

类磁控管结构的理论分析*

李伟† 刘永贵

(国防科技大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

(2010年12月23日收到; 2011年4月15日收到修改稿)

利用场匹配法得到了类磁控管结构的色散关系以及场函数表达式的同时, 利用高频电磁场分析软件验证了所得结果正确性, 并改变结构参数考察了截止频率的变化情况. 最终结果表明: 在保证其他参量不变的前提下, π 模截止频率随外半径的减小, 内半径的增大或谐振腔数的增多而提高, 随谐振腔张角的增大而降低. 所得结果对于分析同轴辐射相对论磁控管的模式转换和传输特性奠定了基础.

关键词: 类磁控管结构, 场匹配法, 同轴辐射相对论磁控管, 高功率微波

PACS: 11.55.Fv, 11.10.-z

1 引言

相对论磁控管是一种结构简单, 效率高的高功率微波源器件. 通常情况下, 它是由一个阴极和一个围绕阴极且角向呈周期变化的阳极组成. 为了实现相对论磁控管系统的小型化和紧凑化, 目前同轴辐射相对论磁控管^[1-9]成为大家关注的焦点. 同轴辐射相对论磁控管是将传统的相对论磁控管的微波提取结构从径向改为轴向, 从而实现微波的直接同轴辐射. 这种类型的磁控管不仅结构紧凑, 磁场系统简单, 而且可以实现高功率高效率的同轴微波输出. 另外, 改变微波提取结构中张角槽的数目还可以实现不同 TE 模式的微波辐射^[3-6]. 典型的同轴辐射相对论磁控管结构如图 1 所示. 从图 1 中可以看到, 同轴辐射相对论磁控管实际上是由许多磁控管结构以及类磁控管结构所组成. 类磁控管结构是指不包含阴极, 只有角向周期变化阳极的波导结构. 因此, 要定量分析同轴辐射相对论磁控管的模式转换、传输以及反射等问题, 必须先从对这两种基本结构的分析入手. 借助于已有的磁控管理论^[10,11], 本文对类磁控管结构进行理论分析.

2 理论推导

类磁控管结构, 如图 2 所示. 将其划分为谐振

腔区和圆波导区, 分别称为 I 区和 II 区.

角向周期变化的 I 区中的场可以表示为^[12]

$$H_{z1} = A_1 Z_{\gamma_1}(k_c \rho) \cos \gamma_1(\varphi_1 - \theta) e^{j\tau x}, \quad (1)$$

$$x = 1, \dots, Q,$$

其中, θ 为谐振腔张角的一半, $\gamma_1 = \frac{m\pi}{2\theta}$, m 为整数, $Z_{\gamma_1}(k_c \rho) = J_{\gamma_1}(k_c \rho) - \frac{J'_{\gamma_1}(k_c R_o)}{N'_{\gamma_1}(k_c R_o)} N_{\gamma_1}(k_c \rho)$, R_o 为谐振腔半径, $J_{\gamma}(k_c \rho)$ 和 $N_{\gamma}(k_c \rho)$ 分别为第一类和第二类贝塞尔函数, $\tau = \frac{2\pi n}{Q}$, n 为模式数, Q 为谐振腔的数目.

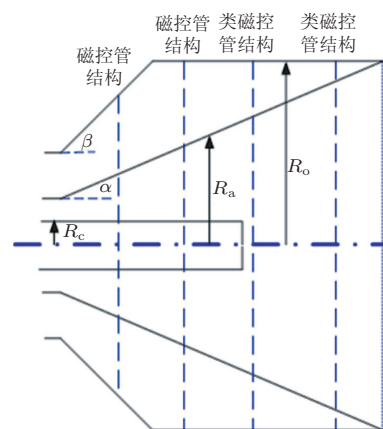


图 1 典型的同轴辐射相对论磁控管结构图

* 国家高技术发展计划项目资助的课题.

† E-mail: nudt_weili@yahoo.com

这样, I 区中的角向电场分量可以表示成

$$E_{\varphi_1 x} = \frac{j\omega\mu}{k_c^2} A_1 Z'_{\gamma_1 1}(k_c \rho) \cos \gamma_1(\varphi_1 - \theta) e^{j\tau x}. \quad (2)$$

II 区中的场可以表示为 [12]

$$H_{z_2} = A_2 J_{\gamma_2}(k_c \rho) e^{j\gamma\varphi_2}. \quad (3)$$

则, II 区中的角向电场分量为

$$E_{\varphi_2} = \frac{j\omega\mu}{k_c^2} A_2 J'_{\gamma_2}(k_c \rho) e^{j\gamma\varphi_2}. \quad (4)$$

得到了两个区域场的表达式之后, 为了将两个场联系起来, 在边界面上 ($\rho = R_a$ 处) 进行匹配.

