

开敞型角向周期加载金属柱圆波导的注波相互作用线性理论研究*

刘漾 魏彦玉[†] 沈飞 许雄 刘洋 赖剑强 黄明智 唐涛 宫玉彬

(电子科技大学物理电子学院, 微波电真空器件国家级重点实验室, 成都 610054)

(2011年11月23日收到; 2011年12月15日收到修改稿)

提出了一种可应用于毫米波功率放大器中的新型慢波结构——开敞型角向周期加载金属柱圆波导结构, 并且在相互作用通道内, 引入了薄环形电子注, 推导出了此时的“热”色散方程, 并且对基于该新型慢波结构的行波管的小信号增益特性进行了深入探讨. 通过数值方法研究了金属柱尺寸和电子注参数对器件线性特性的影响. 结果表明: 通过对金属柱尺寸的适当设计, 可以获得更高的增益值. 与封闭型结构的比较结果表明, 开敞型角向周期加载金属柱圆波导结构能够有效地提高小信号增益, 并且对带宽的影响不大. 研究结果为研制基于此新型慢波系统的毫米波行波管奠定了理论基础.

关键词: 开敞型角向周期加载金属柱圆波导, 热色散方程, 小信号增益, 行波管

PACS: 84.40.Fe, 84.30.Le, 85.45.Bz

1 引言

毫米波行波管作为一类非常重要的高功率辐射源, 被广泛应用于毫米波雷达、战术通信、电子对抗以及辐射测量等众多领域^[1-5]. 而慢波结构作为进行注波互作用的部件, 则是行波管的核心, 其性能直接决定了器件的技术水平. 当工作频率提高到毫米波段的时候, 由于加工精度, 散热能力等因素的限制, 使得行波管的输出功率严重下降^[6-10]. 因此, 寻求一种宽频带、大功率以及结构简单易于加工的新型慢波结构是十分必要的.

角向周期加载金属柱圆波导结构被认为是一种很有潜力应用于高功率毫米波行波管中的慢波结构^[11,12], 它是从被广泛应用于契伦科夫器件中的介质环结构的基础上改进而来的. 通过在高频结构中的介质层表面涂一层很薄的导电薄膜, 其厚度远远小于介质层内表面的趋肤深度, 可以避免电荷

积累^[13]. 与传统的慢波结构相比, 角向周期加载金属柱圆波导结构具有结构简单、较高的功率容量以及良好的带宽特性等优点. 但是, 该结构是一个过模器件, 所需要的工作模式 TM_{01} 并不是基模, 因此存在模式竞争的风险, 可能会对行波管电路工作的稳定性造成影响. 因此, 为了解决这个问题, 一种全新的开敞型角向周期加载金属柱圆波导结构被提出. 新结构是将封闭型结构中的金属屏蔽壳去掉, 形成开敞结构, 具体的结构如图 1 所示. 通过适当的尺寸设计, 新结构可以有效地抑制模式竞争^[14], 从而有希望提高行波管的注-波相互作用效率和器件工作的稳定性. 通过与相同尺寸的封闭型结构高频特性的比较可以发现, 开敞型结构能够有效地提高耦合阻抗, 同时结构的改变对色散特性的影响很小, 因此, 基于这种开敞型角向周期加载金属柱圆波导结构的行波管有望获得更高的相互作用效率^[14].

本文在新结构的电子注通道内引入薄环形电子注, 并且假设该电子注的厚度为无限薄, 即分析

* 国家杰出青年科学基金 (批准号: 61125103)、国家自然科学基金 (批准号: 60971038) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: ZYGX2009Z003) 资助的课题.

[†] E-mail: yywei@uestc.edu.cn

中不考虑电子注的厚度. 采用场匹配的方法, 建立了开敞型角向周期加载金属柱圆波导慢波系统相互作用的自洽场理论模型, 推导出了小信号条件下的“热”色散方程, 分析了结构尺寸和电子注参数对小信号增益的影响. 最后, 比较了开敞型结构和封闭型结构的增益特性.

2 引入环形电子注情况下的场分布

开敞型角向周期加载金属柱圆波导结构如图 1 所示. 图 1 中 h 表示慢波结构的长度, R_1 是介质层的外半径, R_2 是金属柱的内半径, R_3 是介质层的内半径, R_{beam} 是无限薄环形电子注的半径, 金属柱厚度 $d = R_1 - R_2$, 金属柱角度 $\varphi_{L,i} = \varphi_{e,i} - \varphi_{s,i}$. 慢波系统角向周期表示为 $\varphi_p = 2\pi/N$, 这里, N 为金属柱的个数.

