

W 波段边廊模回旋管准光模式变换器的研究与设计*

王 斌¹⁾²⁾ 杜朝海¹⁾²⁾ 刘濮鲲^{1)†} 耿志辉¹⁾ 徐寿喜¹⁾

1) (中国科学院电子学研究所, 中国科学院高功率微波源与技术重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2009 年 5 月 12 日收到; 2009 年 7 月 10 日收到修改稿)

详细研究并设计了一个由 Vlasov 螺旋开口辐射器和两级曲面反射器组成的边廊模回旋管准光模式变换器. 首先采用几何光学理论研究了设计的 Vlasov 型准光模式变换器的工作机理, 在此基础上, 再利用矢量绕射理论中的口径场积分法和表面电流积分法编写了模拟仿真程序, 最后结合 W 波段边廊模回旋管的具体设计参数, 应用所编写程序详细分析了工作模式在此变换器中的模式变换过程. 模拟结果表明, W 波段回旋管中的 $TE_{12,2}$ 边廊模在输出窗处被转换为能量集中的准 Gauss 波束.

关键词: 回旋管, 边廊模, 准光模式变换器, W 波段

PACC: 4252, 4170, 5225P

1. 引 言

回旋管是一类以电子回旋脉塞 (electron cyclotron maser, ECM) 为机理而发展起来的快波器件, 其工作机理可理解为利用电子在磁场中回旋频率的变化及电子的相对论效应发生群聚, 使电子与同步电磁波相互作用, 激发产生高能微波辐射. 回旋管结构相对简单, 在毫米和亚毫米波段能以多种方式产生高脉冲峰值功率与连续波功率, 填补了传统微波管和激光器在此波段的缺口, 因而在国内外研究中受到高度重视. 目前, 回旋管已广泛应用于受控热核聚变的等离子体加热、高能粒子加速器、毫米波定向能武器、材料处理及等离子体化学等领域^[1-5].

随着回旋管向着高频率、高功率发展, 其工作模式大多采用低损耗的高阶腔体模式, 最典型的工作模式有 TE_{0n} 圆电模、 TE_{mn} 边廊模 (whispering gallery mode) ($m \gg n$, 且 $n = 1$ 或 2) 以及不对称体模 (asymmetric volume mode) ($m \gg 1$, 且 $n > 2$)^[3]. 边廊模 (WGM) 是一种圆柱波导内能量传输邻近波导内壁表面的波导模式^[6,7], 采用此模式工作的回旋管的相关研究工作在国际上已持续 20 多年. 工作

在过模结构的高阶腔体模式由于在传输过程中存在严重的衍射和极化损耗, 实际上并不适合于自由空间的传输, 必须将其转换为利于传输的低阶波导模式或自由空间的 Gauss 波束. 采用传统的波导模式变换器^[8] 对高阶模式进行降阶变换时, 变换器的尺寸巨大, 加工困难, 且模式竞争和损耗严重, 实际上是不可行的. 因此, 必须采用准光模式变换器 (quasi-optical mode converter) 来实现高阶模式的高效转换. 俄罗斯科学家 Vlasov 等^[9] 首先提出的准光天线, 后发展成为 Vlasov 型准光模式变换器, 不仅结构简单、紧凑, 而且有效, 因此很快在高功率微波领域获得承认, 并被广泛运用^[6,7,10-14]. 目前, Vlasov 模式变换器为满足不同工作模式变换的需要, 已有多种变形, 按其辐射器切口形状可分为阶梯状切割型、螺旋状切割型和倾斜切割型^[14], 对于边廊模工作的回旋管, Vlasov 天线采用螺旋状切割型开口. 由于我国在高频率、高功率回旋管的研制方面与国际先进水平差距较大, 国内对大功率级别回旋管横向准光输出的研究无论是在理论还是实际制管方面都处于探索阶段. 正因为如此, 结合具体管型分析准光模式变换具有很强的现实意义.

