

扇形腔旭日型磁控管结构的理论分析与数字模拟*

史迪夫[†] 王弘刚 李伟 钱宝良

(国防科学技术大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

(2012年8月25日收到; 2013年3月27日收到修改稿)

利用场分析法推导了扇形腔旭日型磁控管的色散关系, 通过 CST 模拟软件验证了理论推导的正确性, 分析了扇形腔旭日型磁控管的各项结构参数对 π 模截止频率和模式分隔度的影响. 研究表明: 色散关系的理论值与模拟值之间的最大相对误差不到 3%, π 模截止频率的理论值与模拟值之间的最大相对误差不到 1%; π 模截止频率 $f_{\pi c}$ 与阴极半径 R_c , 阳极半径 R_a , 大腔张角 $2\theta_1$ 成正比关系, 与小腔半径 R_{d0} , 大腔半径 R_{d1} , 小腔张角 $2\theta_0$ 成反比关系, 这一结论与同腔型磁控管的定性结论并不完全一致; 在径向比较上, 结构参数对频率的影响由大到小依次为: 阳极半径, 大腔半径, 小腔半径和阴极半径; 在角向比较上, 大腔张角对频率的影响较大, 小腔张角对频率的影响较小; 另外, 模式分隔度 γ 与大腔半径 R_{d1} 成正比关系, 与阴极半径 R_c , 小腔半径 R_{d0} , 小腔张角 $2\theta_0$ 成反比关系, 随阳极半径 R_a 或大腔张角 $2\theta_1$ 的增大先增大后减小.

关键词: 旭日型磁控管, 扇形谐振腔, 色散关系, 场分析法

PACS: 11.55.Fv, 11.10.-z

DOI: 10.7498/aps.62.151101

1 引言

相对论磁控管具有结构简单、效率高、适合长脉冲和高重复频率运行等特点, 是发展较为成熟的高功率微波源之一^[1,2]. 具有旭日型结构的相对论磁控管是由两组不同尺寸的谐振腔在角向上交替排列而构成的谐振系统^[3], 它能较好地区分 π 模式和其他模式, 避免模式竞争, 还能采用机械方法实现频率调谐^[2], 因而成为广泛关注的焦点. 在设计具有某指定工作频率或者设计具有较大频率调谐范围的磁控管时, 往往需要从磁控管的基本结构入手, 进行定量的理论分析. 目前, 理论分析的方法主要有两种: 电路分析法和场分析法. 电路分析法主要分析的是最低阶模式, 可给出直观、形象的物理概念, 有助于给出参数优化的思路^[4]. 而场分析法既可得到高阶低阶模式的色散关系, 又可利用场函数表达式分析和认知场分布以及模式^[1]. 另外, 高频电磁计算和粒子模拟软件虽然也能够精确地计算出磁控管各模式的工作频率, 但是进行一次频

率计算将耗费较长的时间, 且没有给出精确的理论公式, 不利于深入分析与理解^[5]. 在磁控管色散关系的研究中, 文献 [5] 利用电路分析法得到了扇形腔同腔型磁控管的色散关系, 其 π 模谐振频率的理论值与实验值或模拟值的相对误差在 3% 以内. 文献 [4,6] 利用场分析法分别对扇形腔同腔型磁控管和矩形腔旭日型磁控管的色散关系进行了介绍. 但是, 在目前的大多数磁控管中扇形腔旭日型磁控管结构被广泛采用 (特别是在调谐磁控管的研究中), 利用以上色散关系来研究已很不方便, 为此, 本文在已有的磁控管理论基础^[4,6-9] 上利用场分析法推导了扇形腔旭日型磁控管的色散关系, 并对其进行了模拟验证与分析.

2 理论推导

设 N 为磁控管阳极块上的总谐振腔数 (依次记为 $p = 0, 1, \dots, N-1$); $N/2$ 为大腔与小腔的数目 (依次记为 $s = 0, 1, \dots, N/2-1$); $2\theta_\beta$ 为谐振腔的张角; $R_c, R_a, R_{d\beta}$ 分别为阴极半径, 阳极半径和谐振腔半径; $\beta = 0, 1$ 分别表示小腔、大腔, 在如图 1 所

* 国家高技术发展计划项目资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: shidifu119@yahoo.com.cn

示的磁控管中心建立圆柱坐标系, 将场存在的区域分为同轴波导区和谐振腔区: 即 I 区 ($R_c < r < R_a$) 和 II 区 ($R_a < r < R_{d\beta}$).

