

# W 波段螺旋波纹波导回旋行波管注波 相互作用的非线性分析\*

薛智浩<sup>1)2)†</sup> 刘濮鲲<sup>1)</sup> 杜朝海<sup>1)</sup> 李铮迪<sup>1)2)</sup>

1) (中国科学院电子学研究所, 北京 100190)

2) (中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2012 年 1 月 9 日收到; 2012 年 2 月 29 日收到修改稿)

本文从有源麦克斯韦方程组出发, 系统地推导了螺旋波纹波导的色散方程及非线性注波相互作用理论, 数值计算结果与已有的实验报道基本相符. 在此基础上, 设计了 W 波段螺旋波纹回旋行波管, 工作电压 80 kV, 工作电流 5 A, 中心频率 95 GHz, 3 dB 带宽约 4.5%, 饱和增益 52 dB, 最大输出功率 142 kW, 电子效率达 20%—35%. 最后, 本文计算了电流, 电压及输入功率的改变对 W 波段螺旋波纹波导回旋行波管输出性能的影响.

**关键词:** 回旋行波管, 螺旋波纹波导, 非线性注波相互作用

**PACS:** 02.10.Yn, 33.15.Vb, 98.52.Cf, 78.47.dc

## 1 引言

回旋行波管 (Gyro-TWT) 能够在毫米波和亚毫米波频率范围产生数百千瓦量级的相干电磁波辐射<sup>[1]</sup>, 是下一代高分辨率成像雷达、高速率远程通信等电子系统首选的高功率电磁波辐射源, 在国防安全<sup>[2-4]</sup> 方面具有重要的战略意义. 在 Gyro-TWT 的发展过程中, 为了提高它的输出功率, 扩展它的带宽并增强它的稳定性, 国内外的研究机构开展了大量的研究工作, 在此过程中, 涌现出了一些新颖的相互作用电路.

上世纪 80 年代早期, 美国海军实验室 (NRL)<sup>[5]</sup> 开展的 Gyro-TWT 实验采用金属圆波导 TE<sub>01</sub> 模工作. 上世纪 90 年代, NRL 采用矩形波导横截面渐变结构, 成功地扩展了 Gyro-TWT 的频带宽度<sup>[6]</sup>. 在同一时期, Chu 等开展了基于圆波导 TE<sub>11</sub> 模基波相互作用 Gyro-TWT 实验<sup>[7,8]</sup>, 该实验采用内壁涂覆损耗石墨层的圆波导为相互作用高频结构, 实验在 35 GHz  $K\alpha$  波段取得了 93 kW 的输出, 电子效

率达到 26%, 增益达到 70 dB, 3 dB 带宽达到 8.6%. 基于分布损耗机理, 美国加州大学洛杉矶分校 (UC Los Angeles) 和戴维斯分校 (UC Davis) 开展了二次谐波<sup>[9]</sup> 和三次谐波<sup>[10]</sup> Gyro-TWT 实验. 实验分别采用了开缝波导和开槽波导的相互作用高频电路. 两种相互作用电路的损耗机理类似, 沿轴向开缝能够截断竞争模式在波导壁上的感应电流, 使其从波导槽缝中辐射出去, 被损耗材料吸收, 从而构成模式选择分布损耗电路. 在 2000 年以后, NRL<sup>[11,12]</sup> 连续开展了 Gyro-TWT 实验. 采用的相互作用电路是基于损耗介质环和金属环间隔排列构成的分布损耗结构与开缝波导. 前一种相互作用电路使得工作模式受到低衰减, 竞争模式受到强衰减. 后一种相互作用结构使得回旋行波管具有了高平均功率和模式选择能力<sup>[13,14]</sup>. 上述的技术改进使 Gyro-TWT 的性能在不同方面有所提高.

在 1996 年, 由 Denisov 等人<sup>[15,16]</sup> 提出了用螺旋波纹波导的高频结构来提高回旋行波管的效率, 增加回旋行波管的带宽. 因为, 当纵向波数约为零时, 螺旋波纹波导的色散特性相对于圆波导有了很

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

† E-mail: xuezh@impcas.ac.cn

大的改变,如图 1 所示,在螺旋波纹波导中,当纵向波数近似为零时,电磁场的群速在较宽的频率内近似为常数且不为零.这一色散特性有利于提高回旋管的放大带宽,提高电子注效率,并减少电子速度离散对其性能的影响.国内<sup>[17,18]</sup>很多单位都对该类型的回旋行波管进行了深入的研究.本文在前人研究的基础上,系统地推导了螺旋波纹波导的色散方程及螺旋波纹波导回旋行波管注波相互作用的非线性理论.根据该理论,本文给出了 X 波段螺旋波纹波导回旋管的计算,数值计算结果与已有的实验结果基本相符,说明文中所采用的理论模型符合实际物理过程,用本文所介绍的理论可以初步确定一定工作频段下螺旋波纹波导回旋行波管的各项参数.在此工作的基础上,本文设计了 W 波段螺旋波纹波导回旋行波管,中心频率 95 GHz,工作电压 80 kV,工作电流 5 A,该回旋行波管的 3 dB 带宽可以达到 4.5%,饱和增益 52 dB,电子效率达到 20%—35%,最后,本文分析了电压、电流、输入功率变化对螺旋波纹波导回旋行波管性能的影响.结果显示,螺旋波纹波导回旋行波管可以在较大的参数范围内有功率输出,相对于电流来说,电压与输入功率的改变对回旋管的性能影响较大.

