

Super-Reltron 的微波产生机理

丁 武

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(1997 年 1 月 27 日收到)

对 Super-Reltron 的微波产生机理给出了物理解释, 并且对电子束在调制腔中的群聚和在辐射腔中的辐射给出了公式化结果.

PACC: 5225P; 4180D; 5235; 5260

1 引 言

因为 Super-Reltron 具有如下特点^[1]: (1) 电子束在调制腔中被完全群聚; (2) 用后加速减小相对能散度; (3) 用多腔输出避免击穿, 所以它可以产生具有极高效率 (40%—50%) 的高功率微波脉冲. 同时因为在这种调制腔中的箔有聚焦特性, 所以它不需要引导磁场, 结构重量和尺寸比较小, 且输出腔是矩形波导, 直接输出基模 TE_{10} , 无需模转换器, 因此它在 HPM 器件中具有很强的竞争能力. 但在关于 Super-Reltron 的已有文献中, 对电子束在调制腔中的群聚和预群聚电子束在辐射腔中的辐射, 没有给出物理上清楚的阐述, 也没有给出公式化的结果. 本文试图对 Super-Reltron 的微波产生机理给出物理描述, 并对电子束的群聚和群聚后的辐射给出公式化的结果.

2 Super-Reltron 的微波产生机理

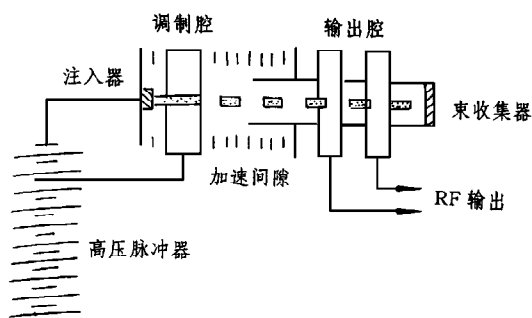


图 1 Super-Reltron 管子原理图

Super-Reltron 的构型如图 1 所示, 它包括高压脉冲器、注入器、调制腔、加速间隙、输出腔和束收集器.

Super-Reltron 的电子束群聚是在调制腔 (split-cavity-oscillator^[2] 简称 SCO 或者是 side-coupled modulation cavity 简称 SCMC) 中进行. 因为这种调制腔具有均匀的轴向电场, 迅速的增长速率, 饱和场强足够大, 所以可以在短距离内使电流接近空间电荷极限的电子束达到其一阶谐波电流超过其直流的群聚. 由于电子束群聚已达最大值, 所以当它进入辐射腔时在短距离内就以超辐射形式发射微波, 受激辐射几乎为零, 不要求电子束与微波

电子束达到其一阶谐波电流超过其直流的群聚. 由于电子束群聚已达最大值, 所以当它进入辐射腔时在短距离内就以超辐射形式发射微波, 受激辐射几乎为零, 不要求电子束与微波

共同传播一定距离,因而也不需要外加磁场导引.但是,电子束群聚达到最大值时,感生的能散度也达到最大值,利用后加速提高电子束整体能量,从而减小相对能散度,并且在后加速过程中群聚保持不变.这样,既可以提高效率 η (因为 $\Delta E/E$ 减小),又可以提高功率 P (因为 η 和 V 都增大, $P = \eta IV$).

2.1 电子束在调制腔中的群聚

1) 在调制腔中与电子束相互作用的电磁场形式

无论是 SCO 构型还是 SCMC 构型,在箔与腔壁之间仅允许驻波存在,因此这些区域里的场解必须有下面形式^[3]:

$$E_{az}(r, z, t) = \sum_{l=0}^{\infty} A_{al}^* f_{al}(r) \cos(\gamma_{al} z) e^{-i\omega t}, \quad (1)$$

$$B_{a\varphi}(r, z, t) = i \sum_{l=0}^{\infty} A_{al}^* \frac{c}{\Gamma_{al}^2} f'_{al}(r) \cos(\gamma_{al} z) e^{-i\omega t}, \quad (2)$$

$$\Gamma_{al}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \gamma_{al}^2, \quad (3)$$

式中 $f_{al}(r)$ 对于 SCO 由下面表达式给出:

$$f_{al} = \begin{cases} J_0(\Gamma_{al} r) & \text{对于 } \Gamma_{al}^2 \geq 0, \\ I_0(i\Gamma_{al} r) & \text{对于 } \Gamma_{al}^2 < 0. \end{cases} \quad (4)$$

对于 SCMC,由柱形波导和边腔联合解得到. $\gamma_{al} = l\pi/g$, ω 为波振荡角频率, g 为箔与腔壁之间距离, J_0 和 I_0 分别为第一类零阶贝塞尔函数和修正的贝塞尔函数.

