

170 GHz兆瓦级同轴回旋振荡管的分析计算*

覃觅觅^{1)†} 罗勇¹⁾ 杨阔¹⁾²⁾ 黄勇¹⁾

1) (电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

2) (阿坝师范高等专科学校电子信息工程系, 汶川 623001)

(2013年11月24日收到; 2014年1月5日收到修改稿)

回旋管是最有希望应用于正在实施的国际热核实验反应堆计划的微波源器件, 然而研究设计符合要求的回旋管还存在很多困难需要解决. 对170 GHz兆瓦级光滑同轴回旋管的注-波相互作用进行了研究. 选取模式谱相对稀疏的 $TE_{31,12}$ 作为工作模式, 利用Matlab编制源程序, 计算了同轴回旋管的注-波耦合系数、起振电流. 在考虑电子速度零散、腔壁电阻率和单模近似的基础上, 对光滑同轴谐振腔的优化设计和注-波相互作用进行了仿真, 给出了磁场、电压、电流和内导体倾角等参量与回旋管效率的关系. 结果表明, 电压和磁场对回旋管效率影响较大, 电子速度零散对回旋管效率影响较小, 因而可降低电子枪的设计要求. 此外, 优化内导体倾角和同轴谐振腔结构参数可提高注-波相互作用效率, 降低电子速度零散对相互作用效率的影响, 获得了约50%的电子效率及1.7 MW输出功率.

关键词: 同轴谐振腔, 注-波相互作用, 自洽, 效率

PACS: 02.60.Lj, 84.40.Ik, 87.55.Gh

DOI: 10.7498/aps.63.050203

1 引言

回旋管作为产生高频率高功率的微波源器件, 广泛应用于高分辨率雷达、通信、电子对抗、等离子体加热等领域. 更具有吸引力的是, 回旋管还可以应用于正在实施的国际热核实验反应堆(ITER)计划^[1-5]. 在不断增长的需求, 特别是实施ITER计划的推动下, 回旋管器件正向更高功率更高频率方向发展. ITER计划需要输出功率为兆瓦级, 频率为170 GHz的回旋管, 而要满足此要求, 需要工作于高阶模式, 半径更大的回旋管. 传统回旋振荡管以圆柱波导为谐振腔, 其频率和输出功率都受到极大的限制. 传统回旋振荡管主要存在以下两个问题: 一是当回旋管的工作模式变高时, 模式谱变得很密集, 模式间的竞争更激烈; 二是随着回旋管输出功率的提高, 谐振腔腔壁欧姆热损耗增大, 这给冷却造成困难. 为了解决这两个问题, 人们提出了同轴回旋管结构^[1-5]. 和传统的以圆柱波导为谐振腔

的回旋管不同, 同轴回旋管的谐振腔内部包括一根半径沿轴向逐渐变小的内导体, 并且其上面可能开有沿角向的周期性纵向凹槽, 凹槽的周期一般小于半波长, 凹槽深度可能会沿轴向发生变化. 由于结构上的变化, 同轴回旋管比传统回旋管具有明显的优势, 主要表现为以下两个方面: 一是利用同轴回旋管中外半径 R 和内半径 R_{in} 的比值 $C = R/R_{in}$ 与特征根 x_{mn} (对于 TE_{mn} 模, 特征根为 x_{mn} ; 对于 TM_{mn} 模, 特征根则为 v_{mn})的数值关系, 可对谐振腔内存在的高阶模式进行选择, 以便达到避免竞争模式的干扰而实现稳定工作的目的; 二是因为同轴回旋管的内导体固定在运动电子注附近, 所以能够更好地解决回旋管的电子注电压下降和限制电流问题. 同轴回旋振荡管能稳定工作在高阶模式, 极大地提高了频率和输出功率, 具有比一般回旋管更多的优点^[1-5]. 因此, 关于同轴回旋振荡管的研究得到了国内外学者的高度重视. 按内导体是否开槽, 同轴回旋管可分为光滑同轴回旋管(以下简称为光滑同轴)和内开槽同轴回旋管(以下简称为内开槽

* 国家自然科学基金(批准号: G0501040161101040)和四川省教育厅科研计划(批准号: 13ZB0034)资助课题.

† 通讯作者. E-mail: qinmi-328.cool@163.com

同轴), 两者既有区别又有联系. 首先, 在谐振腔中加入两类内导体之一后, 均能扩大腔内相邻模式特征根的距离, 稀释腔内模式谱, 降低相邻模式的模式竞争, 而从稀释模式谱能力方面看, 内开槽同轴比光滑同轴稍强一些. 其次, 两类内导体都能稍微增大工作模式的品质因数 Q 值, 降低竞争模式的 Q 值, 从而降低工作模式的起振电流, 增大竞争模式的起振电流. 最后, 光滑同轴理论比内开槽同轴理论精确, 内开槽同轴理论则作了较多的简化近似, 在槽参量(深度和宽度等)趋于零时, 表面阻抗 w 也趋于零, 内开槽理论则趋近于光滑同轴理论.

一般内开槽同轴的结构和边界条件相对较复杂, 但一定条件下在其抑制模式竞争方面具有优势, 许多同轴回旋管都采用了内开槽同轴结构. 德国卡尔斯鲁尔研究中心 FZK 研究组首先研制了输出功率为 1.5 MW, 频率为 165 GHz 的内开槽同轴回旋管, 后来又成功研制了输出功率为 2 MW, 频率为 170 GHz 的内开槽同轴回旋管. 国内关于同轴回旋管器件的研究还处在起步阶段, 关于这方面的研究成果的报道比较少, 许多研究工作还有待完善. 虽然内开槽同轴结构抑制模式竞争能力强, 但加工装配困难, 工艺精度要求高(加工精度达不到理论要求或误差严重影响回旋管的性能), 而光滑同轴结构则相对简单, 其加工装配比内开槽同轴结构的加工装配容易, 功率容量也较高, 在抑制模式竞争能力方面, 光滑同轴结构比传统圆柱谐振腔强. 因此在适当降低加工装配难度, 牺牲部分抑制模式竞争能力时, 采取光滑同轴结构的折衷方案是值得考虑的.

