

G波段扩展相互作用速调管的理论分析与设计

曾造金 马乔生 胡林林 蒋艺 胡鹏 陈洪斌

Theoretical analysis and design of G-band extended interaction klystron amplifier

Zeng Zao-Jin Ma Qiao-Sheng Hu Lin-Lin Jiang Yi Hu Peng Chen Hong-Bin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 154102 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190264

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190264>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Ka波段带状注相对论扩展相互作用速调管放大器的分析与设计

Analysis and design of a Ka-band sheet beam relativistic extended interaction klystron amplifier

物理学报. 2015, 64(10): 108404 <https://doi.org/10.7498/aps.64.108404>

W波段分布作用速调管的设计和实验研究

Design and experimental analysis of W-band extended interaction klystron amplifier

物理学报. 2019, 68(8): 084101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182194>

分布损耗加载回旋行波管多模稳态注波相互作用理论与比较证实

Comparative demonstration of multimode steady-state theory for the gyrotron traveling-wave tube based on a distributed loss-loaded metal cylindrical waveguide

物理学报. 2018, 67(1): 018402 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171831>

螺旋线行波管三维返波相互作用理论与数值模拟

Study of three-dimensional nonlinear backward-wave interaction model and numerical simulation for helical traveling wave tube

物理学报. 2017, 66(2): 028401 <https://doi.org/10.7498/aps.66.028401>

考虑谐波相互作用的行波管欧拉非线性理论模型

Nonlinear theory considering harmonic interaction using Eulerian hydrodynamic analysis

物理学报. 2018, 67(8): 088401 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180024>

长脉冲X波段多注相对论速调管放大器的初步实验研究

Experimental study on a long pulse X-band coaxial multi-beam

物理学报. 2015, 64(1): 018401 <https://doi.org/10.7498/aps.64.018401>

G 波段扩展相互作用速调管的理论分析与设计*

曾造金 马乔生 胡林林 蒋艺 胡鹏 陈洪斌†

(中国工程物理研究院应用电子学研究所, 绵阳 621900)

(2019 年 2 月 27 日收到; 2019 年 4 月 26 日收到修改稿)

扩展相互作用速调管是一种在毫米波、亚毫米波频段具有广泛应用前景的电真空器件. 本文基于运动学理论、感应电流定理和电荷守恒定律, 推导一间隙到五间隙谐振腔的电子负载电导和电子负载电纳的表达式, 分析了谐振腔间隙宽度、间隙数和间隙周期等参数对电子注与微波之间能量交换的影响和谐振腔谐振频率的影响. 根据理论分析结果, 采用三维电磁仿真软件设计了一款工作于 G 波段的扩展相互作用速调管, 仿真结果显示, 当电子注电压为 24 kV、电流为 0.15 A、输入功率为 200 mW、轴向引导磁感应强度为 0.8 T 时, 在中心频率 217.94 GHz 处, 输出功率为 225.5 W, 电子效率为 6.26%, 增益为 30.5 dB, 3 dB 带宽约为 470 MHz.

关键词: G 波段, 扩展相互作用速调管, 注波相互作用, 电子负载

PACS: 41.20.-q, 41.20.Jb, 84.40.Fe, 84.47.+w

DOI: 10.7498/aps.68.20190264

1 引言

在通信系统、测云雷达、成像系统、导弹精确制导等领域的牵引下, 微波电子器件的需求正向毫米波、亚毫米波频段发展^[1-8]. 在毫米波、亚毫米波频段, 由于固态器件输出功率的限制, 在高功率应用场景下, 电真空器件仍然占据主导地位^[1,9-12]. 扩展相互作用速调管具有功率高、效率高、结构简单和易于加工等特点, 非常适合在毫米波、亚毫米波频段工作, 具有广泛的应用前景^[13-16].

国内外很多单位都在对扩展相互作用速调管进行研究. 其中, 加拿大的 CPI 公司从 20 世纪 70 年代就开始了扩展相互作用速调管的研究, 在速调管研制方面处于国际领先地位^[17,18]. G 波段脉冲输出功率方面, CPI 研制了应用于太赫兹测云雷达的扩展相互作用速调管, 脉冲峰值输出功率 400 W^[18]. G 波段连续输出功率方面, CPI 公司研制了应用于太赫兹成像系统的扩展相互作用速调管, 连续波输出

功率 50 W^[18]. 国内研究扩展相互作用速调管的主要有电子科技大学、中国科学院电子研究所、北京真空电子技术研究所、北京航空航天大学和中国工程物理研究院等单位^[12,16,19-23]. 目前国内关于 G 波段扩展相互作用速调管的研究处于模拟设计阶段, 尚未见实验报道.

电子负载是用来表征电子注的引入对谐振腔中高频场的影响的参量. 电子负载的有功分量表征的是电子注和高频场之间实际交换的能量, 这些能量使谐振腔的等效损耗改变. 电子负载的无功分量表征的是电子注和高频场互相交换, 但在一个周期内净交换为零的能量, 这些能量使谐振腔的等效谐振频率发生改变^[24-26]. 已有很多学者根据运动学理论和能量守恒定律分析了多间隙谐振腔中电子注与高频场之间的能量交换过程, 并推导出了多间隙谐振腔的电子负载电导的表达式^[1,27-34], 对于分析电子注与高频场之间的能量转换过程十分有用. 然而这些结论一是没有考虑谐振腔各个间隙之间的漂移段的影响, 对于扩展相互作用速调管, 漂移段有时甚至比间隙更长, 忽略电子在漂移段的运动过

* 中国科学技术部项目 (批准号: 2018YFC0115001) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 17721915695@163.com

程会造成很大误差; 二是没有推导出电子负载电纳的表达式, 也就无法分析电子注对谐振腔频率的影响. 本文基于运动学理论、感应电流定理和电荷守恒定律, 研究了电子在多间隙谐振腔 π 模场中的渡越时间效应, 推导了多间隙谐振腔的电子负载电导和电子负载电纳的表达式, 分析了间隙宽度、间隙数和间隙周期对电子注与微波之间能量交换的影响和谐振腔谐振频率的影响. 根据理论分析, 设计了一款工作于 G 波段的扩展互作用速调管, 仿真结果显示, 当电子注电压为 24 kV, 电流为 0.15 A, 输入功率为 200 mW, 轴向引导磁感应强度为 0.8 T 时, 在中心频率 217.94 GHz 处, 输出功率为 225.5 W, 电子效率为 6.26%, 增益为 30.5 dB, 3 dB 带宽约为 470 MHz.

2 多间隙谐振腔电子负载的理论分析

扩展互作用速调管虽然仍属于传统速调管的范畴, 但其与传统速调管有较大不同. 典型如电压, 电子在漂移管中运动时, 由于漂移管中没有高频场, 此时高频场与电子之间没有相互作用. 因此, 无法建立确定多间隙谐振腔电压的唯一标准, 意味着无法实现多间隙谐振腔与单间隙谐振腔的简单等效 [35]. 但是为了表征电子与多间隙谐振腔中高频场之间的相互作用, 需要一套与单间隙谐振腔类似的参量, 如耦合系数、电子负载、特征阻抗等 [24].

将谐振腔等效为一个并联谐振电路, 引入电子注后谐振腔可以等效为如图 1 所示的电路模型 [36]. 其中 $G_0 = I_0/U_0$ 为直流电子负载电导, I_0 为直流电流, U_0 为电子注直流电压; C_0 为无电子注加载时谐振腔的等效电容; L_0 为无电子注加载时谐振腔的等效电感; G_b 为电子注等效负载电导; B_b 为电子注等效负载电纳. 若 B_b 为正值, 电子注对谐振腔而言呈电容性, 加载电子注后谐振腔频率降低, 若 B_b 为负值, 电子注对谐振腔而言呈电感性, 加载电子注后谐振腔频率升高.

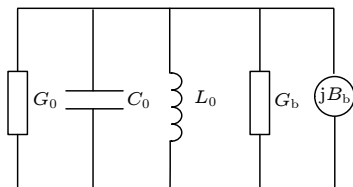


图 1 引入电子注后谐振腔等效电路

Fig. 1. Equivalent circuit mode of cavity with beam.

为了简化分析, 作如下假设: 1) 多间隙谐振腔的各个间隙均为有栅间隙, 并且假设电场在横截面上均匀分布, 只在纵向上变化, 且间隙电场为均匀场; 2) 忽略空间电荷效应; 3) 电子速度比光速小得多, 即忽略相对论效应; 4) 各个间隙之间的漂移管对于高频场完全截止. N 间隙谐振腔的电场分布用图 2 近似表示 [1,28]. 设定第一个间隙的入口处坐标为 0, 那么电子在 N 间隙谐振腔第 n ($n = 1, 2, 3, 4, \dots, N$) 间隙 t 时刻感受的电场可表示为

$$E_n = E_m \sin[\omega t + (n-1)\pi], \quad (n-1)L \leq z \leq (n-1)L + d, \quad (1)$$

式中 E_m 为单个间隙电场的幅值; d 为单个间隙的宽度; L 为相邻间隙中心的距离; $\omega = 2\pi f$, f 为 N 间隙谐振腔的谐振频率; z 为 t 时刻电子在 N 间隙谐振腔第 n 个间隙中的位置.

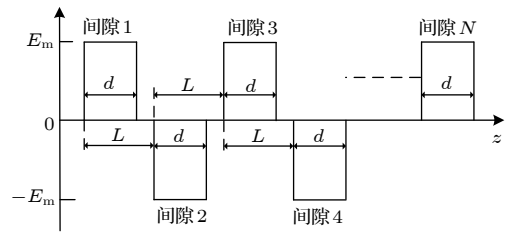


图 2 多间隙谐振腔 π 模场简化示意图

Fig. 2. Simplified E -field of π mode in multiple-gap cavity.

2.1 单间隙谐振腔电子负载的理论分析

在大信号条件下, 电子在间隙中的速度和位置等参数都是由超越方程确定的, 难以得到简明的解析表达式, 导致电子负载无法得到解析表达式 [25]. 为简化分析, 本文主要基于小信号假设对电子负载进行理论研究. 设电子初始速度为 v_0 , 电子质量为 m , 电子电荷量为 e . 由于间隙中电场为均匀场, 间隙电压幅值 $U_m = E_m d$. 电子在间隙中的运动方程为

$$\frac{d^2 z_1}{dt^2} = \frac{eU_m}{md} \sin(\omega t), \quad 0 \leq z_1 \leq d, \quad (2)$$

式中 z_1 为 t 时刻电子在单间隙中的位置.

假设电子进入间隙入口处的时间为 t_0 , 根据初始条件: $t = t_0$ 时, $z_1|_{t=t_0} = 0$, $v_1|_{t=t_0} = v_0$, v_1 为电子在单间隙中 t 时刻的速度, 同时由于 $\frac{1}{2}mv_0^2 = eU_0$, 可得

$$z_1 = \nu_0(t - t_0) - \frac{\alpha\nu_0}{2\theta_0\omega} [\sin(\omega t) - \sin(\omega t_0)] + \frac{\alpha\nu_0}{2\theta_0}(t - t_0) \cos(\omega t_0), \quad (3)$$

式中 $\alpha = U_m/U_0$ 为间隙电压与直流电压的比值, $\theta_0 = \omega d/\nu_0$ 为电子通过单间隙的直流渡越角.

在小信号条件下, 电子在时刻 t 到达间隙某一处时, 电子的实际渡越角与直流渡越角之间相差一个微小量 δ_1 , 即

$$\omega(t - t_0) = \varphi - \varphi_0 = \theta_1 + \delta_1, \quad \delta_1 \ll \theta_0, \quad (4)$$

式中 $\varphi_0 = \omega t_0$ 为电子进入单间隙谐振腔时电场的相位, $\varphi = \omega t$ 为 t 时刻电场的相位, $\theta_1 = \omega z/\nu_0$.