在 SCO 中的 TM 模分为 2π 模和 π 模两种,只有 π 模与电子束相互作用是不稳定的^[3],其电场见图 2;在 SCMC 中的 TM 模有 $0, \pi/2$ 和 π 三种模,其中 $\pi/2$ 模与电子束相互作用是不稳定的^[1],其电场见图 3.我们假定,在 π 模或 $\pi/2$ 模中只有一个横模((1)式中取 $l = l^*$ 一项)与电子束发生共振、放大,同时群聚电子束,其电场 z 方向上的分量(包括空间电荷波场),根据文献[2, 4]和(1)式,可以写为

$$E_{az} = \begin{cases} \frac{1}{2} [f_a(r) \varepsilon(z, t) + E_{scz}(r, z, t)] [e^{i(\gamma_a z - \omega t)} + e^{-i(\gamma_a z + \omega t)}] + \text{c. c.} & 0 \leq z \leq g, \\ -\frac{1}{2} [f_a(r) \varepsilon(z, t) + E_{scz}(r, z, t)] [e^{i(\gamma_a z - \omega t)} + e^{-i(\gamma_a z + \omega t)}] + \text{c. c.} & g \leq z \leq 2g, \end{cases} \quad (5)$$

$$\Gamma_a^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \gamma_a^2, \quad (6)$$

式中 $f_a(r) = f_{al^*}(r)$; $\gamma_a = \frac{l^* \pi}{g}$; $\varepsilon(z, t)$ 为有源电磁场的慢变化复数振幅; $E_{scz}(r, z, t)$ 为在电子束上激发出来的空间电荷波电场的 z 方向上的分量,可以证明^[5],在线性区

$$E_{scz}(r, z, t) = \frac{\frac{\omega_b^2}{\gamma_0^3} \left(\frac{1}{(\gamma_a v_0 - \omega)^2} + \frac{1}{(\gamma_a v_0 + \omega)^2} \right)}{1 - \frac{\omega_b^2}{\gamma_0^3} \left(\frac{1}{(\gamma_a v_0 - \omega)^2} + \frac{1}{(\gamma_a v_0 + \omega)^2} \right)} f_a(r) \varepsilon(z, t), \quad (7)$$

于是在线性区

$$E_{az} = \begin{cases} \frac{\beta}{2} f_a(r) \epsilon(z, t) [e^{i(\gamma_a z - \omega t)} + e^{-i(\gamma_a z + \omega t)}] + \text{c.c.} & 0 \leq z \leq g, \\ -\frac{\beta}{2} f_a(r) \epsilon(z, t) [e^{i(\gamma_a z - \omega t)} + e^{-i(\gamma_a z + \omega t)}] + \text{c.c.} & g \leq z \leq 2g, \end{cases} \quad (8)$$

$$\beta = \frac{1}{1 - \frac{\omega_b^2}{\gamma_0^3} \left(\frac{1}{(\gamma_a v_0 - \omega)^2} + \frac{1}{(\gamma_a v_0 + \omega)^2} \right)}, \quad (9)$$

式中 v_0 , γ_0 和 ω_b 为电子束初始速度、相对论因子和等离子体频率. (8) 式为调制腔中群聚场的形式.