本文采用光滑同轴结构, 并最终选择相邻模式谱相对稀疏的 $TE_{31,12}$ 作为工作模式进行了回旋管的研究. 由于仿真软件(如 CST, MAGIC 等)对较高模式电磁波的注-波相互作用进行粒子模拟时, 需耗费大量时间和计算机资源, 从而无法满足实际研究的需要. 因此本文利用 Matlab 编写源程序, 计算了同轴回旋管的注-波耦合系数、起振电流, 并在考虑电子速度零散、腔壁电阻率和单模近似的基础上, 仿真模拟了 170 GHz 兆瓦级光滑同轴回旋管的自洽注-波相互作用, 并系统研究了磁场、电压、电流、内导体倾角等参量对注-波相互作用效率的影响.

2 模式竞争抑制

2.1 耦合系数

为了获得更高的输出功率, 必须增大谐振腔的

半径, 而谐振腔半径的增大会导致腔内模式谱变得更密集, 模式间竞争更激烈, 因此抑制模式竞争成为高功率回旋管研究的重要任务. 通过选择适当的电子注半径, 从而使工作模式获得最佳的注-波耦合效果, 能抑制主要竞争模式的竞争. 光滑同轴谐振腔中, 第 s 次谐波的电子注-波耦合系数 C_{BF} ^[6-8] 为

$$C_{BF} = \frac{\pi}{2} Z_{m\pm s}^2(x_{mn}R_b/R) \times \left\{ \left[1 - \left(\frac{m}{x_{mn}} \right)^2 \right] - \left[1 - \left(\frac{m}{x_{mn}R_{in}/R} \right)^2 \right] \right\} \times \left[\frac{J'_m(x_{m,n})}{J'_m(x_{m,n}R_{in}/R)} \right]^2 \quad (1)$$

这里 $Z_{m\pm s}(x_{mn}R_b/R)$ 是 m 阶贝塞尔函数 J_m 和诺曼函数 N_m 的线性组合函数^[7,8],

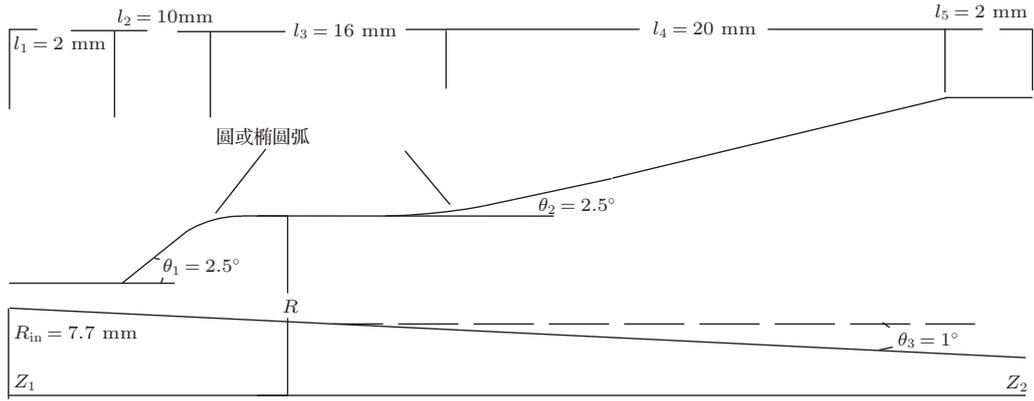
$$Z_{m\pm s}(x_{mn}R_b/R) = \left(J_{m\pm s}(x_{mn}R_b/R) - \frac{J'_m(x_{mn})}{N'_m(x_{mn})} N_{m\pm s}(x_{mn}R_b/R) \right),$$

其中, 符号“-”和“+”分别表示同向旋转模和反向旋转模, R_b 为电子注半径; x_{mn} 为满足下列色散方程的本征值,

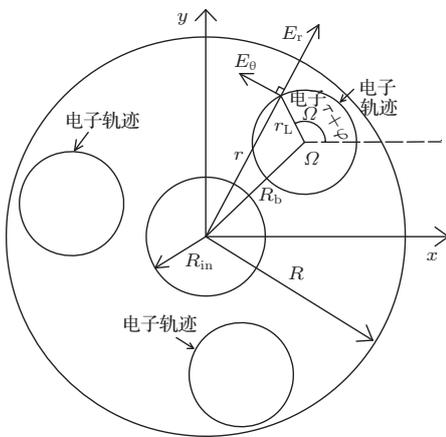
$$J'_m(x_{mn})N'_m(x_{mn}R_{in}/R) - J'_m(x_{mn}R_{in}/R)N'_m(x_{mn}) = 0. \quad (2)$$

电子注半径 R_b 的选取就是使注-波耦合最大, 即在基波工作时使得电子引导中心处于高频场最大值处, 对于光滑同轴谐振腔 TE_{mn} 模式, 这意味着 $Z_{m\pm s}^2(x_{mn}R_b/R)$ 最大, 也就是电子注-波耦合系数最大.

