

迴旋磁控管工作性能的初步分析*

陈 增 圭

(中国科学院电子学研究所)

提 要

本文从色散方程出发,导出了迴旋磁控管的小信号增益表达式。估算了电子效率。用计算机进行了计算,结果表明,在一定条件下,工作于6次谐波的8mm迴旋磁控管($f_0 = 35\text{GHz}$)的小信号增益可达2dB/cm,电子效率接近8%。这些结果为设计和改进迴旋磁控管的工作特性提供了一定的理论依据。此外,为了提高效率,还提出了磁控管波导型迴旋佩尼管的设想。

一、引 言

迴旋管 (gyrotron) 是一类新型的微波器件,它能在毫米和亚毫米波段有效地产生相干的电磁辐射。根据电子迴旋脉塞的工作机理,迴旋管的工作频率越高,所需的外加磁场就越强。迴旋磁控管 (gyro-magnetron) 和谐波迴旋管等新颖器件^[1-2] 都是利用在高次谐波工作的原理,使所需的外加磁场值大大降低,这对实现迴旋管的永磁小型化包装,开拓更广泛的应用,以及在研制短波长迴旋管等方面都具有很大的意义。

本文着重分析迴旋磁控管放大器,其简要结构如图1所示。图中,空心电子束沿着外加直流磁场 B_0 的方向行进,其迴旋半径为 R_L ; 高频结构为一磁控管型波导。在迴旋磁控管中,束波相互作用与一般的迴旋管稍有不同,能量转换是发生在绕波导轴旋转的大轨道电子束和磁控管型波导模式之间。因为迴旋磁控管工作于第 l 次迴旋谐波频率,所以所需外加直流磁场值将大大降低,仅为基波工作时的 $1/l$ 。

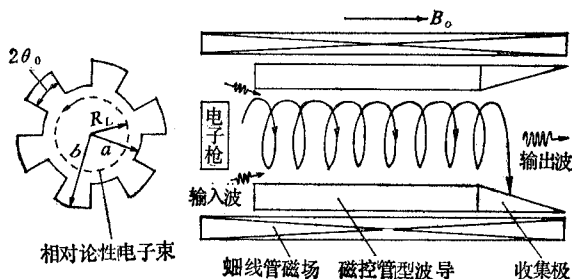


图1 迴旋磁控管放大器结构示意图

本文应用劳和巴尼特 (Lau 和 Barnett) 给出的色散方程式^[1],导出了迴旋磁控管放大

* 1984年11月23日收到,1985年4月9日修改定稿。

器小信号增益的解析表达式。估算了束波相互作用的电子效率。并用计算机进行了计算, 所得结果为理论设计提供了一定的依据。最后还提出了利用佩尼管 (peniotron) 互作用提高效率的设想。

二、小信号增益和电子效率

设图 1 所示的迴旋磁控管放大器有 N 个磁控管波导腔, a 和 b 分别为内外径尺寸, θ_0 为腔的半张角, R_L 为电子的大轨道迴旋半径。当调节外加磁场使电子的 l 次迴旋谐波频率 $l\omega_{ce}$ 接近等于磁控管波导模式的截止频率 ω_c 时, 电子束和波导模之间便产生强的谐振相互作用。对于 l 次迴旋谐波的同步相互作用, 劳和巴尼特给出了如下的色散关系式^[1]:

$$\omega^2 - k_z^2 c^2 - \omega_c^2 \simeq -\omega_c^4 \varepsilon / (\omega - k_z v_{0z} - l\omega_{ce})^2, \quad (1)$$

式中 k_z 为轴向波数; ω_{ce} 为电子的相对论迴旋角频率, 在同步相互作用情况下, $\omega \simeq l\omega_{ce} \simeq \omega_c$; v_{0z} 为电子的初始轴向速度; ε 为束波耦合常数, 其数值为

$$\varepsilon = 4 \left(\frac{\hat{\omega}_a}{\omega_c} \right)^2 \frac{N\theta_0}{(\pi p a)^2} \left(\frac{\sin l\theta_0}{l\theta_0} \right)^2 \frac{1}{[J'_l(pa)]^2 \Lambda}, \quad (2)$$

