

分布损耗加载回旋行波管多模稳态注波相互作用理论与比较证实

罗积润 唐彦娜 樊宇 彭澍源 薛谦忠

Comparative demonstration of multimode steady-state theory for the gyrotron traveling-wave tube based on a distributed loss-loaded metal cylindrical waveguide

Luo Ji-Run Tang Yan-Na Fan Yu Peng Shu-Yuan Xue Qian-Zhong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 018402 (2018) DOI: 10.7498/aps.20171831

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20171831>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I1>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[回旋行波管多模稳态理论及初步应用](#)

Multimode steady-state theory for Gyro-TWT and simulation of mode competition

物理学报.2014, 63(20): 208401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.208401>

[94 GHz \$TE_{6,2}\$ 模式 Denisov 辐射器的研究](#)

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

物理学报.2014, 63(12): 128402 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.128402>

[220GHz 三次谐波光子带隙谐振腔回旋管振荡器的研究](#)

Study on 220 GHz third harmonic photonic band gap cavity gyrotron oscillator

物理学报.2014, 63(11): 118401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.118401>

[高功率回旋振荡管 Denisov 型辐射器的研究](#)

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

物理学报.2013, 62(23): 238401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.238401>

[基于波导模式变换的圆波导 \$TE_{62}\$ 模式激励器的研究](#)

Study of a W-band TE_{62} mode generator by the waveguide mode transformation

物理学报.2013, 62(23): 238403 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.238403>

分布损耗加载回旋行波管多模稳态注波 相互作用理论与比较证实*

罗积润^{1)2)†} 唐彦娜¹⁾²⁾ 樊宇¹⁾²⁾ 彭澍源³⁾ 薛谦忠¹⁾²⁾

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)(中国科学院大学, 北京 100039)

3)(中国电子信息技术研究院, 北京 100041)

(2017年8月13日收到; 2017年10月1日收到修改稿)

基于目前国际上实验研究的均匀介质加载和周期介质加载结构, 建立了一种分布式损耗加载回旋行波管 (gyro-TWT) 多模稳态注波相互作用理论. 利用这一理论, 以 TE_{01} 模式基波 gyro-TWT 注波相互作用为例, 将 Ka 和 W 波段的理论结果与实验和软件仿真进行比较, 以证实理论的合理性.

关键词: 回旋行波管, 多模稳态, 注波相互作用, 分布损耗加载

PACS: 84.40.Ik

DOI: 10.7498/aps.67.20171831

1 引言

回旋管是一种基于相对论效应的快波器件, 能够在毫米波长范围产生几百千瓦甚至兆瓦量级的输出功率, 已经在核聚变等离子体加热^[1,2]、高分辨率雷达^[3]以及加速器^[4]等科学和技术领域得到广泛应用. 类似于传统真空微波器件, 回旋管家族包括回旋振荡管、回旋行波管、回旋速调管和回旋返波管^[5-9]等. 作为一种波导式相互作用结构, 回旋行波管具有很宽的带宽, 但很容易受到高次模式的绝对不稳定性振荡、回旋返波振荡以及因输入输出不匹配引起的反射振荡等竞争干扰^[4,10-12]. 因此, 模式的选择和抑制对保持回旋行波管的稳定工作非常重要.

许多理论和实验工作已经用于研究回旋行波管中几何和电参量变化对振荡的影响以改善工作的稳定性^[13-17]. 一种改善稳定性的有效方法是加载分布损耗^[18]. 台湾国立清华大学通过分布损耗加载实验证实了一个 Ka 波段 TE_{11} 模基波回旋行波管能够在 93 kW 饱和输出峰值功率、26.5% 效率、

70 dB 增益和 8.6% 带宽条件下稳定工作^[19]. 美国海军实验室通过分布损耗周期加载实现了一个中心频率 34 GHz, TE_{01} 模基波回旋行波管在峰值功率 130 kW, 效率 18%, 增益 47.5 dB、带宽约 1 GHz 情况下的稳定工作^[11]. 我国电子科技大学通过非均匀周期介质加载使一个 W 波段、 TE_{01} 模基波回旋行波管能够在峰值功率 112 kW、效率 23.3%、增益 69.7 dB, 带宽 4.2% 条件下稳定工作^[20].

相关分布损耗加载改善稳定性的分析通常主要是利用单模理论和粒子波包 (PIC) 模拟. 文献^[19]曾经对这种单模理论进行了讨论. 使用这种单模理论可以对管子设计的结构和电参量进行初步选择, 而 PIC 模拟是预言设计特性的基本手段. 不过, 单模理论和 PIC 模拟存在不足, 单模理论假定回旋行波管中只有一个模式处于放大或振荡状态, 这无法分析那些振荡模式与工作模式之间的相互影响, 但使用商业软件 (CST, Magic, etc.) 的 PIC 模拟却要耗费太多的计算时间.

影响放大器稳定性最严重的因素是寄生振荡. 为了分析振荡对工作模式的影响, 必须假设多个模

† 通信作者. E-mail: luojirun@mail.ie.ac.cn

式同时存在. 文献[21,22]曾经使用时域方法讨论过回旋行波管中多频和多模注波互作用, 但这种方法的计算过程需要跟踪数万个带电粒子. 在忽略导引中心运动的条件下, 文献[23,24]基于哈密顿算子获得了回旋行波管的多模稳态分析公式. 不过, 这些公式不能够适用于正向波处于大信号的情况. 文献[25]发展的多模稳态理论能够用于研究返波自激振荡对处于大信号状态的正向波的影响. 不过, 文献[25]假设返波的幅度仅仅是小信号状态, 于是返波对电子的影响被认为是小的扰动. 文献[26]也讨论过多模同时存在对稳定性的影响, 并且获得了与文献[19]实验有合理一致性的结果. 不过, 模型中加载的损耗被认为是波导表面电导率的减少, 这在实际工程应用中不容易实现. 本文讨论的回旋行波管注波互作用多模稳态理论, 可以分析有损均匀介质加载(UDL)和周期介质加载(PDL)波导互作

用结构中工作模式和返波振荡模式之间的相互影响. 不过, 我们曾经在文献[27]中详细讨论过返波振荡的抑制和工作模式稳定放大过程, 本文主要通过理论计算与实验和软件模拟结果的比较, 证实理论的合理性.

