

高次谐波太赫兹回旋管的多模工作

袁学松, 鄢扬, 傅文杰, 刘頔威

(电子科技大学太赫兹科学技术研究中心, 四川成都 610054)

摘要:为了发展大功率、实用性强的太赫兹辐射源,文中对太赫兹回旋管中多个二次谐波工作模式的注波相互作用进行了理论和实验研究,分析不同参数下多个二次谐波工作模式单模振荡的条件.实验研究结果表明,在二次谐波工作状态下,通过调节工作磁场、电流等参数,在单管中实现了四个不同频率0.391、0.404、0.416、0.423 THz,千瓦级以上输出功率的太赫兹波辐射.

关键词:回旋管;太赫兹;高次谐波;模式竞争

中图分类号:TN128 **文献标识码:**A

Multi-mode high harmonic operation in a terahertz gyrotron

YUAN Xue-Song, YAN Yang, FU Wen-Jie, LIU Di-Wei

(Terahertz S&T Research Center, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

Abstract: In order to develop compact, reliable and high power terahertz radiation sources, multi-mode second-harmonic operation in a terahertz gyrotron was investigated theoretically and experimentally. The theoretical calculation results show that there are five second-harmonic modes which operate at single-mode oscillation state in the gyrotron by adjusting the design parameters. Experimental results demonstrated that there are four second-harmonic modes (TE_{16} , TE_{64} , TE_{86} and TE_{26}) in the gyrotron operating with a 1.5A/41kV electron beam. Output powers of 1.5, 2.1, 3.0 and 1.4 kW can be generated at the corresponding frequencies of 0.391, 0.404, 0.416 and 0.423 THz, respectively.

Key words: gyrotron; terahertz; high-harmonic; mode competition

PACS: 84.40.1k

引言

太赫兹辐射源作为太赫兹科学技术的关键技术一直受到广泛关注,是太赫兹科学技术研究的前沿之一^[1].目前对于1THz以上频段,光学太赫兹辐射源、太赫兹量子级联激光器QCL等均已取得较大的突破并获得很多重要应用^[2-3].对于1THz以下频段,真空电子学太赫兹辐射源,由于其在微波、毫米波频段的发展已日趋成熟,进一步提高工作频率即可获得太赫兹辐射,因此真空电子学太赫兹辐射源在太赫兹低频段具有一定的优势.

回旋管作为快波真空电子学辐射源器件,其工作原理是真空中自由电子在外部磁场作用下形成的

回旋能级上跃迁产生回旋受激辐射,它不需要周期结构,属于横向相互作用器件,相比传统周期结构真空电子学辐射源器件在太赫兹频段具有更大优势,是目前太赫兹波低频段上输出功率能量最大的器件,在0.5THz以下回旋管可以实现连续波千瓦级输出、脉冲功率几十千瓦量级,而1THz以上仍可达到脉冲功率千瓦量级^[4-6].因此回旋管在太赫兹科学技术相关应用中,如太赫兹远距离探测、太赫兹强场物理效应、太赫兹生物医学效应等方面都具有较好的发展前景.根据回旋管工作原理,1THz基波工作的回旋管需要40T的磁场,为了降低磁场,通常采用高次谐波工作.目前国际上有多团队在从事高次谐波太赫兹回旋管的研制工作,如日本Fukui大学报

收稿日期:2011-09-21,修回日期:2012-03-06

Received date: 2011-09-21, revised date: 2012-03-06

基金项目:国家自然科学基金(61101041,60877058,U1134006);中央高校基本科研业务费专项资金(ZYGX2009J048)

Foundation items: Supported by National Natural Science Foundation of China(61101041, 60877058, U1134006), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities (ZYGX2009J048)

作者简介(Biography):袁学松(1980-),男,安徽合肥人,博士,主要研究领域为大功率毫米波、太赫兹辐射源. E-mail: yuanxs@uestc.edu.cn.