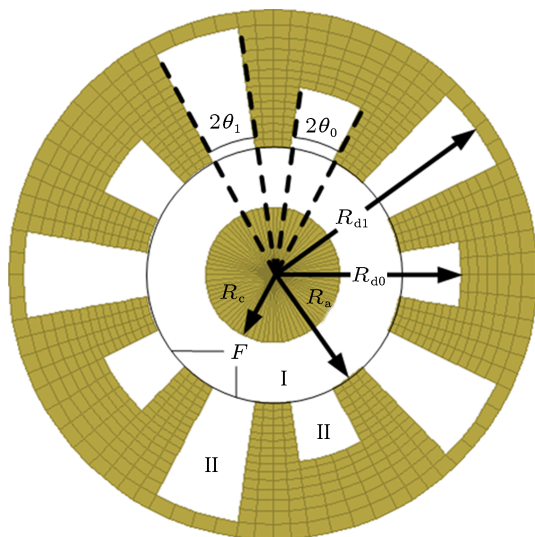


图1 旭日型谐振腔结构示意图

根据磁控管的特性, 作如下假设 [6,7]:

- 1) 高频场是时谐的, 即与时间的依赖关系可表述为 $e^{i\omega t}$;
- 2) 仅考虑横电波 TE 模的场分布特性, 即 $E_z = 0$;
- 3) 只考虑二维情况, 所有场与 z 无关;
- 4) 在谐振腔朝着相互作用空间的开放面 F 上, 场是一个常数.

场存在的区域中的 $H_z(T, z)$ 满足标量亥姆霍兹方程

$$(\nabla^2 + k^2)H_z(T, z) = 0, \quad (1)$$

其中, $\nabla^2 = \nabla_T^2 + \nabla_z^2$, $k^2 = k_c^2 + k_z^2$, 应用分离变量法, 令 $H_z(T, z) = H_z(T)Z(z)$, 可得

$$(\nabla_T^2 + k_c^2)H_z(T) = 0. \quad (2)$$

以下简记 $H_z(T)$ 为 H_z . 横向分量 E_φ 可由纵向分量 H_z 表示为

$$E_\varphi = \frac{i\omega\mu}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial r}. \quad (3)$$

对于 I 区, 方程 (2) 的通解为

$$H_z^{(\gamma)I}(k_c r) = [A_\gamma J_\gamma(k_c r) + B_\gamma N_\gamma(k_c r)] e^{i\gamma\varphi}, \quad (4)$$

其中, γ 为整数, $J_\gamma(k_c r)$ 为 γ 阶贝塞尔函数, $N_\gamma(k_c r)$ 为 γ 阶诺依曼函数.

结合 (3) 式和 (4) 式, 由边界条件

$$E_\varphi^{(\gamma)I}(k_c r)|_{r=R_c} = 0$$

可得

$$\frac{B_\gamma}{A_\gamma} = -\frac{J'_\gamma(k_c R_c)}{N'_\gamma(k_c R_c)}. \quad (5)$$

则 (4) 式化简为

$$H_z^{(\gamma)I}(k_c r) = A_\gamma Z_\gamma^I(k_c r) e^{i\gamma\varphi}, \quad (6)$$

其中

$$Z_\gamma^I(k_c r) = J_\gamma(k_c r) - \frac{J'_\gamma(k_c R_c)}{N'_\gamma(k_c R_c)} N_\gamma(k_c r). \quad (7)$$

由 (3) 式和 (6) 式可得

$$E_\varphi^{(\gamma)I}(k_c r) = \frac{i\omega\mu}{k_c} A_\gamma Z_\gamma^{I'}(k_c r) e^{i\gamma\varphi}, \quad (8)$$

其中

$$Z_\gamma^{I'}(k_c r) = J'_\gamma(k_c r) - \frac{J'_\gamma(k_c R_c)}{N'_\gamma(k_c R_c)} N'_\gamma(k_c r). \quad (9)$$

在 I 区中, 由 (6) 式和 (8) 式知, H_z 和 E_φ 的线性组合解可表示为

$$\begin{aligned} H_z^I(k_c r) &= \sum_{\gamma=-\infty}^{+\infty} A_\gamma Z_\gamma^I(k_c r) e^{i\gamma\varphi}, \\ E_\varphi^I(k_c r) &= \frac{i\omega\mu}{k_c} \sum_{\gamma=-\infty}^{+\infty} A_\gamma Z_\gamma^{I'}(k_c r) e^{i\gamma\varphi}. \end{aligned} \quad (10)$$

