第 54 卷 第 11 期 2005 年 11 月
1000-3290/2005/54(11)/5239-07

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.54,No.11,November,2005

等离子体填充盘荷波导高频特性分析*

张 勇[1)†] 莫元龙[2)] 徐锐敏[1)] 延 波[1)] 谢小强[1)]

[1)] (电子科技大学电子工程学院微波工程系,成都 610054)

[2)] (电子科技大学物理电子学院,成都 610054)

(2004 年 2 月 2 日收到;2005 年 4 月 4 日收到修改稿)

从麦克斯韦方程和流体理论出发,推导了填充磁化等离子体慢波结构的基本方程.在大磁场情况下,对等离子体填充盘荷波导的色散特性和耦合阻抗作了研究,结果表明填充等离子体使色散曲线上移,耦合阻抗提高.等离子体填充产生出模式谱非常丰富的周期性低频等离子体模式(TG 模式).当等离子体密度增加到一定程度后,场模 TM_{01} 模的频率范围和 TG_{01} 模的频率范围相近,两个模式互相耦合产生出新的混合模 G_1,G_2.如果相对论行波管工作在混合模上,将会产生新的工作机理.

关键词:盘荷波导,等离子体填充,色散特性,相对论行波管

PACC:5240D,5240F

1. 引 言

近年来研究发现,当在微波器件中填充了等离子体后,器件的输出功率和互作用效率得到显著提高,同时等离子体还可改善电子注的传输质量,甚至取消笨重的外加磁场.俄罗斯全俄电工研究所、美国休斯公司和马里兰大学都有这方面报道,开始都主要集中在相对论返波振荡器上,随后对填充等离子体的相对论行波管的研究也日渐增多[1,2].

耦合腔等周期性慢波系统,在填充等离子体后,其高频特性与真空情况时相比有很大的改变,如通频带上移、耦合阻抗增加等.特别是产生了低截止频率为零的等离子体模式(TG 模式),在等离子体填充器件中,这些模式参与了注波互作用,增加了分析的复杂性.这些模式和等离子体填充光滑波导的等离子体模式不一样,它们在每个空间周期重复出现,形成一个高密度分布的模式谱[3].由于在周期结构中,不同周期的 TG 模互相叠加,使得色散曲线异常复杂,不易辨识清楚.有的学者就认为在等离子体完全填充周期结构中不存在满足弗洛奎定理(即周期性重复出现)的 TG 模[4],这样的结论是不妥的.在文献[5,6]中,成功的计算出了等离子体加载休斯结构的周期性分布的 TG 模,本文也将表明,等离子体加载盘荷波导中也存在周期性分布的 TG 模.

俄罗斯全俄电工研究所研制的等离子体填充的耦合腔行波管大大改善了频带性能[7—9]:在等离子体填充的耦合腔行波管中,填充一定密度的等离子体密度后,腔模和周期不均匀波导内的等离子体模形成混合模式.工作在腔-等离子体混合模式下的休斯结构耦合腔行波管,其瞬时带宽达到 20%—30%,同时保持了其原有的大功率容量的优势.因而,这一技术是改进耦合腔行波管性能的措施在本质上的突破.

盘荷波导是一种历史悠久的慢波结构.近年来,由于盘荷波导结构简单,尺寸较大,散热性能好,工作稳定性好,在高功率相对论行波管领域又找到了它的用武之地.相对论行波管的研究工作在美国得到了广泛的开展[10,11],国内学者也对它作了较深入的研究[12—14].本文对等离子体加载盘荷波导的高频特性作了比较全面而深入的研究.休斯结构基波为返波,而盘荷波导基波为前向波,因此等离子体加载盘荷波导所产生的混合模形状将不同于休斯结构所产生的混合模形状.

* 电子科技大学科研启动基金资助的课题.

† E-mail:yongzhang@uestc.edu.cn

2. 填充磁化等离子体的基本理论

2.1. 纵向场分量所满足的方程

从流体理论可知,磁化等离子体的相对介电张量为[15]

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & \mathrm{j}\varepsilon_2 & 0 \\ -\mathrm{j}\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{bmatrix}, \tag{1}$$

式中,介电张量的各元素在忽略碰撞效应后为

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2}{\omega^2 - \omega_{\mathrm{ce}}^2}, \tag{2}$$

$$\varepsilon_2 = \frac{-\omega_{\mathrm{pe}}^2 \omega_{\mathrm{ce}}}{\omega(\omega^2 - \omega_{\mathrm{ce}}^2)}, \tag{3}$$

$$\varepsilon_3 = 1 - \frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2}{\omega^2}, \tag{4}$$

式中,$\omega_{\mathrm{pe}} = \dfrac{e^2 n_{\mathrm{p}}}{\varepsilon_0 m}$, $\omega_{\mathrm{ce}} = \dfrac{eB_0}{m}$.