式中

$$p = \omega/c, \quad (3)$$

$$\hat{\omega}_a = \left(\frac{\pi}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \omega_a \beta_{0\perp} p R_L J'_l(p R_L), \quad (4)$$

$$\omega_a = \left(\frac{N_0 e^2}{2\pi \varepsilon_0 R_L^2 m_0 \gamma_0'} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

$$N_0 = \gamma / (2.818 \times 10^{-13}) (\text{cm}^{-3}), \quad (6)$$

$$v = I_b / (1.707 \times 10^4 \beta_{0z}), \quad (7)$$

$$\beta_{0z} = v_{0z}/C, \quad (8)$$

$$\beta_{0\perp} = v_{0\perp}/C, \quad (9)$$

$$\Lambda = \left\{ \frac{N\theta_0}{\pi} \left(\frac{\sin l\theta_0}{l\theta_0} \right)^2 \left[1 - \frac{J_l(pa)J'_l(pa)}{(J'_l(pa))^2} \right] - \frac{\phi_1}{J_1(pa)Y_1(pb) - J_1(pb)Y_1(pa)} + \frac{\phi_2 [J_1(pb)Y_0(pa) - J_0(pa)Y_1(pb)]}{[J_1(pa)Y_1(pb) - J_1(pb)Y_1(pa)]^2} \right\} \Big|_{\omega=\omega_c}, \quad (10)$$

$$\phi_1 = \frac{b}{a} J'_l(pb)Y_0(pa) - J_l(pb)Y_1(pa) + J_1(pa)Y_1(pb) - \frac{b}{a} Y'_l(pb)J_0(pa), \quad (11)$$

$$\phi_2 = J'_l(pa)Y_1(pb) + \frac{b}{a} Y'_l(pb)J_1(pa) - \frac{b}{a} J'_l(pb)Y_1(pa) - J_1(pb)Y'_l(pa). \quad (12)$$

由此可见, 色散方程(1)的形式与通常迴旋管的相类似。只有当方程(1)的右边小于零时, 整个电磁系统才不稳定, 而电子的初始横向速度 $v_{0\perp}$ 是引起不稳定的源。 $v_{0\perp}$ 越大, ε 越大, 波的增长率亦随之增大。 ε 的大小表征束波相互作用的强弱程度。另外, 当方程(1)右边的分母趋于零时, 即 $\omega \simeq k_z v_{0z} + l\omega_{ce}$ 时, 波的增长率达最大值, 这恰好是同步相互作用的相位要求。(10)、(11)和(12)式是根据 Λ 的定义求得的同步相互作用时的解析表达式。

上述诸式中 I_b 是束电流 (A), $J_l(X)$ 和 $Y_l(X)$ 分别为 l 阶贝塞耳 (Bessel) 函数和诺

伊曼 (Neumann) 函数, $J_l'(X)$ 和 $Y_l'(X)$ 分别为 l 阶贝塞耳函数和诺伊曼函数的一阶导数, $J_l''(X)$ 为 l 阶贝塞耳函数的二阶导数。

1. 小信号增益表达式

现在我们来求解色散方程(1)。令 $\omega = \omega_0 + \delta\omega_0$, 这里 $|\delta\omega_0| \ll \omega_0$, $\omega_0 = (k_z^2 c^2 + \omega_c^2)^{\frac{1}{2}} = k_z v_{0z} + l\omega_{ce}$, 代入(1)式, 且忽略 $(\delta\omega_0)^3$ 以上的高次项, 得到

$$(\delta\omega_0)^3 = -\frac{\omega_c^4 \mathcal{E}}{2\omega_0} = -\frac{\omega_c^4 \mathcal{E}}{2(k_z v_{0z} + l\omega_{ce})}. \quad (13)$$

对于增长波, 其解为:

$$\delta\omega_0 = \delta\omega_r + i\delta\omega_i = \frac{-1 - i\sqrt{3}}{2} \left[-\frac{\omega_c^4 \mathcal{E}}{2(k_z v_{0z} + l\omega_{ce})} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (14)$$