2 理论模型和公式

图1给出了两种形式的分布损耗加载波导互作用电路模型, UDL波导和PDL波导. 互作用电路包括损耗加载线性段和无加载非线性段. UDL波导是在线性段均匀加载损耗材料, PDL波导是在线性段损耗材料通过金属环等间隔隔开. 在这两种结构中, 波导的半径为 r_w , 损耗层厚度为 Δr . PDL结构中, L 是周期, b 是每个周期中损耗材料的长度.

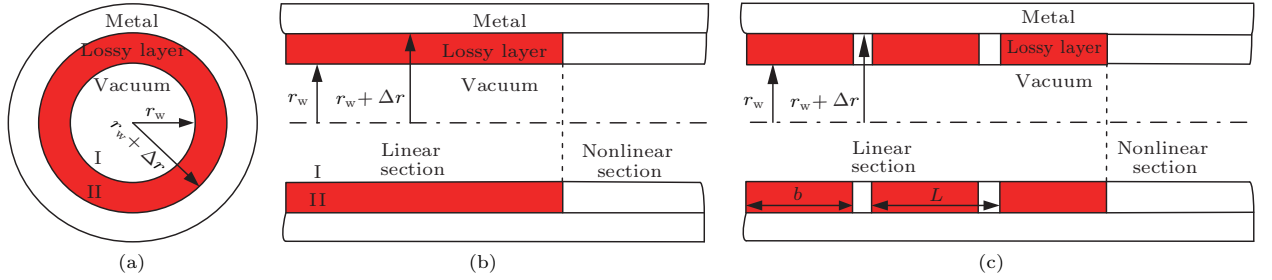


图1 损耗加载波导结构图 (a) 横截面图; (b) UDL模型轴向剖面图; (c) PDL模型轴向剖面图

Fig. 1. Structures of the loss-loaded cylindrical waveguides: (a) The transverse sectional view; (b) the longitudinal view of UDL cylindrical waveguide; (c) the longitudinal view of PDL cylindrical waveguide.

本文的理论是在同时考虑多个模式与电子之间能量交换的条件下, 获得图1模型注波互作用的一般公式. 基于如下基本假设, 该理论由麦克斯韦方程组和带电粒子运动方程经过数学推导得到: 1) 高频场的横向分布不受电子存在的影响, 其振幅只在轴向发生变化; 2) 不考虑电子之间的空间电荷力.

2.1 均匀损耗加载圆波导中高频场分布

以均匀损耗波导为例对高频场演化方程进行分析. 将波导结构划分为两部分, 区域I为真空区域, 区域II为损耗加载区域, 其中真空区域的介电常数和磁导率为 ϵ_I 和 μ_I , 介质区域的介电常数和磁导率为 ϵ_{II} 和 μ_{II} . 对于角向不均匀的高频场, 介质波导中的模式为混合模式. 本文所考虑的模式仅为TE模式或者混合模式中的TE分量(经计算混合模式中TE分量达到95%以上). 模式仍采用 TE_{mn}

方式命名. 场分量表达式可以描述为:

$$H_{zI_k} = f_k(z) \psi_{I_k}(r, \varphi) e^{j\omega_k t}, \quad (1)$$

$$H_{zII_k} = f_k(z) \psi_{II_k}(r, \varphi) e^{j\omega_k t}; \quad (2)$$

$$\begin{aligned} E_{\perp I_k} = f_k(z) \frac{j\omega_k \mu_I}{k_{\perp I_k}^2 - k_{z_k}^2} \\ \times [\mathbf{e}_z \times \nabla_{\perp} \psi_{I_k}(r, \varphi)] e^{j\omega_k t}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} E_{\perp II_k} = f_k(z) \frac{j\omega_k \mu_{II}}{k_{\perp II_k}^2 - k_{z_k}^2} \\ \times [\mathbf{e}_z \times \nabla_{\perp} \psi_{II_k}(r, \varphi)] e^{j\omega_k t}; \end{aligned} \quad (4)$$

式中 ω_k 为第 k 个模式的角频率, $f_k(z)$ 为第 k 个模式的轴向分布, $\psi_{I_k}(r, \varphi)$ 和 $\psi_{II_k}(r, \varphi)$ 为 k 个模式的横向分布. 波导中真空区域和介质区域的波数满足下列条件:

$$k_{\perp I_k}^2 + k_{z_k}^2 = k_{I_k}^2 = \omega_k^2 \epsilon_I \mu_I, \quad (5)$$

$$k_{\perp II_k}^2 + k_{z_k}^2 = k_{II_k}^2 = \omega_k^2 \epsilon_{II} \mu_{II}, \quad (6)$$

其中, k_{z_k} 为第 k 个模式的轴向波数, $k_{\perp I_k}$ 为第 k 个模式在区域 I 的截止波数, $k_{\perp II_k}$ 为第 k 个模式在区域 II 的截止波数. 考虑多个 TE 模式同时存在的情况, 高频场轴向分量可描述为各个模式的叠加:

$$H_{zI} = \sum_k H_{zI_k}, \quad (7)$$

$$H_{zII} = \sum_k H_{zII_k}, \quad (8)$$

基于麦克斯韦方程组得到相互作用系统中

$$\sum_k \left(\nabla_{\perp}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_k^2 \right) \mathbf{E}_{\perp_k} = \sum_k j\omega_k \mu \mathbf{J}_{\perp}, \quad (9)$$

