

高功率回旋振荡管 Denisov 型辐射器的研究*

王虎¹⁾²⁾ 沈文渊¹⁾²⁾ 耿志辉¹⁾ 徐寿喜¹⁾ 王斌³⁾ 杜朝海⁴⁾ 刘濮鲲^{4)†}

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

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

3) (重庆邮电大学光电工程学院, 重庆 400065)

4) (北京大学信息科学技术学院, 北京 100871)

(2013年7月11日收到; 2013年7月19日收到修改稿)

研究了一种用于高功率回旋振荡管准光模式变换系统的高效率 Denisov 型辐射器. 基于 Bessel 函数的积分展开及几何光学理论, 系统地分析了圆波导中电磁波的传播过程及 Denisov 型辐射器降低衍射损耗的机理; 分析了在圆波导内壁上工作模式与耦合模式叠加形成准高斯型场分布的过程. 从 Bessel 函数导数的本征值出发, 给出了不同工作模式在 Denisov 型辐射器预聚束波导段选择目标耦合模式的一种普适方法, 同时给出了 Denisov 型辐射器的设计方法. 依据上述理论分析编写了计算程序, 并对一支 140 GHz, 工作模式为 TE_{28,8}, 1 MW 长脉冲回旋振荡管进行了对比验证, 计算结果与文献报道的结果具有很好的一致性.

关键词: 回旋管, 准光辐射器, 耦合模理论, 模式变换

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

DOI: 10.7498/aps.62.238401

1 引言

国际磁约束热核聚变反应堆 (ITER) 需要高温、高密度等离子体, 利用高功率回旋管产生的毫米波对等离子体进行电子回旋谐振加热 (ECRH) 是等离子体加热的重要手段之一^[1]. 兆瓦级高功率长脉冲回旋振荡管一般采用圆波导中的高阶腔模 (TE_{mn}, $m \gg 1, n \gg 1$) 或边廊模 (TE_{mn}, $m \gg n, n \geq 2$) 工作, 而圆极化的高阶模式在自由空间的传输过程中存在严重的衍射和极化损耗, 必须将其转换为便于传输或直接应用的线极化低损耗模式 (如 TEM₀₀ 或 HE₁₁)^[2]. 回旋管通常采用内置准光学模式变换器将高阶腔模转换为 TEM₀₀, 再通过匹配光学单元 (MOU) 将 TEM₀₀ 模式转换为 HE₁₁ 模式馈入波导传输线进行传输^[3,4]. 准光学模式变换器由辐射器和多个反射镜面组成. 辐射器分为 Vlasov 型和 Denisov 型两种. 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, 主要适用于

角向对称模式 (如 TE₀₂) 或边廊模 (如 TE_{15,4})^[5]. 由于波导壁电流呈均匀分布, 加之波导横向尺寸与波长可比拟, 因此切口的边缘衍射效应明显, 辐射效率一般仅有 80% 左右^[6]. Denisov 型辐射器由一段沿轴向和角向周期扰动的不规则波纹波导 (预聚束段) 和螺旋形切口组成, 主要适用于高阶腔模 (如 TE_{22,6}, TE_{28,8})^[7]. 通过波导壁的不规则扰动, 使波导内表面电流呈准高斯分布, 从而降低切口边缘的衍射损耗, 提高辐射器的辐射效率. Denisov 型准光模式变换器以其功率容量大, 结构紧凑, 模式变换效率高的特点被广泛应用于兆瓦级高平均功率回旋振荡管中.

对于 Denisov 型辐射器的研究, 本质上是研究电磁波在不规则波导内的模式耦合及其在螺旋形切口的口径辐射场. 一般可以采用矩量法 (MOM)、有限元 (FEM)、时域有限差分 (FDTD) 等数值方法或基于这类方法的电磁仿真软件对其进行仿真和计算. Kulygin 和 Kuzikov 利用 FDTD 方法开发了计算缓变波导结构和开放波导结构的软件^[8,9]. 对

* 国家自然科学基金 (批准号: 61072026, 60971072, 61102026, 61072024) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: pkliu@pku.edu.cn

于开放波导问题, 计算时间需要数小时, 且只能计算角向指数小于 10 的模式. Neilson 基于 MOM 并结合多层快速多级子方法 (MLFMM) 求解电场积分方程, 成功开发了商用软件 Surf3D, 用于回旋管准光模式变换器的仿真 [10]. 该软件对计算资源要求高, 计算时间长, 不利于参数的优化, 多作为验证其他方法的软件使用 [11]. 可见基于三维网格单元的数值算法在计算电大尺寸缓变截面波导时有其局限性. 因此, 国内外学者对 Denisov 型辐射器的研究和设计主要采用耦合模理论 [12]. 近年来, 国内学者对高功率回旋管的研究逐步深入 [13-16], 但对准光模式变换器的研究则刚刚起步, 仅对结构简单的 Vlasov 型辐射器 [17,18] 及镜面系统 [19] 做了初步的理论及实验研究, 对 Denisov 型准光模式变换器, 尤其是对具有不规则波纹扰动的辐射器研究较少, 缺乏系统深入的理论分析.

本文基于 Bessel 函数的积分展开式及几何光学理论, 从能量射线的角度分析了电磁波在圆波导中的传播过程. 分析了在圆波导内壁上工作模式与耦合模式叠加形成准高斯型场分布的过程. 从 Bessel 函数导数的本征值出发给出了不同工作模式在 Denisov 型辐射器预聚束波导段选择目标耦合模式的一种普适方法, 并给出了 Denisov 型辐射器的设计方法. 最后根据相关文献报道的数据对理论分析及计算程序进行了验证.