本文将研究和设计一个适用于边廊模回旋管的 Vlasov 型准光模式变换器. 首先, 采用几何光学

* 国家自然科学基金 (批准号: 60571039, 60971072) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: pkliu@mail.ie.ac.cn

理论研究 Vlasov 型准光模式变换器的工作机理,再利用具体的矢量绕射理论分析其模式变换过程,最后通过编制计算仿真程序模拟 W 波段具体管型参数下此模式变换器的工作并讨论输出结果. 此项工作将为 W 波段边廊模回旋管准光输出的研制提供理论和设计方面的参考.

2. 边廊模回旋管 Vlasov 准光模式变换器的理论与设计

如图 1 所示,本文研究的边廊模回旋管 Vlasov 准光模式变换器由 Vlasov 开口辐射器和两级曲面反射器组成,Vlasov 开口辐射器采用螺旋状切割型. 由于工作在高阶腔体模式下的回旋管其腔体尺寸和螺旋切割长度都远远大于波长,采用几何光学理论研究 Vlasov 模式变换器的机理能够保证精度要求,因此是普遍采用的方法.

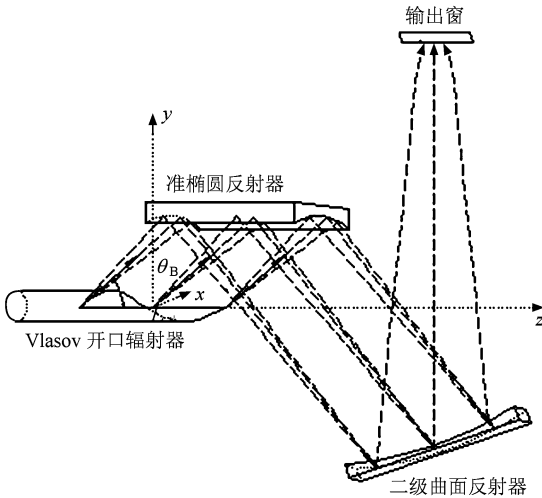


图 1 边廊模回旋管 Vlasov 准光模式变换器结构示意图

2.1. 开口辐射器的理论与设计

对于工作在 TE_{mn} 边廊模下的回旋管,考虑右旋电磁波,其输出波导内 TE 模的场在圆柱坐标系 (r, ϕ, z) 下可以表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= H_0 e^{-i(\omega t - m\phi - k_z z)} \left[\frac{ik_z}{k_r} J'_m(k_r r) \hat{r} \right. \\ &\quad \left. - \frac{mk_z}{k_r^2} J_m(k_r r) \hat{\phi} + J_m(k_r r) \hat{z} \right], \quad (1) \\ \mathbf{E} &= \eta_0 H_0 e^{-i(\omega t - m\phi - k_z z)} \left[-\frac{mk}{k_r^2} J_m(k_r r) \hat{r} \right. \end{aligned}$$

$$\left. - \frac{ik}{k_r} J'_m(k_r r) \hat{\phi} \right], \quad (2)$$

(2)式中, H_0 为磁场的幅度, $k = 2\pi/\lambda$ 为电磁波波数, $k_r = \nu_{mn}/R_w$ 与 $k_z = \sqrt{k^2 - k_r^2}$ 分别为径向和纵向波数, J_m 与 J'_m 分别为 m 阶第一类 Bessel 函数及其导数, ν_{mn} 为 m 阶第一类 Bessel 函数的第 n 个导数根, R_w 为圆波导半径, η_0 为自由空间波阻抗.

根据 Bessel 函数的积分展开,可将电场分量写为积分形式

$$E_r = -\frac{\eta_0 H_0 k}{2\pi k_r} \int_0^{2\pi} \cos\theta e^{i[-\omega t + k_z z + k_r r \sin\theta + m(\phi - \theta)]} d\theta, \quad (3)$$

$$E_\phi = \frac{\eta_0 H_0 k}{2\pi k_r} \int_0^{2\pi} \sin\theta e^{i[-\omega t + k_z z + k_r r \sin\theta + m(\phi - \theta)]} d\theta. \quad (4)$$

