i 个粒子的射频场幅度和相位方程分别为

$$\frac{d}{dz} \bar{\epsilon}_2(z) = \frac{IZ_{int}^{(HEM_{11})}}{\pi R_w^2} \langle I[\Gamma_2 r_i(z)] e^{-j\chi_i(z) + j\phi_i(z)} \rangle_z, \quad (9)$$

$$\frac{d}{dz} \chi_i(z) = \frac{\omega_2}{c\beta_{z,i}} - k_2,$$

式中, $\phi_i(z)$ 为第 i 个粒子的角向位置. 从幅度方程可以明显看出束与模式间耦合由 IZ_{int} 决定,其中 I 代表“电子束”特性, Z_{int} 代表“电磁”特性.

3.2.3 能量守恒

同上面的分析相似,采用复数概念,单粒子能量守恒可写为

$$\frac{d}{dz} \gamma_i(z) = -\frac{1}{2} \frac{e}{mc^2} \{ \bar{\epsilon}_2(z) I[\Gamma_2 r_i(z)]$$

$$\times e^{j\chi_i(z) - j\phi_i(z)} + c.c. \}, \quad (10)$$

其中粒子时间换为空间, $c.c.$ 表示括号左边表达式的复数共轭, 相对论因子 γ_i 由横向和纵向速度决定,

$$\gamma_i = [1 - \beta_{x,i}^2 - \beta_{y,i}^2 - \beta_{z,i}^2]^{-1/2}.$$

为了综合描述系统的方程,引进一些归一化量. 假定电子束打在漂移管之前的相互作用长度为 d , 从而确定归一化坐标为

$$\xi \equiv z/d,$$

$$\bar{x} \equiv x/d,$$

$$\bar{y} \equiv y/d,$$

$$\bar{r} \equiv r/d.$$

HEM_{11} 模的归一化场幅度定义为

$$a_2 = e\bar{\epsilon}_2 d/mc^2.$$

根据这些定义,归一化的耦合系数为

$$\alpha_2 \equiv \frac{eIZ_{int}^{(HEM_{11})}}{mc^2} \frac{d^2}{\pi R_w^2}.$$

同时,还定义

$$\Omega_\mu = \omega_\mu d/c,$$

$$K_\mu = k_\mu d,$$

$$\mu = 1, 2,$$

$$\bar{\Gamma} \equiv \Gamma d,$$

$$\Omega_c = ecB_0 d/mc^2,$$

$$\Omega_p^2 = (eI\eta_0/mc^2) (d^2/\pi R_{beam}^2) (1/\beta_{ph}),$$

其中 R_{beam} 为束注入时的半径. 归一化射频力略, 归一化动量

$$\bar{P}_{x,i} \equiv \gamma_i \beta_{x,i},$$

$$\bar{P}_{y,i} \equiv \gamma_i \beta_{y,i},$$

$$\bar{P}_{z,i} \equiv \gamma_i \beta_{z,i}.$$

采用这些定义,现在可以把描述系统动力学特性的方程综合为

$$\frac{d}{d\xi} \left(\frac{a_2}{\sqrt{\alpha_2}} \right) = \sqrt{\alpha_2} \langle I_1(\bar{\Gamma}_2 \bar{r}_i) e^{-j\chi_i(z) + j\phi_i} \rangle_z,$$

$$\frac{d}{d\xi} \chi_{i,2} = \frac{\Omega_2}{\beta_{z,i}} - K_2,$$

$$\frac{d}{d\xi} \gamma_i = -\frac{1}{2} [a_2 I_1(\bar{\Gamma}_2 \bar{r}_i) e^{j\chi_i(z) - j\phi_i} + c.c.],$$

$$\frac{d}{d\xi} \bar{x}_i = \frac{\beta_{x,i}}{\beta_{z,i}}, \quad (11)$$

$$\frac{d}{d\xi} \bar{y}_i = \frac{\beta_{y,i}}{\beta_{z,i}},$$

$$\frac{d}{d\xi} \bar{p}_{x,i} = -\Omega_c \frac{\bar{p}_{y,i}}{\beta_{z,i}} + \Omega_p^2 \frac{\bar{x}_i}{2\gamma_{z,i}\beta_{z,i}} + \frac{\bar{F}_x^{(rf)}}{\beta_{z,i}},$$

