

HEM₁₁ 模磁绝缘线振荡器的高频分析

王 冬^{1)†} 陈代兵²⁾ 范植开²⁾ 邓景康¹⁾

1) 清华大学物理系, 北京 100084)

2) 中国工程物理研究院应用电子学研究所, 绵阳 621900)

(2007 年 8 月 31 日收到, 2007 年 10 月 22 日收到修改稿)

作为小型化和紧凑型的高功率微波源, 磁绝缘线振荡器(MILO)在过去十几年里得到了广泛的研究和发展. 在大多数研究中, 最低的对称模一直被当作器件的主模. 然而, 由于结构的对称性或者电子发射均匀度不理想等原因, 很容易激励起非对称模式. 计算了 MILO 同轴结构中同时包含对称模和非对称模的本征方程. 在此基础上, 通过对结构的优化设计, 提出了一种 HEM₁₁ 模工作的 MILO, 并开展了原理性实验. 在二极管的电压为 480 kV, 电流为 39 kA 条件下得到了功率为 1.2 GW, 脉冲宽度为 40 ns 的微波输出, 功率转换效率约为 6.5%, 微波频率为 1.98 GHz, 模式为 HEM₁₁ 模.

关键词: 磁绝缘线振荡器, 高频特性, HEM₁₁ 模, 开放腔

PACC: 4110H, 4190, 2900

1. 引 言

1987 年 Lemke 和 Clark^[1]提出了一种新型高功率微波器件——磁绝缘线振荡器(MILO), 内绝缘机制使它不需要外加引导磁场, 容易做到小型化和高功率, 具有广泛的应用前景. 经过十几年的发展, 在增大提取效率和器件输出功率方面已经取得了重要进展, 在 L 波段获得了功率大于 2 GW, 脉冲宽度为 300 ns 的微波输出, 单脉冲能量达 600 J, 能量效率最大可达 7%, 单脉冲比能位于高功率微波器件的首位^[2], 成为高功率微波研究领域的热点之一.

由于器件结构的轴对称性, 通常情况下 MILO 工作模式为对称模^[1-7]. 由于其输出端口的口径场分布具有圆对称性, 将导致轴向为零的环状远场方向图. 为了得到方向集中的微波辐射, 需要通过模式转换器将微波转换成非对称模^[7-9]辐射或者通过 Vlasov 天线^[3,4]辐射. 模式转换器的存在增加了系统的长度、重量和复杂度, 而 Vlasov 天线虽然结构简单紧凑, 不需要模式转换装置, 但是它的方向图特性不理想, 增益不高. 因此, 非对称模工作的高功率微波器件更容易做到系统的简单、紧凑和小型化. 通过对阴极结构的合理设计, 虚阴极振荡器已经在这方面

做了一些探索^[10].

在 MILO 的研究过程中发现, 由于结构的不对称或者电子发射均匀度不理想等原因很容易发生模式竞争, 导致同轴 TE₁₁ 模输出^[7]. 文献 [7] 指出, MILO 器件中角向非均匀模式也有较高的品质因数(Q 值), 通过合理结构优化有可能设计出非对称模工作的 MILO. 本文从理论上分析了 MILO 同轴慢波系统中的对称模和非对称模, 提出了一种新型磁绝缘线振荡器——HEM₁₁ 模工作的 MILO, 并进行了原理性实验. 实验结果表明, 通过合理设计 MILO 同轴谐振腔链, 可以使 HEM₁₁ 模成为 MILO 的工作模式, 在同轴输出端直接产生 TE₁₁ 模微波输出, 降低系统的复杂度, 有利于器件的小型化和实用化.

2. 轴对称系统中的对称模和非对称模

MILO 同轴波导结构如图 1 所示, r_c , r_{ai} , r_{ao} 分别为阴极半径、阳极叶片内半径和外半径, L 为慢波结构周期长度, d 为两个相邻叶片间距.

对于无限长周期性结构, 根据 Floquet 定理^[11], 第 n 个周期内电磁场强度与第 0 个周期内电磁场强度之间仅差一个与距离有关的复数 $\exp(-ik_0 nL)$. 因此, 这里只研究第 0 个周期内的电磁场. 同时考虑

† E-mail: w-d04@mails.tsinghua.edu.cn

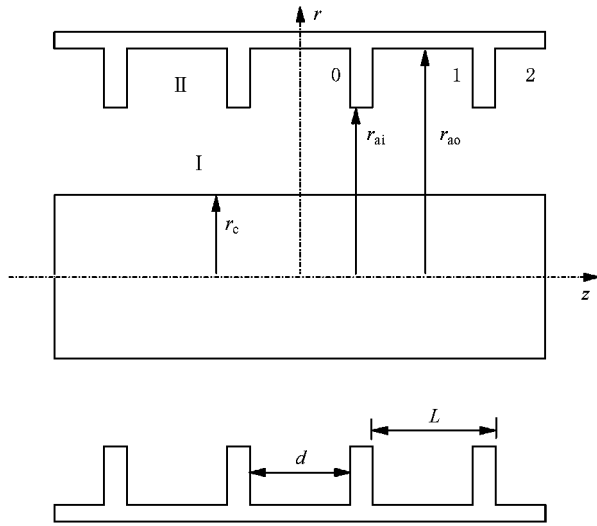


图 1 MILO 同轴慢波结构示意图

TM 场和 TE 场 根据 Maxwell 方程组和 Floquet 定理, 对图 1 中的 I 区 ($r_c \leq r \leq r_{ai}$), 可以将场分量表示为