其中, 电流分布为

$$\mathbf{J}_{\perp} = -\frac{2\pi |I_b|}{\omega_k} \sum_{i=1}^N W_i \delta(r - r_i) \delta(\varphi - \varphi_i) \times \delta(t - t_i) \frac{\mathbf{v}_i}{v_{zi}}. \quad (10)$$

电子权重因子 $\sum_{i=1}^N W_i = 1$, 根据假设 1) 不考虑电子注的存在对高频场横向分布的影响, 可以得到

$$\sum_k \{ \nabla_{\perp}^2 \mathbf{E}_{\perp_k} + (k_k^2 - k_{z_k}^2) \mathbf{E}_{\perp_k} \} = 0. \quad (11)$$

将 (10) 和 (11) 式代入 (9) 式并化简, 得到高频场演化方程

$$\begin{aligned} & \sum_k \left\{ \left(k_{z_k}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \mathbf{E}_{\perp_k} \right\} \\ &= -j2\pi\mu |I_b| \sum_{i=1}^N W_i \frac{1}{r_i} \delta(r - r_i) \delta(\varphi - \varphi_i) \\ & \times \delta(t - t_i) \frac{\mathbf{v}_i}{v_{zi}}. \end{aligned} \quad (12)$$

在 (12) 式两边同时乘以

$$\frac{\omega_l}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega_l} dt \iint_{SI+SI} \cdot \mathbf{E}_{\perp_l}^* / f_l^*(z) dS,$$

式中左边的实部可以计算为

$$\begin{aligned} & \left(k_{z_k}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) (\omega_l/2\pi) \int_0^{2\pi/\omega_l} dt \\ & \times \iint_{SI+SI} \sum_k \{ \text{Re}(\mathbf{E}_{\perp_k}) \cdot \mathbf{E}_{\perp_l}^* / f_l^*(z) \} dS \\ &= \frac{1}{2} \left(k_{z_k}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) (\omega_l/2\pi) \int_0^{2\pi/\omega_l} dt \\ & \times \iint_{SI+SI} \sum_k \{ (\mathbf{E}_{\perp_k} + \mathbf{E}_{\perp_k}^*) \} \end{aligned}$$

$$\times \mathbf{E}_{\perp_l}^* / f_l^*(z) \} dS. \quad (13)$$

由于横向分布函数具有正交性, 因此

$$\begin{aligned} & (\omega_l/2\pi) \int_0^{2\pi/\omega_l} dt \iint_{SI+SI} \{ (\mathbf{E}_{\perp_k} + \mathbf{E}_{\perp_k}^*) \\ & \times \mathbf{E}_{\perp_l}^* / f_l^*(z) \} dS = 0 \quad (k \neq l). \end{aligned} \quad (14)$$

当 $k = l$ 时, 定义结构因子

$$\begin{aligned} & G_{mn_k} \\ &= (\omega_k/2\pi) \int_0^{2\pi/\omega_k} dt \iint_{SI+SI} \{ (\mathbf{E}_{\perp_k} + \mathbf{E}_{\perp_k}^*) \\ & \times \mathbf{E}_{\perp_k}^* / f_k^*(z) \} dS \\ &= \iint_{SI} \left| \frac{j\omega_k \mu I}{k_{I_k}^2 - k_{z_k}^2} [\mathbf{e}_z \times \nabla_{\perp} \psi_{I_k}(r, \varphi)] \right|^2 dS \\ & + \iint_{SI} \left| \frac{j\omega_k \mu II}{k_{II_k}^2 - k_{z_k}^2} [\mathbf{e}_z \times \nabla_{\perp} \psi_{II_k}(r, \varphi)] \right|^2 dS. \end{aligned} \quad (15)$$

根据 (14) 和 (15) 式可以得出, 当 $k = l$ 时, (12) 式可以简化为

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left(k_{z_k}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) f_k(z) \\ &= -\frac{j2\pi\mu I |I_b| \omega_k}{G_{mn_k} 2\pi} \cdot \int_0^{2\pi/\omega_k} \int_0^{r_w} \int_0^{2\pi} \left\langle \sum_{i=1}^N W_i \frac{1}{r_i} \right. \\ & \times \delta(r - r_i) \delta(\varphi - \varphi_i) \delta(t - t_i) \frac{\mathbf{v}_i}{v_{zi}} \cdot \frac{\mathbf{E}_{\perp I_k}^*}{f_k^*(z)} \Bigg\rangle \\ & \times d\varphi r dr dt. \end{aligned} \quad (16)$$

2.2 不同情况下的场演化方程

1) 光滑波导中的高频场

在光滑波导 (非线性区域) 的情况下, 没有损耗加载, 只需考虑真空区域 I 的影响, 此时对应的轴向传播常数为

$$k_{z_k_0} = \sqrt{\left(\frac{\omega_k}{c} \right)^2 - k_{\perp_k_0}^2}, \quad (17)$$

其中横向传播常数为 $k_{\perp_k_0} = (x_{mn_k}/r_w)$, x_{mn_k} 是 $J'_{m_k}(x) = 0$ 的第 n 个正根, J_{m_k} 是第一类贝塞尔函数. 此时的横向分布函数可以表示为

$$\psi_{k_0}(r, \varphi) = J_{m_k}(k_{\perp_k_0} r) e^{-jm_k \varphi}. \quad (18)$$