$$\frac{d}{d\xi} \bar{p}_{y,i} = \Omega_c \frac{\bar{p}_{x,i}}{\bar{p}_{z,i}} + \Omega_p^2 \frac{\bar{y}_i}{2\gamma_{z,i}^2 \beta_{z,i}} + \frac{\bar{F}_y^{(H)}}{\beta_{z,i}},$$

$$\bar{p}_{z,i} = \sqrt{\gamma_i^2 - \bar{p}_{x,i}^2 - \bar{p}_{y,i}^2}.$$

3.2.4 计算结果

根据方程组(11),可以算出我们研究的 L 波段 RKA 中,电子束在漂移管传输过程中与非均匀模式相互作用的参数.为了分析电子束的扩散过程,引入电子束的有效半径概念,定义为 $\bar{r}_e \equiv R_e/R_w = \chi(d/R_w) < \bar{r}_i >$.图 5 描述了两种不同驱动方式和两种不同的引导磁场(0.5 和 1.5 T)对电子束有效半径随传输距离的变化.每一张图包括了有和没有 HEM 模式两种情况下的电子有效半径的变化,其中 HEM

的功率为 0.5 MW.在整个研究中,如果有一个粒子碰到漂移管壁上,计算就结束.结束的位置设为 $z = z_1$.由图 5 可得到两个结论.第一,HEM 模的存在加速了电子束的扩散,不存在 HEM 模时,电子束半径是波动的,不存在明显的扩散.第二,增大引导磁场,不但可以减小束流的波动半径,而且可以减弱 HEM 模对束流扩散的影响,束流可以传输得更远.

进一步分析 HEM₁₁ 模不同的输入功率时的相互作用.图 6(a)描述了非均匀模输入功率对相互作用长度的影响.正如我们希望的,相互作用长度与 HEM₁₁ 输入功率成反比.同样,图 6(b)描述了对于某一纵向位置,电子束有效半径随非均匀模功率增加而增大.

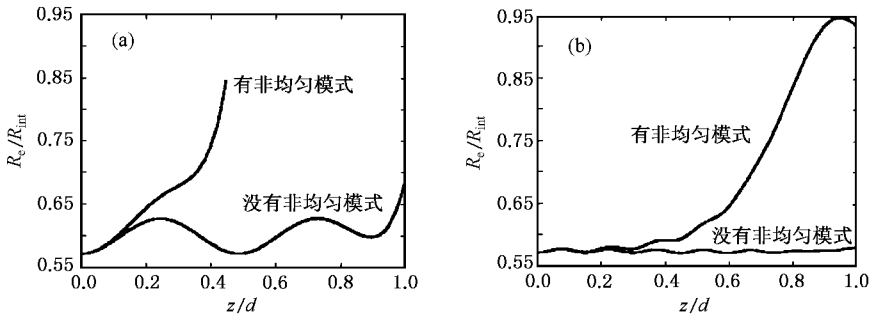


图 5 电子束有效半径随传输距离的变化曲线 (a) $B_0 = 0.5 \text{ T}$ (b) $B_0 = 1.5 \text{ T}$

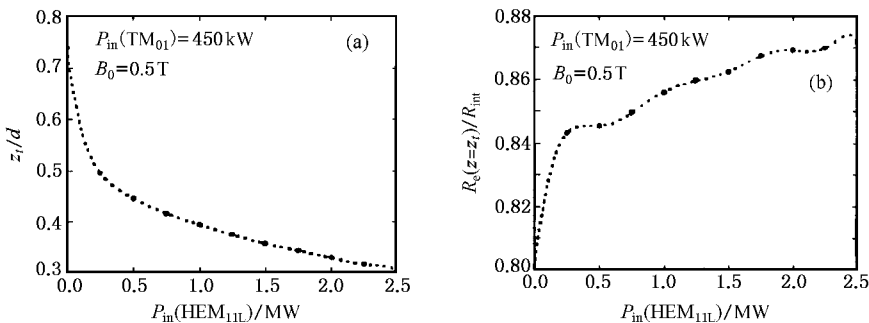


图 6 电子束传输距离(a)和有效半径(b)随非均匀模式功率的变化曲线

3.2.5 束流扩散的抑制

从上述束流扩散的机理分析可以看出,为了抑制或减缓束流扩散和脉冲缩短现象,增长束流传输的距离,大致有两种方案:第一种是减小 RKA 中角向非均匀模式的幅度、抑制角向非均匀模式的生长,这种方案可以根治束流的扩散,但实现比较复杂;第二种是增强引导磁场的强度,可以减缓束流扩散的速度和距离,不过增加引导磁场强度是有限的.

