

休斯结构多间隙耦合腔的稳定性分析

崔健^{1)2)†} 罗积润¹⁾ 朱敏¹⁾ 郭炜¹⁾

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) (中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2010年7月22日收到; 2010年8月10日收到修改稿)

基于空间电荷波理论, 导出了 N 间隙休斯结构耦合腔中注-波耦合系数和电子注电导计算公式, 通过计算耦合腔中电子注的品质因数来分析电路的稳定性. 研究表明, 随着间隙数目 N 的增加, 工作模式 (2π 模) 稳定性对直流工作电压更加敏感, 同时其他寄生模式的抑制会愈加困难. 以三间隙休斯结构耦合腔为例, 通过合理选择工作电压, 2π 模可以稳定工作, 通常靠近 2π 模的 $\pi/2$ 模可能更容易引发自激振荡.

关键词: 休斯结构多间隙耦合腔, 耦合系数, 电子注电导, 稳定性

PACS: 11. 25. - w, 11. 40. - q, 33. 15. Vb

1. 引言

分布互作用器件是 20 世纪六七十年代发展起来的一种真空电子器件, 由于其能够在毫米波亚毫米波段提供大功率输出, 已经在卫星通信、气候观测、深空拓扑成像等项目得到广泛应用^[1-8]. 其中分布互作用速调管结合了速调管技术和行波管技术, 在高频率条件下实现了高增益、宽带宽、高功率和高可靠性方面的要求. 它用多间隙耦合腔来代替普通速调管中的单间隙重入式谐振腔, 不仅增加了速调管的增益带宽积, 而且由于采用多个间隙可以大大增加腔体的内表面积, 使管子在高频段工作时仍具有较大的功率容量. 同时, 多个间隙使得腔的每个间隙上的电场强度大大降低, 减少了高频间隙击穿的可能, 有利于峰值功率的提高.

多间隙耦合腔相互之间除了由漂移管连接之外, 还通过耦合槽连接, 因此谐振腔之间存在直接的电磁耦合, 这使得多间隙耦合腔存在多个谐振模式^[9,10]. 随着间隙数目的增加, 工作模式自激振荡更容易, 同时寄生模式抑制也会变得更加困难^[1,2]. 有关双间隙耦合腔工作模式稳定性及其寄生模式的抑制已经得到深入研究^[2,11,12], 并被作为输出回路广泛应用于速调管研制中^[13-15]. 不过,

随着间隙数目增加, 谐振模式会更多, 并且不同模式激励起的间隙电场不同, 它们与电子注之间同步耦合过程中的稳定性对分布作用速调管的正常工作很重要.

通常电子注电导被用来作为电子注与间隙电场相互作用的表征^[2]. 不过, 电子注电导只能反映电子注与间隙电场能量交换的强弱, 不能体现间隙电场本身大小的影响. 特性阻抗 (R/Q) 反映了在一定储能下某一模式间隙电压的大小, 能够有效地体现电场的作用. 本文选用电子注品质因数倒数 $1/Q_0$ 来衡量模式的自激能力, 它是电子注电导和特性阻抗的乘积. 利用这一参量讨论多间隙耦合腔的稳定性, 可能具有更普遍的物理和实际应用意义.

2. 理论模型

图 1 是休斯结构多间隙耦合腔电路的基本模型. 该电路由若干个重入式谐振腔通过单耦合槽耦合而成, 相邻耦合槽的位置相差 180° 交错排列. 通常把它看做是两端短路的慢波结构, 其电场是由幅值相同、传播方向相反的前向波和反向波叠加组成的驻波. 图 1 中 r 为腔半径, r_a 和 r_c 分别为漂移管内、外半径, r_d 为漂移头外半径, d 为间隙宽度, d_s 为耦合槽宽度, r_s 为耦合槽中心线半径, θ 为耦合槽张

† E-mail: cuijian513420@sohu.com

角, t 为腔壁厚, $l_{1,n}$ 是第 1 个间隙中心与第 n 个间隙中心之间的距离.

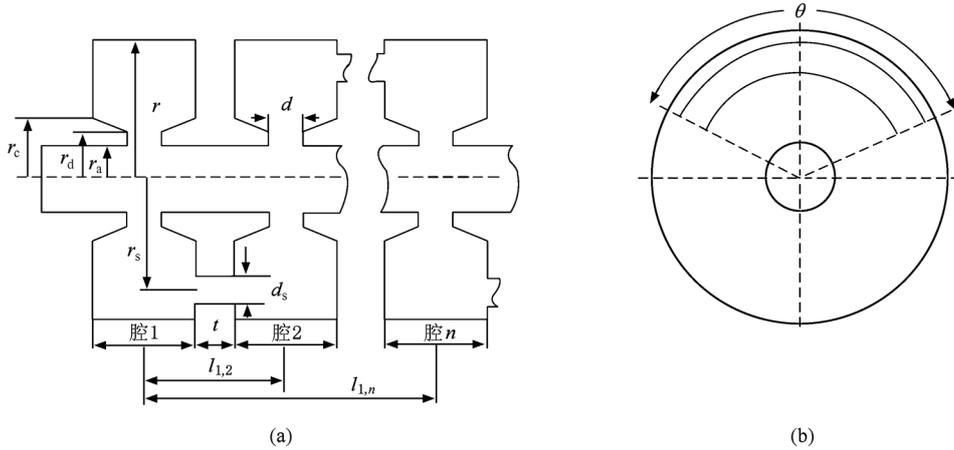


图 1 休斯结构多间隙耦合腔示意图 (a) 内部纵截面图, (b) 内部横截面图

本文基于空间电荷波理论^[16,17], 对于有限长度的谐振腔间隙, 在高频场和空间电荷场同时存在的前提下, 从连续性方程、麦克斯韦方程和电子运动方程出发, 通过计算群聚电流和电子注吸收的有功功率, 得到 N 间隙耦合腔的耦合系数 M_N 和电子注电导 G_b 为^[18]