$$E_r = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[-ik_n \Gamma_n E'_n(\Gamma_n r) A_n - \frac{l\omega\mu}{r} F_n(\Gamma_n r) B_n \right] \times \exp[-i(k_n z + l\theta)], \quad (1)$$

$$E_\theta = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\frac{-lk_n}{r} E_n(\Gamma_n r) A_n + i\omega\mu \Gamma_n F'_n(\Gamma_n r) B_n \right] \times \exp[-i(k_n z + l\theta)], \quad (2)$$

$$E_z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (k^2 - k_n^2) E_n(\Gamma_n r) A_n \times \exp[-i(k_n z + l\theta)], \quad (3)$$

$$H_r = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[-ik_n \Gamma_n F'_n(\Gamma_n r) B_n + \frac{l\omega\epsilon}{r} E_n(\Gamma_n r) A_n \right] \times \exp[-i(k_n z + l\theta)], \quad (4)$$

$$H_\theta = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\frac{-lk_n}{r} F_n(\Gamma_n r) B_n - i\omega\epsilon \Gamma_n E'_n(\Gamma_n r) A_n \right] \times \exp[-i(k_n z + l\theta)], \quad (5)$$

$$H_z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (k^2 - k_n^2) F_n(\Gamma_n r) B_n \times \exp[-i(k_n z + l\theta)]. \quad (6)$$

这里 $k_n = k_0 + nh_0$, $h_0 = 2\pi/L$, $\Gamma_n^2 = k^2 - k_n^2$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, l 为角向模式数, $E_n(\Gamma_n r)$, $F_n(\Gamma_n r)$, $E'_n(\Gamma_n r)$, $F'_n(\Gamma_n r)$ 由 l 阶贝塞尔函数表示为

$$\begin{aligned} E_n(\Gamma_n r) &= [N_l(\Gamma_n r_c) Y_l(\Gamma_n r) \\ &\quad - J_l(\Gamma_n r_c) N_l(\Gamma_n r)], \quad (7) \\ F_n(\Gamma_n r) &= [N'_l(\Gamma_n r_c) Y_l(\Gamma_n r) \end{aligned}$$

$$- J'_l(\Gamma_n r_c) N_l(\Gamma_n r)], \quad (8)$$

$$\begin{aligned} E'_n(\Gamma_n r) &= [N_l(\Gamma_n r_c) Y'_l(\Gamma_n r) \\ &\quad - J_l(\Gamma_n r_c) N'_l(\Gamma_n r)], \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F'_n(\Gamma_n r) &= [N'_l(\Gamma_n r_c) Y'_l(\Gamma_n r) \\ &\quad - J'_l(\Gamma_n r_c) N'_l(\Gamma_n r)]. \quad (10) \end{aligned}$$

对图 1 中的 II 区 ($r_{ai} \leq r \leq r_{ao}$), 可以将场分量表示为

$$\begin{aligned} E_r &= \sum_{m=0}^{\infty} \left[\left[-\beta_m T_m E'_m(T_m r) C_m - \frac{l\omega\mu}{r} F_m(T_m r) D_m \right] \right. \\ &\quad \left. \times \sin\left[\beta_m\left(z + \frac{d}{2}\right)\right] \exp(-il\theta), \quad (11) \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_\theta &= \sum_{m=0}^{\infty} \left[\frac{i l \beta_m}{r} E_m(T_m r) C_m + i\omega\mu T_m F'_m(T_m r) D_m \right] \\ &\quad \times \sin\left[\beta_m\left(z + \frac{d}{2}\right)\right] \exp(-il\theta), \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_z &= \sum_{m=0}^{\infty} (k^2 - \beta_m^2) E_m(T_m r) C_m \cos\left[\beta_m\left(z + \frac{d}{2}\right)\right] \\ &\quad \times \exp(-il\theta), \quad (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_r &= \sum_{m=0}^{\infty} \left[\beta_m T_m F'_m(T_m r) D_m + \frac{l\omega\epsilon}{r} E_m(T_m r) C_m \right] \\ &\quad \times \cos\left[\beta_m\left(z + \frac{d}{2}\right)\right] \exp(-il\theta), \quad (14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_\theta &= \sum_{m=0}^{\infty} \left[\frac{-i l \beta_m}{r} F_m(T_m r) D_m - i\omega\epsilon T_m E'_m(T_m r) C_m \right] \\ &\quad \times \cos\left[\beta_m\left(z + \frac{d}{2}\right)\right] \exp(-il\theta), \quad (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_z &= \sum_{m=0}^{\infty} (k^2 - \beta_m^2) F_m(T_m r) D_m \\ &\quad \times \sin\left[\beta_m\left(z + \frac{d}{2}\right)\right] \exp(-il\theta). \quad (16) \end{aligned}$$

这里 $\beta_m = m\pi/d$, $T_m^2 = k^2 - \beta_m^2$, $m = 0, 1, 2, \dots$, $E_m(T_m r)$ 和 $F_m(T_m r)$ 由 l 阶贝塞尔函数表示为

$$\begin{aligned} E_m(T_m r) &= [N_l(T_m r_{ao}) Y_l(T_m r) \\ &\quad - J_l(T_m r_{ao}) N_l(T_m r)], \quad (17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_m(T_m r) &= [N'_l(T_m r_{ao}) Y_l(T_m r) \\ &\quad - J'_l(T_m r_{ao}) N_l(T_m r)], \quad (18) \end{aligned}$$

其中 $E'_m(T_m r)$ 和 $F'_m(T_m r)$ 的定义与 $E'_n(\Gamma_n r)$ 和 $F'_n(\Gamma_n r)$ 类似.