2 几何光学分析及模式展开

2.1 高阶模传播的几何光学分析

回旋管主要采用圆波导中的 TE_{mn} 模工作, 根

据 Bessel 函数的积分展开可将 TE_{mn} 模电场分量写为积分形式

$$E_r = -\frac{E_{mn}k}{2\pi k_t} \int_0^{2\pi} \cos \theta e^{j[k_z z + k_t r \sin \theta \pm m(\phi - \theta) - \omega t]} \times d\theta, \quad (1a)$$

$$E_\phi = \frac{E_{mn}k}{2\pi k_t} \int_0^{2\pi} \sin \theta e^{j[k_z z + k_t r \sin \theta \pm m(\phi - \theta) - \omega t]} \times d\theta, \quad (1b)$$

式中 E_{mn} 为电场的幅度系数, 可由归一化功率导出, k_t 与 k_z 分别为横向和纵向传播常数, $k_t = \chi'_{mn}/R_w$, χ'_{mn} 为 m 阶第一类 Bessel 函数导数的第 n 个根, R_w 为圆波导半径, $k_z = \sqrt{k^2 - k_t^2}$, k 为自由空间传播常数. “+”表示右旋, “-”表示左旋.

由 (1) 式可知, 圆波导中传播的电场可表示为一系列平面波的叠加, 即

$$E \propto e^{j[kS - \omega t]}, \quad (2)$$

其中 S 为光程函数, 并且

$$kS = k_z z + k_t r \sin \theta \pm m(\phi - \theta). \quad (3)$$

工作在毫米波、亚毫米波段的高功率回旋管一般工作于高过模的状态, 即波导的横向尺寸远大于工作波长, 因此可以采用几何 (射线) 光学法代替波动光学法分析波导中电磁波的传播过程 [20]. 根据几何光学理论, 可以将圆波导中传播的单一平面波看作一簇能量射线, 射线的方向即为平面波波矢量的方向, 如图 1 所示.

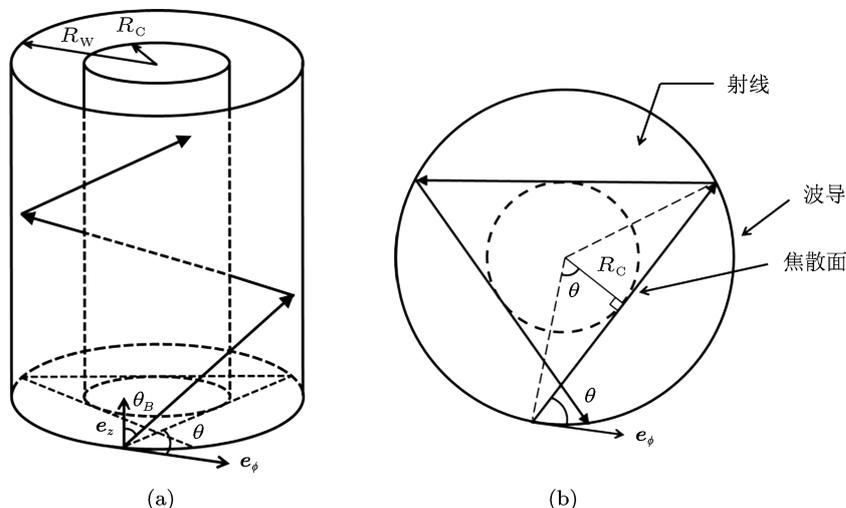


图 1 圆波导中能量射线传播的几何光学模型 (a) 侧视图; (b) 俯视图

为确定这些平面波(射线)传播的方向,需求解程函方程

$$|\nabla S|^2 = n_0^2, \quad (4)$$

其中 n_0 为介质折射率. 该方程描述了射线的传播规律, 对于均匀介质 n_0 为常数, 射线以直线形式传播.

由(4)式可得

$$\frac{1}{k^2} \left(k_z^2 + k_t^2 \sin^2 \theta + \frac{m^2}{r^2} \right) = 1, \quad (5)$$

进一步推导可得

$$\theta(r) = \cos^{-1} \left(\frac{m R_w}{r \chi'_{mn}} \right). \quad (6)$$

在波导壁 $r = R_w$ 处

$$\theta(R_w) = \cos^{-1} \left(\frac{m}{\chi'_{mn}} \right), \quad (7)$$

表示波导壁上射线方向与反射点处切线的夹角, 如图 1(b) 所示. 平面波射线沿波导传播时, 以 $\frac{\pi}{2} - \theta$ 的反射角被波导壁反射, 在波导内形成焦散面, 焦散半径为

$$R_c = R_w \cos \theta = R_w \frac{m}{\chi'_{mn}}. \quad (8)$$

在 $R_w \geq r \geq R_c$ 的区域, 电磁场呈波动状态, 在 $r \leq R_c$ 的区域, 电磁场呈凋落状态, 并沿 $r \rightarrow 0$ 的方向下降为零. 由图 1 可知波矢量与纵轴的夹角为