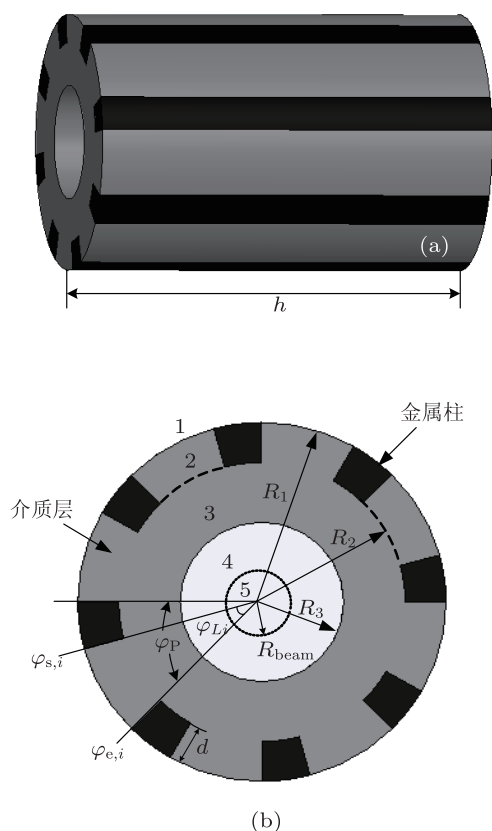


图 1 开敞型角向周期加载金属柱圆波导结构示意图 (a) 三维模型; (b) 理论分析模型

在电子注通道内引入一个薄环形电子注, 轴向初速度为 $v_e = v_0 \mathbf{e}_z$, 其环形电子注的面密度^[15]表示为

$$n_0(r) = n_b \Delta R_{\text{beam}} \delta(r - R_{\text{beam}}), \quad (1)$$

其中, n_b 表示电子注的体密度, 环形电子注的厚度和半径分别由 ΔR_{beam} 和 R_{beam} 表示. 此外, 在下面的分析过程中, U_0 , I_0 和 v_e 分别表示电压、电流以及环形电子注的初速度.

通过求解 Maxwell 方程组、电子的运动方程和连续性方程, 就可以得到引入电子注情况下的“热”色散方程. 为了分析简便, 我们将该结构在柱坐标 (r, φ, z) 下, 沿径向 r 分为 5 个区域: 区域 1 ($r > R_1$), 区域 2 ($R_2 < r < R_1$), 区域 3 ($R_3 < r < R_2$), 区域 4 ($R_{\text{beam}} < r < R_3$) 和区域 5 ($r < R_{\text{beam}}$). 假设高频场随时间 t 和 z 的变化系数为 $e^{(j\omega t - j\beta z)}$, 因为这个因子对各个场分量都是一致的, 所以我们省略掉这个变化系数 $e^{(j\omega t - j\beta z)}$. 在下面的推导过程中, 给出了各区域的纵向场分量表达式, 其余的场分量可以通过纵向场法求得. 其中, ω 表示角频率, β 表示电磁波的相位常数, ϵ_r 表示介质材料的相对介电常数. 此外, 高频场在角向变化的周期, 也就是模式的角向阶数, 本文中由 m 表示. 区域 1 ($r > R_1$):

$$\begin{aligned} E_{1z} &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_{1n} K_{k_n^I} (k_{c1} r) \exp(jk_n^I \varphi), \\ E_{1\varphi} &= \frac{-j\beta}{k_{c1}^2} \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} E_{1z}, \\ E_{1r} &= \frac{-j\beta}{k_{c1}^2} \frac{\partial}{\partial r} E_{1z}, \\ H_{1\varphi} &= \frac{-j\omega \epsilon_r \epsilon_0}{k_{c1}^2} \frac{\partial}{\partial r} E_{1z}, \\ H_{1r} &= \frac{j\omega \epsilon_r \epsilon_0}{k_{c1}^2} \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} E_{1z}. \end{aligned} \quad (2)$$

区域 2 ($R_2 < r < R_1$):

在这一个分区内, 由于角向周期性加载了金属柱, 该区的场沿 φ 方向呈现驻波的形式, 可以展开为一系列无限本征驻波求和的形式, 于是就可以得到第二个区域的场表达式

$$\begin{aligned} E_{2z,i} &= \sum_{l=1}^{+\infty} [A_{l,i} J_{k_{l,i}} (k_{c2} r) + B_{l,i} Y_{k_{l,i}} (k_{c2} r)] \\ &\quad \times \sin[k_{l,i} (\varphi - \varphi_{s,i})]. \end{aligned} \quad (3)$$

区域 3 ($R_3 < r < R_2$):

$$\begin{aligned} E_{3z} &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [A_{3n} J_{k_n^{\text{III}}} (k_{c3} r) + B_{3n} Y_{k_n^{\text{III}}} (k_{c3} r)] \\ &\quad \times \exp(jk_n^{\text{III}} \varphi). \end{aligned} \quad (4)$$

区域 4 ($R_{\text{beam}} < r < R_3$):

$$E_{4z} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [A_{4n} I_{k_n^{\text{IV}}}(k_{c4} r) + B_{4n} K_{k_n^{\text{IV}}}(k_{c4} r)] \times \exp(jk_n^{\text{IV}} \varphi). \quad (5)$$

区域 5 ($r < R_{\text{beam}}$):

$$E_{5z} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_{5n} I_{k_n^{\text{V}}}(k_{c5} r) \exp(jk_n^{\text{V}} \varphi). \quad (6)$$