$$M_N(\beta_e) = \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{+\infty} E_c(z) e^{i\beta_e z} dz$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1}^N E_{c,n}(z - l_{1,n}) e^{i\beta_e z} dz / \sum_{n=1}^N |V_n|$$

$$= \sum_{n=1}^N M_{g,n}(\beta_e) V_n e^{i\beta_e l_{1,n}} / \sum_{n=1}^N |V_n|, \quad (1)$$

$$G_b = \frac{1}{4Z_0} [|M_N(\beta_e - \beta_q)|^2 - |M_N(\beta_e + \beta_q)|^2], \quad (2)$$

其中

$$E_c(z) = \begin{cases} \sum_{n=1}^N E_{c,n}(z - l_{1,n}), & (l_{1,n} - d_n/2 \leq z \leq l_{1,n} + d_n/2), \\ 0, & \text{其余部分} \end{cases}$$

是整个多间隙耦合腔在 $r = r_a$ 处轴向高频电场;

$$M_{g,n}(\beta_e) = \sqrt{M_r^2(\beta_e)} M_z(\beta_e, r_a)$$

$$= \frac{1}{|V_n|} \sqrt{\frac{I_0^2(\gamma(\beta_e)r_b) - I_1^2(\gamma(\beta_e)r_b)}{I_0^2(\gamma(\beta_e)r_a)}}$$

$$\times \int_{l_{1,n}-d_n/2}^{l_{1,n}+d_n/2} E_c(z - l_{1,n}, r_a) e^{i\beta_e(z-l_{1,n})} dz$$

是第 n 个间隙的耦合系数, 其中

$$M_z(\beta_e, r_a) = \frac{1}{|V_n|} \int_{l_{1,n}-d_n/2}^{l_{1,n}+d_n/2} E_{c,n}(z - l_{1,n}, r_a) \times e^{i\beta_e(z-l_{1,n})} dz$$

是纵向耦合系数;

$$\sqrt{M_r^2(\beta_e)} = \sqrt{\frac{I_0^2(\gamma(\beta_e)r_b) - I_1^2(\gamma(\beta_e)r_b)}{I_0^2(\gamma(\beta_e)r_a)}}$$

是横向耦合系数均方根值; r_a 和 r_b 分别是漂移管内半径和电子注半径; $\gamma(\beta_e) = \sqrt{\beta_e^2 - k^2}$ 是横向波数, $k = \omega/c$ 是自由空间电磁波数; I_0 和 I_1 分别是零阶和一阶修正贝塞尔函数; d_n 是第 n 个间隙宽度; $l_{1,n}$ 是第 1 个间隙中心与第 n 个间隙中心之间的距离; V_n 是第 n 个间隙的电压, $V = |V_1| + |V_2| + \dots + |V_n| + \dots + |V_N|$ 是 N 间隙耦合腔的有效电压^[19]; $Z_0 = \frac{2V_0\beta_q}{I_0\beta_e}$ 是空间电荷波的波阻抗, I_0 和 V_0 分别是电子注直流电流和直流电压, $\beta_e = \omega/v_0$, $\beta_q = \omega_q/v_0$, v_0 是电子注直流速度, ω 是角频率, ω_q 是修正等离子体频率.

根据品质因数定义, 电子注品质因数的倒数为

$$\frac{1}{Q_b} = \frac{P_r}{\omega W} = \frac{V^2 G_b}{2\omega W} = G_b R/Q, \quad (3)$$

其中, ω 为该模式的角频率, W 为该模式在耦合腔内的总储能, $R/Q = \frac{V^2}{2\omega W}$ 为该模式的特性阻抗, $P_r = \frac{V^2 G_b}{2}$ 表示电子注与间隙电场交换的有功功率, V 为该模式下耦合腔的有效电压, G_b 为该模式的电子注电导. 当 P_r 为正时, 表示电子注从耦合腔间隙电场中吸收的有功功率; 反之, 当 P_r 为负时, 表示电子注释放的有功功率. 电子注电导 G_b 是分析速调管稳定性的重要参数, 它表示在一定的电场下, 电子注与间隙电场能量交换的强弱, 但是对于 N 间隙休斯结构耦合腔, 存在 N 个腔模和 $N-1$ 个槽模^[9]. 在一定

储能下,不同模式所激励起的间隙电场和电压不同,即它们的特性阻抗(R/Q)不同.而电子注品质因数不仅能反映电子注与耦合腔中间隙电场耦合的强弱(即 G_b 的物理意义),还能表征不同模式下间隙电场大小的影响因素(即 R/Q 的物理意义),所以用电子注品质因数的倒数 $1/Q_b$ 来表示不同模式自激能力可能更合适.

如果某模式的 $1/Q_b$ 小于零,此时电子注释放能量给间隙电场,并且其幅值越大,该模式自激能力就越强.然而这一模式是否自激还与该模式下耦合腔的外观品质因数 Q_e 和固有品质因数 Q_0 有关.当电子注释放给耦合腔中场的能量大于其消耗在外负载和谐振腔壁本身上的能量时,就会有剩余的能量积聚导致系统不稳定,所以本文定义稳定参数 S 为

$$S = \frac{1/Q_t - 1/Q_c}{1/Q_c} = \frac{Q_c}{Q_b}, \quad (4)$$

其中, $\frac{1}{Q_t} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_b}$, Q_t 表示有电子注加载时整个系统的品质因数; $\frac{1}{Q_c} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e}$, Q_c 表示电子注无加载时的品质因数.