在 I 区和 II 区的分界面上, 电磁场满足的边界条件为

$$E_{z,\beta}^I = \begin{cases} E_{z,\beta}^{II} & \left(-\frac{d}{2} \leq z \leq \frac{d}{2}\right), \\ 0 & \left(\frac{d}{2} \leq |z| \leq \frac{L}{2}\right), \end{cases} \quad (19)$$

$$H_{z,\theta}^I = H_{z,\theta}^{II} \quad \left(-\frac{d}{2} \leq z \leq \frac{d}{2} \right). \quad (20)$$

根据边界条件(19)和(20)式在分界面上作场匹配,可以得到 MILO 同轴结构特征方程

$$\begin{bmatrix} S^{CA} S^{AC} + S^{CB} S^{BC} - I & S^{CB} S^{BD} \\ S^{DB} S^{BC} & S^{DB} S^{BD} - I \end{bmatrix} \begin{pmatrix} C_m \\ D_m \end{pmatrix} = 0, \quad (21)$$

其中, I 为 m 阶单位矩阵,其余各量分别为

$$S_{nm}^{AC} = \frac{-ik_n(k^2 - \beta_m^2)E_m(T_m r_{ai})}{(k_n^2 - \beta_m^2)(k^2 - k_n^2)E_n(\Gamma_n r_{ai})} \times \frac{\left[(-1)^m \exp\left(\frac{ik_n d}{2}\right) - \exp\left(\frac{-ik_n d}{2}\right) \right]}{L} \quad (22)$$

$$S_{nm}^{BC} = \frac{-lk^2 E_m(T_m r_{ai})}{\omega \mu \Gamma_n r_{ai} (k^2 - k_n^2) F_n'(\Gamma_n r_{ai})} \times \frac{\left[(-1)^m \exp\left(\frac{ik_n d}{2}\right) - \exp\left(\frac{-ik_n d}{2}\right) \right]}{L} \quad (23)$$

$$S_{nm}^{BD} = \frac{\beta_m T_m F_n'(T_m r_{ai})}{(k_n^2 - \beta_m^2) \Gamma_n F_n'(\Gamma_n r_{ai})} \times \frac{\left[(-1)^m \exp\left(\frac{ik_n d}{2}\right) - \exp\left(\frac{-ik_n d}{2}\right) \right]}{L} \quad (24)$$

$$S_{nm}^{CA} = \frac{-ik_n \Gamma_n E_n'(\Gamma_n r_{ai})}{(k_n^2 - \beta_m^2) T_m E_m'(T_m r_{ai})} \times \frac{2 \left[\exp\left(\frac{ik_n d}{2}\right) - (-1)^m \exp\left(\frac{-ik_n d}{2}\right) \right]}{(1 + \delta_{m,0})d} \quad (25)$$

$$S_{nm}^{CB} = \frac{-lk^2 F_n(\Gamma_n r_{ai})}{\omega \epsilon T_m r_{ai} (k^2 - \beta_m^2) E_m'(T_m r_{ai})} \times \frac{2 \left[\exp\left(\frac{ik_n d}{2}\right) - (-1)^m \exp\left(\frac{-ik_n d}{2}\right) \right]}{(1 + \delta_{m,0})d} \quad (26)$$

$$S_{nm}^{DB} = \frac{-\beta_m (k^2 - k_n^2) F_n(\Gamma_n r_{ai})}{(k_n^2 - \beta_m^2)(k^2 - \beta_m^2) F_n(T_m r_{ai})} \times \frac{2 \left[\exp\left(\frac{ik_n d}{2}\right) - (-1)^m \exp\left(\frac{-ik_n d}{2}\right) \right]}{d}. \quad (27)$$

根据(21)式可以得到 MILO 同轴结构中同时包含 TM 模和 TE 模的色散方程为

$$\det \begin{bmatrix} S^{CA} S^{AC} + S^{CB} S^{BC} - I & S^{CB} S^{BD} \\ S^{DB} S^{BC} & S^{DB} S^{BD} - I \end{bmatrix} = 0. \quad (28)$$

进一步分析可以发现,当 $l=0$ 时(28)式可以简化为 $\det(S^{CA} S^{AC} - I) = 0$ 和 $\det(S^{DB} S^{BD} - I) = 0$, 分别代表所有的 TM 模和 TE 模;当 $l \neq 0$ 时,单独的 TM

或 TE 模不满足边界条件(28)式代表混合模。

当慢波结构周期 L 远小于微波在自由空间中的波长 λ_0 时,在(11)~(16)式中可以只保留包含 β_0 的项.此时, TM 模的色散方程表示为

$$\frac{k \Gamma_n E_m(k r_{ai}) E_n'(\Gamma_n r_{ai})}{(k^2 - k_n^2) E_n(\Gamma_n r_{ai}) E_m'(k r_{ai})} \frac{d \sin^2\left(\frac{k_n d}{2}\right)}{L \left(\frac{k_n d}{2}\right)^2} - 1 = 0 \quad (m=0). \quad (29)$$

