

基于损耗介质加载波导的回旋行波管 放大器的互作用分析*

杜朝海^{1)2)†} 刘濮鲲¹⁾ 薛谦忠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 8 月 24 日收到; 2009 年 10 月 22 日收到修改稿)

损耗介质波导对提高回旋行波管放大器的稳定性等性能具有积极的作用. 本文基于损耗介质波导中工作模式的场表达式, 推导出电子回旋脉塞互作用线性理论. 通过系统的数值计算发现损耗介质波导与光滑金属圆波导中的工作模式从场型分布和色散关系上都具有一一对应关系; 通过 Laplace 变换, 利用互作用线性理论计算工作模式的起振场型和阈值, 并研究互作用系统磁场、电流和介质层对放大特性的影响. 这些研究成果对促进损耗介质在回旋行波管放大器中的运用和高稳定性回旋行波管放大器的发展具有积极的作用.

关键词: 损耗介质, 回旋行波管放大器, 线性理论, 稳定性

PACC: 4170, 5275

1. 引 言

具有高功率和宽频带特性的毫米波回旋行波管放大器 (Gyro-TWT) 在高分辨率成像雷达、电子对抗系统和通信等领域都有广阔的应用前景^[1]. 基于相对论效应的电子回旋脉塞互作用 (ECM), Gyro-TWT 采用螺旋前进的电子注与波导中的快波相互作用, 通过横向换能, 将电子注动能转化为高能微波, 可以在很宽的频带内产生相干辐射. 由于采用快波相互作用, Gyro-TWT 与常规的电真空器件相比, 在相同的工作频率下能够产生更高的输出功率^[1-3]. 在近半个世纪的发展过程中, 国际上围绕 Gyro-TWT 的稳定性开展了广泛的理论与实验研究. 研究发现, 在 Gyro-TWT 的互作用回路中恰当地引入某种损耗机理, 既能保证工作模式的稳定放大, 又能吸收自激振荡功率, 提高系统的稳定性阈值. 上世纪末, 台湾清华大学开展的 $K\alpha$ 波段 Gyro-TWT 实验采用石墨涂层加载的分布损耗互作用波导, 获得 93 kW 的输出功率、70 dB 的超高增益和 8.6% 的 -3 dB 带宽^[2]. 此后, 美国海军实验室 (NRL) 开展了 $K\alpha$ 波段周期损耗陶瓷加载的 Gyro-TWT 实验, 获

得 137 kW 的峰值功率^[3,4]. 在 W 波段, 美国加州大学开展了石墨涂层加载的 Gyro-TWT 实验, 获得的峰值功率高于 80 kW, 带宽达到 2 GHz^[5]. 美国麻省理工学院采用具有开放边壁的共焦波导作为 Gyro-TWT 的互作用电路, 开放的边壁不仅降低了系统的模式密度, 还为工作模式提供了可控的衰减. 在深毫米波区 140 GHz 附近, 该放大器获得了 30 kW 的峰值功率^[6].

上述实验中, NRL 开展的 $K\alpha$ 波段损耗陶瓷加载的 Gyro-TWT 表现出高稳定性的特点. 该放大器的线性段加载了一层损耗介质层, 为了防止介质表面静电积累, 采用金属环将均匀的介质加载波导周期截断, 形成周期损耗介质加载波导^[3]. 由于特殊的波导结构和介质的损耗特性, 工作模式受到的衰减减小, 而竞争模式受到的衰减强, 系统具有高稳定性^[4]. 但是该实验互作用分析中将损耗介质波导近似为光滑圆波导, 仅考虑波导损耗对互作用的影响, 而不能充分考虑波导结构和模式色散特性的影响^[4]. 介质的引入可以调整工作模式的色散特性, 增大 ECM 的同步带宽, 这可以进一步挖掘 Gyro-TWT 的宽频带工作能力, 该技术被称为色散成形 (DS)^[7,8]. 但是到目前为止, 文献[7]研究 DS 对系

* 国家自然科学基金 (批准号: 60871051, 60871047, 60971072) 资助的课题.

† E-mail: duchaohai@gmail.com

统的影响时采用微扰技术将模式的色散特性引入线性理论, 仅能分析介质对不稳定性带宽的影响, 而忽略波导结构和材料的损耗特性. 介质加载相互作用波导的 Gyro-TWT 具有高稳定性工作的特点^[1,4], 但是目前研究所采用的近似理论模型不能同时考虑介质的损耗特性、模式的色散特性和波导结构对系统的影响, 不能准确分析系统的稳定性^[1,3,4,7,8].

