

太赫兹二次谐波回旋振荡器时域多模分析

王雪微^{1,2}, 薛谦忠^{1,2*}, 张珊^{1,2}, 赵国慧^{1,2}, 刘高峰^{1,2}

(1. 中国科学院高功率微波源与技术国防重点实验室,北京 100400;

2. 中国科学院大学电子电气与通信工程学院,北京 100039)

摘要: 推导了时域多模公式并结合频域单模理论对 394 GHz 二次谐波回旋管进行了模式激励及模式相互作用分析. 当工作电压为 15 kV, 工作磁场为 7.185 T, 工作电流为 0.25 A 时, 在频域单模稳态计算中 TE_{261-}^2 不能起振, 工作模式 TE_{261+}^2 达到稳定振荡; 时域多模仿真结果显示 TE_{261+}^2 和 TE_{261-}^2 均能在 393.87 GHz 稳定振荡, TE_{261+}^2 在最终振荡中占主导地位, 其输出功率和效率分别为 136.8 W、3.6%, 两者获得的工作模式的输出特性完全吻合.

关键词: 回旋管; 太赫兹; 谐波; 时域多模计算

中图分类号: TP129 **文献标识码:** A

Multimode time domain analysis of terahertz second harmonic cyclotron oscillator

WANG Xue-Wei^{1,2}, XUE Qian-Zhong^{1,2*}, ZHANG Shan^{1,2}, ZHAO Guo-Hui^{1,2}, LIU Gao-Feng^{1,2}

(1. Key Laboratory of Science and Technology on High Power Microwave Sources and Technologies, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 101400, China;

2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

Abstract: This paper derived time domain multimode formula and combined it with the frequency single mode theory to investigate mode oscillation and mode interaction of a 394 GHz gyrotron. The gyrotron reaches a steady state where both TE_{261+}^2 and TE_{261-}^2 modes oscillate at 393.87 GHz in time domain theory while TE_{261-}^2 cannot oscillate in frequency domain theory when the beam voltage is 15 kV, the magnetic field is 7.185 T, and beam current is 0.25 A. TE_{261+}^2 mode dominates the final oscillation, which output power and efficiency are 136.8 W and 3.6%, respectively. The output characteristics of the operating mode obtained by two theories are identical.

Key words: gyrotron, THz, harmonics, multimode time domain calculation

PACS: 84.40.Ik, 87.55.Gh

引言

核磁共振(NMR)在诸多科学领域具有独特的应用. 与传统真空器件相比, 太赫兹频段回旋管具有频率可调和功率输出等优点, 应用于动态核极化(DNP)增强核磁共振(NMR)灵敏度, 受到广泛关注. 1993年 MIT^[1]首次研发了用回旋管作为太赫兹源的 DNP-NMR 系统, 该回旋管工作在基波, 工作频

率 140 GHz, 输出功率 14 W. 日本 Fukui 大学 FIR FU 研究中心研制出应用于 DNP-NMR 的太赫兹回旋振荡管系列: FUCW II、FU CW IV、FU CW VI 和 FU CW VII. 应用于 DNP-NMR 频谱实验的频率为 394 GHz 低电压低电流二次谐波工作的回旋管, 输出功率可达 10 W 以上^[2]. 在国内, 电子科技大学、中电十二所、北京大学也开展了相关探索研究^[3].

高次谐波工作的回旋管相对基波工作降低了对

收稿日期:2018-11-21, 修回日期:2018-12-07

基金项目:国家自然科学基金(11475182)

Foundation items: Supported by the National Natural Science Foundation of China (11475182)

作者简介 (Biography): 王雪微 (1990-), 女, 河北保定人, 在读博士生, 博士学位, 主要研究领域为高功率微波毫米波器件. E-mail: 1462401738@qq.com

* 通讯作者 (Corresponding author): E-mail: qianzhong_xue@mail.ie.ac.cn

Received date: 2018-11-21, **revised date:** 2018-12-07

磁场的要求,减小回旋管整体体积和重量,或在一定磁场强度下可提高工作频率,然而,面临模式竞争和相互作用效率降低的问题.由于首先起振的高次谐波会增加其他模式的起振电流,从而抑制竞争模式的起振^[4,5],因此可以通过选择合适的起振方案触发工作模式使其首先起振.利用冷腔场计算可获得影响模式起振的关键参数即起振电流,进而确定模式初始工作参数,并利用频域单模稳态理论可以得到回旋管稳定振荡时的模式输出特性.由于频域单模稳态理论不能反映模式起振过程及模式互作用,可通过时域多模模拟仿真直观地观察到模式的起振过程,从而可以进行模式互作用分析.本文以 394 GHz 二次谐波工作的回旋管为例对起振过程进行了详细分析.