这与文献[12]中的结果一致。

3. HEM₁₁ 模 MILO 的提出

根据(28)式求解慢波结构色散关系,结果如图2所示,计算所采用结构参数为 $r_c = 56$ mm, $d = 22$ mm, $r_{ao} = 112$ mm, $r_{ai} = 83$ mm, $L = 27$ mm. 从图2可见,慢波结构的基模为轴向对称的 TM₀₀ 模,第一个高阶模是 HEM₁₁ 模,两个模式的频率间隔很小,由于结构的不对称或者阴极材料发射均匀度不够等原因很容易引起模式竞争,产生 TE₁₁ 模输出。

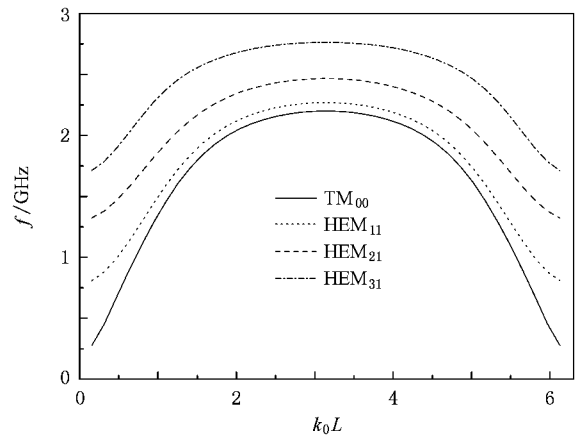


图2 典型的色散曲线

MILO 为近 π 模器件,我们主要关心慢波结构在相邻谐振腔之间相移为 180° 时的电磁场分布.从图3可见, TM₀₀ 模轴向电场沿角向均匀分布,有利于与电子相互作用.图4为 HEM₁₁ 模电磁场分布图.从图4可见,当相邻谐振腔之间相移为 0° 时,轴向电场较弱,磁场较强,电磁模式表现为类 TE 模^[2];当相邻谐振腔之间相移为 180° 时,轴向电场较强,磁场较弱,电磁模式表现为类 TM 模^[2].除了沿角向有模式数为1的变化外,HEM₁₁ 模在相移为 180° 时的类 TM 场结构也可以与电子产生强烈的相互作用,产生微波输

出,这就是实验上观察到的 TE_{11} 模.

当然,实验上观察到的非对称模是由于模式竞争而导致的一种病态工作模式,器件输出功率降低,阴极使用寿命变短,微波模式不纯,这是需要避免的一种状态.通常做法是抑制 HEM_{11} 模,使器件稳定运行在 TM_{00} 模.抑制模式竞争的工作也对我们产生了一个新的启发,如果能够想办法抑制 TM_{00} 模,则能形成稳定的 HEM_{11} 模振荡,实现同轴 TE_{11} 模输出.

数值计算表明,通过对谐振腔链的优化设计,可以有效地抑制 TM_{00} 模,使 HEM_{11} 模成为器件的工作模式.图 5 为该器件的结构示意图.由图 5 可以看出,器件主要由三类腔体组成,其中前两个叶片组成扼流腔,主要作用是减小微波功率向脉冲功率源的泄漏,第二、第三个叶片组成 A 类腔体,后面几个叶片组成 B 类腔体;A 类腔体和 B 类腔体为主慢波结

构区,通过调节两类腔体的数量以及各自的内外半径,可以调节 HEM_{11} 模的耦合度,实现稳定的 HEM_{11} 模振荡.

