

94 GHz TE_{6,2}模式 Denisov 辐射器的研究*张天钟[†] 喻胜 牛新建 李宏福 李浩

(电子科技大学太赫兹科学技术研究中心, 成都 610054)

(2014年1月13日收到; 2014年3月12日收到修改稿)

准光辐射器是回旋管内准光模式变换器的重要组成部分. 采用几何光学理论分析了圆波导中高阶旋转模式电磁波的准光传输特性, 分析了螺旋非规则光滑圆波导中电磁波的传输和模式耦合机理, 推导任意扰动的圆波导内模式间的耦合波方程及其相关系数. 根据耦合波理论编制准光模式变换器的数值计算程序, 分析了 Denisov 型辐射器内激励起的波导模式的功率分布规律和波导壁上的纵向磁场分布, 以及辐射器螺旋切口的辐射场的分布和辐射波束的特征, 并采用三维全波仿真软件进行对比模拟. 优化了工作频率为 94 GHz, TE_{6,2} 模式的 Denisov 型辐射器, 其输出功率效率高达 98%; 加工成实物并内置于回旋振荡内进行热测实验, 在回旋管的输出窗处获得了高斯分布的烧斑图. 此结果表明测试结果与计算基本一致.

关键词: 准光, 模式变换器, 高斯模式, 耦合波理论**PACS:** 84.40.IK, 84.40.Az, 84.40.Fe, 42.65.Wi**DOI:** 10.7498/aps.63.128402

1 引言

高功率、高频率回旋管是一类重要的微波器件, 近年来受到国内外的普遍重视. 回旋管主要应用于等离子体加热、受控热核聚变装置中电子回旋加热、电子回旋诊断和电子回旋电流驱动等^[1]. 由于国际热核实验反应堆 (ITER) 的需要, 使得回旋管向更高频率和功率方向发展, 给高功率回旋管的发展注入了新的动力. 同时随着输出功率的提高, 回旋管的高频结构不断增大, 常工作于高阶模式^[2], 给电磁波的传输和模式变换带来了困难. 高阶模式在传输过程中呈空心状, 存在严重的绕射和反射损耗, 不利于在自由空间中直接传输或辐射^[3,4]. 因此, 需要将高阶腔体模式转换成利于在自由空间中传输的低阶模式或者利于在波纹波导中传输的高斯模式. 采用传统的波导模式转换器不能很好地抑制寄生模式, 存在复杂的极化波^[5,6]. 准光模式变换器通常由带有切口的辐射器和几个反射镜组成, 结构尺寸小, 绕射损耗低, 模式转换效率高, 辐射场呈高斯分布, 其辐射器是把波导中的电磁波线性极

化后横向输出^[7], 主要有 Vlasov 和 Denisov 两种类型. Vlasov 型辐射器为一段末端为斜劈形、阶梯形或螺旋形切口的直波导, 由于切口的边缘处场比较强, 因此绕射损耗大, 转换效率低^[8]. Denisov 型辐射器由不规则波纹波导和螺旋形切口组成, 不规则波导将输入高阶边廊模式转换成一系列模式的混合进行预聚束, 得到高斯波束输出, 减小了切口边缘场, 降低了绕射损耗, 转换效率提高^[9], 广泛应用于兆瓦级高功率回旋管.

Denisov 型辐射器的分析方法主要有耦合波理论和表面场积分方程求解法^[10,11]. 此外, 可用三维全波仿真软件进行分析, 主要有 CST 公司的 CST, Ansoft 公司的高频结构仿真软件 HFSS 以及 CCR 公司 Cascade 和 SURF3D 软件^[12-14], 这些软件计算精度高, 但计算量大, 需要内存大, 不适合于优化大尺寸高阶模式的辐射器. 近年来, 国内回旋管的研究和发展受到普遍重视^[15-19], 输出功率和频率要求越来越高, 但对准光模式变换器的研究处于理论研究阶段^[20-22], 值得深入研究和实验分析.

本文采用几何光学理论分析了圆波导中高阶

* 中央高校基本科研业务费 (批准号: E022050205) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: 170166663@qq.com

旋转模式电磁波的准光传输特性; 分析了任意非规则圆波导中电磁波的模式耦合机理, 推导了耦合波方程; 编制了 Denisov 型辐射器的数值计算程序, 优化了工作频率为 94 GHz, TE_{6,2} 模式的 Denisov 型辐射器, 加工成实物并内置于回旋管内进行热测实验.