由上两式可知,右旋 TE_{mn} 圆波导模式场可表示为一系列平面波的叠加

$$E \propto e^{i[kS(r) - \omega t]}, \quad (5)$$

其中

$$S(r) = \frac{1}{k} [k_z z + k_r r \sin\theta + m(\phi - \theta)]. \quad (6)$$

为了确定这些平面波(射线)传播的方向,可求解如下特征方程

$$|\nabla S|^2 = \left(\frac{\partial S}{\partial r}\right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial S}{\partial \phi}\right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)^2 = 1 \quad (7)$$

得

$$\theta(r) = \cos^{-1}\left(\frac{mR_w}{rv_{mn}}\right), \quad (8)$$

在波导壁 $r = R_w$ 处,

$$\theta = \cos^{-1}\left(\frac{m}{\nu_{mn}}\right), \quad (9)$$

于是这些平面波射线沿波导传播时,以 θ 的反射角度被波导壁反射,形成焦散面,焦散面半径 R_c 为

$$R_c = R_w \frac{m}{\nu_{mn}}. \quad (10)$$

如图 2 所示,平面波射线在波导内壁来回反射,横向与焦散面相切,并以相对于波导轴向的 Brillouin 角 θ_B 螺旋向前传播

$$\theta_B = \tan^{-1} \frac{k_r}{k_z}. \quad (11)$$

物理上,可理解为波导中能流是沿螺旋方式进行的. 根据几何光学可知,平面波射线在波导中连续两个反射壁间沿轴向传播的距离为

$$L_B = 2R_w \sin\theta \cot\theta_B. \quad (12)$$

其绕轴向转动 2π 传播的轴向距离为

$$L = 2\pi R_w \cot\theta_B \frac{\sin\theta}{\theta}, \quad (13)$$

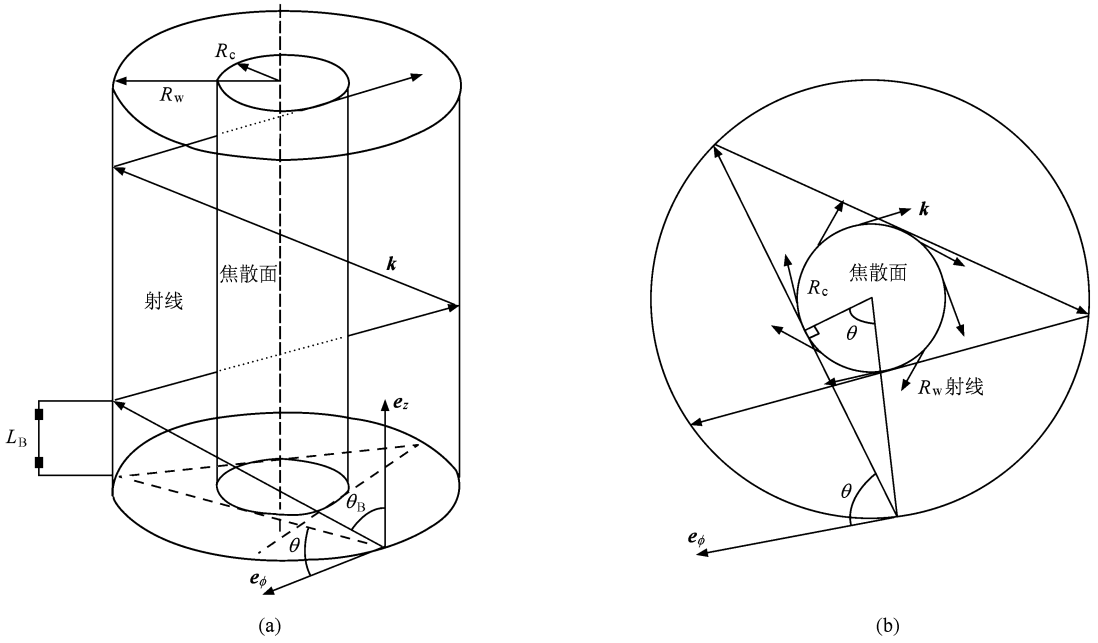


图 2 圆柱波导中射线波束的几何光学示意图 (a) 侧视图, (b) 俯视图

因此,确定螺旋状切割型 Vlasov 开口辐射器的轴向开口长度 $L_c = L$, 开口处螺旋线的倾角为

$$\tau = \tan^{-1} \left(\frac{\theta \tan \theta_B}{\sin \theta} \right), \quad (14)$$