道其研制的 FU CW III 太赫兹回旋管,采用二次谐波 $TE_{4,12}$ 模式,频率已达 1 THz,输出功率可达百瓦级^[7],而其研制的二次谐波 0.4 THz 回旋管则可以产生 60 kW 的输出功率^[5];俄罗斯应用物理研究所 IAP 也报道了其采用三次谐波设计的工作频率达 1 THz 的实验研究^[6,8]等.对于高次谐波太赫兹回旋管的研制,为了采用大尺寸的谐振腔,通常选择高阶工作模式,此时模式间的隔离度低,模式竞争不可避免;同时为了获得较高的注波相互作用效率,高次谐波太赫兹回旋管还应工作在单模状态;因此研究抑制模式竞争是其首要任务,这在谐波次数 $l \geq 3$ 时更为明显^[9-12].另一方面由于模式间的隔离度小,也使得在单管中实现多个不同模式单独工作成为可能,即通过调节工作参数,改变电子注与不同模式发生相互作用,产生不同频率的太赫兹辐射成为可能.

针对上述多模单模振荡问题,文中对六个二次谐波模式产生不同频率的太赫兹辐射进行了研究.首先采用线性和非线性理论对不同高次谐波模式进行分析,计算不同参数下各个模式的耦合系数和起振电流.根据耦合系数和起振电流初步确定各个高次谐波模式单模工作的可能性,在此基础上采用回旋管时域多模非线性理论对高次谐波太赫兹回旋管中多个二次谐波模式单模振荡进行研究,并在电子科技大学太赫兹科学技术研究中心的太赫兹回旋管实验平台上进行了实验验证.

1 研究模型

对于太赫兹回旋管,由于其工作频率高腔体尺寸相对较小,故选择结构简单,加工相对容易的三段式圆柱波导谐振腔.腔体结构图如图 1 所示,其中 $R = 2.2 \text{ mm}$, $L_1 = 9 \text{ mm}$, $L_2 = 10 \text{ mm}$, $L_3 = 10 \text{ mm}$, $\theta_1 = 3^\circ$, $\theta_2 = 2^\circ$,在该谐振腔中,由于腔体波导壁缓慢变化,因此腔体中 TE、TM 模式是可以单独存在的.考虑到电子回旋受激辐射过程中电子主要与高频电场横向分量发生能量交换,因此在研究中可以只考虑 TE 模.

对于回旋管中模式竞争的理论研究通常有两类方法,第一类方法是利用起振电流大小来判断模式竞争力.理论和实验表明,对于振荡器通常当某种振荡建立之后,就会抑制其它模式的激起,因此根据起振电流大小可以初步判断不同模式工作时的竞争力.起振电流的计算方法又有两种,第一种是利用回旋管线性理论得出的理论计算公式直接计算得出,另一种是利用回旋管非线性理论计算得出,两种方

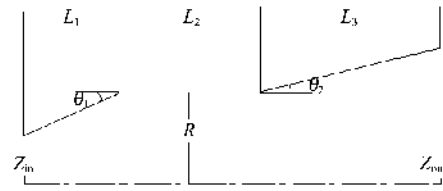


图 1 回旋管三段式腔体结构图

Fig. 1 Structure diagram of the three-section waveguide cavity

法文中都将给予阐述.第二类方法是研究多模同时存在下的注波相互作用随时间变化的过程,该类方法也包含了两种计算方法:一种是粒子模拟,另一种是回旋管时域多模非线性理论.粒子模拟作为目前最准确的一种理论研究方法,可以很直观的反映出注波相互作用过程,但其不适用于高次谐波太赫兹回旋管,甚至无法模拟.因为太赫兹频段回旋器通常都工作在高阶模式,在粒子模拟中不仅时间步长很小(主要取决于器件工作频率),而且空间网格数量巨大(主要取决于器件尺寸与波长比),因此粒子模拟计算量大、时间长,无法满足研究要求.回旋管时域多模非线性理论则可以根据高次谐波太赫兹回旋管的工作特点将三维注波相互作用矢量方程转化为一维标量方程,同时引入电子注轨迹求解来代替离散的宏粒子求解,可以在大幅提高计算效率的同时保证计算准确度.