(2)—(6) 式中, $A_{1n}, A_{l,i}, B_{l,i}, A_{3n}, B_{3n}, A_{4n}, B_{4n}$ 和 A_{5n} 为各区幅值系数, $J_{kn}(k_c r), Y_{kn}(k_c r), I_{kn}(k_c r), K_{kn}(k_c r)$ 为第一类、第二类贝塞尔函数和变态贝塞尔函数, 其中, $k_n^{\text{I}} = k_n^{\text{II}} = k_n^{\text{IV}} = k_n^{\text{V}} = nN + m$, 以及 $k_{l,i} = l\pi/\varphi_{L,i}; k_{c2}^2 = k_{c3}^2 = k_0^2 \varepsilon_r - \beta^2$, $k_{c1}^2 = k_{c4}^2 = k_{c5}^2 = \beta^2 - k_0^2$ 分别表示区域 1, 2, 3, 4, 5 的径向传播常数; $k_0^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$ 表示自由空间波数; ε_0 为真空中的介电常数; μ_0 为真空中的导磁系数.

3 “热”色散方程

在交界面 $r = R_1, r = R_2, r = R_3$ 和 $r = R_4$ 上, 满足电场的切向分量连续, 即

$$\sum_{i=1}^N \int_{\varphi_{s,i}}^{\varphi_{e,i}} E_{2z,i}|_{r=R_2} d\varphi = \int_0^{2\pi} E_{1z}|_{r=R_2} d\varphi, \quad (7)$$

$$\sum_{i=1}^N \int_{\varphi_{s,i}}^{\varphi_{e,i}} E_{2z,i}|_{r=R_3} d\varphi = \int_0^{2\pi} E_{3z}|_{r=R_3} d\varphi, \quad (8)$$

$$\left\{ \begin{aligned} & \sum_{l=1}^{+\infty} \sum_{i=1}^N \left\{ \sum_{q=-\infty}^{+\infty} A_{1q} K_{k_q^{\text{I}}}(k_{c1} R_1) R(k_q^{\text{I}}, k_{l,i}) R(-k_n^{\text{I}}, k_{l,i}) \frac{2}{\varphi_{L,i}} \right\} - 2\pi A_{1n} K_{k_n^{\text{I}}}(k_{c1} R_1) = 0, \\ & \sum_{l=1}^{+\infty} \sum_{i=1}^N \left\{ \sum_{q=-\infty}^{+\infty} [A_{3q} J_{k_q^{\text{III}}}(k_{c3} R_2) + B_{3q} Y_{k_q^{\text{III}}}(k_{c3} R_2)] R(k_q^{\text{III}}, k_{l,i}) R(-k_n^{\text{III}}, k_{l,i}) \frac{2}{\varphi_{L,i}} \right\} \\ & - 2\pi [A_{3n} J_{k_n^{\text{III}}}(k_{c3} R_2) + B_{3n} Y_{k_n^{\text{III}}}(k_{c3} R_3)] = 0, \\ & A_{3n} J_{k_n^{\text{III}}}(k_{c3} R_3) + B_{3n} Y_{k_n^{\text{III}}}(k_{c3} R_3) - A_{4n} I_{k_n^{\text{IV}}}(k_{c4} R_3) - B_{4n} K_{k_n^{\text{IV}}}(k_{c4} R_3) = 0, \\ & \frac{-j\omega \varepsilon_r \varepsilon_0}{k_{c3}} [A_{3n} J'_{k_n^{\text{III}}}(k_{c3} R_3) + B_{3n} Y'_{k_n^{\text{III}}}(k_{c3} R_3)] + \frac{j\omega \varepsilon_0}{k_{c4}} [A_{4n} I'_{k_n^{\text{IV}}}(k_{c4} R_3) + B_{4n} K'_{k_n^{\text{IV}}}(k_{c4} R_3)] = 0, \\ & A_{4n} I_{k_n^{\text{IV}}}(k_{c4} R_5) + B_{4n} K_{k_n^{\text{IV}}}(k_{c4} R_5) - A_{5n} I_{k_n^{\text{V}}}(k_{c5} R_5) = 0, \\ & [k_{c4} I'_{k_n^{\text{IV}}}(k_{c4} R_5) - \varepsilon_d k_{c5}^2 K_{k_n^{\text{IV}}}(k_{c4} R_5)] A_{4n} + [k_{c4} I'_{k_n^{\text{IV}}}(k_{c4} R_5) - \varepsilon_d k_{c5}^2 K_{k_n^{\text{IV}}}(k_{c4} R_5)] B_{4n} \\ & - k_{c5} I'_{k_n^{\text{V}}}(k_{c5} R_5) A_{5n} = 0. \end{aligned} \right. \quad (15)$$

$$E_{3z}|_{r=R_4} = E_{4z}|_{r=R_4}, \quad (9)$$

$$E_{4z}|_{r=R_5} = E_{5z}|_{r=R_5}. \quad (10)$$

在交界面 $r = R_2, r = R_3$ 和 $r = R_4$ 上, 满足磁场的切向分量连续, 即

$$\int_{\varphi_{s,i}}^{\varphi_{e,i}} H_{2\varphi,i}|_{r=R_2} d\varphi = \int_{\varphi_{s,i}}^{\varphi_{e,i}} H_{1\varphi}|_{r=R_2} d\varphi, \quad (11)$$