研究表明谐振腔中最低阶的角向模式对束波相互作用起着决定性的作用, 而且仅考虑谐振腔中最低阶的角向模式能极大地简化理论分析, 因此对于 II 区, 仅考虑最低阶模式 [4]. 由于在谐振腔朝着相互作用空间的开放面 F 上, 场是一个常数, 即可以认为角向均匀排列的谐振腔中, 尺寸相同的谐振腔具有相同的场形和幅值, 仅有相位的差异, 尺寸相同的谐振腔中相邻两腔的相位差异为 $2\pi n/(N/2)$, 其中 n 为整数, 表示模数. 因此对于 II 区, 方程 (2) 的通解可表示为

$$H_z^{(0)II}(k_c r) = [C_\beta J_0(k_c r) + D_\beta N_0(k_c r)] e^{i2\pi np/N}, \quad (11)$$

其中, $p = \beta + 2s$, $J_0(k_c r)$ 为 0 阶贝塞尔函数, $N_0(k_c r)$ 为 0 阶诺依曼函数.

结合 (3) 式和 (11) 式, 由边界条件

$$E_\varphi^{(0)II}(k_c r)|_{r=R_{d\beta}} = 0$$

可得

$$\frac{D_\beta}{C_\beta} = -\frac{J_0'(k_c R_{d\beta})}{N_0'(k_c R_{d\beta})}. \quad (12)$$

则 (11) 式化简为

$$H_z^{(0)\text{II}}(k_c r) = C_\beta Z_{0\beta}^{\text{II}}(k_c r) e^{i2\pi n p/N}, \quad (13)$$

其中

$$Z_{0\beta}^{\text{II}}(k_c r) = J_0(k_c r) - \frac{J_0'(k_c R_{d\beta})}{N_0'(k_c R_{d\beta})} N_0(k_c r). \quad (14)$$

由 (3) 式和 (13) 式可得

$$E_\varphi^{(0)\text{II}}(k_c r) = \frac{i\omega\mu}{k_c} C_\beta Z_{0\beta}^{\text{II}'}(k_c r) e^{i2\pi n p/N}, \quad (15)$$

其中

$$Z_{0\beta}^{\text{II}'}(k_c r) = J_0'(k_c r) - \frac{J_0'(k_c R_{d\beta})}{N_0'(k_c R_{d\beta})} N_0'(k_c r). \quad (16)$$

在 II 区中, 由 (13) 式和 (15) 式知, H_z 和 E_φ 的线性组合解可表示为

$$H_z^{\text{II}}(k_c r) = C_\beta Z_{0\beta}^{\text{II}}(k_c r) e^{i2\pi n p/N}, \\ E_\varphi^{\text{II}}(k_c r) = \frac{i\omega\mu}{k_c} C_\beta Z_{0\beta}^{\text{II}'}(k_c r) e^{i2\pi n p/N}. \quad (17)$$

由边界条件: 对于某一模数 n , 在第 p 个腔口面上, I 区中角向电场的线性组合解与 II 区中角向电场的线性组合解相等, 即

$$E_\varphi^{\text{I}}(k_c r)|_{r=R_a} = \begin{cases} E_\varphi^{\text{II}}(k_c r)|_{r=R_a}, & \varphi \in (2\pi p/N - \theta_\beta, 2\pi p/N + \theta_\beta), \\ 0, & \text{其他.} \end{cases} \quad (18)$$

可得

$$\frac{i\omega\mu}{k_c} \sum_{\gamma=-\infty}^{+\infty} A_\gamma Z_\gamma^{\text{I}}(k_c R_a) e^{i\gamma\varphi} = \begin{cases} \frac{i\omega\mu}{k_c} C_\beta Z_{0\beta}^{\text{II}'}(k_c R_a) e^{i2\pi n p/N}, & \varphi \in (2\pi p/N - \theta_\beta, 2\pi p/N + \theta_\beta), \\ 0, & \text{其他.} \end{cases} \quad (19)$$

傅里叶展开系数为

$$A_\gamma Z_\gamma^{\text{I}'}(k_c R_a) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} C_\beta Z_{0\beta}^{\text{II}'}(k_c R_a) e^{i2\pi n p/N} e^{-i\gamma\varphi} d\varphi \\ = \frac{1}{2\pi} \sum_{p=0}^{N-1} \int_{2\pi p/N - \theta_\beta}^{2\pi p/N + \theta_\beta} C_\beta Z_{0\beta}^{\text{II}'}(k_c R_a) e^{i2\pi n p/N} e^{-i\gamma\varphi} d\varphi \\ = \frac{1}{\pi} \sum_{p=0}^{N-1} C_\beta Z_{0\beta}^{\text{II}'}(k_c R_a) e^{i2\pi n p/N} e^{-i2\pi\gamma p/N} \frac{\sin(\gamma\theta_\beta)}{\gamma} \\ = \frac{1}{\pi} \sum_{\beta=0}^1 C_\beta Z_{0\beta}^{\text{II}'}(k_c R_a) \frac{\sin(\gamma\theta_\beta)}{\gamma} \sum_{s=0}^{N/2-1} e^{-i2\pi(\gamma-n)(\beta+2s)/N}, \quad (20)$$