2 高阶旋转模式的准光分析

工作于高阶模式的回旋管, 其输出结构通常工作于过模状态, 波导半径大于电磁波在自由空间中波长的 10 倍以上, 因此可以采用几何光学理论来分析圆波导中波束的传播特性. 工作于 TE_{*m,p*} 模式的回旋管, 输出圆波导内的高阶旋转模式在圆柱坐标系中的电磁场分布可表示为 (仅考虑右旋模式)

$$H_z = k_c^2 A_{mp} J_m(k_c r) e^{j(\omega t - \beta z - m\phi)}, \quad (1)$$

$$H_r = -j\beta k_c A_{mp} J'_m(k_c r) e^{j(\omega t - \beta z - m\phi)}, \quad (2)$$

$$H_\phi = -\left(\frac{m\beta}{a}\right) A_{mp} J_m(k_c r) e^{j(\omega t - \beta z - m\phi)}, \quad (3)$$

$$E_r = -\left(\frac{m\omega\mu}{a}\right) A_{mp} J_m(k_c r) e^{j(\omega t - \beta z - m\phi)}, \quad (4)$$

$$E_\phi = -j\omega\mu k_c A_{mp} J'_m(k_c r) e^{j(\omega t - \beta z - m\phi)}, \quad (5)$$

$$\beta = \sqrt{k_0^2 - k_c^2}, \quad (6)$$

式中, z 和 r 为圆波导中的纵向 (电磁波的传播方向) 和径向坐标, k_c 为径向波数, β 为 TE 模式电磁波在波导中的纵向传播常数, a 为圆波导的半径, J_m 和 J'_m 分别表示 m 阶第一类 Bessel 函数及其导数, k_0 为自由空间中的传播常数, A_{mp} 为功率归一化常数, 可以由坡印亭矢量得到

$$A_{mp} = \frac{j}{J_m(X_{mp}) \sqrt{\pi\omega\mu(X_{mp}^2 - m^2)}}, \quad (7)$$

式中, X_{mp} 是 m 阶第一类 Bessel 函数导数的第 p 个根. 由于波导壁可以近似为理想导体, 径向垂直入射到壁上的电磁波可以认为被全反射回中心点处, 因此径向电场 E_r 实际上在径向上形成了驻波分布, 其入射波和反射波可以分别由第一类和第二类汉克尔函数表示:

$$u^{\text{in}} = A_{\text{in}} H_{mp}^{(1)} e^{j(-\beta z - m\phi)}, \quad (8)$$

$$u^{\text{out}} = A_{\text{out}} H_{mp}^{(2)} e^{j(-\beta z - m\phi)}. \quad (9)$$

当 $z > m$ 时, 汉克尔函数可以表示为

$$H_{mp}^{(2)} \approx \sqrt{\frac{2}{\pi\sqrt{z^2 - m^2}}}$$

$$\times e^{j(-\sqrt{z^2 - m^2} + m \cos^{-1}(\frac{m}{z} + \frac{\pi}{4}))}. \quad (10)$$

经波导壁反射后的电磁波可以认为是平面波, 其波前相位为

$$\psi(u^{\text{out}}) = -\sqrt{k_r^2 r^2 - m^2} + m \times \cos^{-1}\left(\frac{m}{k_r r} + \frac{\pi}{4} - m\phi - k_z z\right). \quad (11)$$

等相位面的梯度即为波的传播方向, 由几何光学理论可知, 平面波波前的传播过程可以几何光线来表示, 如图 1 所示.

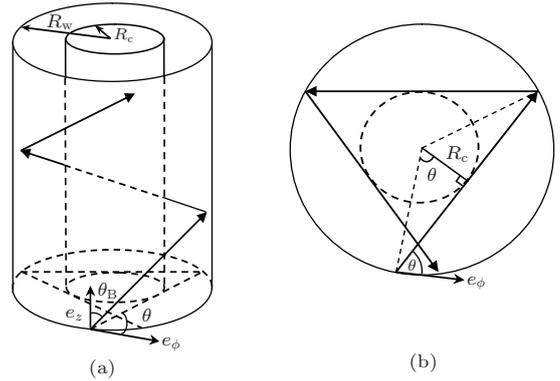


图 1 圆波导内高阶旋转模式的几何光学模型 (a) 侧视图; (b) 俯视图

因此, 高阶旋转模式电磁波在圆波导的传输过程可以用无限多条首尾相接的几何光线来表示, 而且每一条入射光线即为上一反射点的反射光线. 在任意点处光线的传播方向用矢量表示为

$$\mathbf{N}(r, \phi, z) = k_r \sqrt{1 - \frac{m^2}{k_r^2 r^2}} \mathbf{e}_r + \frac{1}{r} m \mathbf{e}_\phi + k_z \mathbf{e}_z. \quad (12)$$

