

**W波段带状注扩展相互作用速调管放大器的 理论与数值模拟**

曾造金 马乔生 胡林林 蒋艺 胡鹏 雷文强 马国武 陈洪斌

**Theoretical analysis and simulation of W-band sheet beam extended interaction klystron amplifier**

Zeng Zao-Jin Ma Qiao-Sheng Hu Lin-Lin Jiang Yi Hu Peng Lei Wen-Qiang Ma Guo-Wu Chen Hong-Bin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 248401 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190907

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190907>

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**

G波段扩展相互作用速调管的理论分析与设计

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

物理学报. 2019, 68(15): 154102 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190264>

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>

# W 波段带状注扩展相互作用速调管放大器的 理论研究与数值模拟\*

曾造金 马乔生 胡林林 蒋艺 胡鹏 雷文强 马国武 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 6 月 12 日收到; 2019 年 10 月 8 日收到修改稿)

带状注扩展相互作用速调管具有高峰值功率和高平均功率的特点, 是一种具有广泛应用前景的电真空器件. 基于电子流振荡理论, 在小信号条件下推导了纵向模式为  $2\pi$  模的三间隙谐振腔的电子负载电导和电子负载电纳的表达式, 分析了等离子体频率、间隙宽度和相邻间隙中心之间的距离等参数对电子负载电导和电子负载电纳的影响. 根据理论分析结果, 结合三维电磁仿真软件完成了一款工作于 W 波段的带状注扩展相互作用速调管放大器的模拟设计. 电子注横截面尺寸为  $4\text{ mm} \times 0.32\text{ mm}$  时, 在工作电压为 19.5 kV, 电流为 3.5 A, 输入功率为 1 W, 轴向引导磁场为 0.85 T 的条件下, 频率 94.47 GHz 处得到输出功率为 5773 W, 增益为 37.6 dB, 电子效率为 8.46%, 3 dB 带宽约 140 MHz.

**关键词:** W 波段, 带状注扩展相互作用速调管, 电子流振荡理论, 注波相互作用

**PACS:** 84.40.Fe, 84.30.Le, 84.47.+w, 41.20.-q

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190907

## 1 引言

毫米波的波长介于微波和红外光波之间, 相较于微波, 毫米波具有频带宽、分辨率高等特点, 与红外光波相比, 毫米波穿透云雾的能力更强, 因此毫米波具有广泛的应用前景<sup>[1,2]</sup>. W 波段是毫米波频段一个重要的大气传输窗口, 广泛应用于导弹精确制导、高分辨率成像系统、云雨测量雷达、空间碎片探测、地球物理探测等领域<sup>[3,4]</sup>. 扩展相互作用速调管具有结构简单、高增益、高效率等特点, 尤其适合在毫米波频段工作<sup>[5,6]</sup>. 由于高频结构尺寸和工作频率的共度效应, 传统扩展相互作用速调管由低频段向毫米波段扩展时, 高频结构尺寸减小, 空间电荷效应更加显著, 大密度电流在电子注通道中的稳定传输极其困难, 这是限制扩展相互作用速调管的输出功率水平的一个主要原因.

俄罗斯学者 Kovalenko 在 1938 年首次提出了带状注速调管的概念<sup>[7]</sup>, 带状注是将传统圆形电子注沿一维扩展形成, 它可以突破传统圆形注扩展相互作用速调管尺寸共度效应对电子注通道的限制<sup>[8]</sup>. 相同的工作电流条件下, 带状注的电流密度比圆形注小, 空间电荷效应较弱, 从而降低了对聚焦磁场的需求. 在相同的电流密度条件下, 带状注具有比圆形注更大的电流, 从而可以提高器件的输出功率. 此外, 带状注扩展相互作用速调管比传统圆形注扩展相互作用速调管的高频结构尺寸更大, 击穿的风险更小, 能够承受的峰值功率和平均功率更高. 因此带状注扩展相互作用速调管极具潜力, 近年来成为国内外电真空器件方向科研工作者的重点研究方向.

国外研究 W 波段带状注扩展相互作用速调管的主要有美国的美国海军研究实验室 (NRL)、加利福尼亚大学戴维斯分校 (UC Davis)、斯坦福直线加速器中心 (SLAC) 等机构. 其中 NRL 于 2014 年

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2018YFC0115001) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 17721915695@163.com

研制了峰值输出功率为 7.7 kW 的带状注扩展相互作用速调管, 对应的输入信号频率为 94.23 GHz, 电压为 21.3 kV, 电流为 4.2 A, 增益为 18.9 dB<sup>[9,10]</sup>. UC Davis 于 2017 年报道了其研制的 W 波段带状注扩展相互作用速调管, 峰值功率为 56 kW, 脉宽为 1  $\mu$ s, 增益大于 43 dB<sup>[11,12]</sup>. 在此基础上, UC Davis 通过降低电压和电流设计了连续输出为 10 kW 的 W 波段带状注扩展相互作用速调管, 实验中在 20 ms 脉宽内实现输出功率为 10 kW, 增益大于 17 dB, UC Davis 正在继续改进冷却结构, 以增加带状注扩展相互作用速调管的工作脉宽<sup>[12]</sup>.

国内研究 W 波段带状注扩展相互作用速调管的主要有中国科学院电子学研究所、电子科技大学、中国工程物理研究院应用电子学研究所等单位. 其中中国科学院电子学研究所完成了 W 波段带状注扩展相互作用速调管的设计, 仿真得到的输出功率为 69 kW, 效率为 24%, 增益为 37 dB, 3 dB 带宽为 100 MHz, 并于 2012 年完成了束管的焊接和测试, 当电子注电压为 20—82 kV 时, 发射电流为 0.5—4.27 A, 在长度为 100 mm 的漂移通道内流通率大于 98%, 但未见后续高频管实验报道<sup>[7]</sup>. 2019 年电子科技大学报道了其研制的 W 波段带状注扩展相互作用速调管振荡器, 电压为 47.2 kV, 电流为 2.1 A 时, 实验得到峰值输出功率为 6 kW, 在工作占空比 20% 时平均功率为 1.2 kW<sup>[13]</sup>.

本文基于电子流振荡理论, 在小信号条件下推导了纵向模式为  $2\pi$  模的三间隙谐振腔的电子负载电导和电子负载电纳的表达式, 分析了等离子体频率、间隙宽度和相邻间隙中心之间的距离等参数对电子负载电导和电子负载电纳的影响. 基于理论分析结果, 设计了一款工作于 W 波段的带状注扩展相互作用速调管放大器, 输入信号频率为 94.47 GHz 时仿真得到输出功率为 5773 W, 3 dB 带宽约为 140 MHz.

## 2 三间隙谐振腔 $2\pi$ 模注波相互作用的理论分析

电子负载是表征电子注对高频场作用效果的物理量, 由两部分组成, 一部分表征电子注与高频场之间相互转化的净能量, 另一部分表征电子注与高频场之间瞬时转换, 但在整周期内净值为零的能量<sup>[14]</sup>. 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<sup>[15–24]</sup>. 但这些结论并未考虑如下两方面: 一是没有考虑空间电荷的影响; 二是忽略了间隙之间的漂移通道, 对于纵向模式为  $2\pi$  模的多间隙谐振腔, 漂移通道长度通常数倍于间隙宽度, 忽略漂移通道对电子注和高频场之间相互作用的影响会造成较大误差.

运动学理论和空间电荷波理论是分析群聚问题的两种主要理论体系. 其中, 运动学理论没有考虑空间电荷效应的影响, 因此只适用于电荷密度极小的情形<sup>[25–27]</sup>; 空间电荷波理论由于在分析中做了小振幅的假设, 不适用于大的交变电流的情形<sup>[28,29]</sup>. 美国的 Webster<sup>[25]</sup> 在运动学理论的基础上提出了考虑到空间电荷本身排斥力的修正理论, 称为“去聚理论”, 前苏联的 Кацман 在“去聚理论”的基础上, 采用不同的数学方法, 提出了突出电子振动过程的运动微分方程, 在此基础上形成了“电子流振荡理论”, 这种理论的优点是便于分析多次群聚的问题, 并且可以把群聚过程和换能过程用统一的数学形式予以描述<sup>[30,31]</sup>. “电子流振荡理论”在运动学理论和空间电荷波理论之间进行了折中, 它在电荷密度较大的情况下, 与空间电荷波理论一致, 但“电子流振荡理论”的小信号及电子无超越假设, 使它不适用于群聚参数较大时的情形<sup>[31]</sup>.

对于工作模式的选择, 横向模式选择基模, 对于纵向模式, 采用  $\pi$  模工作时, 相邻间隙的间距比较小, 有利于减小谐振腔的尺寸和速调管的小型化. 同时由于高频尺寸的减小, 减弱了电子注的散焦, 有利于电子注流通率的提高. 采用  $2\pi$  模工作模式时, 相邻间隙的间距比  $\pi$  模的大, 有利于提高谐振腔的特性阻抗和散热. 对于 W 波段扩展相互作用速调管, 当电子注为圆形注时, 国际上通常采用  $\pi$  模, 当电子注为带状注时, 国际上通常采用  $2\pi$  模, 主要是考虑到带状注扩展相互作用速调管功率很大, 采用  $2\pi$  模工作更有利于速调管的散热, 使谐振腔的尺寸更大, 也更有利于机械加工、调频结构和冷却系统的设计. 因此本文 W 波段带状注扩展相互作用速调管的谐振腔采用  $2\pi$  模.

为了简化分析, 做如下假设: 1) 正离子完全中和, 即空间中没有直流电场; 2) 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; 3) 电子注无限大;

4) 电子无超越现象; 5) 各个谐振腔之间的漂移管通道对于高频场完全截止. 纵向模式为  $2\pi$  模的三间隙谐振腔的电场分布可用图 1 近似表示.

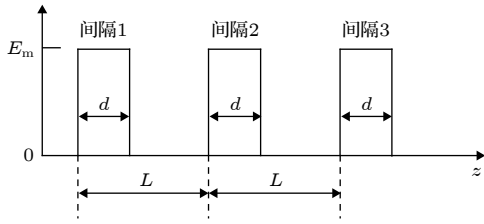


图 1 三间隙谐振腔  $2\pi$  模场示意图

Fig. 1. Simplified E-field of  $2\pi$  mode in three-gap cavity.

设定第一个间隙的入口处坐标为 0, 那么电子在第  $n$  ( $n = 1, 2, 3$ ) 间隙  $t$  时刻感受的电场可表示为

$$E_n = E_m \sin[\omega t + (n-1) \cdot 2\pi],$$

$$(n-1)L \leq z \leq (n-1)L + d, \quad (1)$$

式中,  $E_m$  为间隙电场幅值;  $d$  为间隙宽度;  $L$  为相邻间隙中心的距离;  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  为三间隙谐振腔的谐振频率;  $z$  为  $t$  时刻电子在第  $n$  个间隙中的位置.

## 2.1 第一个间隙

设电子注直流电压为  $U_0$ , 电流为  $I_0$ , 电子初始速度为  $v_0$ , 电子质量为  $m$ , 电子电荷量为  $e$ , 真空中介电常数为  $\epsilon_0$ . 假设在小信号条件下, 电子在第一个间隙中的渡越角与直流渡越角之间相差一个极小量  $\delta_1$ , 即

$$\omega(t-t_0) = \varphi - \varphi_0 = \theta_1 + \delta_1, \quad \delta_1 \ll \theta_1, \quad (2)$$

式中,  $\varphi$  为  $t$  时刻电场的相位;  $t_0$  为电子进入第一个间隙的时刻;  $\varphi_0 = \omega t_0$  为电子进入第一个间隙时电场的相位;  $\theta_1 = \omega z_1 / v_0$ ,  $z_1$  为  $t$  时刻电子在第一个间隙中的位置.

基于电子流振荡方程, 由文献 [31] 可知

$$\delta_1 = \frac{\alpha}{2\theta_0} \left[ \sin \omega t - \sin(\omega t - \theta_1) - \cos(\omega t - \theta_1) \frac{\sin p\theta_1}{p} \right], \quad (3)$$

式中,  $\alpha = U_m / U_0$  为间隙电压幅值与直流电压的比值,  $U_m = E_m d$ ;  $\omega_p = p\omega = \sqrt{eI_0 / m\nu_0\epsilon_0}$  为等离子体振荡角频率;  $\theta_0 = \beta_e d$  为电子通过间隙的直流渡越角,  $\beta_e = \omega / \nu_0$  为电子的纵向传播常数.

电子离开第一个间隙时的速度交变分量 [31] 为

$$\tilde{v}_1|_{t=\tau_1} = \frac{\alpha\nu_0}{2\theta_0} [\cos p\theta_0 \cos \varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0)], \quad (4)$$

式中  $\tau_1$  为电子离开第一个间隙的时间.

