

# 同轴辐射相对论磁控管的功率合成研究

李伟<sup>†</sup> 刘永贵 杨建华

(国防科技大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

(2011年2月22日收到; 2011年4月15日收到修改稿)

同轴辐射相对论磁控管, 又称具有衍射输出的相对论磁控管, 是目前相对论磁控管在小型化和紧凑化方向发展的重要分支, 也是有望成为最紧凑的窄带高功率微波源器件之一. 根据同轴辐射相对论磁控管直接轴向辐射准 TE<sub>11</sub> 模式的方式和特点, 开展了两路同轴辐射相对论磁控管共用一个喇叭的功率合成研究. 通过对平行排列结果的分析讨论, 提出了一种改善辐射方向性的方法和结构. 最终的研究结果表明: 当两路同轴辐射相对论磁控管并排靠近放置且夹角为 7°, 共用喇叭的参数为  $h = 600$  mm,  $r = 340$  mm 时,  $\pi$  模反射系数为 0.31, 最大增益 21.5 dB, 辐射模式为 TE<sub>11</sub> 模.

**关键词:** 轴辐射相对论磁控管, 高功率微波, 功率合成

**PACS:** 84.40.Fe, 41.20.Jb, 94.05.Dd

## 1 引言

由于高功率微波的物理机制以及工艺结构的限制, 各种微波源都有其功率极限. 与此同时, 人们又在不断追求更高的微波功率, 来满足一些现代工业和军事应用需求. 因此, 功率合成就成为了解决问题的关键.

功率合成一般分为两类: 一类为通道功率合成, 即将多个微波源所产生的微波汇聚到一个通道后再经喇叭辐射出去; 另一类为空间功率合成, 即将多个微波源独立向外辐射, 最终作用到空间同一目标上. 前者的优势在于系统结构紧凑, 增益和方向性便于控制, 缺点在于合成功率仍然有限. 后者虽然在理论上可以得到较高的合成功率, 但在实际中加入的独立微波源越多, 系统就越庞大, 合成越难实现. 相对论磁控管是较早开展功率合成研究的高功率微波源器件<sup>[1-4]</sup>. 传统的相对论磁控管的功率合成是利用将多个磁控管径向耦合后(保证频率锁定和相位锁定), 再从各个磁控管的径向提取微波从而进行功率合成. 已经获得了 GW 级的微波功率输出<sup>[3,4]</sup>. 但是, 由于大量的径向微波提取分支的存在, 使得利用这种方式进行功率合成的相对论磁控管系统过于庞大, 无法满足现代高功率微波系统所

要求的紧凑化和小型化.

同轴辐射相对论磁控管, 又称为具有衍射输出结构的相对论磁控管<sup>[5-14]</sup>, 是目前相对论磁控管在紧凑化和小型化方向发展的重要分支, 是有望成为最紧凑的窄带高功率微波源之一. 在去掉繁琐的径向微波提取结构的同时, 同轴辐射相对论磁控管可以实现不同 TE 模式的高功率微波直接同轴输出, 磁场系统也更加紧凑<sup>[7,8]</sup>. 因此, 开展同轴辐射相对论磁控管的功率合成研究具有重要的现实意义. 本文在分析了同轴辐射相对论磁控管功率合成的实现方法之后, 提出了一种有效的同轴辐射相对论磁控管的功率合成结构, 该结构具有较低的  $\pi$  模反射系数以及较好的辐射方向性. 相关内容安排如下: 第二部分建立模型并分析了同轴辐射相对论磁控管进行功率合成的可行性以及实现方法; 第三部分通过调整共用喇叭参数, 讨论了参数改变对  $\pi$  模反射系数以及辐射方向性的影响, 并对结构进行了进一步优化; 第四部分为结论.

## 2 模型结构与研究方法

同轴辐射相对论磁控管的一个特点是可以直接同轴辐射 TE<sub>11</sub> 模式<sup>[8]</sup>. 当器件工作在  $\pi$  模时,

<sup>†</sup> E-mail: nudt.weili@yahoo.com

通过在微波提取结构中开两个对称的张角槽便可以实现 TE<sub>11</sub> 模式的输出 [8,10]. 目前 A6 型同轴辐射相对论磁控管是研究最多的一种, 因此本文以高效型 A6 同轴辐射相对论磁控管 [10] 为模型, 开展功率合成研究. 由于主要针对功率合成方法以及合成效果进行分析讨论, 因此对于单独的同轴辐射相对论磁控管的工作过程以及结构参数的优化不再进行具体说明, 这部分内容可参见文献 [8—14].