$$\theta_B = \tan^{-1} \left(\frac{k_t}{k_z} \right). \quad (9)$$

电磁行波在波导中连续两次反射沿轴向传播的距离为

$$L_B = 2R_w \sin \theta \cot \theta_B, \quad (10)$$

其绕轴向转动 2π 时传播的轴向距离, 即辐射器的切口长度为

$$L_C = 2\pi R_w \cot \theta_B \frac{\sin \theta}{\theta}. \quad (11)$$

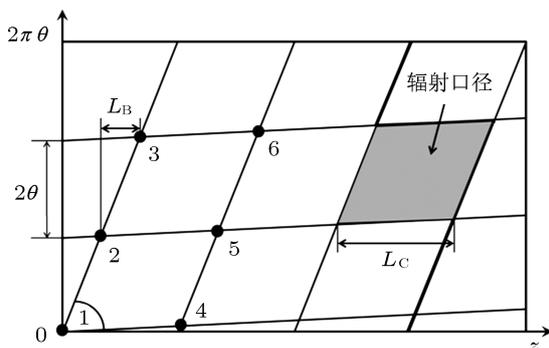


图2 圆波导二维平面展开图

在波导壁上, 由于 k 与 k_z 之间存在一定的夹角, 因此射线在圆波导内传播时不断反射并沿轴向螺旋行进. 将圆波导在二维平面上展开, 如图 2 所示, 图中黑色圆点为射线在波导壁上的反射点. 射线从原点出发, 沿 1—2—3—4—5—6 的路径向前传播. 同一射线的反射点在波导内壁上形成连续的平行四边形, 最终不同起点的射线均经由某一平行四边形口径(辐射口径)反射到自由空间中. 在波导壁上, 射线经过的每一点场强均相等, 即波导内壁上的表面电流均匀分布, 如果直接对波导进行螺旋切割(图 2 中黑色折线), 必然产生较大的衍射损耗, 一般辐射效率仅有 80% 左右, 20% 的功率将损耗在管内. 损耗的功率一方面将导致整管效率明显降低, 一方面管内过高的功率可能导致打火击穿等问题. 为降低衍射损耗, 需要将均匀分布的壁电流进行某种变换, 将其转换为强弱周期性分布的电流.

2.2 高斯分布的模式展开

为改变波导内壁上的表面电流分布, Denisov 首先提出通过螺旋波纹扰动实现壁电流的周期性分布 [7]. 如图 3 所示, 微小的扰动将改变射线的路径, 使射线产生汇聚, 使表面电流在角向和轴向呈周期性的强弱分布, 即形成高斯束斑. 一般束斑外围比束斑中心的场强度低 20 dB. 沿束斑外围电流较弱的区域进行切割, 将有效降低切口边缘的衍射损耗, 提高辐射器的辐射效率.

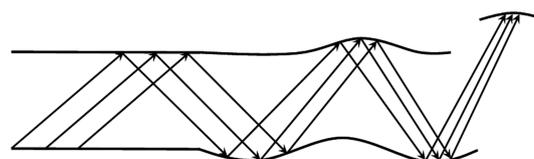


图3 能量射线在轴向的汇聚示意图

研究波导内壁上高斯束斑的形成, 可以将二维高斯函数进行平面波展开. 若定义规则波导中三个平面波的纵向传播常数分别为 β_i , β_{i-1} 和 β_{i+1} , 它们在波导中的叠加场为

$$\begin{aligned} f(z) &= A [e^{-j\beta_i z} + \alpha e^{-j\beta_{i-1} z} + \alpha e^{-j\beta_{i+1} z}] \\ &= A e^{-j\beta_i z} [1 + 2\alpha e^{j\delta_i z} \cos(\Delta\beta_i z)], \end{aligned} \quad (12)$$

其中 A 为模式 i 的幅度, α 为其他两个模式相对于模式 i 的幅度. 式中 $\Delta\beta_i = [(\beta_i - \beta_{i-1}) + (\beta_{i+1} - \beta_i)]/2$ 且 $|2\pi/\Delta\beta_i| \gg \lambda$, $\delta_i = [(\beta_i - \beta_{i-1}) - (\beta_{i+1} - \beta_i)]/2$

$\beta_i)/2$, 令系数 $\alpha = 1/2$, 同时选择适当的长度 L 满足如下条件:

$$e^{j\delta_i z} = 1, \quad (13)$$

此时我们可以得到波导壁上的场幅度表达式

$$|f(z)| = A[1 + \cos(\Delta\beta_i z)]. \quad (14)$$

在 $-\pi \leq \Delta\beta_i z \leq \pi$ 的条件下, (14) 式与高斯函数 $f_g(z) = 2A \exp[-z^2/(2a^2)]$ 之间的耦合度可以按下式得到:

$$\eta_g = \frac{\int f \cdot f_g^* dz \int f_g^* \cdot f dz}{\int f \cdot f^* dz \int f_g \cdot f_g^* dz}. \quad (15)$$

当 $a = 0.4\pi/\Delta\beta_i$ 时, 按 (15) 式可以计算耦合度为 0.9974, 表明三个平面波叠加得到的升余弦分布可以近似表示一维的高斯分布, 如图 4 所示, 其中高斯波束束腰 $\omega = \sqrt{2}a$. 由条件 (13) 可知, 若利用该升余弦分布表示高斯分布, 则应满足 $\delta L = n\pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$).