本文基于均匀损耗介质加载波导的本征方程^[9,10], 得到模式场分布的解析表达式, 然后基于全波分析的观点在电场有源波动方程的基础上求得 ECM 的互作用方程^[11], 采用线性化相对论 Vlasov 方程^[12] 和 Laplace 变换技术^[13] 得到注波耦合色散方程和线性相互作用的轴向场型分布. 与以往的近似理论不同^[7,8,12,13], 该线性理论能同时考虑介质波导的结构、材料的损耗特性和模式色散特性等因素对相互作用系统的影响, 不但能够准确地计算圆电模工作的介质加载圆波导相互作用系统的不稳定性带宽, 还能进行高效地稳定性分析. 基于全波分析的介质波导 ECM 线性理论与光滑圆波导中的经典线性理论具有统一性^[12], 且通过了与之同步发展的非线性理论的验证, 因此具有高可靠性. 本文发展的线性理论能够对损耗介质加载的 Gyro-TWT 进行准确放大特性分析和高效地稳定性分析, 为相互作用系统设计提供重要的初始参数.

2. 理论模型

2.1. 介质加载波导中的模式

图 1 所示的波导结构中存在的模式由如下方程确定^[9,10]:

$$\left[\frac{1}{k_{\perp 2}} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{Q'(k_{\perp 2}a)}{Q(k_{\perp 2}a)} - \frac{1}{k_{\perp 1}} \frac{J'_m(k_{\perp 1}a)}{J_m(k_{\perp 1}a)} \right] \times \left[\frac{1}{k_{\perp 2}} \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{P'(k_{\perp 2}a)}{P(k_{\perp 2}a)} - \frac{1}{k_{\perp 1}} \frac{J'_m(k_{\perp 1}a)}{J_m(k_{\perp 1}a)} \right] - \frac{1}{\varepsilon_1 \mu_1} \left(\frac{k_z m}{\omega a} \right)^2 \left(\frac{1}{k_{\perp 1}^2} - \frac{1}{k_{\perp 2}^2} \right)^2 = 0, \quad (1)$$

其中,

$$\begin{aligned} P(x) &= J_m(x)N'_m(k_{\perp 2}b) \\ &\quad - N_m(x)J'_m(k_{\perp 2}b), \\ Q(x) &= J_m(x)N_m(k_{\perp 2}b) \\ &\quad - N_m(x)J_m(k_{\perp 2}b), \end{aligned}$$

$J_m(x)$ 和 $N_m(x)$ 分别是 m 阶第一类和第二类贝塞尔

函数. 求解超越方程(1)需要中空区域和介质区域的色散方程进一步限制, 有

$$k_{\perp 1}^2 + k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \mu_1 \varepsilon_1, \quad (2)$$

$$k_{\perp 2}^2 + k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \mu_2 \varepsilon_2. \quad (3)$$

中空区域中高频场的轴向场分量可以如下描述:

$$H_z = f(z) J_m(k_{\perp 1}r) e^{j(\omega t - m\varphi)}, \quad (4)$$

$$E_z = -j f(z) \chi J_m(k_{\perp 1}r) e^{j(\omega t - m\varphi)}, \quad (5)$$

其中常数 χ 为

$$\begin{aligned} \chi &= - \frac{\omega \mu_2 a}{k_z m (k_{\perp 2}^2 - k_{\perp 1}^2)} \\ &\times \left[k_{\perp 1} k_{\perp 2}^2 \frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{J'_m(k_{\perp 1}a)}{J_m(k_{\perp 1}a)} \right. \\ &\quad \left. - k_{\perp 1}^2 k_{\perp 2} \frac{P'(k_{\perp 2}a)}{P(k_{\perp 2}a)} \right]. \quad (6) \end{aligned}$$

介质区域中高频场的轴向模式为

$$H_z = f(z) \left[\alpha J_m(k_{\perp 2}r) + \beta N_m(k_{\perp 2}r) \right] e^{j(\omega t - m\varphi)}, \quad (7)$$

$$E_z = -j f(z) \left[\tilde{\alpha} J_m(k_{\perp 2}r) + \tilde{\beta} N_m(k_{\perp 2}r) \right] e^{j(\omega t - m\varphi)}, \quad (8)$$

其中常数 $\alpha, \beta, \tilde{\alpha}$ 和 $\tilde{\beta}$ 分别为

$$\alpha = \frac{J_m(k_{\perp 1}a) N'_m(k_{\perp 2}b)}{P(k_{\perp 2}a)}, \quad (9)$$

$$\beta = - \frac{J_m(k_{\perp 1}a) J'_m(k_{\perp 2}b)}{P(k_{\perp 2}a)}, \quad (10)$$

$$\tilde{\alpha} = \chi \frac{J_m(k_{\perp 1}a) N_m(k_{\perp 2}b)}{Q(k_{\perp 2}a)}, \quad (11)$$

$$\tilde{\beta} = -\chi \frac{J_m(k_{\perp 1}a) J_m(k_{\perp 2}b)}{Q(k_{\perp 2}a)}. \quad (12)$$