(15) 式中的结构因子为

$$\begin{aligned} G_{mn_k_0} &= -\frac{2\pi\omega_k^2 \mu_0^2 r_w^2}{k_{\perp I_k}^2 2} \left(1 - \frac{m_k^2}{x_{mn_k}^2} \right) \\ & \times J_{m_k}^2(k_{\perp_k_0} r_w). \end{aligned} \quad (19)$$

(16) 式中的高频场演化方程简化为

$$\begin{aligned} & \left(k_{z_k_0}^2 + \frac{d^2}{dz^2} \right) f_k(z) \\ &= \frac{2|I_b|}{\pi \left(1 - \frac{m_k^2}{x_{mn_k}^2} \right) J_{m_k}^2(k_{\perp_k_0} r_w)} \frac{k_{\perp_k_0}}{r_w^2} \\ & \times \sum_{i=1}^N W_i \frac{v_{\perp i}}{v_{zi}} \cdot J'_{s_k}(k_{\perp_k_0} r_{Li}) \\ & \times J_{m_k-s_k}(k_{\perp_k_0} r_{ci}) e^{-jA_i}, \end{aligned} \quad (20)$$

其中, 相位因子 $A_i = \omega_k t_i - s_k \theta_i - (m_k - s_k) \varphi_{ci}$, ω_k 为角频率, θ_i 为回旋角, φ_{ci} 导引中心角, t_i 为进入时间.

2) 均匀损耗加载波导中的高频场

假如波导被分布损耗加载, 传输常数变成一个复数, 均匀介质加载波导中的本征值能够通过以下色散方程求解^[28]:

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{\mu_I \varepsilon_I} \left(\frac{k_{z_k} m_k}{\omega_k r_w} \right)^2 \left[\frac{1}{k_{\perp I_k}^2} - \frac{1}{k_{\perp II_k}^2} \right]^2 \\ & + \left[\frac{1}{k_{\perp I_k}} \frac{J'_{m_k}(k_{\perp I_k} r_w)}{J_{m_k}(k_{\perp I_k} r_w)} \right. \\ & - \frac{\mu_{II}}{\mu_I} \frac{1}{k_{\perp II_k}} \frac{P'(k_{\perp II_k} r_w)}{P(k_{\perp II_k} r_w)} \left. \right] \\ & \times \left[\frac{1}{k_{\perp I_k}} \frac{J'_{m_k}(k_{\perp I_k} r_w)}{J_{m_k}(k_{\perp I_k} r_w)} \right. \\ & - \frac{\varepsilon_{II}}{\varepsilon_I} \frac{1}{k_{\perp II_k}} \frac{Q'(k_{\perp II_k} r_w)}{Q(k_{\perp II_k} r_w)} \left. \right] = 0, \end{aligned} \quad (21)$$

其中

$$\begin{aligned} & P(k_{\perp II_k} r_w) \\ &= J_{m_k}(k_{\perp II_k} r_w) N'_{m_k}(k_{\perp II_k}(r_w + \Delta r)) \\ & - N_{m_k}(k_{\perp II_k} r_w) J'_{m_k}(k_{\perp II_k}(r_w + \Delta r)), \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} & Q(k_{\perp II_k} r_w) \\ &= J_{m_k}(k_{\perp II_k} r_w) N_{m_k}(k_{\perp II_k}(r_w + \Delta r)) \\ & - N_{m_k}(k_{\perp II_k} r_w) J_{m_k}(k_{\perp II_k}(r_w + \Delta r)). \end{aligned} \quad (23)$$

$N_{m_k}(k_{\perp II_k} r)$ 为第二类贝塞尔函数. 按照文献^[29], 损耗正切定义为

$$\tan \delta = \frac{\omega \varepsilon'' + \sigma}{\omega \varepsilon'}. \quad (24)$$

根据(24)式不仅可以计算介质带来的损耗, 还可以将导电损耗一并进行考虑.

在区域I和区域II, 横向场分布可以表述为:

$$\psi_{I_k}(r, \varphi) = J_{m_k}(k_{\perp I_k} r) e^{-jm_k \varphi}, \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \psi_{II_k}(r, \varphi) &= [\alpha J_{m_k}(k_{\perp II_k} r) + \beta N_{m_k}(k_{\perp II_k} r)] \\ &\times e^{-jm_k \varphi}, \end{aligned} \quad (26)$$

式中,

$$\alpha = \frac{J_{m_k}(k_{\perp II_k} r) N'_{m_k}(k_{\perp II_k} r)}{P(k_{\perp II_k} a)}, \quad (27)$$

$$\beta = -\frac{J_{m_k}(k_{\perp II_k} r) J'_{m_k}(k_{\perp II_k} r)}{P(k_{\perp II_k} a)}. \quad (28)$$

分别将方程(25)和(26)代入方程(15)和(16), 获得均匀加载介质波导中纵向场分布演化方程为

$$\begin{aligned} & \left(k_{z_k}^2 + \frac{d^2}{dz^2} \right) f_k(z) \\ &= -\frac{2|I_b|}{G_{mn_k}} \sum_{i=1}^N W_i \frac{v_{\perp i}}{v_{zi}} \left[\frac{1}{k_{\perp I_k}} J'_{s_k}(k_{\perp I_k} r_{Li}) \right. \\ & \times J_{m_k-s_k}(k_{\perp I_k} r_{ci}) e^{-jA_i} \left. \right], \end{aligned} \quad (29)$$