第一个间隙出口处的对流电流交变分量 [31] 为

$$\tilde{i}_1|_{t=\tau_1} = \frac{\alpha I_0}{2\theta_0} \left[ -\cos(\varphi_0 + \theta_0) + \cos \varphi_0 - \sin \varphi_0 \frac{\sin p\theta_0}{p} \right]. \quad (5)$$

第一个间隙产生的感应电流 [31] 为

$$\begin{aligned} \tilde{i}_{\text{ind},1} &= \frac{1}{\theta_0} \int_0^{\theta_0} \tilde{i}_1 d\theta_1 = \frac{U_m G_0}{2\theta_0^2} \\ &\times \left[ \left( 2 - \frac{\sin p\theta_0}{p} \sin \theta_0 - \cos p\theta_0 \cos \theta_0 - \cos \theta_0 \right) \sin \omega t \right. \\ &\left. + \left( \sin \theta_0 \cos p\theta_0 + \sin \theta_0 - \frac{\sin p\theta_0}{p} \cos \theta_0 - \theta_0 \right) \cos \omega t \right] \\ &= U_m G_{b1} \sin \omega t + U_m B_{b1} \cos \omega t, \end{aligned} \quad (6)$$

式中,  $G_{b1}$  为第一个间隙的电子负载电导,  $B_{b1}$  为第一个间隙的电子负载电纳.

由 (6) 式可得

$$\frac{G_{b1}}{G_0} = \frac{1}{2\theta_0^2} \left( 2 - \frac{\sin p\theta_0}{p} \sin \theta_0 - \cos p\theta_0 \cos \theta_0 - \cos \theta_0 \right), \quad (7)$$

$$\frac{B_{b1}}{G_0} = \frac{1}{2\theta_0^2} \left( \sin \theta_0 \cos p\theta_0 + \sin \theta_0 - \frac{\sin p\theta_0}{p} \cos \theta_0 - \theta_0 \right). \quad (8)$$

## 2.2 第一个漂移段

在漂移空间没有外加场, 电子在漂移空间中做匀速运动, 运动方程为

$$\begin{aligned} z_{11} &= \tilde{v}_1|_{t=\tau_1} (t - \tau_1) + d \\ &= \left\{ \nu_0 + \frac{\alpha\nu_0}{2\theta_0} [\cos p\theta_0 \cos \varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0)] \right\} \\ &\times (t - \tau_1) + d, \quad d \leq z_{11} < L, \end{aligned} \quad (9)$$

式中  $z_{11}$  为电子在第一个漂移段的位置.

同样假设电子在第一个漂移段的实际渡越角与直流渡越角之间相差一个微小量  $\delta_{11}$ , 则

$$\omega(t - \tau_1) = \varphi - \varphi_1 = \theta_{11} + \delta_{11}, \quad \delta_{11} \ll \theta_{11}, \quad (10)$$

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

将 (10) 式代入 (9) 式可得

$$\begin{aligned} \delta_{11} &= -\frac{\alpha}{2\theta_0} \theta_{11} [\cos p\theta_0 \cos(\omega t - \theta_{11} - \theta_0) \\ &\quad - \cos(\omega t - \theta_{11})]. \end{aligned} \quad (11)$$

根据电荷守恒定律可得第一个漂移段中的对

流电流为

$$\begin{aligned} i_{11} &= I_0 + \tilde{i}_{11} = i_1|_{t=\tau_1} \frac{d\tau_1}{dt} \\ &= \left( I_0 + \tilde{i}_1|_{t=\tau_1} \right) \frac{d\omega\tau_1}{d\omega t} \\ &= \left( I_0 + \tilde{i}_1|_{t=\tau_1} \right) \left( 1 - \frac{d\delta_{11}}{d\omega t} \right). \end{aligned} \quad (12)$$

式中  $\tilde{i}_{11}$  为对流电流交变分量。

因为在小信号条件下  $\alpha \ll 1$ , 忽略  $\alpha, \delta_1, \delta_{11}$  的二次及以上项, 可得第一个漂移段出口处的对流电流为

$$\begin{aligned} i_{11}|_{t=\tau_{11}} &= \frac{\alpha I_0}{2\theta_0} \left\{ \cos \varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0) - \frac{\sin p\theta_0}{p} \sin \varphi_0 \right. \\ &\quad \left. + (\beta_e L - \theta_0) [\sin(\varphi_0 + \theta_0) - \cos p\theta_0 \sin \varphi_0] \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

式中  $\tau_{11}$  为电子离开第一个漂移段的时间。

### 2.3 第二个间隙

第二个间隙中的电子流振荡方程<sup>[31]</sup>为

$$\frac{d^2 \tilde{v}_2}{dt^2} + \omega_p^2 \tilde{v}_2 = \frac{e}{m\epsilon_0} \tilde{i}_{t_2}, \quad L \leq z_2 \leq L + d, \quad (14)$$

式中,  $\tilde{v}_2$  为电子速度的交变分量,  $\tilde{i}_{t_2}$  为全电流的交变分量,  $z_2$  为  $t$  时刻电子在第二个间隙中的位置。

假设全电流是任意已知的周期性函数, 可用傅里叶级数表示为<sup>[31]</sup>

$$\tilde{i}_{t_2} = I_0 \sum_{n_2=1}^{\infty} \gamma_{2n_2} \cos(n_2 \omega t + \varphi_{2n_2}). \quad (15)$$

在非强流电子注情况下, 一般有  $p \ll 1$ , 忽略  $p$  的二次及以上项, 令  $n_2^2 - p^2 \approx n_2^2$ , 将 (15) 式代入 (14) 式可得通解<sup>[31]</sup>为

$$\begin{aligned} \tilde{v}_2 &= A_2 \cos \omega_p(t - \tau_{11}) + B_2 \sin \omega_p(t - \tau_{11}) \\ &\quad - p^2 \nu_0 \sum_{n_2=1}^{\infty} \frac{\gamma_{2n_2}}{n_2^2} \cos(n_2 \omega t + \varphi_{2n_2}). \end{aligned} \quad (16)$$

由初始条件  $\tilde{v}_2|_{t=\tau_{11}} = \tilde{v}_1|_{t=\tau_1}$  和运动方程<sup>[31]</sup>:

$$\frac{d\tilde{v}_2}{dt}|_{t=\tau_{11}} = \frac{e}{m} \tilde{E}_2|_{t=\tau_{11}} = \frac{e}{m} E_m \sin \omega \tau_{11}, \quad (17)$$

可得

$$\begin{aligned} \tilde{v}_2 &= \frac{\alpha \nu_0}{2\theta_0} [\cos p\theta_0 \cos \varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0) \\ &\quad + \cos(\varphi_0 + \beta_e L)] \cos \omega_p(t - \tau_{11}) \\ &\quad - \frac{\alpha \nu_0}{2\theta_0} \cos \omega t. \end{aligned} \quad (18)$$

同样假设电子在第二个间隙中的渡越角与直流渡越角之间相差一个极小量  $\delta_2$ , 即

$$\omega(t - \tau_{11}) = \varphi - \varphi_{11} = \theta_2 + \delta_2, \quad \delta_2 \ll \theta_2, \quad (19)$$

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

由 (18) 和 (19) 式可得电子离开第二个间隙时的速度交变分量

$$\begin{aligned} \tilde{v}_2|_{t=\tau_2} &= \frac{\alpha \nu_0}{2\theta_0} \{ [\cos p\theta_0 \cos \varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0) \\ &\quad + \cos(\varphi_0 + \beta_e L)] \cos p\theta_0 \\ &\quad - \cos(\varphi_0 + \beta_e L + \theta_0) \}, \end{aligned} \quad (20)$$

式中  $\tau_2$  为电子离开第二个间隙的时间。

由 (20) 式可得  $t$  时刻电子在第二个间隙中的位置

$$\begin{aligned} z_2 &= \int_{\tau_{11}}^t (\nu_0 + \tilde{v}_2) dt + L \\ &= \nu_0(t - \tau_{11}) + \frac{\alpha \nu_0}{2\theta_0} \left\{ \frac{1}{\omega_p} [\cos p\theta_0 \cos \varphi_0 \right. \\ &\quad - \cos(\varphi_0 + \theta_0) + \cos(\varphi_0 + \beta_e L)] \sin p\theta_2 \\ &\quad \left. - \frac{1}{\omega} \sin(\varphi_0 + \beta_e L + \theta_2) + \frac{1}{\omega} \sin(\varphi_0 + \beta_e L) \right\} + L. \end{aligned} \quad (21)$$

由 (19) 和 (21) 式, 并忽略  $\alpha, \delta_2$  的二次及以上项可得

$$\begin{aligned} \delta_2 &= \frac{\alpha}{2\theta_0} \left\{ - [\cos p\theta_0 \cos(\omega t - \beta_e L - \theta_2) \right. \\ &\quad - \cos(\omega t - \beta_e L - \theta_2 + \theta_0) + \cos(\omega t - \theta_2)] \\ &\quad \left. \times \frac{\sin p\theta_2}{p} + \sin \omega t - \sin(\omega t - \theta_2) \right\}. \end{aligned} \quad (22)$$

由电荷守恒定律可求出第二个间隙中任意处的对流电流

$$\begin{aligned} i_2 &= I_0 + \tilde{i}_2 = i_{11}|_{t=\tau_{11}} \frac{d\tau_{11}}{dt} = i_{11}|_{t=\tau_{11}} \frac{d\omega\tau_{11}}{d\omega t} \\ &= i_{11}|_{t=\tau_{11}} \left( 1 - \frac{d\delta_2}{d\omega t} \right), \end{aligned} \quad (23)$$

式中  $\tilde{i}_2$  为对流电流交变分量。

将 (2), (10), (19) 和 (22) 式代入 (23) 式, 并忽略  $\alpha, \delta_1, \delta_{11}, \delta_2$  的二次及以上项可得

$$\begin{aligned} \tilde{i}_2 = \frac{\alpha I_0}{2\theta_0} & \left\{ -\cos(\omega t - \beta_e L - \theta_2 + \theta_0) + \cos(\omega t - \beta_e L - \theta_2) - \frac{\sin p\theta_0}{p} \sin(\omega t - \beta_e L - \theta_2) - \cos \omega t \right. \\ & - (\beta_e L - \theta_0) \cos p\theta_0 \sin(\omega t - \beta_e L - \theta_2) + (\beta_e L - \theta_0) \sin(\omega t - \beta_e L - \theta_2 + \theta_0) + \cos(\omega t - \theta_2) \\ & \left. + [-\cos p\theta_0 \sin(\omega t - \beta_e L - \theta_2) + \sin(\omega t - \beta_e L - \theta_2 + \theta_0) - \sin(\omega t - \theta_2)] \frac{\sin p\theta_2}{p} \right\}. \end{aligned} \quad (24)$$

第二个间隙出口处的对流电流交变分量为

$$\begin{aligned} \tilde{i}_2|_{t=\tau_2} = \frac{\alpha I_0}{2\theta_0} & \left\{ \cos \varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0) + \cos(\varphi_0 + \beta_e L) - \cos(\varphi_0 + \beta_e L + \theta_0) \right. \\ & + \frac{\sin p\theta_0}{p} [-\sin \varphi_0 - \cos p\theta_0 \sin \varphi_0 + \sin(\varphi_0 + \theta_0) - \sin(\varphi_0 + \beta_e L)] \\ & \left. + (\beta_e L - \theta_0) [-\cos p\theta_0 \sin \varphi_0 + \sin(\varphi_0 + \theta_0)] \right\}. \end{aligned} \quad (25)$$

根据感应电流定理, 当间隙上电场为均匀场时, 感应电流的交变分量是间隙内对流电流交变分量的平均值, 可得

$$\begin{aligned} \tilde{i}_{\text{ind},2} = \frac{1}{\theta_0} \int_0^{\theta_0} \tilde{i}_2 d\theta_2 & = \frac{U_m G_0}{2\theta_0^2} \left\{ \frac{\sin p\theta_0}{p} [2 \cos(\omega t - \beta_e L) - \cos(\omega t - \beta_e L - \theta_0) (1 + \cos p\theta_0) - \cos(\omega t - \theta_0)] \right. \\ & + (\beta_e L - \theta_0) \{ \cos(\omega t - \beta_e L) - \cos(\omega t - \beta_e L + \theta_0) + [\cos(\omega t - \beta_e L) - \cos(\omega t - \beta_e L - \theta_0)] \cos p\theta_0 \} \\ & + [2 \sin(\omega t - \beta_e L) - \sin(\omega t - \theta_0) - \sin(\omega t - \beta_e L - \theta_0) \cos p\theta_0] \cos p\theta_0 + 2 \sin(\omega t - \beta_e L) \\ & \left. - 2 \sin(\omega t - \beta_e L + \theta_0) - \sin(\omega t - \beta_e L - \theta_0) + 2 \sin \omega t - \theta_0 \cos \omega t - \sin(\omega t - \theta_0) \right\} \\ & = U_m G_{b2} \sin \omega t + U_m B_{b2} \cos \omega t, \end{aligned} \quad (26)$$