下面对第一种方案提出一些具体的建议:

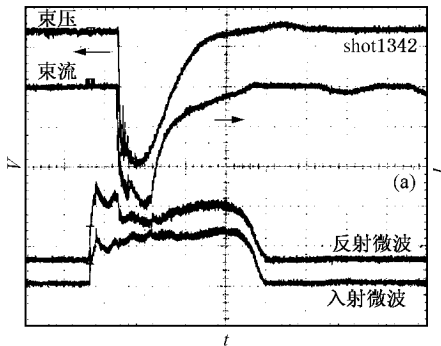
- (1) 减小注入微波的功率或者改变注入微波的频率,使注入频率偏离输入腔的最佳工作频率,以减小输入腔间隙的角向非均匀模式的幅度,不过需要的主模幅度也降低了.
- (2) 采用腔体较长的过模输入腔^[11],这样使耦合孔远离相互作用间隙,腔体的外径与内径更加靠近,以便减小耦合孔对相互作用间隙 E₀₁ 模的影响,抑制角向非均匀模式的建立.不过腔内要采取一些措施抑制过模腔体激励的其他杂模.
- (3) 中间间隙偏离束流调制的最大位置、增大中间腔的

重入鼻锥的厚度、改变中间腔间隙的距离等方式,以减小电子束在中间腔激励的电磁场幅度,从而减小非均匀模式与电子束的相互作用强度。(4)输入腔和中间腔采用不同腔长的工作模式^[11],如输入腔采用 $5\lambda/4$ 的腔长,而中间腔采用 $\lambda/4$ 或 $9\lambda/4$ 的腔长,避免两个腔激励相同的非均匀模式。(5)采用扩展互作用的输出结构^[12],使支撑杆远离微波提取间隙,从而避免在输出腔内激励非均匀模式。

上述方法中,采用第(1)和第(3)种方法会降低主模与电子束的相互作用强度,从而会降低束流的调制深度,不过可以再加一个群聚腔来进一步增强束流的调制和群聚。

4. 减轻束流脉冲缩短的实验结果

根据上述束流脉冲缩短的物理机理和抑制措施,以及 L 波段 RKA 现有的实验条件,我们采取了一些简单易行的措施来减轻束流脉冲缩短问题,主



要采取了上述建议中的(1)(3)两种方法,为获得较大的输出微波功率,既要保证束流脉冲宽度没有明显的缩短,又要保证足够强的调制电流,我们对中间腔的位置、间隙距离和鼻锥厚度、注入微波的功率和频率等参数进行了广泛的调试,以寻求一种最佳的实验状态。具体实验调试过程和结果见文献[3]。实验结果发现,中间腔间隙偏离束流最大调制位置、注入微波频率远离输入腔的最佳匹配频率、增厚中间腔重入鼻锥的厚度、适当调节注入微波的功率可以得到 1.5 kA 的基波调制电流,束流脉冲宽度 $0.9 \mu\text{s}$,脉冲缩短现象得到很大程度的减轻。但是,基波电流调制深度最大只有约 50%,对提取较大的微波功率还是比较困难。在以上实验基础上,我们仍希望能够进一步增大基波调制电流,为此,采取了再加一个群聚腔的方法,实验结果如图 7 所示。这时,得到了 2.0 kA 基波调制电流,束流脉冲宽度 $1.0 \mu\text{s}$,束流脉冲缩短现象得到明显减弱,基本上符合微波提取的要求。

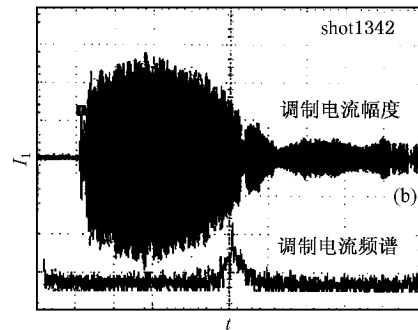


图 7 电子束经过两个群聚腔后的电流调制波形 (a)同步波形 (b)调制电流波形

5. 小 结

在 L 波段长脉冲 RKA 研究中,发现了束流的脉冲缩短现象。经理论分析发现,束流脉冲缩短机理之一是由于与输入输出腔相接的波导在腔内激发了角向非均匀模式,该模式与电子束的相互作用造成了束流的扩散,影响了束流的稳定传输,从而形成了束流脉冲缩短。根据束流脉冲缩短的机理,提出了相应的抑制措施。实验中,通过对中间腔的位置、间隙距离和鼻锥厚度、注入微波的功率和频率等参数的