1 理论研究

1.1 频域单模稳态理论

频域单模稳态理论即只考虑一个工作模式,高频场为时间谐变函数.由麦克斯韦方程组:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (1a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (1b)$$

$$\text{得到波动方程: } \nabla^2 \mathbf{E} - 1/c^2 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t}. \quad (1c)$$

稳态时电磁场及电流随时间变化为 $e^{i\omega t}$, TE_{mnq} 模式下,电场可以表达为下式^[6]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(i\omega t)] \quad (1d)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = e_{mn}(r, \varphi) V_{mn}(z) \quad (1e)$$

$$\begin{aligned} e_{mn}(r, \varphi) = C_{mn} \left[k_{mn} J'_m(k_{mn} r) \mathbf{e}_\varphi + \right. \\ \left. (im/r) J_m(k_{mn} r) \mathbf{e}_r \right] \exp(-im\varphi) \end{aligned} \quad (1f)$$

$$\text{电流表示为 } \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{J}_w(\mathbf{r}) \exp(i\omega t) \quad (1g)$$

m, n, q 分别为场的角向周期数、径向周期数和纵向周期数, r, φ 为圆柱坐标系中的径向和角向坐标, $c, V_{mn}(z), \varepsilon, \mu, k_{mn}$ 分别为光速、场纵向分布、真空电导率、真空磁导率和横向波数.将式(1e)、(1f)和(1g)带入(1c)并利用贝塞尔加法公式将圆柱坐标转换为引导中心坐标,得到引导中心坐标系中单模稳态场方程:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2}{dz^2} + \frac{\bar{\omega}^2}{c^2} - \bar{k}_{mn}^2 \right) \bar{V}_{mn}(z) = -2i \frac{\mu}{c} \eta \bar{\omega} I_0 C_{mn} \bar{k}_{mn} J'_m(\bar{k}_{mn} \bar{R}_b) \\ \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\Lambda_0 \frac{\bar{u}_\tau}{\bar{u}_z} J'_s(\bar{k}_{mn} \bar{r} L) \exp(-i\Lambda) \end{aligned} \quad (1h)$$

$\bar{k}_{mn} = k_{mn} R_a, \bar{V}_{mn}(z) = V_{mn}(z) R_a \eta / c^2, \eta, I_0, \bar{R}_b = R_b / R_a, \bar{r}_L = r_L / R_a, s, \Lambda = \omega t - s\theta - (m-s)\phi_c, \bar{u}_\tau = v_\tau \gamma / c, \bar{u}_z = v_z \gamma / c$ 分别为归一化横向波数、归一化纵向场、电子荷质比、电子注电流、归一化引导中心半径、归一化电子回旋半径、谐波次数、电子回旋谐振失配、电子归一化横向速度和归一化纵向速度, Λ_0 为电子初始回旋谐振失配, R_a 为任意值的归一化量, θ 为电子回旋相位, ϕ_c 为电子引导中心角.

电子在回旋管中一边沿轴向向前运动,一边绕引导中心做回旋运动.电子的运动状态通过归一化横向速度 \bar{u}_τ 、归一化纵向速度 \bar{u}_z 、回旋相位 θ 、归一化引导中心半径 \bar{R}_b 、引导中心角 ϕ_c 和归一化回旋半径 \bar{r}_L 来确定.由动量定理及运动学方程,可导出如下电子运动方程:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{u}_\tau}{d\bar{z}} = -\frac{\gamma}{2\bar{u}_z} C_{mn} \bar{k}_{mn} |\bar{V}_{mn}(z)| J_{m-s}(\bar{k}_{mn} \bar{R}_b) \\ \left[J_{s-1}(\bar{k}_{mn} \bar{r}_L) - J_{s+1}(\bar{k}_{mn} \bar{r}_L) \right] \cos(s\Lambda - \psi) \quad (2a) \\ + \frac{1}{2} \frac{d\bar{B}_0}{d\bar{z}} \left[\bar{r}_L + \bar{R}_b \cos(\theta - \phi_c) \right], \end{aligned}$$

$$\frac{d\bar{u}_z}{d\bar{z}} = -\frac{\bar{u}_\tau}{2\bar{u}_z} \frac{d\bar{B}_0}{d\bar{z}} \left[\bar{r}_L + \bar{R}_b \cos(\theta - \phi_c) \right] \quad (2b)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{d\bar{z}} = -\frac{\gamma}{2\bar{u}_z \bar{u}_\tau} \bar{k}_{mn} C_{mn} |\bar{V}_{mn}(z)| J_{m-s}(\bar{k}_{mn} \bar{R}_b) \\ \left[J_{s-1}(\bar{k}_{mn} \bar{r}_L) + J_{s+1}(\bar{k}_{mn} \bar{r}_L) \right] \sin(s\Lambda - \psi) \quad (2c) \\ + \frac{\bar{B}_0}{\bar{u}_z} - \frac{1}{2\bar{u}_\tau} \frac{d\bar{B}_0}{d\bar{z}} \bar{R}_b \sin(\theta - \phi_c), \end{aligned}$$

$$\frac{d\bar{r}_L}{d\bar{z}} = \frac{1}{\bar{B}_0} \frac{d\bar{u}_\tau}{d\bar{z}} - \frac{\bar{u}_\tau}{\bar{B}_0^2} \frac{d\bar{B}_0}{d\bar{z}} \quad (2d)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{R}_b}{d\bar{z}} = \bar{r}_L \left(\frac{d\theta}{d\bar{z}} - \frac{\bar{B}_0}{\bar{u}_z} \right) \sin(\theta - \phi_c) - \frac{d\bar{r}_L}{d\bar{z}} \cos(\theta - \phi_c) \end{aligned} \quad (2e)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_c}{d\bar{z}} = -\frac{1}{\bar{R}_b} \frac{d\bar{r}_L}{d\bar{z}} \sin(\theta - \phi_c) - \frac{\bar{r}_L}{\bar{R}_b} \left(\frac{d\theta}{d\bar{z}} - \frac{\bar{B}_0}{\bar{u}_z} \right) \cos(\theta - \phi_c) \end{aligned} \quad (2f)$$

$$\frac{d\Lambda}{d\bar{z}} = \frac{\bar{\omega} \gamma}{\bar{u}_z} - s \frac{d\theta}{d\bar{z}} - (m-s) \frac{d\phi_c}{d\bar{z}} \quad (2g)$$

$\bar{B}_0 = \bar{B}_0 R_a \eta / c, \gamma, \psi, \bar{\omega} = \omega R_a / c$ 分别为归一化外部磁场、相对论因子、场相位和场归一化频率.