2 线性理论研究

根据回旋振荡器工作原理,当谐振腔尺寸固定后,其谐振频率通常由 $TE_{nq,m}$ 模三个下标参数决定,其中 nq 为横向模式阶数, m 为纵向模式阶数,文中作者主要考虑了 TE_{nq1} 模,因为 TE_{nq2} 模式的腔体 Q 值远小于 TE_{nq1} 模式,因此其对应的起振电流将远高于 TE_{nq1} 模.另一方面由于谐振腔长度尺寸通常远大于波长,故谐振腔谐振频率主要取决于横向模式阶数 nq ,即波导截止频率.因此可以通过计算不同模式在半径为 2.2 mm 的圆柱波导中的截止频率来初步确定回旋管在该模式的受激辐射频率以及工作磁场.另一方面由于所研究的高次谐波回旋管的电子光学系统是已确定的^[13],其电子注在波导谐振腔中的相对位置是基本不变的,电子注的引导中心半径 R_0 约为 1.1 mm.因此在此半径回旋电子注的激励下,首先要考虑有哪些模式能够参与模式竞争,具体方法可根据如下回旋管注波相互作用耦合系数计算式获得:

$$C_o = \frac{4r_c R_0 k_{n,p}^2 [J'_s(k_{n,p} r_c) J_{n-s}(k_{n,p} R_0)]^2}{(k_{n,p}^2 a^2 - n^2) J_n^2(k_{n,p} a)}, \quad (1)$$

式中 s 表示谐波次数, $k_{n,p} = v_{n,p}/a$, $v_{n,p}$ 表示 n 阶贝塞尔函数导数的第 p 个根, a 为谐振腔半径, r_c 为回旋电子注的拉摩半径. 数值计算过程中, 考虑到工作磁场强度应在 8 T 附近, 因此在选择二次谐波工作模式时, 其对应截止频率应在 0.4 THz 附近. 此外考虑到电子注引导中心半径位于谐振腔中间, 故可略去边廊模, 筛选后有以下一些模式可参与模式竞争: TE₃₅、TE₁₆、TE₆₄、TE₄₅、TE₂₆、TE₀₆. 上述六个模式的注波耦合系数计算结果如图 2 所示. 由图可知, 上述六个模式的耦合系数在半径为 1.1 mm 附件都存在最大值点, 因此均有可能单独与电子注发生相互作用产生高次谐波太赫兹电子回旋受激辐射.

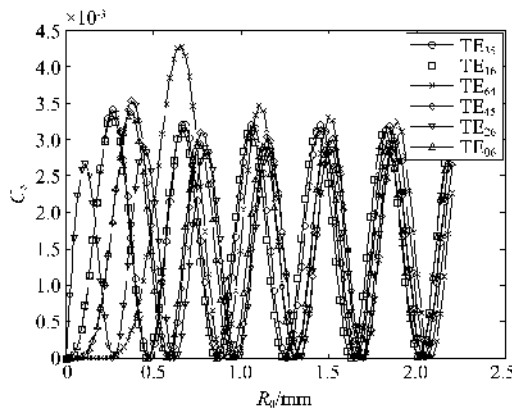


图 2 注波耦合系数随半径变化图
Fig. 2 Beam-wave coupling coefficient as a function of beam radius for different modes

关于模式竞争的研究, 首先采用线性理论推导得出的起振电流计算公式来分析^[14], 起振电流计算公式如下:

$$I_{\text{start}} = \frac{4}{\pi \mu^2} \frac{e 2x^2}{\mu x - s} I_0, \quad (2)$$