式中,  $G_{b2}$  表示第二个间隙的电子负载电导,  $B_{b2}$  表示第二个间隙的电子负载电纳.

$$\begin{aligned} \frac{G_{b2}}{G_0} = \frac{1}{2\theta_0^2} & \left\{ \frac{\sin p\theta_0}{p} [2 \sin \beta_e L - \sin(\beta_e L + \theta_0) (1 + \cos p\theta_0) - \sin \theta_0] \right. \\ & + (\beta_e L - \theta_0) \{ \sin \beta_e L - \sin(\beta_e L - \theta_0) + [\sin \beta_e L - \sin(\beta_e L + \theta_0)] \cos p\theta_0 \} \\ & - \cos(\beta_e L + \theta_0) \cos^2 p\theta_0 + 2 \cos \beta_e L \cos p\theta_0 - \cos \theta_0 \cos p\theta_0 + 2 \cos \beta_e L \\ & \left. - 2 \cos(\beta_e L - \theta_0) - \cos(\beta_e L + \theta_0) + 2 - \cos \theta_0 \right\}, \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \frac{B_{b2}}{G_0} = \frac{1}{2\theta_0^2} & \left\{ \frac{\sin p\theta_0}{p} [2 \cos \beta_e L - \cos(\beta_e L + \theta_0) (1 + \cos p\theta_0) - \cos \theta_0] \right. \\ & + (\beta_e L - \theta_0) \{ \cos \beta_e L - \cos(\beta_e L - \theta_0) + [\cos \beta_e L - \cos(\beta_e L + \theta_0)] \cos p\theta_0 \} \\ & + \sin(\beta_e L + \theta_0) \cos^2 p\theta_0 - 2 \sin \beta_e L \cos p\theta_0 + \sin \theta_0 \cos p\theta_0 - 2 \sin \beta_e L \\ & \left. + 2 \sin(\beta_e L - \theta_0) + \sin(\beta_e L + \theta_0) - \theta_0 + \sin \theta_0 \right\}. \end{aligned} \quad (28)$$

## 2.4 第二个漂移段

在漂移空间没有外加场, 电子在漂移空间中做作匀速运动, 运动方程为

$$\begin{aligned} z_{21} = \tilde{\nu}_2|_{t=\tau_2} & (t - \tau_2) + L + d \\ & = \left( \nu_0 + \frac{\alpha \nu_0}{2\theta_0} \left\{ [\cos p\theta_0 \cos \varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0) + \cos(\varphi_0 + \beta_e L)] \cos p\theta_0 \right. \right. \\ & \left. \left. - \cos(\varphi_0 + \beta_e L + \theta_0) \right\} \right) (t - \tau_2) + L + d, \quad L + d \leq z_{21} < 2L, \end{aligned} \quad (29)$$

式中  $z_{21}$  表示电子在第二个漂移段的位置.

同样假设电子在第二个漂移段的实际渡越角和直流渡越角之间相差一个微小量  $\delta_{21}$ , 即

$$\omega(t - \tau_2) = \varphi - \varphi_2 = \theta_{21} + \delta_{21}, \delta_{21} \ll \theta_{21}, \quad (30)$$

式中,  $\varphi_2 = \omega\tau_2$  为电子进入漂移通道的相位,  $\theta_{21} = \omega(z_{21} - L - d)/v_0$ .

采用与第一个漂移段相同的推导过程, 可得第二个漂移段出口处对流电流为

$$\begin{aligned} i_{21} |_{t=\tau_{21}} &= I_0 + \frac{\alpha I_0}{2\theta_0} \left\{ (\beta_e L - \theta_0) \left[ -\cos p\theta_0 \sin \varphi_0 - \sin \varphi_0 \right. \right. \\ &+ \sin(\varphi_0 + \theta_0) - \sin(\varphi_0 + \beta_e L) \left. \right] \cos p\theta_0 \\ &+ \sin(\varphi_0 + \beta_e L + \theta_0) + \sin(\varphi_0 + \theta_0) \left. \right\} \\ &+ \cos \varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0) + \cos(\varphi_0 + \beta_e L) \\ &- \cos(\varphi_0 + \beta_e L + \theta_0) \\ &+ \frac{\sin p\theta_0}{p} \left[ -\sin \varphi_0 - \cos p\theta_0 \sin \varphi_0 \right. \\ &\left. + \sin(\varphi_0 + \theta_0) - \sin(\varphi_0 + \beta_e L) \right] \left. \right\}, \quad (31) \end{aligned}$$

式中  $\tau_{21}$  为电子离开第二个漂移段的时间.

## 2.5 第三个间隙

第三个间隙中电子流振荡方程

$$\frac{d^2 \tilde{v}_3}{dt^2} + \omega_p^2 \tilde{v}_3 = \frac{e}{m\epsilon_0} \tilde{i}_{t_3}, \quad 2L \leq z_3 \leq 2L + d, \quad (32)$$

式中,  $\tilde{v}_3$  表示电子速度的交变分量,  $\tilde{i}_{t_3}$  表示全电流的交变分量,  $z_3$  表示  $t$  时刻电子在第三个间隙中的位置.

通解为

$$\begin{aligned} \tilde{v}_3 &= A_3 \cos \omega_p(t - \tau_{21}) + B_3 \sin \omega_p(t - \tau_{21}) \\ &- p^2 v_0 \sum_{n_3=1}^{\infty} \frac{\gamma_{2n_3}}{n_3^2} \cos(n_3 \omega t + \varphi_{3n_3}). \quad (33) \end{aligned}$$

由初始条件  $\tilde{v}_3 |_{t=\tau_{21}} = \tilde{v}_2 |_{t=\tau_2}$  和运动方程

$$\frac{d\tilde{v}_3}{dt} |_{t=\tau_{21}} = \frac{e}{m} \tilde{E}_3 |_{t=\tau_{21}} = \frac{e}{m} E_m \sin \omega \tau_{21}, \quad (34)$$

可得

$$\begin{aligned} \tilde{v}_3 &= \frac{\alpha v_0}{2\theta_0} \left\{ [\cos p\theta_0 \cos \varphi_0 - \cos(\varphi_0 + \theta_0) \right. \\ &+ \cos(\varphi_0 + \beta_e L) \left. \right] \cos p\theta_0 \\ &- \cos(\varphi_0 + \beta_e L + \theta_0) \\ &+ \cos(\varphi_0 + 2\beta_e L) \left. \right\} \cos \omega_p(t - \tau_{21}) \\ &- \frac{\alpha v_0}{2\theta_0} \cos \omega t. \quad (35) \end{aligned}$$

采用与第二个间隙相同的推导过程, 可得电子注在第三个间隙上产生的感应电流为

$$\begin{aligned} \tilde{i}_{\text{ind},3} &= \frac{1}{\theta_0} \int_0^{\theta_0} \tilde{i}_3 d\theta_3 \\ &= \frac{\alpha I_0}{2\theta_0} \left\{ \frac{\sin p\theta_0}{p} \left[ -\cos(\omega t - 2\beta_e L - \theta_0) \cos^2 p\theta_0 - \cos(\omega t - 2\beta_e L - \theta_0) \cos p\theta_0 + 2 \cos(\omega t - 2\beta_e L) \cos p\theta_0 \right. \right. \\ &- \cos(\omega t - \beta_e L - \theta_0) \cos p\theta_0 + 2 \cos(\omega t - 2\beta_e L) + 2 \cos(\omega t - \beta_e L) - \cos(\omega t - 2\beta_e L - \theta_0) \\ &- \cos(\omega t - 2\beta_e L + \theta_0) - \cos(\omega t - \beta_e L - \theta_0) - \cos(\omega t - \theta_0) \left. \right] \\ &+ (\beta_e L - \theta_0) [\cos(\omega t - 2\beta_e L) \cos^2 p\theta_0 - \cos(\omega t - 2\beta_e L - \theta_0) \cos^2 p\theta_0 + 2 \cos(\omega t - 2\beta_e L) \cos p\theta_0 \\ &- \cos(\omega t - 2\beta_e L + \theta_0) \cos p\theta_0 + \cos(\omega t - \beta_e L) \cos p\theta_0 \\ &- \cos(\omega t - 2\beta_e L - \theta_0) \cos p\theta_0 - \cos(\omega t - \beta_e L - \theta_0) \cos p\theta_0 + \cos(\omega t - \beta_e L) \\ &- \cos(\omega t - \beta_e L + \theta_0) + \cos(\omega t - 2\beta_e L) - \cos(\omega t - 2\beta_e L + \theta_0) \left. \right] \\ &- \sin(\omega t - 2\beta_e L - \theta_0) \cos^3 p\theta_0 + 2 \sin(\omega t - 2\beta_e L) \cos^2 p\theta_0 - \sin(\omega t - \beta_e L - \theta_0) \cos^2 p\theta_0 \\ &+ 2 \sin(\omega t - \beta_e L) \cos p\theta_0 - \sin(\omega t - \theta_0) \cos p\theta_0 - \sin(\omega t - 2\beta_e L + \theta_0) \cos p\theta_0 + 2 \sin(\omega t - 2\beta_e L) \\ &- \sin(\omega t - 2\beta_e L + \theta_0) - \sin(\omega t - 2\beta_e L - \theta_0) + 2 \sin(\omega t - \beta_e L) - 2 \sin(\omega t - \beta_e L + \theta_0) \\ &- \sin(\omega t - \beta_e L - \theta_0) - \theta_0 \cos \omega t + 2 \sin \omega t - \sin(\omega t - \theta_0) \left. \right\} = U_m G_{b3} \sin \omega t + U_m B_{b3} \cos \omega t, \quad (36) \end{aligned}$$

式中,  $G_{b3}$  表示第三个间隙的电子负载电导,  $B_{b3}$  表示第三个间隙的电子负载电纳.

由 (36) 式可得

$$\begin{aligned}
 \frac{G_{b3}}{G_0} = \frac{1}{2\theta_0^2} & \left\{ \frac{\sin p\theta_0}{p} [-\sin(2\beta_e L + \theta_0) \cos^2 p\theta_0 - \sin(2\beta_e L + \theta_0) \cos p\theta_0 + 2 \sin 2\beta_e L \cos p\theta_0 \right. \\
 & - \sin(\beta_e L + \theta_0) \cos p\theta_0 + 2 \sin 2\beta_e L + 2 \sin \beta_e L - \sin(2\beta_e L + \theta_0) - \sin(2\beta_e L - \theta_0) \\
 & - \sin(\beta_e L + \theta_0) - \sin \theta_0] \\
 & + (\beta_e L - \theta_0) [\sin 2\beta_e L \cos^2 p\theta_0 - \sin(2\beta_e L + \theta_0) \cos^2 p\theta_0 + 2 \sin 2\beta_e L \cos p\theta_0 \\
 & - \sin(2\beta_e L - \theta_0) \cos p\theta_0 + \sin \beta_e L \cos p\theta_0 - \sin(2\beta_e L + \theta_0) \cos p\theta_0 \\
 & - \sin(\beta_e L + \theta_0) \cos p\theta_0 + \sin \beta_e L - \sin(\beta_e L - \theta_0) + \sin 2\beta_e L - \sin(2\beta_e L - \theta_0)] \\
 & - \cos(2\beta_e L + \theta_0) \cos^3 p\theta_0 + 2 \cos 2\beta_e L \cos^2 p\theta_0 - \cos(\beta_e L + \theta_0) \cos^2 p\theta_0 + 2 \cos \beta_e L \cos p\theta_0 \\
 & - \cos \theta_0 \cos p\theta_0 - \cos(2\beta_e L - \theta_0) \cos p\theta_0 + 2 \cos 2\beta_e L - \cos(2\beta_e L - \theta_0) - \cos(2\beta_e L + \theta_0) \\
 & \left. + 2 \cos \beta_e L - 2 \cos(\beta_e L - \theta_0) - \cos(\beta_e L + \theta_0) + 2 - \cos \theta_0 \right\}, \quad (37)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{B_{b3}}{G_0} = \frac{1}{2\theta_0^2} & \left\{ \frac{\sin p\theta_0}{p} [-\cos(2\beta_e L + \theta_0) \cos^2 p\theta_0 - \cos(2\beta_e L + \theta_0) \cos p\theta_0 + 2 \cos 2\beta_e L \cos p\theta_0 \right. \\
 & - \cos(\beta_e L + \theta_0) \cos p\theta_0 + 2 \cos 2\beta_e L + 2 \cos \beta_e L - \cos(2\beta_e L + \theta_0) - \cos(2\beta_e L - \theta_0) \\
 & - \cos(\beta_e L + \theta_0) - \cos \theta_0] \\
 & + (\beta_e L - \theta_0) [\cos 2\beta_e L \cos^2 p\theta_0 - \cos(2\beta_e L + \theta_0) \cos^2 p\theta_0 + 2 \cos 2\beta_e L \cos p\theta_0 \\
 & - \cos(2\beta_e L - \theta_0) \cos p\theta_0 + \cos \beta_e L \cos p\theta_0 - \cos(2\beta_e L + \theta_0) \cos p\theta_0 \\
 & - \cos(\beta_e L + \theta_0) \cos p\theta_0 + \cos \beta_e L - \cos(\beta_e L - \theta_0) + \cos 2\beta_e L - \cos(2\beta_e L - \theta_0)] \\
 & + \sin(2\beta_e L + \theta_0) \cos^3 p\theta_0 - 2 \sin 2\beta_e L \cos^2 p\theta_0 + \sin(\beta_e L + \theta_0) \cos^2 p\theta_0 - 2 \sin \beta_e L \cos p\theta_0 \\
 & + \sin \theta_0 \cos p\theta_0 + \sin(2\beta_e L - \theta_0) \cos p\theta_0 - 2 \sin 2\beta_e L + \sin(2\beta_e L - \theta_0) + \sin(2\beta_e L + \theta_0) \\
 & \left. - 2 \sin \beta_e L + 2 \sin(\beta_e L - \theta_0) + \sin(\beta_e L + \theta_0) - \theta_0 + \sin \theta_0 \right\}. \quad (38)
 \end{aligned}$$