其结构因子为 $G_{mn_k} = K_{a_k} + K_{b_k}$

$$\begin{aligned} K_{a_k} &= \frac{2\pi}{k_{\perp I_k}^2} \int_0^{r_w} \left\{ |J'_{m_k}(k_{\perp I_k} r)|^2 \right. \\ & + \left| \frac{m_k}{k_{\perp I_k} r} J_{m_k}(k_{\perp I_k} r) \right|^2 \left. \right\} r dr, \quad (30) \\ K_{b_k} &= \frac{2\pi}{k_{\perp II_k}^2} \int_{r_w}^{r_w + \Delta r} \left\{ |\alpha J'_{m_k}(k_{\perp II_k} r)|^2 \right. \\ & + \beta N'_{m_k}(k_{\perp II_k} r)^2 \\ & + \left| \frac{m_k}{k_{\perp II_k} r} [\alpha J_{m_k}(k_{\perp II_k} r) \right. \\ & + \beta N_{m_k}(k_{\perp II_k} r)] \left. \right|^2 \left. \right\} r dr, \end{aligned} \quad (31)$$

I_b 为注电流, r_{Li} 为拉莫半径, r_{ci} 为导引中心半径, $v_{\perp i}$ 为横向速度, v_{zi} 为轴向速度.

3) 周期介质损耗加载波导中的高频场

利用 Floquet 定理, 在周期介质加载波导真空区域I中场可以表示为 Bloch 谐波分量的叠加求和, 在介质区II场则可以写为驻波的叠加求和^[30]. 对于感兴趣的模式而言, 电磁能量主要集中在真空区域I^[31]. 因此, 高频场演化方程可采用(29)式, 只是对于周期损耗加载模型, 由于介质区域的场可以忽略, 结构因子简化计算为 $G_{mn_k} = K_{a_k}$.

2.3 电子动力学

在相互作用区电子运动遵守相对论电子动力学方程:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -q_e \{ \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} \} - q_e \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0, \quad (32)$$

其中 $\mathbf{p} = m_e \gamma \mathbf{v}$, $\mathbf{v}$ 为电子的速度, γ 为相对论因子, q_e 为电子电荷量. $\mathbf{B}_0$ 是磁通量密度, 可以表示为

$$\mathbf{B}_0 \cong -\frac{r}{2} B'_0(z) \mathbf{e}_r + B_0(z) \mathbf{e}_z. \quad (33)$$

结合本构关系 $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ 、场表达式 (25) 和 (33) 以及电子动力学方程 (32), 受多模场共同作用的电子状态演化方程可以表示为:

$$\frac{dp_z}{dz} = -m_e c g \frac{\beta_t^2}{\beta_z} + \frac{e \mu_0 v_t}{v_z} \operatorname{Re} \left\{ \sum_k \frac{1}{k_{\perp I_k}} f'_k(z) J'_{s_k}(k_{\perp I_k} r_L) \cdot J_{m_k-s_k}(k_{\perp I_k} r_c) e^{jA} \right\}, \quad (34a)$$

$$\frac{dp_t}{dz} = m_e c g \beta_t - \frac{e \mu_0}{v_z} \operatorname{Re} \left\{ \sum_k \frac{1}{k_{\perp I_k}} (j \omega_k f_k(z) + v_z f'_k(z)) \cdot J'_{s_k}(k_{\perp I_k} r_L) J_{m_k-s_k}(k_{\perp I_k} r_c) e^{jA} \right\}, \quad (34b)$$

$$p_t \left(\frac{d\theta}{dz} - \frac{e B_0}{p_z} \right) = -\frac{e \mu_0}{v_z} \operatorname{Re} \left\{ \sum_k \frac{1}{k_{\perp I_k}^2} \left(\frac{s_k \omega_k}{r_L} f_k(z) - k_{\perp I_k}^2 v_t f_k(z) - \frac{j s_k}{r_L} v_z f'_k(z) \right) \times J_{s_k}(k_{\perp I_k} r_L) J_{m_k-s_k}(k_{\perp I_k} r_c) e^{jA} \right\}, \quad (34c)$$

$$\begin{aligned} \frac{dr_c}{dz} = & -g r_c + \frac{\mu_0}{B_0 v_z} \sum_k \left\{ \frac{1}{k_{\perp I_k}^2} J_{s_k}(k_{\perp I_k} r_L) J'_{m_k-s_k}(k_{\perp I_k} r_c) \cdot \operatorname{Re} [(j \omega_k f_k(z) + v_z f'_k(z)) e^{jA}] \right. \\ & \left. - [J_{s_k-1}(k_{\perp I_k} r_L) J_{m_k-s_k+1}(k_{\perp I_k} r_c) - J_{s_k+1}(k_{\perp I_k} r_L) J_{m_k-s_k-1}(k_{\perp I_k} r_c)] \right. \\ & \left. \times \operatorname{Im} \left[\frac{1}{2} f_k(z) \right] e^{jA} \right\}, \end{aligned} \quad (34d)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_c}{dz} = & \frac{\mu_0}{B_0 v_z} \sum_k \left\{ \frac{1}{k_{\perp I_k}^2} \frac{m_k - s_k}{r_c} J_{s_k}(k_{\perp I_k} r_L) J_{m_k-s_k}(k_{\perp I_k} r_c) \cdot \operatorname{Im} [(j \omega_k f_k(z) + v_z f'_k(z)) e^{jA}] \right. \\ & \left. - [J_{s_k-1}(k_{\perp I_k} r_L) J_{m_k-s_k+1}(k_{\perp I_k} r_c) + J_{s_k+1}(k_{\perp I_k} r_L) J_{m_k-s_k-1}(k_{\perp I_k} r_c)] \right. \\ & \left. \times \operatorname{Re} \left[\frac{1}{2} f_k(z) \right] e^{jA} \right\}, \end{aligned} \quad (34e)$$

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{v_z}, \quad (34f)$$

式中的物理量分别是轴向动量 p_z 、横向动量 p_t 、电子引导中心半径 r_c 、电子引导中心角 ϕ_c 以及电子到达某一轴向位置 z 的时刻 t .