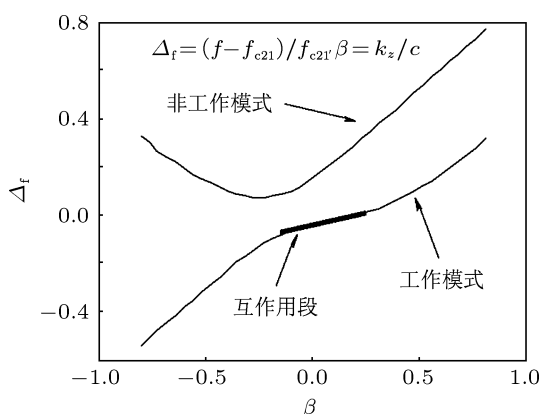


图 1 螺旋波纹波导本征模式示意图

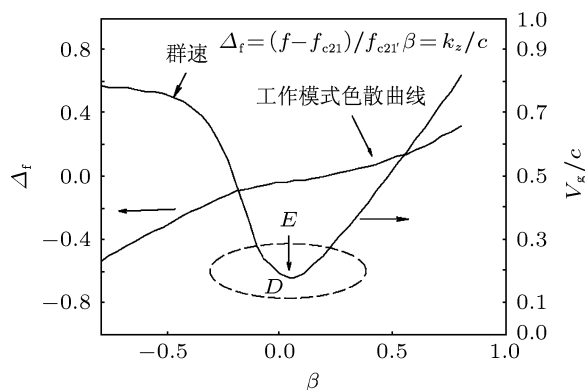


图 2 工作模式色散特性示意图

## 2 螺旋波纹波导的色散特性

螺旋波纹波导中的模式耦合方程组需要从有源麦克斯韦方程组 (1) 出发来解.

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -j\omega\mu\mathbf{H} - \mathbf{M}, \\ \nabla \times \mathbf{H} &= j\omega\varepsilon\mathbf{E} + \mathbf{J}, \end{aligned} \quad (1)$$

$\mathbf{M}$  为磁流源,  $\mathbf{J}$  为电流源. 假设螺旋波纹波导中场的表示如下:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t &= V_k \mathbf{e}_k, \\ \mathbf{H}_t &= I_k \mathbf{h}_k, \end{aligned} \quad (2)$$

其中,  $\mathbf{e}_k, \mathbf{h}_k$  为场型函数,  $V_k, I_k$  为场型函数的振幅, 场型函数定义如下:

$$\mathbf{e}_k = \mathbf{i}_z \times \nabla_t \Pi_k, \quad \mathbf{h}_k = \mathbf{i}_z \times \mathbf{e}_k, \quad (3)$$

其中  $\Pi_k$  为赫兹函数, 它满足亥姆霍兹方程

$$\nabla_t^2 \Pi_k + k_{ck}^2 \Pi_k = 0, \quad (4)$$

解得

$$\begin{aligned} \Pi_k &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cos(m\phi) J_m(k_c r) \\ &\div \left\{ \left[ (k_c a)^2 - m^2 \right]^{1/2} J_m(k_c a) \right\}. \end{aligned}$$

螺旋波纹波导形状如图 3 所示在圆波导表面有一个微小形变, 其半径  $r$  为

$$r = r_0 + a_1 \cos(m_B \phi + k_B z), \quad (5)$$

以  $r_0$  处为参考圆波导表面半径,  $\Delta_r = a_1 \cos(m_B \phi + k_B z)$ ,  $\Delta_r$  为波导表面偏离参考平面的距离. 我们用微扰法来求解螺旋波纹波导当中的耦合问题, 在求解过程中, 近似地假定圆波导表面的微小移动对原来表面上切向磁场和法向电场的影响可以忽略, 它的作用仅仅是在原来圆波导表面上产生出切向电场, 而这个场在边界移动前是不存在的, 假设螺旋波纹波导表面形变为  $\Delta_r$ , 则它在圆波导参考面引起的附加电场为<sup>[19]</sup>

$$\Delta \mathbf{E} \cdot \mathbf{i}_t = j\omega\mu\Delta_r(\mathbf{i}_n \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{i}_t + \nabla(E_n \Delta_r) \cdot \mathbf{i}_t, \quad (6)$$

$\mathbf{i}_t$  和  $\mathbf{i}_n$  和分别代表圆波导内表面的切向和法向单位矢. 表面微扰电场可等效为表面磁流  $\mathbf{M}$ , 等效表面磁流为

$$\mathbf{M} = -\mathbf{i}_n \times \Delta \mathbf{E}. \quad (7)$$

将 (2) 式代入到 (6), (7) 式, 可得表面磁流的具体表达方式如下:

$$\mathbf{M} = \mathbf{i}_\phi \left( j\omega\mu\Delta_r H_\phi + \frac{\partial(E_r \Delta_r)}{\partial z} \right)$$

$$+i_z \left( j\omega\delta H_z - \frac{1}{r} \frac{\partial(E_r \Delta_r)}{\partial\phi} \right). \quad (8)$$