将 (3) 式两边同时乘以 ω/ν_0 , 并采用近似式 $\cos\delta_1 \approx 1$, $\sin\delta_1 \approx \delta_1$, 同时因为 α , δ_1 均是极小量, 忽略它们的二次及以上多次项, 可得

$$\delta_1 = \frac{\alpha}{2\theta_0} [\sin(\omega t) - \sin(\omega t - \theta_1) - \theta_1 \cos(\omega t - \theta_1)]. \quad (5)$$

假设 τ_1 为电子注离开单间隙谐振腔的时间, 结合 (4) 和 (5) 式可得电子通过单间隙谐振腔的实际渡越角与直流渡越角之间的差值为

$$\delta_1|_{t=\tau_1} = \frac{\alpha}{2\theta_0} [\sin(\varphi_0 + \theta_0) - \sin\varphi_0 - \theta_0 \cos\varphi_0], \quad (6)$$

电子离开单间隙谐振腔时的归一化速度为

$$\nu_1|_{t=\tau_1} = \nu_0 + \frac{\alpha\nu_0}{2\theta_0} [\cos\varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0)]. \quad (7)$$

根据电荷守恒定律^[11], 可得

$$i_1 = I_0 \frac{dt_0}{dt} = I_0 \frac{d(\omega t_0)}{d}(\omega t) = I_0 \frac{d(\omega t - \theta_1 - \delta_1)}{d}(\omega t) = I_0 \left(1 - \frac{d\delta_1}{d}(\omega t)\right). \quad (8)$$

将 (5) 式代入 (8) 式, 可得

$$i_1 = I_0 + \frac{\alpha I_0}{2\theta_0} [\sin(\omega t) (\sin\theta_1 - \theta_1 \cos\theta_1) + \cos(\omega t) (\theta_1 \sin\theta_1 + \cos\theta_1 - 1)]. \quad (9)$$

(9) 式可以确定每一处的对流电流, 根据感应电流定理, 当间隙中电场是均匀场时, 总的感应电流是间隙内对流电流交变分量对间隙宽度的平均值^[11]

$$I_{1,\text{ind}} = \frac{1}{\theta_0} \int_0^{\theta_0} \tilde{i}_1 d\theta_1 = \frac{U_m G_0}{2\theta_0^2} [\sin(\omega t) (2 - 2\cos\theta_0 - \theta_0 \sin\theta_0) + \cos(\omega t) (2\sin\theta_0 - \theta_0 \cos\theta_0 - \theta_0)]. \quad (10)$$

式中 \tilde{i}_1 为 i_1 的交变分量.

感应电流与电压同相的部分及相差 $\pi/2$ 的部分分别对应电子负载电导 G_b 和电子负载电纳 B_b , 可得

$$\overline{G_{b1}} = \frac{G_{b1}}{G_0} = \frac{2 - 2\cos\theta_0 - \theta_0 \sin\theta_0}{2\theta_0^2}, \quad (11)$$

$$\overline{B_{b1}} = \frac{B_{b1}}{G_0} = \frac{2\sin\theta_0 - \theta_0 \cos\theta_0 - \theta_0}{2\theta_0^2}. \quad (12)$$

电子注与单间隙之间交换的能量为

$$P_{b1} = \frac{1}{2} U_m^2 G_{b1} = U_m^2 G_0 \frac{2 - 2\cos\theta_0 - \theta_0 \sin\theta_0}{4\theta_0^2}. \quad (13)$$

2.2 双间隙谐振腔电子负载的理论分析

对于双间隙谐振腔, 电子注在第一个间隙中的运动情况与单间隙谐振腔中相同. 当电子通过第一个间隙后进入漂移通道, 此时没有外加电场, 电子以第一个间隙出口处的速度为初始速度作匀速运动. 电子在漂移通道中的运动方程为

$$z_{11} = \left\{ \nu_0 + \frac{\alpha\nu_0}{2\theta_0} [\cos\varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0)] \right\} (t - \tau_1) + d, \quad d \leq z_{11} \leq L, \quad (14)$$

式中 z_{11} 为 t 时刻电子在漂移通道中的位置, 同样假设电子在漂移通道中的实际渡越角与直流渡越角之间相差一个微小量 δ_{11} , 即

$$\omega(t - \tau_1) = \varphi - \varphi_1 = \theta_{11} + \delta_{11}, \quad \delta_{11} \ll \theta_{11}, \quad (15)$$

式中 $\varphi_1 = \omega\tau_1$ 为电子进入漂移通道的相位, $\theta_{11} = \omega(z_{11} - d)/\nu_0$.

将 (15) 式代入 (14) 式可得

$$\delta_{11} = -\frac{\alpha}{2\theta_0} \theta_{11} [\cos(\omega t - \theta_{11} - \theta_0) - \cos(\omega t - \theta_{11})]. \quad (16)$$

漂移通道中的对流电流为

$$i_{11} = i_1|_{t=\tau_1} \frac{d\tau_1}{dt} = i_1|_{t=\tau_1} \left(1 - \frac{d\delta_{11}}{d(\omega t)}\right) = I_0 + \frac{\alpha I_0}{2\theta_0} [\sin(\omega t - \theta_{11}) (\sin\theta_0 - \theta_0 \cos\theta_0 - \theta_{11} \cos\theta_0 + \theta_{11}) + \cos(\omega t - \theta_{11}) \times (\theta_0 \sin\theta_0 + \cos\theta_0 - 1 + \theta_{11} \sin\theta_0)]. \quad (17)$$

第二个间隙入口处的对流电流为

$$\begin{aligned}
 i_{11}|_{t=\tau_{11}} = I_0 + \frac{\alpha I_0}{2\theta_0} \{ & \sin(\varphi_0 + \theta_0) [\sin \theta_0 \\
 & - \theta_0 \cos \theta_0 - (\beta_e L - \theta_0) \cos \theta_0 + (\beta_e L - \theta_0)] \\
 & + \cos(\varphi_0 + \theta_0) [\theta_0 \sin \theta_0 + \cos \theta_0 - 1 \\
 & + (\beta_e L - \theta_0) \sin \theta_0] \}. \quad (18)
 \end{aligned}$$

在第二个间隙中, 电子的运动方程为

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2 z_2}{dt^2} = \frac{eU_m}{md} \sin(\omega t + \pi), \\
 L \leq z_2 \leq L + d, \quad (19)
 \end{aligned}$$

式中 z_2 为 t 时刻电子在双间隙谐振腔第二个间隙中的位置.

根据初始条件 $\nu_2|_{t=\tau_{11}} = \nu_1|_{t=\tau_1}$, 可得

$$\begin{aligned}
 z_2 = \nu_1|_{t=\tau_1} (t - \tau_{11}) + \frac{\alpha \nu_1|_{t=\tau_1}}{2\theta_0 \omega} [\sin(\omega t) - \sin(\omega \tau_{11})] \\
 - \frac{\alpha \nu_1|_{t=\tau_1}}{2\theta_0} (t - \tau_{11}) \cos(\omega \tau_{11}) + L. \quad (20)
 \end{aligned}$$

电子的实际渡越角与直流渡越角之间相差一个微小量 δ_2 , 即

$$\omega(t - \tau_{11}) = \varphi - \varphi_{11} = \theta_2 + \delta_2, \quad \delta_2 \ll \theta_2. \quad (21)$$

式中 $\varphi_{11} = \omega \tau_{11}$ 为电子进入第二个间隙时电场的相位, $\theta_2 = \omega(z_2 - L)/\nu_0$.

由 (21) 和 (19) 式可得电子离开第二个间隙的速度

$$\begin{aligned}
 \nu_2|_{t=\tau_2} = \nu_0 + \frac{\alpha \nu_0}{2\theta_0} [\cos(\varphi_0 + \beta_e L + \theta_0) \\
 - \cos(\varphi_0 + \beta_e L) + \cos \varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0)], \quad (22)
 \end{aligned}$$

式中 τ_2 为电子离开双间隙谐振腔的时间.

将 (20) 式两边同时乘以 ω/ν_0 , 并采用近似式 $\cos \delta_2 \approx 1$, $\sin \delta_2 \approx \delta_2$, 同时因为 α , δ_2 均是极小量, 忽略它们的二次及以上多次项, 可得

$$\begin{aligned}
 \delta_2 = \frac{\alpha}{2\theta_0} [-\sin(\omega t) + \sin(\omega t - \theta_2) + \theta_2 \cos(\omega t - \theta_2) \\
 - \theta_2 \cos(\omega t - \theta_2 - \beta_e L) \\
 + \theta_2 \cos(\omega t - \theta_2 - \beta_e L + \theta_0)]. \quad (23)
 \end{aligned}$$

第二个间隙中的对流电流为

$$\begin{aligned}
 i_2 = i_{11}|_{t=\tau_{11}} \frac{d\tau_{11}}{dt} \\
 = i_{11}|_{t=\tau_{11}} \left(1 - \frac{d\delta_2}{d(\omega t)} \right) \\
 = I_0 + \frac{\alpha I_0}{2\theta_0} \{ \sin(\omega t - \theta_2 - \beta_e L + \theta_0) [\sin \theta_0 \\
 - \theta_0 \cos \theta_0 - (\beta_e L - \theta_0) \cos \theta_0 + (\beta_e L - \theta_0)] \\
 + \cos(\omega t - \theta_2 - \beta_e L + \theta_0) [\theta_0 \sin \theta_0 + \cos \theta_0 \\
 - 1 + (\beta_e L - \theta_0) \sin \theta_0] + \cos(\omega t) \\
 - \cos(\omega t - \theta_2) + \theta_2 \sin(\omega t - \theta_2) \\
 - \theta_2 \sin(\omega t - \theta_2 - \beta_e L) \\
 + \theta_2 \sin(\omega t - \theta_2 - \beta_e L + \theta_0) \}. \quad (24)
 \end{aligned}$$

第二个间隙出口处的对流电流为

$$\begin{aligned}
 i_2|_{t=\tau_2} \\
 = I_0 + \frac{\alpha I_0}{2\theta_0} \{ \sin(\varphi_0 + \theta_0) [\sin \theta_0 - \theta_0 \cos \theta_0 \\
 - (\beta_e L - \theta_0) \cos \theta_0 + \beta_e L] + \cos(\varphi_0 + \theta_0) \\
 \times [\theta_0 \sin \theta_0 + \cos \theta_0 - 1 + (\beta_e L - \theta_0) \sin \theta_0] \\
 + \cos(\varphi_0 + \beta_e L + \theta_0) - \cos(\varphi_0 + \beta_e L) \\
 + \theta_0 \sin(\varphi_0 + \beta_e L) - \theta_0 \sin \varphi_0 \}. \quad (25)
 \end{aligned}$$

由 (25) 式可得电子在第二个间隙中的感应电流为

$$\begin{aligned}
 I_{2,\text{ind}} = \frac{1}{\theta_0} \int_0^{\theta_0} \tilde{i}_2 d\theta_2 \\
 = -\frac{U_m G_0}{2\theta_0^2} \{ \sin(\omega t) [2(1 - \cos \theta_0) \\
 \times (2 - 2\cos(\beta_e L) - \beta_e L \sin(\beta_e L)) \\
 + \theta_0 (2\cos(\beta_e L) - 1) \sin \theta_0 - 2 + 2\cos \theta_0] \\
 + \cos(\omega t) [-\theta_0 (1 + \cos \theta_0) + 2(1 - \cos \theta_0) \\
 \times (2\sin(\beta_e L) - \beta_e L \cos(\beta_e L)) \\
 + 2\sin \theta_0 (1 - \theta_0 \sin(\beta_e L))] \}. \quad (26)
 \end{aligned}$$

由此可得第二个间隙的归一化电子负载电导和归一化电子负载电纳为

$$\overline{G_2} = \frac{G_2}{G_0} = \frac{2(1 - \cos \theta_0) [2(1 - \cos \beta_e L) - \beta_e L \sin \beta_e L] + \theta_0 (2\cos \beta_e L - 1) \sin \theta_0 - 2 + 2\cos \theta_0}{2\theta_0^2}, \quad (27)$$

$$\overline{B_2} = \frac{B_2}{G_0} = \frac{-\theta_0 (1 + \cos \theta_0) + 2(1 - \cos \theta_0) (2\sin \beta_e L - \beta_e L \cos \beta_e L) + 2\sin \theta_0 (1 - \theta_0 \sin \beta_e L)}{2\theta_0^2}. \quad (28)$$

第二个间隙中电子注与高频场之间交换的能量为

$$P_2 = \frac{1}{2} U_m^2 G_2 = \frac{U_m^2 G_0}{4\theta_0^2} \{2(1 - \cos \theta_0) [2(1 - \cos \beta_e L) - \beta_e L \sin(\beta_e L)] + \theta_0 [2 \cos(\beta_e L) - 1] \sin \theta_0 - 2 + 2 \cos \theta_0\}. \quad (29)$$