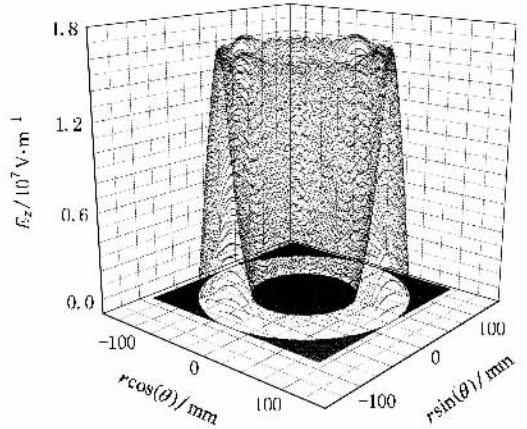


图 3 TM_{00} 模轴向电场分布

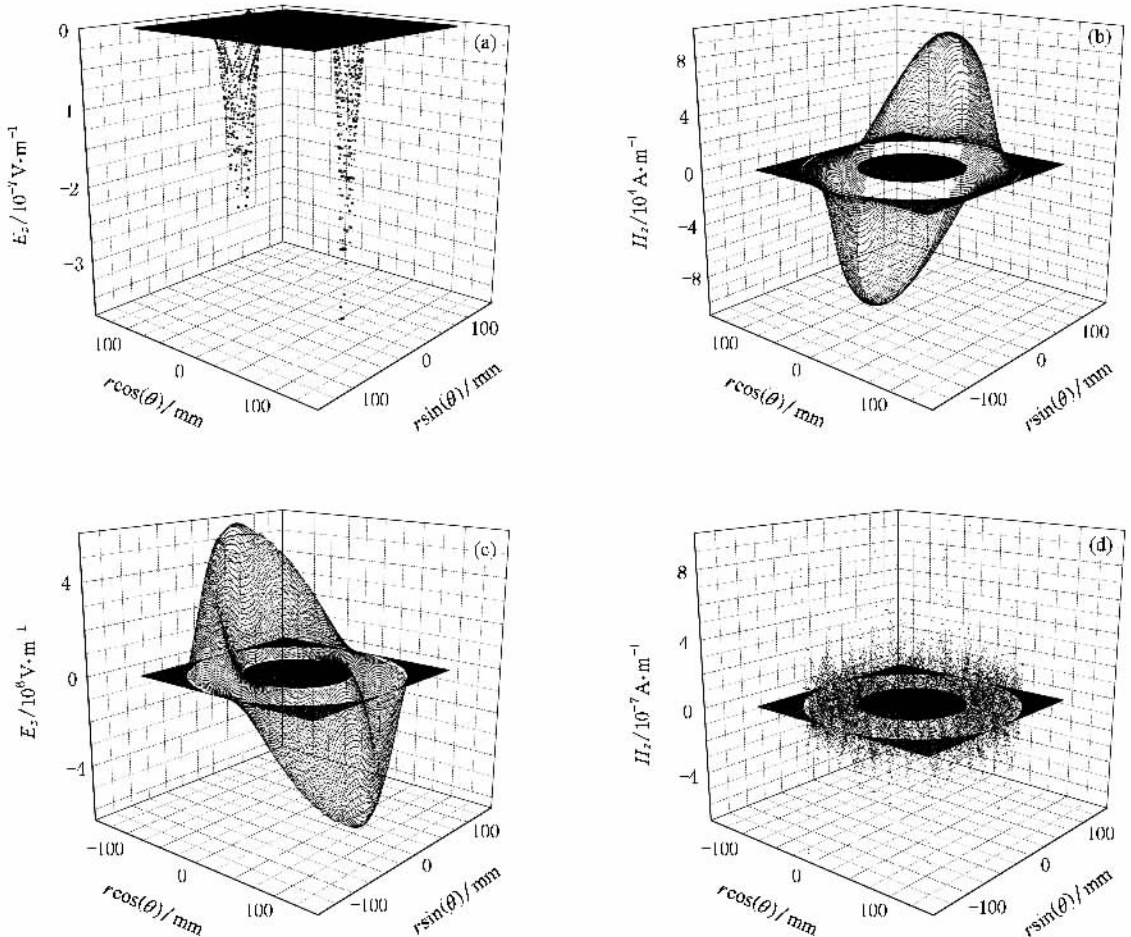
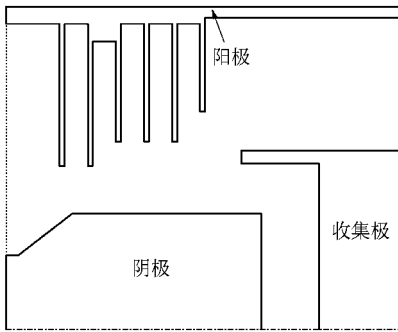


图 4 HEM_{11} 模在不同相移下的轴向电磁场分布 (a) 相邻谐振腔之间相移为 0° 时的轴向电场, (b) 相邻谐振腔之间相移为 0° 时的轴向磁场, (c) 相邻谐振腔之间相移为 180° 时的轴向电场, (d) 相邻谐振腔之间相移为 180° 时的轴向磁场

图 5 HEM_{11} 模 MILO 结构示意图

4. 开放腔高频特性

通过 Maxwell 方程组和 Floquet 定理,我们研究了无限长周期性系统的色散关系和场分布,并提出了 HEM_{11} 模的 MILO 结构.与无限长周期性结构不同,MILO 实际结构是两端为波导边界条件的开放式谐振腔^[13],分析开放腔高频特性对微波器件的设计具有重要意义.采用有限积分法,在波导边界处引入激励信号,通过观察谐振腔的电磁响应,可以计算开放腔的高频特性.

4.1. 频率响应和场分布

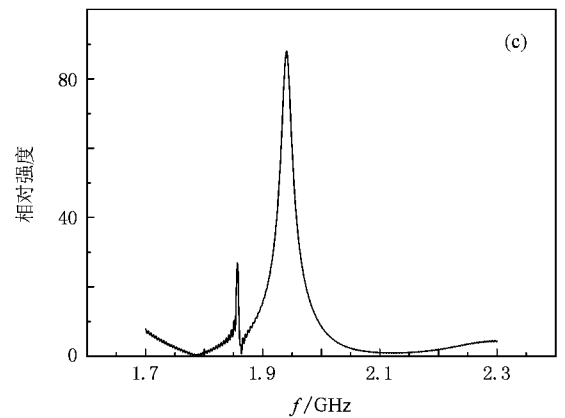
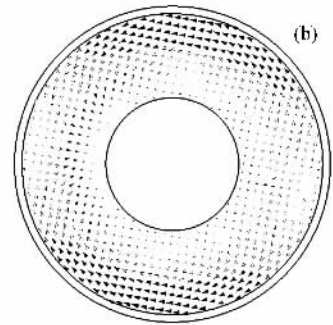
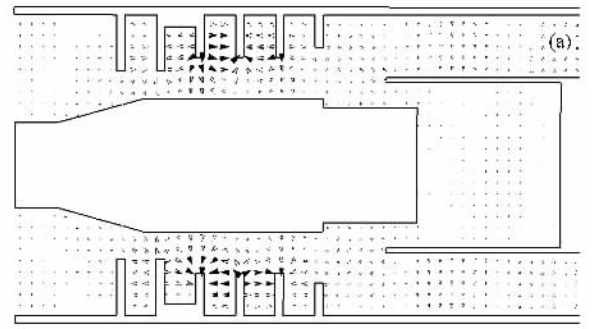
图 6 为 TE_{11} 信号激励时谐振腔的频率响应及其电磁场分布.从图 6 可见,相邻谐振腔之间相移为 180° ,角向模式数为 1,谐振频率为 1.94 GHz,慢波结构工作模式为 HEM_{11} 模.