由此可得束波谐振相互作用的频宽 $\delta\omega_r$ 和线性增长率 $\delta\omega_i$ 分别为

$$\delta\omega_r = \frac{1}{2} \left[\frac{\omega_c^4 \mathcal{E}}{2(k_z v_{0z} + l\omega_{ce})} \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (15)$$

$$\delta\omega_i = \frac{\sqrt{3}}{2} \left[\frac{\omega_c^4 \mathcal{E}}{2(k_z v_{0z} + l\omega_{ce})} \right]^{\frac{1}{3}} = \sqrt{3} \delta\omega_r. \quad (16)$$

小信号状态下的总功率增益 G 由下式给出:

$$G = 20 \lg \left| \frac{E_{\text{out}}}{E_{\text{in}}} \right| = 20\delta\omega_i \tau / \ln 10 = 8.686\delta\omega_i L / v_{0z} \text{ (dB)}. \quad (17)$$

式中, L 是相互作用长度, $\tau = L/v_{0z}$ 为电子通过相互作用区域的渡越时间。单位长度的功率增益 g 为:

$$g = 8.686\delta\omega_i / v_{0z} \text{ (dB/cm)}. \quad (18)$$

2. 电子效率的估算

在实验室参考系和束参考系中, 束波相互作用的电子效率有如下关系式^[5]:

$$\eta_e = \frac{\omega^2 N'_0 (\gamma'_0 - 1)}{\omega'^2 N_0 (\gamma_0 - 1)} \eta_c, \quad (19)$$

式中 $\gamma'_0 = \gamma_0 / \gamma_z$, $N'_0 = N_0 / \gamma_z$, $\omega' = \gamma_z (\omega - k_z v_{0z})$, 而 $\gamma_z = (1 - \beta_{0z})^{-\frac{1}{2}}$ 。所有带“'”的量均为束参考系中的量, N_0 为单位长度上的电子数, 数值由(6)式决定。

从电磁不稳定性 and 束波谐振相互作用的频宽两者间的物理关系出发^[6], 可得

$$\omega'_r - i\Omega_c / \gamma'_0 = \delta\omega'_r, \quad (20a)$$

$$\omega'_r - i\Omega_c / \langle \gamma'_s \rangle \simeq -\delta\omega'_r, \quad (20b)$$

式中, $\langle \gamma'_s \rangle$ 为饱和时所有电子相对论因子 γ' 的平均值, γ'_0 为电子的初始相对论因子, Ω_c 为电子的非相对论迴旋角频率。上两式相减并利用波导模和电子束模相切这一条件 (此时相互作用最强), 可得

$$\gamma'_0 - \langle \gamma'_s \rangle \simeq \frac{2\gamma'_0 \delta\omega'_r}{\omega'_0} \simeq \frac{2\gamma'_0 \delta\omega_r}{\omega_c}. \quad (21)$$

由此得到束参考系中饱和电子效率为

$$\eta_e' = \frac{\gamma_0' - \langle \gamma_s' \rangle}{\gamma_0' - 1} \approx \frac{2\gamma_0'\delta\omega_r}{\omega_c(\gamma_0' - 1)} \quad (22)$$

需要注意,(22)式是一个近似表达式,由它求得的饱和电子效率是不精确的,仅是一种估算.在迴旋行波放大器中,这一估算值为大信号计算值的75—80%^[6].严格确定饱和电子效率须利用大信号束波相互作用理论进行计算.

三、计算实例和结果

迴旋磁控管放大器的小信号增益和电子效率的计算已编制出计算机程序.给定的参数如下:束电流 $I_0 = 1\text{A}$,工作频率 $f = 35\text{GHz}$,初始纵横速度比 $\alpha = 1.5$,腔数 $N = 6$,半张角 $\theta_0 = 15^\circ$,工作谐波数 $l = 6$.