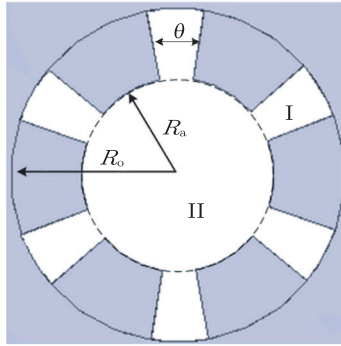


图2 类磁控管结构示意图

在 I 区和 II 区的交界面上存在电场的切向分量连续和磁场的法向分量连续, 即有

$$\begin{aligned} 1) E_{\varphi_2} &= E_{\varphi_1 x} \\ \int E_{\varphi_2}|_{\rho=R_a} &= \int E_{\varphi_1 x}|_{\rho=R_a}, \\ \int_0^{2\pi} A_2 J'_{\gamma_2}(k_c \rho) d\varphi_2 \\ &= Q \int_{\frac{2\pi x}{Q}-\theta}^{\frac{2\pi x}{Q}+\theta} A_1 Z'_{\gamma_1 1}(k_c \rho) e^{j\tau x} e^{-j\gamma\varphi_2} \\ &\quad \times \cos \gamma_1(\varphi_1 - \theta) d\varphi_2, \end{aligned}$$

解得

$$\begin{aligned} A_2 J'_{\gamma_2}(k_c R_a) &= \frac{Q \sin \gamma \theta}{\pi \gamma} A_1 Z'_{\gamma_1 1}(k_c R_a) \\ &\quad \times \cos \gamma_1(\varphi_1 - \theta) e^{j\frac{2\pi x}{Q}(n-\gamma)}, \end{aligned}$$

其中, $\gamma = n + mQ$, m 为整数. 所以

$$\begin{aligned} A_2 &= \frac{A_1 Z'_{\gamma_1 1}(k_c R_a)}{J'_{\gamma_2}(k_c R_a)} \frac{Q \sin \gamma \theta}{\pi \gamma} \cos \gamma_1(\varphi_1 - \theta) \\ &\quad \times e^{j\frac{2\pi x}{Q}(n-\gamma)}. \end{aligned} \quad (5)$$

$$2) \bar{H}_2 = \bar{H}_1$$

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2\theta} \sum_{\gamma=-\infty}^{+\infty} \int_{\frac{2\pi x}{Q}-\theta}^{\frac{2\pi x}{Q}+\theta} A_2 J_{\gamma_2}(k_c \rho) e^{j\gamma\varphi_2} d\varphi_2 \\ &= \sum_{\gamma_1=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2\theta} \int_{-\theta}^{+\theta} A_1 Z_{\gamma_1 1}(k_c \rho) \\ &\quad \times \cos \gamma_1(\varphi_1 - \theta) e^{j\tau x} d\varphi_1. \end{aligned}$$

将 (5) 式代入上式, 在 $\rho = R_a$ 处, 有

$$\begin{aligned} &\cos \gamma_1(\varphi_1 - \theta) \sum_{\gamma=-\infty}^{+\infty} A_1 Z'_{\gamma_1 1} \\ &\quad \times (k_c R_a) \frac{Q\theta}{\pi} \left(\frac{\sin \gamma \theta}{\gamma \theta}\right)^2 \frac{J_{\gamma_2}(k_c R_a)}{J'_{\gamma_2}(k_c R_a)} \\ &= \sum_{\gamma_1=-\infty}^{+\infty} A_1 Z_{\gamma_1 1}(k_c R_a) \frac{\sin 2\gamma_1 \theta}{2\gamma_1 \theta} \\ &\quad \times \sum_{\gamma=-\infty}^{+\infty} A_1 \frac{Q\theta}{\pi} \left(\frac{\sin \gamma \theta}{\gamma \theta}\right)^2 \frac{J_{\gamma_2}(k_c R_a)}{J'_{\gamma_2}(k_c R_a)} \\ &= \sum_{\gamma_1=-\infty}^{+\infty} A_1 \frac{Z_{\gamma_1 1}(k_c R_a)}{Z'_{\gamma_1 1}(k_c R_a)} \frac{\sin 2\gamma_1 \theta}{2\gamma_1 \theta} \\ &\quad \times \frac{1}{\cos \gamma_1(\varphi_1 - \theta)}. \end{aligned} \quad (6)$$