当 $S > 0$ 时,电子注从间隙电场吸收能量,在这种情况下,无论有无外加负载,系统都保持稳定;当 $-1 < S < 0$,即 $Q_c < |Q_b|$ 时,外加负载和谐振腔壁本身可以完全吸收电子注释放的能量,故系统仍能保持稳定;当 $S < -1$,即 $Q_c > |Q_b|$ 时,外加负载和谐振腔壁本身不能全部吸收电子注释放的能量,则系统不稳定.

3. 计算结果与分析

3.1. 2π 模稳定性分析

在这些模式中, 2π 模与其他模式相比具有更大的特性阻抗(R/Q),通常把它作为工作模式.假设耦合腔中各个间隙宽度相同,即 $d_n = d$,相邻间隙中心之间的距离均为 l (周期长度),纵向高频驻波电场为周期分布,且只存在于间隙处,在漂移管处截止.此时,耦合腔中各个间隙电压相同,即 $V_n = V_g$,在各个间隙边缘处($r = r_a$)具有相同的纵向电场^[20]

$$E_{c,n}(z - l_{1,n}, r_a) = \frac{2V_g}{\pi d \sqrt{1 - (2(z - l_{1,n})/d)^2}} \quad (\text{如图 2 所示}), \text{各个间隙有相同的单间隙耦合系数 } M_{g,n}$$

$= M_g$. 考虑到 M_N 可能是复数,通常用其模的平方 $|M_N|^2$ 来表示电子注与间隙电场能量耦合的强弱,则(1)式可以改写为

$$\begin{aligned} |M_N(\beta_e)|^2 &= \bar{M}_r^2(\beta_e) J_0^2\left(\frac{\beta_e d}{2}\right) \left(\frac{\sin(N\beta_e l/2)}{N \sin(\beta_e l/2)}\right)^2 \\ &= |M_g(\beta_e)|^2 \Phi^2(\beta_e), \end{aligned} \quad (5)$$

其中, $|M_g(\beta_e)|^2 = \bar{M}_r^2(\beta_e) J_0^2(\beta_e d/2)$ 是单间隙耦合系数模的平方, $\Phi^2(\beta_e) = \left(\frac{\sin(N\beta_e l/2)}{N \sin(\beta_e l/2)}\right)^2$ 体现了多间隙对耦合系数的影响.

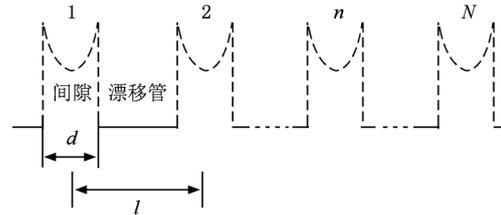


图 2 2π 模纵向电场 $E_c(z, r_a)$ 在 $r = r_a$ 处分布示意图

根据弗洛奎定理,周期系统中空间谐波相速为 $v_p = \frac{\omega}{\beta_n}$. 对于休斯结构耦合腔,通常设计工作在 -1 次谐波上.当工作在 2π 模时,相邻腔电场相位相同(如图 2 所示),即 $\beta l = 2\pi$,此时 $v_p = \frac{\omega l}{2\pi} = f l$. 代入(5)式中的 Φ^2 得

$$\Phi^2 = \left(\frac{\sin(N\pi v_p/v_0)}{N \sin(\pi v_p/v_0)}\right)^2. \quad (6)$$

可见, Φ^2 的大小取决于 2π 模相速与电子速度之比,与 2π 模相速相关的是相邻间隙中心距离,与电子速度相关的是直流电压.当电子速度与 2π 模的相速相等时,即 $v_0 = v_p = \frac{\omega l}{2\pi}$,此时 $\beta_e l = 2\pi$,有 $\Phi_{\max}^2(\beta_e) = 1$, 2π 模同步电压为

$$V_0 = \frac{(fl)^2}{2\eta}, \quad (7)$$

其中, $\eta = \left|\frac{e}{m}\right|$ 是电子荷质比.

以 Ku 波段休斯结构耦合腔为例,选择特性阻抗 R/Q 比较大的 2π 模,根据多间隙耦合腔尺寸(见表 1),用三维仿真软件 CST 计算得到 2π 模的特性阻抗和谐振频率.谐振频率会随间隙数目增加略有降低,因此取单间隙使得谐振频率 $f = 16.8$ GHz.假设电子注半径 $r_b = 0.8$ mm,间隙数目 $N = 1-7$,导流系数 $P_{er} = 0.2 \mu p$ ($1 \mu p = 10^{-6} \text{ A} \cdot \text{V}^{-3/2}$),对应空间

电荷参数 $\frac{\beta_d}{\beta_e} = 0.0366$, 代入(2), (3)式计算得到电子注品质因数的倒数 $1/Q_b$ 随直流电压的变化曲线(如图3所示). 由(7)式得到同步电压 $V_0 = 20.09$ keV, 从图可以看出, 当间隙数目 N 增大后, $1/Q_b$ 随着直流电压变化加剧, 并在同步电压两侧出现最大值和最小值, 两极值的幅值随着间隙数目增加而增大, 对应电压值也向 2π 模同步电压靠拢. 在同步电压左侧, $1/Q_b$ 为正, 表示电子注从间隙电场获得能量, 此时 $S > 0$, 耦合腔保持稳定; 在同步电压右侧, $1/Q_b$ 为负, 表示电子注释放能量给耦合腔中场, 此时 $S < 0$, 耦合腔是否稳定取决于外加负载和谐振腔本身欧姆损耗.