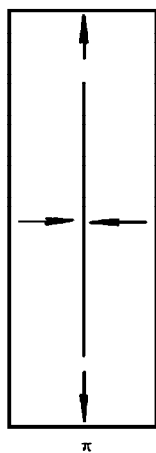


图 2 SCO 基模的 RF 电场

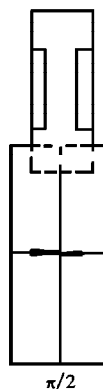


图 3 SCMC 基模的 RF 电场

2) 指数增长场对电子束的群聚

当电子束的一部分通过调制腔时, 它与电磁场发生相互作用, 电磁场得到放大, 电子束的这一部分同时受到群聚, 群聚量为

$$b = |\langle e^{i\theta^+} \rangle|, \quad (10)$$

$$\theta^+ = \gamma_a z + \omega t. \quad (11)$$

从
$$t = t_0 + \int_0^z \frac{dz}{v} = t_0 + \frac{z}{c\beta_0} - \frac{1}{c\beta_0^3 \gamma_0^3} \int_0^z \Delta \gamma(r, z', t_0) dz', \quad (12)$$

有
$$\theta^+ = \left(\gamma_a + \frac{\omega}{c\beta_0} \right) z + \omega t_0 \pm \Delta \theta, \quad (13)$$

$$\Delta \theta = \frac{\omega}{c\beta_0^3 \gamma_0^3} \int_0^z \Delta \gamma(r, z', t_0) dz', \quad (14)$$

式中 θ^+ 为电子的相位; $\langle \dots \rangle$ 为对相位的一个周期平均; t_0 为电子的 Lagrange 时间坐标; $\beta_0 = v_0/c$; $\Delta \gamma = \gamma_0^3 \beta_0 \Delta \beta$; $\Delta \gamma$ 和 $\Delta \beta$ 分别为电子的无量纲能量和速度的变化; $\Delta \theta$ 为电子相位的被调制量, 由它可以计算出复数群聚因子

$$B = e^{-i\Delta\theta}. \quad (15)$$

由复数群聚因子 B 可以计算调制电流的谐波分量和辐射.

下面计算调制腔的 $\Delta\theta$.

回到(14)式, 假定电子束足够长, 且是薄环形的 ($\Delta/r_b \ll 1$), 电子束的能量变化方程为

$$\frac{d\Delta\gamma}{dt} = -\frac{|e|\hbar}{mc^2} v_z E_{az}, \quad (16)$$

$$\Delta\gamma = -\frac{|e|\hbar}{mc^2} \int_0^z E_{az} dz, \quad (17)$$

代入(14)式, 得

$$\begin{aligned} \Delta\theta = & \frac{\omega}{c\beta_0^3 \gamma_0^3} \int_0^g dz \int_0^z dz' \left[-\frac{1}{2} \frac{|e|\hbar}{mc^2} \beta f_a(r) \varepsilon(z', t) (e^{i\theta^-} + e^{-i\theta^+}) + \text{c.c.} \right] \\ & + \frac{\omega}{c\beta_0^3 \gamma_0^3} \int_g^{2g} dz \int_0^z dz' \left[\frac{1}{2} \frac{|e|\hbar}{mc^2} \beta f_a(r) \varepsilon(z', t) (e^{i\theta^-} + e^{-i\theta^+}) + \text{c.c.} \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

当电磁场处于线性增长区域时, 相位 $\theta^\mp$ 可以做下面近似:

$$\theta^\mp = \left(\gamma_a \mp \frac{\omega}{c\beta_0} \right) z \mp \omega t_0, \quad (19)$$

$$\text{令} \quad \varepsilon(z, t) = |\varepsilon_0| e^{i\varphi_1 z + \Gamma z}, \quad (20)$$

式中 Γ 和 φ_1 为电磁场振幅和相位的指数增长速率, 假定它们已知, 则

$$\begin{aligned} \Delta\theta = & -\frac{\omega}{c\beta_0^3 \gamma_0^3} \frac{|e|\hbar \beta f_a(r_b) |\varepsilon_0|}{2mc^2} e^{-i\omega t_0} \left[\int_0^g dz \int_0^z dz' \left(e^{i\left(\gamma_a - \frac{\omega}{c\beta_0} + \varphi_1 - i\Gamma\right)z'} \right. \right. \\ & + e^{-i\left(\gamma_a + \frac{\omega}{c\beta_0} - \varphi_1 + i\Gamma\right)z'} \left. - \int_g^{2g} dz \int_0^z dz' \left(e^{i\left(\gamma_a - \frac{\omega}{c\beta_0} + \varphi_1 - i\Gamma\right)z'} \right. \right. \\ & \left. \left. + e^{-i\left(\gamma_a + \frac{\omega}{c\beta_0} - \varphi_1 + i\Gamma\right)z'} \right) \right] + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (21)$$