对于双间隙腔, 若定义等效电压 $U_2 = 2U_m$, 可得双间隙谐振腔的等效电子负载电导和电子负载电纳

$$G_{b2} = \frac{2(P_{b1} + P_2)}{U_2^2} = \frac{G_0}{4\theta_0^2} \{(1 - \cos \theta_0) [2 - 2 \cos(\beta_e L) - \beta_e L \sin(\beta_e L)] + \theta_0 (\cos(\beta_e L) - 1) \sin \theta_0\}, \quad (30)$$

$$B_{b2} = \frac{2}{U_2^2} \left(\frac{1}{2} U_m^2 B_{b1} + \frac{1}{2} U_m^2 B_2 \right) = \frac{G_0}{4\theta_0^2} \{ -\theta_0 (1 + \cos \theta_0) + (1 - \cos \theta_0) [2 \sin(\beta_e L) - (\beta_e L) \cos(\beta_e L)] + \sin \theta_0 [2 - \theta_0 \sin(\beta_e L)] \}. \quad (31)$$

2.3 三间隙谐振腔电子负载的理论分析

对于三间隙谐振腔, 电子注在前两个间隙中的运动情况与双间隙谐振腔中相同. 当电子通过第二个间隙后进入漂移通道, 此时没有外加电场, 电子以第二个间隙出口处的速度为初始速度做匀速运动. 电子在漂移通道中的运动方程为

$$z_{21} = \left\{ \nu_0 + \frac{\alpha \nu_0}{2\theta_0} [\cos(\varphi_0 + \beta_e L + \theta_0) - \cos(\varphi_0 + \beta_e L) + \cos \varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0)] \right\} (t - \tau_2) + L + d, \quad L + d \leq z_{21} \leq 2L. \quad (32)$$

电子在第三个间隙的运动方程为

$$\frac{d^2 z_3}{dt^2} = \frac{eU_m}{md} \sin(\omega t), \quad 2L \leq z_3 \leq 2L + d, \quad (33)$$

电子离开三间隙谐振腔的速度为

$$\nu_3 |_{t=\tau_3} = \nu_0 + \frac{\alpha \nu_0}{2\theta_0} [\cos(\varphi_0 + 2\beta_e L) - \cos(\varphi_0 + 2\beta_e L + \theta_0) + \cos(\varphi_0 + \beta_e L + \theta_0) - \cos(\varphi_0 + \beta_e L) + \cos \varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0)], \quad (34)$$

式中 τ_3 为电子离开三间隙谐振腔的时间.

采用同双间隙谐振腔中漂移通道和间隙中相同的分析方法, 可得三间隙谐振腔的第三个间隙中产生的感应电流

$$I_{3, \text{ind}} = \frac{U_m G_0}{2\theta_0^2} \{ \sin(\omega t) \{ -5\theta_0 \sin \theta_0 + 2(\cos \theta_0 - 1) [\beta_e L \sin(\beta_e L) (1 - 4 \cos(\beta_e L)) + 10 \cos(\beta_e L) + 5] + 2(\cos(\beta_e L) + 1) [5\theta_0 \sin \theta_0 + 2(2 - 2 \cos \theta_0 - \theta_0 \sin \theta_0) (\cos(\beta_e L) + 1)] \} + \cos(\omega t) [4(\cos(\beta_e L) - 1) (\cos \theta_0 - 1) (2 \sin(\beta_e L) - 2\beta_e L \cos(\beta_e L) - \beta_e L) - 4(1 - \cos(\beta_e L)) \sin(\beta_e L) \sin \theta_0 + 2 \sin \theta_0 (1 + \sin(\beta_e L)) - \theta_0 (\cos \theta_0 + 1) - 2(1 - \cos \theta_0) (2 \sin(\beta_e L) - \beta_e L \cos(\beta_e L))] \}. \quad (35)$$

由此可得第三个间隙的归一化电子负载电导和归一化电子负载电纳为

$$\overline{G}_3 = \frac{G_3}{G_0} = \frac{-5\theta_0 \sin \theta_0 + 2(\cos \theta_0 - 1) [\beta_e L \sin(\beta_e L) (1 - 4 \cos(\beta_e L)) + 10 \cos(\beta_e L) + 5] + 2(\cos(\beta_e L) + 1) [5\theta_0 \sin \theta_0 + 2(2 - 2 \cos \theta_0 - \theta_0 \sin \theta_0) (\cos(\beta_e L) + 1)]}{2\theta_0^2}, \quad (36)$$

$$\overline{B}_3 = \frac{B_3}{G_0} = \frac{-2\theta_0 [1 - 2 \cos(\beta_e L)] \sin(\beta_e L) \sin \theta_0 + 2 \sin \theta_0 - \theta_0 \cos \theta_0 - \theta_0 + 2(1 - \cos \theta_0) \{ [2 \sin(\beta_e L) - \beta_e L \cos(\beta_e L)] [2 \cos(\beta_e L) - 3] - 4\beta_e L [\cos(\beta_e L) - 1] \}}{2\theta_0^2}. \quad (37)$$

第三个间隙中电子注与高频场之间交换的能量为

$$P_3 = \frac{1}{2} U_m^2 G_3 = \frac{U_m^2 G_0}{4\theta_0^2} \{ -5\theta_0 \sin \theta_0 + 2(\cos \theta_0 - 1) [\beta_e L \sin(\beta_e L) (1 - 4 \cos(\beta_e L)) + 10 \cos(\beta_e L) + 5] + 2(\cos(\beta_e L) + 1) [5\theta_0 \sin \theta_0 + 2(2 - 2 \cos \theta_0 - \theta_0 \sin \theta_0) (\cos(\beta_e L) + 1)] \}. \quad (38)$$

对于三间隙谐振腔, 若定义等效电压 $U_3 = 3U_m$, 可得三间隙谐振腔的等效电子负载电导和电子负载电纳

$$G_{b3} = \frac{2(P_{b1} + P_2 + P_3)}{U_3^2} = \frac{G_0}{18\theta_0^2} \{ -9\theta_0 \sin \theta_0 + 2(\cos \theta_0 - 1) [2\beta_e L \sin(\beta_e L) (1 - 2\cos(\beta_e L)) + 12\cos(\beta_e L) + 3] + 4(\cos(\beta_e L) + 1) [3\theta_0 \sin \theta_0 + (2 - 2\cos \theta_0 - \theta_0 \sin \theta_0)(\cos(\beta_e L) + 1)] \}, \quad (39)$$

$$B_{b3} = \frac{2\left(\frac{1}{2}U_m^2 B_{b1} + \frac{1}{2}U_m^2 B_2 + \frac{1}{2}U_m^2 B_3\right)}{U_3^2} = \frac{G_0}{18\theta_0^2} \left\{ \begin{aligned} &4(\cos(\beta_e L) - 1)(\cos \theta_0 - 1)(2\sin(\beta_e L) - 2\beta_e L \cos(\beta_e L) - \beta_e L) \\ &-4\theta_0(1 - \cos(\beta_e L))\sin(\beta_e L)\sin \theta_0 + 6\sin \theta_0 - 3\theta_0 \cos \theta_0 - 3\theta_0 \end{aligned} \right\}. \quad (40)$$

2.4 四间隙谐振腔电子负载的理论分析

对于四间隙谐振腔, 电子注在前三个间隙中的运动情况与三间隙谐振腔中相同. 当电子通过第三个间隙后进入漂移通道, 此时没有外加电场, 电子以第三个间隙出口处的速度为初始速度作匀速运动. 电子在漂移通道中的运动方程为

$$z_{31} = \left\{ \begin{aligned} &\nu_0 + \frac{\alpha\nu_0}{2\theta_0} [\cos(\varphi_0 + 2\beta_e L) \\ &- \cos(\varphi_0 + 2\beta_e L + \theta_0) + \cos(\varphi_0 + \beta_e L + \theta_0) \\ &- \cos(\varphi_0 + \beta_e L) + \cos \varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0)] \end{aligned} \right\} \\ \times (t - \tau_3) + 2L + d, \quad 2L + d \leq z_{31} \leq 3L. \quad (41)$$

电子在第四个间隙的运动方程为

$$\frac{d^2 z_4}{dt^2} = \frac{eU_m}{md} \sin(\omega t + \pi), \quad 3L \leq z_4 \leq 3L + d. \quad (42)$$

电子离开四间隙谐振腔的速度为

$$\nu_4|_{t=\tau_4} = \nu_0 + \frac{\alpha\nu_0}{2\theta_0} [\cos(\varphi_0 + 3\beta_e L + \theta_0) - \cos(\varphi_0 + 3\beta_e L) + \cos(\varphi_0 + 2\beta_e L) - \cos(\varphi_0 + 2\beta_e L + \theta_0) + \cos(\varphi_0 + \beta_e L + \theta_0) - \cos(\varphi_0 + \beta_e L) + \cos \varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0)], \quad (43)$$

式中 τ_4 为电子离开四间隙谐振腔的时间.

采用同上述电子在漂移通道和间隙中相同的分析方法, 可得四间隙谐振腔的第四个间隙中产生的感应电流为

$$I_{4,\text{ind}} = -\frac{U_m G_0}{2\theta_0^2} \left\{ \begin{aligned} &\sin \omega t \left\{ \begin{aligned} &2(1 - \cos \theta_0) \left[4\cos^2(\beta_e L)(2 - 2\cos(\beta_e L) - 3\beta_e L \sin(\beta_e L)) \right. \\ &\quad \left. + 2\beta_e L \sin(\beta_e L)(2\cos(\beta_e L) + 1) + 12\cos(\beta_e L) + 3 \right] \\ &-8\theta_0(1 - \cos(\beta_e L))\cos(\beta_e L)\sin \theta_0 + \theta_0 \sin \theta_0 [9 - 8(1 - \cos(\beta_e L))\cos(\beta_e L)] \\ &-4(\cos(\beta_e L) + 1) [3\theta_0 \sin \theta_0 + (2 - 2\cos \theta_0 - \theta_0 \sin \theta_0)(\cos(\beta_e L) + 1)] \end{aligned} \right\} \\ &+\cos \omega t \left\{ \begin{aligned} &2\sin \theta_0 - \theta_0 \cos \theta_0 - \theta_0 - 4\theta_0 \sin \theta_0 \sin(\beta_e L) [\cos(\beta_e L)(2\cos(\beta_e L) - 1)] \\ &+4(\cos \theta_0 - 1) \left\{ \begin{aligned} &\beta_e L [8\cos^2(\beta_e L)(\cos(\beta_e L) - 1) + 1] - [2\sin(\beta_e L) \\ &\quad + (\cos(\beta_e L) - 1)] [2\cos(\beta_e L)(\cos(\beta_e L) - 1) + 1] \\ &\quad - (\cos(\beta_e L) - 1)(2\sin(\beta_e L) - 2\beta_e L \cos(\beta_e L) - \beta_e L) \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right\}. \quad (44)$$

由此可得第四个间隙的归一化电子负载电导和归一化电子负载电纳为

$$\overline{G_4} = G_4/G_0 = \frac{1}{2\theta_0^2} \left\{ \begin{aligned} &2(1 - \cos \theta_0) [4\cos^2(\beta_e L)(2 - 2\cos(\beta_e L) - 3\beta_e L \sin(\beta_e L)) + 2\beta_e L \sin(\beta_e L)(2\cos(\beta_e L) + 1) \\ &+ 12\cos(\beta_e L) + 3] - 8\theta_0(1 - \cos(\beta_e L))\cos(\beta_e L)\sin \theta_0 + \theta_0 \sin \theta_0 [9 - 8(1 - \cos(\beta_e L))\cos(\beta_e L)] \\ &- 4(\cos(\beta_e L) + 1) [3\theta_0 \sin \theta_0 + (2 - 2\cos \theta_0 - \theta_0 \sin \theta_0)(\cos(\beta_e L) + 1)] \end{aligned} \right\}, \quad (45)$$

$$\begin{aligned}
 \overline{B_4} &= B_4/G_0 \\
 &= \frac{1}{2\theta_0^2} \left\{ 2 \sin \theta_0 - \theta_0 \cos \theta_0 - \theta_0 - 4\theta_0 \sin \theta_0 \sin(\beta_e L) [\cos(\beta_e L) (2 \cos(\beta_e L) - 1)] + 4(\cos \theta_0 - 1) \right. \\
 &\quad \times \left. \left\{ \beta_e L [8 \cos^2(\beta_e L) (\cos(\beta_e L) - 1) + 1] - (\cos(\beta_e L) - 1) (2 \sin(\beta_e L) - 2\beta_e L \cos(\beta_e L) - \beta_e L) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - [2 \sin(\beta_e L) + (\cos(\beta_e L) - 1)] [2 \cos(\beta_e L) (\cos(\beta_e L) - 1) + 1] \right\} \right\}. \quad (46)
 \end{aligned}$$