表1 多间隙耦合腔腔体参数

物理量	数值	物理量	数值
r_a/mm	1.2	d/mm	1.2
r_c/mm	2.2	d_s/mm	1.0
r_d/mm	1.7	t/mm	1.4
r_s/mm	4.0	l/mm	5.0
r/mm	5.0	$\theta/(\circ)$	140

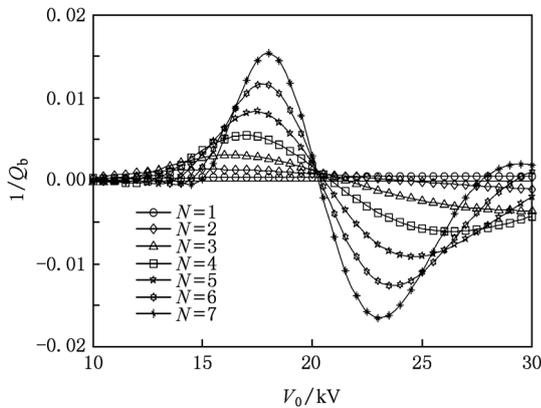


图3 电子注品质因数的倒数 $1/Q_b$ 随直流电压 V_0 的变化曲线

通常在分布互作用速调管初始设计中, 根据性能指标选择直流工作电压 V_0 , 此时电子速度 v_0 已确定, 通过选择不同的周期长度来确定 2π 模的相速 v_p . 如果在群聚回路中, 选择一定周期长度休斯结构多间隙耦合腔, 使得 $v_0 \leq v_p$, 电子注的品质因数倒数 $1/Q_b$ 为正以避免自激振荡. 如果在输出回路中, 选择一定周期长度多间隙耦合腔, 使得 $v_0 > v_p$, 则电子注的品质因数倒数 $1/Q_b$ 为负, 并且希望工作在其幅值为最大值附近, 这样电子转换效率比较大, 此时, 要使系统保持稳定需要足够大地输出加载吸收

电子注释放的能量, 根据(4)式, 系统稳定条件: $S = Q_c/Q_b > -1$, 得

$$Q_c < -Q_b = |Q_b| = \frac{1}{(R/Q)_{2\pi,N}(-G_b)} = \frac{1}{N(R/Q)_{2\pi,1}(-G_b)}, \quad (8)$$

其中, $(R/Q)_{2\pi,N}$ 是 N 间隙休斯结构耦合腔 2π 模的特性阻抗, 可以看做是 N 个单间隙特性阻抗之和, 即 $(R/Q)_{2\pi,N} = N(R/Q)_{2\pi,1}$; $(-G_b)$ 是电子注电导为负时的幅值. 因为间隙数目增加不仅使得电子注电导随直流电压变化更加陡峭, 同时还会使 $(-G_b)_{\max}$ 变大^[18], $|Q_b|_{\min}$ 减小, 于是要求 Q_c 也必须减小, 才能保证输出回路稳定.

在一定间隙数目下, 负电子注电导最大幅值 $(-G_b)_{\max}$ 跟导流系数有关^[18]. 通过计算不同导流系数下的 $(-G_b)_{\max}$, 可以得到对应间隙数目下的 $|Q_b|_{\min}$, 只要 $Q_c < |Q_b|_{\min}$, 那么无论 G_b 怎样变化, 系统都能保持稳定. 这样得到使系统保持稳定的最大品质因数为

$$Q_{cs} = |Q_b|_{\min} = \frac{1}{N(R/Q)_{2\pi,1}(-G_b)_{\max}}. \quad (9)$$

图4给出了保持系统稳定的最大品质因数 Q_{cs} 与导流系数 P_{er} 之间的关系曲线. 曲线表明, 不同间隙数目下的 Q_{cs} 随着导流系数增加而下降, 并且间隙数目越多, 其值下降得越快. 当导流系数增加到一定程度时, Q_{cs} 随着导流系数的变化越来越平缓, 其值近似与间隙个数 N 成反比. 这是因为导流系数比较大时, 电子之间的库仑排斥力增大, 间隙处高频电场对电子注调制作用达到饱和, 如果间隙数目再增加, 电子最大转换效率基本不变, 不同数目间隙下的 $(-G_b)_{\max}$ 彼此相差很小, 所以在导流系数比较大时, 由(9)式可以看出 Q_{cs} 与间隙个数 N 成反比.

假设耦合腔的固有品质因数 Q_0 一定, 因为输出耦合一般都处在过耦合状态, 此时 $Q_c \ll Q_0$, $Q_c \approx Q_e$, 在输出回路中, 输出耦合口不变的前提下, 其外观品质因数 Q_e 跟间隙数目 N (相互作用长度) 成正比^[1], 所以随着间隙数目增加, Q_c 也不断增大. 从图4上看, Q_{cs} 却随间隙数目增加而逐渐减小, 当 $Q_{cs} < Q_c$ 时, 如果直流电压工作在负电子注电导最大幅值的位置, 则 $S < -1$, 电子注释放的能量不能完全被外负载和谐振腔壁本身吸收, 引起谐振腔自激振荡. 稳定参数 S 可以表示成