图 7 为 TEM 信号激励时谐振腔的频率响应及其电磁场分布.从图 7 可见,相邻谐振腔之间相移为 180° ,角向模式数为 0,谐振频率为 1.86 GHz,慢波结构工作模式为 TM_{00} 模.

4.2. 开放腔品质因数

微波模式的激励与其品质因数(Q 值)相关, Q 值越大,越容易起振,但是 Q 值太大不利于功率提取.MILO 中既要保证器件的起振,又希望提高器件的转换效率,所以工作模式的 Q 值不能太大.同时,为了保证器件的单模运行,又希望适当提高器件的 Q 值,以避免模式竞争.

按照谐振腔内品质因数的定义^[11],可以将有载

图 6 TE_{11} 模激励下的频率响应及其场分布 (a) $z-r$ 平面上的电场分布 (b) $r-\theta$ 平面上的磁场分布 (c) 谐振腔频率响应

品质因数表示为

$$Q_L = \frac{W_m}{P_m / \omega_m}, \quad (30)$$

式中 ω_m 为第 m 个模式的固有频率, W_m 为谐振腔内第 m 个模式的总储能, P_m 为谐振腔内第 m 个模式的功率损耗,它包含腔壁损耗、腔内介质损耗以及由波导边界处的功率提取导致的谐振腔能量损耗.由能量守恒定律,开放腔中能量平衡关系式可以表示为

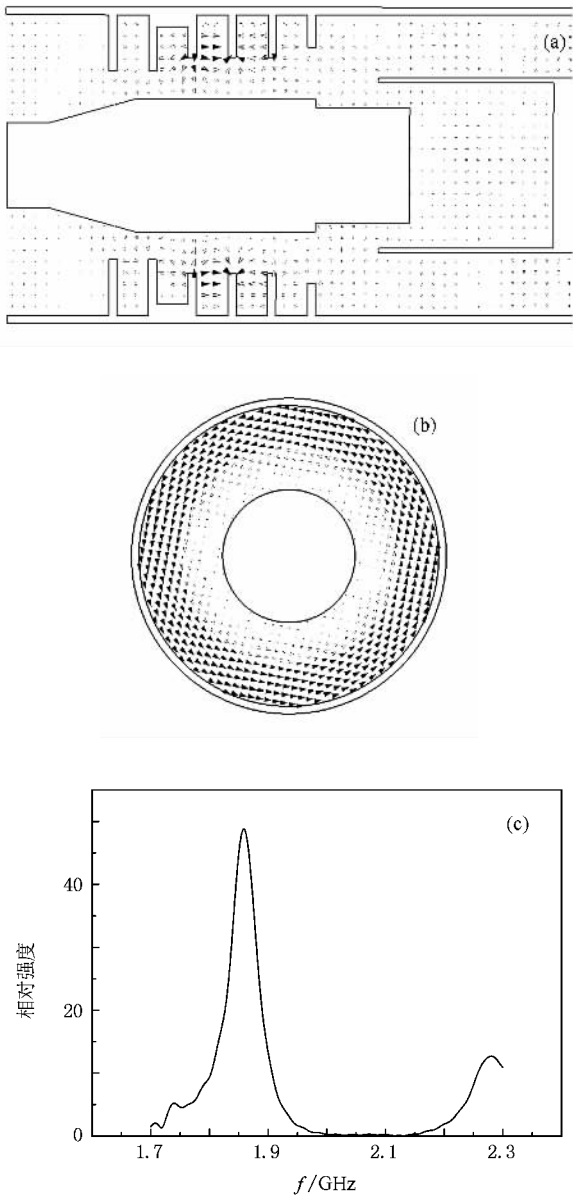


图7 TEM模激励下的频率响应及其场分布 (a) $z-r$ 平面上的电场分布, (b) $r-\theta$ 平面上的磁场分布, (c) 谐振腔频率响应

$$W_{in} + (-W_{out}) + W_0 = W, \quad (31)$$

即谐振腔内任意时刻的能量等于该时刻以前进入谐振腔的能量、离开谐振腔的能量以及初始时刻谐振腔内能量的总和. 研究 W_{in} 为零的损耗系统, 则 $P_m = -dW_m/dt$, 代入 (30) 式可得

$$\frac{-2\pi f_m dt}{Q_L} = \frac{dW_m}{W_m}. \quad (32)$$

在 t_1-t_2 范围内对 (32) 式积分可得

$$Q_L = \frac{-2\pi f_m (t_2 - t_1)}{\ln \left[\frac{W_m(t_2)}{W_m(t_1)} \right]}, \quad (33)$$

式中 f_m 为第 m 个模式的固有频率, 为已知量. 根据 (33) 式求出 HEM_{11} 模有载品质因数为 110, TM_{00} 模有载品质因数为 51.8, 远小于 HEM_{11} 模, 器件工作模式为 HEM_{11} 模.