采用几何光线可以足够精确地表示出高阶旋转模式电磁波在圆波导的传输过程. 在波导壁上光线的出射方向可表示为

$$\mathbf{N}(a, \phi, z) = \frac{\sqrt{X_{mp}^2 - m^2}}{a} \mathbf{e}_r + \frac{1}{a} m \mathbf{e}_\phi + k_z \mathbf{e}_z, \quad (13)$$

波导内几何光线与波导纵向的夹角即布里渊角为

$$\psi = \arccos\left(\frac{k_z}{k_0}\right), \quad (14)$$

波导壁上射线方向与反射点处切线的夹角为

$$\theta = \arccos\left(\frac{m}{X_{mp}}\right). \quad (15)$$

用几何光学分析高阶旋转模式的电磁波在圆波导中传输时, 所有的光线经波导壁反射后沿着过反射

点且与焦散面相切的弦传播,如图1(b)所示,在散焦面以内电磁波迅速凋落,焦散面内几乎不存在电磁波能量,这个结论在后面的三维全波电磁仿真中也得到了进一步的证实.

3 Denisov 型辐射器的设计

Denisov 型辐射器是 Vlasov 型辐射器的改进型,是准光模式变换器的关键部件,它由非规则光滑波导段与螺旋切口组成.非规则波导把输入模式转换成一系列模式的叠加,使得在切口处电磁波聚束成类高斯分布,在切口边沿处的电磁场最弱,甚至接近于零,从而降低了切口的绕射和散射损耗.螺旋切口把类高斯分布电磁波线性极化后横向输出,使回旋管的电注与高频电磁波分离. Denisov 型天线的基本原理可以表述为:由于波导边界条件的变化,导致输入的回旋管工作模式转换成一系列模式的叠加,那么在波导的角向和纵向上连续发生微扰就会连续地耦合出特定的耦合模式,耦合模式与幅度大小与扰动结构相关.因此,优化扰动段的结构可以耦合出所需要的模式及其幅度,使得在切口处形成高斯束分布,同时为了避免电子注落到辐射器上,辐射器的长度应该足够短.

3.1 Denisov 型辐射器的结构

一维高斯分布可以由三个圆波导模式来近似,为了耦合出能组成高斯束场分布的耦合模式场,需要对圆波导壁的纵向和角向都进行扰动,采用(16)式的螺旋扰动形式:

$$R = a + \tau z + \delta_1 \cos(u_1 \phi + \Delta s_1 z) + \delta_3 \cos(u_3 \phi + \Delta s_3 z) \quad (16)$$

$(u_1 = 1, u_3 = 3),$

式中 a 是辐射器入口处的半径; τ 是辐射器张开的斜率; δ_1, δ_3 是扰动幅度.结合耦合波理论得,当场分布与波导结构的周期一致时,耦合强度最大,因此

$$\Delta s_1 = \frac{1}{2} \left[\sqrt{k_0^2 - \left(\frac{X_{m-1,p}}{a + \tau z} \right)^2} - \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{X_{m+1,p}}{a + \tau z} \right)^2} \right], \quad (17)$$

$$\Delta s_3 = \frac{1}{2} \left[\sqrt{k_0^2 - \left(\frac{X_{m-3,p+1}}{a + \tau z} \right)^2} \right]$$

$$- \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{X_{m+3,p-1}}{a + \tau z} \right)^2} \right], \quad (18)$$

式中, k_0 是自由空间中的传播常数, X_{mp} 是方程 $J'_m(x) = 0$ 的第 p 个根. Denisov 型辐射器螺旋切口的主要作用是将旋转的波导模式沿着其射线旋转方向逐渐“展开”.图2为右旋模式的螺旋型 Denisov 型辐射器的几何结构示意图.从几何光学的观点来看,切口纵向开口的长度应该为光线沿着角向旋转一周时,在纵上传播的长度 L_B 为

$$L_B = 2\pi a \frac{\sin \theta}{\theta \tan \psi}. \quad (19)$$



图2 Denisov 型辐射器的模型

3.2 Denisov 型辐射器的耦合波方程

由于波导壁有类似螺纹结构的扰动,其内部场不再是严格的正交场,而是在主模和混合模式之间有能量交换,可以采用耦合波理论精确地计算出各个模式的功率分布.工作于磁波模式的圆波导,在(16)式的微扰结构下,耦合到电波模式的能量可以忽略^[23].在不考虑反向传播场时,波导内的场分布可以表示为^[24]