1.2 时域多模理论

在时域多模分析中,式(1d)不再成立.高频场 V_{mn} 成为空间 z 和时间 t 的函数.当腔体品质因数远大于腔体最小品质因数 $Q_{\min}^{\text{diff}} = 4\pi(L/\lambda)^2$ 时,可以假设腔体场纵向分布是固定的^[7],一般用高斯场或者

冷腔场来表示场纵向分布,本文采用冷腔场表示场的纵向分布。

利用有源麦克斯韦方程组^[7-9]进行了多模时域公式推导,电场表达式如下:

$$\mathbf{E} = \sum_l V_l(z, t) \mathbf{e}_l(r, \varphi) e^{i\omega_l t} \quad (3a)$$

将场 $V_l(z, t)$ 进行时空分离 $V_l(z, t) = F_l(t) e^{i\psi_l(t)} h_l(z)$. $h_l(z)$ 是最大值为 1 的场纵向分布函数, l 表示不同场模式, ω_l 表示参考频率, $\psi_l(t)$ 为随时间变化的场幅角, $F(t)$ 为随时间变化的场幅值. 将方程(3a) 带入波动方程(1c) 得到模式的场表达式如下:

$$\frac{d\bar{F}_l}{d\bar{z}} + \frac{\bar{\omega}'_{0l}}{2Q_l} \bar{F}_l = \frac{Z_0 \eta}{c^2 \bar{\omega}_l} \text{real} \left\{ \frac{I_0 C_{mn} J_{m+s}(\bar{k}_{mn} \bar{R}_b) \int_0^{\bar{z}} d\bar{z} h_l(z) \bar{k}_{mn} \left\langle \frac{\bar{u}_z}{\bar{u}_z} J_s'(\bar{k}_{mn} \bar{r}_L) e^{-i[\omega_l t - s\theta + (s+m)\phi_c + \psi_l]} \right\rangle}{\int_0^{\bar{z}} |h_l(z)|^2 d\bar{z}} \right\}, \quad (3b)$$

$$\frac{d\bar{\Psi}_l}{d\bar{z}} + 1 - \bar{\omega}'_{0l} = \frac{Z_0 \eta}{c^2 \bar{\omega}_l \bar{F}_l} \text{Im} \left\{ \frac{I_0 C_{mn} J_{m+s}(\bar{k}_{mn} \bar{R}_b) \int_0^{\bar{z}} d\bar{z} h_l(z) \bar{k}_{mn} \left\langle \frac{\bar{u}_z}{\bar{u}_z} J_s'(\bar{k}_{mn} \bar{r}_L) e^{-i[\omega_l t - s\theta + (s+m)\phi_c + \psi_l]} \right\rangle}{\int_0^{\bar{z}} |h_l(z)|^2 d\bar{z}} \right\}. \quad (3c)$$

按照稳态求解电子运动方程的方法求解得到时域多模下电子运动方程如下:

$$\frac{d\bar{u}_z}{d\bar{z}} = \sum_l \text{real} \left\{ \bar{F}_l C_{mn} \bar{k}_{mn} J_{m-s}(\bar{k}_{mn} \bar{R}_b) J_s'(\bar{k}_{mn} \bar{r}_L) e^{i[\Lambda_l + \bar{\Psi}_l(z)]} \left(-\frac{\gamma}{\bar{u}_z} h_l(z) + i \frac{dh_l(z)}{d\bar{z}} \frac{\bar{\omega}_{0l}}{\bar{\omega}_l^2} \right) \right\}, \quad (4a)$$

$$+ \frac{1}{2} \frac{d\bar{B}_0}{d\bar{z}} [\bar{r}_L + \bar{R}_b \cos(\theta - \phi_c)]$$

$$\frac{d\bar{u}_z}{d\bar{z}} = \sum_l \text{real} \left\{ -i \bar{F}_l \frac{\bar{u}_z}{\bar{u}_z} \frac{dh_l(z)}{d\bar{z}} \frac{\bar{\omega}_{0l}}{\bar{\omega}_l^2} C_{mn} \bar{k}_{mn} J_{m-s}(\bar{k}_{mn} \bar{R}_b) J_s'(\bar{k}_{mn} \bar{r}_L) e^{i[\Lambda_l + \bar{\Psi}_l(z)]} \right\}, \quad (4b)$$

$$- \frac{1}{2} \frac{\bar{u}_z}{\bar{u}_z} \frac{d\bar{B}_0}{d\bar{z}} [\bar{r}_L + \bar{R}_b \cos(\theta - \phi_c)]$$

$$\frac{d\theta}{d\bar{z}} = \sum_l \text{real} \left\{ \bar{F}_l C_{mn} J_{m-s}(\bar{k}_{mn} \bar{R}_b) \frac{s J_s(\bar{k}_{mn} \bar{r}_L)}{\bar{r}_L} e^{i[\Lambda_l + \bar{\Psi}_l(z)]} \right\}$$

$$\left[i \frac{\gamma h_l(z)}{\bar{u}_z \bar{u}_z} + \frac{h_l(z) \bar{r}_L \bar{k}_{mn}^2 \bar{\omega}_{0l}}{i \bar{\omega}_l^2 \bar{u}_z s_l} + \frac{dh_l(z)}{d\bar{z}} \frac{\bar{\omega}_{0l}}{\bar{\omega}_l^2 \bar{u}_z} \right]$$

$$+ \frac{\bar{B}_0}{\bar{u}_z} - \frac{1}{2\bar{u}_z} \frac{d\bar{B}_0}{d\bar{z}} \bar{R}_b \sin(\theta - \phi_c) \quad (4c)$$