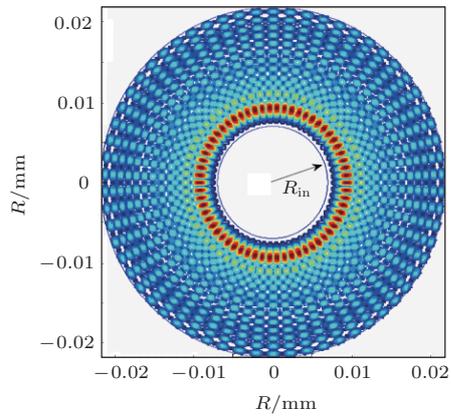
图 1 给出了光滑同轴谐振腔结构参数^[9]、电子运动轨迹横截面和 $TE_{31,12}$ 模式横向电场的示意图. 其中, 腔体五段长度分别标记为 11, 12, 13, 14 和 15, 两渐变段的倾角分别为 θ_1 和 θ_2 , θ_3 为内导体倾角, 电子运动至图 1 所示位置时受力情况如图 1(b) 所示, r 为径向位置, ϕ , Ω 和 τ 分别为初始相位、回旋角频率和运动时间. 图 2 所示为光滑同轴回旋谐振腔中, 工作模式 $TE_{31,12}$ 及主要竞争模式 $TE_{30,12}$, $TE_{28,13}$, $TE_{29,13}$ 的电子注-波耦合系数. 选择引导中心的归一化半径处于图 2(a) 中两垂线所示位置时, 工作模式 $TE_{31,12}$ 的电子注-波耦合系数最大, 这能确保在所研究的腔体结构(图 1(a))中, 工作模式 $TE_{31,12}$ 的电子注-波耦合系数均比竞争模式的电子注-波耦合系数大(图 2(b)), 从而保证 $TE_{31,12}$ 首先起振, 主要竞争模式被抑制.



(a)



(b)



(c)

图1 光滑同轴谐振腔、电子运动轨迹横截面和TE_{31,12}模式横向电场的示意图 (a) 光滑同轴谐振腔; (b) 电子运动轨迹横截面; (c) TE_{31,12}模式横向电场图

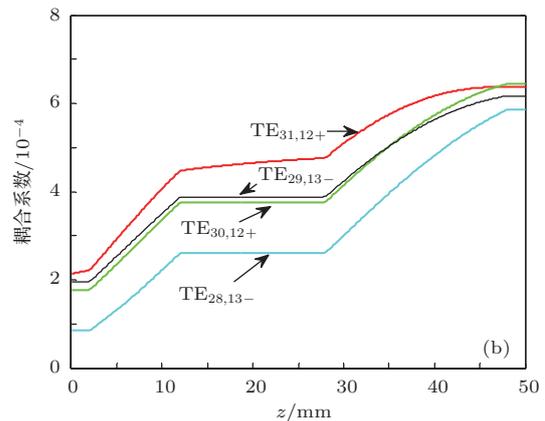
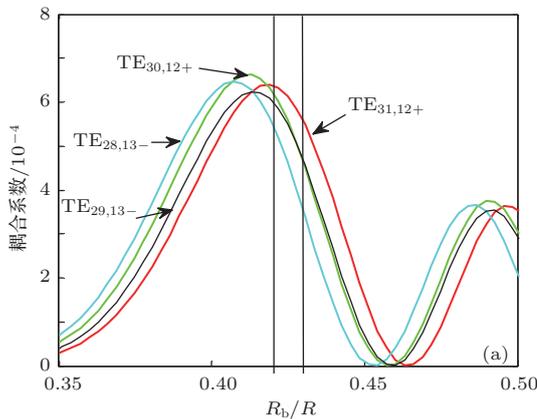


图2 电子注-波耦合系数 C_{BF} 随归一化电子注半径 R_b/R 和纵轴位置 z 的变化, 符号“-”和“+”分别表示同向旋转模和反向旋转模 (a) C_{BF} 随 R_b/R 的变化; (b) C_{BF} 随 z 的变化

2.2 起振电流

同轴回旋谐振腔中主要竞争模式是角向相邻的模式, 因此必须选择合适的起振电流, 以进一步抑制竞争模式. 根据线性理论的起振电流公式, 可

大致估算工作模式和主要竞争模式的起振电流, 从而确定工作点. 光滑同轴谐振腔中, 每一模式的起振电流 I_{st} ^[6-8] 为

$$\frac{-1}{I_{st}} = \frac{QZ_0e}{8\gamma_0m_e c^2} \left(\frac{\pi}{\lambda} \int_0^L |\bar{f}(z)| dz \right)^{-1}$$

$$\begin{aligned} & \times \left(\frac{k_{mn} C_{mn} G_{mn}}{\beta_{z0}(s-1)!} \right)^2 \\ & \times \left(\frac{ck_{mn}\gamma_0\beta_{\perp 0}}{2\Omega_0} \right)^{2(s-1)} \left(s + \frac{\omega\beta_{\perp 0}^2}{2v_{z0}} \frac{\partial}{\partial \Delta_s} \right) \\ & \times \left| \int_0^L \bar{f}(z) e^{i\Delta_s z} dz \right|^2, \end{aligned} \quad (3)$$

式中,

$$\begin{aligned} C_{mn} &= \sqrt{\frac{\pi}{2}} N'_m(x_{mn}) \\ & \times \left\{ \left[1 - \left(\frac{m}{x_{mn}} \right)^2 \right] - \left[\frac{J'_m(x_{mn})}{J'_m(x_{mn}R_{in}/R)} \right]^2 \right. \\ & \left. \times \left[1 - \left(\frac{m}{x_{mn}R_{in}/R} \right)^2 \right] \right\}^{-\frac{1}{2}}; \end{aligned}$$