$$\begin{cases} H = \sum_m A_m(z) h_m e^{-j\beta_m z}, \\ E = \sum_m A_m(z) e_m e^{-j\beta_m z}, \end{cases} \quad (20)$$

$$\iint_S [e_m \times (h_n)^*] ds = \pm \delta_{m,n}, \quad (21)$$

式中, A_m 是波导内 $TE_{m,p}$ 模式的场的幅值,且 A_m 可以是复数,但不包含指数项 $e^{-j\beta_m z}$; β_m 是波导内 $TE_{m,p}$ 模式的传播常数; h_m 和 e_m 是规则圆波导内正交归一化的场; S 是波导横截面; $\delta_{m,n}$ 是狄拉克函数.当波导半径不是常数时, $e^{-j\beta_m z}$ 应取为 $e^{-j \int_0^z \beta_m dz'}$.对于 $TE_{m,p}$ 模式,在微扰的条件下

($\Delta R \ll R$), 波导内场可以用规则圆波导的场来近似, 其位函数可取为

$$T_m = N_m J_m \left(\frac{X_{m,p} r}{a} \right) e^{-jm\phi}, \quad (22)$$

N_{mn} 是归一化系数. 利用 (20) 式得规则圆波导内的电磁场为

$$\begin{aligned} e_r &= \sqrt{\frac{\mu\omega}{\beta}} \frac{\partial T_m}{r \partial \phi}, \\ e_\phi &= \sqrt{\frac{\mu\omega}{\beta}} \frac{\partial T_m}{\partial r}, \\ e_z &= 0, \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} h_r &= \sqrt{\frac{\beta}{\mu\omega}} \frac{\partial T_m}{\partial r}, \\ h_\phi &= \sqrt{\frac{\beta}{\mu\omega}} \frac{\partial T_m}{r \partial \phi}, \\ h_z &= j \sqrt{\frac{1}{\mu\omega\beta}} \frac{R_m X_{mp}^2 T_m}{a Y}, \end{aligned} \quad (24)$$

$$N_m = \frac{1}{\sqrt{\pi} R_m \sqrt{X_{mp}^2 - pm^2}}. \quad (25)$$

为了求得波导内的耦合波方程及耦合系数, 定义一个变量为

$$\mathbf{V} = \mathbf{E} \times (\mathbf{H}_m^\pm)^* + (\mathbf{E}_m^\pm)^* \times \mathbf{H}, \quad (26)$$

把它代入第一格林函数恒等式并利用麦克斯韦方程及归一化公式 (21) 式得

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} A_m(z) = & -\frac{1}{2} \oint [\mathbf{E} \times (\mathbf{H}_m^\pm)^* \\ & + (\mathbf{E}_m^\pm)^* \times \mathbf{H}] \cdot r dl, \end{aligned} \quad (27)$$

式中, \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 分别表示在非规则波导中所有模式产生的总电场和总磁场, \mathbf{E}_m 和 \mathbf{H}_m 分别表示非规则波导中 TE_{mn} 模式的归一化电场和磁场, dl 是沿着波导横截面边沿的线积分. 此式给出了 TE_{mn} 模式的电磁场幅度沿着纵向的变化规律. 波导内总的电场和磁场可由扰动前存在的和因扰动产生的电场与磁场之和来表示:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_U + \mathbf{E}_D, \quad (28)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_U + \mathbf{H}_D, \quad (29)$$

非规则波导在纵向和角向上都发生了微扰. 为了分析因扰动而产生的电磁场 \mathbf{E}_D 和 \mathbf{H}_D , 需要从波导的横截面 (图 3(a)) 和纵向剖面 (图 3(b)) 分别求解. 如图 3(a) 中, 在微扰条件下, 夹角 ψ 很小, 取一阶近似得角向上的切向电场为

$$E_{tt} = \left[(E_{U\phi}) + \delta \frac{\partial E_{U\phi}}{\partial r} + E_{D\phi} \right] \cos \psi$$

$$- E_{Ur} \sin \psi. \quad (30)$$

由于 ψ 很小, $\cos \psi \simeq 1, \sin \psi \simeq -(1/a) \partial \delta / \partial \phi$, 因此切向电场进一步近似为

$$E_{tt} = E_{U\phi} + \delta \frac{\partial E_{U\phi}}{\partial r} + E_{D\phi} + \frac{1}{a} \frac{\partial \delta}{\partial \phi} E_{Ur}. \quad (31)$$

同理可求得切向磁场为

$$H_{tt} = H_{U\phi} + \delta \frac{\partial H_{U\phi}}{\partial r} + H_{D\phi} + \frac{1}{a} \frac{\partial \delta}{\partial \phi} H_{Ur}. \quad (32)$$