第四个间隙中电子注与高频场之间交换的能量为

$$\begin{aligned}
 P_4 &= U_m^2 G_4/2 \\
 &= \frac{U_m^2 G_0}{4\theta_0^2} \left\{ 2(1 - \cos \theta_0) [4 \cos^2(\beta_e L) (2 - 2 \cos(\beta_e L) - 3\beta_e L \sin(\beta_e L)) + 2\beta_e L \sin(\beta_e L) (2 \cos(\beta_e L) + 1) \right. \\
 &\quad + 12 \cos(\beta_e L) + 3] - 8\theta_0 (1 - \cos(\beta_e L)) \cos(\beta_e L) \sin \theta_0 + \theta_0 \sin \theta_0 [9 - 8(1 - \cos(\beta_e L)) \cos(\beta_e L)] \\
 &\quad \left. - 4(\cos(\beta_e L) + 1) [3\theta_0 \sin \theta_0 + (2 - 2 \cos \theta_0 - \theta_0 \sin \theta_0) (\cos(\beta_e L) + 1)] \right\}. \quad (47)
 \end{aligned}$$

对于四间隙谐振腔, 若定义等效电压 $U_4 = 4U_m$, 可得四间隙谐振腔的等效电子负载电导和电子负载电纳

$$\begin{aligned}
 G_{b4} &= \frac{2(P_{b1} + P_2 + P_3 + P_4)}{U_4^2} \\
 &= \frac{G_0}{4\theta_0^2} \left\{ \cos(\beta_e L) \left\{ [(2 - 2 \cos(\beta_e L) - 3\beta_e L \sin(\beta_e L)) \cos(\beta_e L) + 2\beta_e L \sin(\beta_e L)] (1 - \cos \theta_0) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \theta_0 (1 - \cos(\beta_e L)) \cos(\beta_e L) \sin \theta_0 \right\} \right\}, \quad (48)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_{b4} &= \frac{2}{U_4^2} \left(\frac{1}{2} U_m^2 B_{b1} + \frac{1}{2} U_m^2 B_2 + \frac{1}{2} U_m^2 B_3 + \frac{1}{2} U_m^2 B_4 \right) \\
 &= \frac{G_0}{8\theta_0^2} \left\{ \begin{array}{l} 2 \sin \theta_0 - \theta_0 \cos \theta_0 - \theta_0 - \theta_0 \sin \theta_0 \sin(\beta_e L) [2 \cos(\beta_e L) (\cos(\beta_e L) - 1) + 1] \\ + (\cos \theta_0 - 1) \left\{ \begin{array}{l} \beta_e L [8 \cos^2(\beta_e L) (\cos(\beta_e L) - 1) + 1] \\ - (2 \sin(\beta_e L) + \cos(\beta_e L) - 1) [2 \cos(\beta_e L) (\cos(\beta_e L) - 1) + 1] \end{array} \right\} \end{array} \right\}. \quad (49)
 \end{aligned}$$

2.5 五间隙谐振腔电子负载的理论分析

对于五间隙谐振腔, 电子注在前四个间隙中的运动情况与四间隙谐振腔中相同. 当电子通过第四个间隙后进入漂移通道, 此时没有外加电场, 电子以第四个间隙出口处的速度为初始速度做匀速运动. 电子在漂移通道中的运动方程为

$$\begin{aligned}
 z_{41} &= \left\{ \nu_0 + \frac{\alpha \nu_0}{2\theta_0} [\cos(\varphi_0 + 3\beta_e L + \theta_0) - \cos(\varphi_0 + 3\beta_e L) \right. \\
 &\quad + \cos(\varphi_0 + 2\beta_e L) - \cos(\varphi_0 + 2\beta_e L + \theta_0) \\
 &\quad + \cos(\varphi_0 + \beta_e L + \theta_0) - \cos(\varphi_0 + \beta_e L) \\
 &\quad \left. + \cos \varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0) \right\} (t - \tau_4) + 3L + d, \\
 3L + d &\leq z_{41} \leq 4L. \quad (50)
 \end{aligned}$$

电子在第五个间隙的运动方程为

$$\frac{d^2 z_5}{dt^2} = \frac{eU_m}{md} \sin(\omega t), \quad 4L \leq z_5 \leq 4L + d. \quad (51)$$

电子离开五间隙谐振腔的速度为

$$\begin{aligned}
 \nu_5 |_{t=\tau_5} &= \nu_0 + \frac{\alpha \nu_0}{2\theta_0} [\cos(\varphi_0 + 4\beta_e L) \\
 &\quad - \cos(\varphi_0 + 4\beta_e L + \theta_0) + \cos(\varphi_0 + 3\beta_e L + \theta_0) \\
 &\quad - \cos(\varphi_0 + 3\beta_e L) + \cos(\varphi_0 + 2\beta_e L) \\
 &\quad - \cos(\varphi_0 + 2\beta_e L + \theta_0) \\
 &\quad + \cos(\varphi_0 + \beta_e L + \theta_0) - \cos(\varphi_0 + \beta_e L) \\
 &\quad \left. + \cos \varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0) \right], \quad (52)
 \end{aligned}$$

式中 τ_5 为电子离开五间隙谐振腔的时间.

采用同双间隙谐振腔电子在漂移通道和间隙中相同的分析方法, 可得五间隙谐振腔的第五个间隙中产生的感应电流为

$$I_{5,\text{ind}} = \frac{U_m G_0}{2\theta_0^2} \times \left\{ \begin{array}{l} \sin(\omega t) \left\{ \begin{array}{l} \theta_0 \sin \theta_0 \left[8(1 - \cos(\beta_e L)) \cos^2(\beta_e L) - (4\cos^2(\beta_e L) - 2\cos(\beta_e L) - 1)^2 \right] \\ + 2(1 - \cos \theta_0) \left\{ \begin{array}{l} (4\cos^2(\beta_e L) - 2\cos(\beta_e L) - 1) \left[\begin{array}{l} 4\cos^2(\beta_e L) - 2\cos(\beta_e L) - 1 \\ + 2\beta_e L \sin(\beta_e L) (4\cos(\beta_e L) - 1) \end{array} \right] \\ - 8\cos^2(\beta_e L) [(2 - 2\cos(\beta_e L) - 3\beta_e L \sin(\beta_e L)) - 16\beta_e L \sin(\beta_e L) \cos(\beta_e L)] \end{array} \right\} \end{array} \right\} \\ + \cos(\omega t) \left\{ \begin{array}{l} 2\sin \theta_0 - \theta_0 (1 + \cos \theta_0) + 4\theta_0 \sin \theta_0 \sin(\beta_e L) [2\cos(\beta_e L) (\cos(\beta_e L) - 1) + 1] \\ - 4(\cos \theta_0 - 1) \left\{ \begin{array}{l} \beta_e L [8\cos^2(\beta_e L) (\cos(\beta_e L) - 1) + 1] \\ - (2\sin(\beta_e L) + \cos(\beta_e L) - 1) [2\cos(\beta_e L) (\cos(\beta_e L) - 1) + 1] \end{array} \right\} \\ + 4(\cos(\beta_e L) - 1) \left\{ \begin{array}{l} 5\beta_e L \cos(\beta_e L) (1 - \cos \theta_0) (4\cos^2(\beta_e L) - 1) \\ + (2\cos^2(\beta_e L) + 3) \left[\begin{array}{l} \beta_e L (1 - \cos(\beta_e L)) (1 - \cos \theta_0) \\ - 2\sin(\beta_e L) (1 - \cos \theta_0) + \theta_0 \sin(\beta_e L) \sin \theta_0 \end{array} \right] \end{array} \right\} \end{array} \right\} \end{array} \right\}. \quad (53)$$

由此可得第五个间隙的归一化电子负载电导和归一化电子负载电纳为

$$\overline{G}_5 = \frac{G_5}{G_0} = \frac{1}{2\theta_0^2} \times \left\{ \begin{array}{l} \theta_0 \sin \theta_0 \left[8(1 - \cos(\beta_e L)) \cos^2(\beta_e L) - (4\cos^2(\beta_e L) - 2\cos(\beta_e L) - 1)^2 \right] + 2(1 - \cos \theta_0) \\ \times \left\{ \begin{array}{l} (4\cos^2(\beta_e L) - 2\cos(\beta_e L) - 1) [4\cos^2(\beta_e L) - 2\cos(\beta_e L) - 1 + 2\beta_e L \sin(\beta_e L) (4\cos(\beta_e L) - 1)] \\ - 8\cos^2(\beta_e L) [(2 - 2\cos(\beta_e L) - 3\beta_e L \sin(\beta_e L)) - 16\beta_e L \sin(\beta_e L) \cos(\beta_e L)] \end{array} \right\} \end{array} \right\}, \quad (54)$$

$$\overline{B}_5 = \frac{B_5}{G_0} = \frac{1}{2\theta_0^2} \times \left\{ \begin{array}{l} 2\sin \theta_0 - \theta_0 (1 + \cos \theta_0) + 4(\cos(\beta_e L) - 1) \left\{ \begin{array}{l} 5\beta_e L \cos(\beta_e L) (1 - \cos \theta_0) (4\cos^2(\beta_e L) - 1) \\ + (2\cos(2\beta_e L) + 3) \left[\begin{array}{l} \beta_e L (1 - \cos(\beta_e L)) (1 - \cos \theta_0) \\ - 2\sin(\beta_e L) (1 - \cos \theta_0) + \theta_0 \sin(\beta_e L) \sin \theta_0 \end{array} \right] \end{array} \right\} \\ - 4(\cos \theta_0 - 1) \left\{ \begin{array}{l} \beta_e L [8\cos^2(\beta_e L) (\cos(\beta_e L) - 1) + 1] \\ - (2\sin(\beta_e L) + \cos(\beta_e L) - 1) [2\cos(\beta_e L) (\cos(\beta_e L) - 1) + 1] \end{array} \right\} \\ + 4\theta_0 \sin \theta_0 \sin(\beta_e L) [2\cos(\beta_e L) (\cos(\beta_e L) - 1) + 1] \end{array} \right\}. \quad (55)$$

第五个间隙中电子注与高频场之间交换的能量为

$$P_5 = \frac{1}{2} U_m^2 G_5 = \frac{U_m^2 G_0}{4\theta_0^2} \times \left\{ \begin{array}{l} \theta_0 \sin \theta_0 \left[8(1 - \cos(\beta_e L)) \cos^2(\beta_e L) - (4\cos^2(\beta_e L) - 2\cos(\beta_e L) - 1)^2 \right] \\ + 2(1 - \cos \theta_0) \left\{ \begin{array}{l} (4\cos^2(\beta_e L) - 2\cos(\beta_e L) - 1) \left[\begin{array}{l} 4\cos^2(\beta_e L) - 2\cos(\beta_e L) - 1 \\ + 2\beta_e L \sin(\beta_e L) (4\cos(\beta_e L) - 1) \end{array} \right] \\ - 8\cos^2(\beta_e L) [(2 - 2\cos(\beta_e L) - 3\beta_e L \sin(\beta_e L)) - 16\beta_e L \sin(\beta_e L) \cos(\beta_e L)] \end{array} \right\} \end{array} \right\}. \quad (56)$$