$\Delta_s(z) = \frac{\omega}{v_{z0}} [1 - s\Omega_0(z)\omega\gamma_0]^{-1}$; $Z_0 = \sqrt{\mu/\epsilon} \approx 377 \Omega$; β_{z0} 为归一化初始纵向速度, $\beta_{z0} = v_{z0}/c$; $\beta_{\perp 0}$ 为归一化初始横向速度, $\beta_{\perp 0} = v_{\perp 0}/c$, 其中 $v_{\perp 0}$ 是初始横向速度; k_{mn} 为横向波数, $k_{mn} = x_{mn}/R$; $c, \omega, L, e, m_e, \lambda, v_{z0}, \Omega_0$ 和 γ_0 分别为光速、高频场角频率、腔体有效长度、电子电量、电子质量、真空中波长、电子初始纵向速度、电子初始回旋角频率和初始相对论因子; 对于同向旋转模, $G_{mn} = Z_{m-s}(x_{mn}R_b/R)$; 对于反向旋转模, $G_{mn} = (-1)^s Z_{m+s}(x_{mn}R_b/R)$; $\bar{f}(z)$ 为归一化的场分布.

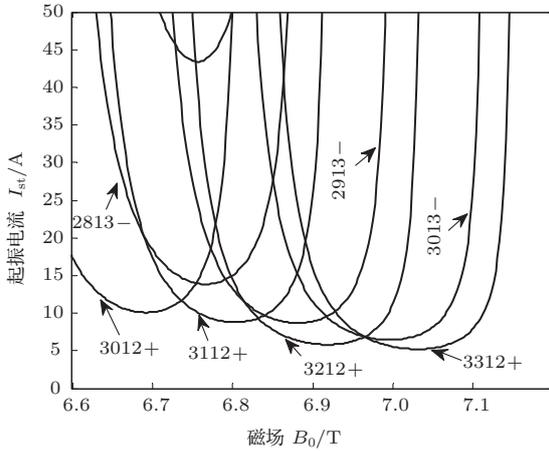


图3 起振电流 I_{st} 随外加磁场 B_0 的变化 (其中 $R_b = 9.48 \text{ mm}$, 工作电压 $U = 73.5 \text{ kV}$, 速度比 $\alpha = 1.30$)

图3所示为光滑同轴回旋谐振腔中, 工作模式 $\text{TE}_{31,12}$ 和主要竞争模式的起振电流. 从图3可以看到, 竞争模式 $\text{TE}_{28,13}$ 极其危险, 因为其起振电流和工作模式 $\text{TE}_{31,12}$ 的起振电流最接近, 但它的耦合系数(图2(a)和(b))小于工作模式 $\text{TE}_{31,12}$ 的耦合系数. 因此, 通过选择外加磁场在 $6.64\text{--}6.70 \text{ T}$

之间及合适的电压值、电子注半径值, 能够避免竞争模式 $\text{TE}_{28,13}$.

3 基本理论

3.1 非线性自治理论

光滑同轴回旋谐振腔中, 注-波相互作用的非线性自治耦合方程组^[6,10-13]为

$$\begin{aligned} \dot{u}_{\perp} &= - \left(\frac{\eta}{2} \right) k_{mn} C_{mn} Z_{m-s}(k_{mn} R_b) \\ & \times \left[Z_{s-1} \left(k_{mn} \frac{u_{\perp}}{\eta} B_0 \right) - Z_{s+1} \left(k_{mn} \frac{u_{\perp}}{\eta} B_0 \right) \right] \\ & \times |f| \cos(s\Lambda - \psi), \end{aligned} \quad (4a)$$

$$\begin{aligned} \dot{\Lambda} &= \left(\frac{\eta}{2} \right) k_{mn} C_{mn} \frac{1}{u_{\perp}} Z_{m-s}(k_{mn} R_b) \\ & \times \left[Z_{s-1} \left(k_{mn} \frac{u_{\perp}}{\eta} B_0 \right) - Z_{s+1} \left(k_{mn} \frac{u_{\perp}}{\eta} B_0 \right) \right] \\ & \times |f| \sin(s\Lambda - \psi) + \frac{\omega}{s} - \frac{\Omega_0}{\gamma}, \end{aligned} \quad (4b)$$

$$\begin{aligned} & \left[\frac{d^2}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} - k_{mn}^2 \right] f \\ &= -is\mu\omega I k_{mn} C_{mn} Z_{m-s}(k_{mn} R_b) \\ & \times \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_0^{2\pi} d\Lambda_0 \frac{v_{\perp}}{v_z} Z_{s-1} \left(k_{mn} \frac{u_{\perp}}{\Omega_0} \right) \\ & \times \exp(is\Lambda), \end{aligned} \quad (5)$$

式中, $\Lambda = (\omega/s - \Omega)\tau + \omega t_0/s - \varphi$, 其中 τ 为运动时间, $\tau = t - t_0$, φ 为电子初始相位; $u_{\perp}, f, \Omega, I, v_{\perp}$ 和 ψ 分别表示电子横向归一化动量、场幅值、电子回旋角频率、电子注电流、电子横向速度和高频场相位; μ 为磁导率; η 为电子荷质比, $\eta = e/m_0$; γ 为相对论因子. 当电流 $I = 0$ 时, (5) 式右边等于 0, 这时 (5) 式表示冷腔的场方程. 联合求解 (4) 和 (5) 式, 外加边界条件^[6,10,14]如下:

$$\left. \frac{df}{dz} \mp ik_z(z)f \right|_{z=0,L} = 0, \quad (6)$$

其中, $k_z(z)$ 为轴向复波数, $k_z(z) = \sqrt{(\omega^2/c^2) - k_{mn}^2(z)}$, 可得到注-波相互作用的所有信息. 输出电磁波功率 P_{out} ^[6] 为

$$P_{out} = \frac{1}{2\mu\omega} \left(f_i \frac{df_r}{dz} - f_r \frac{df_i}{dz} \right), \quad (7)$$