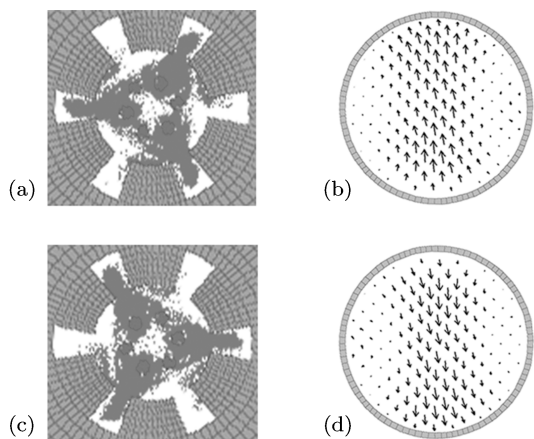


图 1 同轴辐射相对论磁控管中的  $\pi$  模工作模式以及辐射口面电场矢量分布图

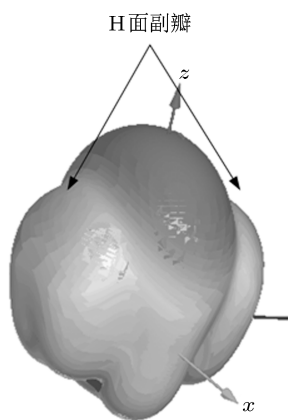


图 2 同轴辐射相对论磁控管准 TE<sub>11</sub> 模的远场辐射方向图

首先, 利用选优法 [12] 对高效型 A6 同轴辐射相对论磁控管结构参数进行了优化, 具体尺寸为: 阴极半径  $R_c = 1.58$  cm, 阳极半径  $R_a = 2.88$  cm, 谐振腔半径  $R_d = 4.88$  cm; 微波提取结构内张角  $\alpha = 25^\circ$ , 外张角  $\beta = \theta = 90^\circ$ , 过度段半径  $r = 9.0$  cm, 长度  $L = 7.4$  cm, 口面半径  $R = 13.0$  cm. 当外加电压 600 kV, 改进型磁场 [14] 中阳极表面磁场强度为 0.42 T 时, 该同轴辐射相对论磁控管工作在  $\pi$  模 (图 1 所示),

工作频率 2.27 GHz, 平均输出微波功率为 1.05 GW, 辐射模式为准 TE<sub>11</sub> 模, 如图 2 所示.

通过对单独的同轴辐射相对论磁控管的研究发现, 辐射模式的电场矢量是与对称张角槽相垂直的. 当对称张角槽垂直放置时, 口面电场矢量就只在水平方向上变化. 按照此法, 当并排放置两个相同尺寸结构的同轴辐射相对论磁控管时, 在保证相互作用区相互耦合 [1-3] 后, 只要将对称槽都垂直放置, 那么输出模式的电场矢量就可以实现在一个喇叭内在水平方向上同向叠加. 基于这个思想, 我们开展了如图 3 所示的同轴辐射相对论磁控管系统的功率合成研究. 为了保证系统的紧凑化和小型化, 将两路同轴辐射相对论磁控管并排放置, 并保持两路输出口面具有最短的间距. 这个间距是在不影响约束磁场 [14] 的装配以及不改变单独同轴辐射相对论磁控管内部空间磁场分布的情况下的两路输出口面边缘的水平距离, 本例中为 10 cm. 在这样的前提下, 保证两路器件结构参数不变, 考察共用喇叭的张角以及喇叭长度的改变对辐射性能的影响.

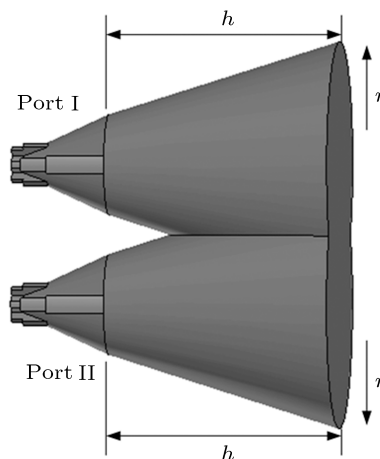


图 3 同轴辐射相对论磁控管的功率合成模型

### 3 分析讨论

利用高频电磁场分析软件 HFSS 建立模型, 考察共用喇叭结构参数的改变对  $\pi$  模反射系数以及辐射方向性的影响. 图 4 和图 5 分别为器件 I 和 II 的  $\pi$  模反射系数与共用喇叭参数的变化关系图. 从图中可以看到, 无论共用喇叭参数如何变化, 两个同轴辐射相对论磁控管的  $\pi$  模反射系数变化都较小, 基本在 0.31 处波动. 说明共用喇叭参数的变化基本不会对  $\pi$  模反射系数产生影响. 实际上,  $\pi$  模反射系数主要是由同轴辐射相对论磁控管结构本

身所决定的. 共用喇叭看成是由许多半径不断增大的圆波导所组成. 当独立的同轴辐射相对论磁控管本身就可以传输准 TE<sub>11</sub> 模式时, 那么在尺寸半径较大的圆波导内自然反射较小.