为了计算方便,同时考虑到在螺旋波纹波导表面存在纵向周期,我们做如下假设:

$$V_i = B_{i+} e^{ik_B z} + B_{i-} e^{-ik_B z}, \quad (9)$$

在下文中,下标  $i$  表示入射的  $\text{TE}_{11}$  模,下标  $k$  表示耦合出的  $\text{TE}_{21}$  模.用  $B_{i+} e^{ik_B z}$  表示入射波前向波的振幅,用  $B_{i-} e^{-ik_B z}$  表示入射波反向波的振幅.将(8),(9)式代入到(1)式,可得出如下耦合方程组:

$$\frac{d^2 V_k}{dz^2} = -k_{zk}^2 V_k - \kappa B_{i+}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial B_{i+}}{\partial z} - ih B_{i+} = i \frac{1}{2} \kappa V_k, \quad (11)$$

其中

$$\kappa = v_k v_i \left[ r_0^4 k_{ck}^2 k_{ci}^2 - r_0^2 m_k m_i (k_{ck}^2 - k_B h) \right] \frac{a_1}{r_0^3},$$

$$h = k_{zi} - k_B,$$

$m_i, m_k$  表示模式的角向指数,  $m_B$  为波导模截面上的折皱数,三者满足  $m_i - m_k = m_B$ .也就是说  $m_i = 1, m_k = -2, m_B = 3$ ,即入射的  $\text{TE}_{11}$  模极化方向与耦合出的  $\text{TE}_{21}$  模的极化方向相反,这一点非常重要,因为当该波导用作回旋行波管的高频结构时,需要根据此来确定出电子的旋转方向,否则电子不能将能量传递给电磁场.假设方程具有形式解  $e^{-i\beta z}$ ,代入(10)式,可得系统的冷色散方程为

$$(\beta^2 - 2\Delta_f) \left( \beta + \Delta_g - \frac{\Delta_f}{h_0} \right) = \frac{2\sigma^2}{h_0}, \quad (12)$$

其中,  $\Delta_f = (k - k_0)/k_0$ ,  $\Delta_g = (\bar{h} - h_0)/k_0$ ,  $h_0 = \sqrt{k_{c21}^2 - k_{0B}^2}/k_0$ ,  $\sigma = \kappa/k_{c21}^2$ .  $h_0$  表示波数等于  $\text{TE}_{21}$  的截止波数时的  $\text{TE}_{11}$  的归一化纵向波数,  $\bar{h}$  为波导表面的纵向波数,假设  $d$  为波导纵向周期,则  $\bar{h} = 2\pi/d$ .螺旋波纹波导工作模式色散特性如图2所示.区域  $D$  为回旋管的工作频段,  $E$  点为归一化的群速最低点.特别需要注意的时,群速最小点在横坐标轴上的位置非常重要,它将直接影响外加磁场的设置,从而影响注波互作用的同步条件能否最终实现.

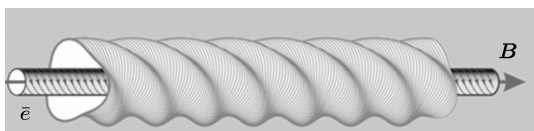


图3 螺旋波纹波导示意图

### 3 电子运动方程

假设与电子相互作用的  $\text{TE}_{mn}$  模纵向磁场表示为

$$H_z = if(z) J_m(k_m n \rho) e^{i(\omega t - m\phi)}, \quad (13)$$

则在以电子回旋中心  $O_1$  为原点,以纵向为  $z$  轴方的导引坐标系(如图4)下横向场的各分量为

$$H_r = \frac{k_z}{k_{mn}} f(z) J'_s(k_{mn} r_L) \times J_{m-s}(k_{mn} r_c) e^{i\omega t - i(m-s)\phi_c - is\theta}, \quad (14)$$

$$H_\theta = -\frac{isk_z}{r_L k_c^2} f(z) J_s(k_{mn} r_L) \times J_{m-s}(k_{mn} r_c) e^{i\omega t - i(m-s)\phi_c - is\theta}, \quad (15)$$

$$E_r = -\frac{i\omega}{cr_L k_c^2} s f(z) J_s(k_{mn} r_L) \times J_{m-s}(k_{mn} r_c) e^{i\omega t - i(m-s)\phi_c - is\theta}, \quad (16)$$

$$E_\theta = -\frac{\omega}{ck_{mn}} f(z) J'_s(k_{mn} r_L) \times J_{m-s}(k_{mn} r_c) e^{i\omega t - i(m-s)\phi_c - is\theta}. \quad (17)$$

电子进入到相互作用段以后,受洛伦兹力作用,其运动状态将会改变,在此过程中,电子将其本身动能传递给高频场从而使得场被放大,根据牛顿第二定律可得电子受力方程为

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e \left[ \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times (\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}) \right], \quad (18)$$