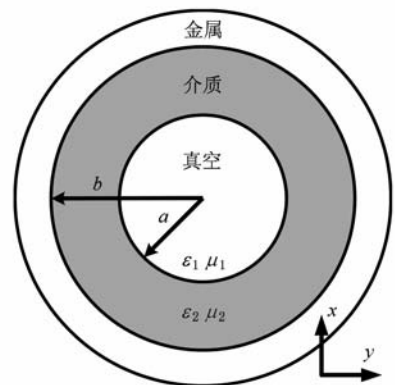


图 1 均匀损耗介质加载波导的横截面图

2.2. 介质加载波导中的线性理论

在介质加载波导中,电磁模式通常以混合模 HE_{mn} 和 EH_{mn} 的形式存在^[10]. 但是 Gyro-TWT 互作用系统中,无论是对流不稳定性还是绝对不稳定性,通常都发生在靠近模式截止频率处(即 $k_z \approx 0$)^[1,11,12,14,15]. 该频率范围内,混合模式中 TE 和 TM 分量的耦合较弱^[10],此外特殊加载的介质层使得关键竞争模式的主要功率集中在 TE 分量上^[16],介质加载相互作用电路的 Gyro-TWT 通常采用圆电模工作^[3]. 基于这三点原因,损耗介质加载波导中的电子回旋脉塞相互作用仅考虑电子注与 TE 分量的相互作用. 这能够准确地计算工作模式(圆电模)的注波相互作用,同时能比较准确地预测竞争模式(混合模式)的注波相互作用.

电子回旋脉塞相互作用分析中通常忽略电子注对高频场横向分布的扰动和电子注的空间电荷效应,并假设单模相互作用^[1,12,13]. 由此得到基于有源波动方程 $(\partial^2/\partial z^2 + k_z^2)\mathbf{E}_\perp = j\omega\mu\mathbf{J}_\perp$ 的注波相互作用方程为

$$\begin{aligned} \left(k_{zc}^2 + \frac{d^2}{dz^2}\right)f(z)G_{mn} &= -\frac{1}{j\omega\mu f^*(z)}\left(\frac{\omega}{2\pi}\right) \\ &\times \int_0^{2\pi/\omega'} \int_0^{r_w} \int_0^{2\pi} (\mathbf{J}_\theta \cdot \mathbf{E}_\theta^*) \\ &\times r dr d\phi dt, \quad (13) \end{aligned}$$

其中, k_{zc} 指波导系统中模式的冷传输常数, \mathbf{J}_θ 是扰动角向电流, \mathbf{E}_θ 是高频场在引导中心中展开的角向电场分量, r_w 是波导半径,结构因子 $G_{mn} = K_a + K_b$, 常数 K_a 和 K_b 分别为

$$\begin{aligned} K_a &= \frac{2\pi}{|k_{\perp 1}|^2} \int_0^a \left[|J'_m(k_{\perp 1}r)|^2 \right. \\ &\quad \left. + \left| \frac{m}{k_{\perp 1}r} J_m(k_{\perp 1}r) \right|^2 \right] r dr, \quad (14) \\ K_b &= \frac{2\pi}{|k_{\perp 2}|^2} \int_a^b \left[|[\alpha J'_m(k_{\perp 2}r) \right. \\ &\quad \left. + \beta N'_m(k_{\perp 2}r)]|^2 \right. \\ &\quad \left. + \left| \frac{m}{k_{\perp 2}r} [\alpha J_m(k_{\perp 2}r) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \beta N_m(k_{\perp 2}r)] \right|^2 \right] r dr. \quad (15) \end{aligned}$$

由(13)式可以看到,当波导系统的介质层消失时,几何因子转化为 $G_{mn} = K_a$, 此时相互作用方程(13)与光滑波导相互作用方程一致,因此本理论与光滑圆波

导中经典的线性理论具有统一性^[12,13].

通过线性化相对论 Vlasov 方程和 Laplace 变换^[12,13]可以得到损耗波导系统中的注波耦合色散方程为

$$D_{\text{disp}}(k_z) = (k_{zc}^2 - k_z^2)G_{mn} - \hat{S}_1(k_z), \quad (16)$$

高频场的轴向场分布为

$$\begin{aligned} F(z) &= \sum_{i=1}^4 \left[F(0) \frac{\hat{S}_0(k_{zi}) - jk_{zi}G_{mn}}{jD'_{\text{disp}}(k_{zi})} \right. \\ &\quad \left. + F'(0) \frac{G_{mn}}{jD'_{\text{disp}}(k_{zi})} \right] e^{-jk_{zi}z}, \quad (17) \end{aligned}$$

其中,常数 $\hat{S}_1(k_z)$ 和 $\hat{S}_0(k_z)$ 分别为

$$\begin{aligned} \hat{S}_1(k_z) &= \frac{4\pi^2 e^2 \mu_1}{k_{\perp 1}^2 m_0} \int_0^{r_w} dr_c \int_0^\infty p_\perp dp_\perp \int_0^\infty dp_z \frac{f_0}{\gamma} \\ &\times \sum_{s=-\infty}^\infty \left[\frac{-\beta_t^2 (\omega^2 - k_z^2 c^2) H_{sm}}{(\omega - s\Omega_c - k_z v_z)^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{(\omega - k_z v_z) T_{sm} - k_\perp v_t U_{sm}}{(\omega - k_z v_z - s\Omega_c)} \right], \quad (18) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{S}_0(k_z) &= j \frac{4\pi^2 e^2 \mu_1}{k_{\perp 1}^2 m_0} \int_0^{r_w} dr_c \int_0^\infty p_\perp dp_\perp \int_0^\infty dp_z \frac{f_0}{\gamma} \\ &\times \sum_{s=-\infty}^\infty \left[\frac{-k_z v_t^2 H_{sm}}{(\omega - k_z v_z - s\Omega_c)^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{v_z T_{sm}}{(\omega - k_z v_z - s\Omega_c)} \right], \quad (19) \end{aligned}$$