其中, 令 $m = 2(\gamma - n)/N$, 则

$$\sum_{s=0}^{N/2-1} e^{-i2\pi(\gamma-n)(\beta+2s)/N} = \sum_{s=0}^{N/2-1} e^{-i\pi m(\beta+2s)} = \begin{cases} \frac{N}{2} e^{-i\pi m\beta}, & m \in Z, \\ e^{-i\pi m\beta} \frac{1 - e^{-i2\pi(\gamma-n)}}{1 - e^{-i2\pi m}} e^{-i2\pi m} = 0, & m \notin Z. \end{cases} \quad (21)$$

可得

$$A_\gamma = \begin{cases} \frac{1}{Z_\gamma'(k_c R_a)} \frac{N}{2\pi} \sum_{\beta=0}^1 C_\beta Z_{0\beta}^{\text{II}'}(k_c R_a) \frac{\sin(\gamma\theta_\beta)}{\gamma} e^{-i\pi m\beta}, & m \in Z, \\ 0, & m \notin Z. \end{cases} \quad (22)$$

由边界条件: 对于某一模数 n , 在第 p' 个腔口面上, I 区中轴向磁场线性组合解的平均值与 II 区中轴向磁场线性组合解的平均值相等, 即

$$\bar{H}_z^{\text{I}}(k_c r)|_{r=R_a} = \bar{H}_z^{\text{II}}(k_c r)|_{r=R_a}, \quad (23)$$

可得

$$\frac{1}{2\theta_{\beta'}} \sum_{\gamma=-\infty}^{+\infty} \int_{2\pi p/N-\theta_{\beta'}}^{2\pi p/N+\theta_{\beta'}} A_{\gamma} Z_{\gamma}^I(k_c R_a) e^{i\gamma\varphi} d\varphi = \frac{1}{2\theta_{\beta'}} \int_{2\pi p/N-\theta_{\beta'}}^{2\pi p/N+\theta_{\beta'}} C_{\beta'} Z_{0\beta'}^{\text{II}}(k_c R_a) e^{i2\pi n p/N} d\varphi, \\ \sum_{\gamma=-\infty}^{+\infty} A_{\gamma} Z_{\gamma}^I(k_c R_a) \frac{\sin(\gamma\theta_{\beta'})}{\gamma\theta_{\beta'}} e^{i2\pi\gamma p/N} = C_{\beta'} Z_{0\beta'}^{\text{II}}(k_c R_a) e^{i2\pi n p/N}, \quad (24)$$

其中, $\gamma = n + mN/2$, $p' = \beta' + 2s$. 将 (22) 式代入 (24) 式可得

$$\sum_{\beta=0}^1 C_{\beta} Z_{0\beta}^{\text{II}}(k_c R_a) \lambda_{\beta\beta'} = C_{\beta'} Z_{0\beta'}^{\text{II}}(k_c R_a), \quad (25)$$

其中

$$\lambda_{\beta\beta'} = \frac{N\theta_{\beta}}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(\gamma\theta_{\beta})}{\gamma\theta_{\beta}} \frac{\sin(\gamma\theta_{\beta'})}{\gamma\theta_{\beta'}} \\ \times e^{-i\pi m(\beta-\beta')} \frac{Z_{\gamma}^I(k_c R_a)}{Z_{\gamma}^{\text{II}}(k_c R_a)}. \quad (26)$$

(25) 式代表了一组关于 C_0 和 C_1 的线性齐次方程, 要得到非零解必须要求其系数行列式为零, 即

$$\begin{bmatrix} \lambda_{00} - \frac{Z_{00}^{\text{II}}(k_c R_a)}{Z_{00}^{\text{II}'}(k_c R_a)} & \\ & \lambda_{11} - \frac{Z_{01}^{\text{II}}(k_c R_a)}{Z_{01}^{\text{II}'}(k_c R_a)} \end{bmatrix} \\ - \lambda_{01}\lambda_{10} = 0. \quad (27)$$

上式即为扇形腔旭日型磁控管的色散关系.