对于五间隙谐振腔, 若定义等效电压 $U_5 = 5U_m$, 可得五间隙谐振腔的等效电子负载电导和电子负载电纳为

$$G_{b5} = 2(P_{b1} + P_2 + P_3 + P_4 + P_5)/U_5^2$$

$$= \frac{G_0 \left\{ (4\cos^2(\beta_e L) - 2\cos(\beta_e L) - 1) \left\{ \begin{aligned} & -\theta_0 \sin \theta_0 (4\cos^2(\beta_e L) - 2\cos(\beta_e L) - 1) + 2(1 - \cos \theta_0) \\ & \times [4\cos^2(\beta_e L) - 2\cos(\beta_e L) - 1 + 2\beta_e L \sin(\beta_e L) (4\cos(\beta_e L) - 1)] \end{aligned} \right\} \right\}}{50\theta_0^2}, \quad (57)$$

$$B_{b5} = 2 \left(\frac{1}{2} U_m^2 B_{b1} + \frac{1}{2} U_m^2 B_2 + \frac{1}{2} U_m^2 B_3 + \frac{1}{2} U_m^2 B_4 + \frac{1}{2} U_m^2 B_5 \right) / U_5^2$$

$$= \frac{G_0 \left\{ 10 \sin \theta_0 - 5\theta_0 (1 + \cos \theta_0) + 4(\cos(\beta_e L) - 1) \left\{ \begin{aligned} & 5\beta_e L \cos(\beta_e L) (1 - \cos \theta_0) (4\cos^2(\beta_e L) - 1) \\ & + (2\cos(2\beta_e L) + 3) \left[\begin{aligned} & \beta_e L (1 - \cos(\beta_e L)) (1 - \cos \theta_0) \\ & \times \sin(\beta_e L) (-2 + 2\cos \theta_0 + \theta_0 \sin \theta_0) \end{aligned} \right] \end{aligned} \right\} \right\}}{50\theta_0^2}. \quad (58)$$

2.6 电子负载影响参数分析

以五间隙谐振腔为例, 分析各参数对电子负载电导和电子负载电纳的影响. 图 3 为五间隙谐振腔纵向工作模式为 π 模时, 相邻间隙中心直流渡越角 $\beta_e L$ 变化时电子负载电导 G_b 随单间隙直流渡越角 $\beta_e d$ 变化的曲线. 由图 3 可以看出, 对于不同的 $\beta_e L$, 存在一个最优的直流渡越角 $\beta_e d$, 使电子注与高频场之间交换的能量最大, 此外, 且最优的直流渡越角 $\beta_e d$ 对 $\beta_e L$ 的变化十分敏感, 因此, $\beta_e L$ 在

选择时需要精心考虑. 图 4 为直流渡越角 $\beta_e d$ 变化时电子负载电导 G_b 随相邻间隙中心直流渡越角 $\beta_e L$ 变化的曲线. 由图 4 可以看出, 对于不同的 $\beta_e d$, 电子负载电导最大值对应的 $\beta_e L$ 有微小差别. 由图 4 还可以看出, 当 $\beta_e L$ 逐渐增大时, 首先是电子注交出能量给高频场, 然后电子注从高频场吸收能量, 形成类似振荡的效果, 存在一个 $\beta_e L$, 使高频场从电子注吸收的能量最大, 这是振荡器的最佳工作点, 同样存在一个 $\beta_e L$, 使电子注从高频场吸收的能量最大, 这是放大器的最佳工作点. 图 5 为

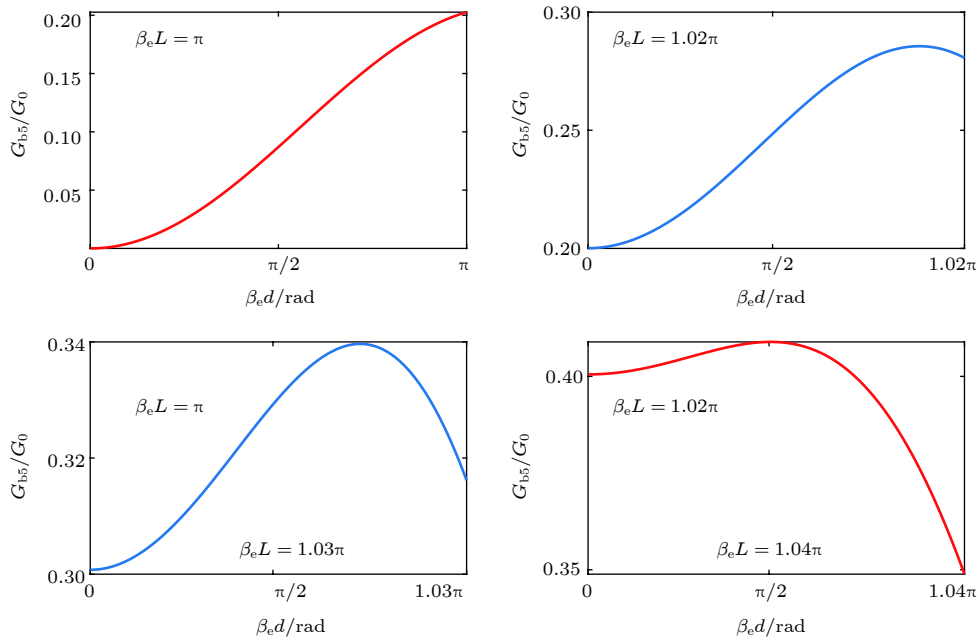


图 3 五间隙数谐振器的归一化电子负载电导与渡越角的关系

Fig. 3. G_{b5}/G_0 versus θ_0 of five-gap cavity.

$\beta_e L = 1.02\pi$ 时, 不同间隙数谐振腔的电子负载电导 G_b 随单间隙直流渡越角 $\beta_e d$ 变化的曲线. 由图 5 可以看出, 间隙数的增加使电子注和高频场之间的相互作用更强, 有利于电子注从高频场吸收能量.

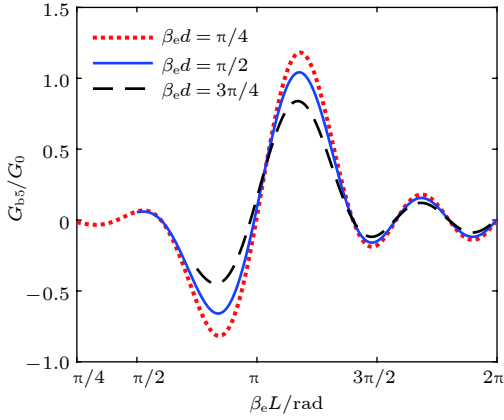


图 4 五间隙谐振器的归一化电子负载电导与 $\beta_e L$ 的关系
Fig. 4. G_{b5}/G_0 versus $\beta_e L$ of five-gap cavity.

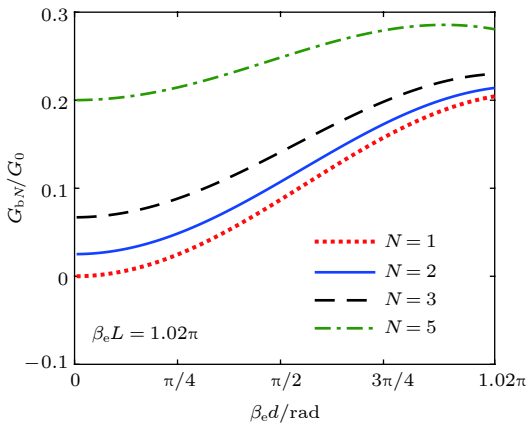


图 5 不同间隙数谐振器的归一化电子负载电导与渡越角的关系
Fig. 5. G_{bN}/G_0 versus θ_0 of multiple-gap cavity.

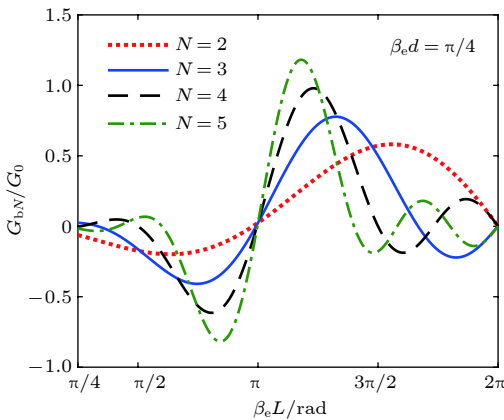


图 6 不同间隙数谐振器的归一化电子负载电导与渡越角的关系
Fig. 6. G_{bN}/G_0 versus θ_0 of multiple-gap cavity.

图 6 为 $\beta_e d = \pi/4$ 时, 不同间隙数谐振腔的电子负载电导 G_b 随相邻间隙中心直流渡越角 $\beta_e L$ 变化的曲线. 由图 6 同样可以看出, 间隙数越多, 电子注从高频场吸收的能量极值越大. 还可以看出, 对于振荡器, 最佳工作点对应的 $\beta_e L$ 随着间隙数的增加而变大, 对于放大器, 最佳工作点对应的 $\beta_e L$ 随着间隙数的增加而减小.

图 7 为五间隙谐振腔纵向工作模式为 π 模时, 相邻间隙中心直流渡越角 $\beta_e L$ 变化时电子负载电纳 B_b 随单间隙直流渡越角 $\beta_e d$ 变化的曲线. 由图 7

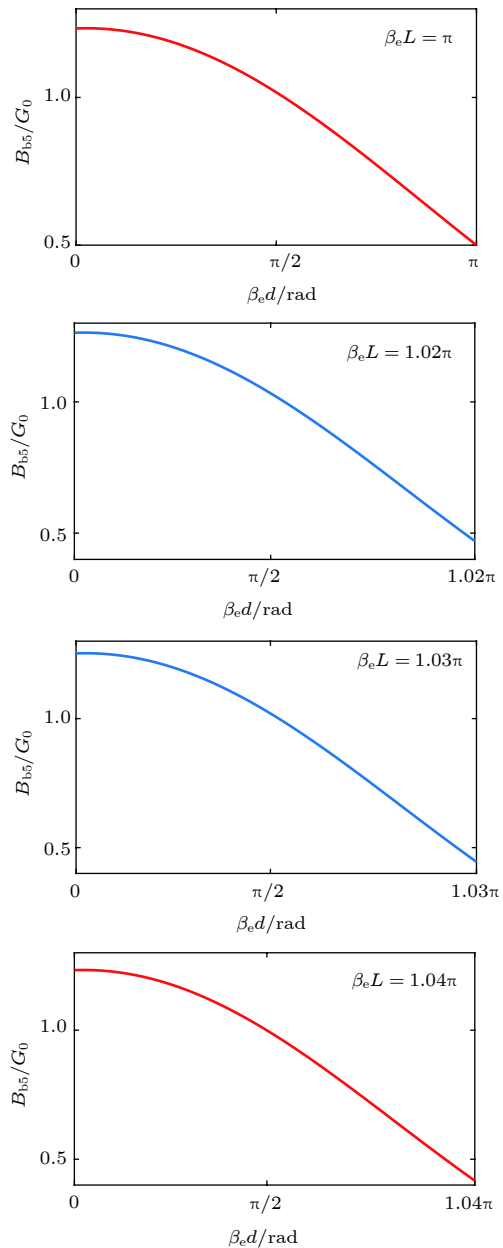


图 7 五间隙谐振器的归一化电子负载电纳与渡越角的关系
Fig. 7. B_{b5}/G_0 versus θ_0 of five-gap cavity.

可以看出,与图 3 不同,电子负载电纳 B_b 在考虑的范围内随 $\beta_e L$ 的变化没有电子负载电导 G_b 变化大. 图 8 为直流渡越角 $\beta_e d$ 变化时电子负载电纳 B_b 随相邻间隙中心直流渡越角 $\beta_e L$ 变化的曲线. 由图 8 可以看出,对于不同的 $\beta_e d$, 电子负载电纳最大值对应的 $\beta_e L$ 基本相同. 由图 8 还可以看出,电子注与高频场之间转换的这部分无功功率也随着 $\beta_e L$ 的变化有类似振荡的效果. 图 9 为 $\beta_e L = 1.02\pi$ 时,不同间隙数谐振腔的电子负载电纳 B_b 随单间隙直流渡越角 $\beta_e d$ 变化的曲线. 由图 9 可以看出,间隙数的增加使电子注和高频场之间相互转换的无功能量越大,意味着电子注后谐振腔谐振频率变化越大. 图 10 为 $\beta_e d = \pi/4$ 时,不同间隙数谐振腔的电子负载电纳 B_b 随相邻间隙中心直流渡越角 $\beta_e L$ 变化的曲线. 由图 10 同样可以看出,间隙数越多,电子注与高频场之间相互转换的无功功率极值越大,即电子注对谐振腔的频率影响越大.

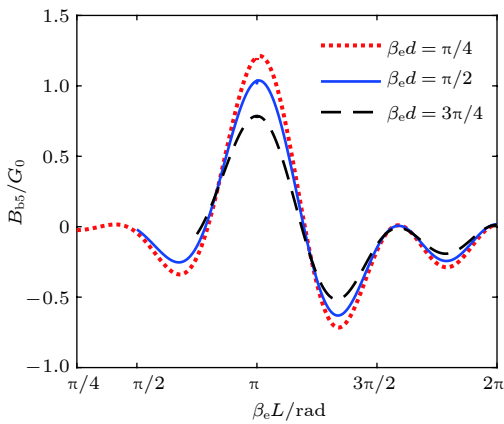


图 8 五间隙谐振器的归一化电子负载电纳与 $\beta_e L$ 的关系
Fig. 8. B_{b5}/G_0 versus $\beta_e L$ of five-gap cavity.