图2表示电子效率 η_e 和单位长度增益 g 与归一化初始横向速度 β_{0L} 的关系.由图可见, η_e 和 g 随 β_{0L} 的增大而增大.这是因为当初始横向速度增大时,迴旋电子的拉摩半径 R_L 变大,从而遇到更强的磁控管波导模式场,有利于束波相互作用,导致 η_e 和 g 的增大.当然 β_{0L} 受磁控注入枪技术等因素的限制,并不能无限制地增大.由此我们可以得出结论:只要电子束具有大的迴旋动能,工作于高次谐波的迴旋磁控管是可以获得较高的增益和一定的效率的.当 $\beta_{0L} = 0.44$ 时,工作于6次谐波的迴旋管的单位长度增益可接近 2dB/cm,电子效率可达 7.6%.为了获得较高的增益和效率,从技术角度考虑,必须减小电子束的速度零散,并严格对中,保证电子束的旋转轴与磁控管波导轴一致等技术措施.

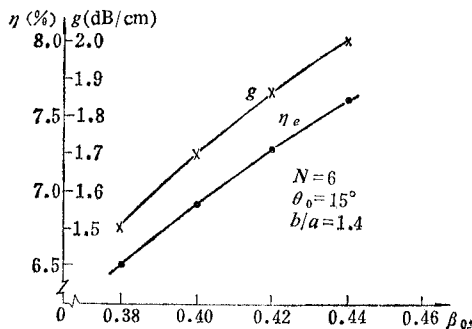


图2 增益 g 和效率 η_e 与 β_{0L} 的关系曲线

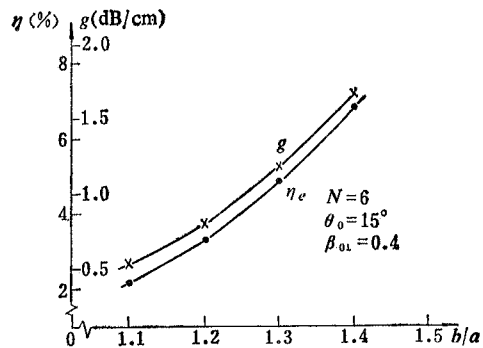


图3 增益 g 和效率 η_e 与 b/a 的关系曲线

单位长度增益 g 和电子效率 η_e 与磁控管波导的径向尺寸比 b/a 的关系示于图3.由图可见,当 b/a 增大时, g 和 η_e 将明显地增大.因为当 b/a 增大时,为了保持截止频率不变, a 必须减小,这样迴旋电子将遇到较强的角向电场,束波耦合系数 ϵ 将变大,所以 g 和 η_e 亦随之增大.当然 b/a 并不能变化很多,因为 a 的最小值是以电子迴旋半径 R_L 为极限的.在计算中,相应于 $b/a = 1.4, 1.3, 1.2, 1.1$ 的冷管色散方程的本征值 $pa = 2.71, 3.02, 3.34, 3.65$.

四、磁控管波导型迴旋佩尼管的设想

从上述计算实例可以看出,工作于高次谐波时电子效率还不够高。在这里我们提出采用佩尼管相互作用机理来提高电子效率的设想。众所周知,佩尼管是一种高效率的电子器件,其束波互作用源于相位分离效应(phase separation effect),初始时处于高频减速场的“有利相位电子”和处于高频加速场的“不利相位电子”,在与高频场相互作用过程中电子按相位自动分离,不同相位的两类电子都趋于高频减速场而共同交出迴旋动能。迴旋佩尼管(gyro-peniotron)是一种高效率的新型管种,理论效率可达90%^[3];还可实现高次谐波工作,大大降低了所需外加磁场。一般迴旋佩尼管采用圆电模^[4]或边廊模(Whispering gallery mode)^[3]工作。我们设想用磁控管型波导为高频电路,磁控管波导模为工作模式,构成磁控管波导型迴旋佩尼管(gyro-peniotron with the magnetron waveguide)。与迴旋磁控管一样,工作介质为绕着波导轴旋转的大迴旋半径电子束,使导引中心,即迴旋中心位于高频电场的节点,调节外加直流磁场,满足一定的谐振条件后就可发生佩尼管互作用,获得高的电子效率。对 2π 模式而言,导引中心两边的高频电场是不对称的,受激电磁辐射将发生在奇次迴旋谐波频率上:

$$\omega = (2n - 1)\omega_{ce} \pm k_z v_{0z}, \quad n = 1, 2, 3 \cdots; \quad (23)$$