电子引导中心演变方程同(2d)-(2g). 式中 ψ_l 、

$\bar{\tau} = \omega_l t$ 、 $\bar{F} = F\eta/c^2$ 、 $\bar{\omega}'_{0l} = \omega_{0l}/\omega_l$ 、 Z_0 分别为模式 l 的场幅角、归一化时间、归一化幅值、归一化冷腔谐振频率及自由空间阻抗. Q 为冷腔场总品质因数, 包括绕射品质因数与欧姆损耗品质因数. $\langle \rangle$ 表示对所有粒子求平均. 材料电导率取值为 1.7×10^7 S/m.

2 仿真结果

采用的回旋管结构为三段式圆波导开放谐振腔, 腔体结构及工作模式 TE_{261+}^2 场分布如图 1 所示, 工作参数如表 1 所示. 工作模式为 TE_{261+}^2 , 主要竞争模式为二次谐波 TE_{261-}^2 、 TE_{261+}^2 、 TE_{263+}^2 、 TE_{061-}^2 和基波 TE_{231-}^1 . “+”/“-”表示反/同向旋转模式, 上标表示谐波次数, 下标分别表示角向周期数、径向周期数和纵向周期数. 耦合系数表征了电子注与波互作用的强度, 电子注与 TE_{mnq} 模式第 s 次谐波互作用的耦合系数如下所示^[5]:

$$H_{sm} = J_{s \pm m}^2(k_{mn} R_b) J_s'^2(k_{mn} r_L) \quad (5)$$

由公式(5)可知, 耦合系数与纵向模式数无关, TE_{261+}^2 、 TE_{262+}^2 、 TE_{263+}^2 三者的耦合系数相等. 图 2 给出了 TE_{261+}^2 、 TE_{261-}^2 、 TE_{061-}^2 和 TE_{231-}^1 的耦合系数. 从 R_b 为常数的切面看, 二次谐波耦合系数对 r_L 的变化比较敏感, 随着 r_L 增加快速增加, 而基波 TE_{231-}^1 耦合系数变化很小. 根据公式 $r_L = \frac{\gamma m v_\tau}{qB}$ 知, 若增强二次谐波与电子注互作用, 则需增加电子注横向能量. 当电子将能量传输给场后 r_L 减小, 从图 2 可得 r_L 减小导致二次谐波耦合系数减弱, 而基波耦合系数几乎不变, 因此相比二次谐波, 基波与电子注互作用占有更大优势. 从 r_L 为常数的切面看, 在电子注引导中心变化时, 基波 TE_{231-}^1 的耦合系数始终大于二次谐波. 如图蓝色曲面所示当电子注引导中心半径为 0.63 mm 时, TE_{261+}^2 的耦合系数大于 TE_{261-}^2 和 TE_{061-}^2 但仍小于基波 TE_{231-}^1 的耦合系数. 与基波 TE_{231-}^1 相比二次谐波 TE_{261+}^2 耦合系数的劣势可由起振电流弥补.

表 1 优化参量

Table 1 Optimized parameters

| Working mode | TE_{261+}^2 |
|------------------------------------|----------------------|
| Beam voltage (U) | 15 kV |
| Beam current (I_b) | 0.25 A |
| Cavity magnetic field (B_0) | 7.185 T |
| Beam radius (R_b) | 0.63 mm |
| Velocity ratio of electron beam | 1.7 |
| Diffractive quality factor (Q) | 22 804 |

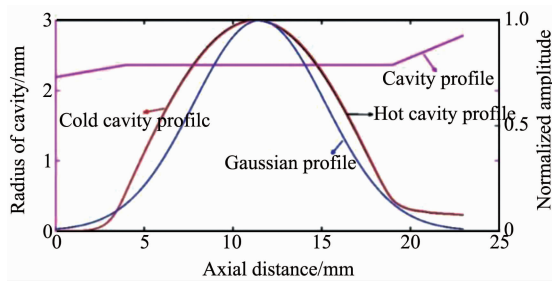


图1 三段式谐振腔几何结构, TE_{261}^2 归一化高斯场及热/冷腔场分布
Fig. 1 Geometry of a three-section cavity resonator, normalized Gaussian profile and hot/cold cavity profile

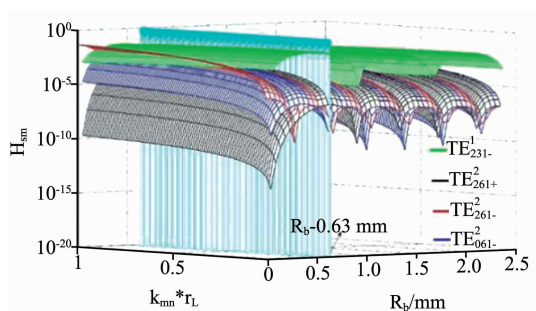


图2 不同模式耦合系数随电子引导中心半径及电子回旋半径的变化
Fig. 2 The coupling coefficients of different modes vary with the electron guidance center radius and the electron cyclotron radius