$$\text{令} \quad A = \frac{\omega}{c\beta_0^3 \gamma_0^3} \frac{|e|\hbar \beta f_a(r_b) |\varepsilon_0|}{2mc^2}, \quad (22)$$

$$\alpha_- = \gamma_a - \frac{\omega}{c\beta_0} + \varphi_1 - i\Gamma, \quad (23)$$

$$\alpha_+ = \gamma_a + \frac{\omega}{c\beta_0} - \varphi_1 + i\Gamma, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \text{故} \quad \Delta\theta = & -A \left(\frac{e^{i\alpha_- g} - 1}{(i\alpha_-)^2} - \frac{g}{i\alpha_-} + \frac{e^{-i\alpha_+ g} - 1}{(-i\alpha_+)^2} - \frac{g}{-i\alpha_+} \right) e^{-i\omega t_0} \\ & + A \left(\frac{e^{i\alpha_- 2g} - e^{i\alpha_- g}}{(i\alpha_-)^2} - \frac{g}{i\alpha_-} + \frac{e^{-i\alpha_+ 2g} - e^{-i\alpha_+ g}}{(-i\alpha_+)^2} - \frac{g}{-i\alpha_+} \right) e^{-i\omega t_0} + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (25)$$

$$\text{因} \quad \alpha_- g = l^* \pi + \left(-\frac{\omega}{c\beta_0} + \varphi_1 - i\Gamma \right) g, \quad (26)$$

$$e^{i\alpha_- g} = -e^{i\left(\varphi_1 - \frac{\omega}{c\beta_0}\right)g + \Gamma g} \quad \text{对应于 } l^* = \text{奇数}, \quad (27)$$

$$e^{i\alpha_- g} = e^{i\left(\varphi_1 - \frac{\omega}{c\beta_0}\right)g + \Gamma g} \quad \text{对应于 } l^* = \text{偶数}, \quad (28)$$

$$\alpha_+ g = l^* \pi + \left(\frac{\omega}{c\beta_0} - \varphi_1 + i\Gamma\right)g, \quad (29)$$

$$e^{-i\alpha_+ g} = -e^{i\left(\varphi_1 - \frac{\omega}{c\beta_0}\right)g + \Gamma g} \quad \text{对应于 } l^* = \text{奇数}, \quad (30)$$

$$e^{-i\alpha_- g} = e^{i\left(\varphi_1 - \frac{\omega}{c\beta_0}\right)g + \Gamma g} \quad \text{对应于 } l^* = \text{偶数}, \quad (31)$$

$$\frac{1}{\alpha_-} + \frac{1}{\alpha_+} = C_1 + iC_2, \quad (32)$$

$$C_1 = \frac{\left(\gamma_a - \frac{\omega}{c\beta_0} + \varphi_1\right)^2 - \Gamma^2}{\left[\left(\gamma_a - \frac{\omega}{c\beta_0} + \varphi_1\right)^2 + \Gamma^2\right]^2} + \frac{\left(\gamma_a + \frac{\omega}{c\beta_0} - \varphi_1\right)^2 - \Gamma^2}{\left[\left(\gamma_a + \frac{\omega}{c\beta_0} - \varphi_1\right)^2 + \Gamma^2\right]^2}, \quad (33)$$

$$C_2 = \frac{2\Gamma\left(\gamma_a - \frac{\omega}{c\beta_0} + \varphi_1\right)}{\left[\left(\gamma_a - \frac{\omega}{c\beta_0} + \varphi_1\right)^2 + \Gamma^2\right]^2} + \frac{2\Gamma\left(\gamma_a + \frac{\omega}{c\beta_0} - \varphi_1\right)}{\left[\left(\gamma_a + \frac{\omega}{c\beta_0} - \varphi_1\right)^2 + \Gamma^2\right]^2}, \quad (34)$$