由图 3(b) 可以求得纵向剖面上切向电场和磁场为

$$E_{tz} = E_{Uz} + \delta \frac{\partial E_{Uz}}{\partial r} + E_{Dz} + \frac{\partial \delta}{\partial z} E_{Ur}, \quad (33)$$

$$H_{tz} = H_{Uz} + \delta \frac{\partial H_{Uz}}{\partial r} + H_{Dz} + \frac{\partial \delta}{\partial z} H_{Ur}. \quad (34)$$

把切向电场和磁场的表达式代入到 (27) 式, 得壁微扰时的耦合波方程及耦合系数为

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d}{dz} A_m(z) &= -\sum K_{mn} A_n(z), \\ K_{mn} &= -\frac{a}{2} \int_0^{2\pi} \left[-h_{mz}^* \left(\delta \frac{\partial e_{n\phi}}{\partial r} + \frac{1}{a} \frac{\partial \delta}{\partial \phi} e_{nr} \right) \right. \\ &\quad \left. + h_{m\phi}^* \frac{\partial \delta}{\partial z} e_{nr} \right] d\phi, \\ \Delta \beta &= \beta_m - \beta_n, \\ h_{mz}^* \frac{\partial e_{n\phi}}{\partial r} &= -jM \frac{1}{\pi a^2} \frac{X_{mp}^2 (X_{nq}^2 - n^2)}{a^2} e^{jm\phi} e^{-jn\phi}, \\ h_{mz}^* e_{nr} &= -M \frac{1}{\pi a} \frac{1}{a^2} \frac{n X_{mp}^2}{a^2} e^{jm\phi} e^{-jn\phi}, \\ h_{m\phi}^* e_{nr} &= M \frac{1}{\pi} \frac{mn}{a^2} e^{jm\phi} e^{-jn\phi}, \\ M &= \frac{1}{\sqrt{\beta_n \beta_m} \sqrt{X_{mp}^2 - m^2} \sqrt{X_{nq}^2 - n^2}}. \end{aligned} \right. \quad (35)$$

可以采用 (35) 式来计算 Denisov 型辐射器内各模式功率沿纵向分布及壁上的场分布.

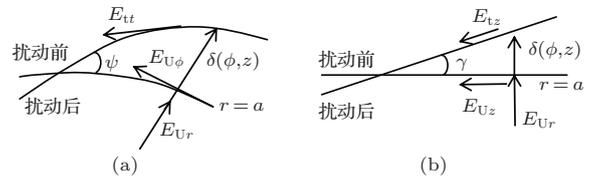


图 3 非规则波导壁上满足边界条件的场 (a) 横向 $r-\phi$; (b) 纵向 $r-z$

4 数值计算

波导内准高斯束分布的场可以由 9 个特定的圆波导模式以特定的幅度比例和相位叠加而成 [25], 当切口处的场呈准高斯分布时, 各模式的功率分布如表 1.

表1 组成高斯分布的9个模式相对功率

$TE_{m-2,n+1}$: $\frac{1}{36}$	$TE_{m+1,n}$: $\frac{1}{9}$	$TE_{m+4,n-1}$: $\frac{1}{36}$
$TE_{m-3,n+1}$: $\frac{1}{9}$	$TE_{m,n}$: $\frac{1}{36}$	$TE_{m+3,n-1}$: $\frac{1}{9}$
$TE_{m-4,n+1}$: $\frac{1}{36}$	$TE_{m-1,n}$: $\frac{1}{9}$	$TE_{m+2,n-1}$: $\frac{1}{36}$

根据上述的耦合波理论, 采用MATLAB语言编写数值计算程序, 分析了工作于94 GHz的回旋管内置准光模式变换器, 其输入模式为 $TE_{6,2}$. 输入模式在相邻两次反射之间的角度为

$$\Delta\psi = 2 \cos^{-1} \left(\frac{m}{X_{mn}} \right) \approx 120^\circ,$$

因此在完整的一个圆周上反射点的个数(取整数)为 $u_3 = \frac{360}{\Delta\psi} \approx 3$, 而在纵向上取 $u_1 = 1$. 为了防止辐射器的扰动及切口处的突变而产生能量的反射, 使辐射器沿纵向成喇叭状张开, 张角为 0.23° , 即 $\tau = 0.002$, 因此辐射器的半径为 $R(z) = a + \tau z$. 采用龙格-库塔法求解微分方程组(35)式, 得各模式功率沿纵向的分布规律, 如图4(a), 在切口起始处各模式的功率比例分布如表2.