其中,  $\mathbf{p} = \gamma m_e \mathbf{v}$  为电子的动量,文中计算时假设工作磁场为沿轴向的均匀静磁场,即  $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{e}_z$ ,  $\mathbf{H}$  为需要放大的高频磁场.电子能量的变化用动量定理来表示:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -e v_t E_t, \quad (19)$$

$\varepsilon = \gamma m_e c^2$  表示电子的能量,  $E_t$  表示工作模式的横向电场.在导引坐标系下,电子受力的矢量方程通常可以分解为六个标量方程,即电子轴向动量演化方程,电子横向动量演化方程,电子回旋角演化方程,电子导引中心半径与中心角演化方程.在实际的计算中,经常忽略导引中心的漂移,而且,对于电子的横向动量,纵向动量及其相对论因子这三个变量,只需知道其中一个量,即可近似求出其他两个量.所以可以用两个方程来表示一个电子的运动状态变化,即相对论因子与缓变因子的演化方程.经过计算可以得上述两方程的具体表达形式为

$$\frac{d\vartheta}{ds} + \frac{k}{k_{c21}} - s \frac{k_H}{\beta_z \gamma}$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{e}{m_e c^2} \frac{1}{\gamma \beta_t \beta_z} \\
 &\quad \times \operatorname{Im} \left[ \left( \frac{s^2}{r_H} - r_H \right) \frac{1}{k_{c21}} f e^{-i\vartheta} \right] \\
 &\quad \times J_s(k_{mn} r_L) J_{m-s}(k_{mn} r_c), \quad (20) \\
 \frac{d\gamma}{d\zeta} &= \frac{e}{m_e c^2} \frac{\beta_t}{\beta_z} J'_s J_{m-s} \\
 &\quad \times \operatorname{Re} \left( \frac{1}{k_0} f e^{-i\vartheta} \right), \quad (21)
 \end{aligned}$$

其中, 缓变角的定义为  $\vartheta = s\theta - \omega t + (m-s)\phi_c$ .  $k_{c21}$  为  $\text{TE}_{21}$  模的截止波数,  $s$  为谐波数,  $r_L$  为拉莫尔半径,  $r_c$  为电子回旋中心到波导中心的距离.  $\beta_t, \beta_z$  为归一化的横向电子速度与纵向电子速度. 将 (13) 式代入 (1) 式可得工作模式振幅的演化方程为

$$\begin{aligned}
 &\frac{d^2}{d(k_0 z)^2} \left( \frac{e}{m_e c^2} \frac{1}{k_{c21}} f \right) + \left( \frac{k_z}{k_0} \right)^2 \left( \frac{e}{m_e c^2} \frac{1}{k_0} f \right) \\
 &= -i \frac{8 \frac{eI}{m_e c^3} J_{m-s}(k_{mn} r_c)}{N_A} \frac{1}{2\pi} \\
 &\quad \times \int_0^{1\pi} \frac{\beta_t}{\beta_z} J'_s(k_{mn} r_L) e^{i\vartheta_l} d\theta_0, \quad (22)
 \end{aligned}$$

其中,  $N_A = J_m^2(k_{mn} r_w) (\chi_{mn}^2 - m^2)$ .

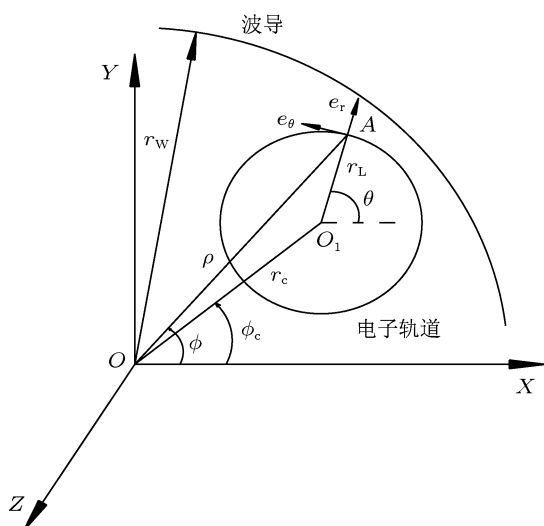


图4 电子导引坐标系示意图

#### 4 注波相互作用方程组

在螺旋波纹波导回旋行波管中, 电子注直接与  $\text{TE}_{21}$  模相互作用, 使得能量在电子与  $\text{TE}_{21}$  模之间耦合, 同时, 波导表面的形变提供了另外一种能量