若假设三间隙谐振腔的等效电压  $U_{\text{eff3}} = 3U_m$ , 根据能量守恒定理可得

$$\frac{1}{2} U_{\text{eff3}}^2 G_{\text{eff3}} = \frac{1}{2} U_m^2 G_{b1} + \frac{1}{2} U_m^2 G_{b2} + \frac{1}{2} U_m^2 G_{b3}, \quad (39)$$

$$\frac{1}{2} U_{\text{eff3}}^2 B_{\text{eff3}} = \frac{1}{2} U_m^2 B_{b1} + \frac{1}{2} U_m^2 B_{b2} + \frac{1}{2} U_m^2 B_{b3}, \quad (40)$$

式中,  $G_{\text{eff3}}$  表示三间隙谐振腔的等效电子负载电导,  $B_{\text{eff3}}$  表示三间隙谐振腔的等效电子负载电纳.

由 (7), (27), (37) 和 (39) 式可得

$$\begin{aligned}
 \frac{G_{\text{eff3}}}{G_0} = \frac{1}{2\theta_0^2} & \left\{ \frac{\sin p\theta_0}{p} [-\sin(2\beta_e L + \theta_0) \cos^2 p\theta_0 - \sin(2\beta_e L + \theta_0) \cos p\theta_0 + 2 \sin 2\beta_e L \cos p\theta_0 \right. \\
 & - 2 \sin(\beta_e L + \theta_0) \cos p\theta_0 - 2 \sin 2\beta_e L \cos \theta_0 + 2 \sin 2\beta_e L - 2 \sin(\beta_e L + \theta_0) \\
 & + 4 \sin \beta_e L - 3 \sin \theta_0] \\
 & + (\beta_e L - \theta_0) [\sin 2\beta_e L \cos^2 p\theta_0 - \sin(2\beta_e L + \theta_0) \cos^2 p\theta_0 - 2 \sin 2\beta_e L \cos \theta_0 \cos p\theta_0 \\
 & + 2 \sin 2\beta_e L \cos p\theta_0 - 2 \sin(\beta_e L + \theta_0) \cos p\theta_0 + 2 \sin \beta_e L \cos p\theta_0 \\
 & - \sin(2\beta_e L - \theta_0) + \sin 2\beta_e L - 2 \sin(\beta_e L - \theta_0) + 2 \sin \beta_e L] \\
 & - \cos(2\beta_e L + \theta_0) \cos^3 p\theta_0 + 2 \cos 2\beta_e L \cos^2 p\theta_0 - 2 \cos(\beta_e L + \theta_0) \cos^2 p\theta_0 \\
 & - \cos(2\beta_e L - \theta_0) \cos p\theta_0 + 4 \cos \beta_e L \cos p\theta_0 - 3 \cos \theta_0 \cos p\theta_0 - 2 \cos 2\beta_e L \cos \theta_0 \\
 & \left. - 4 \cos(\beta_e L - \theta_0) - 2 \cos(\beta_e L + \theta_0) + 2 \cos 2\beta_e L + 4 \cos \beta_e L - 3 \cos \theta_0 + 6 \right\}. \quad (41)
 \end{aligned}$$

由 (8), (28), (38) 和 (40) 式可得



$$\frac{B_{\text{eff3}}}{G_0} = \frac{1}{2\theta_0^2} \left\{ \frac{\sin p\theta_0}{p} [-\cos(2\beta_e L + \theta_0) \cos^2 p\theta_0 - \cos(2\beta_e L + \theta_0) \cos p\theta_0 + 2 \cos 2\beta_e L \cos p\theta_0 - 2 \cos(\beta_e L + \theta_0) \cos p\theta_0 + 2 \cos 2\beta_e L - 2 \cos 2\beta_e L \cos \theta_0 - 2 \cos(\beta_e L + \theta_0) + 4 \cos \beta_e L - 3 \cos \theta_0] + (\beta_e L - \theta_0) [-\cos(2\beta_e L + \theta_0) \cos^2 p\theta_0 + \cos 2\beta_e L \cos^2 p\theta_0 - 2 \cos 2\beta_e L \cos \theta_0 \cos p\theta_0 + 2 \cos 2\beta_e L \cos p\theta_0 - 2 \cos(\beta_e L + \theta_0) \cos p\theta_0 + 2 \cos \beta_e L \cos p\theta_0 - \cos(2\beta_e L - \theta_0) + \cos 2\beta_e L - 2 \cos(\beta_e L - \theta_0) + 2 \cos \beta_e L] + \sin(2\beta_e L + \theta_0) \cos^3 p\theta_0 - 2 \sin 2\beta_e L \cos^2 p\theta_0 + 2 \sin(\beta_e L + \theta_0) \cos^2 p\theta_0 + \sin(2\beta_e L - \theta_0) \cos p\theta_0 - 4 \sin \beta_e L \cos p\theta_0 + 3 \sin \theta_0 \cos p\theta_0 + 2 \sin 2\beta_e L \cos \theta_0 - 2 \sin 2\beta_e L + 4 \sin(\beta_e L - \theta_0) + 2 \sin(\beta_e L + \theta_0) - 4 \sin \beta_e L + 3 \sin \theta_0 - 3\theta_0 \right\}. \quad (42)$$

上述推导基于无限大电子注, 对于有限截面的电子注, 可以用等离子体频率缩减因子  $F$  来表示空间电荷力减小的程度. 将  $\omega_p$  代以缩减等离子体频率  $\omega_q = F\omega_p = Fp\omega$ , 即将 (41) 和 (42) 式中  $p$  替换为  $Fp$  就可以应用到有限截面电子注的情况 [31].

### 2.6 理论计算结果分析

固定间隙直流渡越角  $\beta_e d = \pi$ , 则不同归一化等离子体频率  $p$  条件下三间隙谐振腔的归一化等效电子负载电导  $G_{\text{eff3}}/G_0$  与相邻间隙中心的直流渡越角  $\beta_e L$  的关系曲线如图 2 所示. 由图 2 可见, 随着  $\beta_e L$  增加, 在某段范围内电子注从谐振腔高频场吸收能量, 在某些情况下电子注则交出能量给高频场, 电子注与高频场交换之间的能量随  $\beta_e L$  的变化呈现振荡特性. 这是因为  $\beta_e L$  决定了电子注与各个间隙高频场之间的同步情况,  $\beta_e L$  在一定范围内取值时, 电子注通过三间隙谐振腔的总体效果是电子注从高频场吸收能量, 在其他情况下, 电子注通过三间隙谐振腔的总体效果是电子注交出能量给高频场, 导致电子注与高频场之间交换的能量随  $\beta_e L$  的变化呈现振荡特性. 此外还可以看出, 存在一个最佳的  $\beta_e L$ , 使电子注与高频场之间交换的能量最大. 由图 2 还可以得知, 随着等离子体频率的增大, 电子注与高频场之间交换的能量极值越小, 因为等离子体频率越大意味着空间电荷效应越大, 说明空间电荷力削弱了电子注与高频场之间的相互作用, 即空间电荷力对电子的群聚产生了阻碍作用. 归一化等离子体频率越大, 忽略空间电荷效应引起的误差就越大.

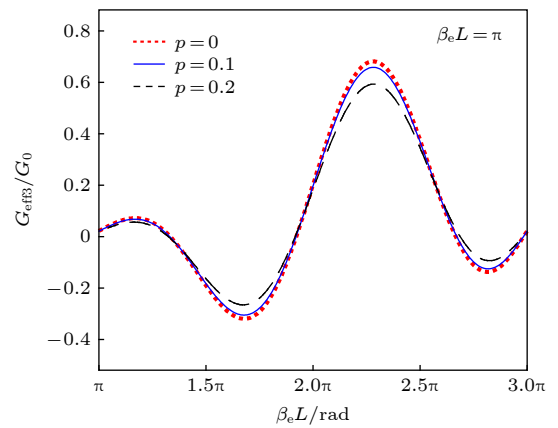


图 2 归一化电子负载电导  $G_{\text{eff3}}/G_0$  与  $\beta_e L$  的关系  
Fig. 2.  $G_{\text{eff3}}/G_0$  versus  $\beta_e L$  of three-gap cavity.

固定归一化等离子体频率  $p = 0.1$ , 不同间隙直流渡越角  $\beta_e d$  条件下三间隙谐振腔的归一化等效电子负载电导  $G_{\text{eff3}}/G_0$  与相邻间隙中心的直流渡越角  $\beta_e L$  的关系曲线如图 3 所示. 由图 3 可知, 不同  $\beta_e d$  条件下电子注与高频场之间交换的能量随  $\beta_e L$  的变化均呈现振荡特性, 不同  $\beta_e d$  对应的最大能量交换的最佳  $\beta_e L$  不同,  $\beta_e d$  越大, 最大能量交换对应的  $\beta_e L$  越小. 这是因为  $\beta_e d$  越大, 为了保证电子注与高频场达到最佳同步,  $\beta_e L$  就应该越小.

固定归一化等离子体频率  $p = 0.1$ , 不同相邻间隙中心的直流渡越角  $\beta_e L$  条件下三间隙谐振腔的归一化等效电子负载电导  $G_{\text{eff3}}/G_0$  与间隙直流渡越角  $\beta_e d$  的关系曲线如图 4 所示. 由图 4 不仅可以看出不同  $\beta_e L$  条件下电子注与高频场之间交换的能量随  $\beta_e d$  的变化同样呈现振荡特性, 还可以看出不同  $\beta_e L$  条件下电子注与高频场之间交换的能量极值不同, 说明并非对于任何  $\beta_e L$  值都能够找到一个  $\beta_e d$ , 使电子注与高频场之间的相互作用最强,

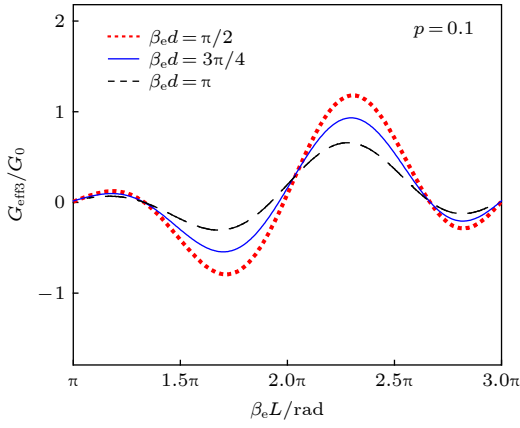


图 3 归一化电子负载电导  $G_{\text{eff3}}/G_0$  与  $\beta_e L$  的关系  
Fig. 3.  $G_{\text{eff3}}/G_0$  versus  $\beta_e L$  of three-gap cavity.

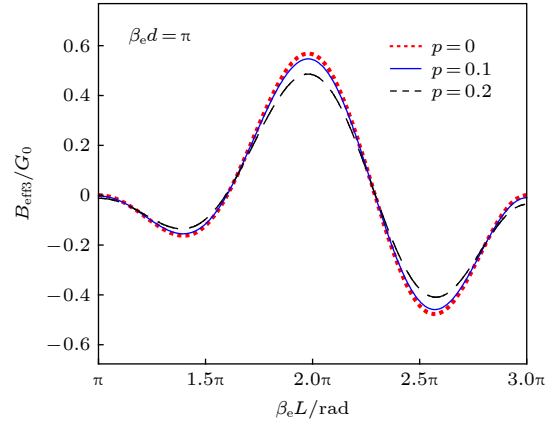


图 5 归一化电子负载电纳  $B_{\text{eff3}}/G_0$  与  $\beta_e L$  的关系  
Fig. 5.  $B_{\text{eff3}}/G_0$  versus  $\beta_e L$  of three-gap cavity.