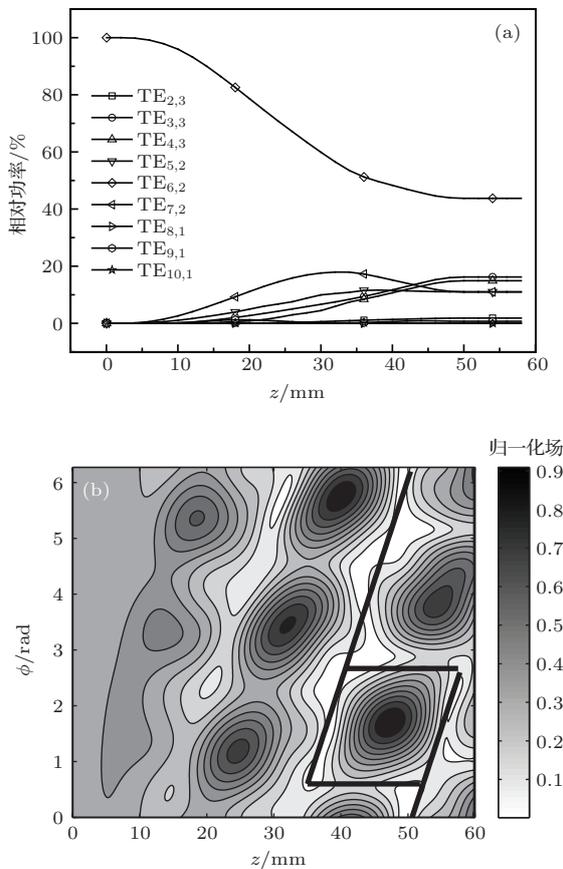


图4 辐射器内场分布 (a) 各模式功率沿纵向分布; (b) 壁上场分布

对于输入模式为TE模的非规则波导可以忽略其激起的TH模, 此时波导壁电流由TE模式的纵向磁场决定, 而纵向磁场由(24)式可以求得. 切断波导壁电流会使电磁场产生激烈的变化, 为了减小螺旋切口对波导内场分布的影响和减少切口边缘的绕射和散射, 螺旋切口应该沿着壁电流最弱的路径切开, 如图4(b)中黑色实线所示. 四边形为切口后的第一个布里渊区, 能量将从此区域向外辐射, 螺旋切口的起始位置为 $L_c = 34 \text{ mm}$, $\phi = 0.7 \text{ rad}$, 辐射器的总长度为54.1 mm.

表2 $TE_{6,2}$ 模 Denisov 辐射器内 9 个模式相对功率/%

$TE_{4,3}$: 14.90	$TE_{7,2}$: 10.99	$TE_{10,1}$: 0.06
$TE_{3,3}$: 16.23	$TE_{6,2}$: 43.76	$TE_{9,1}$: 0.70
$TE_{2,3}$: 1.83	$TE_{5,2}$: 11.0	$TE_{8,1}$: 0.05

为了分析辐射器的辐射场, 采用三维全波仿真软件分析了内壁上的电流分布及螺旋切口的辐射场, 输入信号采用“波导端口”输入, 激励源为 $TE_{6,2}$ 旋转模式, 频率为94 GHz, 如图5所示. 从图5(a)中可以看出, 正如数值计算的结果, 在 $z = 0$ 处输入的电磁波未受到扰动, 其波导壁上的电流呈均匀分布, 沿着纵向扰动逐渐增大, 壁电流慢慢地得到了汇聚, 在输出前的最后一个布里渊区处, 壁电流得到了很好的汇聚. 在辐射器的螺旋切口处, 辐射器把输入 $TE_{6,2}$ 模式的空心场分布转换成了中心能量最大、沿横向半径增大而减弱的类高斯分布, 如图5(b)所示. 在切口的边沿上, 电磁波的能量大大减小. 为了进一步分析辐射器的特征, 需对其辐射场的参数进行更深入的分析, 如图6所示. 在沿着其辐射方向每隔10 mm处计算一次天线的辐射场, 并计算类高斯波束的束半径从而绘制出其沿传播方向的束半径变化规律. 从图6中可以看出, 辐射器辐射出的高斯波束的束腰处于螺旋切口处, 偏离切口越远其束半径越大, 其发散角约为 15° . 为清晰地看出电磁波在辐射器内的转换过程, 提取 xoz 平面作为观察面进行分析, 如图7. 可见在入口 $z = 0$ 处 $TE_{6,2}$ 模式在波导中心处并没有能量, 经变换后输出类高斯模式分布的波束. 这证明了上述理论及本文编写的准光模式变换器设计程序是可行的.