因此, 扇形腔旭日型磁控管结构中的场函数可以表示成

$$E_r = -\frac{i\omega\mu}{k_c^2 r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi}, \\ E_{\varphi} = \frac{i\omega\mu}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial r}, \\ H_r = -\frac{ik_z}{k_c^2 r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi}, \\ H_{\varphi} = -\frac{ik_z}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial r}, \\ H_z = \begin{cases} H_z^{\text{I}}(k_c r) = \sum_{\gamma=-\infty}^{+\infty} A_{\gamma} Z_{\gamma}^{\text{I}}(k_c r) e^{i\gamma\varphi}, \\ H_z^{\text{II}}(k_c r) = C_{\beta} Z_{0\beta}^{\text{II}}(k_c r) e^{i2\pi n p/N}. \end{cases} \quad (28)$$

当 $\beta = \beta' = 0$ 时, (27) 式退化为扇形腔同腔型磁控管的色散关系 [4]

$$2\lambda_{00} - \frac{Z_{00}^{\text{II}}(k_c R_a)}{Z_{00}^{\text{II}'}(k_c R_a)} = 0. \quad (29)$$

3 模拟验证与分析

现以一只如图 1 所示的 10 腔旭日型相对论磁控管为例, 利用 CST 模拟软件验证理论推导的正确

性, 并通过 CST 模拟和理论计算来研究旭日型磁控管的各项结构参数对 π 模截止频率 $f_{\pi c}$ 和模式分隔度 γ 的影响. 其中, 模式分隔度 γ 的定义 [3] 为

$$\gamma = \frac{\Delta\omega}{\omega_{\pi}} = \frac{|\omega_{\pi} - \omega_{(N/2-1)}|}{\omega_{\pi}}, \quad (30)$$

式中, N (N 为偶数) 为谐振腔数目, ω_{π} 为 π 模谐振角频率, $\omega_{(N/2-1)}$ 为 $N/2-1$ 模谐振角频率.

设该磁控管的原始结构参数 [10] 为: 阴极半径 $R_c = 11.1$ mm, 阳极半径 $R_a = 21.1$ mm, 小谐振腔半径 $R_{d0} = 31.1$ mm, 大谐振腔半径 $R_{d1} = 41.1$ mm, 小谐振腔张角 $2\theta_0 = 20^\circ$, 大谐振腔张角 $2\theta_1 = 20^\circ$. 利用 CST 软件得到的截止频率模拟值和利用 Matlab 编程计算 (27) 式得到的截止频率理论值如图 2 所示, 其中模数 $n = 5$ 对应的 π 模截止频率模拟值和理论值分别为 3.36 GHz 和 3.35 GHz. 从图中可以看到, 各模数对应的理论值与模拟值符合得较好, 它们的最大相对误差不到 3%, 从而较好地证明了理论推导的正确性.

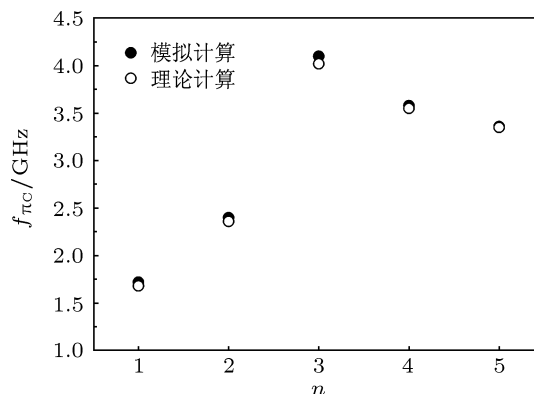


图 2 10 腔旭日型磁控管的色散关系

针对该磁控管结构的 π 模截止频率, 现改变其中一个结构参数, 其他结构参数保持原始参数不变, 利用 CST 软件得到的 π 模截止频率模拟值和利用 Matlab 编程计算 (27) 式得到的 π 模截止频率理论值, 以及模式分隔度 γ 随结构参数的变化关系如图 3 所示.

通过比较以上所有 π 模截止频率的模拟计算结果和理论计算结果, 发现理论值与模拟值符合得较好, 它们的最大相对误差不到 1%, 从而证明了该

理论对旭日型磁控管 π 模截止频率的计算具有较高的准确性。

从图 3 中还可以得到以下定性的结论: 图 3(a) 表明 π 模截止频率 $f_{\pi c}$ 随阴极半径 R_c 的增大而增大, 模式分隔度 γ 随阴极半径 R_c 的增大而减小; 图 3(b) 表明 π 模截止频率 $f_{\pi c}$ 随阳极半径 R_a 的增大而增大, 模式分隔度 γ 随阳极半径 R_a 的增大先增大后减小; 图 3(c) 表明 π 模截止频率 $f_{\pi c}$ 和模式分隔度 γ 均随小腔半径 R_{d0} 的增大而减小; 图 3(d) 表