耦合机理, 使得能量在  $\text{TE}_{11}$  与  $\text{TE}_{21}$  模之间耦合. 基于这种物理过程, 螺旋波纹波导回旋行波管的注波相互作用理论与圆波导回旋行波管的相互作用理论稍有不同. 从数学角度分析, 就是要联合方程 (10) 与方程 (20), 在表示与电子相互作用的  $\text{TE}_{21}$  模振幅演化方程 (20) 的右边加上耦合项  $-2\kappa B_{i+}$ , 表示电子的能量在耦合到模的同时  $\text{TE}_{21}$ , 也耦合到  $\text{TE}_{11}$  模. 整个相互作用方程组还要多加入一个表示能量在两个模式之间互相耦合的方程, 即方程 (11). 为了得到最后的注波相互作用方程组, 还需要做一些数学上的处理. 比较 (1) 式与 (23) 式可以得到

$$V_k = -[\omega f_k(z)]/[C_k c k_c^2], \quad (23)$$

其中,  $C_k = \sqrt{\frac{2}{\pi}} / \left\{ [(k_c a)^2 - m^2]^{1/2} J_m(k_c a) \right\}$ , 为归一化系数. 将 (34) 式代入到 (30) 式可得

$$\begin{aligned}
 &\frac{\partial}{\partial \zeta} [k f_i(z) e^{i k_B z}] + i \left( \frac{\Delta_f}{h_0} - \Delta_g \right) \\
 &\quad \times [K f_i(z) e^{i k_B z}] \\
 &= -i \frac{\sigma}{h_0} f_k, \quad (24)
 \end{aligned}$$

其中

$$K = \frac{[(k_{ci} a)^2 - m_i^2]^{1/2} J_{m_i}(k_{ci} a) \frac{k_{ck}^2}{k_{ci}^2}}{[(k_{ci} a)^2 - m_k^2]^{1/2} J_{m_k}(k_{ck} a) \frac{k_{ck}^2}{k_{ci}^2}}, \quad (25)$$

$f_i$  表示入射的  $\text{TE}_{11}$  模的振幅,  $f_k$  表示耦合出的  $\text{TE}_{21}$  模的振幅. 综上所述, 联合 (10), (11), (20), (21), (22) 式, 可得到螺旋波纹波导回旋行波管的相互作用方程组如下:

$$\begin{aligned}
 &\frac{d\gamma}{d\zeta} \\
 &= \frac{\beta_t}{\beta_z} J'_s(r_H) J_{m-s}(k_{mn} r_c) \operatorname{Re} (f e^{-i\vartheta_l}), \quad (26) \\
 &\frac{d\vartheta}{d\zeta} + \left( \frac{k}{k_{c21}} - \frac{s k_H}{\gamma} \right) / \beta_z \\
 &= -\frac{1}{\gamma \beta_t \beta_z} \operatorname{Re} \left[ i \left( \frac{s^2}{r_H} - r_H \right) f e^{-i\vartheta_l} \right] \\
 &\quad \times J_s(r_H) J_{m-s}(k_{mn} r_c), \quad (27)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &\frac{d^2 f}{d\zeta^2} + 2\Delta_f f \\
 &= -2\sigma b - i \frac{8 \hat{I} J_{m_A-s}(\hat{r}_g)}{N_A} \\
 &\quad \times \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\beta_t}{\beta_z} J'_s(\hat{r}_H) e^{i\vartheta} d\theta_0, \quad (28)
 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} b + i \left( \frac{\Delta_f}{h_0} - \Delta_g \right) b$$

$$= -i \frac{\sigma}{h_0} f, \quad (29)$$

其中的参数为

$$\begin{aligned} r_H &= \gamma \beta_t / k_H, \quad k_H = eH_0 / (m_e c^2 k_{c21}), \\ h_0 &= \sqrt{k_{c21}^2 - k_{c11}^2} / k_{c21}, \\ K &= \frac{[(k_{ci}a)^2 - m_i^2]^{1/2} J_{m_i}(k_{ci}a) k_{ck}^2}{[(k_{ci}a)^2 - m_k^2]^{1/2} J_{m_k}(k_{ck}a) k_{ci}^2}, \\ b &= K \frac{e}{m_e c^2 k_{c21}} e^{ik_B z} f_k(z), \\ f &= \frac{e}{m_e c^2 k_{c21}} f_i, \quad \sigma = \kappa / k_{c21}^2, \\ \Delta_f &= (k - k_{c21}) / k_{c21}, \\ \Delta_g &= (\bar{h} - h_0) / k_{c21}. \end{aligned} \quad (30)$$

在注波互作用方程组中  $\gamma$  表示电子的相对论因子,  $\vartheta$  表示缓变相位,  $f$  表示归一化的  $TE_{21}$  模的振幅,  $b$  表示归一化的  $TE_{11}$  模的振幅,  $\varsigma$  表示归一化的互作用距离,  $k_{c21}$  为  $TE_{21}$  模的截止波数, 其他各项参数的含义于上式中给出. 需要注意,  $r_c$  代表的是电子注的回旋中心处的半径, 在螺旋波纹波导回旋行波管中, 采用的是大轨道回旋电子枪,  $r_c = 0$ . 关于  $f$  与  $b$  的耦合方程中, 相应的撇号已经去掉. 在注波互作用方程组中, 方程 (24), (25) 均含有  $J_{m-s}(k_{mn}r_c)$ , 贝塞尔函数的性质如图 5 所示, 只有零阶贝塞尔函数在自变量趋于零时函数值不为零. 在螺旋波纹波导回旋行波管中, 所采用的大回旋半径电子枪,  $s = 2$ , 所以只有当高频场的角向指数  $m$  等于 2 时, 方程 (24), (25) 的右边才不等于零, 也就是说, 在螺旋波纹波导回旋行波管当中, 电子注只与  $TE_{21}$  模发生互作用.