利用线性理论^[10],可以得到起振电流公式如下

$$I_{st} = \frac{2\pi(m_e c^3 \gamma_0 e)(1/\lambda) \int_0^L |\vec{V}_{mn}(z)|^2 dz}{\left[\frac{s^s}{2^s - 2s!} \right]^2 Q\beta_{\perp 0}^{2(s-3)} GX}, \quad (6)$$

其中, G 及 X 定义与文献^[10]一致. m_e 、 e 、 $\beta_{\perp 0}$ 分别为电子质量、电子电荷量及电子横向初速度对光速的归一化值. 起振电流是模式起振的重要指标,它是模式起振所需的最小电流. 由式(6)可知,磁场及电子注电压值会影响起振电流. 通过调节外部磁场及电子注电压可进行模式选择. 文章中回旋管工作模式为 TE_{261}^2 , 磁场倾斜为 0.05 T, 各模式起振电流在磁场及电压中的分布如图 3 所示. 为更加清晰地对不同模式的起振电流进行分析,得到了不同模式起振电流分别随磁场及电压变化的二维图,如图 4 和图 5 所示.

由图 3(a)可看出 TE_{262}^2 和 TE_{263}^2 的起振电流有两簇曲线,即 $TE_{mnq}^2 (q > 1)$ 模式的起振电流有两个主要分支. 为清晰观察 TE_{261}^2 起振电流在磁场及

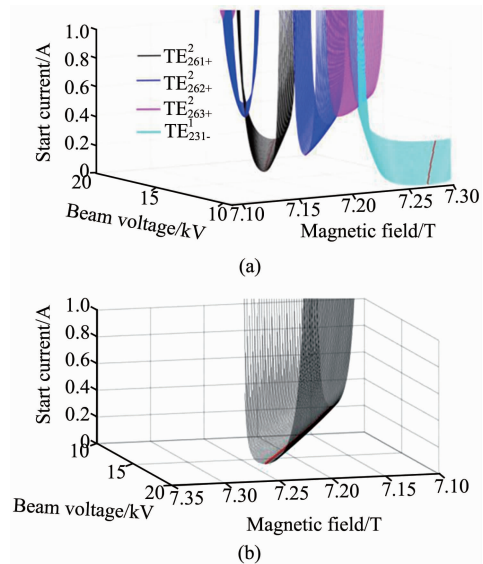


图3 起振电流在磁场及电子注电压中的分布 (a)工作模式 TE_{261}^2 及其竞争模式 (b)工作模式 TE_{261}^2
Fig. 3 The distribution of starting current with magnetic field and electron injection voltage of (a) working mode TE_{261}^2 and relevant competing modes (b) working mode TE_{261}^2

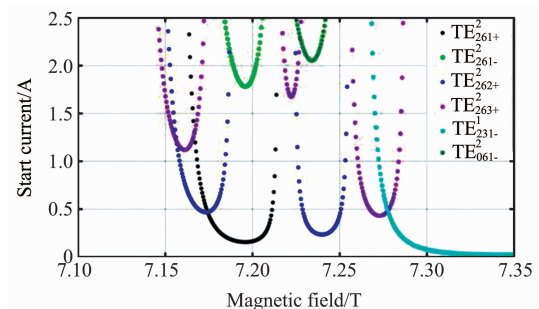


图4 工作模式及其竞争模式起振电流随磁场的变化 (电压为 15 kV)
Fig. 4 Start current of relevant modes versus magnetic field (beam voltage is 15 kV)

电压中的分布情况,单独计算了其起振电流,结果见图 3(b). 从图中可以看出在每个电压切面上,起振电流随磁场变化呈现一条 U 型曲线,图中红色点为 U 型曲线上最小值点,即最小起振电流点. 可以看出当电压增大时,最小起振电流对应的磁场值也增大,最小起振电流值减小.

从图 4 可看出,基模 TE_{231}^1 有最小起振电流,但通过选择合适的工作磁场可以避免基模 TE_{231}^1 的竞争. 当工作电流为 0.25 A 磁场限制在 7.183 T 到 7.206 T 时只有工作模式 TE_{261}^2 可以起振. 图 5 可看出当工作电压为 15 kV 电子注电流为 0.25 A 时,只

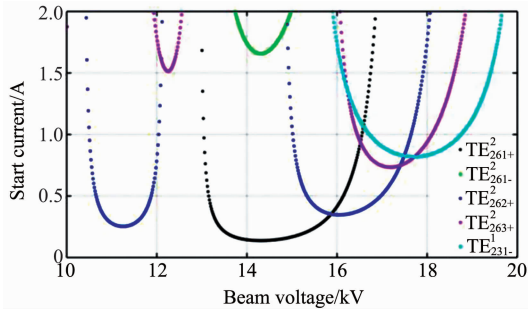


图5 工作模式及其竞争模式起振电流随电子注电压的变化(磁场为 7.185 T)

Fig. 5 Start current of relevant modes versus beam voltage (magnetic field is 7.185 T)

有工作模式可以起振. 虽然电压为 14 kV 时工作模式起振电流最小,但在热腔计算中(图 10)得到电压为 15 kV 时输出功率和效率达到最大,所以选择工作电压为 15 kV.