$$S = \frac{Q_c}{Q_b} \propto N^2 (R/Q)_{2\pi,1} G_b. \quad (10)$$

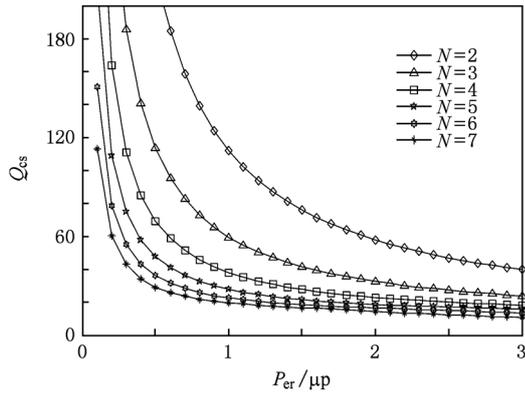


图4 不同间隙数目下保持系统稳定最大品质因数 Q_{cs} 随着导流系数 P_{cr} 的变化曲线

在(10)式中,单间隙耦合腔的特性阻抗 $(R/Q)_{2\pi,1}$ 不变,稳定参数 S 正比于 $N^2 G_b$. 可见,即使 G_b

保持不变, S 随间隙数目增加变化会更剧烈,如果 G_b 为负, $S < -1$ 的可能性增加,则谐振腔自激振荡可能性变大.

3.2. 三间隙耦合腔稳定性分析

我们希望在工作模式(2π 模)保持稳定同时,其他寄生模式不能发生自激振荡.但是随着间隙数目 N 增加,其寄生模式也会增加,这些非工作模式在间隙处会存在较强的轴向电场,因此对耦合腔的稳定性也会产生重要影响. 2π 模随间隙数目增加其频率基本保持不变,但是寄生模式不仅其个数随着间隙数目增加,谐振频率也不尽相同,所以下面以 Ku 波段三间隙耦合腔为例分别讨论各个模式的稳定性.

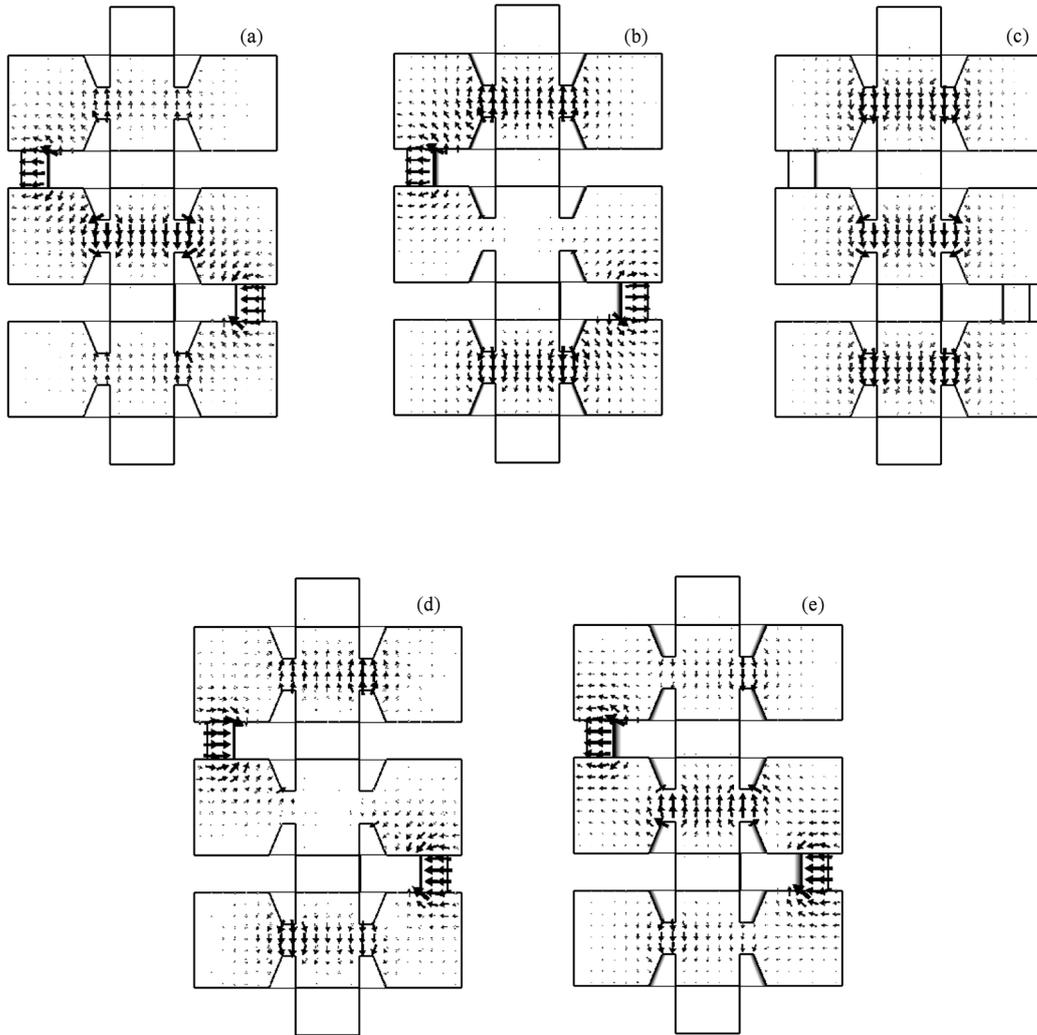


图5 在不同谐振频率下,耦合腔纵截面上的电场分布 (a) $f=13.00$ GHz; (b) $f=14.73$ GHz; (c) $f=16.56$ GHz; (d) $f=19.57$ GHz; (e) $f=21.48$ GHz

对于三间隙耦合腔(见图1),间隙数目为3,相邻间隙中心距离为 l ,按照表1给出的结构尺寸参数,用三维仿真软件 CST 得到各个模式的冷参数如表2所示,以及前5个模式的电场分布如图5所示.