式中, k_z 为轴向波数, v_{0z} 为初始轴向电子速度, \pm 号分别相应于前向波互作用和反向波互作用。式(23)即为谐振条件。图4表示磁控管波导型迴旋佩尼管的横截面结构和电子的自动相位分离效应,图中的高频电场力线相应于 2π 模式的情况。

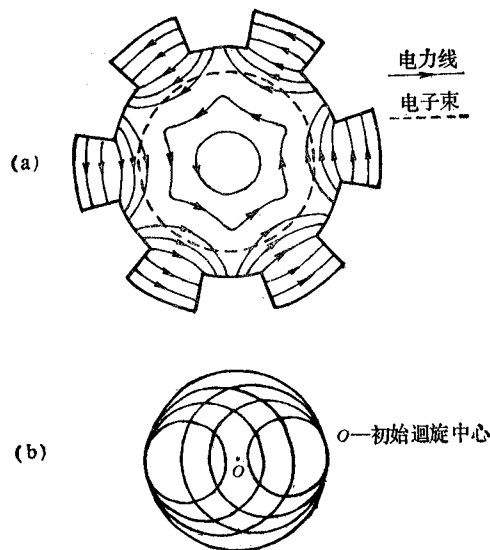


图4 (a) 磁控管波导型迴旋佩尼管横截面结构 (b) 电子的自动相位分离效应

对 π 模式,辐射频率既可以是奇次谐波也可以是偶次谐波频率,它取决于磁控管波导的数目即导引中心两边的高频电场是否对称。

在前面计算实例中,迴旋磁控管工作于 2π 模式、6 次迴旋谐波频率,则式(23)中 $n = 3$ 时,佩尼管相互作用将发生于 5 次迴旋谐波频率。为了保证工作频率 ($f = 35\text{GHz}$) 不变,需适当提高外加直流磁场值。根据潘尼管互作用的特点,此时电子效率预计将有明显的增大。关于磁控管波导型迴旋佩尼管的详细分析将另文讨论。本文的分析对振荡器也是适用的。

本工作得到西德亚琛工业大学高频技术研究所杜林教授 (Prof. Döring) 的关心和指教,郭和忠同志在磁控管波导型迴旋佩尼管方面的有益讨论,在此一并表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Y. Y. Lau and L. R. Barnett, *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*, 3(1982), 619.
- [2] D. B. McDermott, N. C. Luhman, Jr., D. S. Furuno, A. Kupiszewski and H. R. Jory, *ibid.*, 4(1983), 639.
- [3] P. Vittells, 9th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Takarazuka, Japan, 1984, p. 162.
- [4] S. Ono, K. Tsutaki and T. Kageyama, *IEDM Tech. Digest*, (1983), p. 456.
- [5] K. R. Chu, A. T. Drobot, V. L. Granastein and J. L. Sefor, *IEEE Trans. on MTT*, MTT-27 (1979), 178.
- [6] K. R. Chu, A. T. Drobot, H. H. Szu and P. Sprangle, *ibid.*, MTT-28 (1980), 313.

PRELIMINARY ANALYSES ON OPERATING CHARACTERISTICS OF GYROMAGNETRON

Chen Zenggui

(*Institute of Electronics, Academia Sinica*)

Starting from the dispersion relationship of gyro magnetron, the expression of small-signal gain has been derived. The electronic efficiency is also estimated. The computing results show that under defined conditions a gain per unit length of 2dB/cm and an electronic efficiency of nearly 8% at 35 GHz with 6th harmonic of the cyclotron frequency can be obtained. The computing results will be an useful information for design and improvement of gyro-magnetron. Moreover, the conceived gyro-peniotron with magnetron waveguide is proposed for efficiency enhancement.