由无源区域中简谐时变状态的复数麦克斯韦方程,可以求出 E_z 和 H_z 满足的方程

$$\nabla_t^2 E_z + aE_z = bH_z, \tag{5}$$

$$\nabla_t^2 H_z + cH_z = dE_z, \tag{6}$$

其中

$$a = (k^2\varepsilon_1 - \beta^2)\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1}, \tag{7}$$

$$b = \mathrm{j}\omega\mu_0\beta\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}, \tag{8}$$

$$c = \frac{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2}{\varepsilon_1}k^2 - \beta^2, \tag{9}$$

$$d = -\frac{\mathrm{j}\beta\omega\varepsilon_0\varepsilon_2\varepsilon_3}{\varepsilon_1}. \tag{10}$$

方程(5)和(6)表明,一般情况下,TE 模和 TM 模是不能独立存在的.我们来考虑磁场足够大($B_0 \to \infty$, $\omega_{\mathrm{ce}} \to \infty$,)的情况,这时有

$$\varepsilon_1 = 1,\ \varepsilon_2 = 0,\ \varepsilon_3 = 1 - \left(\frac{\omega_{\mathrm{pe}}}{\omega}\right)^2. \tag{11}$$

此时 $b = 0$, $d = 0$,波动方程(5)和(6)去耦合成为两个独立的方程

$$\nabla_t^2 E_z + aE_z = 0, \tag{12}$$

$$\nabla_t^2 H_z + cH_z = 0, \tag{13}$$

其中

$$a = (k^2 - \beta^2)\left(1 - \left(\frac{\omega_{\mathrm{pe}}}{\omega}\right)^2\right), \tag{14}$$

$$c = k^2 - \beta^2. \tag{15}$$

这表明 E_z(TM 模式)的波动方程与 H_z(TE 模式)的波动方程形式不同,但它们可以独立存在.

2.2. 纵向场分量的求解

由普遍情况下的波动方程(12)和(13)求解纵向场所满足的表达式.利用 E_z 和 H_z 的线性组合定义两个波函数 $\Psi_{1,2}$,

$$\Psi_k = E_z - \mathrm{j}e_k H_z \quad (k = 1,2). \tag{16}$$

经过一系列的数学变换,可得

$$(\nabla_\perp^2 + a + d\mathrm{j}e_k)\Psi_k = -\mathrm{j}H_z[d\mathrm{j}e_k^2 + (a - c)e_k + \mathrm{j}b]. \tag{17}$$

上式左端与 E_z 有关,而右端与 E_z 无关,且 E_z 和 H_z 不为零,方程左右两边必须同时为零,于是有

$$(\nabla_\perp^2 + q_k^2)\Psi_k = 0, \tag{18}$$

其中

$$q_k^2 = a + d\mathrm{j}e_k, \tag{19}$$

$$d\mathrm{j}e_k^2 + (a - c)e_k + \mathrm{j}b = 0. \tag{20}$$

求解上式得

$$e_k = \frac{(a - c)\mathrm{j} \pm \mathrm{j}\sqrt{(a - c)^2 + 4bd}}{2d}, \tag{21}$$

故

$$q_k^2 = \frac{1}{2}\{(a + c) \mp [(a + c)^2 - 4(ac - bd)]^{1/2}\}. \tag{22}$$

对于圆柱波导,求解(18)式,并结合(21)式,可得

$$E_z = A_1 J_m(q_1 r) + A_2 J_m(q_2 r), \tag{23}$$

$$H_z = A_1 h_1 J_m(q_1 r) + A_2 h_2 J_m(q_2 r), \tag{24}$$

其中

$$h_1 = \frac{-j}{e_2} = \frac{d}{q_2^2 - a} = \frac{\mathrm{j}\omega\varepsilon_0\varepsilon_3\gamma\varepsilon_3/\varepsilon_1}{(\gamma^2 + k^2\varepsilon_1)\varepsilon_3/\varepsilon_1 - q_2^2}, \tag{25}$$

$$h_2 = \frac{-\mathrm{j}}{e_1} = \frac{d}{q_1^2 - a} = \frac{\mathrm{j}\omega\varepsilon_0\varepsilon_3\gamma\varepsilon_3/\varepsilon_1}{(\gamma^2 + k^2\varepsilon_1)\varepsilon_3/\varepsilon_1 - q_1^2}, \tag{26}$$

式中,$\gamma = \mathrm{j}\beta$.当磁场足够大,对圆柱波导求解(12)式,可得

$$E_z(r) = AJ_m(Tr), \tag{27}$$

其中

$$T^2 = (k^2 - \beta^2)\left(1 - \left(\frac{\omega_{\mathrm{pe}}}{\omega}\right)^2\right). \tag{28}$$

这个结果也可由(23)式在 $\omega_{ce}\to\infty$ 的极限条件下直接得到.