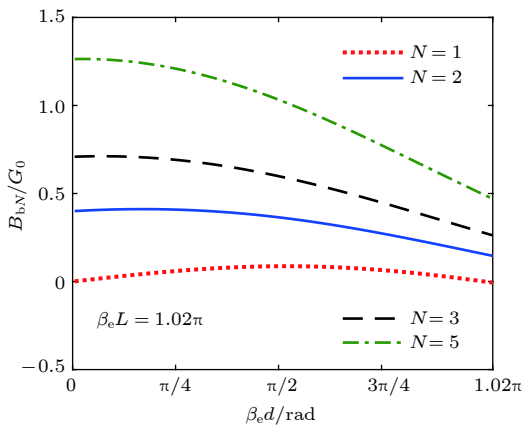


图 9 不同间隙数谐振器的归一化电子负载电纳与渡越角的关系
Fig. 9. B_{bN}/G_0 versus θ_0 of multiple-gap cavity.

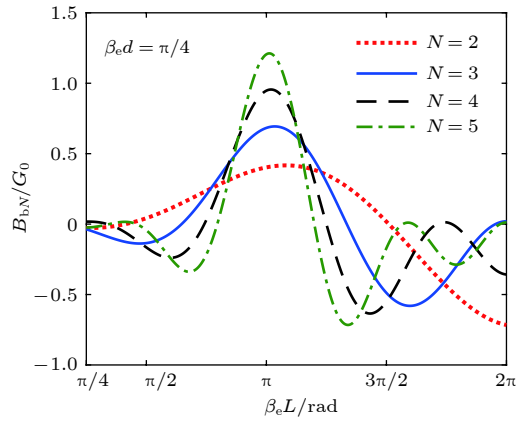


图 10 不同间隙数谐振器的归一化电子负载电纳与 $\beta_e L$ 的关系
Fig. 10. B_{bN}/G_0 versus $\beta_e L$ of multiple-gap cavity.

2.7 电子负载电导理论与仿真结果对比

以 G 波段五间隙谐振腔为例,在不同参数条件下对比了电子负载电导的理论计算值与三维电磁仿真软件计算值的区别. 电磁仿真软件计算电子负载电导 G_b 的公式为 [26]

$$G_b = \frac{Q_0 - Q_H}{(R/Q) Q_0 Q_H}, \quad (59)$$

式中 Q_0 为谐振腔的固有品质因子, Q_H 为加载电子注后谐振腔的品质因子, R/Q 为谐振腔的特征阻抗.

设定五间隙谐振腔单个间隙宽度 $d = 0.11 \text{ mm}$, 间隙周期 $L = 0.19 \text{ mm}$, 工作频率 220 GHz , 当工作电压为 21 kV 时,可得单间隙直流渡越角 $\theta_0 = 0.56\pi$, 相邻间隙中心之间的直流渡越角 $\beta_e L = 0.97\pi$. 图 11 为工作电流变化时电子负载电导的理论计算值与三维电磁仿真软件计算值随工

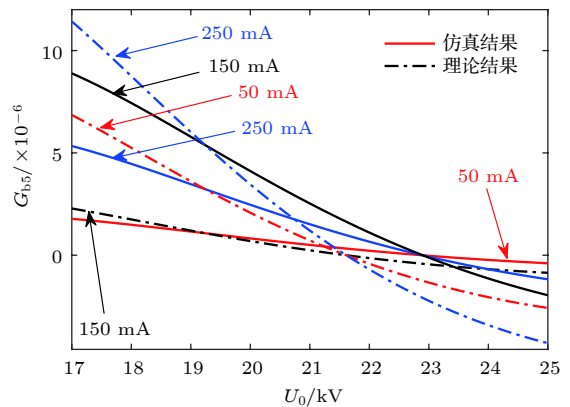


图 11 五间隙数谐振器的电子负载电导与工作电压的关系
Fig. 11. G_{b5} versus U_0 of five-gap cavity.

作电压的变化曲线. 图 12 为谐振腔束通道尺寸变化时电子负载电导的理论计算值与三维电磁仿真软件计算值随工作电压的变化曲线.

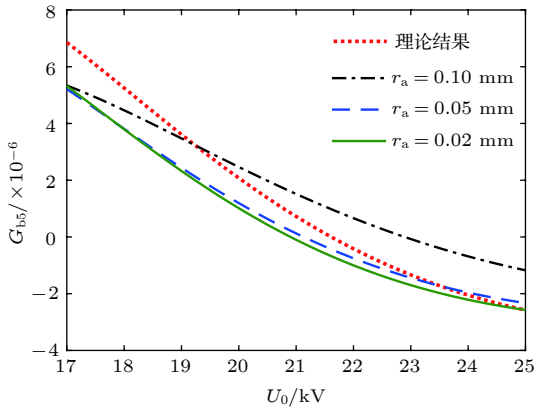


图 12 五间隙谐振器的电子负载电导与工作电压的关系
Fig. 12. G_{b5} versus U_0 of five-gap cavity.

由图 11 可以看出, 理论计算值与仿真计算值随电压的变化趋势一致, 但绝对值存在一定差别, 且这个差别随着工作电流的增大而变大. 差别存在的原因经分析主要由两点: 一是因为理论计算是在有栅间隙的条件下计算的, 漂移通道中没有电场, 电子注在漂移通道中没有受到电场的作用, 而在仿真模型中, 由于电子注通道的存在, 使一部分电场耦合进入漂移通道中, 导致电子注在漂移通道中某些位置也受到电场的作用, 电子注和高频场之间存在能量转换; 二是因为理论计算中假定电子注在横向受到的调制电场相同, 而且间隙中假定为均匀场, 而在仿真模型中, 电场在横向分布是不均匀的, 在间隙中也非均匀场, 导致理论计算和仿真计算得到的电子注与高频场之间转换的能量存在一些差别. 以上两点需要在以后的工作中进一步进行考虑. 本文理论推导是基于运动学理论, 忽略了空间电荷效应, 而当电流增大时, 空间电荷效应增大, 因此理论计算值与仿真计算值的差别随着电流的增大而变大.

由图 12 可以看出, 随着电子注通道尺寸减小, 理论计算值与仿真计算值的差别变小, 这是因为当电子注通道尺寸减小时, 电子注通道中截止频率增加, 间隙中耦合到漂移通道中的电场在很短的距离就会截止, 仿真中电场分布与理论计算的电场分布更接近, 但是由于电场在横向的不均匀性, 理论计算值与仿真计算值仍存在一定差别.

3 扩展互作用速调管高频结构仿真设计

设定电子注电压为 21 kV, 电流为 0.15 A, 输入微波功率为 200 mW, 中心频率为 218 GHz, 聚焦磁场为 0.8 T. 高频结构由输入腔、中间腔和输出腔三个谐振腔组成, 三个腔均为五间隙谐振腔. 采用三维电磁仿真软件建立了扩展互作用速调管高频结构的模型, 如图 13 所示, 金属为弥散无氧铜, 理想情况下电导率为 5.8×10^7 S/m, 由于加工的影响, 此处根据经验设置为 3.2×10^7 S/m^[37].

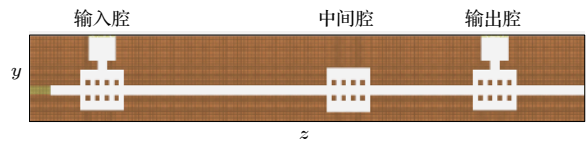


图 13 扩展互作用速调管高频结构模型
Fig. 13. Model of the extended interaction klystron.

3.1 输入腔匹配设计

输入腔采用五间隙谐振腔, 优化后间隙宽度 $d = 0.11$ mm 和相邻间隙中心之间的距离 $L = 0.2$ mm. 微波源功率从标准波导通过耦合孔的方式馈入输入腔, 输入腔间隙上建立的电压 V_{gap} 与输入功率 P_{in} 之间的关系式为^[26]

$$V_{\text{gap}} = \sqrt{\frac{8P_{\text{in}} \frac{R}{Q} Q_{\text{ext}}}{\left(1 + \frac{Q_{\text{ext}}}{Q_a}\right) + \left[Q_{\text{ext}} \left(\frac{f_{\text{in}}}{f_0} - \frac{f_0}{f_{\text{in}}}\right)\right]^2}}, \quad (60)$$

式中 f_{in} 表示输入信号的频率, f_0 表示输入腔的谐振频率, Q_{ext} 表示输入腔开耦合孔导致的损耗. Q_a 表征谐振腔的全部损耗, 包括谐振腔的固有损耗 Q_0 和引入电子注的损耗 Q_b , 即^[26]

$$\frac{1}{Q_a} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_b}. \quad (61)$$

电子注引起的损耗 Q_b 由下式确定^[26]:

$$Q_b = \frac{1}{G_b \cdot \frac{R}{Q}}. \quad (62)$$

由 (60) 式可以看出, 在输入功率一定的条件下, 当 $Q_{\text{ext}} = Q_a$ 时, 输入腔间隙上建立的电压最大, 此时信号在输入端口反射最小. 因此在设计输入腔的耦合孔时需要根据计算出来的 Q_a 确定. 通

过三维电磁仿真软件计算得到 $Q_0 = 413$, $R/Q = 110$, 在电压 21 kV, 电流 150 mA 时, 可得 $Q_b = 5070$, 因此 $Q_{\text{ext}} = 380$ 时反射最小.

3.2 输出腔外观品质因子 Q_{ext}

输出腔采用五间隙谐振腔, 输出腔中产生的功率通过耦合孔的方式传输给外部负载, 通过三维电磁仿真软件计算得到 $Q_0 = 413$, $R/Q = 110$, 耦合系数 $M = 0.74$. 输出腔的外观品质因子 Q_{ext} 由下式决定^[38]:

$$Q_{\text{ext}} = \frac{U_0/I_0}{M^2 \frac{R}{Q} \frac{I_1}{I_0}} \quad (63)$$

根据设计经验, 选择电流调制深度 $I_1/I_0 = 1.2$, 可得 $Q_{\text{ext}} = 1940$.

3.3 扩展相互作用速调管稳定性分析

为了判断引入电子注后谐振腔工作的稳定性, 需要分析引入电子注后对谐振腔损耗的影响. 谐振腔总的损耗由下式确定^[26]:

$$1/Q_t = 1/Q_0 + 1/Q_b + 1/Q_{\text{ext}} \quad (64)$$

电子负载电导 G_b 为正值时, 表示电子注从微波场中吸收能量, 此时微波场中能量不但被电子注吸收, 同时还被腔壁损耗掉, 此时 $Q_t > 0$, 不会发生自激振荡. 当电子负载电导 G_b 为负值时, 表示微波场从电子注吸收能量, 此时若微波场从电子注吸收的能量大于在腔壁上损耗的能量, 即 $Q_t < 0$ 时, 会发生自激振荡, 反之不会产生自激振荡. 图 14—图 16 为输入腔、中间腔和输出腔与工作模式同一个通带的各模式纵向电场沿轴向的分布, 图 17—图 19 为输入腔、中间腔和输出腔 Q_t 随工作电压的变化曲线, 由图可以看出, 在考虑的工作电压范围内, Q_t 均为正值, 说明不会发生自激振荡.

3.4 高频结构仿真设计

优化设计后高频结构参数如表 1 所示, 此外, 电子注通道半径 $r_a = 0.1$ mm.

表 1 G 波段扩展相互作用速调管高频结构参数

Table 1. Structural parameters of G-band extended interaction klystron amplifier.