由于 $\gamma_1 = \frac{m\pi}{2\theta}$, 当 γ_1 从 $-\infty$ 取到 $+\infty$ 时, 只有 $\gamma_1 = 0$, 即 $m = 0$, 方程右边才不为零, 因此方程 (6) 变为

$$\begin{aligned} &\sum_{\gamma=-\infty}^{+\infty} A_1 \frac{Q\theta}{\pi} \left(\frac{\sin \gamma \theta}{\gamma \theta}\right)^2 \frac{J_{\gamma_2}(k_c R_a)}{J'_{\gamma_2}(k_c R_a)} \\ &= A_1 \frac{Z_{01}(k_c R_a)}{Z'_{01}(k_c R_a)}, \end{aligned} \quad (7)$$

方程 (7) 中的 A_1 有非零解的必要条件是其系数行列式为零, 即

$$\begin{aligned} &\sum_{\gamma=-\infty}^{+\infty} \frac{Q\theta}{\pi} \left(\frac{\sin \gamma \theta}{\gamma \theta}\right)^2 \frac{J_{\gamma_2}(k_c R_a)}{J'_{\gamma_2}(k_c R_a)} \\ &\quad - \frac{Z_{01}(k_c R_a)}{Z'_{01}(k_c R_a)} = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

(8) 式则为真空中的类磁控管结构的色散方程.

这样, 类磁控管结构中的场函数也就可以写成

$$\begin{aligned} H_{z_1} &= A \sum_{\gamma=-\infty}^{+\infty} Z_{\gamma_1 1}(k_c \rho) \cos \gamma_1(\varphi - \theta) e^{j\frac{2\pi x}{N}(n-\gamma)}, \\ H_{z_2} &= B \sum_{\gamma=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \gamma \theta}{\gamma} \frac{J_{\gamma_2}(k_c \rho)}{J'_{\gamma_2}(k_c R_a)} e^{j\frac{2\pi x}{N}(n-\gamma)} e^{j\gamma\phi} \end{aligned} \quad (9)$$

其中, $B = A \frac{Q}{\pi} Z'_{\gamma_1 1}(k_c R_a) \cos \gamma_1(\varphi_1 - \theta)$.

3 分析验证

根据 (8) 和 (9) 式, 利用 MATLAB 编程计算得到类磁控管结构中模式的截止频率以及电场矢量分布 (不考虑系数值), 并与高频电磁场仿真软件得到的结果进行对比, 验证结果的正确性.

设 $R_a = 2.74 \text{ cm}$, $R_o = 4.74 \text{ cm}$, $\theta = 10^\circ$, $Q = 6$, 利用软件仿真和编程计算得到的结果如图 3 到图 5 所示.