为使所有平面波射线均仅被开口波导反射一次,辐射器在横向的开口角度为

$$\Delta\varphi = 2\theta = 2\cos^{-1} \left(\frac{m}{v_{mn}} \right). \quad (15)$$

2.2. 曲面反射器的理论与设计

Vlasov 模式变换器中,由开口辐射器产生的辐射必须通过曲面反射器(大多为多级曲面反射器)的聚焦和相位修正才能形成自由空间的 Gauss 波束. 本文采用两个曲面反射器组成的二级曲面反射器对 Vlasov 开口辐射场进行聚焦和相位修正.

对于第一曲面反射器,考虑其横截面形状尺寸沿轴向为常量,因此仅分析任意轴向位置处的横截面形状即可^[7]. 设计第一曲面反射器的形状有多种方法^[6,7,10,12,13,15,16],基本的思想均为经过曲面反射器的反射波束在某一聚焦点处必须满足等相位关系. 本文采用国际上较为成熟的准椭圆反射器(又称准椭圆镜)设计^[17,18]. 准椭圆反射器可理解为一种双焦点镜. 建立如图 3 所示的开口辐射器和准椭圆镜横截面几何结构图,将波导的中心置于椭圆的一个焦点 $(0,0)$ 处,则由开口辐射器产生的波束将

被准椭圆镜反射并聚焦于椭圆的另一个焦点 $(0, -l_2)$ 处. 在图 3 中,任考虑两束出射波束,它们的相位差为

$$\arg(r, \phi', z) - \arg(r, \phi, z) = m(\phi' - \phi). \quad (16)$$

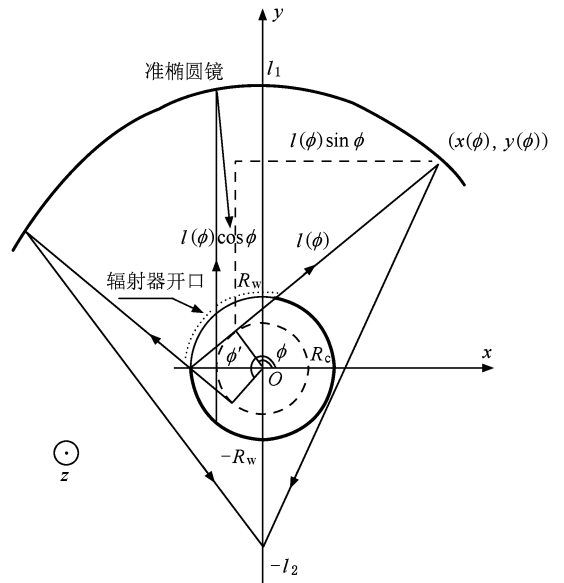


图 3 开口辐射器和准椭圆镜横截面几何结构图

则在焦散面上两者相位差的弧长为

$$\Delta s(\phi, \phi') = R_c(\phi' - \phi). \quad (17)$$

于是,由焦散面出射的波束经准椭圆镜反射后到达焦点 $(0, -l_2)$ 的传播距离可表示为

$$L(\phi) = l(\phi) + \sqrt{[y(\phi) + l_2]^2 + x(\phi)^2}, \quad (18)$$

其中

$$x(\phi) = R_c \cos\phi + l(\phi) \sin\phi, \quad (19a)$$

$$y(\phi) = R_c \sin\phi - l(\phi) \cos\phi. \quad (19b)$$

$$l(\phi) = \frac{2R_c l_2 \sin\phi - R_c^2 \pi^2 + 2R_c^2 \pi\phi + 2R_c \pi l_p - R_c^2 \phi^2 - 2R_c l_p \phi + l_2^2 + R_c^2 - l_p^2}{2(l_2 \cos\phi + R_c \pi - R_c \phi - l_p)}, \quad (21)$$

其中

$$l_p = L(\pi). \quad (22)$$

而 l_p 可以由下式近似表示:

$$l_p = l_1 + \sqrt{(l_1 + l_2)^2 + R_c^2}. \quad (23)$$

故通过 (19), (21) 和 (23) 式, 在 ϕ 取 $[\pi - \theta/2, \pi + \theta/2]$ 的情况下即可确定准椭圆镜的形状.