$$\int_{\varphi_{s,i}}^{\varphi_{e,i}} H_{2\varphi,i}|_{r=R_3} d\varphi = \int_{\varphi_{s,i}}^{\varphi_{e,i}} H_{3\varphi}|_{r=R_3} d\varphi, \quad (12)$$

$$H_{3\varphi}|_{r=R_4} = H_{4\varphi}|_{r=R_4}. \quad (13)$$

为了简化分析, 假设在 $r = R_5$ 处引入的环形电子注的厚度为无限薄, 即在推导过程中不考虑电子注的厚度. 因为纵向电场径向的导数在电子注表面并不连续, 所以, 交界面 $r = R_5$ 上满足所谓的阶跃条件^[15,16]

$$\frac{dE_{4z}}{dr} \Big|_{r=R_5+} - \frac{dE_{4z}}{dr} \Big|_{r=R_5-} = \frac{\omega_p^2 dr}{\omega_d^2 \gamma^3} E_{4z}|_{r=R_5}, \quad (14)$$

上式中, ω_d 表示等离子频率, γ 表示相对论因子.

根据各区的场方程和边界条件, 经过正交化处理, 就可以得到一组关于各区域幅值系数的方程组:

当 (15) 式有非零解时, 即场幅值的系数行列式等于零, 就得出了存在电子注时, 开敞型角向周期加载金属柱圆波导结构的“热”色散方程, 该方程是一个无穷行、无穷列的行列式. 因此, 利用 MAT-

LAB 求解时, 必须根据精度要求取有限项进行计算. 这里取 $n = -1, 0, 1$, 从而转化为一个 18×18 的行列式, 于是“热”色散方程可以化简为 (16) 式:

$$\begin{vmatrix}
 A_{1,-1,-1}^{(1)} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{1,-1,0}^{(1)} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{1,-1,1}^{(1)} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 A_{1,0,-1}^{(1)} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{1,0,0}^{(1)} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{1,0,1}^{(1)} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 A_{1,1,0}^{(1)} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{1,1,0}^{(1)} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{1,1,1}^{(1)} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & A_{3,-1,-1}^{(2)} & B_{3,-1,-1}^{(2)} & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{3,-1,0}^{(2)} & B_{3,-1,0}^{(2)} & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{3,-1,1}^{(2)} & B_{3,-1,1}^{(2)} & 0 & 0 & 0 \\
 0 & A_{3,0,-1}^{(2)} & B_{3,0,-1}^{(2)} & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{3,0,0}^{(2)} & B_{3,0,0}^{(2)} & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{3,0,1}^{(2)} & B_{3,0,1}^{(2)} & 0 & 0 & 0 \\
 0 & A_{3,1,-1}^{(2)} & B_{3,1,-1}^{(2)} & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{3,1,0}^{(2)} & B_{3,1,0}^{(2)} & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{3,1,1}^{(2)} & B_{3,1,1}^{(2)} & 0 & 0 & 0 \\
 0 & A_{3,-1}^{(3)} & B_{3,-1}^{(3)} & A_{4,-1}^{(3)} & B_{4,-1}^{(3)} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{3,0}^{(3)} & B_{3,0}^{(3)} & A_{4,0}^{(3)} & B_{4,0}^{(3)} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{3,1}^{(3)} & B_{3,1}^{(3)} & A_{4,1}^{(3)} & B_{4,1}^{(3)} & 0 \\
 0 & A_{3,-1}^{(4)} & B_{3,-1}^{(4)} & A_{4,-1}^{(4)} & B_{4,-1}^{(4)} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{3,0}^{(4)} & B_{3,0}^{(4)} & A_{4,0}^{(4)} & B_{4,0}^{(4)} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{3,1}^{(4)} & B_{3,1}^{(4)} & A_{4,1}^{(4)} & B_{4,1}^{(4)} & 0 \\
 0 & 0 & 0 & A_{4,-1}^{(5)} & B_{4,-1}^{(5)} & A_{5,-1}^{(5)} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{4,0}^{(5)} & B_{4,0}^{(5)} & A_{5,0}^{(5)} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{4,1}^{(5)} & B_{4,1}^{(5)} & A_{5,1}^{(5)} \\
 0 & 0 & 0 & A_{4,-1}^{(6)} & B_{4,-1}^{(6)} & A_{5,-1}^{(6)} & 0 & 0 & 0 & A_{4,0}^{(6)} & B_{4,0}^{(6)} & A_{5,0}^{(6)} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{4,1}^{(6)} & B_{4,1}^{(6)} & A_{5,1}^{(6)}
 \end{vmatrix} = 0 \tag{16}$$