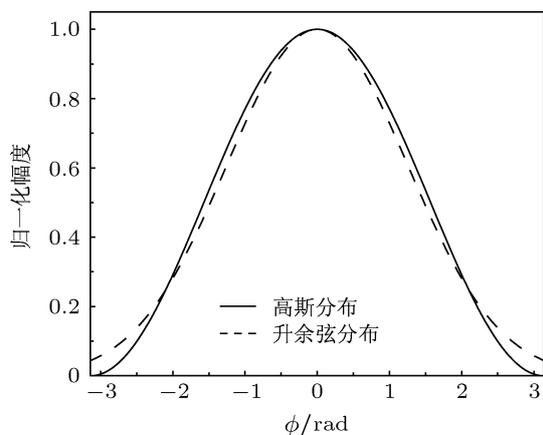


图 4 一维高斯函数与升余弦函数的比较

由 (14) 式可知, 由于三个模式的纵向传播常数不同, 同时要求三个模式的相位差为零^[6], 因此必须选择适当的变换器长度来消除相位差, 使得 $e^{j\delta_i z} = 1$. 根据以上分析, 变换器的最短长度 (包括波纹扰动段及相位匹配段) 可以表示为

$$L_{\min} = \frac{\pi}{2|2\beta_i - \beta_{i-1} - \beta_{i+1}|}. \quad (16)$$

若初始输入功率为 1, (14) 式可以进一步写为

$$|f(z)| = 1 + \frac{1}{2} \exp(j\Delta\beta_i z) + \frac{1}{2} \exp(-j\Delta\beta_i z). \quad (17)$$

此时工作模式与两个耦合模式的功率分别为 4/6, 1/6, 1/6.

考虑角向的模式耦合, (17) 式可以改写为

$$|f(\phi, z)| = \left[1 + \frac{1}{2} \exp(jN_i \phi) + \frac{1}{2} \exp(-jN_i \phi) \right] \times \left[1 + \frac{1}{2} \exp(j\Delta\beta_i z) + \frac{1}{2} \exp(-j\Delta\beta_i z) \right]. \quad (18)$$

(18) 式表明二维高斯分布可以由九个满足特定幅度分布和相位关系的模式叠加而成, 这为设计 Denisov 型辐射器提供了可能.

3 Denisov 型辐射器的设计方法

Denisov 型辐射器需要将波导输入端的单一模式转换为一系列的耦合模式, 从而使波导内壁电流在角向和轴向呈现周期强弱分布的准高斯束斑. 波导壁的结构微扰可以将输入模式耦合为其他的模式. 如图 3 所示, 从几何光学的角度分析, 需要具有角向和轴向形变的波导使射线产生汇聚.

3.1 预聚束螺旋波纹波导

为实现壁电流在轴向和角向的汇聚, 结构微扰采用螺旋波纹扰动的形式, 波导的几何结构可以表示为

$$R(\phi, z) = R_w + \delta \cos[\Delta\beta z - N(\phi + \phi_0)], \quad (19)$$

其中 R_w 为未扰波导半径, δ 为扰动幅度, $\Delta\beta$ 为工作模式与耦合模式纵向传播常数差的平均值, N 为角向周期扰动的次数, ϕ_0 为角向扰动的初始角度. 由于 $R(\phi, z)$ 为 2π 的周期函数, 因此 N 必须取整数, 当 N 取正数时, $R(\phi, z)$ 为右手螺旋扰动, 反之为左手螺旋扰动. N 取不同的值, 可实现不同的聚束效果. 为使辐射口径上的高斯束斑达到较高的纯度, 实际计算和优化结构参数时, 一般采用多级扰动的形式, 每一级扰动 N 取不同的值.

$$R(\phi, z) = R_w + \sum_i \delta_i \cos[\Delta\beta_i z - N_i(\phi + \phi_{i0})]. \quad (20)$$

为了减小互作用波导与螺旋切口间过渡段的 Q 值及残余电子注引起的寄生振荡, 可以在半径扰动结构中引入一个斜率 α , 于是

$$R(\phi, z) = R_w + \alpha z + \sum_i \delta_i \cos[\Delta\beta_i z - N_i(\phi + \phi_{i0})]$$

$$=R_w(z) + \sum_i \delta_i \cos[\Delta\beta_i z - N_i(\phi + \phi_{i0})]. \quad (21)$$

3.2 耦合模式的选择方法

螺旋波纹波导结构中的 $\Delta\beta$ 和 N 决定了该结构可以耦合出的模式. 因此设计 Denisov 型辐射器, 首先需要根据工作模式的特点确定目标耦合模式, 然后确定预聚束波导的结构参数. 下面我们从 Bessel 函数一阶导数的本征值出发, 给出 Denisov 型辐射器预聚束波导段在不同工作模式下选择目标耦合模式的一种普适方法.

为清晰地描述目标耦合模式的选择方法, 我们定义圆波导中的特征模式为: 能量射线可在圆波导横截面上形成几乎闭合的多边形的模式. 如表 1 所示, $TE_{28,8}$, $TE_{47,4}$, $TE_{20,12}$, $TE_{10,11}$ 均为圆波导的特

征模式. 根据德拜近似, 方程 $J'_m(\chi'_{mn}) = 0$ 的根满足如下关系:

$$\chi'_{mn} = [m\theta + \pi(n - 3/4)] / \sin\theta, \quad (22)$$

其中 $\sin\theta = \sqrt{1 - m^2/\chi'^2_{mn}}$, θ 为波导壁上射线方向与反射点处切线的夹角. 在大变量近似的条件下, 本征值的增量 $\Delta\chi'_{mn}$ 与模式的角向指数及径向指数的变化相关^[21], 即

$$\Delta\chi'_{mn} \approx \frac{\Delta m\theta + \Delta n\pi}{\sin\theta}, \quad (23)$$

其中 $\Delta m, \Delta n$ 为特征模式与耦合模式的角向及径向指数的差. 对某些模式而言, 存在以下特殊关系 $\Delta m\theta \approx -\Delta n\pi$, 使得

$$\Delta\chi'_{mn} \approx 0, \quad (24a)$$

(24a) 式可表述为特征模式与耦合模式具有相近的本征值, (24a) 式为选择目标耦合模式的条件之一.