对于二级曲面反射器, 主要调整辐射波束的轴向场型, 并使波束反射后到达输出窗, 形成 Gauss 波束. 如图 1 所示, 本文设计了一个沿 x 方向为常量, y - z 平面为抛物状的二级曲面反射器, 且曲面由 z 方向向 y 方向旋转一定的角度.

3. Vlasov 模式变换器的数值计算

为了模拟 Vlasov 模式变换器的工作, 一般可以采用的方法有时域有限差分法、矩量法、边界元法、矢量绕射理论等. 在毫米波段, 由于器件电尺寸较大, 矢量绕射理论能综合满足计算精度和计算速度两方面的要求, 故本文采用矢量绕射理论进行分析. 首先, 利用口径场积分法计算圆波导开口辐射器在曲面反射器处的辐射场; 然后, 利用电磁场边界条件和物理光学近似法计算曲面反射器上的表面感应电流分布; 最后, 根据表面电流积分法计算表面感应电流在空间目标处的辐射场.

圆波导开口辐射器的近场辐射计算, 本文采用一种常用的口径场积分法, 即基于 Huygens 原理的 Stratton-Chu 公式^[19]. 运用 Stratton-Chu 公式, 任意观测点处的场强可以通过口径上源点的场强和相位以及源区域的标量 Green 函数的加权积分得到

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'(\mathbf{r}') = & \oint_S dS \{ i\omega\mu [\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}(\mathbf{r})] g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ & + [\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r})] \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ & + [\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}(\mathbf{r})] \times \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \}, \quad (24) \end{aligned}$$

由于经过准椭圆镜的反射后, 所有波束在聚焦点处必须具有相等相位, 于是得出零相对相位条件

$$\Delta s(\phi, \phi') + L(\phi) - L(\phi') = 0. \quad (20)$$

取 $\phi' = \pi$, 将 (17)~(19) 式代入 (20) 式求解 $l(\phi)$ 可得

$$\begin{aligned} \mathbf{H}'(\mathbf{r}') = & \oint_S dS \{ -i\omega\epsilon [\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}(\mathbf{r})] g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ & + [\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r})] \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ & + [\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}(\mathbf{r})] \times \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \}. \quad (25) \end{aligned}$$

(24) 和 (25) 式中, μ 为磁导率, ϵ 为介电率, $g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 为自由空间中的 Green 函数, 撇号对应观测点处的相应物理量, S 为积分口径面, $\hat{\mathbf{n}}$ 为口径面的单位外法向矢量, 且有

$$g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{ikR}}{4\pi R}, \quad (26a)$$

$$\nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \left(\frac{1}{R} - ik \right) g \hat{\mathbf{R}}, \quad (26b)$$

$$\begin{aligned} R = & |\mathbf{r}' - \mathbf{r}| \\ = & [(x' - x)^2 + (y' - y)^2 \\ & + (z' - z)^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (26c) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{R}} = & \left(\frac{x' - x}{R}, \frac{y' - y}{R}, \frac{z' - z}{R} \right) \\ = & (R_x, R_y, R_z). \quad (26d) \end{aligned}$$

对于本文研究的物理模型, 将开口辐射器的积分口径面等效为一个以波导轴线、开口轴向切割线和开口螺旋切割初始及末端处的径向线为边界的矩形平面^[7,12], 如图 4 所示. 于是通过 (24) 和 (25) 式, 空间任意观测点处的电磁场值均可求得, 同时能够得到准椭圆镜上的电磁场分布.