结合高频场幅度演化方程 (29) 以及电子运动状态方程 (34), 构成了分布式损耗加载波导中的自洽非线性多模稳态理论基本方程.

3 计算结果与比较

由于作者曾经在文献 [27] 中详细讨论过回旋波管中寄生模式振荡和抑制、零驱动稳定、工作模式稳定放大等过程, 本文仅仅为了强调验证理论的合理性. 利用本文理论编写的相应计算程序, 基于美国海军实验室和中国科学院电子学研究所的 Ka 波段 TE₀₁ 模回旋波管实验参数和数据以及

W 波段 TE₀₁ 模回旋波管 Magic 软件模拟设计参数和数据, 与理论模拟设计数据进行比较.

3.1 与美国海军实验室 (NRL) 结果的比较 [11]

表 1 给出了美国海军实验室设计的 Ka 波段、周期损耗加载 TE₀₁ 模基波工作回旋波管的几何和电参数. 图 2 给出了不同速度离散下本文理论计算和 NRL 实验测试结果的比较. NRL 测试得到的输出最大峰值功率 130 kW (34 GHz), 对应增益为 47.5 dB、效率为 18%, 3 dB 带宽大约为 1.0 GHz. NRL 报道的电子速度离散为 8%—10%. 理论计算时分别设置电子速度离散为 8%, 9% 和 9.6%, 当电子速度离散取值为 9.6% 时, 理论计算得到输出最大峰值功率为 127 kW (34.09 GHz), 对应增益为 47.4 dB、效率 17.6%, 3 dB 带宽约为 1.01 GHz. 可

以看出,速度离散取值9.6%得到的结果与实际测试结果大致符合.在频率34 GHz附近,本文多模理论计算结果与测试结果相差最大,实际测试结果约为127 kW,理论计算得到输出为118 kW,理论

计算与实验测试的相对误差为8.5%.理论计算了速度离散为9.5%和9.7%的情况,计算结果与实验测试结果差异大于速度离散为9.6%的情况,实际速度离散应该介于9.5%—9.7%.

表1 NRL设计回旋波管基本参数表
Table 1. Parameters of gyro-TWT designed by NRL.

波导内半径 r_w	介质厚度 Δr	介电属性 ϵ_r	周期长度 L	一周期内介质长度 b	线性相互作用长度
5.49 mm	1.4 mm	11 - j2.2	11.5 mm	10 mm	20L
非线性相互作用长度	电子注电压 V_b	电子注电流 I_b	纵横速度比 α	导引中心半径 r_c	磁通密度 B
40 mm	72 kV	10 A	1.05	2.57 mm	1.248 T

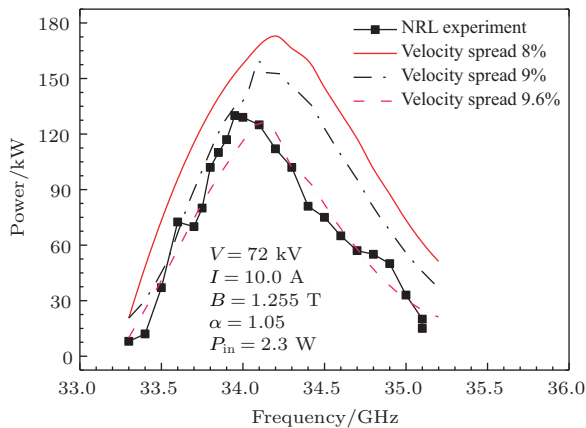


图2 理论计算结果与NRL测试结果比较
Fig. 2. Comparison between multimode theory results and NRL measured experimental results under the same parameters.

3.2 与中国科学院电子学研究所(IECAS)实验结果的比较^[32]

表2给出了中国科学院电子学研究所设计的Ka波段、周期损耗加载TE₀₁模基波工作回旋波管的几何和电参数.基于这些工作参数、本文的理论计算程序以及中国科学院电子学研究所研制的回旋波管实验数据,图3给出了对不同速度离散的理论计算和实验输出功率随频率变化的结果

比较.

图3中曲线表明,理想情况下(速度离散为0),饱和输出为160 kW,对应增益为36.02 dB,3 dB带宽为2.19 GHz;速度离散为3%情况下,饱和输出为150.82 kW,3 dB带宽为1.78 GHz;速度离散为7%情况下,饱和输出为110 kW(33.88 GHz),3 dB带宽为1.72 GHz.实际测试显示输出峰值为110 kW

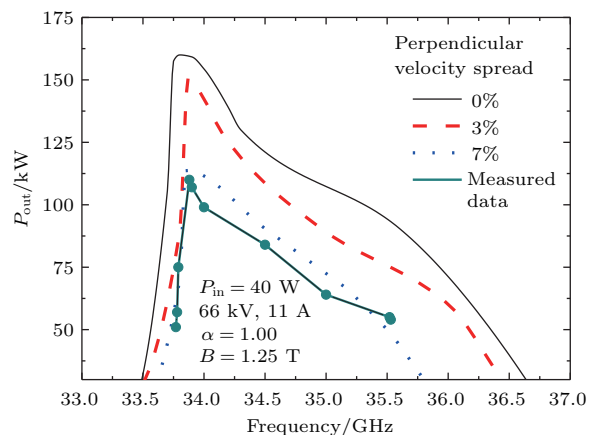


图3 理论计算结果与中国科学院电子学研究所测试结果比较
Fig. 3. Comparison between multimode theory results and IECAS measured experimental results under the same parameters.