所以

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= -A\left[(\pm e^{i\left(\varphi_1 - \frac{\omega}{c\beta_0}\right)g + \Gamma g} + 1)^2(C_1 + iC_2)\right]e^{-i\omega t_0} + \text{c. c.} \\ &\approx -A\left(e^{i\left(\varphi_1 - \frac{\omega}{c\beta_0}\right)2g + 2\Gamma g} \pm 2e^{i\left(\varphi_1 - \frac{\omega}{c\beta_0}\right)g + \Gamma g}\right) \times (C_1 + iC_2)e^{-i\omega t_0} \\ &\quad + \text{c. c.} \end{aligned} \quad (35)$$

式中用了下面不等式:

$$|e^{i\left(\varphi_1 - \frac{\omega}{c\beta_0}\right)g + \Gamma g}| \gg 1. \quad (36)$$

从(35)式可以看出,这种具有(5)式所示的电场形式的调制腔,由于由箔分开的两个腔中电场振幅相同,符号相反,使得电子束群聚比一个腔大,调制相位中增加一与 $e^{\Gamma g}$ 成比例的项.在(35)式中,“-”对应于 $l^* = \text{偶数}$;“+”对应于 $l^* = \text{奇数}$.

3) 饱和场对电子束的群聚

因为电子束脉冲长度 τ 较长 ($\tau \sim 1\mu\text{s}$), 电子束一部分通过调制腔需要的时间 t_c , 对于典型的调制腔参数, $t_c = \frac{2g}{v_0} = \frac{2 \times 3}{0.64 \times 3 \times 10^{10}} = 0.3 \text{ ns}$ ($V = 150 \text{ keV}$), 所以整个电子脉冲通过调制腔时, 电磁场与电子束将有 N 次相互作用机会, $N = \frac{\tau}{t_c} = \frac{10^6}{0.3 \times 10^{-9}} = 3 \times 10^3$. 事实上, 在调制腔通过电子束脉冲一小部分后, 电磁场由于增长很快已达到饱和. 饱和和发生在跨越每个间隙的 RF 峰值电压近似等于电子束电压的时候. 电子束脉冲的后面部分将由饱和的电磁场来群聚.

假定电磁场达到饱和所需要的增益长度为 z_s , 它由下式定义:

$$\begin{aligned} \epsilon(z_s) &= |\epsilon_0| \exp\left[i\int_0^{z_s} \varphi_s(z')dz' + \int_0^{z_s} \Gamma(z')dz'\right] \\ &= |\epsilon_0| \exp[i\bar{\varphi}_1 ng + \bar{\Gamma}ng], \end{aligned} \quad (37)$$

式中 $\bar{\Gamma}$ 和 $\bar{\varphi}_1$ 分别为电磁场从开始增长到饱和和振幅与相位的平均指数增长速率; n 为电

磁场达到饱和和所需要的与电子束相互作用次数, $ng = z_s$, $n \ll N$.

(35)式是电场在线性增长时对通过电子束相位的调制量, 在计算饱和电场对通过电子束相位的调制量时, 用(37)式代入(18)式, (18)式中相位 θ^* 由(13)式计算, 于是(18)式是一个调制相位 $\Delta\theta$ 的非线性积分方程, 只可以数值求解. 但是达到饱和以后, 由于电磁场和电子束通过调制腔的相位调制量基本上是一个常数, 近似等于离饱和点不远的线性增长结束处的数值, 于是饱和电场对电子束的相位调制量可以在(35)式中用饱和场复数振幅 $|\epsilon_0| e^{\Gamma(n^*-1)g + i\varphi_1(n^*-1)g}$ 代替线性增长场初始振幅 $|\epsilon_0|$ 得到

$$\Delta\theta_{n^*} = -Ae^{\Gamma(n^*-1)g + i\varphi_1(n^*-1)g} \left(e^{i\left(\varphi_1 - \frac{\omega}{c\beta_0}\right)2g + 2\Gamma g} \pm 2e^{i\left(\varphi_1 - \frac{\omega}{c\beta_0}\right)g + \Gamma g} \right) \times (C_1 + iC_2)e^{-i\omega t_0} + \text{c.c.} = -Ae^{\Gamma n^*g} [F_1 \cos \omega t_0 + F_2 \sin \omega t_0], \quad (38)$$