耦合系数及起振电流均是在模式起振线性阶段进行模式选择,不能反映出模式相互作用对模式起振影响,为了进一步观察模式起振过程中的现象,进行了时域多模计算和模拟仿真,仿真结果如下图所示.

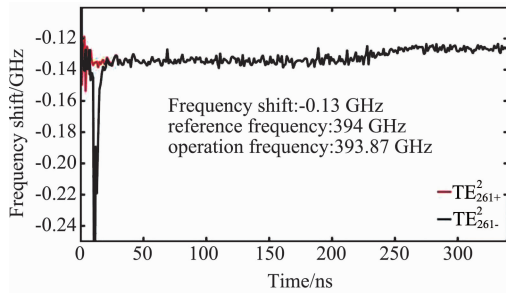


图6 频率漂移随时间的变化

Fig. 6 The evolution of the frequency shift versus the time (B_0 is 7.185T, ΔB is 0.05 T)

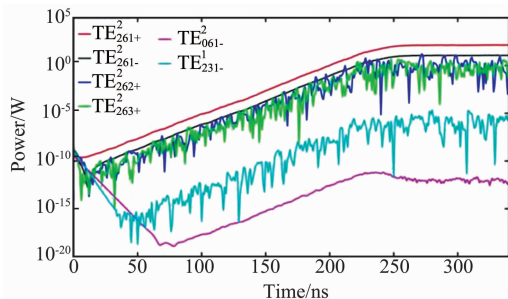


图7 模式输出功率随时间变化

Fig. 7 The evolution of the output power of relevant modes versus time (B_0 is 7.185 T, ΔB is 0.05T)

在时域多模计算中考虑了 6 个模式的模式竞争,即工作模式 TE_{261+}^2 和五个竞争模式 TE_{261-}^2 、

TE_{262+}^2 、 TE_{263+}^2 、 TE_{061-}^2 和 TE_{231-}^1 . 图 6 为时域多模理论下得到的频率偏移随时间变化曲线图. 由于只有模式 TE_{261+}^2 与 TE_{261-}^2 能达到稳定振荡,其余四个模式不能起振,得不到稳定工作频率,因而图 6 未给出其频率偏移. 从图中可以看出时间为 260 ns 振荡趋于稳定,稳定振荡时频率偏移为 -0.13 GHz,参考频率为 394 GHz,由此得到的时域多模下 TE_{261+}^2 与 TE_{261-}^2 工作频率均为 393.87 GHz. 在频域单模稳态程序下得到的 TE_{261+}^2 热腔工作频率为 393.8699 GHz,与时域多模程序下得到的结果相吻合,频率单模稳态程序与时域多模程序得到相互验证. 此外在频域单模稳态程序中, TE_{261-}^2 模式并不能起振,但在时域多模程序下 TE_{261-}^2 能够稳定振荡,这是由模式非线性相互作用造成的. 由图 7 可得在模式振荡达到稳态时, TE_{261-}^2 输出功率远小于 TE_{261+}^2 . 由时域多模仿真结果可得:当磁场为 7.185 T,磁场倾斜为 $+0.05$ T 时,工作模式 TE_{261+}^2 为最终主导模式;竞争模式 TE_{261-}^2 在模式相互作用影响下也得到稳定振荡,即 TE_{261+}^2 模式的起振可以降低竞争模式 TE_{261-}^2 的起振电流^[11],协助该竞争模式在硬激励区(电子注电流小于起振电流区域)起振.

图 8 为将工作电流调到 0.3 A 时,各模式的输出参数. 从该图可以看出,工作电流为 0.3 A 时,仍然只有 TE_{261+}^2 和 TE_{261-}^2 达到稳定振荡, TE_{261+}^2 模式依然为主导模式,且两个模式的输出功率比工作电流为 0.25 A 时大. 此外与图 7 对比,当工作电流为 0.25 A 时,模式达到稳态所需时间约为 260 ns;当工作电流为 0.3 A 时,模式达到稳态需要的时间约为 150 ns. 当工作电流越大,模式达到稳态的时间就越短^[12].

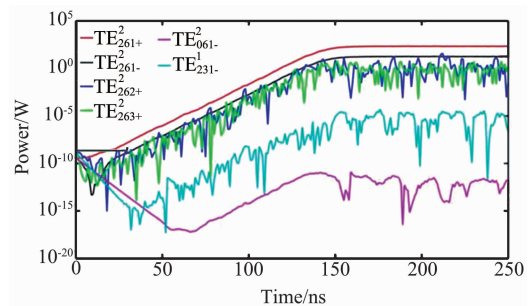


图8 各模式输出功率随时间变化 ($I_b = 0.3$ A)

Fig. 8 Output power versus time when beam current is 0.3 A

为了得到最佳工作点,改变电压、电流观察输出功率及效率的变化. 图 9 为时域多模理论和频域单

模稳态理论仿真计算得到的工作模式 TE_{261+}^2 及竞争模式 TE_{261-}^2 随电子注电流及电压的变化图。

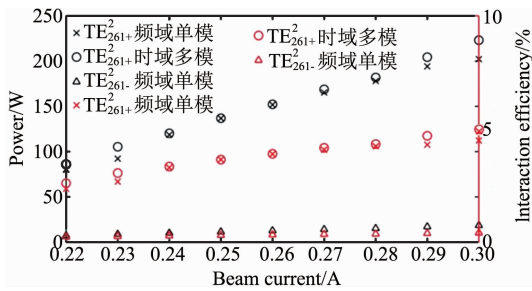


图9 时域多模及频域稳态理论仿真计算的模式输出功率及效率随电子注电流的变化

Fig. 9 The output power and efficiency of relevant modes versus beam current based on time domain multimode theory and steady state self-consistent theory