表2 三间隙耦合腔各个模式的冷参数

模式	谐振频率 /GHz	各个间隙电压相对幅值			特性阻抗 / Ω
		V_1	V_2	V_3	
π 模	13.00	-1.20	2.51	-1.20	147.57
$\pi/2$ 模	14.73	-2.25	0	2.25	109.40
2π 模	16.56	2.43	2.40	2.43	253.20
$\pi/2$ 槽模	19.57	-1.92	0	1.92	59.96
π 槽模	21.48	1.20	-2.28	1.20	81.14

对于第1个模式与第5个模式,3个间隙处都存在相对较强的轴向电场,但中间间隙电场明显强于另两个间隙电场,方向与之相反;两个耦合槽存在较强的径向电场,其大小相同,方向一致.第2个间隙电场与第1个间隙电场相位差是 π ,第3个间隙电场与第2个间隙电场相位差也是 π ,因为耦合槽角度适中,第1个模式处在频率较低的腔通带内,称之为 π 模,第5个模式处在频率较高的槽通带内,称之为 π 槽模.如果把耦合腔看作是一段折叠波导^[21],则 π 模间隙处电场与耦合槽处电场方向一致, π 槽模间隙处电场与耦合槽处电场方向相反,并且 π 模的各个间隙电场幅值大于或等于对应 π 槽模的电场幅值.从表2可以看出, π 模特性阻抗147.57 Ω 大于 π 槽模特性阻抗81.14 Ω .

对于第2个模式与第4个模式,中间间隙电场几乎为零,第1个间隙和第3个间隙存在较强的轴向电场,其大小相同,方向相反.两个耦合槽存在较强的径向电场,其大小相同,方向相反.第2个间隙电场与第1个间隙电场相位差是 $\pi/2$,第3个间隙电场与第2个间隙电场相位差也是 $\pi/2$,第2个模式处在频率较低的腔通带内,称之为 $\pi/2$ 模,第4个模式处在频率较高的槽通带内,称之为 $\pi/2$ 槽模.如果把耦合腔看作是一段折叠波导,则 $\pi/2$ 模间隙处电场与耦合槽处电场方向一致, $\pi/2$ 槽模间隙处电场与耦合槽处电场方向相反.并且 $\pi/2$ 模的各个间隙电场幅值大于对应 $\pi/2$ 槽模的电场幅值.从表2可以看出, $\pi/2$ 模特性阻抗109.40 Ω 大于 $\pi/2$ 槽模特性阻抗59.96 Ω .

对于第3个模式,3个间隙处都存在较强的轴向电场,其大小基本相同,方向一致;耦合槽处几乎没有

电场.相邻间隙电场相位差为 2π ,称之为 2π 模.从表2可以看出, 2π 模特性阻抗最大,为253.20 Ω ,所以通常把 2π 模作为工作模式.

由于各个间隙边缘处纵向电场场型几乎不变,因此假设它们具有相同的单间隙耦合系数 $M_{g,n} = M_g$,根据仿真计算结果得到不同模式下各个间隙电压的相对幅值,再由(1)式得到三间隙耦合系数模的平方为

$$|M_3(\beta_e)|^2 = |M_g(\beta_e)|^2 |\Phi(\beta_e)|^2, \quad (11)$$

其中

$$|\Phi(\beta_e)|^2 = [V_1^2 + V_2^2 + V_3^2 + 2V_1V_2\cos(\beta_e l) + 2V_2V_3\cos(\beta_e l) + 2V_1V_3\cos(2\beta_e l)] / (|V_1| + |V_2| + |V_3|)^2.$$

以第1个间隙电场方向作为正方向, π 模和 π 槽模的 $|\Phi(\beta_e)|^2$ 为

$$|\Phi(\beta_e)|^2 = [V_1^2 + V_2^2 + V_3^2 - 2|V_1||V_2|\cos(\beta_e l) - 2|V_2||V_3|\cos(\beta_e l) + 2|V_1||V_3|\cos(2\beta_e l)] / (|V_1| + |V_2| + |V_3|)^2. \quad (12)$$

当 $\beta_e l = (2m - 1)\pi$ 时,有 $|\Phi(\beta_e)|_{\max}^2 = 1$,此时 $|M_3|^2 = |M_g|^2$.

$\pi/2$ 模和 $\pi/2$ 槽模的 $|\Phi(\beta_e)|^2$ 为

$$|\Phi(\beta_e)|^2 = [V_1^2 + V_3^2 - 2|V_1||V_3|\cos(2\beta_e l)] / (|V_1| + |V_3|)^2. \quad (13)$$

当 $\beta_e l = (2m - 1)\pi/2$ 时,有 $|\Phi(\beta_e)|_{\max}^2 = 1$,此时 $|M_3|^2 = |M_g|^2$.

2π 模的 $|\Phi(\beta_e)|^2$ 为

$$|\Phi(\beta_e)|^2 = [V_1^2 + V_2^2 + V_3^2 + 2|V_1||V_2|\cos(\beta_e l) + 2|V_2||V_3|\cos(\beta_e l) + 2|V_1||V_3|\cos(2\beta_e l)] / (|V_1| + |V_2| + |V_3|)^2. \quad (14)$$

当 $\beta_e l = 2m\pi$ 时,有 $|\Phi(\beta_e)|_{\max}^2 = 1$,此时 $|M_3|^2 = |M_g|^2$.