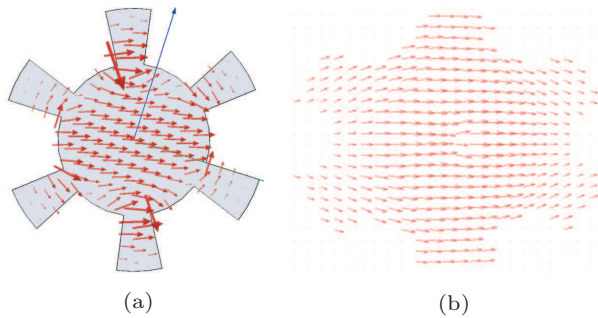


图 3 模式 1 的电场矢量分布图 (a) 仿真结果, 频率 1.91 GHz; (b) 计算结果, 频率 1.90 GHz

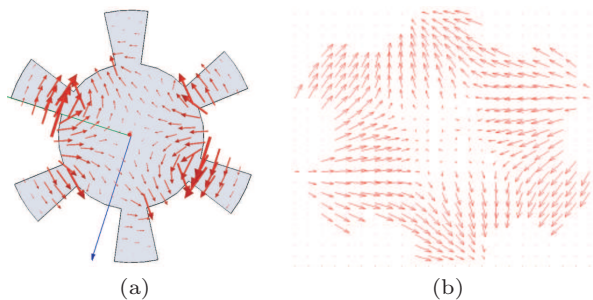


图 4 模式 2 的电场矢量分布图 (a) 仿真结果, 频率 2.33 GHz; (b) 计算结果, 频率 2.33 GHz

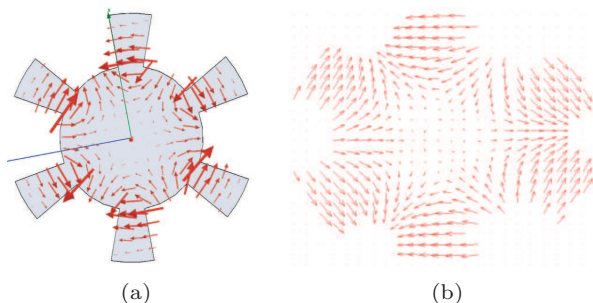


图 5 模式 3 的电场矢量分布图 (a) 仿真结果, 频率 2.43 GHz; (b) 计算结果, 频率 2.45 GHz

从图 3 到图 5 可以看到, 计算结果和仿真结果一致性较好, 验证了结果的正确性. 为了了解类磁控管结构的频率特性, 通过改变结构参数, 考察截止频率的变化情况.

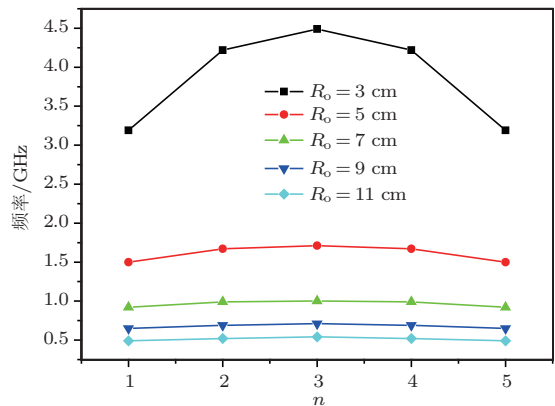


图 6 当 $R_a = 2 \text{ cm}$ 时的 6 腔类磁控管结构的色散关系

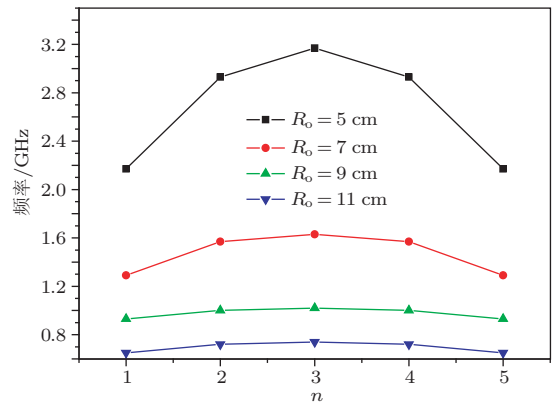


图 7 当 $R_a = 4 \text{ cm}$ 时的 6 腔类磁控管结构的色散关系

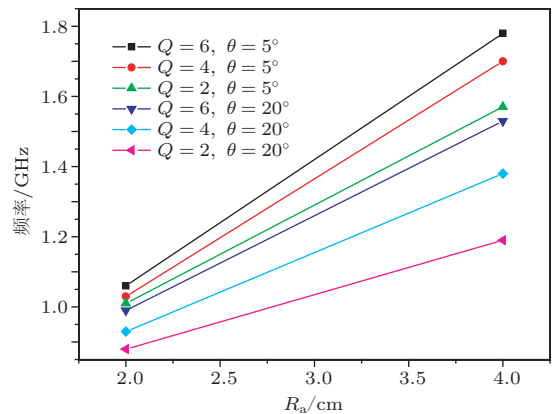


图 8 尺寸参数对 π 模截止频率的影响 ($R_o = 7 \text{ cm}$)

图 6 为 $R_a = 2 \text{ cm}$, $\theta = 10^\circ$, $Q = 6$ 时, 各个模式的截止频率随 R_o 的变化关系. 图 7 为 $R_a = 4 \text{ cm}$, $\theta = 10^\circ$, $Q = 6$ 时, 各个模式的截止频率随 R_o 的变化关系. 从图 6 和图 7 中可以看到, 模式 1 和 5 以及 2 和 4 的频率相同, 形成简并模式, 而模式 3 不存在简并, 模式 3 是 6 腔类磁控管结构的 π 模. 当内半径 R_a 一定时, 截止频率随 R_o 的减小而增大; 当 R_o 一定时, 截止频率随内半径 R_a 的增大而增大.