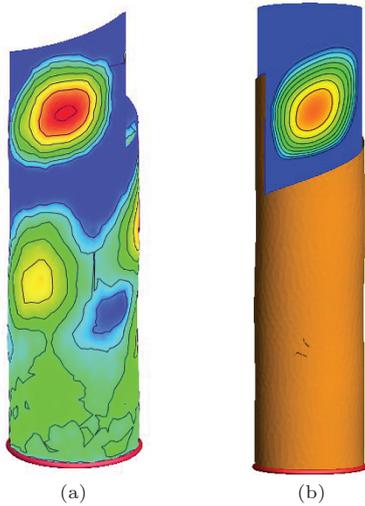


图5 (网刊彩色) Feko 仿真辐射器内场分布 (a) 辐射器壁上电流分布; (b) 辐射器切口处场分布

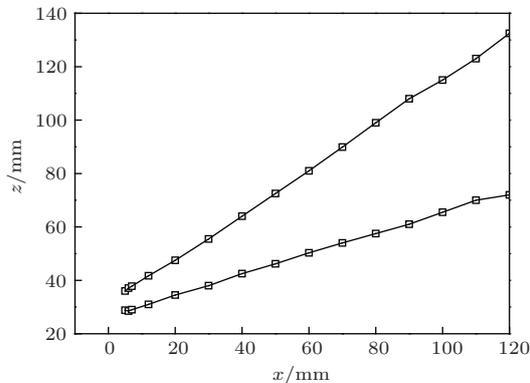


图6 辐射器辐射出的高斯波束束半径变化规律

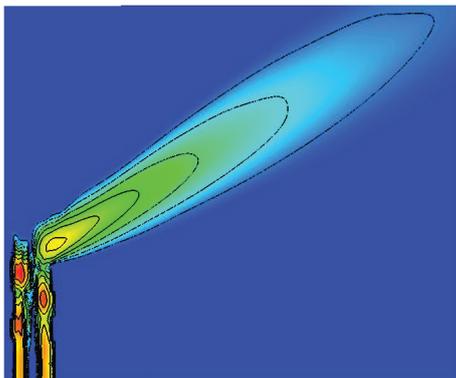


图7 (网刊彩色) Feko 仿真辐射器辐射场

5 实验结果

为了验证上述准光模式变换器的可靠性,把设计的辐射器内置于谐振起 $TE_{6,2}$ 模式、94 GHz 的回旋管内进行热测实验. 在输出窗处放置吸收电磁波的热敏纸,热敏纸吸收电磁波能量后转换成热能而温度升高,用红照相机可以获得热敏纸上的温度场

分布. 在本次实验中采用增大功率的方法把热敏纸着烧而形成烧斑图,如图8所示. 图中烧斑图成圆形分布,并且中心能量最大,也最先被着烧. 实验结果表明,Denisov型辐射器可以把输入的空心 $TE_{6,2}$ 模式的电磁场转换成类高斯分布,也进一步证明了所编写的准光模式变换器的设计程序的可靠性.

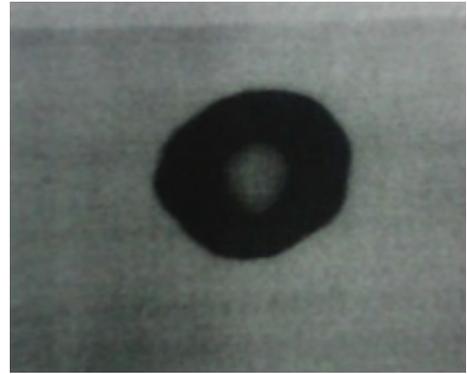


图8 准光模式变换器的热测实验烧斑图

6 结论

采用几何光学理论分析了高阶旋转模式电磁波在圆波导内的传输特性,推导了非规则波导内耦合波方程及相关系数,编写准光模式变换器的数值计算程序,计算了工作频率 94 GHz, $TE_{6,2}$ 模式的 Denisov 型辐射器内场分布,优化工作参数,降低螺旋切口的散射,提高了辐射器的功率转换效率和高斯模式含量,解决了传统的模式转换器及 Vlasov 辐射器存在的困难. 采用三维全波仿真软件和热测实验验证了数值计算的可靠性.