表 1 圆波导中部分特征模式的相关参数

特征模式 及其本征值	$\theta/(\circ)$	π/θ	R_c/R	射线轨迹	目标耦合模式 及其本征值
$TE_{28,8} : 60.1015$	62.23 $(\frac{\pi}{3}, 60)$	3/1	0.47		$TE_{25,9} : 59.8813$ $TE_{31,7} : 60.1373$ $TE_{43,5} : 66.3980$
$TE_{47,4} : 66.6263$	45.14 $(\frac{\pi}{4}, 90)$	4/1	0.71		$TE_{51,3} : 66.3584$ $TE_{15,14} : 63.3988$
$TE_{20,12} : 63.5797$	71.67 $(\frac{2\pi}{5}, 72)$	5/2	0.31		$TE_{25,10} : 63.3197$ $TE_{3,14} : 46.2330$
$TE_{10,11} : 46.8287$	77.67 $(\frac{3\pi}{7}, 77.14)$	7/3	0.21		$TE_{17,8} : 46.3138$

由表 1 可知, 对于特征模式 $\pi/\theta = n_1/n_2$, 其中 n_1, n_2 均为正整数, 那么

$$\Delta m/\Delta n = M \cdot n_1/n_2, \quad M \geq 1.$$

$M > 1$ 时 $\Delta\chi'_{mn} \approx 0$ 的条件不再成立, 因此 $M = 1$, 即

$$\Delta m = n_1, \quad \Delta n = n_2. \quad (24b)$$

由于在 (24) 式的推导过程中定义的特征模式仅在圆波导横截面上成立, 因此特征模式与耦合模式叠加后仅可实现壁电流在角向的汇聚. 若使壁电流呈高斯分布, 还需选择其他耦合模式实现壁电流的轴向汇聚. 选择此类耦合模式时需满足干涉长度接近切口长度, 即

$$\Delta\beta \approx \pm \frac{2\pi}{L_C}. \quad (25)$$

从表 1 可以发现, 特征模式与耦合模式的角向指数差等于特征模式的能量射线在圆波导内旋转一周反射的次数. 为实现工作模式到耦合模式的最大转换, 螺旋波纹波导的角向周期扰动次数需与两个模式的角向指数差 Δm 匹配, 所以可令 (19) 式中的角向周期扰动次数 $N = \Delta m$.

条件 (24), (25) 保证了目标耦合模式持续增长, 同时可抑制波导中的其他模式. 工作模式主要与满足上述两条件的 4 个目标模式发生耦合, 同时目标耦合模式还将与其他 4 个模式产生弱耦合, 发生弱耦合的 4 个模式也可按上述条件进行选择. 这样工作模式与 8 个耦合模式在波导中通过幅度和相位的叠加使波导壁电流呈现强弱周期性分布的高斯束斑. 理论上波导的形状突变将耦合出无穷多模式,

但 Denisov 辐射器的扰动幅度很小, 因此仅考虑 8 个主要的耦合模式.

表 2 叠加生成高斯分布的九个模式及所占功率比

		角向耦合		
轴向耦合		TE _{m-2,n+1} (3%)	TE _{m+1,n} (11%)	TE _{m+4,n-1} (3%)
		TE _{m-3,n+1} (11%)	TE _{m,n} (44%)	TE _{m+3,n-1} (11%)
		TE _{m-4,n+1} (3%)	TE _{m-1,n} (11%)	TE _{m+2,n-1} (3%)

回旋管常用的工作模式, 如 TE_{15,4}, TE_{22,6}, TE_{28,8}, TE_{31,8} 等均为特征模式, 因此上述耦合模式的选择方法可作为设计高功率回旋振荡管 Denisov 型辐射器的一般方法. 以 TE_{28,8} 为例, 结合 (18)、(24)、(25) 式可得 9 个模式的模式指数及各个模式的相对功率, 如表 2 所示. 若回旋管的工作模式不满足特征模式的条件, 则可以通过在现有的二级扰动的基础上添加多级扰动, 实现高效率 Denisov 型辐射器的设计.

3.3 耦合模方程及耦合系数

在 Denisov 型辐射器中, 由于波导壁的不规则扰动, 波导中的场不再是完全的正交场, 输入模式的部分能量被耦合到其他模式中去. 这些模式的场及其变化规律可以用耦合模理论进行精确分析. 模式理论可以给出波导横截面几何形状简单的几种规则波导中本征模的电磁场特性. 如果截面变形或沿波导轴形状和大小发生变化, 原来的本征模不再是本征的而是耦合的. 此时若把原来的本征模系列作为参考模, 就可将被扰动波导中的电磁场横向分量分别展开成已知的参考模式归一化横向电磁场的级数和 [22]. 即

$$\mathbf{E}(r, \varphi, z) = \sum_i V_i(z) \mathbf{e}_i(r, \varphi), \quad (26a)$$

$$\mathbf{H}(r, \varphi, z) = \sum_i I_i(z) \mathbf{h}_i(r, \varphi), \quad (26b)$$

其中 $V_i(z)$, $I_i(z)$ 分别为第 i 个模式的电场和磁场幅度. 将上式代入 Maxwell 方程, 并结合具体的边界条件可得到

$$-\frac{dV_i(z)}{dz} = j\beta_i Z_i I_i + \sum_k Z_{ik} I_k, \quad (27a)$$

$$-\frac{dI_i(z)}{dz} = j\frac{\beta_i}{Z_i} V_i + \sum_k Y_{ik} V_k, \quad (27b)$$

其中 β_i , Z_i 分别为第 i 个参考模的纵向传播常数及波阻抗. Z_{ik} , Y_{ik} 分别为与 i, k 模有关的阻抗及导纳.