2.3. 用纵向场分量表达横向场分量

从旋度方程的横向分量的两个表达式出发,推导场的横向分量和纵向分量的关系.经过一系列的数学变形,可以求得

$$(\beta^2-k^2\varepsilon_1)\boldsymbol{H}_t\times\hat{i}_z+\mathrm{j}k^2\varepsilon_2\boldsymbol{H}_t$$
$$=\mathrm{j}\omega\varepsilon_0\varepsilon_1\nabla_tE_z+\omega\varepsilon_0\varepsilon_2\hat{i}_z\times\nabla_tE_z-\mathrm{j}\beta\hat{i}_z\times\nabla_tH_z,\tag{29}$$

$$(\beta^2-k^2\varepsilon_1)\boldsymbol{E}_t-\mathrm{j}k^2\varepsilon_2\boldsymbol{E}_t\times\hat{i}_z=\mathrm{j}\beta\nabla_tE_z-\mathrm{j}\omega\mu_0\hat{i}_z\times\nabla_tH_z.\tag{30}$$

在圆柱坐标系下对以上两式求解,可得

$$(A^2+B^2)E_r=\mathrm{j}\beta A\frac{\partial E_z}{\partial r}+\mathrm{j}\beta B\frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial\theta}-\mathrm{j}\omega\mu_0B\frac{\partial H_z}{\partial r}+\mathrm{j}\omega\mu_0A\frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial\theta},\tag{31}$$

$$(A^2+B^2)E_\theta=-\mathrm{j}\beta B\frac{\partial E_z}{\partial r}+\mathrm{j}\beta A\frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial\theta}-\mathrm{j}\omega\mu_0A\frac{\partial H_z}{\partial r}+\mathrm{j}\omega\mu_0B\frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial\theta},\tag{32}$$

$$-(A^2+B^2)H_r=(\omega\varepsilon_0\varepsilon_2A-\mathrm{j}\omega\varepsilon_0\varepsilon_1B)\frac{\partial E_z}{\partial r}+(\mathrm{j}\omega\varepsilon_0\varepsilon_1A+\omega\varepsilon_0\varepsilon_2B)\frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial\theta}-\mathrm{j}\beta A\frac{\partial H_z}{\partial r}+\mathrm{j}\beta B\frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial\theta},\tag{33}$$

$$(A^2+B^2)H_\theta=(\mathrm{j}\omega\varepsilon_0\varepsilon_1A+\omega\varepsilon_0\varepsilon_2B)\frac{\partial E_z}{\partial r}-\omega\varepsilon_0\varepsilon_2\beta^2\frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial\theta}-\mathrm{j}\beta B\frac{\partial H_z}{\partial r}+\mathrm{j}\beta A\frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial\theta}.\tag{34}$$

当轴向引导磁场足够大或等离子体密度足够稀时, $\varepsilon_2=0$,可得

$$\mathrm{j}(\beta^2-k^2\varepsilon_1)\begin{pmatrix}E_r\\E_\theta\end{pmatrix}=-\beta\begin{pmatrix}\dfrac{\partial E_z}{\partial r}\\\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial E_z}{\partial\theta}\end{pmatrix}+\omega\mu_0\begin{pmatrix}-\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial H_z}{\partial\theta}\\\dfrac{\partial H_z}{\partial r}\end{pmatrix},\tag{35}$$

$$\mathrm{j}(\beta^2-k^2\varepsilon_1)\begin{pmatrix}H_\theta\\-H_r\end{pmatrix}=-\omega\varepsilon_0\varepsilon_1\begin{pmatrix}\dfrac{\partial E_z}{\partial r}\\\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial E_z}{\partial\theta}\end{pmatrix}+\beta\begin{pmatrix}-\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial H_z}{\partial\theta}\\\dfrac{\partial H_z}{\partial r}\end{pmatrix}.\tag{36}$$

若只考虑轴向对称模式 TM_{0n} 模,以上两式演变为

$$E_r=\frac{\mathrm{j}\beta}{\beta^2-k^2}\frac{\partial E_z}{\partial r},\tag{37}$$

$$H_\theta=\frac{\mathrm{j}\omega\varepsilon_0}{\beta^2-k^2}\frac{\partial E_z}{\partial r}.\tag{38}$$

至此,我们已经求出磁化等离子体加载的基本方程,根据以上方程可以求出各个场分量的表达式.