明 π 模截止频率 $f_{\pi c}$ 随大腔半径 R_{d1} 的增大而减小, 模式分隔度 γ 随大腔半径 R_{d1} 的增大而增大; 图 3(e) 表明 π 模截止频率 $f_{\pi c}$ 和模式分隔度 γ 均随小腔张角 $2\theta_0$ 的增大而减小; 图 3(f) 表明 π 模截止频率 $f_{\pi c}$ 随大腔张角 $2\theta_1$ 的增大而增大, 模式分隔度 γ 随大腔张角 $2\theta_1$ 的增大先增大后减小。

而在扇形腔同腔型磁控管中, 具有以下定性的结论: π 模截止频率与阳极半径成正比, 与阴极半径, 谐振腔半径, 谐振腔张角成反比。

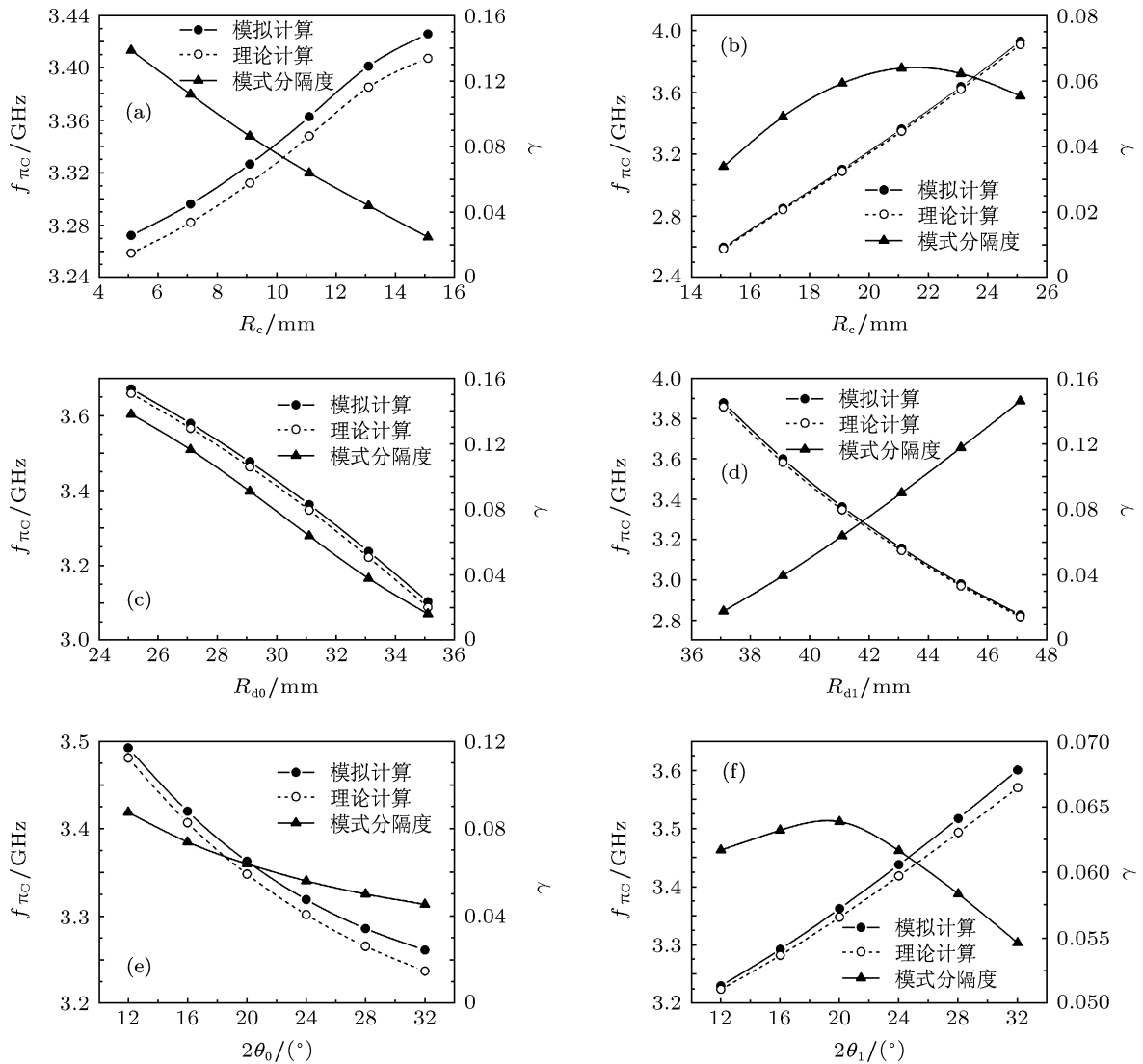


图 3 π 模截止频率 $f_{\pi c}$ 和模式分隔度 γ 随结构参数的变化关系 (a) $f_{\pi c}$ 和 γ vs R_c ; (b) $f_{\pi c}$ 和 γ vs R_a ; (c) $f_{\pi c}$ 和 γ vs R_{d0} ; (d) $f_{\pi c}$ 和 γ vs R_{d1} ; (e) $f_{\pi c}$ 和 γ vs $2\theta_0$; (f) $f_{\pi c}$ 和 γ vs $2\theta_1$