其中: $I_0 = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{5}{2}} \left(\frac{\epsilon_0 m_e c^3}{e}\right) \frac{\gamma_0 L}{Q \lambda} \beta_{10}^{2(3-s)} \left(\frac{2^s S!}{S^s}\right)^2 (v_{n,p}^2 - n^2) J_n^2(v_{n,p}) / J_n^2(K_{n,p}) / J_n^2(k_{n,p} R_0)$, $x = \frac{\mu \Delta}{4}$, $\mu = \frac{\pi I \beta_{10}^2}{\lambda \beta_{s0}}$, $\Delta = \frac{2}{\beta_{-0}^2} \left(1 - \frac{s \Omega_0}{\omega \gamma_0}\right)$, $\beta_{10} = v_{-0}/c$, $\beta_{s0} = v_{s0}/c$, λ 为自由空间的波长, L 为腔体长度, γ_0 为初始时刻的相对论因子, Ω_0 为非相对论回旋频率, Q 腔体总品质因数, 其计算公式如下:

$$Q = \frac{Q_0 Q_d}{Q_0 + Q_d}, \quad (3)$$

其中, Q_0 为波导壁欧姆损耗引起的固有品质因数, Q_d 为开放谐振腔的绕射品质因数. 表 1 给出了上述六个二次谐波工作模式的冷腔谐振频率和品质因数.

表 1 不同高次谐波模式的腔体 Q 值
Table 1 Quality factors for different modes

模式	冷腔谐振频率	Q_0	Q_d	Q
TE ₃₅	0.3857 THz	20109	5186	4123
TE ₁₆	0.3906 THz	20766	5327	4240
TE ₆₄	0.4041 THz	18990	5744	4410
TE ₄₅	0.4162 THz	20568	6210	4770
TE ₂₆	0.4231 THz	21450	6483	4978
TE ₀₆	0.4253 THz	21736	6568	5044

由表 1 可知, 在太赫兹频段欧姆损耗引起的腔体 Q_0 值已经对腔体总 Q 值产生了较大影响. 同时随着不同模式径向变化数的增加, 其欧姆损耗呈降低趋势, 因此在研制太赫兹回旋管时应尽量考虑高径向变化数的高阶模式. 将表 1 中 Q 值带入式(2), 计算出的起振电流随磁场的变化图如图 3 所示, 与此同时图 3 还给出了一次谐波竞争模式 TE₁₃、TE₄₂、TE₂₃、TE₀₃ 的起振电流计算结果. 数值计算中采用的电子注电压为 41 kV、电子注横纵速度比 1.5. 由图 3 可知对于二次谐波 TE₁₆、TE₆₄ 模主要受到一次谐波 TE₄₂ 模竞争, 二次谐波 TE₂₆ 和 TE₀₆ 模则受 TE₂₃ 模竞争较严重, 特别是 TE₀₆ 模, 其起振电流曲线基本被 TE₂₃ 模包围, 因此根据上述计算结果可初步确定二次谐波 TE₀₆ 模很难单模工作. 二次谐波 TE₃₅、TE₄₅ 模工作时的模式竞争则相对较弱.

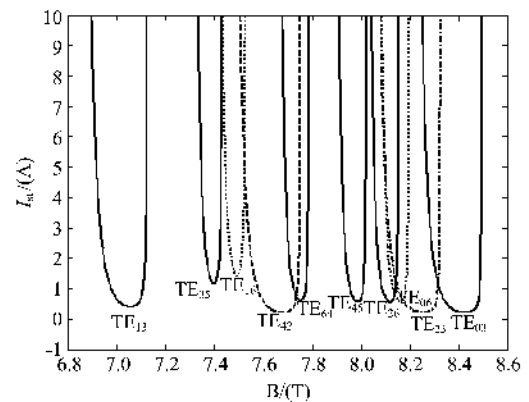


图 3 线性理论计算出的起振电流随磁场变化图
Fig. 3 Starting current for different modes based on linear theory

3 非线性理论研究

回旋管非线性理论是在回旋管线性理论基础上发展出来的一套速度快,精度高的计算方法.对于回旋管通常采用结构简单的波导谐振腔,根据导波场论谐振腔中 TE 模的高频场可以分解为波导横截面场分布函数与纵向分布函数的乘积,故在研究中可以先通过解析理论得到波导横截面场分布函数后,再对互作用方程进行求解,即将三维矢量方程化简为一维纵向分布函数的标量方程,求解一维标量纵向分布函数方程即可完成注波相互作用过程分析.利用非线性理论计算电子通过单模存在的谐振腔后的能量变化可得到注波相互作用效率.利用非线性理论计算起振电流时,通常可以计算注波相互作用效率为 1% 时的工作电流值,计算公式如下:

$$I_{\text{start}} = \frac{50\omega\epsilon_0}{QU} \int_{\text{cs}} E_{\theta 0}(r, \theta) E_{\theta 0}^*(r, \theta) ds \int_z |f(z)|^2 dz, \quad (4)$$