其中, f_0 是电子注的平衡态分布函数, Ω_c 是电子的相对论回旋频率,耦合系数 H_{sm} , T_{sm} 和 U_{sm} 分别为

$$H_{sm}(x, y) = |J'_s(x) J_{m-s}(y)|^2, \quad (20)$$

$$\begin{aligned} T_{sm}(x, y) &= 2H_{sm} + 2\text{Re} [xJ'_s(x)J''_s(x)] |J_{m-s}(y)|^2 \\ &\quad - xJ_s^*(x)J_s(x) \left[\frac{1}{y} J_{m-s}^*(y)J'_{m-s}(y) \right. \\ &\quad \left. + \frac{y^*}{y} |J'_{m-s}(y)|^2 \right. \\ &\quad \left. + J_{m-s}^*(y)J''_{m-s}(y) \right], \quad (21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} U_{sm}(x, y) &= \left(-\frac{x}{2} \right) J_s^*(x) \\ &\times \left\{ J_{s+1}(x) \left[\frac{y^*}{y} |J_{m-s-1}(y)|^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - |J_{m-s}(y)|^2 \right] \right. \\ &\quad \left. + J_{s-1}(x) \left[\frac{y^*}{y} |J_{m-s+1}(y)|^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - |J_{m-s}(y)|^2 \right] \right\}. \quad (22) \end{aligned}$$

该线性理论完全考虑了介质层对高频场的影响, 可以精确地计算电子注与圆极化模式的线性互作用, 进行高效的线性稳定性分析, 为介质加载互作用系统提供初始设计参数.

3. 数值模拟

3.1. 高频特性

数值模拟主要是基于 $K\alpha$ 波段 TE_{01} Gyro-TWT 的互作用波导^[3,4,11,16]. 该波导的内半径为 $a = 5.495$ mm, 外半径为 $b = 7.195$ mm. 介质材料采用具有高热导率的 BeO-SiC 损耗陶瓷, 该陶瓷在 35 GHz 的介电常数测量值为 $\epsilon_r = 7.11 - j1.1$, 且假定该介电常数在整个工作频带内不变. 互作用系统采用电压 V 为 70 kV, 磁场 B 为 1.26 T, 电子注引导中心半径为 2.638 mm.

互作用系统的冷色散关系和工作模受到的衰减如图 2 所示, 其中横纵速度比为 $\alpha = 1$. 图 2(a) 给出了光滑圆波导和无损耗介质波导中冷色散关系的对比情况. 从图中可以看到对于光滑波导的 $K\alpha$ 波段, TE_{01} 模互作用系统工作模式 TE_{01} , TE_{11} , TE_{21} 和 TE_{02} 分别映射为介质波导互作用系统中的 TE_{02}^d , HE_{12}^d , HE_{22}^d 和 TE_{04}^d 模式(上角标 d 专指介质波导中的模式). 这是由于介质的引入增加了波导的横向尺寸, 所以对应模式的径向指数都增加 1. 当介质具有损耗特性时, 冷色散关系转换为如图 2(b) 所示的情况. 对比图 2(a) 和 (b) 发现, 介质的损耗特性使得波导中的 TE_{02}^d 和 TE_{03}^d 模式之间发生模式转移现象^[9,10], 即在相速度相近的地方发生色散曲线相交的现象. 这导致 TE_{03}^d 模通过转移点直接进入慢波区, 且始终受到强衰减作用, 传输过程中能够被抑制; TE_{02}^d 模通过转移点变化为快波, 受到弱衰减, 能够有效传输. 损耗介质波导中的模式转移现象是该波导模式选择能力的体现^[9,10]. 通过模式的衰减特性如图 2(c) 所示可以看到, 工作频带内工作模式 TE_{02}^d 模的衰减较小, 而其他竞争模式在绝对不稳定性起振点处(图中用“○”标识)都有较高损耗.