5. 原理性实验

利用中国工程物理研究院 MILO 实验平台对本文所提出 HEM_{11} 模 MILO 结构进行了原理性实验. 经过实验过程中的调试和优化, 最终采用 2 个 A 类腔体, 3 个 B 类腔体, 并且适当降低 A 类腔体前两个叶片的内半径, 以增加阴极上游的电流发射密度, 输出微波经同轴输出段直接向外辐射. 此时 HEM_{11} 模和 TM_{00} 模对应的开放腔谐振频率分别为 1.98 和 1.91 GHz.

器件的工作电压和电流分别用电阻分压器和 Rogowski 线圈测量. 为了防止接收波导处波导-同轴转换接头的射频击穿, 采用 S 波段接收波导对输出微波进行远场测量^[7], 在距离辐射天线 4.2 m 处用 BJ32 开口波导 (2.6—3.95 GHz) 接收微波信号. 通过对示波器采集到的信号进行快速傅里叶变换得到微波频率, 通过测试波导在不同位置处的接收功率密度可以得到辐射微波的模式和功率^[7].

实验过程中二极管和器件内真空度约为 0.02 Pa. 对每一个状态进行多次实验得到稳定输出结果, 当二极管的电压约为 480 kV, 电流约为 39 kA 时输出微波功率为 1.2 GW, 功率转换效率约为 6.5%. 图 8 为天线远场典型的微波信号, 其中图 8(a) 和 (b) 为典型微波信号波形和频谱, 图 8(c) 为检波后信号波形. 从图 8 可见, 微波频率为 1.98 GHz, 与理论分析一致, 其检波波形半高宽约为 40 ns. 远场不同角度的功率密度分布以及同轴波导 TE_{11} 模的远场方向图如图 9 所示. 从图 9 可见, 微波功率密度分布与 TE_{11} 模相符. 根据理论分析, 同轴输出段只存在 4 个可能的传播模式, 分别是 TEM, TE_{11} , TE_{21} 和 TE_{31} 模, 其中只有 TE_{11} 模具有轴向最大的远场方向图. 综合以上分析, 可以判断辐射微波模式为 TE_{11} 模, 对应的器件工作模式为 HEM_{11} 模.