由(2),(3)和(11)式得到三间隙电子注品质因数倒数的表达式

$$1/Q_b = \frac{(R/Q)}{4Z_0} (|M_3(\beta_e - \beta_q)|^2 - |M_3(\beta_e + \beta_q)|^2). \quad (15)$$

在导流系数 $P_{er} = 1.0 \mu p$ 和 $P_{er} = 2.0 \mu p$ 时,计算得到各个模式下的 $1/Q_b$ 随直流电压变化曲线,如图6所示.如果三间隙耦合腔作为输入腔或者群聚腔,从表3可以看出,工作电压选在 $V_0 = 15.5 \text{ kV}$

时,包括工作模式 2π 模在内的各个模式 $1/Q_b$ 均为正而不会发生自激振荡. 如果作为输出腔,我们希望工作模式(2π 模)的 $1/Q_b$ 为负,并在保证 2π 模稳定的前提下其幅值尽可能大,同时其他寄生模式的 $1/Q_b$ 为正从而抑制其振荡. 如表 3 所示,当直流电压 $V_0 = 29.0$ kV 时,工作模式(2π 模)的 $1/Q_b$ 为负且其幅值最大,同时 π 模和 $\pi/2$ 槽模的 $1/Q_b$ 为正,虽然 $\pi/2$ 模和 π 槽模的 $1/Q_b$ 为负,但其幅值较小,比 2π 模的 $1/Q_b$ 小两个数量级. 在这些寄生模式

中, π 模的 $1/Q_b$ 一直为正,并且其幅值比较大,是最稳定的模式; $\pi/2$ 模和 2π 模频率差别相对较小,其特性阻抗比较大, $\pi/2$ 模的 $1/Q_b$ 随着直流电压波动较大,并且在 29.0 kV 附近, $1/Q_b$ 开始为负,其最大幅值比其他寄生模式大很多,所以 $\pi/2$ 模是最容易发生自激振荡的模式,需要选择合理直流电压避免其自激振荡; $\pi/2$ 槽模和 π 槽模的特性阻抗比较低,它们的 $1/Q_b$ 变化比较平缓且其幅值较小,自激振荡的能力比较弱, $1/Q_b$ 即使为负也可以通过加载抑制.

表 3 各个模式在不同电压和导流系数下的 $1/Q_b$

直流电压 V_0 /kV	导流系数 $P_{er}/\mu\text{p}$	π 模	$\pi/2$ 模	2π 模	$\pi/2$ 槽模	π 槽模
15.5	1.0	1.60×10^{-3}	7.91×10^{-4}	1.37×10^{-2}	2.34×10^{-3}	1.90×10^{-4}
29.0	1.0	1.24×10^{-2}	-3.42×10^{-4}	-1.67×10^{-2}	2.48×10^{-3}	-2.03×10^{-4}
15.5	2.0	3.81×10^{-3}	2.46×10^{-3}	2.39×10^{-2}	3.26×10^{-3}	2.14×10^{-4}
29.0	2.0	2.39×10^{-2}	-8.57×10^{-4}	-3.03×10^{-2}	4.96×10^{-3}	-6.38×10^{-4}

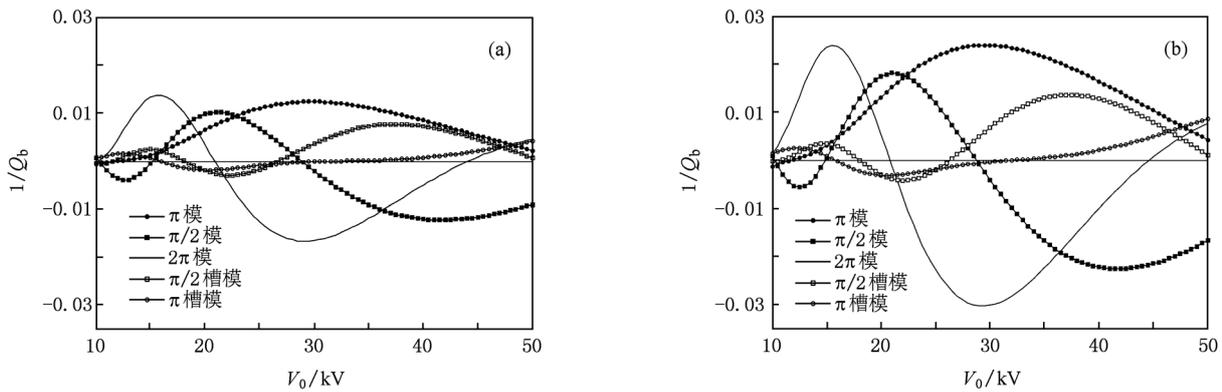


图 6 不同导流系数下, $1/Q_b$ 随直流电压 V_0 的变化曲线 (a) $P_{er} = 1.0 \mu\text{p}$, (b) $P_{er} = 2.0 \mu\text{p}$

当导流系数 P_{er} 增大,各个模式下的 $1/Q_b$ 的零点对应直流电压基本不变,只是其幅值变大,这说明在三间隙情况下,导流系数在一定的范围内对于各个模式的同步性影响较小,但 $1/Q_b$ 幅值会随导流系数不断增加. 在输出回路中,工作模式(2π 模)的 $1/Q_b$ 为负,使谐振腔保持稳定需要 $Q_c < |Q_b|$,所以 Q_c 也必须不断减小,但对于高频管 Q_c 是受尺寸限制而不能无限降低,因此除了同步因素以外,选择合理的导流系数和输出加载可以避免 2π 模在达到最大转换效率之前发生莫诺振荡. 根据最初性能参数设计要求,工作模式确定后,其工作电压、周期长度和倒流系数已定,可通过调节耦合槽的尺寸来改变寄生模式的谐振频率,来改变 β_c ,从而使其 $1/Q_b$ 为正;或者 $1/Q_b$ 为负,但其幅值比较小,通过加载使 $Q_c < |Q_b|$,也可以避免其自激振荡.