式中 f_i 和 f_r 分别为场幅值 f 的虚部和实部. 电子效率 ξ ^[6] 则为

$$\xi = \frac{P_{out}}{UI}. \quad (8)$$

3.2 腔壁损耗

金属导体存在电阻率, 在功率和频率不是很高的情况下, 腔壁的欧姆损耗一般可以忽略, 但在高功率高频率情况下, 腔壁的欧姆损耗不容忽视. 谐振角频率 ω ($\omega = \omega_r + j\omega_i$) 的虚部与能量损耗有关, 考虑欧姆损耗后, 谐振角频率的虚部不仅与绕射损耗有关, 还与欧姆损耗有关. 欧姆损耗的影响体现在横向波数 k_{mn} 上, 使得横向波数 k_{mn} 相应增加一个微扰. 同轴谐振腔中, 内导体欧姆损耗一般较小, 腔壁损耗主要来自外导体欧姆损耗. 当忽略内导体欧姆损耗, 仅考虑外导体欧姆损耗时, 轴向波数应修正 [15,16] 为

$$k_z^2(z) = \left\{ \frac{\omega^2}{c^2} - k_{mn}^2(z) \left[1 - (1+i) \frac{\delta}{R(z)} \times \left(1 + \frac{m^2}{x_{mn}^2 - m^2} \frac{\omega^2}{\omega_{cmn}^2(z)} \right) \right] \right\}, \quad (9)$$

式中, δ 为趋肤深度, $\delta = \sqrt{2\sigma/(\omega\mu)}$, 与电阻率 σ 有关; ω_{cmn} 是截止角频率. 利用 (9) 式进行轴向波数的自洽数值计算, 能获得电阻率 σ 对电子注-波相互作用效率的影响.

3.3 速度零散

实际上电子初始速度并不是单一值, 而是呈一定分布, 因此必须考虑电子速度零散对注-波相互作用的影响. 我们假设电子能量是单一值, 且横向速度服从高斯分布为

$$F(v_{\perp 0}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\rho}} \exp\left(-\frac{(v_{\perp 0} - \bar{v}_{\perp 0})^2}{2\rho^2}\right), \quad (10)$$

式中, ρ^2 为方差, 是分布参数; $\bar{v}_{\perp 0}$ 为平均初始横向速度. 非线性自洽计算中, 进一步对电子速度进行修正, 得到电子横向速度零散对电子注-波相互作用效率的影响.

4 计算结果

170 GHz 兆瓦级同轴回旋振荡管参数列于表 1.

图 4 所示为在腔体内冷场幅值和自洽场幅值沿纵轴 z 的变化. 从图 4 可以看出, 从入口端到腔体, 冷场幅值和自洽场幅值差别很微小, 在输出渐变段, 冷场幅值和自洽场幅值稍有差异.

图 5 所示为宏电子的横向动量沿纵轴 z 的变化. 由于存在速度零散, 初始时刻, 宏电子的横向

动量并不相同, 而是服从高斯统计分布. 随着高频场激起, 大部分宏电子失去能量, 动量减少, 而少数宏电子则从电磁场吸收能量, 动量增加. 随着注-波相互作用的加深, 仍然是部分宏电子吸收能量, 部分宏电子失去能量, 最终宏电子失去的总能量比吸收的总能量多, 高频场得到激励.

表 1 170 GHz 兆瓦级同轴回旋振荡管参数

工作模式	TE _{31,12}
工作电压 U /kV	73.5
工作电流 I /A	48
引导磁场 B_0 /T	6.64
电子注引导中心半径 R_b /mm	9.48
速度比 α	1.30
速度零散 $\Delta v_{\perp 0}/\%$	5
腔壁电阻率 $\sigma/\Omega\cdot m$	3.4483×10^{-8}
频率 f_{osc} /GHz	170.01
输出功率 P_{out} /MW	1.768
效率 $\xi/\%$	50.0

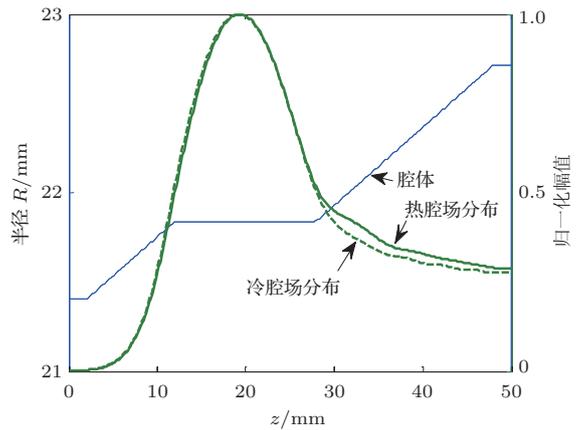


图 4 冷场幅值和自洽场幅值沿 z 轴的变化 (计算参数取自表 1)

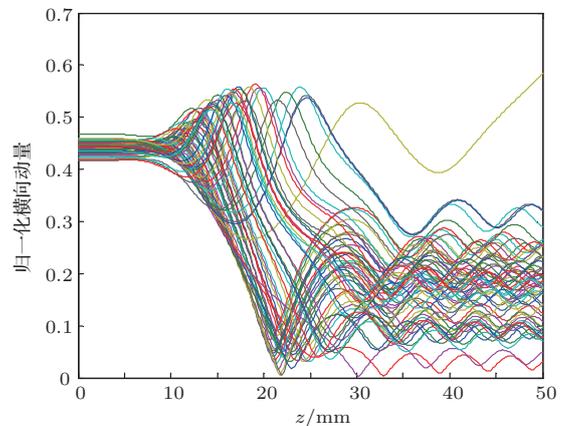


图 5 电子横向动量沿 z 轴的变化 (不同曲线代表不同宏电子动量的变化, 计算参数取自表 1)

电子相位群聚沿纵轴 z 的演化过程如图 6 所示. 在谐振腔入口, 由于速度零散, 电子横向动量服从高斯统计分布, 所以电子以拉姆半径 $r_L = u_t/\Omega_0$ 为中心按高斯统计规律分布在回旋

圆周上(图 6(a)). 随着高频场激起, 注-波相互作用加强, 电子失去能量, 横向动量减少, 电子群聚越来越明显(图 6(b)—(f)), 最后形成明显的群聚块. 这是电子和场交换能量的结果.