参考文献

- [1] Thumm M 2005 *Infrar. Millim. Waves* **26** 483
- [2] Thumm M 2011 *State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers* (Karlsruhe: Kit Scientific Report) pp16–29
- [3] Ogawa I, Idehara T, Nagao K 2005 *Conference Digest Joint 30th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 13th International Conference on Terahertz Electronics* Williamsburg, Virginia, September 19–23, 2005 p379
- [4] Jin J B, Piosczyk B, Thumm M, Rzesnicki T, Zhang S 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 1508
- [5] Xu S X, Wang B, Liu P K, Geng Z H 2010 *The 11th International Vacuum Electronics Conference* Monterey, California, April 24–26, 2010 p355

- [6] Ragini J, Kartikeyana M V, Thumm M 2009 *The 34th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* Busan, Korea, September 21–25, 2009 pp21–25
- [7] Thumm M, Yang X K, Arnold A, Guenter D, Georg M, Julius P, Dietmar W 2005 *IEEE Trans. Electron Dev.* **52** 818
- [8] Rzesnicki T, Jin J, Piosczyk B, Thumm M, Michel G, Wagner D 2005 *Conference Digest Joint 30th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 13th International Conference on Terahertz Electronics* Williamsburg, Virginia, September 19–23, 2005 pp519–520
- [9] Blank M, Kreischer M, Temkin K E 1994 *Int. Electron Dev.* p259
- [10] Wang H, Shen W Y, Geng Z H, Xu S X, Wang B, Du C H, Liu P K 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 238401 (in Chinese) [王虎, 沈文渊, 耿志辉, 徐寿喜, 王斌, 杜朝海, 刘濮鲲 2013 物理学报 **62** 238401]
- [11] Jin J, Thumm M, Piosczyk B, Kern S, Flamm J, Rzesnicki T 2009 *IEEE Trans. Microw. Theo. Techniq.* **57** 1661
- [12] Computer Simulation Technology <http://www.cst.com> [2013-9-25]
- [13] Ansoft <http://www.ansoft.com> [2013-9-25]
- [14] Calabazas Creek Research <http://calcreek.com/software.html> [2013-9-25]
- [15] Liu D W, Yuan X S, Yan Y 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3049
- [16] Chen X L, Zhao Q, Liu J W 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 074104 (in Chinese) [陈旭霖, 赵青, 刘建卫 2012 物理学报 **61** 074104]
- [17] Lei C J, Yu S, Li H F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 180202 (in Chinese) [雷朝军, 喻胜, 李宏福 2012 物理学报 **61** 180202]
- [18] Xia M Z, Liu D G, Yan Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 111301 (in Chinese) [夏蒙重, 刘大刚, 鄢扬 2013 物理学报 **62** 111301]
- [19] Du C H, Xue Q Z, Liu P K 2010 *Chin. Phys. B* **19** 048703
- [20] Niu 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]
- [21] Du C H, Liu P K, Xue Q Z 2010 *Chin. Phys. B* **19** 048703
- [22] Zhang L, Fu X L, Lei M, Wang A T, Gu C, Rao R Z 2014 *Chin. Phys. B* **23** 038101
- [23] Jin J B 2005 *Ph. D. Dissertation* (Chengdu: Southwest Jiaotong University) (in Chinese) [金践波 2005 博士学位论文 (成都: 西南交通大学)]
- [24] Bogdashov A A, Denisov G G 2004 *Radiophys. Quantum Electron.* **47** 283
- [25] Doane J L 1985 *Infrar. Millim. Waves* **13** 123

Analysis of a 94 GHz, TE_{6,2} Denisov launcher*

Zhang Tian-Zhong[†] Yu Sheng Niu Xin-Jian Li Hong-Fu Li Hao

(Terahertz Science and Technology Research Center, University of Electronics Science and Technology of
China, Chengdu 610054, China)

(Received 13 January 2014; revised manuscript received 12 March 2014)

Abstract

The launcher is an important component of the gyrotron builded-in quasi optical convertor. The propagate characteristics of high order modes in volume waveguide are analyzed in this paper based on geometric optical theory. The waveguide coupling equations and the corresponding coupling coefficients of the modes in the perturbation waveguide are derived based on the mode coupling theory. The power distribution in the perturbation waveguide and the field on the wall are analyzed by the numerical calculation code which is written in MATLAB language. The 3D simulation software can be used to verity the numerical result. As an example, a Denisov launcher of 94 GHz, TE_{6,2} is designed, and the numerical simulation result shows that the conversion efficiency is more than 98%, The hot-test experimental results show that the profile of output field is well consistent with the numerical result.

Keywords: quasi-optical, mode converter, Gauss mode, mode coupling theory

PACS: 84.40.IK, 84.40.Az, 84.40.Fe, 42.65.Wi

DOI: [10.7498/aps.63.128402](https://doi.org/10.7498/aps.63.128402)

* Project supported by the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. E022050205).

[†] Corresponding author. E-mail: 170166663@qq.com