3. 等离子体填充盘荷波导的色散特性

实际盘荷波导的形状和尺寸如图 1 所示.其中 a 为波导内半径, b 为加载圆盘中心圆孔半径, L 为盘的空间周期, d 为相邻圆盘之间的间隙宽度.在 $r<b$ 的区域充满密度为 n_p 的等离子体.

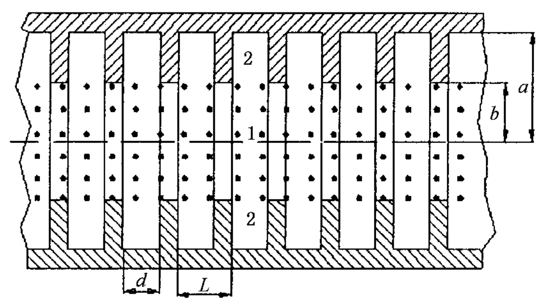

图 1　等离子体加载盘荷波导示意图

对于第一区 $(0\leqslant r\leqslant b)$,为了避免 TE 模和 TM 模的耦合,假定磁场相当大.周期系统中,只考虑圆柱对称 TM 模式,方程(27)演变为(忽略掉因子 $\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}$)

$$E_{z1}=\sum_{n=-\infty}^{+\infty}A_nI_0(\gamma_nr)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_nz}.\tag{39}$$

再代入(37)和(38)式,可求得

$$\begin{cases}E_{r1}=\displaystyle\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{-\mathrm{j}\beta_n\gamma_n}{k^2-\beta_n^2}A_nI_1(\gamma_nr)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_nz},\\H_{\theta1}=\displaystyle\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{-\mathrm{j}\omega\varepsilon_0\gamma_n}{k^2-\beta_n^2}A_nI_1(\gamma_nr)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta_nz},\end{cases}\tag{40}$$

式中, n 是空间谐波次数,且

$$\gamma_n^2=(\beta_n^2-k^2)\left(1-\frac{\omega_\mathrm{pe}^2}{\omega^2}\right),\tag{41}$$

$$\beta_n = \beta_0 + \frac{2\pi n}{L}. \tag{42}$$

对第二区($b \leqslant r \leqslant a$),为避免过分繁冗,径向线只取轴向零次模式,场分量可以简写为[16]

$$\begin{cases} E_{z2} = B[N_0(ka)J_0(kr) - J_0(ka)N_0(kr)], \\ E_{r2} = 0, \\ H_{\theta 2} = \dfrac{\mathrm{j}\omega\varepsilon_0}{k}B[N_0(ka)J_1(kr) - J_0(ka)N_1(kr)]. \end{cases} \tag{43}$$

将上面求出的场表达式代入边界条件,可以求出色散方程.首先让切向电场 E_z 在 $r = b$ 的面上处处匹配.设在 $r = b$ 的面上 E_z 沿 z 方向为均匀场,即

$$E_b(b) = \begin{cases} E_0 & |z| \leqslant d/2, \\ 0 & d/2 < |z| \leqslant L/2, \end{cases} \tag{44}$$

则在 $r = b$ 的面上,E_z 的边界条件为

$$E_{z1}(b) = E_{z1}(b) = E_z(b). \tag{45}$$

设切向磁场在 $r = b$ 的面上满足近似边界条件

$$\int_{-d/2}^{d/2} H_{\theta 1}(b)\mathrm{d}z = \int_{-d/2}^{d/2} H_{\theta 2}(b)\mathrm{d}z. \tag{46}$$

由场表达式和边界条件,可以求得色散方程

$$\frac{d}{L}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{-\gamma_n a}{(ka)^2 - (\beta_n a)^2}\frac{I_1(\gamma_n b)}{I_0(\gamma_n b)}\left[\frac{\sin\frac{\beta_n d}{2}}{\frac{\beta_n d}{2}}\right]^2 = \frac{1}{ka}\frac{N_0(ka)J_1(kb) - J_0(ka)N_1(kb)}{N_0(ka)J_0(kb) - J_0(ka)N_0(kb)}. \tag{47}$$

如果不加载等离子体,即等离子体密度 $n_{\mathrm{p}} = 0$,则

$$\gamma_n^2 = \beta_n^2 - k^2. \tag{48}$$

(47)式退化为

$$\frac{d}{L}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{I_1(\gamma_n b)}{\gamma_n a I_0(\gamma_n b)}\left[\frac{\sin\frac{\beta_n d}{2}}{\frac{\beta_n d}{2}}\right]^2 = \frac{1}{ka}\frac{N_0(ka)J_1(kb) - J_0(ka)N_1(kb)}{N_0(ka)J_0(kb) - J_0(ka)N_0(kb)}, \tag{49}$$

此式完全等价于文献[16]上的不加载等离子体盘荷波导的色散方程表达式.