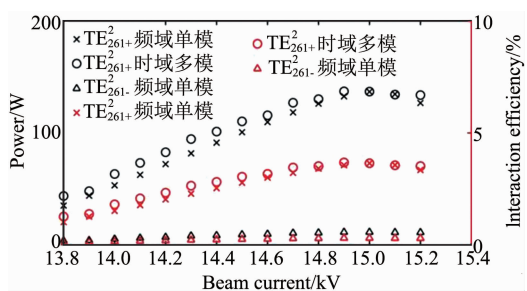


图10 模式输出功率及效率随电子注电压的变化

Fig. 10 The output power and efficiency of relevant modes versus beam voltage based on time domain multimode theory and steady state self-consistent theory

从两图中可以看出通过频域单模稳态计算得到的 TE_{261+}^2 输出功率及效率和通过时域多模计算得到的 TE_{261+}^2 输出功率及效率基本吻合,两个程序的正确性再次得到相互验证。在时域多模程序中 TE_{261-}^2 模式因模式相互作用得到起振,其输出功率及效率与 TE_{261+}^2 模式相比很小。从图9看出,当电流增大时,两个模式的输出功率及效率也增大, TE_{261+}^2 模式的效率在电流 0.2 A 到 0.3 A 范围内变化较小,功率近似为线性变化。为满足输出功率要求并且减小能量在管壁上的热损耗,折中选择工作电流为 0.25 A。由图10可以看出,增大电子注电压时,两个模式的输出功率及效率随之增加,当工作电压达到 15 kV 时,工作模式 TE_{261+}^2 功率及效率达到最大值。

3 结论

通过对频域单模稳态理论及起振电流和耦合阻抗的分析,得出磁场为 7.185 T,电子注电压为 15 kV,电子注电流为 0.25 A,磁场倾斜为 0.05 T 时,

工作模 TE_{261+}^2 获得最佳输出。虽然在耦合系数和起振电流的仿真过程中基模 TE_{231-}^1 比工作模式 TE_{261+}^2 占有固有优势,但是由于该基模起振电流对应的磁场与工作模式起振电流对应的磁场间隔较大,所以通过选择合适的磁场值避开了该模式的模式竞争,同时从时域多模仿真中再次验证了在选择的工作点上 TE_{231-}^1 确实不能起振。在起振电流和频域单模稳态仿真结果分析中,只有工作模式 TE_{261+}^2 起振,其余竞争模式的起振电流在工作点上均大于 0.25 A,不满足起振条件不能起振。通过时域多模理论计算与仿真发现,除了工作模式,竞争模式 TE_{261-}^2 也稳定振荡。这是由模式相互作用引起的,但它的输出功率及效率远远小于工作模式。对比频域单模稳态理论与时域多模理论获得的输出功率及效率结果,两者吻合很好,工作模式 TE_{261+}^2 稳定输出功率为 136.8 W,效率为 3.6%。该工作为设计高次谐波回旋管提供了系统的分析方法和设计手段。

References

- [1] Lino R Becerra, Gary J Gerfen, Richard J Temkin, *et al.* Dynamic nuclear polarization with a cyclotron resonance maser at 5 T [J]. *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, 1993, **71**: 3561.
- [2] Mudiganti J C. Scientific Report of Research Center for Development of Far-Infrared Region, University of Fukui 2011: 101 - 112.
- [3] LEI Lei, LIU Di-Wei, YAN Yang. Continuous frequency tunable 0.42GHz coaxial gyrotron [J]. *J. Infrared Millim. Waves*, 2013, **32**(6):560 - 562.
- [4] Kao S H, Chiu C C, Pao K F, *et al.* Competition between Harmonic Cyclotron Maser Interactions in the Terahertz Regime [J]. *Physical Review Letters*, 2011, **107**:135101.
- [5] Kao S H, Chiu C C, Chang P C, *et al.* Harmonic mode competition in a terahertz gyrotron backward-wave oscillator [J]. *Physic of Plasmas*, 2012, **19**:103103.
- [6] Fliflet AW, Read M E, CHU K R, *et al.* A self-consistent field theory for gyrotron oscillators; application to a low Q gyromonotron [J]. *INT. J. ELECTRONICS*, 1982, **53**: 505.
- [7] Fliflet AW, Lee RC, Gold SH, *et al.* Time-dependent multimode simulation of gyrotron oscillators [J]. *PHYSICAL REVIEW A*, 1991, **43**(11):6166 - 6176.
- [8] Zhao Q X, Yu S, Li X, *et al.* Theoretical study on mode competition between fundamental and second harmonic modes in a 0.42 THz gyrotron with gradually tapered complex cavity [J]. *Physics Of Plasmas*, 2015, **22**:114.
- [9] Nusinovich G S. Introduction to the Physics of Gyrotrons [M]. Baltimore-London: Johns Hopkins University Press, 2004: 47 - 69.
- [10] Yeddulla M, Nusinovich G S, Antonsen T M Jr. Start current in an overmoded gyrotron [J]. *Physics of Plasmas*, 2003, **10**(11): 4513.

(下转第 673 页)

的发光性能.