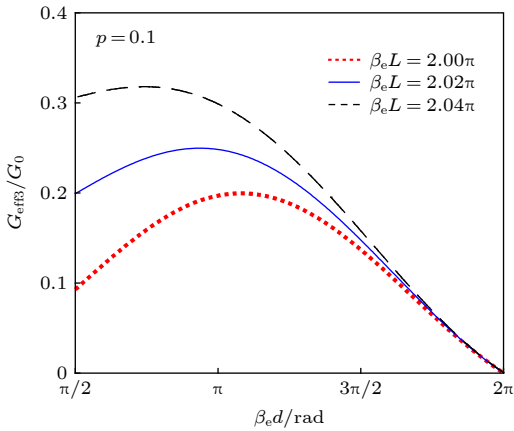


图 4 归一化电子负载电导  $G_{\text{eff3}}/G_0$  与渡越角  $\beta_e d$  的关系  
Fig. 4.  $G_{\text{eff3}}/G_0$  versus  $\beta_e d$  of three-gap cavity.

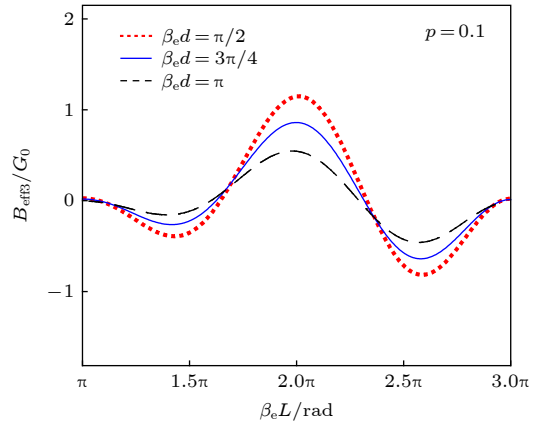


图 6 归一化电子负载电纳  $B_{\text{eff3}}/G_0$  与  $\beta_e L$  的关系  
Fig. 6.  $B_{\text{eff3}}/G_0$  versus  $\beta_e L$  of three-gap cavity.

因此需要慎重选择间隙宽度  $d$  和漂移段长度  $L$ 。

固定间隙直流渡越角  $\beta_e d = \pi$ ，不同归一化等离子体频率  $p$  条件下三间隙谐振腔的归一化等效电子负载电纳  $B_{\text{eff3}}/G_0$  与相邻间隙中心的直流渡越角  $\beta_e L$  的关系曲线如图 5 所示。因为电子负载电纳  $B_{\text{eff3}} > 0$  时，电子注对谐振腔呈现电容性，引入电子注后谐振腔谐振频率降低，电子负载电纳  $B_{\text{eff3}} < 0$  时，电子注对谐振腔呈现电感性，引入电子注后谐振腔谐振频率升高。由图 5 可知，随着  $\beta_e L$  增加，在某段范围内引入电子注后谐振腔谐振频率升高，在某些情况下谐振腔谐振频率降低，表现出振荡特性。

固定归一化等离子体频率  $p = 0.1$ ，不同间隙直流渡越角  $\beta_e d$  条件下三间隙谐振腔的归一化等效电子负载电纳  $B_{\text{eff3}}/G_0$  与相邻间隙中心的直流渡越角  $\beta_e L$  的关系曲线如图 6 所示。由图 6 可以看出，不同  $\beta_e d$  条件下电子注对谐振腔谐振频率的影

响不同，因为电子负载电纳  $B_{\text{eff3}}$  从物理上对应的是电子注与高频场之间交换的在正周期内为零的无功功率，不同  $\beta_e d$  条件下电子注与高频场的相互作用强度不同，因此这部分无功功率不同，电子注对谐振腔谐振频率的影响不同。

固定归一化等离子体频率  $p = 0.1$ ，不同相邻间隙中心的直流渡越角  $\beta_e L$  条件下三间隙谐振腔的归一化等效电子负载电纳  $B_{\text{eff3}}/G_0$  与间隙直流渡越角  $\beta_e d$  的关系曲线如图 7 所示。由图 4 和图 7 可以看出，在考虑的范围，相同条件下影响  $\beta_e L$  对电子负载电导  $G_{\text{eff3}}$  的影响比电子负载电纳  $B_{\text{eff3}}$  影响比大。

将本文采用电子流振荡理论计算得到的电子负载与文献 [32] 中采用空间电荷波理论计算的电子负载进行对比，间隙数为三间隙，单间隙直流渡越角为  $\pi$ ，结果如图 8 和图 9 所示。由图 8 和图 9 可以看出，当等离子体频率因子  $p = 0$  时，两种理

论均简化成一种理论,即运动学理论.这三种理论计算的归一化电子负载电导  $G_{\text{eff3}}/G_0$  随相邻间隙中心的直流渡越角  $\beta_e L$  的变化趋势一致,当  $\beta_e L$  很小时,三种理论计算的电子负载电导差别很小,因为此时电子通过谐振腔后主要产生速度调制,还没有达到很好的密度调制,电子注与高频场之间的能量交换与空间电荷效应的关系还不是十分明显.当  $\beta_e L$  增大到一定值时,电子注在谐振腔中不仅产生了速度调制,而且产生了密度调制,密度调制使得空间电荷力对电子注群聚的影响更大,进而影响电子注与高频场之间的能量转换.而且电子注密度越大(即  $p$  越大),空间电荷效应越明显,三种理论

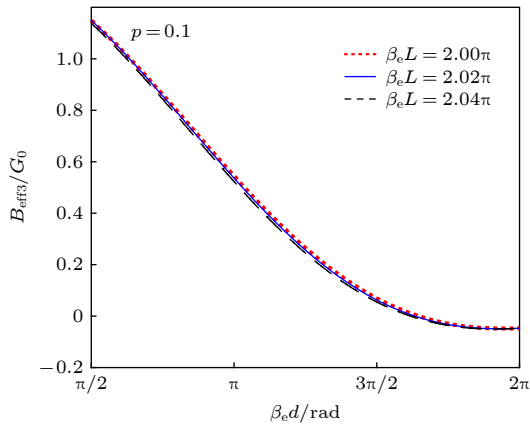


图 7 归一化电子负载电纳  $B_{\text{eff3}}/G_0$  与渡越角  $\beta_e d$  的关系  
Fig. 7.  $B_{\text{eff3}}/G_0$  versus  $\beta_e d$  of three-gap cavity.

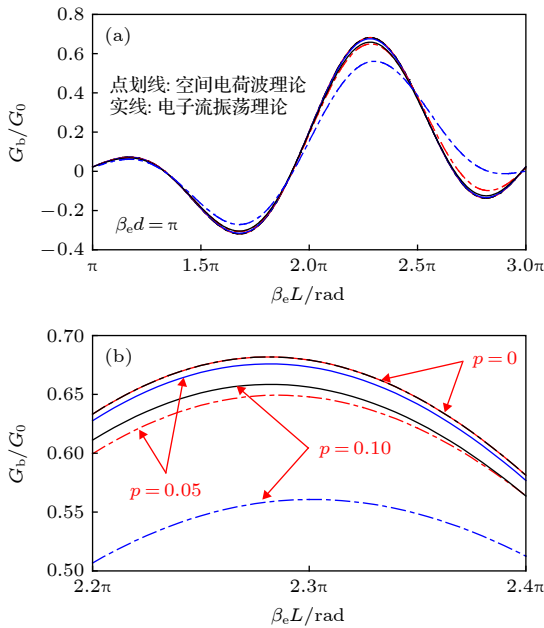


图 8 两种理论计算的  $G_b/G_0$  与  $\beta_e L$  的关系  
Fig. 8.  $G_b/G_0$  versus  $\beta_e L$  of three-gap cavity.

计算得到的电子负载相差越大.同时这种差别随着  $\beta_e L$  的增大而加剧,因为  $\beta_e L$  越大电子注在谐振腔中的群聚程度越高,空间电荷效应的影响就更大.从图 8 和图 9 还可以看出,当电流调制程度很小时,相较于运动学理论,电子流振荡理论的计算结果更接近空间电荷波理论的结果.当电流调制程度较大时,相较于空间电荷波理论,电子流振荡理论的计算结果更接近运动学理论的结果.因此电子流振荡理论在运动学理论和空间电荷波理论之间进行了折中,它在电荷密度较大的情况下,与空间电荷波理论一致.当然这些结论的前提是群聚参数不太大并且电流密度不是很大 ( $1 - p^2 \approx 1$ ).

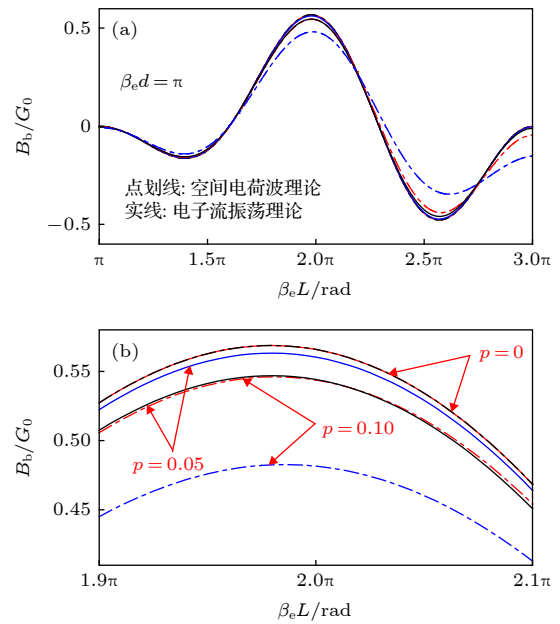


图 9 两种理论计算的  $B_b/G_0$  与  $\beta_e L$  的关系  
Fig. 9.  $B_b/G_0$  versus  $\beta_e L$  of three-gap cavity.

### 3 高频结构的数值仿真

W 波段带状注扩展相互作用速调管高频结构 PIC 仿真模型如图 10 所示,高频结构由输入腔、中间腔 1、中间腔 2 和输出腔组成,四个谐振腔均为三间隙哑铃型谐振腔,横向工作模式均为  $\text{TM}_{110}$  模,纵向工作模式均为  $2\pi$  模,高频结材料选择弥散无氧铜,考虑到 W 波段谐振腔加工粗糙度的影响,电导率设置为  $2.8 \times 10^7 \text{ S/m}$ . 设定电子注电压为 19.5 kV,电流为 3.5 A,工作中心频率为 94.52 GHz,输入微波功率为 1 W,电子注通道尺寸为  $5.5 \text{ mm} \times 0.4 \text{ mm}$ ,电子注尺寸为  $4 \text{ mm} \times 0.32 \text{ mm}$ ,电子注聚焦磁场为 0.85 T 均匀磁场 [9,10].

由 AJDISK 计算程序可得到  $F_p = 0.0266$ , 代入 (41) 式, 可得电子负载归一化电子负载电导  $G_{\text{eff3}}/G_0$  随间隙直流渡越角  $\beta_e d$  和相邻间隙漂移段直流渡越角  $\beta_e L$  的变化情况, 如图 11 所示. 由图 11 可知, 当  $\beta_e d = 1.1\pi$ ,  $\beta_e L = 2\pi$  时, 电子负载电导达到最大值, 此时对应的间隙宽度为 0.46 mm, 相邻间隙漂移段长度为 0.84 mm.

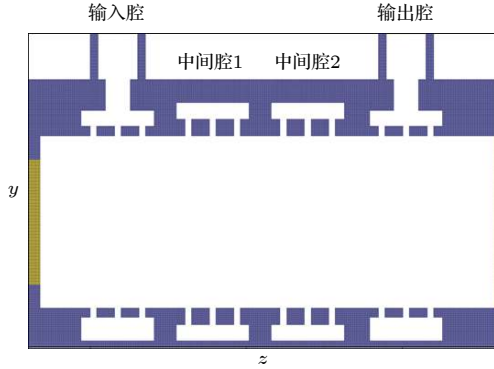


图 10 带状注扩展相互作用速调管高频结构仿真模型  
Fig. 10. model of the sheet beam extended interaction klystron.