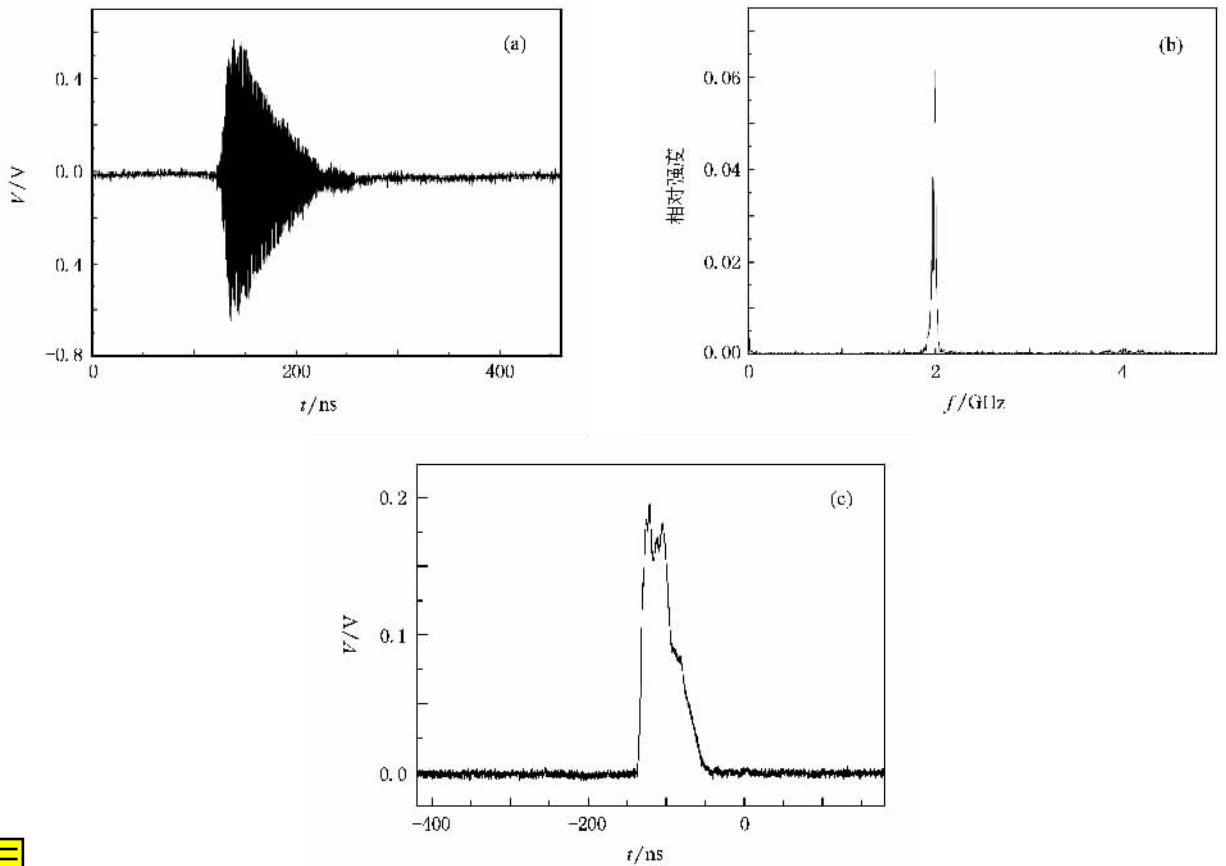


图 8 远场典型的微波信号 (a) 典型微波波形 (b) 频谱 (c) 经检波后的波形

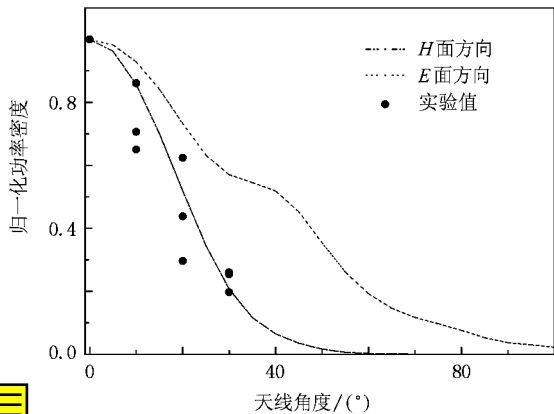


图 9 天线远场不同角度的功率密度分布

6. 结 论

本文通过对 MILO 同轴慢波结构中对称模和非对称模的研究,提出了一种 HEM₁₁ 模工作的 MILO 结构.这种器件谐振在角向非对称模式能在同轴收集极区域感应出 TE₁₁ 模输出,不需要连接结构复杂的模式变换器,使 MILO 可以做得更短、更小,有利于实际应用.通过对开放腔模型的分析,得到了 HEM₁₁ 模的谐振频率和有载品质因数,并与 TM₀₀ 模作了对比.利用中国工程物理研究院 MILO 实验平台对本文所提出 HEM₁₁ 模 MILO 结构进行了实验验证,结果表明器件设计合理,可以有效地抑制 TM₀₀ 模,使器件工作在 HEM₁₁ 模式.

[1] Lemke R W, Clark M C 1987 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **62** 3436
 [2] Barker R J, Schamiloglu E 2001 *High Power Microwave Sources and Technologies* (Wiley: IEEE Press)

[3] Lemke R W, Calico S E, Clark M C 1997 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25** 364
 [4] Haworth M D, Engler T J T, Hendricks K J, Lemke R W,

- Luginsland J W , Shiffler D S Spencer T A 2000 *Rev. Sci. Instrum.* **71** 1539
- [5] Eastwood J W , Hawkins K C , Hook M P 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 698
- [6] Ashby D E T F , Eastwood J W , Allen J , Hawkins K C , Lea L M 1995 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **23** 959
- [7] Chen D B , Fan Z K , Dong Z W , Wu Z , Zhou H J , Guo Y H , He H , Gong H T , An H S 2006 *Proc. EAPPC* 549
- [8] Liu Q X , Yuan C W 2004 *High Power Laser and Particle Beams* **16** 1421 (in Chinese) [刘庆想、袁成卫 2004 强激光与粒子束 **16** 1421]
- [9] Yuan C W , Liu Q X , Zhong H H 2005 *High Power Laser and Particle Beams* **17** 1405 (in Chinese) [袁成卫、刘庆想、钟辉煌 2005 强激光与粒子束 **17** 1405]
- [10] Hurtig T , Möller C , Larsson A , Nyholm S E 2006 *Proc. EAPPC* 545
- [11] Zhang K Q , Li D J 1994 *Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics* (Beijing :Publishing House of Electronics Industry) (in Chinese) [张克潜、李德杰 1994 微波与光电子学中的电磁理论 (北京 : 电子工业出版社)]
- [12] Zhang X P , Zhong H H 2004 *High Power Laser and Particle Beams* **16** 363 (in Chinese) [张晓萍、钟辉煌 2004 强激光与粒子束 **16** 363]
- [13] Li Z H , Meng F B , Chang A B , Hu K S 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3627 (in Chinese) [李正红、孟凡宝、常安碧、胡克松 2004 物理学报 **53** 3627]

High frequency characteristics of a magnetically insulated transmission line oscillator oscillating in HEM_{11} mode

Wang Dong^{1)†} Chen Dai-Bing²⁾ Fan Zhi-Kai²⁾ Deng Jing-Kang¹⁾

¹⁾ *Department of Physics , Tsinghua University , Beijing 100084 , China*

²⁾ *Institute of Applied Electronics , China Academy of Engineering Physics , Mianyang 621900 , China*

(Received 31 August 2007 ; revised manuscript received 22 October 2007)

Abstract

Coaxial disk-loaded waveguide has been widely used in magnetically insulated transmission line oscillators (MILO). Although TM_{00} mode is assumed to be its main mode , the asymmetric mode might be excited by slight asymmetry of the structure , asymmetric emission of the beam , or both . So the research on asymmetric mode in coaxial disk-loaded waveguide is necessary . The general eigen equation with both symmetric and asymmetric modes in coaxial disk-loaded slow-wave structures is theoretically analyzed . Then , a HEM_{11} mode working MILO is designed and a tentative experiment is carried out to test its performance . Employing an electron beam of about 480 kV and 39 kA , HEM_{11} mode working MILO generates a high power microwave output of about 1.2 GW with 40 ns pulse duration at 1.98 GHz . The power conversion efficiency is about 6.5% and the generated microwave mode is TE_{11} in the coaxial output region .

Keywords : magnetically insulated transmission line oscillator , high frequency characteristics , HEM_{11} mode , open cavity

PACC : 4110H , 4190 , 2900