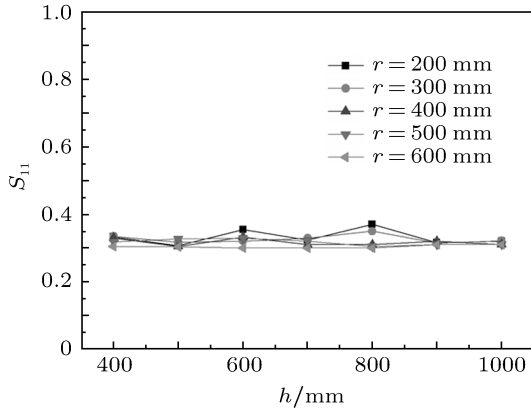


图 4 器件 I 的  $\pi$  模反射系数与共用喇叭参数的变化关系

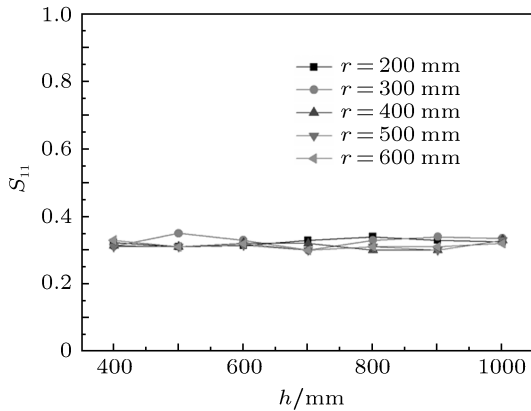


图 5 器件 II 的  $\pi$  模反射系数与共用喇叭参数的变化关系

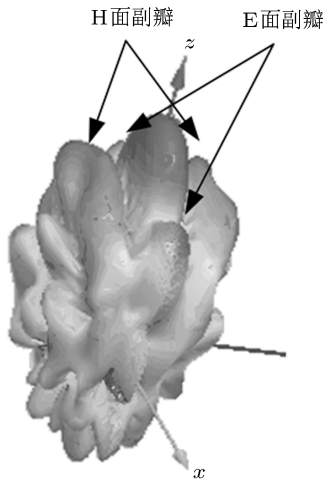


图 6 具有多副瓣的辐射方向图

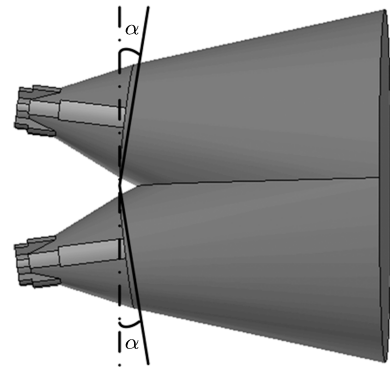


图 7 改进后的两路同轴辐射相对论磁控管功率合成模型

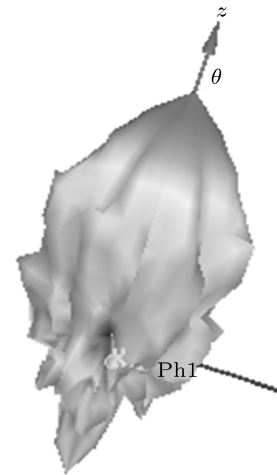


图 8 结构改进后的辐射方向图

其次, 调整共用喇叭参数无法改善系统的辐射方向性, 远场辐射方向图中始终都有较大的副瓣存在, 如图 6 所示. 对于产生副瓣的原因, 可以从辐射模式的形成机理来解释. 当一个同轴辐射相对论磁控管工作在  $\pi$  模时, 所辐射的是一种准 TE<sub>11</sub> 模式, 是由所有衍射输出模式叠加形成对称辐射的结果<sup>[10]</sup>. 所以 H 面副瓣或多或少都会存在, 如图 2 所示. 而 E 面副瓣的产生是由于场叠加不充分所造成的. 当两路同轴辐射相对论磁控管并排平行放置时, 两路的中心轴之间就始终会存在一定的距离  $l, l > 2R$ . 当两路以各自中心轴为对称轴同向辐射时, 势必在共用喇叭中只能有部分同相场进行叠加形成主瓣, 而未叠加的部分便相对主瓣形成了副瓣. 因此, 要想改善这个状况有两种方法: 一是将两路同轴辐射相对论磁控管的输出微波先输入到一个圆波导内再通过喇叭将所合成的微波辐射出去. 不难想象, 由于需要额外增加共用圆波导和终端辐射喇叭, 利用这种方法将会使系统体积庞大, 小型