如果 $\gamma_n^2 < 0$,区域 1 中存在的是快波,表达式(47)转化为

$$\frac{d}{L}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{T_n a}{(ka)^2 - (\beta_n a)^2}\frac{J_1(T_n b)}{J_0(T_n b)}\left[\frac{\sin\frac{\beta_n d}{2}}{\frac{\beta_n d}{2}}\right]^2 = \frac{1}{ka}\frac{N_0(ka)J_1(kb) - J_0(ka)N_1(kb)}{N_0(ka)J_0(kb) - J_0(ka)N_0(kb)}, \tag{50}$$

其中

$$T_n^2 = (k^2 - \beta_n^2)\left(1 - \frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2}{\omega^2}\right). \tag{51}$$

4. 等离子体填充盘荷波导的耦合阻抗

耦合阻抗表征电子流与场相互作用的强弱,是慢波系统重要的高频特性参量之一. l 次空间谐波的平均耦合阻抗定义为

$$\overline{K_{cl}} = \frac{\overline{|E_{zl}|^2}}{2\beta_l^2 \cdot P_{\mathrm{T}}}, \tag{52}$$

其中 $\bar{E}_{zl}$是流经系统的电子注横截面内的平均电场强度,P_{T} 是通过系统的功率流,且

$$P_{\mathrm{T}} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty}\pi \cdot R_{\mathrm{e}}\left[\int_0^b (E_{1rn}H_{1\theta n}^* - E_{1\theta n}H_{1rn}^*)r\mathrm{d}r\right]. \tag{53}$$

代入相应的场表达式,可以求得平均耦合阻抗为

$$\overline{K_{cl}} = \frac{J_0^2\left(\frac{\beta_l b}{2}\right)\cdot[I_0^2(\gamma_l b') - I_1^2(\gamma_l b')]}{2\beta_l^2 I_0^2(\gamma_l b)\pi b^2\omega\varepsilon_0\sum_{n=-\infty}^{+\infty}P_n}, \tag{54}$$

其中

$$P_n = \frac{\beta_n\gamma_n^2 J_0^2\left(\frac{\beta_n d}{2}\right)}{(k^2 - \beta_n^2)^2 I_0^2(\gamma_n b)} \times\left[\left(1 + \frac{1}{(\gamma_n b)^2}\right)I_1^2(\gamma_n b) - I_1'^2(\gamma_n b)\right]. \tag{55}$$

如果 $\gamma_n^2 < 0$,即快波时,耦合阻抗为

$$\overline{K_{cl}} = \frac{J_0^2\left(\frac{\beta_l b}{2}\right)\cdot[J_0^2(T_l b') + J_1^2(T_l b')]}{2\beta_l^2 J_0^2(T_l b)\pi b^2\omega\varepsilon_0\sum_{n=-\infty}^{+\infty}P_n}, \tag{56}$$

其中

$$P_n = \frac{\beta_n\gamma_n^2 J_0^2\left(\frac{\beta_n d}{2}\right)}{(k^2 - \beta_n^2)^2 J_0^2(T_n b)} \times\left[\left(1 - \frac{1}{(T_n b)^2}\right)J_1^2(T_n b) + J_1'^2(T_n b)\right]. \tag{57}$$

5. 计算结果与分析

根据导出的色散方程,耦合阻抗的表达式,计算了等离子体加载 X 波段盘荷波导结构的色散特性和耦合阻抗,相应的结构参数为周期 $L = 7.5\mathrm{mm}$,相邻盘间隙 $d = 6\mathrm{mm}$,波导内半径 $a = 14.8\mathrm{mm}$,盘片半

径 $b = 8.0\mathrm{mm}$.

图 2 是等离子体密度 $N_p = 5.0 \times 10^{17}\ \mathrm{m}^{-3}$ 时，只考虑 TG_{01} 和 TG_{02} 模式的色散曲线图.从图中可以看出，TG 模式位于等离子体频率 ω_p 以下.对于周期慢波系统的低频 TG 模式的形成可以这样看：将光滑波导的 TG 模式进行周期性移动，然后再叠加.图中的高次 TG 模式已经过滤掉，如果各次模式都存在，由于彼此叠加，各种模式之间的耦合，其最终形成的色散曲线异常复杂，难以辨认.