其中,

$$\begin{aligned}
 A_{1nq}^{(1)} &= \sum_{l=1}^{+\infty} \sum_{i=1}^N \left\{ \sum_{q=-\infty}^{+\infty} K_{k_q^I} (k_{c1} R_1) R(k_q^I, k_l^i) R(-k_n^I, k_l^i) \frac{2}{\varphi_{L,i}} \right\} - 2\pi \delta_{nq} K_{k_n^I} (k_{c1} R_1), \\
 A_{3nq}^{(2)} &= \sum_{l=1}^{+\infty} \sum_{i=1}^N \left\{ \sum_{q=-\infty}^{+\infty} J_{k_q^{\text{III}}} (k_{c3} R_2) R(k_q^{\text{III}}, k_l^i) R(-k_n^{\text{III}}, k_l^i) \frac{2}{\varphi_{L,i}} \right\} - 2\pi \delta_{nq} J_{k_n^{\text{III}}} (k_{c3} R_2), \\
 B_{3nq}^{(2)} &= \sum_{l=1}^{+\infty} \sum_{i=1}^N \left\{ \sum_{q=-\infty}^{+\infty} Y_{k_q^{\text{III}}} (k_{c3} R_2) R(k_q^{\text{III}}, k_l^i) R(-k_n^{\text{III}}, k_l^i) \frac{2}{\varphi_{L,i}} \right\} - 2\pi \delta_{nq} Y_{k_n^{\text{III}}} (k_{c3} R_2),
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_{3n}^{(3)} &= J_{k_n^{\text{III}}} (k_{c3} R_3), \\
 B_{3n}^{(3)} &= Y_{k_n^{\text{III}}} (k_{c3} R_3), \\
 A_{4n}^{(3)} &= -I_{k_n^{\text{IV}}} (k_{c4} R_3), \\
 B_{4n}^{(3)} &= -K_{k_n^{\text{IV}}} (k_{c4} R_3), \\
 A_{3n}^{(4)} &= -\frac{j\omega \varepsilon_r \varepsilon_0 J'_{k_n^{\text{III}}} (k_{c3} R_3)}{k_{c3}}, \\
 B_{3n}^{(4)} &= -\frac{j\omega \varepsilon_r \varepsilon_0 Y'_{k_n^{\text{III}}} (k_{c3} R_3)}{k_{c3}}, \\
 A_{4n}^{(4)} &= \frac{j\omega \varepsilon_0 I'_{k_n^{\text{IV}}} (k_{c4} R_3)}{k_{c4}}, \\
 B_{4n}^{(4)} &= \frac{j\omega \varepsilon_0 K'_{k_n^{\text{IV}}} (k_{c4} R_3)}{k_{c4}}, \\
 A_{4n}^{(5)} &= I_{k_n^{\text{IV}}} (k_{c4} R_5), \\
 B_{4n}^{(5)} &= K_{k_n^{\text{IV}}} (k_{c4} R_5), \\
 A_{5n}^{(5)} &= -I_{k_n^{\text{V}}} (k_{c5} R_5),
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_{5n}^{(6)} &= -k_{c5} I'_{k_n^{\text{V}}} (k_{c5} R_5), \\
 A_{4n}^{(6)} &= k_{c4} I'_{k_n^{\text{IV}}} (k_{c4} R_5) - \varepsilon_d k_{c5}^2 I_{k_n^{\text{IV}}} (k_{c4} R_5), \\
 B_{4n}^{(6)} &= k_{c4} K'_{k_n^{\text{IV}}} (k_{c4} R_5) - \varepsilon_d k_{c5}^2 K_{k_n^{\text{IV}}} (k_{c4} R_5), \\
 \varepsilon_d &= \frac{\omega_p^2 dr}{\omega_d^2 \gamma^3} = \frac{I_0 v_e \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}}{4\pi R_5 \gamma^3 U_0 c (k_0 - \beta v_e / c)^2}, \\
 v_e &= \sqrt{2\eta U_0} \sqrt{\sqrt{\frac{\eta^2 U_0^2}{c^4} + 1} - \frac{\eta U_0}{c^2}}, \\
 \omega_p &= \omega - \beta v_e, \quad \gamma = 1 / \sqrt{1 - v_e^2 / c^2}, \\
 \omega_d^2 &= \frac{en_0}{m\varepsilon_0}, \quad \eta = \frac{e}{m}.
 \end{aligned}$$

e 表示电子电量, m 表示电子质量, c 表示光速.

4 数值计算及结果分析

当 $\omega_p = 0$ 时, 也就是没有电子注存在, (16) 式退化为文献 [14] 中的“冷”色散方程. 在注-波互作

用过程中, 电子注与高频结构中的慢电磁波发生相互作用, 当满足同步条件时, 两者之间可以进行有效的能量交换, 实现微波能量的放大. 下面, 我们将通过 MATLAB 数值求解方程 (16), 就可以得到开敞型角向周期加载金属柱圆波导结构单位长度的小信号增益:

$$G = 20 \lg(\exp[\text{Im}(\beta L)]) = 8.686 \text{Im}(\beta L), \quad (17)$$

式中, Im 表示复数解的虚部, L 慢波结构的长度, 其中 G 的单位为 dB 每单位长度.