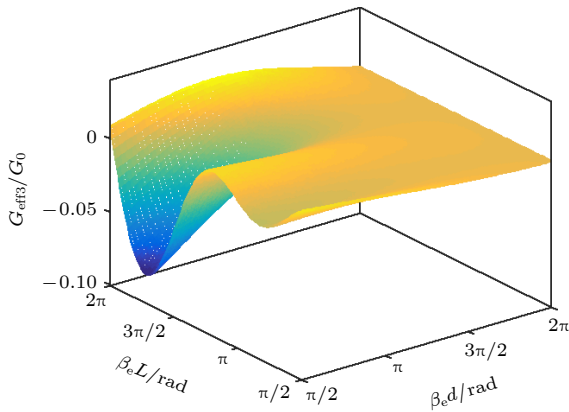


图 11 归一化电子负载电导  $G_{\text{eff3}}/G_0$  与间隙直流渡越角  $\beta_e d$  和相邻间隙中心之间的直流渡越角  $\beta_e L$  的关系  
Fig. 11.  $G_{\text{eff3}}/G_0$  versus  $\beta_e d$  and  $\beta_e L$  of three-gap cavity.

### 3.1 谐振腔设计

带状注扩展相互作用速调管谐振腔的设计原则是使纵向电场沿横向分布尽可能均匀, 并且由文献 [33] 可知纵向电场在各个间隙的幅值越接近, 谐振腔的特征阻抗越大, 越有利于注波相互作用, 因此设计时同时要使各个间隙的纵向电场幅值尽量相等. 在设计中间腔时, 使各个间隙的纵向电场幅值基本相等的方法是先扫描谐振腔各个参数对纵向电场在横向和纵向的分布均匀性的影响大小, 然后优化各个参数, 使纵向电场在横向和纵向的分布尽

量均匀. 对于输入输出腔, 与中间腔不一样, 由于耦合孔和输入输出波导的存在, 破坏了结构的对称性, 使纵向电场在横向和纵向的分布极不均匀, 严重影响了纵向电场在横向和纵向的均匀性, 在设计中同样扫描了带耦合孔和标准波导孔的输入输出腔各个参数对纵向电场在横向和纵向分布的均匀性, 最终采用的方法是改变耦合孔对应的另一边耦合槽的尺寸, 使谐振腔两端的耦合槽采用不对称结构, 从而使纵向电场分布尽量均匀. 优化后间隙宽度为 0.21 mm, 相邻间隙中心的距离为 0.78 mm. 图 12 为优化后三间隙谐振腔归一化缩减等离子体频率  $F_p$  与电压  $U$  的关系, 图 13 为电子负载电导仿真结果与理论计算结果在不同电压条件下的对比, 此时包括电流等其他参数保持不变, 由图 12 可知归一化缩减等离子体频率随工作电压增大而降低, 这与缩减等离子体频率的定义相符. 电磁仿真软件计算电子负载电导  $G_b$  的公式为 [34]

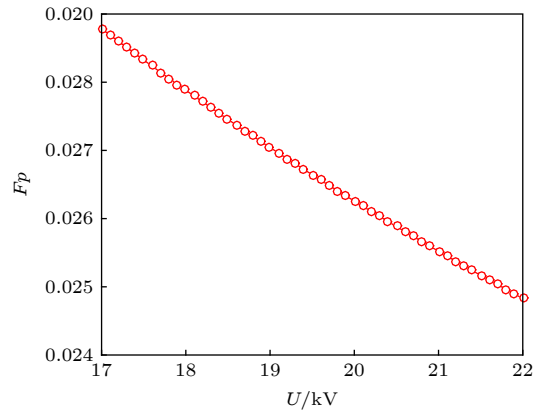


图 12 归一化缩减等离子体频率与工作电压的关系  
Fig. 12.  $F_p$  versus  $U$  of three-gap cavity.

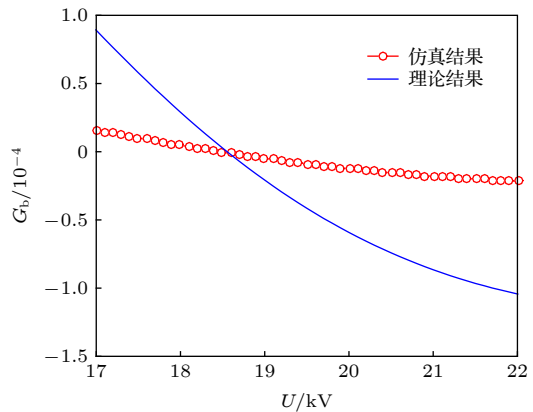


图 13 电子负载电导与工作电压的关系  
Fig. 13.  $G_b$  versus  $U$  of three-gap cavity.

$$G_b = \frac{Q_0 - Q_H}{(R/Q) Q_0 Q_H}, \quad (43)$$

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,  $R/Q$  为谐振腔特征阻抗.

由图 13 可见, 在考虑的工作电压范围内, 仿真与理论计算得到的电子负载电导都随工作电压的增大而减小, 变化趋势一致, 但与绝对值存在一定差别. 经分析, 理论计算值与仿真计算值之间的差别主要由以下两点导致: 一是理论计算时假设纵向电场沿横向不变, 而实际纵向电场沿横向其中一个方向近似不变, 但在另一个方向则并非均匀; 二是理论计算时假设漂移段中没有电场, 实际上由于电子注通道的影响, 漂移段中存在不可忽略的电场, 这部分电场也会影响电子注与高频场之间的能量转换. 这些因素同样会影响  $d$  和  $L$  的最佳组合值, 因为纵向电场在横向的一个方向的不均匀, 与圆形注谐振腔类似, 与纵向电场均匀分布的结果相比, 只需要在横向进行平均求值即可得纵向电场不均匀时电子注与高频场之间的能量大小, 它们之间仅相差一个系数, 这个系数只与漂移管通道的高度和电子注的高度有关, 理论上不会影响  $d$  和  $L$  的最佳组合值. 第二个因素中漂移段存在不可忽略的电场, 会影响  $d$  和  $L$  的最佳组合值, 这是因为在漂移段中电子注与高频场之间仍会发生相互作用, 相当于间隙的宽度有所增加, 所以理论计算得到的  $d$  值会比实际需要的  $d$  值大一些.

输入腔和输出腔的匹配设计极为重要, 输入腔与微波源的匹配性能决定了微波功率馈入的有效性, 匹配不好会使输入腔反射大, 降低速调管增益. 输出腔与负载的匹配性能决定了带状注扩展相互作用速调管产生的微波功率能否有效传输给负载, 匹配不好时甚至可能破坏速调管的正常工作状态. 从标准波导馈入功率为  $P_{in}$  时, 在谐振腔间隙上建立的电压为 [34]

$$V_{gap} = \sqrt{\frac{8P_{in}(R/Q)Q_{ext}}{(1 + Q_{ext}/Q_a) + [Q_{ext}(f_{in}/f_0 - f_0/f_{in})]^2}}, \quad (44)$$

式中,  $f_{in}$  为输入信号的频率;  $f_0$  为输入腔的谐振频率;  $R/Q$  为谐振腔的特征阻抗;  $Q_{ext}$  为输入腔开耦合孔导致的损耗;  $Q_a$  为谐振腔的全部损耗, 包括谐振腔的固有损耗  $Q_0$  和引入电子注的损耗  $Q_b$ ,

$$Q_a = \frac{Q_0 + Q_b}{Q_0 Q_b}. \quad (45)$$

电子注引起的损耗  $Q_b$  由下式确定 [34]:

$$Q_b = \frac{1}{G_b(R/Q)}. \quad (46)$$

根据三维电磁仿真软件计算结果可得  $R/Q = 23.8 \Omega$ ,  $Q_0 = 562$ , 当电压为 19.5 kV, 电流为 3.5 A 时,  $Q_b = -5402$ , 由 (44) 式可知, 当  $Q_{ext} = Q_a = 627$  时输入端反射最小.

最终设计的带状注扩展相互作用速调管高频结构谐振腔参数和位置如表 1 所列.

表 1 W 波段带状注扩展相互作用速调管高频结构参数

Table 1. Structural parameters of W-band sheet beam 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	$2\pi$ 模	94.52	562	627	0
中间腔1	$2\pi$ 模	94.56	555	$\infty$	3.04
中间腔2	$2\pi$ 模	94.56	555	$\infty$	6.08
输出腔	$2\pi$ 模	94.52	562	627	9.22

### 3.2 高频结构稳定性分析

带状注扩展相互作用速调管的稳定性分析极为重要, 多间隙腔可能发生自激振荡的模式主要是高次模式和与工作模式同一通带的非工作模式. 由于高次模式与工作模式频率间隔大, 比较容易避免 [35], 而在工作模式同一通带的非工作模式一般与工作

模式频率间隔小, 不容易避免, 因此预判与工作模式同一通带的非工作模式是否会发生自激十分重要.

与工作模式同一通带的各模式纵向电场沿轴向上的分布如图 14 所示, 由图 14 可以看出, 各个谐振腔的工作模式在各个间隙的幅值基本相等, 达到了设计的目标. 图 15 为各模式纵向电场沿  $y$  轴的

分布, 由图 15 可知, 由于耦合孔的影响, 输入腔和输出腔的中间间隙纵向电场沿  $y$  轴方向不均匀, 其余两个间隙纵向电场沿方向基本均匀, 中间腔各个间隙纵向电场沿  $y$  轴方向很均匀, 有利于注波互作用. 各模式纵向电场沿  $x$  轴方向的分布如图 16 所示, 由图 16 可见, 在电子注通道内, 通道中心纵向电场最小, 通道边缘纵向电场最大, 显然, 电子注通道越小, 通道中心和通道边缘的纵向电场差别越小.

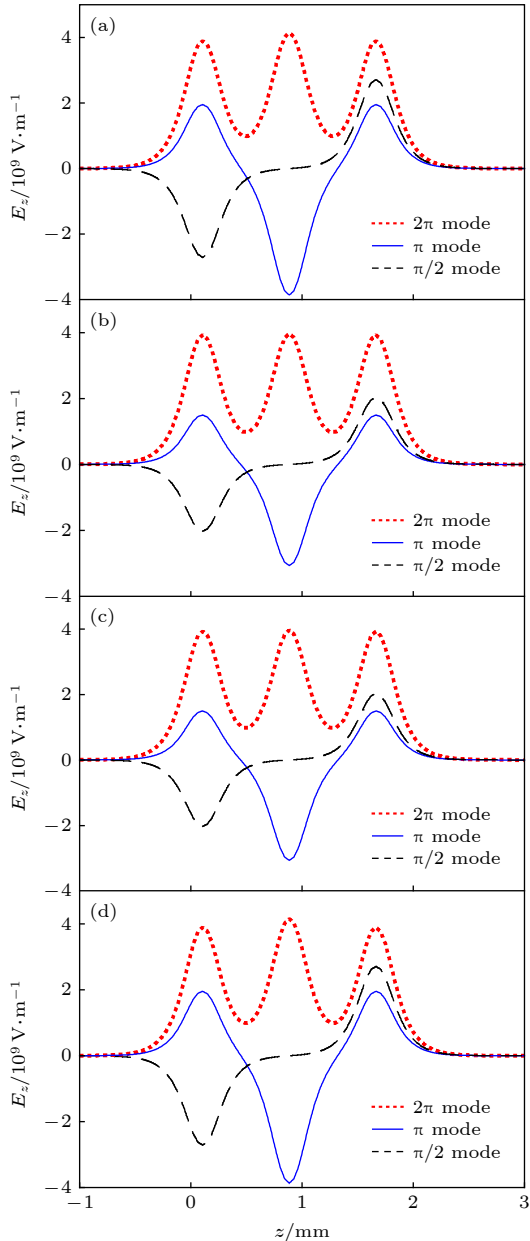


图 14 各模式  $E_z$  沿轴向的分布 (a) 输入腔; (b) 中间腔 1; (c) 中间腔 2; (d) 输出腔  
Fig. 14.  $E_z$  versus axial distance of each mode: (a) Input cavity; (b) middle cavity 1; (c) middle cavity 2; (d) output cavity.