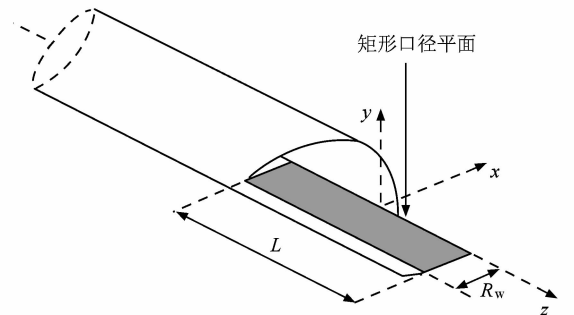


图 4 Vlasov 开口辐射器及其等效矩形口径平面结构示意图

考虑准椭圆面镜为理想导体,利用电磁场边界条件和物理光学近似法,可计算该反射器上的表面电流分布为

$$\mathbf{J}_s = 2(\hat{\mathbf{n}}' \times \mathbf{H}'), \quad (27)$$

其中, $\hat{\mathbf{n}}'$ 为反射器的单位外法向矢量.

再利用由 Maxwell 方程组在 Lorentz 规范下导出的表面电流积分就能计算表面感应电流在空间目标处的辐射场

$$\mathbf{E}'(\mathbf{r}') = \frac{i}{\omega\epsilon} \iint_s [k^2 \mathbf{J}_s g + (\mathbf{J}_s \cdot \nabla') \nabla' g] dS, \quad (28)$$

$$\mathbf{H}'(\mathbf{r}') = - \iint_s [\mathbf{J}_s \times (\nabla' g)] dS. \quad (29)$$

(28)和(29)式中, ∇' 算符作用于场点.

上述矢量绕射理论是分析和设计 Vlasov 模式变换器的基础. 采用同样的方法,可用由(28)和(29)式得到的场量来计算二级曲面反射器上的表面电流分布,再利用表面电流积分计算输出窗处的辐射场.