从扇形腔旭日型磁控管得到的定性结论中, 可以看到, π 模截止频率随小腔张角的变化方向与随大腔张角的变化方向并不一致; 从旭日型磁控管与同腔型磁控管的定性结论的比较中, 可以看到, π 模

截止频率随阳极半径或谐振腔半径或小腔张角的变化方向是一致的, 而 π 模截止频率随阴极半径或大腔张角的变化方向却是不一致的. 因此, 在设计旭日型磁控管的结构时, 除了要考虑模式分隔度之

外, 以上特点还须特别注意, 而其物理机制有待于进一步的研究.

为了较为直观地定量地比较扇形腔旭日型磁控管的各项结构参数对频率影响的大小, 对图 3 的数据进行了分析和处理, 结果如表 1 和表 2 所示.

表 1 径向结构参数对频率的影响

X	R_c	R_a	R_{d0}	R_{d1}
$\Delta X/\text{mm}$	10	10	10	10
$\Delta f_{\pi c}/\text{GHz}$	0.15	1.33	-0.57	-1.05
$(\Delta f_{\pi c}/\Delta X)/(\text{GHz}/\text{mm})$	0.015	0.133	-0.057	-0.105

表 2 角向结构参数对频率的影响

X	$2\theta_0$	$2\theta_1$
$\Delta X/(\text{^\circ})$	20	20
$\Delta f_{\pi c}/\text{GHz}$	-0.23	0.37
$(\Delta f_{\pi c}/\Delta X)/(\text{GHz}/(\text{^\circ}))$	-0.0115	0.0185

以上两表中, X 表示结构参数, ΔX 表示结构参数的变化量, $\Delta f_{\pi c}$ 表示 π 模截止频率的变化量, $\Delta f_{\pi c}/\Delta X$ 表示 π 模截止频率关于结构参数的平均变化率, 负号表示变化为反向.

从表 1 中可以看出, 在径向比较上, π 模截止频率关于结构参数的平均变化率的绝对值由大到小依次是: $|\Delta f_{\pi c}/\Delta R_a| > |\Delta f_{\pi c}/\Delta R_{d1}| > |\Delta f_{\pi c}/\Delta R_{d0}| > |\Delta f_{\pi c}/\Delta R_c|$, 表明阳极半径的改变对频率的影响最大, 其次是大腔半径, 再次是小腔半径, 阴极半径的变化对频率的影响最小. 因此, 在设计某指定频率的该类型磁控管的过程中, 当没有特别的条件限制时, 为了实现频率调节范围的最大化, 可将调节阳极半径作为首选; 当整个系统对径向尺寸没有限制时, 也可选择调节大腔半径来实现较大范围的频率调节; 当整个系统对径向尺寸有限制时, 还可选择调节小腔半径来实现较大范围的频率调节; 而阴极对于调频则是最后的选择.

从表 2 中可以看出, 在角向比较上, π 模截止频率关于结构参数的平均变化率的绝对值由大到小依次是: $|\Delta f_{\pi c}/\Delta \theta_1| > |\Delta f_{\pi c}/\Delta \theta_0|$, 表明大腔张角的

变化对频率的影响较大, 小腔张角的变化对频率的影响较小. 此结论对于设计某指定频率的该类型磁控管同样具有一定的指导作用.

在设计频率可调谐的该类型磁控管的过程中, 虽然调节阳极半径实现频率调谐可获得最大的带宽, 但调节阳极半径会在较大程度上改变磁控管的功率容量, 且目前调节阳极半径还没有出现一个可行的设计加工方案, 有待于进一步的研究. 在机械调谐方案中, 通常将小扇形谐振腔设计为小矩形谐振腔, 通过在径向方向上移动腔底的导电滑块来改变小腔半径, 从而实现频率调谐. 文献 [7] 采用调节小腔半径的方式很好地实现了频率调谐, 并在实验上得到了充分验证. 而如果将大扇形谐振腔设计为大矩形谐振腔也按照上述方式进行频率调谐, 则大腔腔底的导电滑块的移动将不利于系统紧凑化、小型化. 另外, 调节大腔或者小腔的张角来实现频率调谐在设计加工上具有较大难度, 因此目前也不予考虑.