图 3 进一步给出了关键模式的横向分布. 由图 3 可以看到, 模式在中空区域的场分布和光滑波导中对应的低阶模式一致, 而工作模式增加的径向指数主要体现为介质层中的场分布. 值得一提的是, 在真空介质界面上电位移矢量的径向连续性使得

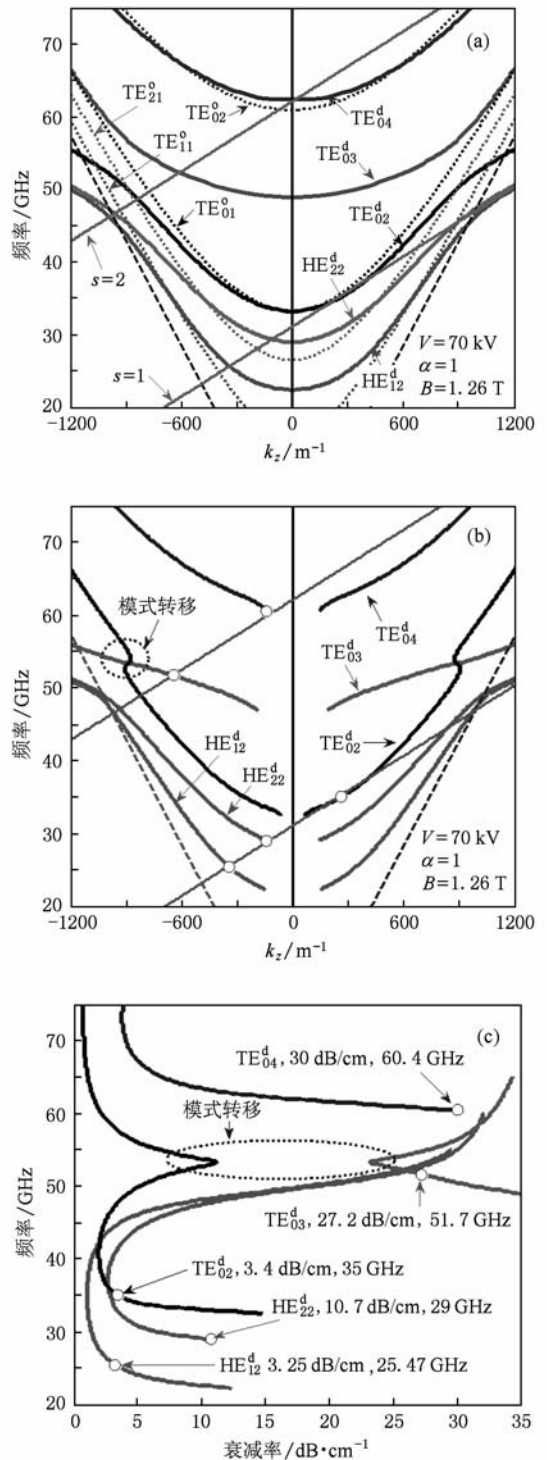


图 2 介质波导注波冷色散关系图 (a) 无损耗介质波导和光滑波导冷色散关系图, (b) 损耗介质波导冷色散关系图, (c) 工作模式的衰减特性

混合模式 HE_{12}^d 和 HE_{22}^d 的电场能量峰值在真空和介质区域的分布有一定角度的错位. 此外由于介质波导使得互作用波导的横向尺寸扩大, 因此波导系统中还有许多附加的低阶模式, 比如 HE_{11}^d , HE_{21}^d 和