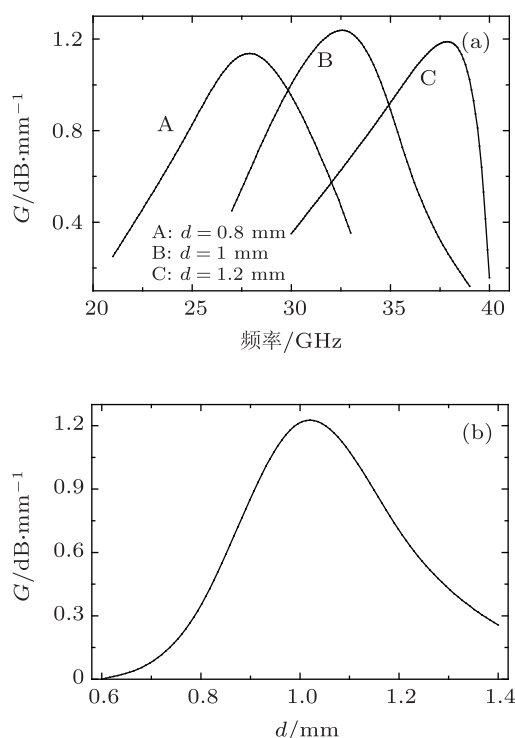


图2 金属柱厚度 d 对小信号增益曲线的影响 (a) 不同工作频率; (b) 工作频率为 33 GHz

根据本文推导的线性理论, 我们将仔细讨论结构尺寸和电子注参数变化对小信号增益特性的影响. 首先, 在图 2 中, 给出了慢波结构尺寸为 $\varepsilon = 10$, $R_1/R_4 = 2.25$, $\varphi_{L,i}/\varphi_p = 1/3$, $N = 8$, $R_4 = 2 \text{ mm}$, $R_5 = 1.5 \text{ mm}$, 电子注参数为 $U_0 = 53 \text{ kV}$, $I_0 = 1 \text{ A}$ 时, 改变金属柱厚度 d , 线性增益随着频率的变化趋势. 从图 2(a) 中可以看出, 金属柱厚度 d 分别取 0.6 , 1 和 1.2 mm 时, 增益峰值先增加后减小, 对带宽的影响不大, 这与之前对开敞型结构的“冷”色散特性的分析结果是一致的. 此外, 我们还在图 2(b) 中研究了当最佳工作点频率固定为 33 GHz 时, 小信号增益随着金属柱厚度的变化规律. 金属柱厚度 d 对小信号增益的影响相当明显, 从图 2(b) 中可以清

楚地看到, 随着厚度 d 的增加, 增益先增加后减小, 这与图 2(a) 中的变化趋势一致. 因此, 可以得出这样的结论: 在其他参数保持不变的情况下, 存在一个最佳的金属柱厚度使得增益最大. 这里, 针对本文 $K\alpha$ 波段的具体设计, $d = 1 \text{ mm}$ 是最佳参数值.

金属柱角度 $\varphi_p - \varphi_{L,i}$ 在小信号条件下对注 - 波相互作用的影响如图 3 所示. 这里, 金属柱的厚度 $d = 1 \text{ mm}$, 其余参量取值与图 2 中相同. 图 3 的结果表明, 随着金属柱角度 $\varphi_p - \varphi_{L,i}$ 的增大, 小信号增益的峰值在增加, 带宽却在减小. 这是因为随着金属柱角度的减小, 使得整个结构的平均介电常数增加, 这将导致归一化相速减小, 最佳工作点向低频端移动, 使得色散变强, 耦合阻抗增加. 同时, 应该注意到金属柱角度的增加会降低结构的开敞性. 因此, 为了提高行波管的相互作用性能, 同时考虑到金属柱角度对新结构抑制模式竞争的影响^[14], 设计时必须对金属柱的结构参数进行认真优化. 综合考虑 $\varphi_p - \varphi_{L,i}$ 取为 25° 较为合适.

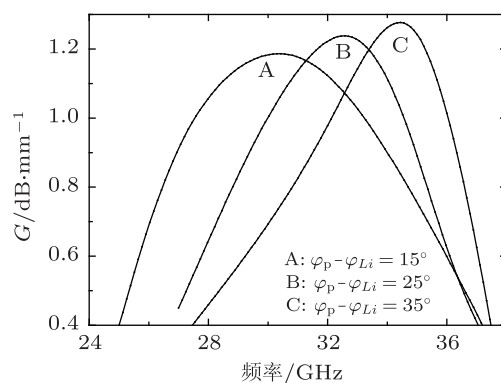


图3 金属柱角度 φ 对小信号增益曲线的影响

电子注电压 U_0 对开敞型结构的小信号增益特性的影响如图 4 所示. 这里, 我们计算了同步工作电压分别为 51 , 53 和 55 kV 时, 线性增益随着频率的变化情况. 因为电子注的速度由电子注的电压决定, 只有当电子注的速度和电磁波的相速满足同步条件的时候, 注 - 波相互作用最强, 增益达到最大值. 图 4 中的结果表明, 在其他结构参数保持不变时, 随着电子注电压 U_0 的增加, 增益峰值随之增加, 且向低频段移动. 同时应该注意到, 相互作用带宽随之减小. 这样就存在一个优化的电子注电压参数, 使得增益和带宽性能都能够获得很好的兼顾.