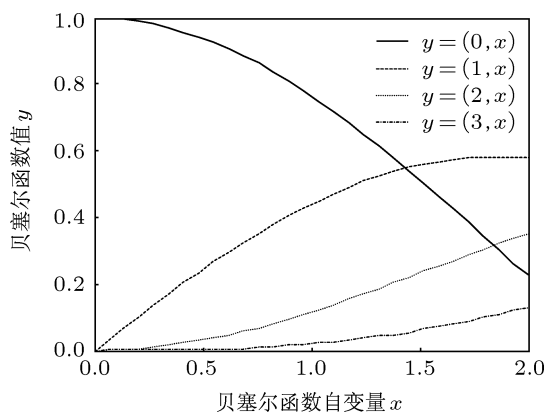


图 5 贝塞尔函数解的性质

如果用  $P_{in}$  表示输入功率, 则输入功率与高频

场振幅的关系如下:

$$P_{in} = \frac{c}{8} (if_i)^2 \frac{k k_z}{k_{ci}^4} (p_{mn}^2 - m_i^2) J_m^2(p_{mn}). \quad (31)$$

由此可以得到  $b$  的初值为

$$\begin{aligned} b(0) &= K f_i(0) \\ &= \frac{-i}{[(k_{ck}a)^2 - m_k^2]^{1/2} J_{m_k}(k_{ck}a)} \\ &\quad \times \frac{k_{ck}a}{k_{ci}a} \sqrt{\frac{8k_{ci}^4}{ckk_z} P_{in}}. \end{aligned} \quad (32)$$

注意在这里, 将  $f_i(0)$  的初值取为

$$\begin{aligned} f_i(0) &= -i \sqrt{\frac{8k_{ci}^4}{(p_{mn}^2 - m_i^2) J_{m_i}^2(p_{mn}) ck k_z} P_{in}}. \end{aligned}$$

加上虚数单位是为了防止在求功率时出现负号. 电子效率的计算

$$\eta = \left\langle \frac{\gamma_0 - \gamma}{\gamma_0 - 1} \right\rangle, \quad (33)$$

$\langle \dots \rangle$  代表对所有电子进行平均, 在此我们假设所有电子失去的能量全部转化为场增加的能量. 需要说明的是, 在确定工作磁场的时候, 一般根据工作模式的最低群速点进行设置. 根据前文推导, 注波互作用的表达式为

$$\Delta_f = \Delta_H + h_1 \beta_{z0}, \quad (34)$$

$h_1$  为工作模式的最小群速, 如果忽略上式右边第二项, 则  $\Delta_f \approx \Delta_H$ , 这表明最小群速所在点的位置将直接影响该回旋行波管的磁场  $\Delta_H$  的设置, 也就是说波导的表面起伏与纵向微扰周期对该回旋行波管的性能有非常大的影响.

## 5 数值分析

为了验证互作用方程组的正确性, 本文采用 Bratman 在 2000 年 [20] 报道的 X 波段螺旋波纹波导回旋行波管的参数进行了计算, 结果显示, 本文计算的结果 (图 6) 与实际实验所测数据 (图 7 下面的曲线所示) 基本相符. 计算时所采用的参数如下: 波导平均半径 14.2 mm, 波导表面起伏 1.5 mm, 波导表面纵向周期 37.5 mm, 工作磁场 0.22 T, 电压 185 kV, 电流 19 A, 该回旋行波管的最大输出功率可达 1.1 MW, 饱和增益达到 35 dB. 数值计算结果与实验报道结果基本相符, 说明本文采用的理论模型是符合螺旋波纹波导回旋行波管当中的实际

物理过程的, 用它可以初步设计螺旋波纹波导回旋行波管的各项参数.

本文在上述工作的基础上设计了 W 波段螺旋波纹波导回旋行波管, 并对其各项参数对回旋管性能的影响进行了计算. 考虑到实际工程情况, 计算时本文采用了弱相对论电子, 电压 80 kV, 电流 5 A, 输入功率 1 W, 计算结果如图 8 所示. 以 95 GHz 为中心频率, W 波段螺旋波纹波导回旋行波管的 3dB 带宽约为 4.5%, 饱和增益达到 52 dB, 电子效率为 20%—35%. 经计算发现, 电流的变化对电子效率并没有太大的影响, 如图 9 所示, 当电流增加时, 相应的增益加大, 所以在螺旋波纹波导回旋行波管