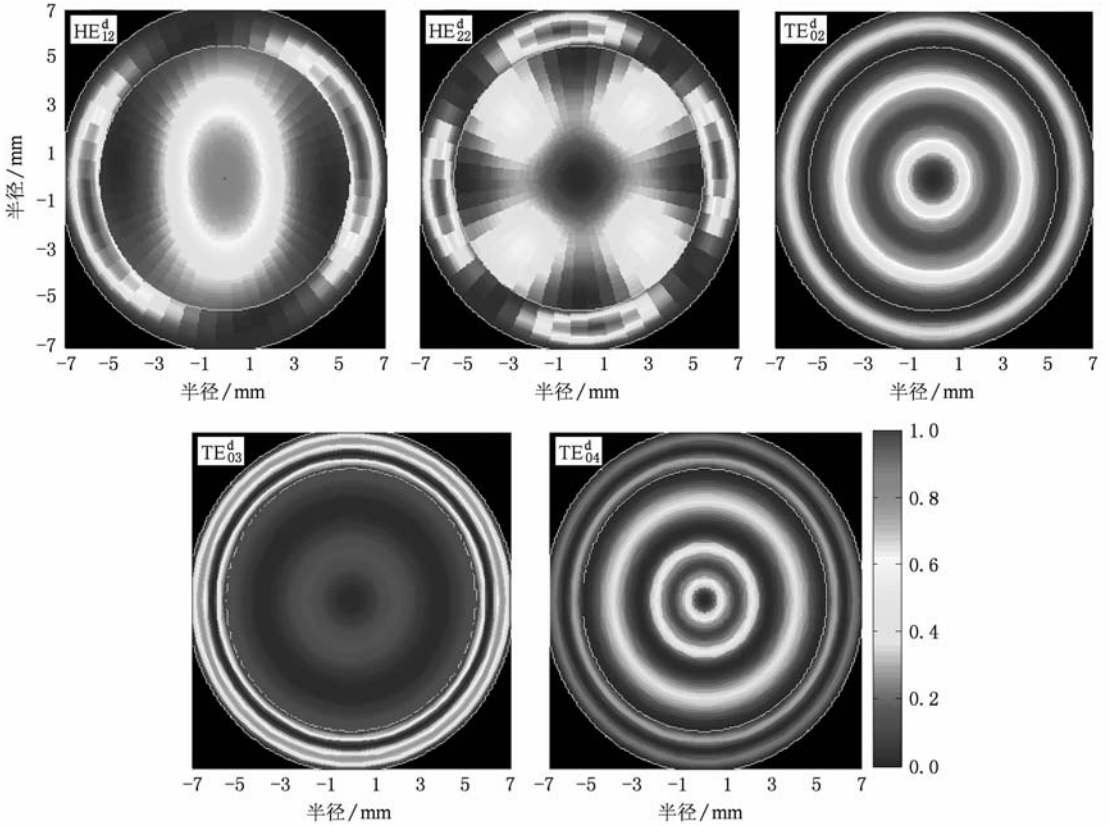


图3 关键模式电场能量密度分布图

TE_{01}^d 等.特殊加载的介质使得这些模式能量集中在介质层中(类似于 TE_{03}^d 模式),所以这些模式都将受到强衰减作用,在注波相互作用中没有自激振荡的危险,可以忽略.

3.2. 线性稳定性分析

以下分别针对系统的工作模式 TE_{02}^d 模及竞争模式 HE_{12}^d , HE_{22}^d 和 TE_{04}^d 模对系统的线性稳定性进行分析. $K\alpha$ 波段 TE_{01}^d 模 Gyro-TWT 在损耗介质加载的线性段采用工作模式 TE_{02}^d 模与回旋基波之间的对流不稳定性工作^[1].但是由于过强的注波耦合,在截止频率附近,当不稳定性频谱扩展到返向波区域时,就会激发绝对不稳定性振荡^[1,12].文献[12]对无限均匀系统中的绝对不稳定性提出了解析的判断标准,对于损耗系统,可以用数值方法监测耦合色散方程的解的变化,以确定系统绝对不稳定性的起振阈值.本文发展的线性理论由于采用了 Laplace 变换,可以得到相互作用高频场的轴向分布.因此,本文通过监测自激振荡轴向模式振荡长度的方式来

确定系统的稳定性阈值^[13,17].相互作用系统中通过改变系统的工作参数,或者调整工作模式的衰减量等方式调整注波耦合强度,当自激振荡的起振长度超过实际相互作用系统的长度时,该振荡被抑制.

当介质无损耗时,4个关键模式自激振荡轴向模式的功率分布如图4所示.每个轴向模式可以分解为一个前向波和一个返向波分量,在输入和输出端口满足外向行波边界条件.当两个波分量的幅度相等时,合成场的功率流表现出一个零点.前向和返向波的相对幅度由自激振荡在色散曲线上的位置确定.图2(a)表明, TE_{02}^d 和 TE_{04}^d 模绝对不稳定性都发生在截止频率附近,前向波和返向波都能够与相应的回旋谐波同步,所以自激振荡中前向波和返向波分量的幅度相当.而 HE_{12}^d 和 HE_{22}^d 模返波振荡发生在深返向波区域,所以自激振荡中返向波的幅度占绝对优势.因此,自激振荡的场型是两个波分量之间竞争的结果.

线性稳定性分析的目标就是确定线性相互作用回路所需要的损耗强度,以有效抑制各种自激振

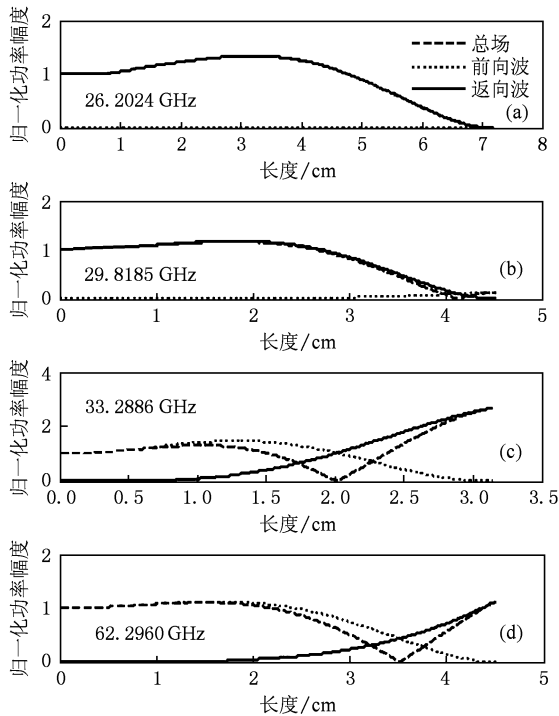


图4 4个关键模式自激振荡轴向模式的归一化功率分布
(a) TE_{12}^d 模, (b) TE_{22}^d 模, (c) HE_{02}^d 模, (d) HE_{04}^d 模