电子注电流 I_0 是另一个重要的电子注参数, 它

正比于皮尔斯增益参量, 所以, 随着电子注电流 I_0 的增加, 小信号增益明显增大, 这正如图 5 中的结果所示. 图 5 给出了工作频率 $f = 33 \text{ GHz}$, $\varepsilon = 10$, $R_1/R_4 = 2.25$, $\varphi_{L,i}/\varphi_p = 5/9$, $N = 8$, $d = 1 \text{ mm}$, $R_4 = 2 \text{ mm}$, $R_5 = 1.5 \text{ mm}$, $U_0 = 53 \text{ kV}$ 时, 电子注电流 I_0 对小信号增益曲线的影响. 然而, 在具体的设计中, 并不能选择过大电流, 这是因为电子注电流过高不仅会增加聚焦系统的难度, 同时还非常不利于电子注的传输, 特别是在毫米波放大器中这种问题尤为突出.

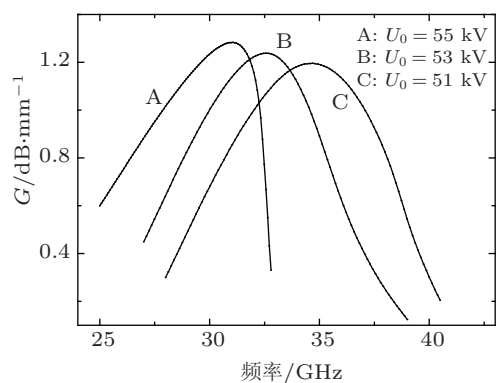


图 4 电子注电压 U_0 对小信号增益曲线的影响

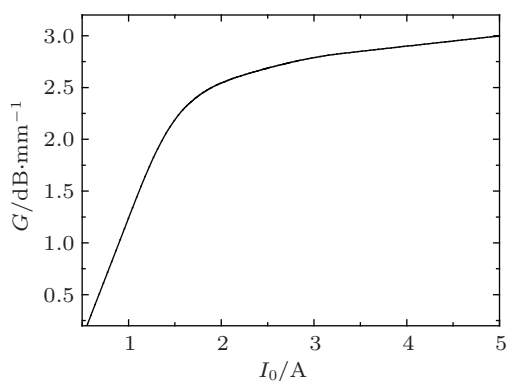


图 5 电子注电流 I_0 对小信号增益曲线的影响

从图 6 中可以得出环形电子注半径 R_5 对小信号增益的影响规律. 当工作频率选择为 $f = 33 \text{ GHz}$ 时, 线性增益的峰值随着电子注半径的增加而增加. 这可以解释为当电子注远离介质层表面的时候, 因为纵向电场的快速衰减, 高频场和电子注的相互作用也会迅速减弱. 反之, 电子注越靠近介质层表面, 与纵向电场的相互作用就越强, 但同时会增加聚焦系统的难度.

最后, 在结构尺寸和电子注参数相同的情况

下 ($U_0 = 53 \text{ kV}$, $I_0 = 1 \text{ A}$), 比较了开敞型结构和封闭型结构的线性增益特性, 如图 7 所示. 这里, 两种结构的参数与文献 [14] 中相同. 曲线 A 和 B 分别表示新结构和封闭型结构的小信号增益随着频率变化的关系. 从两种结构增益特性的比较结果中可以看出, 基于开敞型角向周期加载金属柱圆波导结构的行波管能够有效地提高线性增益, 并且对带宽的影响很小. 这就说明新结构可以在保证带宽要求的情况下, 明显地提高注波相互作用效率.

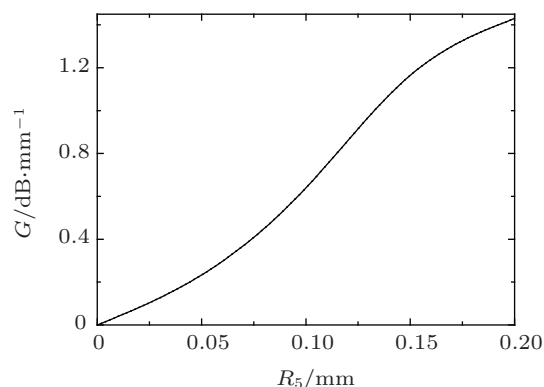


图 6 电子注半径 R_5 对小信号增益曲线的影响

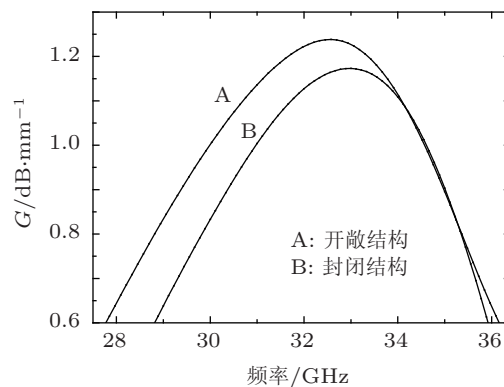


图 7 相同工作条件下开敞型结构和封闭型结构增益特性的比较

5 结论

本文提出了一种全新的开敞型角向周期加载金属柱慢波结构, 建立了该慢波系统注波相互作用的自洽场理论模型, 推导出了引入环形电子注后的“热”色散方程. 根据本文所得到的线性理论, 采用数值方法研究了结构尺寸和电子注参数对小信号增益和带宽的影响. 结果表明, 金属柱尺寸对增益的影响较为明显, 并且存在一组最优的参数使得

带宽和增益获得很好的兼顾. 最后, 通过和封闭型结构小信号增益的比较发现, 对带宽影响不大的情况下, 新结构具有更高的增益, 非常有希望获得更高的相互作用效率. 此外, 开敞型结构还能够有效地

提高器件工作的稳定性^[14]. 因此, 该结构的提出对研发适用于毫米波行波管中的新型慢波结构提供了一种新的方案, 本文推导的相关理论也将对研制此类毫米波行波管具有指导意义.