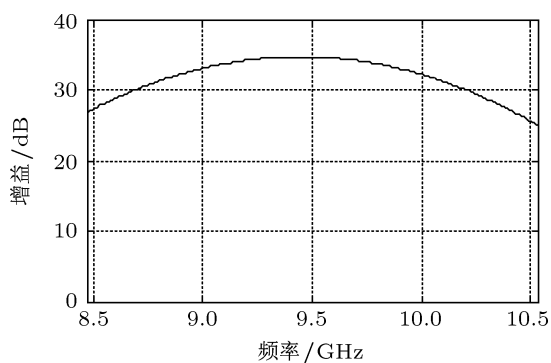


图 6 计算所得 X 波段频率与增益的关系

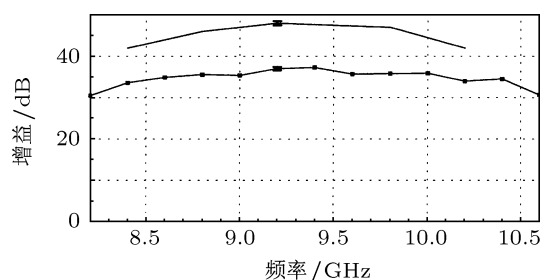


图 7 实验测得 X 波段频率与增益的关系 [20]

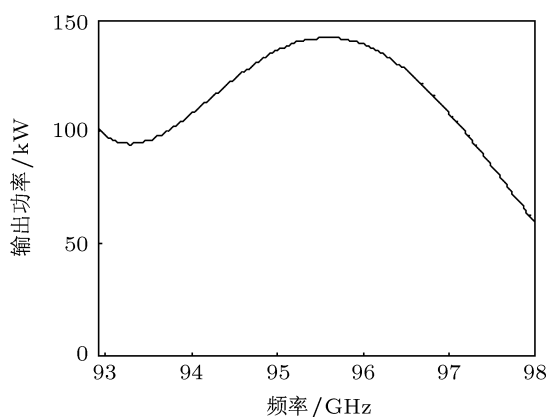


图 8 输出功率与频率的关系

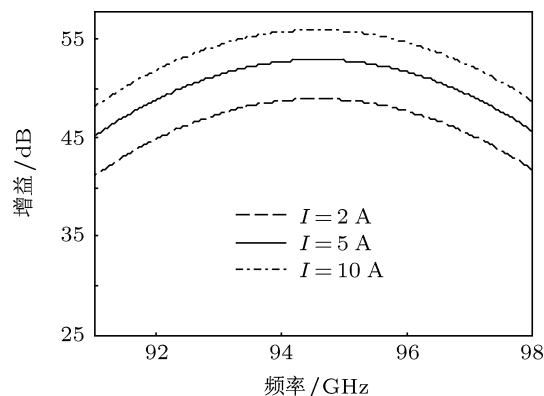


图 9 电流改变对增益的影响

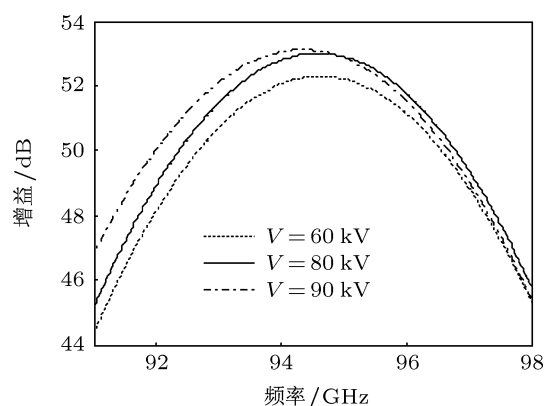


图 10 电压改变对电子效率的影响

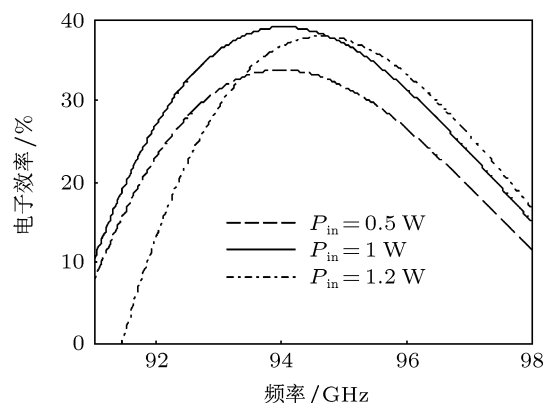


图 11 输入功率改变对电子效率的影响

的设计中, 应当尽量提高电子枪的电流, 这样会使得输入电子注的功率增大, 从而使得增益增大. 另外, 从图 10 可以看出电压的改变不仅对电子效率的改变较大, 而且它还会引起放大带宽的改变及最大输出功率所在的频率点, 这是因为电压的改变使得注波互作用的同步条件不再满足, 从而使行波管不能正常工作. 图 11 反映出输入功率变化时, 对回旋管也会产生较大影响, 它的变化与电压一样会同

时改变电子效率,放大带宽及最大输出功率所对应的频率点. 所以为了稳定螺旋波纹波导回旋行波管的输出功率,保持它的稳定性,应当尽量稳定螺旋波纹波导回旋行波管的工作电压,同时应当使高频场的输入功率保持稳定.