表2 中国科学院电子学研究所设计回旋波管基本参数表
Table 2. Parameters of gyro-TWT designed by IECAS.

波导内半径 r_w	介质厚度 Δr	介电属性 ϵ_r	周期长度 L	一周期内介质长度 b	线性相互作用长度
5.5 mm	1.9 mm	7.22 - j0.94	11.5 mm	10 mm	18L
非线性相互作用长度	电子注电压 V_b	电子注电流 I_b	纵横速度比 α	导引中心半径 r_c	磁通密度 B
35 mm	66 kV	11 A	1.0	2.64 mm	1.25 T

(33.88 GHz), 3 dB 带宽为 1.75 GHz, 中心频率为 34.65 GHz. 实验结果与速度离散取值为 7% 时的计算结果基本相符. 此时对应的速度离散值高于 EGUN 仿真预测的电子速度离散 (3%—5%), 两者的差异可能是由于机械加工和装配过程中的误差引起.

3.3 与 Magic 软件仿真结果的比较

3.1 和 3.2 节中的比较都是针对 Ka 波段进行的. 为了能够在更高频段进行比较, 作者曾经尝试寻找合适的实验数据, 不过目前除了文献 [20] 介绍的非均匀周期介质加载 W 波段、TE₀₁ 模基波回旋行波管结果外, 没有更高频段采用均匀周期加载的实验结果发表. 为了进一步证实理论的合理性, 作者利用本文理论设计了一个 W 波段、TE₀₁ 模基波回旋行波管, 同时将其与 Magic 软件模拟仿真结果进行比较, 具体参数见表 3.

图 4 给出了 W 波段、TE₀₁ 模基波回旋行波管理论设计与 Magic 软件仿真结果的比较. 从图 4 可以看出, 当输入功率为 40 W 时, 本文理论计算得

到在频率为 94.5 GHz 时饱和输出功率为 112 kW, 增益为 34.28 dB, 3 dB 带宽约为 4.1 GHz; 对应 Magic 仿真得到饱和输出功率为 107.6 kW, 增益为 34.11 dB, 3 dB 带宽 3.9 GHz. 两种计算的结果, 无论是功率还是带宽, 最大相对误差大约都在 5% 左右.

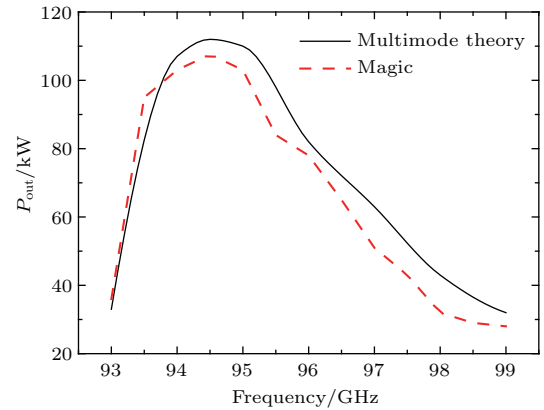


图 4 W 波段、TE₀₁ 模基波回旋行波管理论设计与 Magic 软件仿真结果比较

Fig. 4. Comparison between multimode theory results and simulated results with Magic code under the same parameters.

表 3 W 波段、TE₀₁ 模基波回旋行波管设计基本参数表

Table 3. Design parameters of W band TE₀₁ fundamental mode gyro-TWT.

波导内半径 r_w	介质厚度 Δr	介电属性 ϵ_r	周期长度 L	一周期内介质长度 b	线性互作用长度
2.04 mm	0.7 mm	$7.22 - j2.17$	4.6 mm	3.2 mm	16L
非线性互作用长度	电子注电压 V_b	电子注电流 I_b	纵横速度比 α	导引中心半径 r_c	磁通密度 B
17.5 mm	70 kV	6 A	1.1	0.99 mm	3.5 T

4 总 结

本文建立了一种均匀或周期介质损耗加载回旋行波管注波相互作用多模稳态理论, 可以适用于介质损耗和电导率损耗两种情况. 利用这种理论, 在相同参数条件下, 对 NRL 和中国科学院电子学研究所设计的 Ka 波段、TE₀₁ 模基波回旋行波管以及 Magic 软件仿真设计的 W 波段、TE₀₁ 模基波回旋行波管注波相互作用进行了分析计算. 结果表明, 理论与实验及仿真结果具有合理的一致性.

参考文献

[1] Luce T C 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 734

[2] Kalaria P C, Kartikeyan M V, Thumm M 2014 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **42** 1522
 [3] Thumm M 2005 *Int. J. Infr. Millim. Waves* **26** 483
 [4] Chu K R 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 489
 [5] Thumm M 2016 *State-of-the-Art of High Power gyro-Devices and Free Electron Masers. Update 2015 (KIT Scientific Reports; 7717)* Karlsruhe (Germany: Wissenschaftliche Berichte FZKA)
 [6] Bratman V, Glyavin M, Idehara T, Kalynov Y, Luchinin Y, Manuilov A, Mitsudo S, Ogawa I, Saito T, Tatematsu Y, Zapevalov V 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 36
 [7] Flyagin V A, Gaponov A V, Petelin M I, Yulpatov V K 1977 *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* **25** 514
 [8] Parker R K, Abrams R H, Danly B G, Levush B 2002 *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* **50** 835
 [9] Granatstein V L, Parker R K, Armstrong C M 1999 *Proc. IEEE* **87** 702
 [10] Chu K R 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 903