$$F_1 = \left[e^{\Gamma g} \cos \left[(n^* + 1) \varphi_1 - \frac{2\omega}{c\beta_0} g \right] g \pm 2 \cos \left(n^* \varphi_1 - \frac{\omega}{c\beta_0} g \right) g \right] C_1 - \left[e^{\Gamma g} \sin \left[(n^* + 1) \varphi_1 - \frac{2\omega}{c\beta_0} g \right] g \pm 2 \sin \left(n^* \varphi_1 - \frac{\omega}{c\beta_0} g \right) g \right] C_2, \quad (39)$$

$$F_2 = \left[e^{\Gamma g} \cos \left[(n^* + 1) \varphi_1 - \frac{2\omega}{c\beta_0} g \right] g \pm 2 \cos \left(n^* \varphi_1 - \frac{\omega}{c\beta_0} g \right) g \right] C_2 + \left[e^{\Gamma g} \sin \left[(n^* + 1) \varphi_1 - \frac{2\omega}{c\beta_0} g \right] g \pm 2 \sin \left(n^* \varphi_1 - \frac{\omega}{c\beta_0} g \right) g \right] C_1, \quad (40)$$

式中 $n^* \leq n$ 为电磁场线性增长结束所需要的与电子束相互作用次数. 在(39)和(40)式中, “-”对应于 $l^* = \text{偶数}$; “+”对应于 $l^* = \text{奇数}$.

文献[6]用一个直观的论证表明, 当电流很强时, 其自场引起的 dc 推迟势可以增加群聚, 并给出了增强因子 M

$$\Delta\theta'_{n^*} = M\Delta\theta_{n^*}, \quad (41)$$

$$M = \frac{2}{X} \left(\frac{1}{(1-X)^{1/2}} - 1 \right), \quad (42)$$

式中 $X = 2|e\Phi_{sc}|/mc^2\gamma_0^2\beta_0^2$, Φ_{sc} 为电子束的 dc 推迟势.

4) 调制电流的谐波分量

由(38)式可以求得复数群聚因子 B

$$B = e^{-i\Delta\theta'_{n^*}(t_0)} = \exp[iMAe^{\Gamma n^*g} F_1 \cos \omega t_0] \exp[iMAe^{\Gamma n^*g} F_2 \sin \omega t_0] = \sum_{l=-\infty}^{\infty} i^l J_l(MAF_1 e^{\Gamma n^*g}) e^{il\omega t_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(MAF_2 e^{\Gamma n^*g}) e^{im\omega t_0}. \quad (43)$$

调制电流 J_z 的表达式为

$$J_z(r, z, t) = -|e|n_0 \int v_z^{(0)} dt_0 \int 2\pi r_0 dr_0 v_z e^{-i\Delta\theta'_{n^*}(t_0)} \times \delta(z - z_e(t, t_0, r_0)) \frac{\delta(r - r_e(t, t_0, r_0))}{2\pi r} + \text{c.c.} \quad (44)$$

调制电流的谐波分量 I_{zn} 为

$$I_{zn} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi/\omega}^{\pi/\omega} 2\pi r dr \int_{-\pi/\omega}^{\pi/\omega} J_z(r, z, t) e^{i n \omega t} dt + c. c. \quad (45)$$

将(43)和(44)式代入(45)式,得

$$I_{zn} = -|e| n_0 v_z^{(0)} S_b \sum_{l=-\infty}^{\infty} i^l J_l(MAF_1 e^{\Gamma_n^* g}) (-1)^{l+n} J_{l+n}(MAF_2 e^{\Gamma_n^* g}) + c. c. \quad (46)$$

基波电磁辐射是由调制电流的一阶谐波分量 I_{z1} 产生的,从(46)式可得

$$\frac{I_{z1}}{I_{z0}} = 2 J_0(MAF_1 e^{\Gamma_n^* g}) J_1(MAF_2 e^{\Gamma_n^* g}) + 2 J_2(MAF_1 e^{\Gamma_n^* g}) \times [J_1(MAF_2 e^{\Gamma_n^* g}) - J_3(MAF_2 e^{\Gamma_n^* g})], \quad (47)$$

式中 $I_{z0} = |e| n_0 v_z^{(0)} S_b$ 为直流电流.从(47)式可看出,选择参数 $g, \omega, \beta_0, I_{z0}$ 和 A ,可以使调制电流与直流的比例超过 100%.