对于同轴辐射相对论磁控管而言, 目前研究最多的要数工作在 π 模时的情况^[4-7]. 为此, 考察类磁控管结构的 π 模截止频率随谐振腔数、谐振腔的张角以及谐振腔的内半径的变化情况, 并总结如图 8 所示. 从图 8 可以看到, 当谐振腔的半张角 θ 一定时, π 模截止频率随谐振腔数的增多而提高; 当谐振腔数一定时, π 模截止频率随谐振腔张角的减小而提高.

4 结论

类磁控管结构是同轴辐射相对论磁控管最

基本的组成单元, 对于它的定性和定量研究是从理论上分析同轴辐射相对论磁控管中模式转换、反射以及传输的前提和基础. 为此, 本文利用场匹配法开展了类磁控管结构的理论研究. 从区域场分析入手, 求解边界条件得到了类磁控管结构的色散关系以及场函数表达式; 利用高频电磁场分析软件验证了所得结果正确性的同时, 考察了主要参数对截止频率的影响. 最终结果表明: 在保证其他参量不变的前提下, π 模截止频率随外半径的减小, 内半径的增大或谐振腔数的增多而提高, 随谐振腔张角的增大而降低.

-
- [1] Kovalev N F, Kol'chugin B D, Nechaev V E, Ofitserov M M, Soluyanov E I, Fuks M I 1977 *Sov. Tech. Phys. Lett.* **3** 430
 - [2] Kovalev N F, Kolomenski A A, Krastelev E G, Kuznetsov M I, Maine A M, Nechaev E V, Ofitserov M M, Papdichev V A, Petelin M I, Fuks M, Chekanova L N 1980 *Sov. Tech. Phys. Lett.* **6** 197
 - [3] Fuks M, Schamiloglu E 2002 *Proc. SPIE* **4720** 18
 - [4] Fuks M I, Kovalev N F, Andreev A D, Schamiloglu E 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 620
 - [5] Daimon M, Jiang W 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 191503
 - [6] Li W, Liu Y G 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 053303
 - [7] Li W, Liu Y G 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 113303
 - [8] Fuks M, Schamiloglu E 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1302
 - [9] Li W, Liu Y G 2011 *Phys. Plasmas* **18** 023103
 - [10] Zhou C M, Liu G Z, Liu Y G, Li J Y, Ding W 2007 *High Power Microwave Sources* (1st ed) (Beijing: Atomic Energy Press) (in Chinese) [周传明, 刘国治, 刘永贵, 李家胤, 丁武等 2007 高功率微波源 (北京: 原子能出版社)]
 - [11] Wang W X 2009 *Microwave Engineering Technology* (1st ed) (Beijing: National Defense Industry Press) (in Chinese) [王文祥 2009 微波工程技术 (北京: 国防工业出版社)]
 - [12] Zhang K Q, Li D J 2002 *Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics* (2nd ed) (Beijing: publishing house of electronics industry) (in Chinese) [张克潜, 李德杰 2002 微波与光电子学中的电磁理论 (北京: 电子工业出版社)]

Theoretical analysis of magnetronlike structure*

Li Wei[†] Liu Yong-Gui

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

(Received 23 December 2010; revised manuscript received 15 April 2011)

Abstract

Magnetronlike structure is a non-cathode magnetron waveguide structure. It is the basic configuration of relativistic magnetron with axial extraction (MDO). First, the dispersion relation and the field expression of the magnetronlike structure are obtained by the field matched method. Then, the results are proved by the high electromagnetic field analysis software, and the cutoff frequency is studied by changing the structure parameters. The final results show that with keeping the other parameters constant, the π mode cutoff frequency can be promoted by reducing the outer radius, enlarging the inner radius or increasing the number of the cavities. Enlarging the cavity angle will reduce the π mode cutoff frequency. The outcomes produced in this paper will play a fundamental role in the theoretical analysis on the mode conversion and transmission of the relativistic magnetron with axial extraction.

Keywords: magnetronlike structure, field matched method, MDO, high power microwave

PACS: 11.55.Fv, 11.10.-z

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

[†] E-mail: nuds_weili@yahoo.com