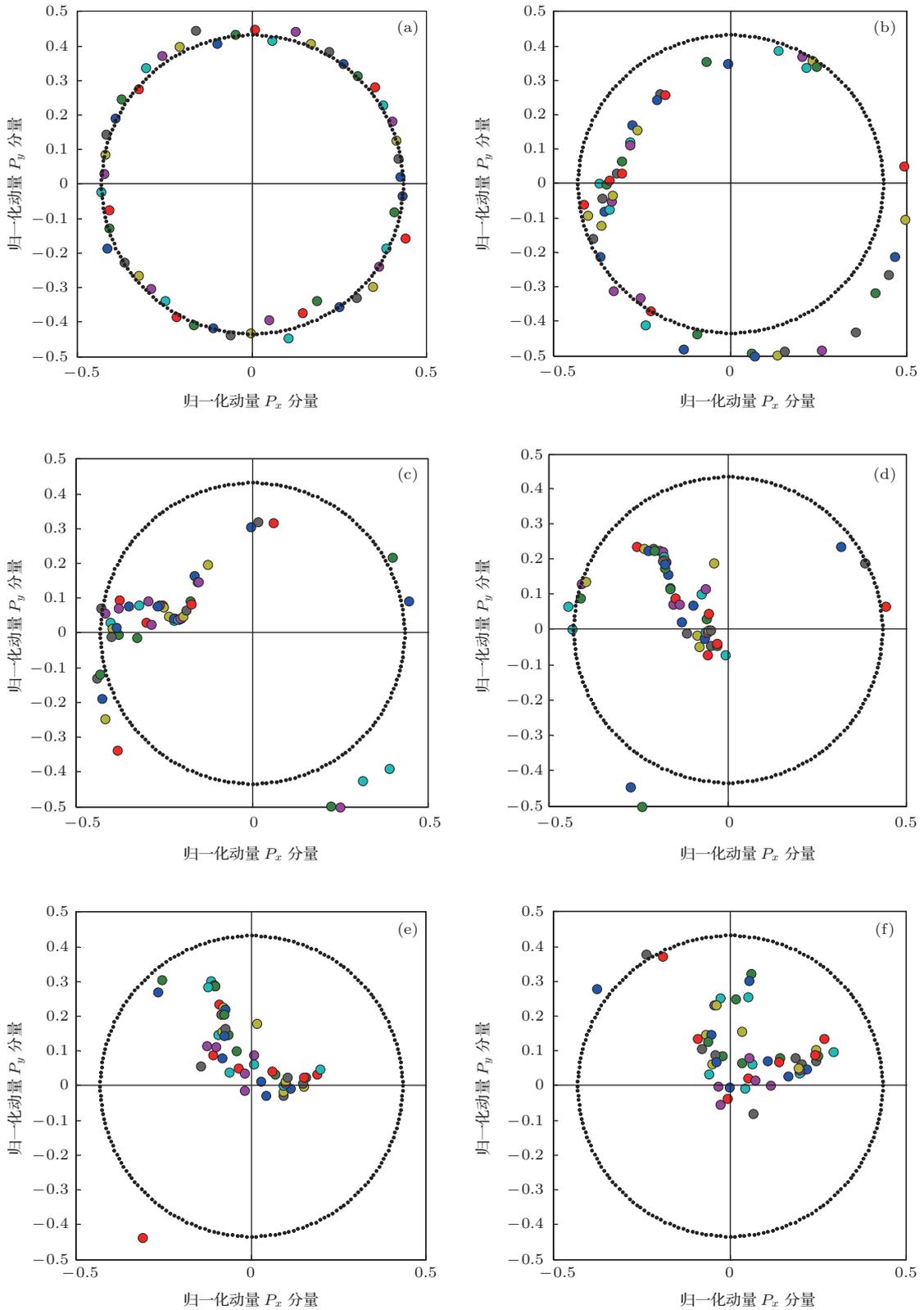


图 6 (网刊彩色) 电子相位群聚沿纵轴 z 的演化过程 (计算参数取自表 1) (a) $z = 0$ mm; (b) $z = 14.7$ mm; (c) $z = 17.6$ mm; (d) $z = 20.5$ mm; (e) $z = 23.5$ mm; (f) $z = 26.5$ mm

电子效率沿纵轴 z 的分布如图 7 所示. 从图 7 可以看到, 初始时刻还没激起高频场, 电子注和电场相互作用的效率几乎为零. 当激起高频场后, 电子效率迅速增大到最大值, 然后趋于稳定. 同时从图 7 还可以看到, 电子速度零散对效率的影响较小, 当速度零散达到 8% 时, 效率只降低约 3%. 由于速度零散对效率的影响较小, 因而降低了对电子枪的设计要求. 腔壁电阻率对效率的影响也很小, 当电阻率 σ 由 $0 \Omega \cdot m$ (理想导体) 增加到 $1.0344 \times 10^{-7} \Omega \cdot m$ (铜电阻率的 6 倍) 时, 效率下降了约 2%.