- [11] Calame J P, Garven M, Danly B G, Levush B, Nguyen K T 2002 *IEEE Trans. Electron Dev.* **49** 1469
- [12] Nusinovich G S 1999 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 313
- [13] Park G S, Choi J J, Park S Y, Armstrong C M, Ganguly A K 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2399
- [14] Sirigiri J R, Shapiro M A, Temkin R J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 258
- [15] Thottappan M, Singh S, Jain P K 2016 *IEEE Trans. Electron Dev.* **63** 2118
- [16] Denisov G G, Bratman V L, Phelps A, Samsonov S V 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 508
- [17] Samsonov S V, Gachev I G, Denisov G G, Bogdashov A A, Mishakin S V, Fiks A S, Soluyanov E A, Tai E M, Dominyuk Y V, Levitan B A, Murzin V N 2014 *IEEE Trans. Electron Dev.* **61** 4264
- [18] Chu K R, Barnett L R, Chen H Y, Chen S H, Wang C 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1103
- [19] Chu K R, Chang T H, Barnett L R, Che S H 1999 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 391
- [20] Yan R, Tang Y, Luo Y 2014 *IEEE Trans. Electron Dev.* **61** 2564
- [21] Caplan M, Lin A T, Chu K R 1982 *Int. J. Electron.* **53** 659
- [22] Chu K R, Barnett L R, Lau W K, Chang L H, Lin A T, Lin C C 1991 *Phys. Fluids B: Plasma Phys* **3** 2403
- [23] Latham P E, Nusinovich G S 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3494
- [24] Latham P E, Nusinovich G S 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3511
- [25] Nusinovich G S, Walter M, Zhao J 1998 *Phys. Rev. E* **58** 6594
- [26] Peng S, Wang Q, Luo J, Zhang Z 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 207401
- [27] Tang Y, Luo J, Xue Q, Fan Y, Wang X, Peng S, Li S 2017 *IEEE Trans. Electron Dev.* **64** 543
- [28] Harrington R F 1961 *Time Harmonic Electromagnetic Fields* (New York: McGraw-Hill)
- [29] Pozar D M 1998 *Microwave Engineering* (New York: Wiley)
- [30] Tigelis I G, Vomvoridis J L, Tzima S 1998 *IEEE Trans. Plasma. Sci.* **26** 922
- [31] Tang Y, Luo Y, Xu Y, Yan R 2014 *J. Infr. Millim. THz Waves* **35** 799
- [32] Xue Q Z, Du C H, Liu P K, Zhang S C 2012 *Proc. IEEE IVEC* 421

Comparative demonstration of multimode steady-state theory for the gyrotron traveling-wave tube based on a distributed loss-loaded metal cylindrical waveguide

Luo Ji-Run^{1)2)†} Tang Yan-Na¹⁾²⁾ Fan Yu¹⁾²⁾ Peng Shu-Yuan³⁾ Xue Qian-Zhong¹⁾²⁾

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

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

3) (China Academy of Electronics and Information Technology, Beijing 100041, China)

(Received 13 August 2017; revised manuscript received 1 October 2017)

Abstract

Gyrotron traveling-wave tube (gyro-TWT) is capable of generating high-power microwave radiation in a millimeter wave range. It is one of the most promising candidates for the applications in the millimeter wave radar, communication systems, and environmental monitoring. The gyro-TWT can work at high frequency and produce high power output with high order modes. Although the high mode gyro-TWT can work at high frequency and produce high power output, the instability problem is a main factor to prevent the gyro-TWT performance from further improving and hinder this device from being put into the practical application. The earlier research of the instability primarily concentrated on the single-mode situation, which cannot be used to analyze the mutual effects between the other oscillation modes and the operating mode. Hence, it is important for academic study and engineering application to solve the mode competition problem. In this paper, based on lossy uniform/periodic dielectric-loaded metal cylindrical waveguide usually used in the international academic analysis and engineering research, a multimode steady-state beam wave interaction theory for gyro-TWT is established, which can consider the mutual effects between the other oscillation modes and the operating mode. As application examples, under the same condition of geometrical and electrical parameters, the theoretical results of the beam wave interaction for the TE_{01} fundamental mode gyro-TWTs are compared with the experimental results reported by NRL and IECAS for Ka band and those simulated with Magic code for W band in order to demonstrate the rationality of the theory. The results show that the theoretical results are in good agreement with the experimental and simulated ones. For the NRL design, when the velocity spread is 9.6%, the maximum output power from the theory is 127 kW at 34.09 GHz with a gain of 47.4 dB, an efficiency of 17.6%, and a -3 dB bandwidth of 1.01 GHz, and an NRL measured maximum output power is 130 kW at 34 GHz with a gain of 47.5 dB, an efficiency of 18% and a -3 dB bandwidth of 1.0 GHz. The maximum difference between the theory and the experiments occurs near the frequency of 34 GHz, the measured power by NRL is 127 kW and the calculated power is 118 kW, the relative error between the theory and the experiment is 8.5%. For the IECAS design, the simulated maximum output power from the theory is 113.73 kW at 33.85 GHz with a -3 dB bandwidth of 1.72 GHz when the velocity spread is 7%. The measured peak output power by IECAS is 110 kW at 33.88 GHz with a -3 dB bandwidth of 1.75 GHz. For a W band TE_{01} fundamental mode gyro-TWT design, the saturated output power is 112 kW at a frequency of 94.5 GHz with a gain of 34.28 dB and -3 dB bandwidth of about 4.1 GHz, and the saturated output power calculated with Magic code is 106.7 kW with a gain of 34.11 dB and 3 dB bandwidth of 3.9 GHz, the maximum relative errors between the theory and experiment are both about 5% for the output power and the bandwidth.

Keywords: gyrotron traveling-wave tube, multimode steady-state, beam wave interaction, distributed loss-loaded

PACS: 84.40.Ik

DOI: 10.7498/aps.67.20171831

† Corresponding author. E-mail: luojirun@mail.ie.ac.cn