根据上述理论,编制计算仿真程序模拟分析 Vlasov 模式变换器的工作. 考虑工作频率为

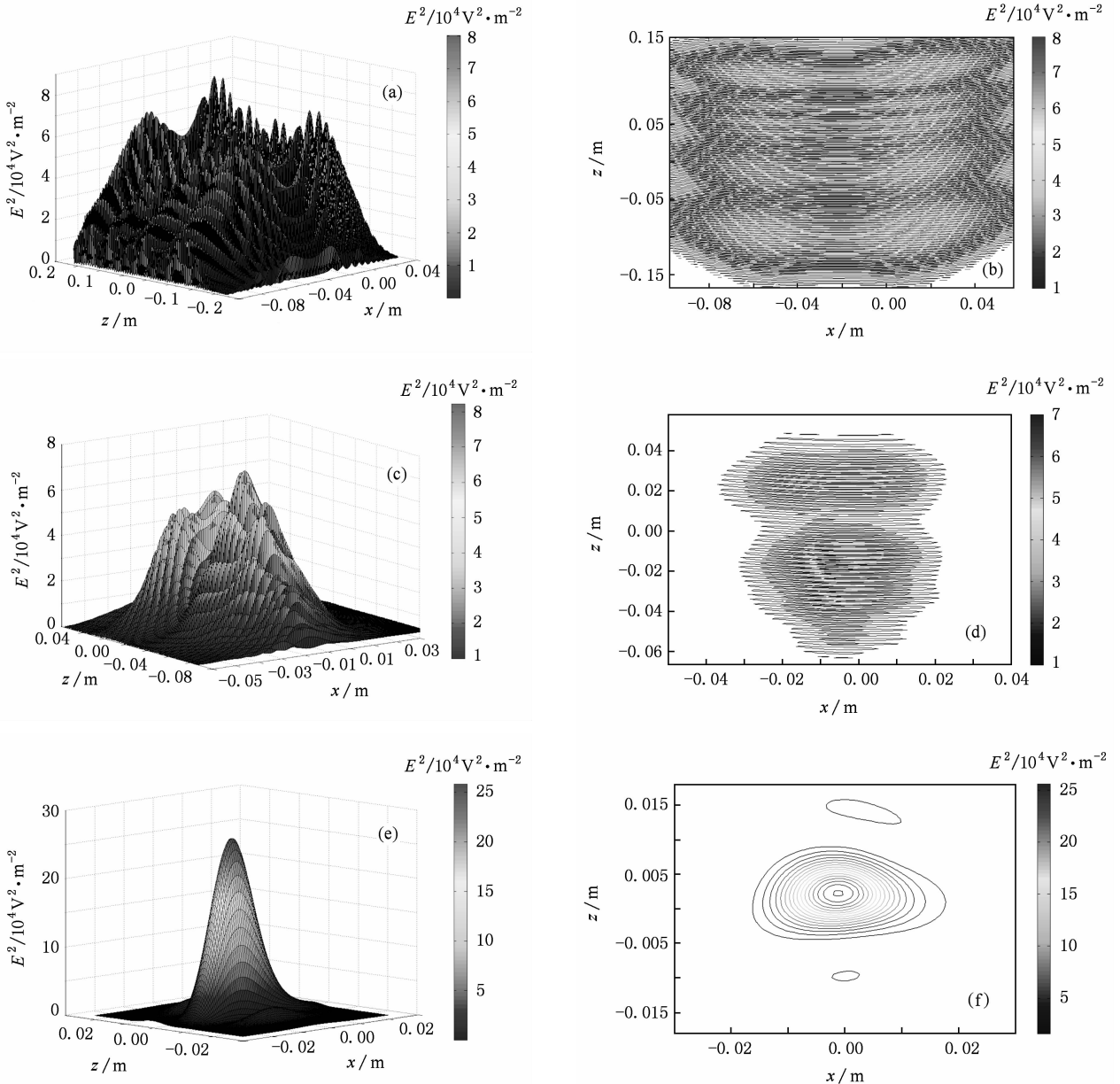


图5 Vlasov 准光模式变换器的电场能量分布图 (a)准椭圆反射器处的电场能量三维分布, (b)准椭圆反射器处的电场能量二维等值线分布, (c)二次曲面反射器处的电场能量三维分布, (d)二次曲面反射器处的电场能量二维等值线分布, (e)输出窗处的电场能量三维分布, (f)输出窗处的电场能量二维等值线分布

94 GHz, 工作模式为 $TE_{12,2}$ 的 W 波段回旋管, 其输出圆波导半径为 $R_w = 0.025$ m. 将圆波导中传输的功率流做归一化处理, 分别按图 1 所示的坐标系取准椭圆反射器、二次曲面反射器及输出窗的中心位置坐标为 $(0, 0.0875, 0.2126)$, $(0, -0.1375, 0.7593)$, $(0, 0.175, 0.7593)$, 单位为 m; 取准椭圆反射器参数 $l_1 = 0.0875$ m, $l_2 = 0.25$ m; 取二次曲面反射器参数 $\gamma = 0.9z^2$, 旋转角度 42° ; 最后数值计算得到准椭圆反射器、二次曲面反射器及输出窗处的辐射电场能量分布, 如图 5 所示.

由图 5 所示各位置处的电场能量分布可知, 通过 Vlasov 准光模式变换器后, 94 GHz 回旋管的工作模式 $TE_{12,2}$ 边廊模在输出窗处被转换为能量集中的 Gauss 波束, 束腰为 $16 \text{ mm} \times 9 \text{ mm}$, 旁瓣效应得到较好的抑制.

4. 结 论

准光模式变换器能将回旋管内工作的高阶腔

体模式转换为利于自由空间传输的线极化低阶波导模式或自由空间 Gauss 模式, 且其结构简单、紧凑高效, 被广泛地用于大功率级别回旋管中. Vlasov 模式变换器作为准光模式变换器的一种主要类型, 在高功率微波领域受到广泛关注. 本文研究并设计了一个由 Vlasov 螺旋开口辐射器和两级曲面反射器构成的边廊模回旋管准光模式变换器. 采用几何光学理论研究了此 Vlasov 模式变换器的机理, 利用矢量绕射理论分析了此变换器的工作过程, 通过编制计算仿真程序详细研究和设计了工作频率为 94 GHz, 工作模式为 $TE_{12,2}$ 的 W 波段边廊模回旋管的 Vlasov 模式变换器. 数值计算结果表明, 此模式变换器将 $TE_{12,2}$ 边廊模转换为场型较好且能量集中的 Gauss 波束. 此工作将为研究和设计 W 波段边廊模回旋管的准光输出提供理论和设计方面的参考. 由于本模型中没有考虑目前比较主流的相位校正曲面(镜)^[17,18], 输出 Gauss 波束场型仍未达到最佳, 添加相位校正曲面(镜)将是下一阶段研究的重点.