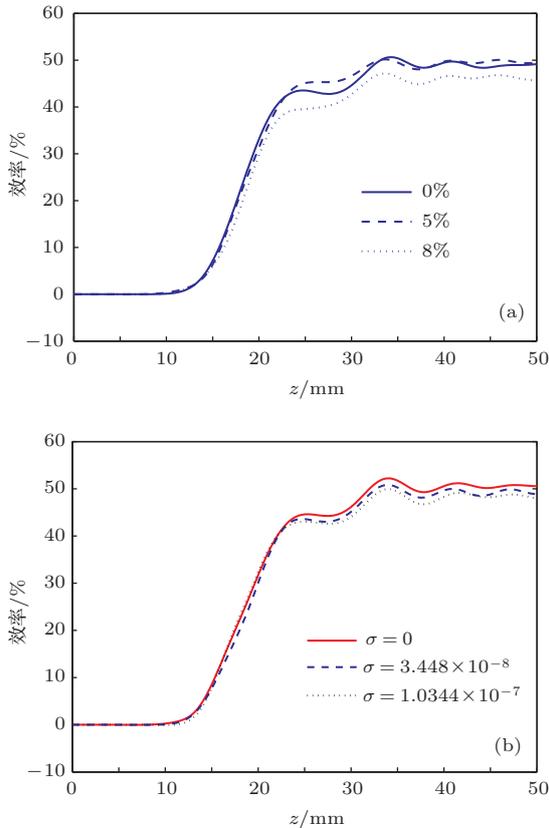


图 7 电子效率沿 z 轴的变化 (计算参数取自表 1) (a) 电子速度零散对效率的影响; (b) 电阻率对效率的影响

图 8 给出了相互作用效率和功率与工作磁场之间的关系. 从图 8 可以看出, 光滑同轴回旋管的工作状态对工作磁场很敏感, 磁场过高或过低都导致相互作用效率和输出功率急剧下降. 这主要是因为电子的回旋频率 Ω ($\Omega = eB_0/(m_0\gamma)$) 和外加磁场有关, 过高或过低的磁场都会影响电子的回旋频率, 从而影响电子和高频场的同步, 导致相互作用效率和输出功率急剧下降.

图 9 给出了工作电流和相互作用效率之间的关系. 从图 9 可以看出, 光滑同轴回旋管工作状态对

电流不甚敏感, 电流对相互作用效率影响不大. 当电流变化时, 相互作用效率波动的范围只有约 3%; 同时, α 较高即较优质的电子注, 获得的相互作用效率也较高. 图 10 给出了相互作用效率和电压之间的关系. 从图 10 可以看出, 当电压增大时, 回旋管效率也随之增大; 当相互作用效率达到饱和值时, 再继续增大电压, 效率反而下降.

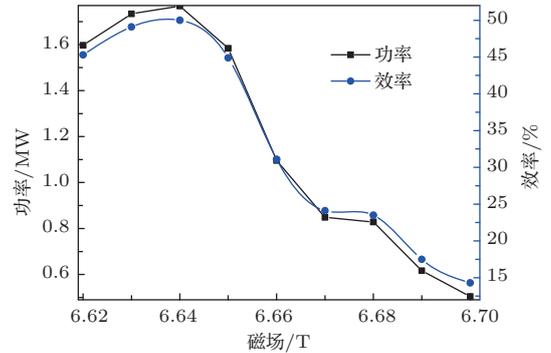


图 8 相互作用效率和输出功率随磁场的变化 (计算参数取自表 1)

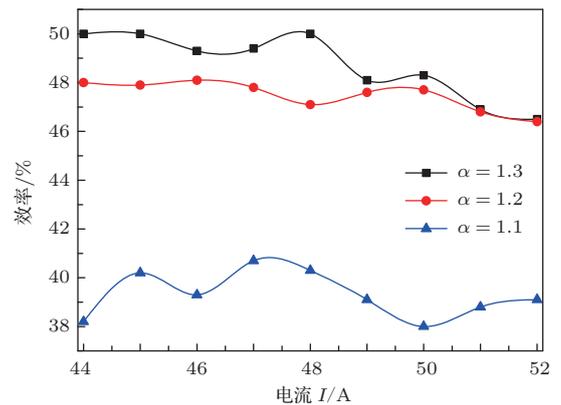


图 9 相互作用效率随电流的变化 (计算参数取自表 1)

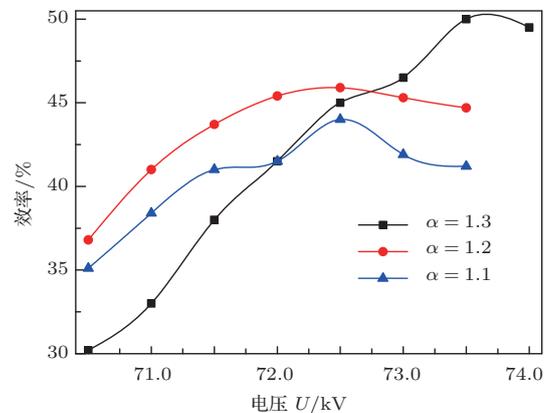


图 10 相互作用效率随电压的变化 (计算参数取自表 1)

光滑同轴谐振腔内导体倾角对 Q 值和效率的影响列于表2, 其中计算参数取自表1. 当内导体倾角为 1° 时, 同轴谐振腔的 Q 值最大, 其起振电流最小(起振电流和 Q 值成反比), 相互作用效率也最高, 这表明内导体倾角 1° 为最优选择.