谐振腔	纵向工作模式	谐振频率/GHz	固有品质因数 Q_0	外观品质因数 Q_{ext}	起始位置/mm
输入腔	π 模	218	413	380	0
中间腔	π 模	218.05	413	∞	4.87
输出腔	π 模	218	413	1940	7.77

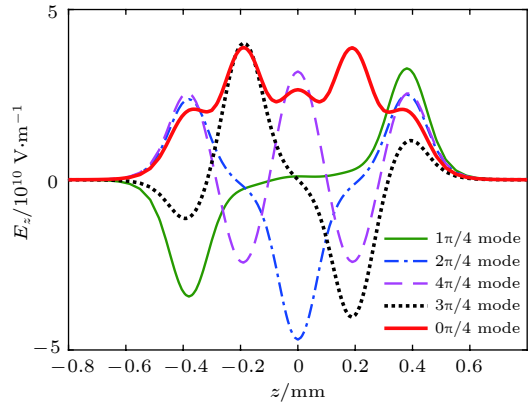


图 14 输入腔各模式 E_z 沿轴向的分布

Fig. 14. E_z versus axial distance of each mode in input cavity.

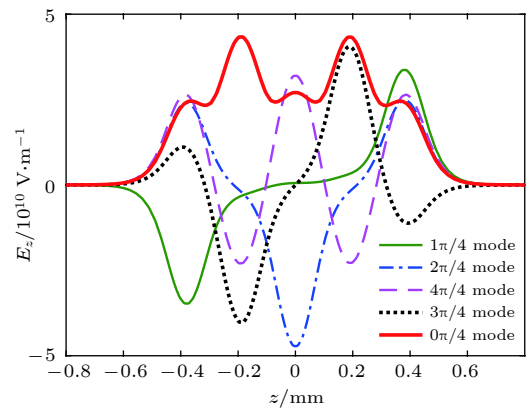


图 15 中间腔各模式 E_z 沿轴向的分布

Fig. 15. E_z versus axial distance of each mode in middle cavity.

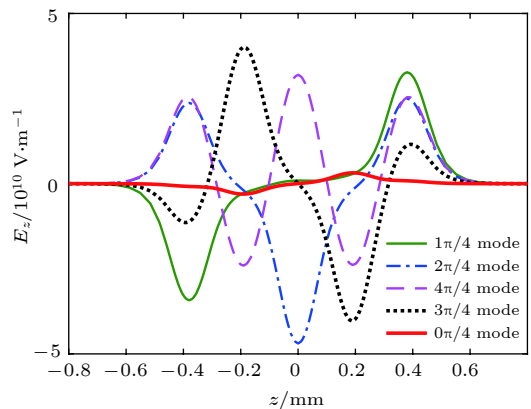


图 16 输出腔各模式 E_z 沿轴向的分布

Fig. 16. E_z versus axial distance of each mode in output cavity.

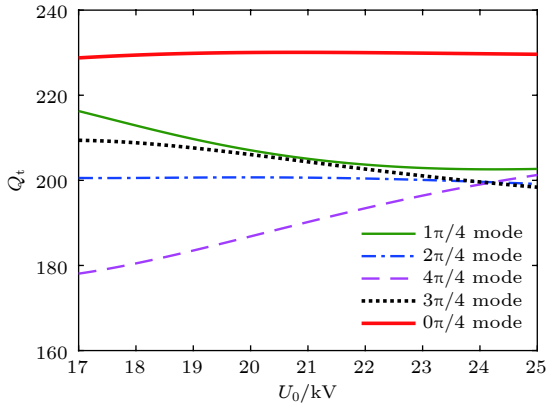


图 17 输入腔各模式 Q_t 与电压 U_0 的关系

Fig. 17. Q_t versus U_0 of each mode in input cavity.

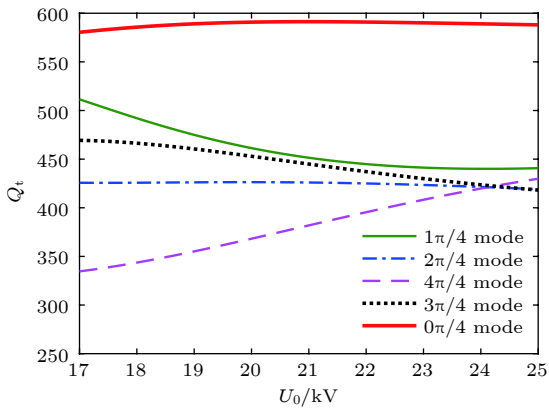


图 18 中间腔各模式 Q_t 与电压 U_0 的关系

Fig. 18. Q_t versus U_0 of each mode in middle cavity.

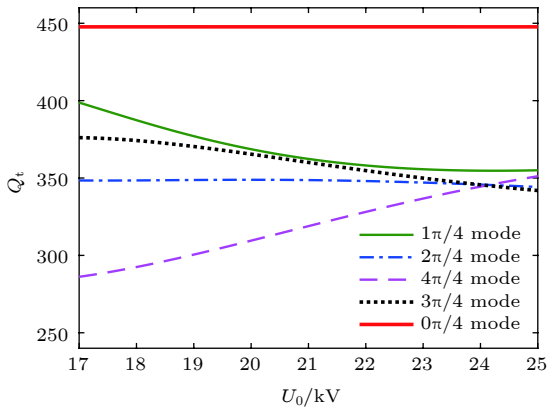


图 19 输出腔各模式 Q_t 与电压 U_0 的关系

Fig. 19. Q_t versus U_0 of each mode in output cavity.

根据高频结构参数,采用三维电磁仿真软件进行模拟,模拟结果如图 20—图 23 所示.图 20 为输入腔端口处监测的瞬时功率波形,可知输入端口功率反射很小,馈入的微波一部分耗散在输入腔腔壁上,一部分被电子注吸收.图 21 为调制电流的基频分量沿轴向的分布,可以看出,电子通过输入腔

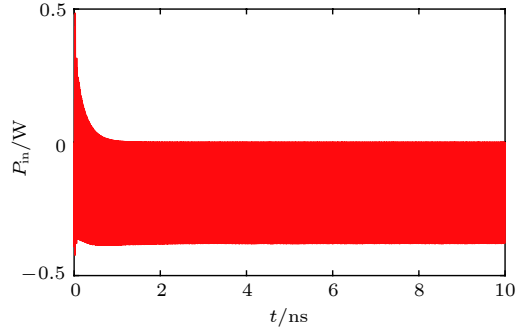


图 20 瞬时输入功率波形

Fig. 20. Waveform of input microwave.

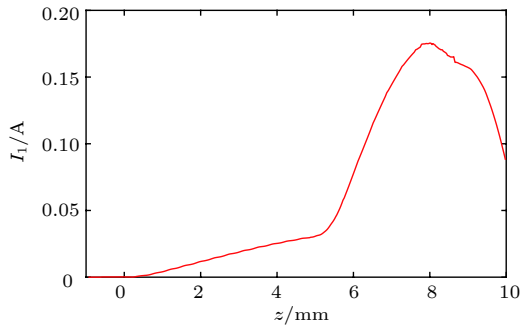


图 21 调制电流基频分量沿轴向的分布

Fig. 21. Fundamental modulated current amplitude versus axial distance.

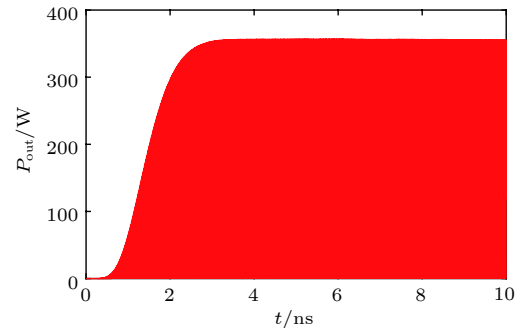


图 22 瞬时输出功率波形

Fig. 22. Instantaneous waveform of output microwave.

时,输入端口馈入的微波在输入腔间隙上建立了高频场,电子注受到高频场的作用产生了速度调制,从而引起密度调制,导致电流中产生谐波分量,基频分量在某处取得最大值,调制深度为 122%.图 22 和图 23 分别为输出腔端口处监测的瞬时输出功率波形和频谱,可知输出功率为 179 W,中心频率为 218 GHz,输出功率频谱较纯,在工作频率附近没有杂模.

为了进一步研究扩展相互作用速调管高频结构的性能,分析了输入信号频率、输入信号功率、电

子注电压和电流的变化对输出功率 P_{out} 和电子效率 η 的影响, 结果如图 24—图 27 所示.

图 24 为输出功率和效率随输入微波频率变化的情况, 可以看出, 输出功率和电子效率最大时的输入微波频率为 217.94 GHz, 此时输出功率为 185.5 W, 电子效率为 5.9%, 增益为 29.7 dB. 当输入微波频率偏离此值时, 输出功率和电子效率均减小. 这个最佳输入微波频率与谐振腔的固有谐振频率 218 GHz 相差 60 MHz, 这个频率差别有一部分

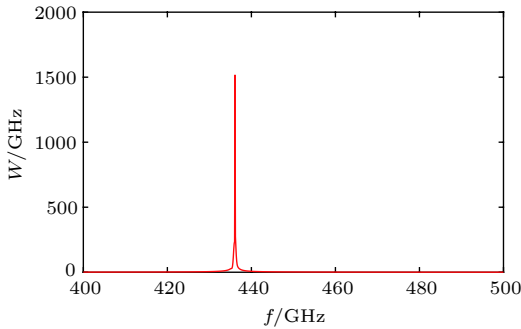


图 23 输出功率频谱

Fig. 23. Spectrum of output microwave.

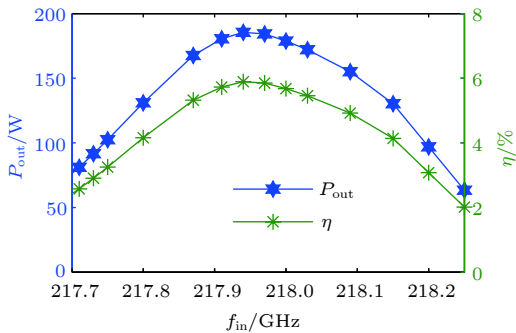


图 24 输出功率和电子效率与输入微波频率的关系

Fig. 24. Output power and efficiency versus input microwave frequency.

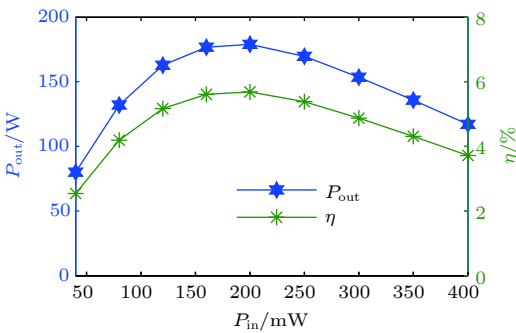


图 25 输出功率和电子效率与输入微波功率的关系

Fig. 25. Output power and efficiency versus input microwave power.

是由于电子负载电纳导致. 由图 24 还可得出, 扩展互作用速调管的 3 dB 带宽约 470 MHz.

图 25 为输出功率和效率随输入微波功率变化的情况, 可以看出, 当输入微波功率小于 200 mW 时, 输出功率和电子效率随着输入微波功率的增加而增大, 当输入微波功率大于 200 mW 时, 输出功率和电子效率随着输入微波功率的增加而减小. 这是因为在输入微波功率小于饱和输入功率时, 输入腔和中间腔对电子注的调制作用比较弱, 电子注达到输出腔时未达到最佳调制, 输入功率越大, 电流调制越强, 输出功率和电子效率随输入功率增大而增大. 当输入微波功率大于饱和输入功率时, 在电子注到达输出腔前已经达到最佳调制, 且输入功率越大, 最佳调制位置越靠前, 因此输入功率越大, 输出功率和电子效率越小.

图 26 为输出功率和效率随电子注电压变化的情况, 可以看出, 输出功率随着电压的增加而增大. 当工作电压小于 24 kV 时, 电子效率随着电压的增加而增大, 当工作电压大于 24 kV 时, 电子效率随着电压的增加而减小, 工作电压等于 24 kV 时电子效率达到最大值 6.26%, 相应输出功率为

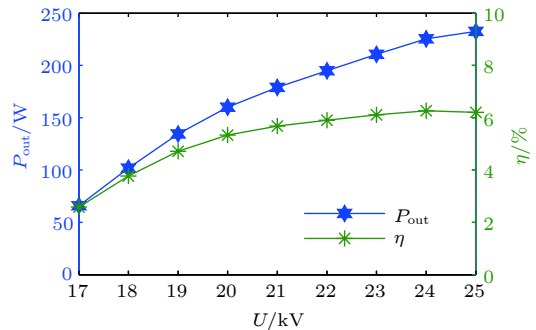


图 26 输出功率和电子效率与电子注电压的关系

Fig. 26. Output power and efficiency versus voltage.