荡, 保证驱动功率被稳定放大^[13,17]. 图5给出了介质损耗正切对四个关键模式自激振荡起振长度的影响情况, 其中起振长度 L_c 采用波导半径 r_w 归一化. 对于某个确定的模式, 在低损耗条件下, 介质损耗正切的变化对其起振长度的影响小, 当损耗正切达到某个阈值以后, 起振长度快速增加. 起振长度变长, 这就是材料损耗特性对模式自激振荡抑制作用的体现^[1,11]. 其中 TE_{02}^d 和 TE_{04}^d 模自激振荡十分靠近截止频率, 材料的损耗特性对其抑制作用明显, 所以在较低的损耗 ($\tan\delta \approx 0.01$) 就能将其抑制. 而 HE_{12}^d 和 HE_{22}^d 模自激振荡发生在深返向波区域, 材料的损耗特性对其抑制作用弱, 所以较强的损耗 ($\tan\delta \approx 0.1$) 才能将其抑制. 本文所研究的介质的损耗正切为 $\tan\delta \approx 0.15$, 所以该损耗波导的线性相互作用段具有高稳定性.

3.3. 线性放大特性

在 1 W 的驱动功率下, 均匀损耗介质波导中线性放大的高频场轴向场型如图6所示. 在本研究的同时我们还发展了介质波导中的非线性注波互

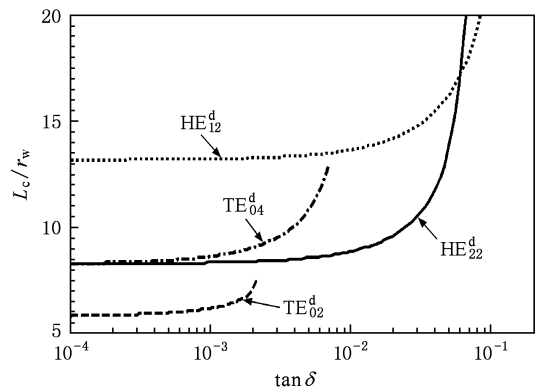


图5 介质损耗正切对起振长度的影响

作用理论. 从图6可以看到相同工作参数条件下, 两个理论在线性放大区域的计算结果完全一致. 这说明了介质波导中的线性理论的可靠性. 图7(a)给出了介质层中传输功率对相互作用系统的影响, 其中 B_g 为回旋基波与工作模式的相切磁场. 计算表明, 忽略介质层中的功率计算得到的增长率比实际增长率高出约 1.4%. 进一步的计算表明, 工作模式 TE_{02}^d 模在 35 GHz 仅有约 3.5% 的功率在介质层中传输. 这表明相互作用计算仅考虑真空区域的高频场也能够较准确地估计系统的性能. 这也证明了文献[11]中采用简化模型分析美国海军实验室基于损耗陶瓷 AlN-SiC 的相互作用电路的 $K\alpha$ 波段 TE_{01} Gyro-TWT 的可行性. 调谐磁场和工作电流是 Gyro-TWT 重要的热测手段. 图7(b)和(c)分别给出了不同磁场和电流条件下系统的增长率变化情况. 基于这两个图可以初步确定系统线性段的长度.