- [1] Chu K R 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 489
- [2] Thumm M 2008 *Sci. Rep. FZKA* **7392** 1
- [3] Kartikeyan M V, Borie E, Thumm M 2004 *Gyrotrons: High Power Microwave and Millimeter Wave Technology* (Berlin: Springer-Verlag) p7
- [4] Nusinovich G S 2004 *Introduction to the Physics of Gyrotrons* (Baltimore and London: Johns Hopkins University) p3
- [5] Edgcombe C J 1993 *Gyrotron Oscillators: Their Principles and Practice* (London: Taylor and Francis) p1
- [6] Lorbeck J A, Vernon R J 1991 *IEEE Trans. Anten. Propag.* **39** 1733
- [7] Mobius A W, Casey J A, Kreischer K E, Li A, Temkin R J 1992 *Int. J. Infra. Millim. Waves* **13** 1033
- [8] Liu X J, Li H F, Yu S, Xie Z L, Yang S W 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2291 (in Chinese) [牛新建、李宏福、喻 胜、谢仲怜、杨仕文 2002 物理学报 **51** 2291]
- [9] Vlasov S N, Zagryadskaya L I, Petelin M I 1975 *Radio Engng. Electron. Phys.* **20** 14
- [10] Wada O, Hashimoto M, Nakajima M 1988 *Int. J. Electron.* **65** 725
- [11] Miyake S, Wada O, Nakajima M, Idehara T, Brand G F 1991 *Int. J. Electron.* **70** 979
- [12] Blank M, Casey J A, Kreischer K E, Temkin R J, Price T 1992 *Int. J. Electron.* **72** 1093
- [13] Lorbeck J A, Vernon R J 1995 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **43** 1383
- [14] Zhou H J, Ding W, Liu Q X 2002 *High Power Laser Part. Beams* **14** 431 (in Chinese) [周海京、丁 武、刘庆想 2002 强激光与粒子束 **14** 431]
- [15] Iatrou C T 1995 *IEEE Tran. Microwave Theor. Technol.* **43** 529
- [16] Yang S W, Tan S H, Li H F 2002 *IEEE Trans Microwave Theory Tech.* **50** 1849
- [17] Drumm O 2002 *Wissenschaftliche Berichte FZKA* **6754 Ph. D. Dissertation (in German) 39**
- [18] Jin J B, Piosczyk B, Thumm M, Rzesnicki T, Zahng S C 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 1508
- [19] Kong J A 1986 *Electromagnetic Wave Theory* (New York: John Wiley and Sons) p381

Study and design of a quasi-optical mode converter for W-band whispering-gallery mode gyrotron^{*}

Wang Bin¹⁾²⁾ Du Chao-Hai¹⁾²⁾ Liu Pu-Kun^{1)†} Geng Zhi-Hui¹⁾ Xu Shou-Xi¹⁾

1) (*Key Laboratory of High Power Microwave Sources and Technologies, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 12 May 2009; revised manuscript received 20 July 2009)

Abstract

A quasi-optical mode converter for a whispering-gallery mode gyrotron, consisting of a Vlasov helically-cut launcher and two curved-mirror reflectors, is studied and designed. Firstly, the operation mechanism of the Vlasov type quasi-optical mode converter is investigated using geometric optics theory. And then, applying the aperture field integration and the surface current source integration of the vector diffraction theory, a numerical simulation code is programmed. Finally, the code is used to study a quasi-optical converter system of a W-band whispering-gallery mode gyrotron, and the operation mechanism of the mode conversion in the converter is revealed in detail. Numerical results indicate that the $TE_{12,2}$ whispering-gallery mode inside the W-band gyrotron is converted into a highly Gaussian-like beam at the output window.

Keywords: gyrotron, whispering-gallery mode, quasi-optical mode converter, W-band

PACC: 4252, 4170, 5225P

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60571039, 60971072).

[†] Corresponding author. E-mail: pkliu@mail.ie.ac.cn