为了将电压和电流 (驻波) 变换为正向和反向行波, 引入变换式

$$\begin{aligned} V &= V^+ + V^- = \sqrt{Z}(A^+ + A^-) \\ &= \sqrt{Z}(a^+ e^{-j\beta z} + A^- e^{+j\beta z}), \end{aligned} \quad (28a)$$

$$\begin{aligned} I &= I^+ - I^- = 1/\sqrt{Z}(A^+ - A^-) \\ &= 1/\sqrt{Z}(a^+ e^{-j\beta z} - A^- e^{+j\beta z}). \end{aligned} \quad (28b)$$

将 (28) 式代入到 (27) 式, 即得耦合模方程组

$$\frac{dA_i^+}{dz} = -j\beta_i A_i^+ + \sum_{k(k')} (K_{ik} A_k^+ + K_{ik'} A_{k'}^+), \quad (29a)$$

$$\frac{dA_{i'}^+}{dz} = -j\beta_{i'} A_{i'}^+ + \sum_{k(k')} (K_{i'k} A_k^+ + K_{i'k'} A_{k'}^+), \quad (29b)$$

其中下标 i, k 表示 TE 模 i', k' 表示 TM 模, K 为耦合系数, K_{ik} 表示 TE 模的 k 模式向 TE 波的 i 模式的波形转换系数, A 表示相应模式的复幅度. 考虑波导半径的扰动幅度通常很小, 因此 (28) 式中忽略了反向行波项. 由于 TE 波与 TM 波之间的耦合很小, (28) 式可以进一步简化为

$$\frac{dA_i^+}{dz} = -j\beta_i A_i^+ + \sum_k K_{ik} A_k^+. \quad (30)$$

耦合系数的具体表达式可以参考文献 [23]. 根据上述的耦合模理论, 可以分析 Denisov 型辐射器中的各个模式及其变化规律.

4 数值分析及结果比较

根据以上理论分析编写了 Denisov 型辐射器的模拟计算程序. 为验证理论分析及程序的正确性, 采用 Thumm 在 2005 年报道的用于 140 GHz, 工作模式为 TE_{28,8}, 1 MW 长脉冲回旋振荡管的 Denisov 型辐射器 [12] 参数为例进行了计算.

由于 TE_{28,8} 模式的 θ 角为 62.23°, 根据条件 (24), (25) 选择角向目标耦合模式时取 $\Delta m = \pm 3$, $\Delta n = \mp 1$, 选择轴向目标耦合模式时取 $\Delta m = \pm 1$, $\Delta n = 0$, 由此得到八个主要的耦合模式, 如表 3 所示.

表 3 叠加生成高斯分布的九个模式

		角向耦合		
轴向耦合		TE _{26,9}	TE _{29,8}	TE _{32,7}
		TE _{25,9}	TE _{28,8}	TE _{31,7}
		TE _{24,9}	TE _{27,8}	TE _{30,7}

计算时采用二级扰动波导结构

$$R(\phi, z) = R_w + \alpha z + \delta_1 \cos(\Delta\beta_{1z} - N_1\phi)$$

$$+ \delta_2 \cos(\Delta\beta_2 z - N_2 \phi).$$

波导初始半径为 21.9 mm, 半径斜率为 0.004, $N_1 = 1, N_2 = 3$, 扰动起止点, 扰动幅度及扰动长度如图 5 所示. 一级扰动使 $TE_{28,8}$ 主要与 $TE_{29,8}$ 和 $TE_{27,8}$ 发生耦合, 波导壁电流形成轴向的周期分布, 二级扰动使 $TE_{28,8}$ 主要与 $TE_{25,9}$ 和 $TE_{31,7}$ 发生耦合, 波导壁电流形成角向的周期分布, 如图 6 所示.

这四个模式又分别与 $TE_{26,9}, TE_{24,9}, TE_{32,7}, TE_{30,7}$ 产生弱耦合, 四个弱耦合模式的作用为提高波导内表面电场高斯分布的隔离度, 从而提高高斯模式纯度. 由于扰动幅度很小, 除这八个模式外,

耦合出的其他杂模非常小, 可以忽略不计, 同时反向传播的波也可以忽略. 图 7 为预聚束波导段工作模式与耦合模式的相对功率沿轴向的变化曲线, 将圆波导展开为二维平面, 可以看到波导内表面电场的幅度分布, 如图 8 所示. 随着扰动的进行, 均匀分布的场强逐渐在轴向和角向形成周期性的汇聚, 且在角向为三个周期, 与上述的理论分析一致. 扰动结束后开始叠加上高斯束斑, 且高斯束斑的纯度逐渐提高. 我们选择高斯基模含量最大的束斑作为辐射口径, 沿辐射口径进行切割, 如图中白色折线所示, 口径边缘的场强远低于束斑中心, 衍射损耗显著减小.