调试,使束流通过中间腔间隙调制后,束流脉冲宽度从 $0.3 \mu\text{s}$ 增加到 $1 \mu\text{s}$,束流脉冲缩短现象得到明显好转,同时束流得到了约 70% 的调制深度,再接上低 Q 值输出腔后,得到了 381 MW 的微波峰值功率,束波转换效率达 28%。但是输出微波还是存在很严重的脉冲缩短问题,它与输出腔结构密切相关,有待下一步研究新型的输出腔。

感谢刘庆想博士和 Levi Schachter 教授的指导和有益探讨。

- [1] Barker R J , Schamiloglu E 2001 *High-power Microwave Sources and Technologies*(New York : IEEE) Chap 4
- [2] Agee F J 1998 *IEEE Trans . Plas . Sci .* **26** 235
- [3] Huang H , Fan Z K , Ma Q S *et al* 2002 *High Power Laser and Particle Beams* **14** 915 (in Chinese) [黄 华、范植开、马乔生等 2002 强激光与粒子束 **14** 915]
- [4] Huang H , Wang P S , Gan Y Q *et al* 1997 *High Power Laser and Particle Beams* **9** 573 (in Chinese) [黄 华、王平山、甘延青等 1997 强激光与粒子束 **9** 573]
- [5] Huang H , Wang P S , Wu Z F *et al* 1998 *High Power Laser and Particle Beams* **10** 135 (in Chinese) [黄 华、王平山、吴中发等 1998 强激光与粒子束 **10** 135]
- [6] Fazio M V , Haynes W B , Carlsten B E *et al* 1994 *IEEE Trans . Plas . Sci .* **22** 740
- [7] Huang H 2001 *M. S. Thesis*(Beijing : Beijing Graduate School , China Academy of Engineering Physics p54 (in Chinese) [黄 华 2001 硕士学位论文(北京 : 中国工程物理研究院北京研究生部) 第 54 页]
- [8] Banna S , Nation J A , Chächter L *et al* 2000 *IEEE Trans . Plas . Sci .* **28** 798
- [9] Wang P S , Xu Z , Nation J A *et al* 2000 *IEEE Trans . Plas . Sci .* **28** 2262.
- [10] Wang P S , Huang H *et al* 1996 *Acta Phys . Sin .* **45** 1039 (in Chinese) [王平山、黄 华等 1996 物理学报 **45** 1039]
- [11] Serlin V 1992 *Proc . SPIE* **1629** 8
- [12] Phillips M R , Sprehn D W 1999 *Proceedings of the IEEE* **87** 738

Investigations on beam-current-pulse-shortening in a long pulse relativistic klystron amplifier^{*}

Huang Hua Fan Zhi-Kai Tan Jie Ma Qiao-Sheng Gan Yan-Qing Chang An-Bi

(*Institute of Applied Electronics , China Academy of Engineering Physics , Mianyang 621900 , China*)

(Received 13 May 2003 ; revised manuscript received 25 June 2003)

Abstract

This paper presents pulse shortening of electron beams drifting through the input cavity and the idler cavity on an L-band long pulse relativistic klystron amplifier. We investigate one of the main mechanism of beam-current-pulse-shortening in which the interaction of asymmetric modes of cavity and the beams leads to the beams' expansion. Selective damping to suppress the asymmetric modes is described. The problem of beam-current-pulse-shortening through the idler cavity gap is removed to a certain extent after parameter adjustment of the input microwave and the idler cavity. In the experiment, the 446 kV 3.0 kA 1.3 μ s hollow electron beams generated about 2.0 kA modulated current after two idler-cavity gaps, the width of electron beams' pulse is increased from 0.3 μ s to 1.0 μ s.

Keywords : relativistic klystron amplifier , pulse shortening , high power microwave

PACC : 5240M

^{*} Project supported by the National High Technology Development Program of China (Grant No. 863-803-4-3), the Advanced Research Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 20020434) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10276011).