4. 结 论

通过计算耦合腔中电子注的品质因数来分析电路的稳定性,理论模拟结果表明,电子注品质因数的倒数 $1/Q_b$ 在同步电压附近振荡;随着间隙数目的增加,振荡的幅值增大并向同步电压靠近,亦即休斯结构耦合腔的稳定性对于直流电压变化越敏感. 此外,随着间隙数目的增加,寄生模式也随之增加,它们的自激振荡也可能导致系统的不稳定性. 除了考虑同步因素外,导流系数增加和输出加载减小,也会引起系统不稳定. 只有当有载品质因素 Q_c 小于电子注品质因素的最小幅值 $|Q_b|_{\min}$,系统才能始终保持稳定. 在三间隙耦合腔中, 2π , π 和 $\pi/2$ 模的电场分布相差很大,可能直接影响注波相

相互作用机理,是模式重叠展宽带宽需要进一步研究的关键问题.

- [1] Chodorow M, Kulke B 1966 *IEEE Trans. Electron Devices* **13** 439
- [2] Perring D, Philips G, Smith M J 1976 *Advisory Group for Aerospace Research and Development Conference Proceedings*, Hayes, England, May 1—8, 1976, p197
- [3] Chen L, Cheng F H, Wang J D, Yang C Y, Chu K R 2002 *Proceedings of International Vacuum Electronics Conference* Monterey, USA, April 23—25 2002, p322
- [4] Shin Y M, Park G S 2004 *J. Korean Phys. Soc.* **44** 1239
- [5] Roitman A, Berry D, Steer B 2005 *IEEE Trans. Electron Devices* **52** 895
- [6] Roitman A, Horoyski P, Hyttinen M, Berry D, Steer B 2006 *Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference* Monterey, USA, April 25—27, 2006, p191
- [7] Chen L, Guo H Z, Chen H Y, Tsao M H, Yang T T, Tsai Y C, Chu K R 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 626
- [8] Zhang K C, Wu Z H, Liu S G 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3402
- [9] Kantrowitz F, Tammaru I 1988 *IEEE Trans. Electron Devices* **35** 2018
- [10] Zhang J, Zhong H H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 206 (in Chinese) [张军、钟辉煌 2005 物理学报 **54** 206]
- [11] Nguyen K T, Pershing D E, Abe D K, Levush B 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 576
- [12] Shin Y M, Ryskin N M, Won J H, Han S T, Park G S 2006 *Phys. Plasmas* **13** 033104
- [13] Ding Y G, Zhu Y S, Yin X L 2007 *IEEE Trans. Electron Devices* **54** 624
- [14] Durand A J 2006 *Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference* Monterey, USA, April 25—27, 2006 p73
- [15] Chiang W Y, Chu K R 2008 *Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference* Monterey, USA, April 22—24, 2008, p201
- [16] Wessel-Berg T 1957 *Microwave Lab. Stanford Univ. Tech. Rep.* p376
- [17] Lau Y Y, Chernin D 1992 *Phys. Fluids B* **4** 3473
- [18] Cui J, Luo J R, Zhu M, Guo W 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7383 (in Chinese) [崔健、罗积润、朱敏、郭炜 2010 物理学报 **59** 7383]
- [19] Haikov A Z (translated by Huang G N) 1980 *Klystron Amplifiers* (Beijing: National Defense Industry Press) p93 (in Chinese) [哈依柯夫 A. 3. 著 黄高年译 1980 速调管放大器 (北京: 国防工业出版社) 第 93 页]
- [20] Xie J L, Zhao Y X 1966 *Theory of Klystrons Modulation* (Beijing: Science Press) p31 (in Chinese) [谢家麋、赵永翔 1966 速调管群聚理论 (北京: 科学出版社) 第 31 页]
- [21] Uhm H S 1998 *Phys. Plasmas* **5** 4411

Analyses for the stability of multi-gap Hughes-type coupled cavity

Cui Jian^{1)2)†} Luo Ji-Run¹⁾ Zhu Min¹⁾ Guo Wei¹⁾

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

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

(Received 22 July 2010; revised manuscript received 10 August 2010)

Abstract

In this paper, the analytical expressions of the beam-wave coupling coefficient and the beam-loaded conductance in the N -gap Hughes-type coupled cavity used in an extended- interaction klystron are derived based on the space-charge wave theory. The stability of the circuit is discussed through calculating the quality factor of the electron beam. The theoretical analyses show that with the increase of N , the stability of operating mode (2π) becomes more sensitive to the beam voltage, and that the parasitical oscillation may more easily occur and is difficult to suppress. In addition, the increase of the perveance and the decrease of the external loaded quality factor may both cause the instability of the system. The electric field intensities on the gap are greatly different among the modes 2π , π and $\pi/2$, which may be a new subject for improving the power capability and the bandwidth in klystron development.

Keywords: multi-gap Hughes-type coupled cavity, coupling coefficient, beam-loaded conductance, stability

PACS: 11.25.-w, 11.40.-q, 33.15.Vb

† E-mail: cuijian513420@sohu.com