2.2 预群聚电子束在辐射腔中的辐射

由于从调制腔中出来的电子束已达到完全的群聚状态,后加速不改变群聚状态,只减小相对能散度,所以这种预群聚电子束进入辐射腔后与被激发的模场相互作用,以超辐射的形式发射微波,受激辐射可以忽略,其辐射方程可以与文献[5]一样导出,其形式为

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial z} = \frac{|e| c \beta_0 n_0}{UV_g} \int_{\left(z-\frac{\lambda}{2}\right)}^{\left(z+\frac{\lambda}{2}\right)} c \beta_0 dt_0 \int_0^{R_c} 2\pi r_0 dr_0 E_{pz}^* e^{-i\Delta\theta'_{n^*}(t_0)} e^{-i\Delta kz + i\omega t_0}, \quad (48)$$

$$\Delta k = k_z - \frac{\omega}{c\beta_0}, \quad (49)$$

$$U = \frac{1}{4\pi} \int_{\left(z-\frac{\lambda}{2}\right)}^{\left(z+\frac{\lambda}{2}\right)} dz \int_0^{R_c} 2\pi r dr [|\mathbf{E}_p|^2 + |\mathbf{B}_p|^2], \quad (50)$$

$$V_g = \frac{c}{4\pi} \int_{\left(z-\frac{\lambda}{2}\right)}^{\left(z+\frac{\lambda}{2}\right)} dz \int_0^{R_c} 2\pi r dr \frac{[\mathbf{E}_p \times \mathbf{B}_p^* + \mathbf{E}_p^* \times \mathbf{B}_p]}{U}, \quad (51)$$

式中 λ 和 k_z 分别为电磁波的波长和在辐射腔中的波数; $\mathbf{E}_p$ 和 $\mathbf{B}_p$ 分别为辐射腔中电磁波的本征解; U 为包含在一个波周期内每 $|\epsilon|^2$ 的电磁能; V_g 为电磁波群速度; R_c 为辐射腔的半径.

将(43)式代入(48)式,得

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} = & \frac{|e| c \beta_0 n_0 \pi R_c^2 \lambda E_{pz}^*(r_b)}{UV_g} e^{-i\Delta kz} \\ & \times [-J_0(MAF_1 e^{\Gamma_n^* g}) J_1(MAF_2 e^{\Gamma_n^* g}) \\ & + i J_1(MAF_1 e^{\Gamma_n^* g}) J_0(MAF_2 e^{\Gamma_n^* g})]. \end{aligned} \quad (52)$$

超辐射功率从(52)式可以算出,它的标度为

$$P \sim |\epsilon|^2 \sim I_{z0}^2, \quad (53)$$

而受激辐射功率的标度为

$$P \sim I_{z0}^{4/3}, \quad (54)$$

式中 I_{z0} 为电子束的直流电流.

- [1] R.B.Miller *et al.*, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **20**(1992),332.
- [2] B.M.Marder *et al.*, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **20**(1992),312.
- [3] R.W.Lemke, *J. Appl. Phys.*, **72**(1992),4422.
- [4] B.Levash *et al.*, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **20**(1992),263.
- [5] Wu Ding, *Proc. SPIE*, **2843**(1996),110; 强激光与粒子束, **8**(1996),47.
- [6] M.Friedman *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **64**(1988),3353.

MECHANISM OF MICROWAVE GENERATION IN SUPER-RELTRON

DING WU

(*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088*)

(Received 27 January 1997)

ABSTRACT

In this paper, a physical description of the mechanism of microwave generation in Super-Reltron is presented, and the analytical formulas of the beam bunching in the modulation cavity and the prebunching beam emitted in the radiation cavity are derived.

PACC: 5225P; 4180D; 5235; 5260