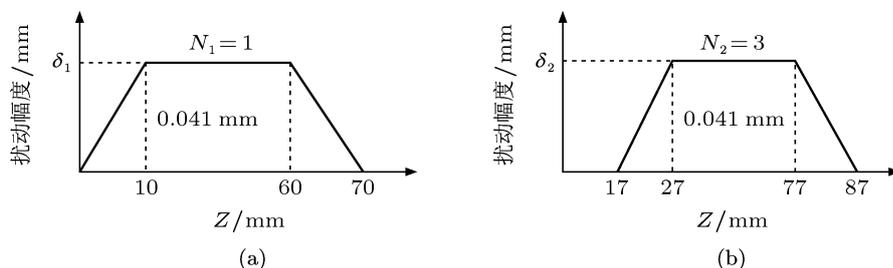


图 5 微扰的起止点, 扰动幅度及长度 (a) 一级扰动; (b) 二级扰动

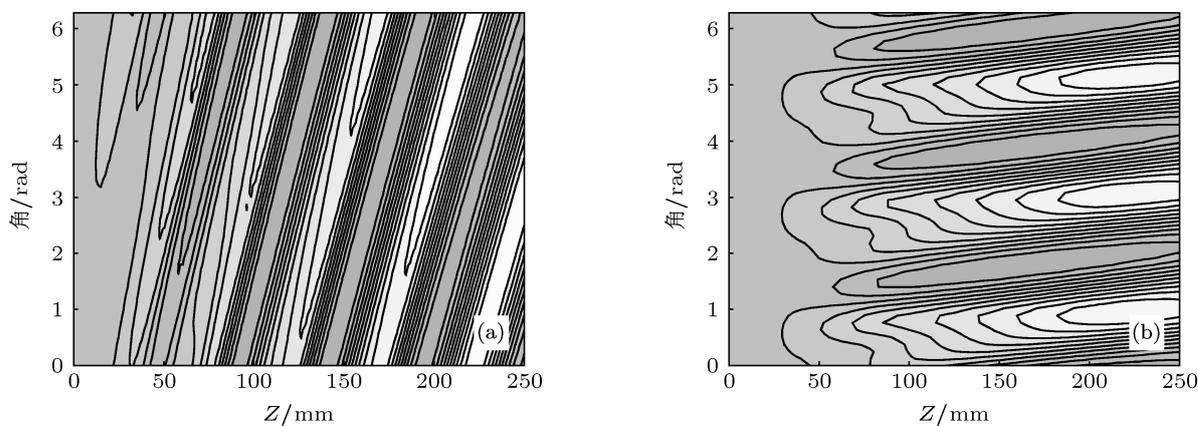


图 6 波导壁电流的汇聚 (a) 轴向汇聚; (b) 角向汇聚

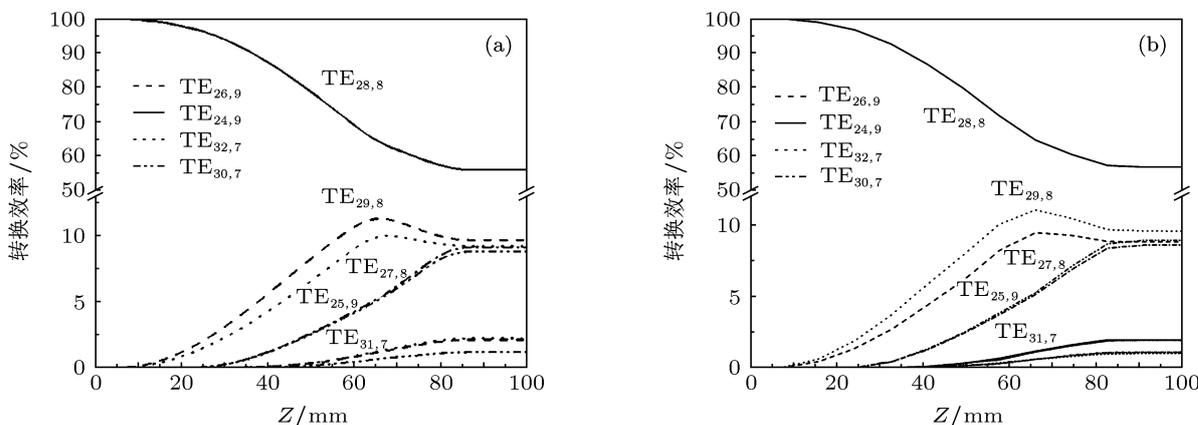


图 7 波导中的各模式沿轴向的相对功率分布 (a) 计算结果; (b) 文献 [12] 中的结果

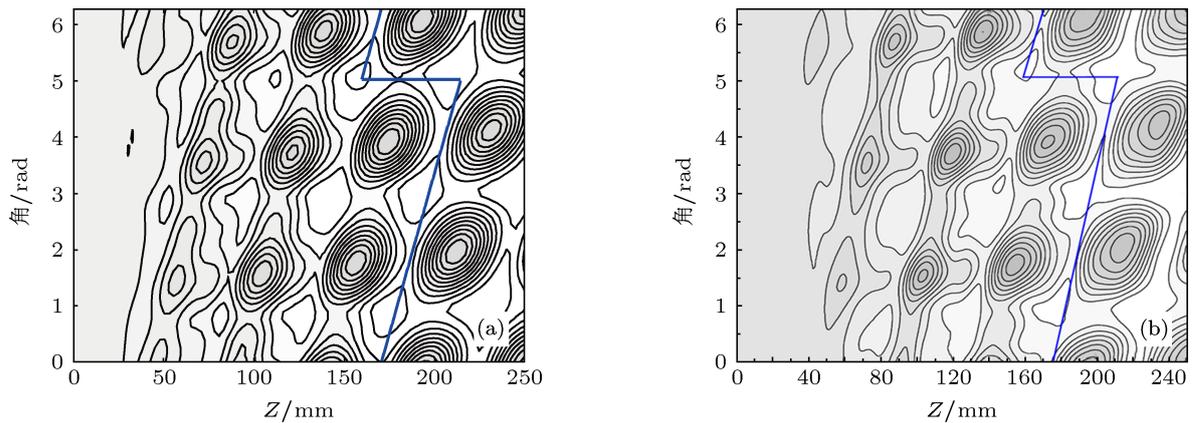


图8 波导内表面电场幅度分布 (a) 计算结果; (b) 文献 [12] 中的结果

对比表 2 可以发现, 各个模式的含量与理论值存在一定的误差, 这是由于在优化扰动幅度和扰动长度时, 迭代计算的优化目标为高斯波束含量, 而不是各个模式的相对功率.