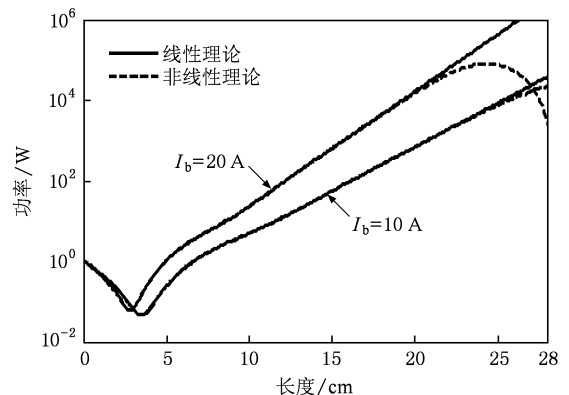


图6 TE_{02}^d 模线性放大的功率场型 采用非线性理论验证, 计算频率为 35.67 GHz, I_b 为电子注电流

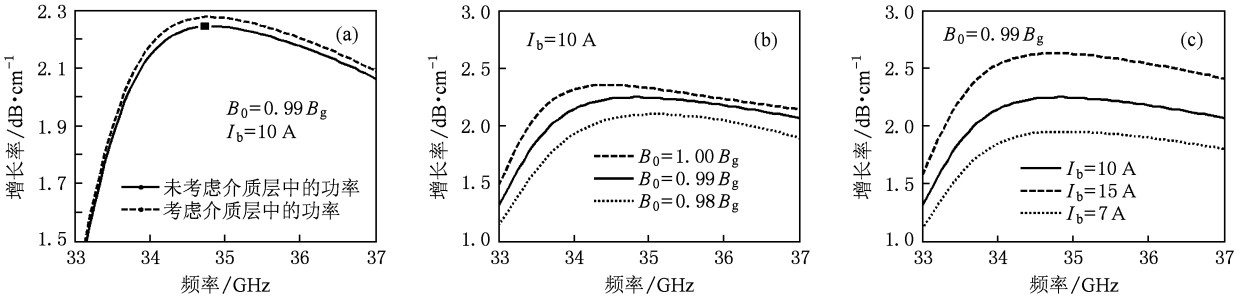


图 7 工作参数对系统增长率的影响 (a) 介质层中的功率对互作用的影响, (b) 磁场变化, (c) 电流变化

4. 结 论

本文基于均匀介质加载波导的本征方程得到工作模式的解析表达式, 然后采用全波分析的方法发展出该波导中的电子回旋脉塞互作用线性理论. 对损耗介质波导的研究表明, 通过恰当地加载损耗介质, 损耗介质波导中的关键模式在真空区域的场分布与对应的光滑圆波导中的模式具有一一对应关系. 所发展的线性理论能够充分考虑介质对互作

用系统的影响. 由于采用 Laplace 变换, 可以计算出工作模式的轴向场型, 并能准确地计算系统的线性稳定性. 介质加载系统中的线性和非线性理论计算的结果一致, 说明了本文理论的可靠性. 计算表明, 在 $K\alpha$ 波段 TE_{01} 模 gyro-TWT 中, 通过恰当地加载损耗介质, 工作模式 TE_{01}^d 模在介质层中传输的相对功率较小, 计算时忽略介质层中传输的功率也能较为准确地估计器件的放大特性, 这为简化互作用模型提供了依据. 该线性理论准确、高效, 能为基于损耗介质的 Gyro-TWT 提供重要的初始设计参数.

[1] Chu K R 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 492

[2] Chu K R, Chen H Y, Huang C L, Chang T H, Barnett L R, Chen S H, Yang T T, Dialetis D J 1999 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 391

[3] Garven M, Calame J P, Danly B G, Nguyen K T, Levush B, Wood F N, Pershing D E 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 885

[4] Calame J P, Garven M, Danly B G, Levush B, Nguyen K T 2002 *IEEE Trans. Electron Dev.* **30** 1469

[5] Song H H, McDermott D B, Hirata Y, Barnett L R, Domier C W, Hsu H L, Chang T H, Tsar W C, Chu K R, Luhmann N C 2004 *Phys. Plasmas* **11** 2935

[6] Sirigiri J R, Shapiro M A, Temkin R J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **27** 258302

[7] Rao S J, Jain P K, Basu B N 1996 *IEEE Trans. Electron Dev.* **43** 2290

[8] Yan R, Luo Y, Li J Y, Pu Y L, Wang J X, Lei C J, Liu Y H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 460 (in Chinese) [鄢 然、罗 勇、李家胤、蒲友雷、王建勋、雷朝军、刘迎辉 2008 物理学报 **57** 460]

[9] Du C H, Xue Q Z, Liu P K 2008 *IEEE Electr. Device* **29** 1256

[10] Du C H, Xue Q Z, Liu P K, Wang M H 2009 *IEEE Trans. Electron Dev.* **56** 839

[11] Du C H, Liu P K 2009 *Phys. Plasmas* **16** 073104

[12] Chu K R, Lin A T 1988 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **16** 90

[13] Kou C S, Wang Q S, McDermott D B, Lin A T, Chu K R, Luhmann N C 1992 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **20** 155

[14] Lai G J, Liu P K 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 321 (in Chinese) [来国军、刘濮鲲 2006 物理学报 **55** 321]

[15] Lai G J, Liu P K 2007 *Acta Phys. Sin.* **55** 4515 (in Chinese) [来国军 刘濮鲲 2007 物理学报 **55** 4515]

[16] Du C H, Liu P K 2009 *IEEE Trans. Electron Dev.* **56** 2335

[17] Du C H, Liu P K, Xue Q Z, Wang M H 2008 *Phys. Plasmas* **15** 123107

Beam-wave interaction analysis of gyrotron-traveling-wave tube based on a lossy dielectric-lined waveguide^{*}

Du Chao-Hai^{1)2)†} Liu Pu-Kun¹⁾ Xue Qian-Zhong¹⁾

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 24 August 2009; revised manuscript received 22 October 2009)

Abstract

A lossy ceramic-loaded waveguide is positive to promote the stability and performance of the gyrotron traveling-wave amplifier (gyro-TWT). In this paper we develop the electron cyclotron maser linear theory on the basis of the field expressions in the lossy ceramic-loaded waveguide. By systematic numerical calculation, we find that both the field patterns and the dispersion curves have one-to-one mapping relation between the modes in ceramic-loaded waveguide and that in empty cylindrical waveguide. With the Laplace transform, the linear theory could calculate the field profile and the threshold of an absolute instability oscillation. The linear theory is also used to study the influence of the magnetic, current and ceramic layer on the amplification characteristics. These results are promotive to the application of the lossy ceramic in a gyro-TWT and the development of the high stable gyro-TWT.

Keywords: lossy dielectric, gyrotron-traveling-wave tube, linear theory, stability

PACC: 4170, 5275

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60871051, 60871047, 60971072).

[†] E-mail: duchaohai@gmail.com