图 3 研究了等离子体密度对场模 TM_{01} 的影响.最下面一条曲线是不加载等离子体时的色散曲线，可以看出加载等离子体使场模的频带上移，通带变窄.频带随着等离子体密度的上升而逐渐上移，通带随着等离子体密度的上升而逐渐变窄.

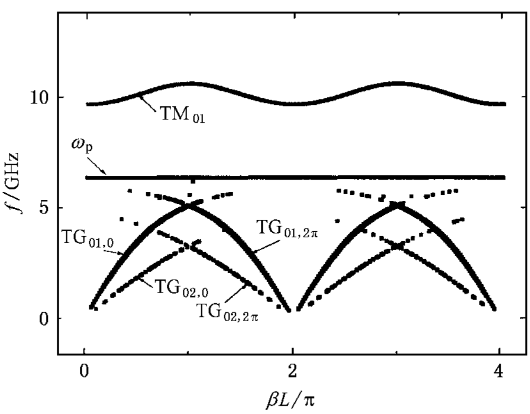

图 2　$N_p = 5.0 \times 10^{17}\mathrm{m}^{-3}$ 时的色散曲线图

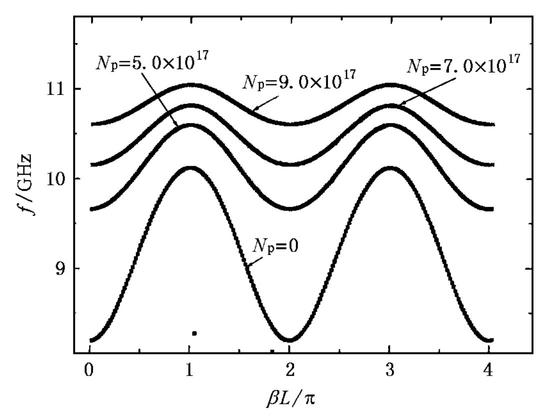

图 3　等离子体密度对场模 TM_{01} 的影响

如果我们继续增大等离子体密度（一般情况下，达到 $1 \times 10^{18}\mathrm{m}^{-3}$ 量级以上），场模 TM_{01} 模降低到等离子体频率以下，就会和从零相位发出的 TG_{01} 模耦合，形成混合模.图 4 和图 5 就表示了混合模的形成.从图 4 可以看出，$\mathrm{TG}_{01,0}$ 和 $\mathrm{TG}_{01,2\pi}$ 互相耦合形成 G_0 模式.场模和 TG 模式耦合形成两组新的混合模式 G_1，G_2，在 0—π 相位范围内，G_1 模的上边频部分和 G_2 模的下边频部分由盘荷波导的场模 TM_{01} 组成，而 G_1 模的下边频部分和 G_2 模的上边频部分由等离子体模 TG_{01} 组成.这样，场模与低频等离子体模相互耦合而构成了两组混合模.

比较图 4 和图 5 可以看出，随着等离子体密度的继续增加，G_1 模将变得平坦，G_2 模将变得陡峭.不同于等离子体加载休斯结构的混合模，此时的混合模 G_1 和 G_2 之间存在禁带，合理的调节等离子体密度，可以使禁带比较小.