表2 光滑同轴谐振腔内导体倾角对 Q 值和效率的影响

序号	内导体倾角 $\theta_3/(\circ)$	Q	效率/%
1	0.8	1973	47.0
2	1	2259	50.0
3	1.3	2161	48.6
4	1.5	2158	48.4

5 结 论

在自洽场理论及单模近似的基础上, 利用Matlab编写源程序, 对170 GHz、工作模式为 $TE_{31,12}$ 的兆瓦级光滑同轴回旋振荡管进行了全面系统的模拟研究. 结果表明: 相互作用效率随电流的变化曲线较平直即相互作用效率随电流的变化较小, 电子速度零散、腔壁电阻率对相互作用效率影响也很小, 而电压和磁场则对回旋管效率具有较大影响, 这些曲线的大致变化趋势与相关文献的研究结论及实验结果一致^[4,17-20]; 优化内导体倾角和同轴谐振腔结构参数可提高相互作用效率, 降低速度零散对相互作用效率的影响, 并获得了约50%的电子效率及1.7 MW输出功率. 本文所得结论将为兆瓦级同轴回旋器件的研制提供有价值的参考.

参考文献

- [1] Dumbrajs O, Nusinovich G S 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 934
- [2] Piosczyk B, Dammertz G, Dumbrajs O, Kartikeyan M V, Thumm M K, Yang X K 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 853
- [3] Read M E, Nusinovich G S, Dumbrajs O, Bird G, Hogge J P, Kreischer K, Blank M 1996 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 586
- [4] Iatron C T, Braz O, Dammertz G, Kern S, Kuntze M, Piosczyk B, Thumm M 1997 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25** 470
- [5] Piosczyk B, Dammertz G, Dumbrajs O, Drumm O, Illy S, Jin J, Thumm M 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 413
- [6] Kartikeyan M V, Borie E, Thumm M K A 2004 *Gyrotrons: High-power Microwave and Millimeter Wave Technology* (New York: Springer-verlag Berlin Heidelberg) p176
- [7] Huang H J 1964 *Microwave Principle* (Beijing: Science Press) p177 (in Chinese) [黄宏嘉 1964 微波原理 (北京: 科学出版社) 第177页]
- [8] Liu R, Li H F 2011 *J. Electron. Sci. Technol.* **9** 221
- [9] Qin M M, Luo Y, Yang S C, Wang J X 2013 *High Power Laser Particle Beams* **25** 427 (in Chinese)[覃冕冕, 罗勇, 杨仕超, 王建勋 2013 强激光与粒子束 **25** 427]
- [10] Fliflet A W, Read M E, Chu K R, Seeley R 1982 *Int. J. Electron.* **53** 505
- [11] Kong 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]
- [12] Wu J, Xiao C Y 2010 *Chin. Phys. B* **19** 044101
- [13] Luo J R, Cui J, Zhu M, Guo W 2013 *Chin. Phys. B* **22** 067803
- [14] Li H F, Du P Z, Yang S W, Xie Z L, Zhou X L, Wan H R, Huang Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 312 (in Chinese)[李宏福, 杜品忠, 杨仕文, 谢仲怜, 周晓岚, 万洪蓉, 黄勇 2000 物理学报 **49** 312]
- [15] Chu K R, Lin A T 1988 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **16** 90
- [16] Chu K R, Chen H Y, Hung C L, Chang T H, Barnett L R, Chen S H, Yang T T, Dialetis D J 1999 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 391
- [17] Kumar N, Singh U, Singh T P, Sinha A K 2011 *J. Infrared Millim. THz Waves* **32** 186
- [18] Pu R F, Nusinovich G S, Sinitsyn O V, Antonsen Jr T M 2011 *Phys. Plasmas* **18** 023107
- [19] Advani R, Hogge J P, Kreischer K E, Pedrozzi M, Read M E, Sirigiri J R, Temkin R J 2001 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **29** 943
- [20] Beringer M H, Kern S, Thumm M 2013 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41** 853

Analysis and calculation of a 170 GHz megawatt-level coaxial gyrotron*

Qin Mi-Mi^{1)†} Luo Yong¹⁾ Yang Kuo¹⁾²⁾ Huang Yong¹⁾

1) (School of Physical Electronics, University of Electronics Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

2) (Department of Electrical Engineering, A'ba Teachers College, Wenchuan 623001, China)

(Received 24 November 2013; revised manuscript received 5 January 2014)

Abstract

Gyrotrons are the most promising microwave source devices that can be used in the International Thermonuclear Experimental Reactor, but there are many difficulties to be solved in study and design of gyrotrons to meet the requirements. In this paper, the beam-wave interactions of a 170 GHz megawatt-level smooth-wall coaxial gyrotron are studied numerically. In order to attain high efficiency and stable radiation, TE_{31,12} mode that lies in a relative sparse spectrum is selected as the operating mode, and the beam-wave coupling coefficient and start oscillation current are calculated by a set of source codes developed by Matlab. Taking into account the electronic velocity spread and cavity wall resistivity, and based on a single-mode approximation, the optimization design and simulation of beam-wave interaction of a 170 GHz megawatt smooth-wall coaxial gyrotron have been fulfilled. The relationships between efficiency and magnetic field, and the voltage, current, taper angle of insert, and other parameters are presented. Results show that the voltage and magnetic field have great influence on efficiency; however, the current and velocity spread do change slightly, thus reduce the requirements of electron gun design. In addition, the optimized taper angle of insert and coaxial cavity geometry parameters can improve the efficiency, reduce the impact of velocity spread on efficiency, and can achieve an electronic efficiency around 50% and an output power 1.7 MW.

Keywords: coaxial cavity, beam-wave interaction, self-consistent, efficiency

PACS: 02.60.Lj, 84.40.Ik, 87.55.Gh

DOI: [10.7498/aps.63.050203](https://doi.org/10.7498/aps.63.050203)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. G0501040161101040) and the Scientific Research Program of Education Bureau of Sichuan Province, China (Grant No. 13ZB0034).

† Corresponding author. E-mail: qinmi-328.cool@163.com