## 6 结论

本文推导出了螺旋波纹波导的冷色散方程及螺旋波纹波导回旋行波管的注波相互作用的非线性理论,数值计算结果与实验结果基本符合,说明该非线性理论与实际物理过程相符,其他计算的各项参数对实际工程有重要的参考价值. 本文的计算表明,在 W 波段,螺旋波纹波导回旋行波管仍然具有

频带较宽、输出功率较大的优点. 提高工作电流可以提高螺旋波纹波导回旋行波管的增益,同时其带宽受到的影响很小,所以在设计螺旋波纹波导回旋行波管时,应该尽量提高其工作电流. 相对于电流而言,电压与输入功率的改变对行波管性能的影响较大,它会影响电子效率,从而直接影响输出功率,也会引起带宽的变化和最大输出功率所对应的频率点的变化. 所以,在实际制管过程中应当最大限度的稳定其工作电压及输入高频场的功率. 除此之外,螺旋波纹波导表面微扰的幅度及纵向微扰周期对工作磁场的设置起决定作用,所以为了保证螺旋波纹波导回旋行波管的输出功率最大,同时所需磁场最小,在设计过程中应该对波导的参数进行不断的优化.

- 
- [1] Liao F J 1999 *The heart of information equipment* (Beijing: National Defense Industrial Press) p112 (in Chinese) [廖复疆 1999 真空电子技术——信息装备的心脏(北京:国防工业出版社)第 112 页]
- [2] Liu B T 2006 *Journal of Electronics & Information Technology* **28** 760 (in Chinese) [刘本田 2006 电子与信息学报 **28** 760]
- [3] Du C H, Liu P K, Xue Q Z 2010 *Journal of Electronics & Information Technology* **32** 1717 (in Chinese) [杜朝海,刘濮鲲,薛谦忠 2010 电子与信息学报 **32** 1717]
- [4] Jiao C Q, Luo J R 2007 *Journal of Electronics & Information Technology* **29** 2009 (in Chinese) [焦重庆,罗积润 2007 电子与信息学报 **29** 2009]
- [5] Kwo Ray Chu 2002 *Plasma Science, IEEE Transactions on* **30** 903
- [6] Park G S, Choi J J, Park S Y 1995 *Physical Review Letters* **74** 2399
- [7] Chu K R, Barnett L R, Chen H Y 1995 *Physical Review Letters* **74** 1103
- [8] Chu K R, Chen H Y, Hung C L 1998 *Physical Review Letters* **81** 4760
- [9] Wang Q S, McDermott D B, Luhmann N C 1996 *IEEE Transactions on Plasma Science* **24** 700
- [10] Chong C K, McDermott D B, Luhmann N C 1998 *IEEE Transactions on Plasma Science* **26** 500
- [11] Calame J P, Garven M, Danly B G 2002 *IEEE Transactions on Electron Devices* **49** 1469
- [12] Garven M, Calame J P, Danly B G 2002 *IEEE Transactions on Plasma Science* **30** 885
- [13] Pershing D E, Nguyen K T, Calame J P 2004 *IEEE Transactions on Plasma Science* **32** 947
- [14] Nguyen K T, Calame J P, Pershing D E 2001 *IEEE Transactions on Electron Devices* **48** 108
- [15] Denisov G G, Bratman V L, Cross A W 1998 *Physical Review Letters* **81** 5680
- [16] Denisov G G, Bratman V L 1998 *IEEE Transactions on Plasma Science* **26** 508
- [17] Zhu S Q, Wang E F, Li H F 2006 *High Power Laser and Particle Beams* **18** 110 (in Chinese) [朱世秋,王峨峰,李宏福 2006 强激光与粒子束 **18** 110]
- [18] Wang E F, Li H F, Li H 2005 *Acta Physica Sinica* **54** 5339 (in Chinese) [王峨峰,李宏福,李浩 2005 物理学报 **54** 5339]
- [19] Huang H J 1963 *Microwave Theory* (Vol I) (Beijing: Science Press) p299 (in Chinese) [黄宏嘉 1963 微波原理(卷 I)(北京:科学出版社)第 299 页]
- [20] Bratman V L, Cross A W, Denisov G G 2000 *Physical Review Letters* **84** 2746

# Research on non-linear beam-wave interaction of W-band gyro-TWT with helical waveguide\*

Xue Zhi-Hao<sup>1)2)†</sup> Liu Pu-Kun<sup>1)</sup> Du Chao-Hai<sup>1)</sup> Li Zheng-Di<sup>1)2)</sup>

1) (*Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

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

(Received 9 January 2012; revised manuscript received 29 February 2012)

## Abstract

Gyro-TWT is one of the most promising candidates for the application of the transmitter microwave source of the next-generation imaging radar; meanwhile, it plays an important role in national security. Gyro-TWT with helical waveguide is capable of generating broad-bandwidth radiation, as well as high stable ability. In this paper, we derive the dispersion equation of helical waveguide and the non-linear theory of calculating the beam-wave interaction. Numerical stimulation results accord with the experimental results. We design a W-band gyro-TWT operating at a 80 keV, 5 A electron beam, which can produce an output power of 142 kW, with 3 dB bandwidth 4.5%, central frequency 95 GHz and saturation gain 52 dB. Finally, we calculate the effect of variation of voltage and current on the output performance of gyro-TWT with helical waveguide.

**Keywords:** gyro-TWT, helical waveguide, non-linear beam-wave interaction

**PACS:** 02.10.Yn, 33.15.Vb, 98.52.Cf, 78.47.dc

---

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

† E-mail: xuezhh@impcas.ac.cn