化和紧凑化的优势不复存在. 二是将两路同轴辐射相对论磁控管不再平行放置而是呈一定角度, 以此来增加有效场叠加部分, 如图 7 所示. 可以预见, 第二种方法可以在系统体积不变的情况下改善辐射方向性. 因此, 保持两路之间的径向距离不变, 我们选择参数为  $h = 600 \text{ mm}$ ,  $r = 340 \text{ mm}$  的共用喇叭, 通过优化得到两路同轴辐射相对论磁控管的夹角为  $7^\circ$  时, 功率合成系统辐射方向图如图 8 所示. 可以看到, E 面副瓣基本消失, H 面副瓣也得到了大幅削弱, 辐射模式更接近 TE11 模.

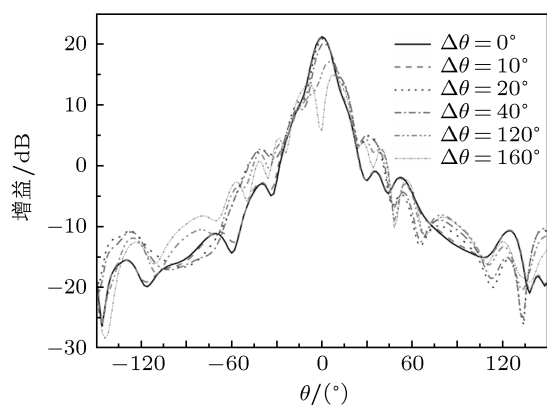


图 9 两路同轴辐射相对论磁控管相位差的变化对增益的影响

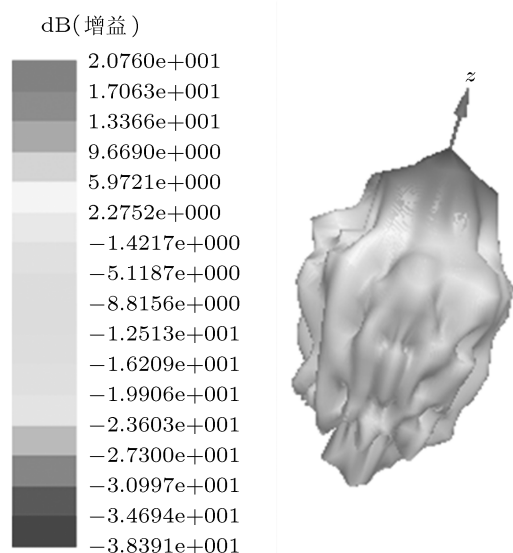


图 10 结构改进后的辐射方向图 ( $\Delta\theta = 40^\circ$ )

另外, 在实际中, 相位锁定的好坏是影响合成效果的关键因素之一. 为此, 考察了不同相位差下结构优化后的系统辐射方向性的变化情况, 并总结

如图 9 所示. 从图 9 中可以看到, 当相位差在  $10^\circ$  以内时, 增益变化不明显; 在  $40^\circ$  以内时, 主瓣增益略有下降, 副瓣增益有所增大 ( $40^\circ$  时的辐射方向图如图 10 所示); 只有当相位差达到  $120^\circ$  时, 主瓣增益才相对明显下降 ( $120^\circ$  时的辐射方向图如图 11 所示); 特别是相位差为  $160^\circ$  时, 主瓣消失而演变成两个副瓣. 从这一点可以说明, 即便互作用区耦合度不高, 相位差存在波动, 波动范围在  $0-120^\circ$  以内变化都是可以接受的结果.