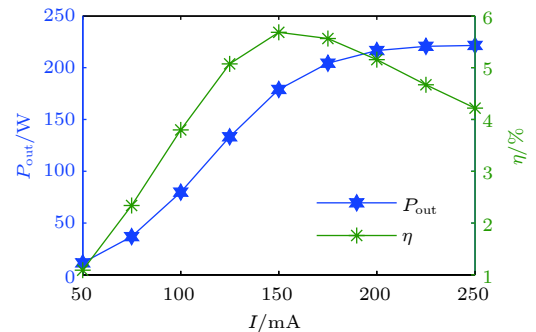


图 27 输出功率和电子效率与电流的关系

Fig. 27. Output power and efficiency versus current.

225.5 W, 增益 30.5 dB. 这是因为电子注在扩展相互作用速调管中运动时, 有部分电子注能量转换为微波能量, 电子的速度会减小, 因此最佳工作电压会比冷腔同步电压高一些.

图 27 为输出功率和效率随电流变化的情况, 可以看出, 当工作电流小于 150 mA 时, 输出功率和电子效率随着电流的增加而增大. 工作电流大于 150 mA 时, 输出功率随着电流的增加而增大, 但电子效率随着电流的增加而减小. 这是因为当电流比较小时, 空间电荷效应比较小, 此时缩减等离子体波长比较长, 电子注到达输出腔时还没有达到最佳群聚状态, 所以随着电流的增加, 输出功率和电子效率也随之增加. 当超过最佳工作电流时, 空间电荷效应显著增加, 缩减等离子体波长变短, 电子注到达输出腔时已经过了最佳群聚状态, 所以此时电子效率开始减小, 但是由于电子注总功率的增加, 输出功率仍然随着工作电流的增加而增大.

4 结 论

本文基于运动学理论、感应电流定理和电荷守恒定律, 研究了电子在多间隙谐振腔 π 模场中的渡越时间效应, 推导一间隙到五间隙谐振腔的电子负载电导和电子负载电纳的表达式, 分析了谐振腔间隙宽度、间隙数和间隙周期等参数对电子注与微波之间能量交换的影响和谐振腔谐振频率的影响. 研究表明, 间隙数的增加有利于注波相互作用, 此外, 随着间隙数的增加, 电子负载电纳的极值越大, 说明间隙数的增加会使谐振腔加载电子注后频率在更大范围内变化, 因此, 在确定扩展相互作用速调管的各个谐振腔的冷腔谐振频率时需考虑到这一点. 基于理论分析和数值模拟, 设计了一款工作于 G 波段的扩展相互作用速调管放大器. 仿真结果显示, 当电子注电压为 24 kV, 电流为 0.15 A, 输入功率为 200 mW, 轴向引导磁感应强度为 0.8 T 时, 在中心频率 217.94 GHz 处, 输出功率为 225.5 W, 电子效率为 6.26%, 增益为 30.5 dB, 3 dB 带宽约为 470 MHz, 为研制 G 波段扩展相互作用速调管奠定了基础.

参考文献

- [1] Liu Z B, Zhao Y C, Huang H, Jin X, Lei L R 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 108404 (in Chinese) [刘振帮, 赵欲聪, 黄华, 金晓, 雷禄容 2015 物理学报 **64** 108404]
- [2] Gutiérrez J, Pascual J P, Tazón A 2018 *Int. J. RF Microwave Comput. Aided Eng.* **28** 21284
- [3] Rhoads C, Goshi D S 2018 *IEEE Radar Conference* Oklahoma, USA, April 23–27, 2018 p0344
- [4] Liu G, Wang J X, Luo Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 078404 (in Chinese) [刘国, 王建勋, 罗勇 2013 物理学报 **62** 078404]
- [5] Chen S Y, Ruan C J, Wang Y, Zhang C Q, Zhong Y, Zhao D 2015 *J. Infrared Millimeter Waves* **34** 230 (in Chinese) [陈姝媛, 阮存军, 王勇, 张长青, 钟勇, 赵鼎 2015 红外与毫米波学报 **34** 230]
- [6] Feng J J, Cai J, Hu Y F, Wu X P, Du Y H, Liu J K, Pan P, Li H Y 2014 *IEEE Trans. Electron Dev.* **61** 1721
- [7] Gerum W, Lippert G, Malzahn P, Schneider K 2001 *IEEE Trans. Electron Dev.* **48** 72
- [8] Richard K, Andrew Z, Clark M, Mike M, Mark K, Richard T, Ai T, John R, Carter A 2013 *IEEE International Vacuum Electronics Conference* Paris, France, May 21–23, 2013 p1
- [9] Wu Y, Xu Z, Zhou L, Li W J, Tang C X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 224101 (in Chinese) [吴洋, 许州, 周霖, 李文君, 唐传祥 2012 物理学报 **61** 224101]
- [10] Maslennikov S P, Paramonov Y N, Serebryakova A S 2018 *IEEE International Vacuum Electronics Conference* Monterey, USA, April 24–26, 2018 p215
- [11] She J C, Huang Z Z, Huang Y F, Huang Z J, Chen J, Deng S Z, Xu N S 2017 *International Vacuum Nanoelectronics Conference*, Regensburg Germany, July 10–14, 2017 p4
- [12] Li R J, Ruan C J, Zhang H F 2018 *Phys. Plasmas* **25** 033107
- [13] Toreev A I, Fedorov V K, Patrusheva E V 2009 *J. Commun. Technol. Electron.* **54** 952
- [14] Dave B, Henry D, Richard D, Peter H, Mark H, Andrew K, Ross M, Albert R, Ed S, Brian S 2014 *IEEE Trans. Electron Devices* **61** 1830
- [15] Chang Z W, Meng L, Yin Y, Wang B, Li H L, Rauf A, Ullah S, Bi L J, Peng R B 2018 *IEEE Trans. Electron Dev.* **65** 1179
- [16] Qu Z W, Zhang Z Q, Ding Y G, Wang S Z, Li Q S 2018 *IEEE International Vacuum Electronics Conference* Monterey, USA, April 24–26, 2018 p189
- [17] Albert R, Dave B, Brian S 2018 *IEEE Trans. Electron Dev.* **52** 895
- [18] Brian S, Albert R, Peter H, Mark H, Richard D, Dave B 2011 *Proceedings of the 41st European Microwave Conference* Manchester, UK, Oct 10–13, 2011 p984
- [19] Hu L L, Zeng Z J, Chen H B, Ma G W, Meng F B 2018 *J. Eng.* **2018** 689
- [20] Li R J, Ruan C J 2017 *IEEE International Vacuum Electronics Conference* London, UK, April 24–26, 2017 p1
- [21] Li S F, Duan Z Y, Wang F, Wang Z L, Xu J, Gong Y B 2014 *Int. Conf. Infrared, Millim., Terahertz Waves*, Tucson, USA, September 14–19, 2014 p2
- [22] Zhong Y, Liu W X, Wang Y, Ruan C J, Wang S Z 2012 *Int. Conf. Infrared, Millim., Terahertz Waves* Wollongong, Australia, September 23–28, 2012 p1
- [23] Sheng X, Wei Y, Sun F J, Wang R H, Feng H P, Hu X B 2012 *Vacuum Electronics* **2** 19 (in Chinese) [盛兴, 韦莹, 孙福江, 王瑞海, 冯海平, 胡晓斌 2012 真空电子技术 **2** 19]
- [24] Zeng Z J 2014 *M. S. Thesis* (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [曾造金 2014 硕士学位论文 (成都: 电子科技大学)]
- [25] Xie J L, Zhao Y X 1966 *Bunching Theory of Klystron* (Beijing: Science Press) pp33–177 (in Chinese) [谢家麟, 赵永翔 1966 速调管群聚理论 (北京: 科学出版社) 第33—177页]
- [26] Ding Y G 2008 *Theory and Computer Simulation of High*

- Power Klystron* (Beijing: National Defense Industry Press) pp44–75 (in Chinese) [丁耀根 2008 大功率速调管的理论与计算模拟 (北京: 国防工业出版社) 第44—75页]
- [27] Zhao Y C, Li S F, Huang H, Liu Z B, Wang Z L, Dan Z Y, Li X Y, Wei Y Y, Gong Y B 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 1862
- [28] Fan Z K, Liu Q X, Liu X S, Zhou C M, Hu H Y 1999 *High Power Laser and Particle Beams* **11** 633 (in Chinese) [范植开, 刘庆想, 刘锡三, 周传民, 胡海膺 1999 强激光与粒子束 **11** 633]
- [29] Lemke R W, Clark M C, Marder B M 1994 *J. Appl. Phys.* **75** 10
- [30] Fan Z K, Liu Q X, Liu X S, He H, Zhou C M 1999 *High Power Laser and Particle Beams* **11** 482 (in Chinese) [范植开, 刘庆想, 刘锡三, 何琥, 周传民 1999 强激光与粒子束 **11** 482]
- [31] Marcum J 1946 *J. Appl. Phys.* **17** 4
- [32] Marder B M, Clark M C, Bacon L D, Hoffman J M, Lemke R W, Coleman P D 1992 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **20** 312
- [33] Carlsten B E, Haynes W B 1996 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 1249
- [34] Fan Z K 1999 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: China Academy of Engineering Physics) (in Chinese) [范植开 1999 博士学位论文(北京: 中国工程物理研究院)]
- [35] Eckertova L (translated by Hang G N) 1980 *Клиотронные усилители* (Beijing: National Defense Industry Press) pp92, 93 (in Chinese) [哈依柯夫 著 (黄高年 译) 1980 速调管放大器 (北京: 国防工业出版社) 第92, 93页]
- [36] Zhang Z H, Shu T, Zhang J, Qi Z M, Zhu J 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 3121
- [37] Xu A, Zhou Q F, Yan L, Chen H B 2013 *High Power Laser and Particle Beams* **25** 2954 (in Chinese) [徐翱, 周泉丰, 阎磊, 陈洪斌 2013 强激光与粒子束 **25** 2954]
- [38] Hsu H L 2006 *Ph. D. Dissertation* (Davis: University of California)

Theoretical analysis and design of G-band extended interaction klystron amplifier*

Zeng Zao-Jin Ma Qiao-Sheng Hu Lin-Lin Jiang Yi
Hu Peng Chen Hong-Bin[†]

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

(Received 27 February 2019; revised manuscript received 26 April 2019)

Abstract

Extended interaction klystron is a very important millimeter-wave and sub-millimeter-wave vacuum electron device with many actual and potential applications, such as space-borne cloud profiling radar, communication, imaging system, precision guided missiles, etc. Kinematical theory and space charge wave theory are extensively used to analyze the bunching process of electrons. Kinematical theory is precise when electron beam is especially small because the influence of space charge effect is ignored, while space charge wave theory is accurate when the modulation of electron beam is small since it is based on the premise of small amplitude. Based on kinematical theory, law of induce current, principle of charge conservation in a one-dimension mode and small signal condition, the influence of electron beam on standing wave electric field in multiple-gap cavity is analyzed, and the expression of beam-loading conductance and beam-loading susceptance in multiple-gap cavity are derived. The influence of the direct current transmit angle of single gap, the number of multiple gaps and the direct current transmit angle of between center of adjacent gaps on beam-loading conductance and beam-loading susceptance are analyzed. The results show that the beam-loading conductance and beam-loading susceptance of multiple-gap cavity can change to a bigger extent when the number of cavity gaps is bigger, which means that the maximum beam-wave conversion efficiency and the range of loaded frequency increase with the number of cavity gaps increasing. The results also show that the direct current transmit angle between centers of adjacent gaps is the most important parameter for the beam-wave interaction effect. Based on the above analysis, a G-band extended interaction klystron amplifier consisting of three five-gap cavities is designed by an three-dimensional PIC code. An output power of 225.5 W at 217.94 GHz with an efficiency of 6.26%, whose gain and 3 dB bandwidth are 30.5 dB and 470 MHz respectively, is obtained by simulation. This study is of great significance for the physical design and process in engineering the G-band extended interaction klystron amplifier.

Keywords: G-band, extended interaction klystron, beam-wave interaction, beam loading

PACS: 41.20.-q, 41.20.Jb, 84.40.Fe, 84.47.+w

DOI: [10.7498/aps.68.20190264](https://doi.org/10.7498/aps.68.20190264)

* Project supported by the Program of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2018YFC0115001).

[†] Corresponding author. E-mail: 17721915695@163.com