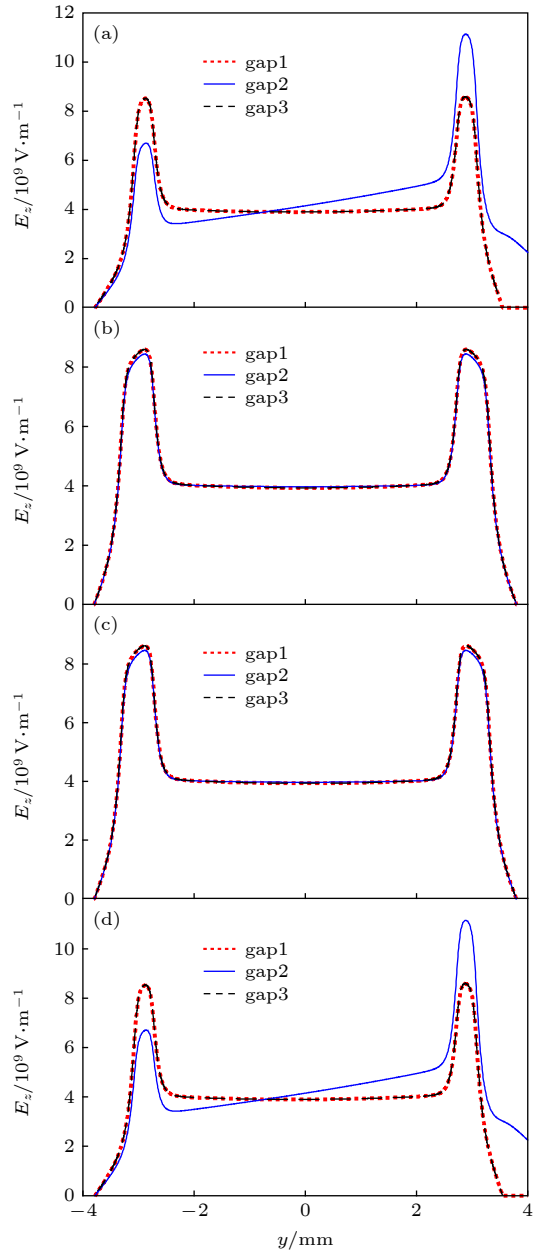


图 15 各间隙中心  $E_z$  沿  $y$  轴的分布 (a) 输入腔; (b) 中间腔 1; (c) 中间腔 2; (d) 输出腔  
Fig. 15.  $E_z$  versus  $y$  axial of each mode: (a) Input cavity; (b) middle cavity 1; (c) middle cavity 2; (d) output cavity.

谐振腔发生自激振荡的根本原因是电子注交出能量给高频场, 同时这部分能量大于高频场在相同时间内损耗的能量, 各模式高频场的总损耗为<sup>[34]</sup>

$$\frac{1}{Q_t} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_b} + \frac{1}{Q_{ext}}. \quad (47)$$

当  $Q_t > 0$  时, 表示电子注吸收了高频场能量, 或者电子注交出能量给高频场, 但交出的能量不足以弥补由于腔壁和耦合孔等造成的损耗, 此时模式不会发生自激振荡. 当  $Q_t < 0$  时, 表示电子注交出

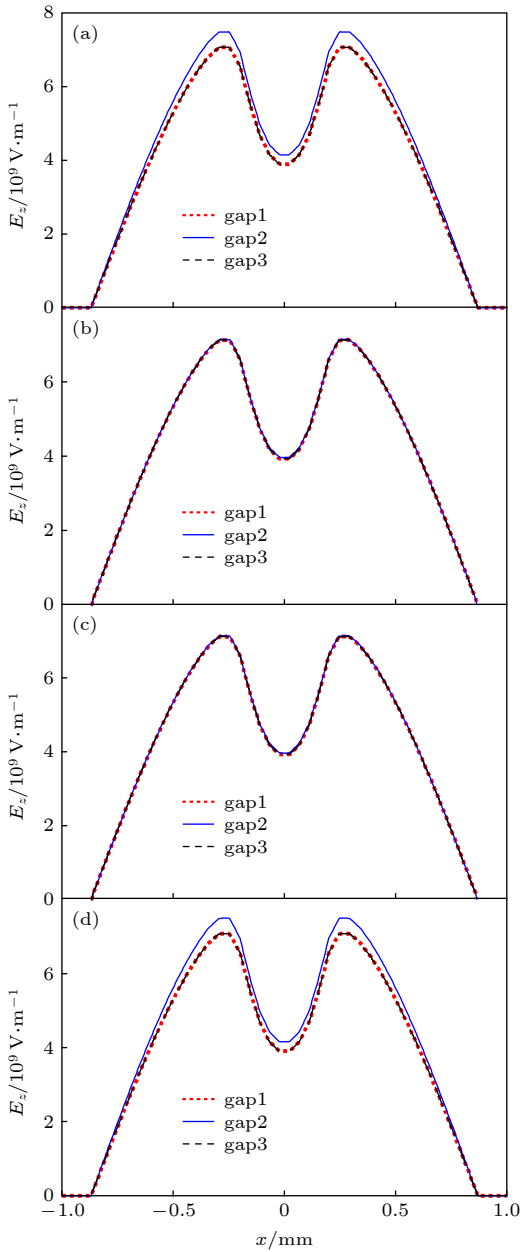


图 16 各间隙中心  $E_z$  沿  $x$  轴的分布 (a) 输入腔; (b) 中间腔 1; (c) 中间腔 2; (d) 输出腔

Fig. 16.  $E_z$  versus  $x$  axial of each mode: (a) Input cavity; (b) middle cavity 1; (c) middle cavity 2; (d) output cavity.

能量给高频场, 且交出的能量大于腔壁和耦合孔等造成的损耗, 此时模式会自激振荡.

各谐振腔与工作模式同一通带的各模式总品质因子与工作电压的关系如图 17 所示, 根据图 17 可知, 在工作电压附近, 各模式的总品质因子均大于零, 表明各模式不会发生自激振荡.

### 3.3 高频结构的粒子模拟

根据上述设计结果, 利用三维电磁仿真软件完

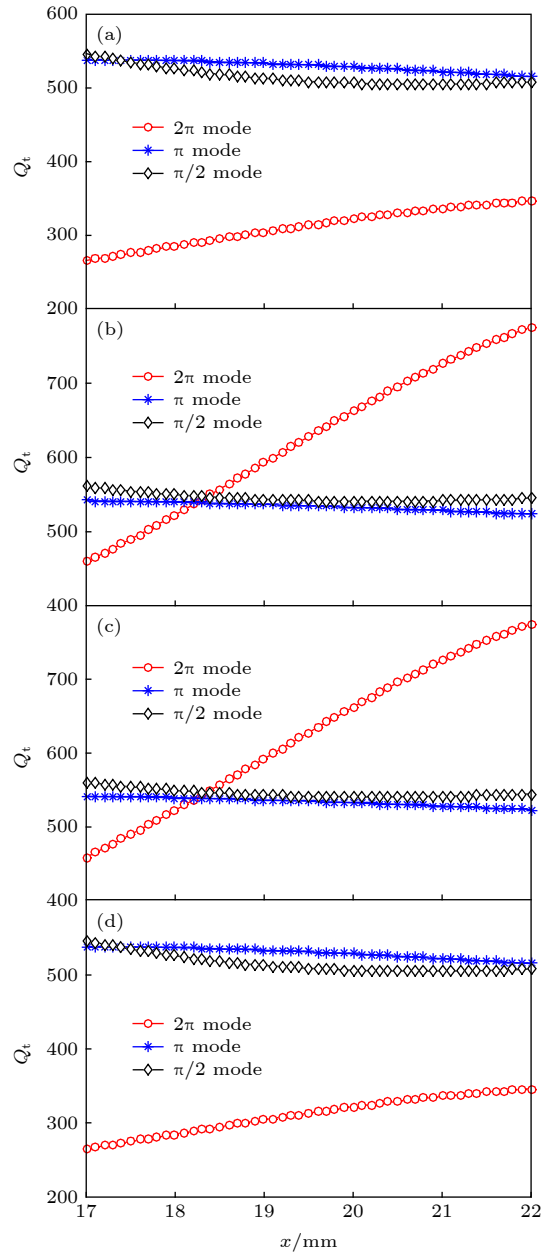


图 17 各模式  $Q_t$  与电压  $U$  的关系 (a) 输入腔; (b) 中间腔 1; (c) 中间腔 2; (d) 输出腔

Fig. 17.  $Q_t$  versus  $U$  of each mode: (a) Input cavity; (b) middle cavity 1; (c) middle cavity 2; (d) output cavity.

成了 W 波段带状注扩展相互作用速调管高频结构的粒子模拟. 仿真结果如图 18—图 25 所示. 图 18 和图 19 为电子注在不同剖面的轨迹图, 由图 18 和图 19 可见, 电子注在达到输出腔时实现了良好的群聚, 电子注与输出腔间隙上的高频场相互作用后, 将能量交换给高频场, 电子注群聚被破坏. 输入腔端口处功率波形如图 20 所示, 由图 20 可知, 馈入功率大部分被输入腔和电子注吸收, 有少部分功率反射. 电子注通过输入腔后, 产生了一部分基

频分量, 当电子注进入中间腔时, 中间腔使群聚电流进入非线性区, 使得群聚电流基频分量急剧增大, 基频分量调制深度最大值为 1.23, 调制电流在输出腔入口处的波形和沿轴向的分布如图 21 和图 22 所示. 图 23 为电子能量分布沿轴向的分布, 可以看出, 随着轴向距离的增大, 电子的速度零散增加, 当电子注与输出腔高频场相互作用后, 大部分电子被减速, 少部分电子被加速, 总体而言电子注失去能量, 这些能量一部分用于维持输出腔高频场, 一部分在输出腔腔壁上损耗掉, 一部分通过耦合孔传输到负载. 输入微波功率为 1 W, 频率为 94.52 GHz 条件下, 得到其功率为 5259.5 W, 增益为 37.2 dB, 电子效率为 7.7%. 由图 25 可见, 输出功率频谱单一, 没有寄生模式产生.

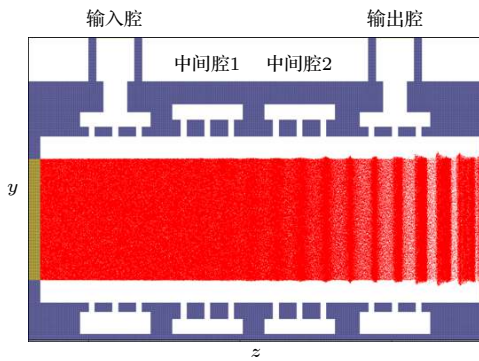


图 18 带状注速调管高频结构  $y$ - $z$  剖面图及电子轨迹  
Fig. 18.  $y$ - $z$  section plane of the extended interaction cavity and particle trajectories.

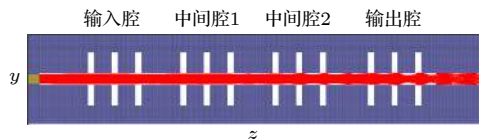


图 19 带状注速调管高频结构  $x$ - $z$  剖面图及电子轨迹  
Fig. 19.  $x$ - $z$  section plane of the extended interaction cavity and particle trajectories.

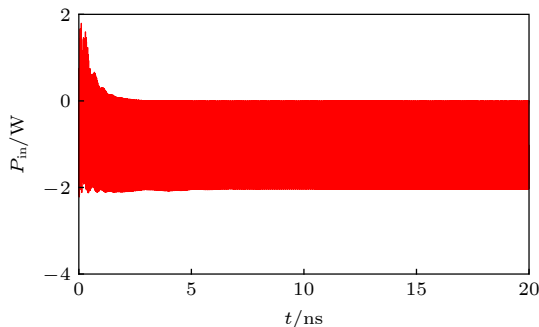


图 20 瞬时输入功率波形  
Fig. 20. Waveform of input microwave.

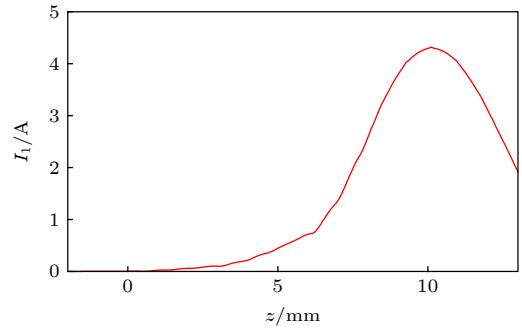


图 21 前三腔调制电流基频分量沿轴向的分布  
Fig. 21. Fundamental modulated current amplitude versus axial distance.

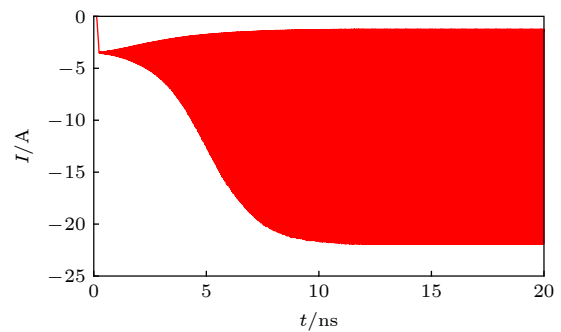


图 22 输出腔入口处调制电流波形  
Fig. 22. Waveform of current at the entry of output cavity.