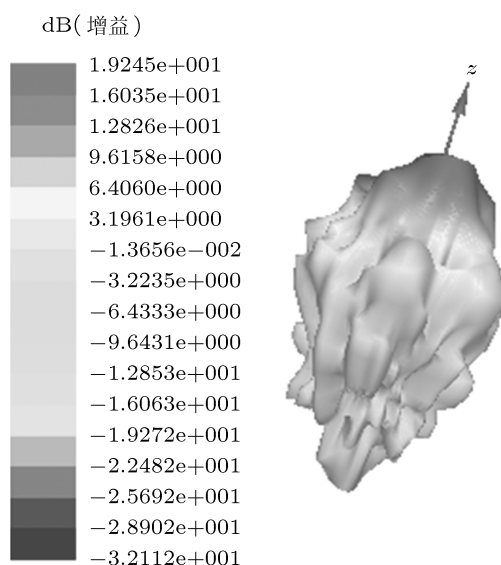


图 11 结构改进后的辐射方向图 ( $\Delta\theta = 120^\circ$ )

## 4 结论

同轴辐射相对论磁控管是目前相对论磁控管在小型化和紧凑化方向发展的重要分支, 是有望成为最紧凑的窄带高功率微波源之一. 根据同轴辐射相对论磁控管直接轴向辐射 TE11 模式的特点和方式, 开展了两路同轴辐射相对论磁控管共用一个喇叭的功率合成研究. 通过对仿真结果的分析讨论, 提出了一种改善辐射方向性的方法和结构. 最终的研究结果表明: 当两路同轴辐射相对论磁控管并排靠近放置且夹角为  $7^\circ$ , 共用喇叭的参数为  $h = 600 \text{ mm}$ ,  $r = 340 \text{ mm}$  时,  $\pi$  模反射系数为 0.31, 最大增益 21.5 dB, 辐射模式为 TE11 模.

相关的试验研究将在本实验室的双阴极加速器平台 [15,16] 上开展.

- [1] Benford J, Sze H, Woo W, Smith R, Harteneck B 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 969
- [2] Woo W, Benford J, Fittinghoff D, Harteneck B, Price D, Smith R, Sze H 1989 *J. Appl. Phys.* **65** 861
- [3] Levine J S, Aiello N, Benford J, Harteneck B 1991 *J. Appl. Phys.* **70** 2838
- [4] Benford J, Cooksey N J, Levine J S, Smith R R 1993 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **21** 388
- [5] 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
- [6] 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
- [7] Fuks M, Schamiloglu E 2002 *Proc. SPIE* **4720** 18
- [8] Fuks Mikhail I, Kovalev Nikolay F, Andreev Andrey D, Schamiloglu E 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 620
- [9] Daimon M, Jiang W 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 191503
- [10] Li W, Liu Y G 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 053303
- [11] Fuks M, Schamiloglu E 2009 *IEEE Pulsed Power Conference* Washington D C. pp74–80
- [12] Li W, Liu Y G 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 113303
- [13] Fuks M, Schamiloglu E 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1302
- [14] Li W, Liu Y G 2011 *Phys. Plasmas* **18** 023103
- [15] Bai X C, Yang J H, Zhang J D 2007 *High Power Laser Part. Beams* **19** 2099 (in Chinese) [白现臣, 杨建华, 张建德 2007 强激光与粒子束 **19** 2099]
- [16] Bai X C, Zhang J D, Yang J H 2008 *High Power Laser Part. Beams* **20** 1675 (in Chinese) [白现臣, 张建德, 杨建华 2008 强激光与粒子束 **20** 1675]

# Investigation on the power combination of the relativistic magnetrons with axial extraction

Li Wei<sup>†</sup> Liu Yong-Gui Yang Jian-Hua

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

(Received 22 February 2011; revised manuscript received 15 April 2011)

## Abstract

The relativistic magnetron with axial extraction, also known as magnetron with diffraction output (MDO), is an important device for the miniaturization and compactification of magnetron. It is also promising to be one of the most compact narrow band high power microwave sources. Based on the manners and traits of the MDO directly radiating the quasi-TE<sub>11</sub> mode in axial direction, the investigation of the power combination of double MDOs with a horn antenna is carried out. After discussing the combination ways and results, a modified configuration is proposed for improving the radiation directivity. Finally, the results show that when the adjacent double MDOs have an open angle of  $7^\circ$  and the common horn antenna has the parameters of  $h = 600$  mm and  $r = 340$  mm, the  $\pi$  mode reflection coefficient of the power combination system is 0.31, the maximum gain is 21.5 dB, the radiation mode is TE<sub>11</sub>.

**Keywords:** relativistic magnetron with axial extraction, high power microwave, power combination

**PACS:** 84.40.Fe, 41.20.Jb, 94.05.Dd

---

<sup>†</sup> E-mail: nudt\_weili@yahoo.com