4 结论

本文推导并模拟验证了扇形腔旭日型磁控管的色散关系, 分析了扇形腔旭日型磁控管的各项结构参数对 π 模截止频率和模式分隔度的影响. 研究表明: 色散关系的理论值与模拟值之间的最大相对误差不到 3%, π 模截止频率的理论值与模拟值之间的最大相对误差不到 1%; π 模截止频率 $f_{\pi c}$ 与阴极半径 R_c , 阳极半径 R_a , 大腔张角 $2\theta_1$ 成正比关系, 与小腔半径 R_{d0} , 大腔半径 R_{d1} , 小腔张角 $2\theta_0$ 成反比关系, 这一定性结论与同腔型磁控管的定性结论并不完全一致; 在径向比较上, 结构参数对频率的影响由大到小依次为: 阳极半径, 大腔半径, 小腔半径和阴极半径; 在角向比较上, 大腔张角对频率的影响较大, 小腔张角对频率的影响较小; 另外, 模式分隔度 γ 与大腔半径 R_{d1} 成正比关系, 与阴极半径 R_c , 小腔半径 R_{d0} , 小腔张角 $2\theta_0$ 成反比关系, 随阳极半径 R_a 或大腔张角 $2\theta_1$ 的增大先增大后减小. 这一结论为旭日型磁控管的频率设计提供了一定的指导, 为磁控管的进一步研究奠定了理论基础.

- [1] Li W 2011 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [李伟 2011 博士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]
- [2] James B, John A S, Edl S 2008 *High Power Microwaves* (Beijing: National Defense Industry Press) (in Chinese) [James B, John A S, Edl S 2008 高功率微波 (北京: 国防工业出版社)]
- [3] Wang W X 2005 *Microwave Engineering Technology* (Beijing: National Defence Industry Press) (in Chinese) [王文祥 2005 微波工程技术 (北京: 国防工业出版社)]
- [4] Deng X L 2010 *M. S. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [邓小龙 2010 硕士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]
- [5] Fan Y W, Liu J, Zhong H H, Shu T, Li Z Q 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 083310
- [6] Norman M K, Willis E L 1948 *J. Appl. Phys.* **19** 166
- [7] Li T M 2005 *Ph. D. Dissertation* (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [李天明 2005 博士学位论文 (成都: 电子科技大学)]
- [8] Li W, Liu Y G 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 021103 (in Chinese) [李伟, 刘永贵 2012 物理学报 **61** 021103]
- [9] Zhao L 2007 *M. S. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [赵林 2007 硕士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]
- [10] Shi D F, Wang H G, Du G X, Li W 2013 *High Power Laser and Particle Beams* **25** 0087 (in Chinese) [史迪夫, 王弘刚, 杜广星, 李伟 2013 强激光与粒子束 **25** 0087]

Theoretical analysis and numerical simulation of rising sun magnetron with sector cavities*

Shi Di-Fu[†] Wang Hong-Gang Li Wei Qian Bao-Liang

(College of Opto-electric Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 25 August 2012; revised manuscript received 27 March 2013)

Abstract

Field analysis method is used to deduce the dispersion relation of rising-sun magnetron with sector cavities, which is proved correct by the high frequency field analysis software, and the influence of each structure parameter of the magnetron on the cutoff frequency of π mode and the mode isolation is investigated. The results show that the relative errors between the theoretical values and the simulation values of the dispersion relation are less than 3%, and the relative errors between the theoretical and simulation cutoff frequencies of π mode are less than 1%. Cutoff frequency of π mode is in direct proportion to the cathode radius R_c , anode radius R_a and big cavity angle $2\theta_1$, but in inverse proportion to small cavity radius R_{d0} , big cavity radius R_{d1} and small cavity angle $2\theta_0$. However, these qualitative relationships are not entirely consistent with those of the same cavity magnetron. In radial orientation, the structure parameters, the influence of which on frequency is sorted in descending order, are as follows: anode radius, big cavity radius, small cavity radius and cathode radius. In angular orientation, the influence of big cavity angle on frequency is greater than that of small cavity angle. In addition, mode isolation γ is in direct proportion to big cavity radius R_{d1} , but in inverse proportion to cathode radius R_c , small cavity radius R_{d0} , and small cavity angle $2\theta_0$, and it increases first and then decreases with the increase in anode radius R_a or big cavity angle $2\theta_1$.

Keywords: rising-sun magnetron, sector cavity, dispersion relation, field analysis method

PACS: 11.55.Fv, 11.10.-z

DOI: 10.7498/aps.62.151101

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China.

[†] Corresponding author. E-mail: shidifu119@yahoo.com.cn