-
- [1] Feng J J, Hu Y F, Cai J, Wu X P, Tang Y 2010 *Vacuum Electronics* **2** 27 (in Chinese) [冯进军, 胡银富, 蔡军, 邬显平, 唐焯 2010 真空电子技术 **2** 27]
- [2] Chong C K, Davis J A 2005 *IEEE Trans. Electron Dev.* **52** 2
- [3] Qu B, Feng J J 2010 *Vacuum Electronics* **2** 16 (in Chinese) [瞿波, 冯进军 2010 真空电子技术 **2** 16]
- [4] Ding Y G, Liu P K, Zhang Z C, Wang Y 2011 *Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference Bangalore, India*, February 21–24, 2011 p525
- [5] Wang G Q, Wang J G, Li X Z, Fan R Y, Wang X Z, Wang X F, Tong C J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8459 (in Chinese) [王光强, 王建国, 李小泽, 范如玉, 王行舟, 王雪峰, 童长江 2010 物理学报 **59** 8459]
- [6] Hu Y L, Yang Z H, Li B, Li J Q, Huang T, Jin X L, Zhu X F, Liang X P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5439 (in Chinese) [胡玉禄, 杨中海, 李斌, 李建清, 黄桃, 金晓林, 朱小芳, 梁献普 2010 物理学报 **59** 5439]
- [7] Vancil B K 2004 *Proceedings of the 5th International Vacuum Electron Sources Conference Beijing, China*, September 6–10, 2004 p23
- [8] Hao B L, Xiao L, Liu P K, Li G C, Jiang Y, Yi H X, Zhou W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3118 (in Chinese) [郝保良, 肖刘, 刘濮鲲, 李国超, 姜勇, 易红霞, 周伟 2009 物理学报 **58** 3118]
- [9] Gong Y B, Wei Y Y, Huang M Z 2008 *Global Symposium on Millimeter Waves Nanjing, China*, April 21–24, 2008 pp337–339
- [10] He J, Wei Y Y, Gong Y B, Duan Z Y, Wang W X 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2843 (in Chinese) [何俊, 魏彦玉, 宫玉彬, 段兆云, 王文祥 2010 物理学报 **59** 2843]
- [11] Liu Y, Wei Y Y, Gong Y B, Wang W X 2010 *IEEE Trans. Electron Dev.* **57** 2019
- [12] Liu Y, Wei Y Y, Gong Y B, Gong H R, Xu J, Yue L N, Wang W X 2011 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 1673
- [13] Leou K C, McDermott D B, Luhmann N C Jr 1992 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **20** 188
- [14] Liu Y, Wei Y Y, Xu J 2012 *Chin. Phys. B* **21** 048403
- [15] Freund J P, Kodis M A, Vanderplaats N R 1992 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **20** 543
- [16] He J, Wei Y Y, Gong Y B, Duan Z Y, Lu Z G, Wang W X 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6659 (in Chinese) [何俊, 魏彦玉, 宫玉彬, 段兆云, 路志刚, 王文祥 2010 物理学报 **59** 6659]

Linear analysis of open-style dielectric-lined azimuthally periodic circular waveguide*

Liu Yang Wei Yan-Yu[†] Shen Fei Xu Xiong Liu Yang Lai Jian-Qiang
Huang Ming-Zhi Tang Tao Gong Yu-Bin

(National Key Laboratory of Science and Technology on Vacuum Electronics, School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 23 November 2011; revised manuscript received 15 December 2011)

Abstract

A novel slow-wave structure, i.e., an open-style dielectric-lined azimuthally periodic circular waveguide (open-style DLAP-CW) which can be applied to millimeter wave traveling-wave tube, is proposed. The hot dispersion characteristics are derived by the self-consistent relativistic field theory. And the electron beam interaction in the novel slow-wave structure (SWS) is analyzed in a linear frame. The linear gain characteristics of the DLAP-CW is studied analytically for dimensions of the improved SWS and the parameters of the electron beam. The results illustrate that selecting the appropriate dimensions of the metal rods can improve the small-signal gain. Finally, a comparison of the small-signal gain of this structure with a close-style DLAP-CW is made, and the results validate that the novel SWS has an advantage over the close-style DLAP-CW in gain with little influence on the bandwidth, which can potentially improve electron efficiency in the beam wave interaction. The research in this paper will also be a foundation of the theory for open-style dielectric-lined azimuthally periodic circular waveguide traveling-wave tube.

Keywords: open-style dielectric-lined azimuthally periodic circular waveguide, hot dispersion characteristics, small-signal gain, traveling-wave tube

PACS: 84.40.Fe, 84.30.Le, 85.45.Bz

* Project supported by the National Science Fund for Distinguished Young Scholars of China (Grant No. 61125103), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60971038), and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. ZYGX2009Z003).

[†] E-mail: yywei@uestc.edu.cn