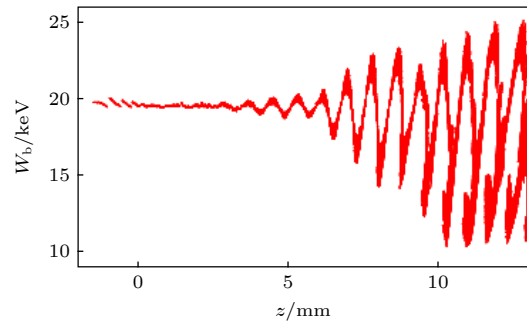


图 23 电子能量分布随轴向距离的变化  
Fig. 23. Kinetic energy distribution vs. axial distance.

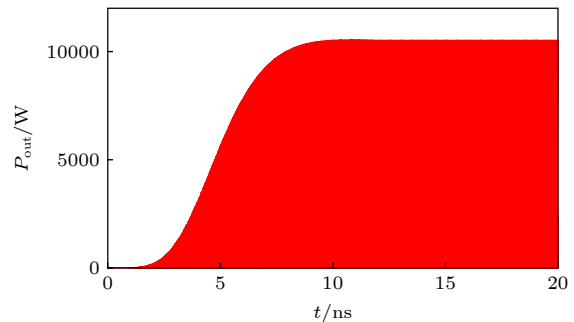


图 24 瞬时输出功率波形  
Fig. 24. Instantaneous waveform of output microwave.



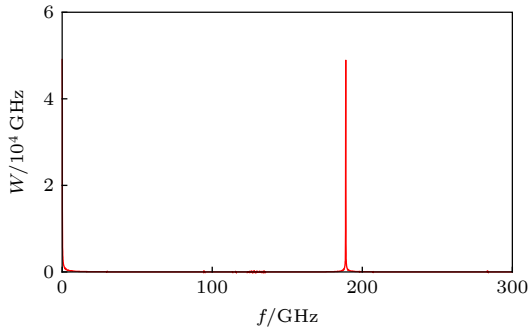


图 25 输出功率频谱  
Fig. 25. Spectrum of output microwave.

输出功率  $P_{out}$  和电子效率  $\eta$  与输入信号频率  $f_{in}$  的关系如图 26 所示, 由图 26 可知, 输入信号频率小于 94.47 GHz 时, 输出功率和电子效率随着输入信号频率的增加而增大, 当输入信号频率大于 94.47 GHz 时, 输出功率和电子效率随着输入信号频率的增加而减小. 最大输出功率对应输入信号频率为 94.47 GHz, 此时, 输出功率为 5773 W, 增益为 37.6 dB, 电子效率为 8.46%. 这个频率与谐振腔的冷腔频率相差约 50 MHz, 电子注对谐振腔频率的影响是导致产生这个频率差别的其中一种原因. 此外, 根据图 26 可以得出带状注扩展互作用速调管的 3 dB 带宽约 140 MHz.

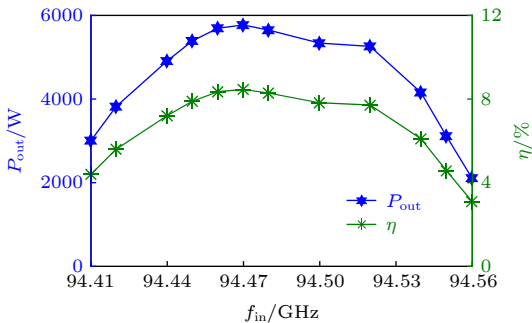


图 26 输出功率和电子效率与输入微波频率的关系  
Fig. 26. Output power and efficiency versus input microwave frequency.

输出功率  $P_{out}$  和电子效率  $\eta$  与输入信号功率  $P_{in}$  的关系如图 27 所示, 由图 27 可以看出, 当输入信号功率在 1 W 以下时, 输出功率和电子效率与输入信号功率呈正相关关系, 当输入信号功率在 1 W 以上时, 输出功率和电子效率与输入信号功率呈负相关关系. 这是因为当输入信号功率较小时, 电子注达到最佳调制所需的距离很长, 电子注达到输出腔时还未实现最好的调制效果, 当输入信号功率较大时, 电子注达到最佳调制的距离很短,

在达到输出腔前已经达到最好调制效果, 在输出腔处已经过群聚, 导致输出功率和电子效率随着输入信号功率的增加而减小.

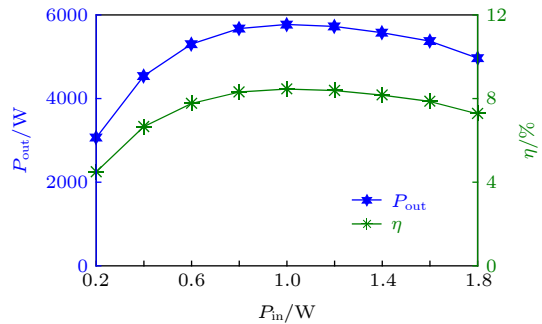


图 27 输出功率和电子效率与输入微波功率的关系  
Fig. 27. Output power and efficiency versus input microwave power.

#### 4 结 论

基于电子流振荡理论, 研究了电子注在工作于纵向  $2\pi$  模式的三间隙带状注谐振腔中的运动过程, 分析了弱流情况下空间电荷效应、间隙宽度和相邻间隙漂移段长度对电子注和高频场之间能量交换的影响以及电子注对谐振腔谐振频率的影响. 结果表明, 空间电荷力减弱了电子注与高频场之间的相互作用, 电子注和高频场之间交换的能量和电子注对谐振腔谐振频率的改变均随间隙宽度和相邻间隙漂移段长度的增加呈振荡特性, 存在一个最佳的间隙宽度和相邻间隙漂移段长度, 使注波相互作用效果最强. 值得注意的是, 对于不同间隙宽度, 改变相邻间隙漂移段长度时电子注和高频场之间交换的能量极值不同, 因此间隙宽度的选择很重要. 理论推导虽然考虑了空间电荷效应, 但是其基于有栅间隙假设, 而实际谐振腔间隙并非有栅间隙, 并且电子注通道使纵向电场沿横向也变得不均匀, 因此下一步工作需要考虑这两点分析注波相互作用. 基于理论分析, 结合三维电磁仿真软件完成了 W 波段带状注扩展互作用速调管高频结构的设计, 并对注波相互作用过程进行了模拟. 电子注横截面尺寸为  $4 \text{ mm} \times 0.32 \text{ mm}$  时, 在工作电压为 19.5 kV, 电流为 3.5 A, 输入功率为 1 W, 轴向引导磁场为 0.85 T 的条件下, 频率 94.47 GHz 处得到输出功率为 5773 W, 增益为 37.6 dB, 电子效率为 8.46%, 3 dB 带宽约 140 MHz, 为 W 波段带状注扩展互作用速调管的研制奠定了基础.

## 参考文献

- [1] Chen S Y, Ruan C J, Yong W, Zhang C Q, Zhao D, Yang X D, Wang S Z 2014 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **42** 91
- [2] 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
- [3] 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]
- [4] Grigor'ev A D, Muchkaev V Y 2018 *J. Commun. Technol. Electron.* **63** 577
- [5] Li R J, Ruan C J, Zhang H F, Fahad A K, Shan S Y, He Y B 2019 *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **40** 5
- [6] Ma T L, Zhao D, Zhang Z C, Xiang Y D, Wang W L 2014 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47** 1762
- [7] Ruan C J, Wang S Z 2010 *Vacuum Electronics* **6** 12 (in Chinese) [阮存军, 王树忠 2010 真空电子技术 **6** 12]
- [8] Burtsev A A, Danilushkin A V 2014 *Tech. Phys. Lett.* **44** 793
- [9] Pasour J, Nguyen K, Wright E, Balkcum A, Atkinson J, Cusick M, Levush B 2011 *IEEE Trans. Electron Dev.* **58** 1792
- [10] Pasour J, Wright E, Nguyen K T, Balkcum A, Wood F N, Myers R E, Levush B 2014 *IEEE Trans. Electron Dev.* **61** 1630
- [11] Shin Y M, Wang J X, Barnett L R, Luhmann N C 2011 *IEEE Trans. Electron Dev.* **58** 251
- [12] Gamzina D, Barnett L R, Ravani B, Luhmann N C 2017 *IEEE Trans. Electron Dev.* **64** 2675
- [13] Wang J X, Li X X, Rui L S, Liu Z, Liu G, Jiang W, Wu Z W, Hu Y L, Luo Y 2019 *IEEE International Vacuum Electronics Conference Busan*, South Korea, April 29–May 1, 2019 p324
- [14] Wilks S, Katsouleas T, Dawson J M, Chen P, Su J J 1987 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **15** 210
- [15] 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]
- [16] 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
- [17] 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]
- [18] Lemke R W, Clark M C, Marder B M 1994 *J. Appl. Phys.* **75** 5423
- [19] 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]
- [20] Marcum J 1946 *J. Appl. Phys.* **17** 4
- [21] 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
- [22] Carlsten B E, Haynes W B 1996 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 1249
- [23] 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)]
- [24] Zeng Z J, Hu L L, Ma Q S, Jiang Y, Chen H B 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 084101 (in Chinese) [曾造金, 胡林林, 马乔生, 蒋艺, 陈洪斌 2019 物理学报 **68** 084101]
- [25] Webster D L 1939 *J. Appl. Phys.* **10** 501
- [26] Webster D L 1942 *J. Appl. Phys.* **13** 786
- [27] Webster D L 1939 *J. Appl. Phys.* **10** 864
- [28] Ramot S 1939 *Proceedings of the I.R.E.* Washington, USA, April 28–28, 1939 p757
- [29] Ramot S 1939 *Phys. Rev.* **56** 276
- [30] Beck A H (translated by Wang Y D) 1965 *Space-Charge Waves and Slow Electromagnetic Waves* (Beijing: Science Press) pp100–150 (in Chinese) [贝克著 (王以德译) 1965 空间电荷波与慢电磁波 (北京: 科学出版社) 第100–150页]
- [31] 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]
- [32] Eckertova L (translated by Hang G N) 1980 *Клиотронные усилители* (Beijing: National Defense Industry Press) pp99–105 (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99–105页]
- [33] 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)]
- [34] Ding Y G 2008 *Theory and Computer Simulation of High Power Klystron* (Beijing: National Defense Industry Press) pp53–66 (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53–66页]
- [35] Wu Y, Xu Z, Xie H Q, Li Z H, Ma Q S 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 084102 (in Chinese) [吴洋, 许州, 谢鸿全, 李正红, 马乔生 2015 物理学报 **64** 084102]

# Theoretical analysis and simulation of W-band sheet beam extended interaction klystron amplifier\*

Zeng Zao-Jin   Ma Qiao-Sheng   Hu Lin-Lin   Jiang Yi   Hu Peng  
Lei Wen-Qiang   Ma Guo-Wu   Chen Hong-Bin<sup>†</sup>

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

( Received 12 June 2019; revised manuscript received 8 October 2019 )

## Abstract

The sheet beam extended interaction klystron is an important kind of millimeter-wave and sub-millimeter-wave vacuum electron device, which has extensive applications such as in high resolution radar, imaging system, satellite communication and precision guided missiles. Compared with conventional pencil beam klystron, the sheet beam extended interaction klystron, in which a thin rectangular sheet beam is used, can generate higher power by obtaining higher current and reducing space-charge-effect of electron beam. 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. Electron flow oscillatory theory is a compromise between kinematical theory and space charge wave theory, which adapts to the bigger modulation of electron beam than space charge wave theory, while it is inaccurate in the case of big bunching parameter. Based on electron flow oscillatory theory under the small signal condition, the influence of electron beam on standing wave electric field of  $2\pi$  mode in a three-gap cavity is analyzed, and the expressions of beam loading conductance and beam loading susceptance in a three-gap cavity are obtained. The influences of plasma frequency, transit angle of single gap and transit angle of drift on the interaction of beam and wave in a three-gap cavity are discussed. The results show that space-charge-effect of beam is unbeneficial to the interaction between beam and wave, otherwise beam loading conductance and beam loading susceptance fluctuate with the increasing of transit angle of single gap and transit angle of drift. A W-band sheet beam extended interaction klystron is designed by theoretical analysis and 3D PIC software. The output power of 5773 W at 94.47 GHz is obtained with an efficiency of 8.46%, a gain of 37.6 dB and a 3 dB bandwidth of about 140 MHz, when beam voltage is 19.5 kV, current is 3.5 A and focus magnetic field is 0.85 T. This research is important for the engineering of the W-band sheet beam extended interaction klystron amplifier.

**Keywords:** W-band, sheet beam extended interaction klystron, electron flow oscillatory theory, beam-wave interaction

**PACS:** 84.40.Fe, 84.30.Le, 84.47.+w, 41.20.-q

**DOI:** [10.7498/aps.68.20190907](https://doi.org/10.7498/aps.68.20190907)

\* Project supported by the National Key Research and Development Project of China (Grant No. 2018YFC0115001).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [17721915695@163.com](mailto:17721915695@163.com)