3 结论

设计了 910 nm 波段 VCSEL 激光器结构,为 VCSEL 材料外延制备提供了依据.采用制备的外延片开发出高密度集成的 VCSEL 列阵器件.在准连续工作状态下,VCSEL 激光功率达到 2 W,且未出现功率饱和现象.在 10 kHz,30 ns 脉冲驱动下,单颗 VCSEL 列阵激光功率可以达到 25.5 W.通过 VCSEL 工作在不同驱动电流下的光谱展宽现象可以推断出 VCSEL 在脉冲情况下仍然存在热效应.所研制的 VCSEL 列阵输出激光脉宽在功率饱和时仅展宽了 6 ns,不同电流下的脉冲波形一致,证实该列阵具有良好的脉冲响应.最后,采用单个准直透镜对 VCSEL 的光场进行简单处理得到圆形均匀光斑形貌,证实 VCSEL 列阵具有很好的发光均匀性.下一步我们将对该类型 VCSEL 阵列在远距离探测系统中的实际应用效果进行实验验证.

References

- [1] Holger M, Mark C, Philipp G, *et al.* VCSEL based sensors for distance and velocity [C]. *Proceedings of SPIE*, 2016, **9766**(97660A):1-11.
- [2] Jean F S, De L Z, Guo Y X, *et al.* High-efficiency VCSEL arrays for illumination and sensing in consumer applications [C]. *Proceedings of SPIE*, 2016, **9766**(97660D):1-9.
- [3] Andreas P E, Johanna S K, Friedhard R, *et al.* Efficiency optimization and analysis of 808nm VCSELs with a full electro-thermal-optical numerical model [C]. *Proceedings of SPIE*, 2015, **9381**(93810M):1-9.
- [4] Holger M, Manuel F, Martin G, *et al.* VCSELs as light source for time-of-flight sensors [C]. *Proceedings of SPIE*, 2017, **10122**(1012204):1-7.
- [5] Samman A, Rimai L, McBride J R, *et al.* Potential Use of Near, Mid and Far Infrared Laser Diodes in Automotive LIDAR Applications [C]. *IEEE-VTS Fall VTC*, 2000, **5**: 2084-2089.
- [6] Markus C A, Werner H. InP-Based Long-Wavelength VCSELs and VCSEL Arrays [J]. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 2009, **15**(3):861-868.
- [7] Kopf R F, Schubert E F, Downey S W, *et al.* N- and P-type dopant profiles in distributed Bragg reflector structures and their effect on resistance [J]. *Applied Physics Letters*. 1992, **61**(15):1820-1822.
- [8] Lysak V V, Chang K S, Lee Y T. Current crowding in graded contact layers of intra cavity-contacted oxide-confined vertical-cavity surface-emitting lasers [J]. *Applied Physics Letters*. 2005, **87**(231118):1-3.
- [9] Akira H, Hideyuki N, Kousuke T, *et al.* High power density vertical-cavity surface emitting lasers with ion implanted isolated current aperture [J]. *Optics Express*, 2012, **20**(4):4206-4212.
- [10] GAO Shi-Jie¹, ZHANG-Xing, ZHANG Jian-Wei *et al.* Miniaturized VCSEL pulsed laser source with high peak power at 980 nm[J]. *J. Infrared Millim. Waves*, (高世杰,张星,张建伟,等. 980nm 高功率微型化 VCSEL 脉冲激光光源. *红外与毫米波学报*) 2016, **35**(5):578-583.
- [11] Warren M E, Carson R F, Joseph J R, *et al.* High-speed and scalable, high-power VCSEL arrays and their applications [C]. *Proceedings of SPIE*, 2015, **9381**(93810C):1-13.
- [12] Carson R F, Warren M E, Preethi D, *et al.* Progress in High-Power, High-Speed VCSEL Arrays [C]. *Proceedings of SPIE*, 2016, **9766**(97660B):1-15.
- [13] Rosprim J P, Li W, David P, *et al.* Progress in Optimization of High-Power, High-Speed VCSEL Arrays [C]. *Proceedings of SPIE*, 2017, **10122**(1012205):1-10.
- [14] Jian W Z, Yong Q N, Xing Z, *et al.* High-peak-power vertical-cavity surface-emitting laser quasi-array realized using optimized large-aperture single emitters [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2014, **53**(070303):1-4.
- [15] Jean F S, Guo Y X, Viktor K, *et al.* Progress in high-power high-efficiency VCSEL arrays [C]. *Proceedings of SPIE*, 2009, **7229**(722903):1-11.
- [16] Hideyuki N, Masahiro M, Yuta A, *et al.* Development of a high power Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser array with ion-implanted current apertures [C]. *Proceedings of SPIE*, 2013, **8639**(86390N):1-8.
- [17] Hideyuki N, Masahiro M, Yuta A, *et al.* Short-Pulse Operation of a High-Power-Density Proton-Implanted Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Array [J]. *Applied Physics Express*, 2012, **5**(082104):1-3.
- [11] Nusinovich G S, Pu R F, Granatstein V L. Suppression and nonlinear excitation of parasitic modes in second harmonic gyrotrons operating in a very high order mode [J]. *Applied Physics Letters*, 2015, **107**: 013501.
- [12] Gregory S. Nusinovich, Oleksandr V. Sinityn, Leonid Velikovich, *et al.* Startup Scenarios in High-Power Gyrotrons [J]. *IEEE Transaction on Plasma Science*, 2004, **32**(3):841.

(上接第 667 页)