5 结论

Denisov 型辐射器是高功率回旋管准光模式变换系统的核心部件. 本文基于 Bessel 函数的积分展

开及几何光学方法系统地分析了 Denisov 型辐射器中 9 个模式叠加形成高斯分布的机理. 给出了不同工作模式下, 设计 Denisov 型辐射器的普适方法. 最后通过文献报道的结果对理论分析及数值计算程序进行了验证, 计算结果与文献报道的结果具有很好的一致性. 本项工作为设计不同工作模式的 Denisov 型辐射器提供了系统地分析方法和设计手段.

- [1] Thumm M K 2011 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 917
- [2] Thumm M K, Kasperek W 2002 *IEEE Trans. on Plasma Sci.* **30** 755
- [3] Prinz O, Arnold A 2009 *IEEE Trans. on Electron Devices* **56** 828
- [4] Dumbrajs O, Nusinovich G S 2004 *IEEE Trans. on Plasma Sci.* **32** 934
- [5] Vlasov S N, Orlova I M 1974 *Radiophysics Quantum Electron* **17** 115
- [6] Thumm M K 1997 *Generation and Application of High Power Microwaves* (Bristol: Institute of Physics) p154
- [7] Denisov G G, Kuftin A N, Malygin V I 1992 *Int. J. Electronics* **72** 1079
- [8] Kulygin M L, Denisov G G, Chirkov A V, Kuzikov S V 2006 *Int. J. Infrared and Millimeter Waves* **27** 591
- [9] Kuzikov S V 2009 *Radiophysics and Quantum Electronics* **52** 546
- [10] Neilson J M 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 635
- [11] Flamm J H 2012 *Ph. D. Dissertation* (Karlsruhe: Karlsruher Institut für Technologie)
- [12] Thumm M K, Yang X K, Arnold A, Darnmertz G, Michel G, Pretterebner J, Wagner D 2005 *IEEE Transactions on ED* **52** 818
- [13] Du C H, Xue Q Z, Liu P K 2010 *Chin. Phys. B* **19** 048703
- [14] Sun Y Y, Zhang S C 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 095201 (in Chinese) [孔艳岩, 张世昌 2011 物理学报 **60** 095201]
- [15] Luo Y T, Tang C J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 014104 (in Chinese) [罗尧天, 唐昌建 2011 物理学报 **60** 014104]
- [16] Luo Y T, Tang C J, Liu C, Liu P K 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** pp8174-817922 (in Chinese) [罗尧天, 唐昌建, 刘畅, 刘濮鲲 2009 物理学报 **58** pp8174-8179]
- [17] Wang B, Du C H, Liu P K, Geng Z H, Xu S X 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2513 (in Chinese) [王斌, 杜朝海, 刘濮鲲, 耿志辉, 徐寿喜 2010 物理学报 **59** 2512]
- [18] Liu J W, Zhao Q, Li H F 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 104201 (in Chinese) [刘建卫, 赵青, 李宏福 2011 物理学报 **60** 104201]
- [19] Shi M Y, Qu Jin, Xue C J 2011 *High Power Laser and Particle Beams* **23** 2438 (in Chinese) [施美友, 屈劲, 薛长江 2011 强激光与粒子束 **23** 2438]
- [20] Hashimoto M 1996 *Progress in Electromagnetics Research* **13** 115
- [21] Bogdashov A A, Denisov G G 2004 *Radiophysics and Quantum Electronics* **47** 283
- [22] Qian J R 2009 *Acta Optica Sinica* **29** 1188 (in Chinese) [钱景仁 2009 光学学报 **29** 1188]
- [23] Blank M, Kreischer K, Temkin R J 1996 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 1058

Stady on a high efficient Denisov-type launcher for high-power gyrotron oscillators*

Wang Hu¹⁾²⁾ Shen Wen-Yuan¹⁾²⁾ Geng Zhi-Hui¹⁾ Xu Shou-Xi¹⁾
Wang Bin³⁾ Du Chao-Hai⁴⁾ Liu Pu-Kun^{4)†}

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

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

3) (College of Electronic Engineering, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065, China)

4) (School of Electronics Engineering and Computer Science, Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 11 July 2013; revised manuscript received 19 July 2013)

Abstract

In this paper, a high-efficiency Denisov-type launcher, a hardcore of quasi-optical mode converters in high-power gyrotron oscillators, is investigated. Based on integral expression of Bessel functions and geometric optics, the propagation of EM wave in circular waveguides, the syntheses of amplitude and phase of nine modes are analyzed in detail. A generalized method for designing the launcher with a dimpled waveguide wall operating in different modes is demonstrated. This method shows how to select a set of appropriate coupled modes to synthesize the Gaussian-like distribution on the inner wall of the launcher. A program is developed and its accuracy is confirmed by a high-power gyrotron at 140 GHz, in $TE_{28,8}$ mode theoretically. Numerical calculations show a good agreement with reported results.

Keywords: gyrotron, quasi-optical launcher, coupled mode theory, mode transformation

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

DOI: 10.7498/aps.62.238401

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61072026, 60971072, 61102026, 61072024).

† Corresponding author. E-mail: pklou@pku.edu.cn