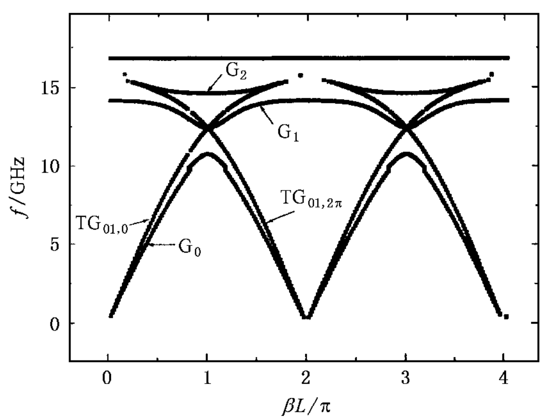

图 4　$N_p = 3.5 \times 10^{18}\mathrm{m}^{-3}$ 时混合模的形成

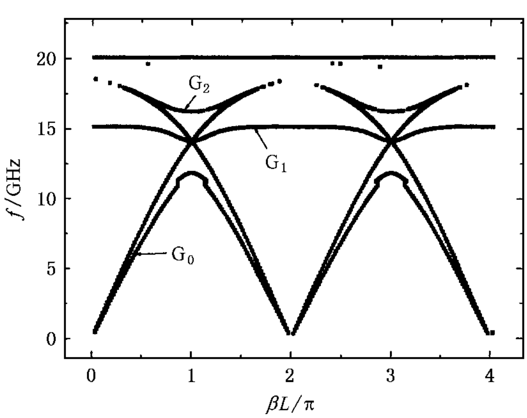

图 5　$N_p = 5.0 \times 10^{18}\mathrm{m}^{-3}$ 时混合模的形成

利用导出的耦合阻抗表达式计算了 TM_{01} 模的基波的平均耦合阻抗.从图 6 中可以看出，加载等离子体虽然减小了通带，但是却极大的提高了耦合阻

抗，相应的也将增加互作用效率.

图 7 分析了 $N_p = 5.0\times10^{18}\mathrm{m}^{-3}$ 时 G_1 模的耦合阻抗.可以看出，混合模的耦合阻抗可以达到几百欧姆，相对于单模工作时的场模，耦合阻抗将会提高 4—6 倍左右，因此用它作为行波管的工作模式，将大大提高行波管的输出功率和效率.耦合阻抗曲线分为两个部分，前一段的混合模由 TM 模组成，它的耦合阻抗较大，后一段的混合模由 TG 模组成，耦合阻抗较小.这与图 4、图 5 的分析是一致的.

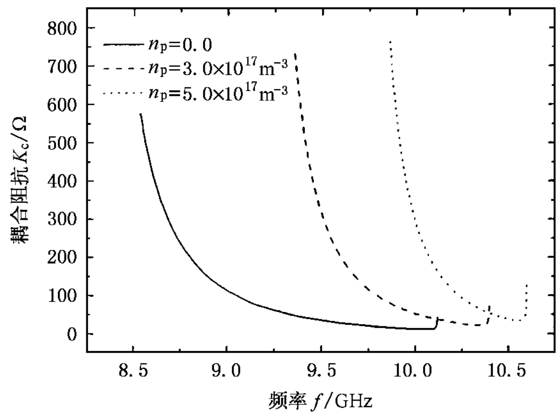

图 6 TM_{01} 模的耦合阻抗

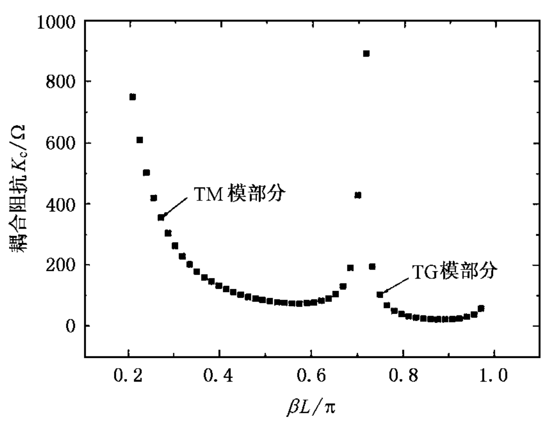

图 7 $N_p = 5.0\times10^{18}\mathrm{m}^{-3}$ 时 G_1 模的耦合阻抗

图 8 分析了 $N_p = 3.5\times10^{18}\mathrm{m}^{-3}$ 时 G_2 模的耦合阻抗.耦合阻抗曲线同样分为两个部分，前一段的混合模由 TG 模组成，它的耦合阻抗较小，后一段的混合模由 TM 模组成，耦合阻抗较大.

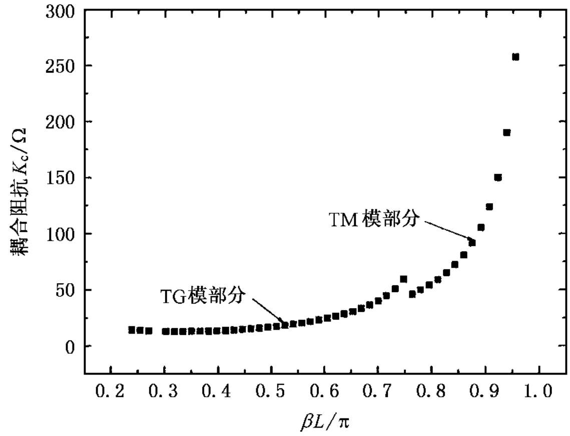

图 8 $N_p = 3.5\times10^{18}\mathrm{m}^{-3}$ 时 G_2 模的耦合阻抗

6. 结 论

对填充磁化等离子体结构作了理论分析，从麦克斯韦方程和流体理论出发，导出了基本的纵向场方程，并在圆柱坐标系进行了求解，继而导出了横向场分量和纵向场分量的关系.为进一步分析等离子体填充器件的特性奠定了基础.

在大磁场情况下，对等离子体加载盘荷波导的色散特性和耦合阻抗作了研究，结果表明填充等离子体使色散曲线上移，耦合阻抗提高.等离子体填充产生出模式谱非常丰富的低频等离子体模式(TG 模式)，它可以看成光滑波导 TG 模式的周期性叠加形成的.当等离子体密度增加到一定程度后，未加载等离子体的 TM_{01} 模的频率范围和 TG_{01} 模的频率范围相近，两个模式互相耦合产生出新的混合模 G_1，G_2.混合模式的耦合阻抗可以达到几百欧姆，因此它也可以用作相对论行波管的工作模式，从而提高管子的输出功率和互作用效率.

[1] Zavjalov M A，Mitin L A，Perevodchikov V I *et al* 1994 *IEEE Trans on Plasma Science* **22** 600

[2] Kobayashi S，Antonsen T M and Nusinovich G S 1998 *IEEE Trans on Plasma Science* **26** 669

[3] Lou W R，Carmel Y，Antonsen T M *et al* 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 2481

[4] Ogura K，Ali M M，Minami K *et al* 1992 *J. Phys. Soc. Japan* **6** 4022

[5] Xiao S 2001 *Doctoral dissertation* (Chengdu：UESTC) (in Chinese) [肖　舒 2001 博士学位论文 (成都：电子科技大学)]

[6] Li J Q，Xao S，Mo Y L 2003 *High Power Laser and Particle Beams* **15** 1117 (in Chinese) [李建清、肖　舒、莫元龙 2003 强激光与离子束 **15** 1117]

[7] Mitin L A and Volokitenkova I L 1993 *Radiotechnical Electronica* No 9 pp1671—1681

[8] Mitin L A 1993 *Phyzika Plazmy* **19** 445

[9] Nusinovich G S，Carmel Y，Antonsen T M *et al* 1998 *IEEE Trans. P. S* **26** (3) June

[10] Wang P S，Xu Z，Nation J A *et al* 2000 *IEEE Transactions on Plasma Science* **28** 2262

[11] Banna S，Nation J A，Schachter L *et al* 2000 *IEEE Transactions on Plasma Science* **28** 798

[12] Zhang Y，Mo Y L，Zhou X L 2003 *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **24** 525

[13] Li J Q，Mo Y L，Zhang Y 2002 *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **23** 1371

[14] Xie H Q，Li C Y，Yang Y *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 914 (in Chinese) [谢鸿全、李承跃、鄢　扬等 2003 物理学报 **52** 914]

[15] Moison M，Pelletier J 1992 Microwave excited plasma. Amsterdam：Elsevier，Chap 4—6.

[16] Zhang K Q，Li D J 2001 *Electromagnetic theory for microwave and optoelectronics* (Beijing：Publishing House of Electronics Industry) (in Chinese) [张克潜、李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论 (北京：电子工业出版社)]

High-frequency properties of the disk-loaded waveguide filled with plasma*

Zhang Yong[1)†]　Mo Yuan-Long[2)]　Xu Rui-Min[1)]　Yan Bo[1)]　Xie Xiao-Qiang[1)]

[1)] (*School of Electronic Engineering*，*University of Electronics Science and Technology of China*，*Chengdu* 610054，*China*)

[2)] (*School of Physical Electronics*，*University of Electronics Science and Technology of China*，*Chengdu* 610054，*China*)

(Received 2 February 2004；revised manuscript received 4 April 2005)

Abstract

Based on the Maxwell equations，the general equation of the slow-wave structure filled with plasma in the finite magnetic field is derived. The dispersion equation and interaction impedance expression of the disk-loaded waveguide filled with plasma in the strong longitudinal magnetic field are studied. The result shows that the frequency of the TM_{01} mode upshifts and interaction impedance increases as the density of the plasma increases. When a periodic structure is loaded with plasma，the spectrum consists of abundant TG modes (Trivelpiece-Gould modes). As the plasma density increases to a certain degree，the TM_{01} mode of the disk-loaded waveguide overlaps the TG mode and these two modes will couple with each other and form the new hybrid modes G_1，G_2. If the relativistic Traveling-Wave Tube (TWT) works on the hybrid mode，there will be new working mechanism.

Keywords：disk-loaded waveguide，plasma filled，dispersion characteristics，relativistic traveling-wave tube

PACC：5240D，5240F

* Project supported by the Scientific Research Starting Foundation of University of Electronics Science and Technology of China.

† E-mail：yongzhang@uestc.edu.cn