其中: U 为电子注电压, $E_{\theta 0}$ 为横截面场分布函数, $f(z)$ 为纵向分布函数.采用非线性理论计算的起振电流随磁场变化图如图 4 所示.由图 4 可知采用非线性理论计算出的起振电流大小与线性理论计算结果基本一致,但起振电流整体值略微偏大.

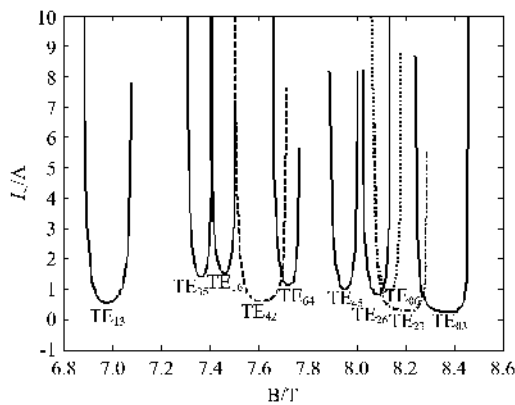


图 4 非线性理论计算出的起振电流随磁场变化图
Fig. 4 Starting current for different modes based on non-linear theory

根据图 3、图 4 的起振电流计算结果,可以初步确定能够实现二次谐波单模振荡的模式有: TE_{35} 、 TE_{16} 、 TE_{64} 、 TE_{45} 、 TE_{26} .在此基础上进一步采用回旋管时域多模非线性理论对注波相互作用进行计算.根据时域多模非线性注波相互作用方程:

$$Q_j P_j = \omega_j W_j = \frac{\omega_j \epsilon_0}{2} F_j^2(t) \int_{z_{\text{in}}}^{z_{\text{out}}} |\tilde{f}_j(z)|^2 dz, \quad (5)$$

$$\frac{Q_j}{\omega_j} \frac{dP_j}{dt} = \eta_j UI - P_j, \quad (6)$$

其中: j 表示不同模式, Q_j 表示的是谐振腔中模式 j 的总品质因数, P_j 表示电子与模式 j 互作用的输出功率, $\tilde{f}_j(z)$ 表示模式 j 归一化的冷腔纵向分布, F_j 表示模式 j 的幅值且 $F_j(t)|_{t=0} \rightarrow 0$.

数值计算过程中电子注电流为 1.5 A,其它参数不变.优化计算后的上述五个二次谐波工作模式的计算结果如图 5 所示,其中 TE_{35} 模对应工作磁场为 7.38 T, TE_{16} 模对应工作磁场为 7.47 T, TE_{64} 模对应工作磁场为 7.75 T, TE_{45} 模对应工作磁场为 7.96 T, TE_{26} 模对应工作磁场为 8.08 T.图 5 中数值计算结果表明上述五个二次谐波模式都能够实现单模工作的.此外在数值计算中还发现对于 TE_{16} 模和 TE_{45} 模在增大工作电流的情况下还是能够比较稳定工作的,而 TE_{35} 模、 TE_{64} 模和 TE_{26} 模随着工作电流的增大则受到一次谐波的竞争,开始变得不稳定,一次谐波 TE_{42} 模和 TE_{23} 模将分别对二次谐波 TE_{64} 模和 TE_{26} 模产生严重的竞争.

4 实验验证

为验证在二次谐波工作状态下能够实现五个不同频率的单模振荡,根据上述计算结果,作者进行了实验研究.实验研究是在电子科技大学太赫兹研究中心太赫兹回旋管实验平台上进行的,采用 9.2 T 超导磁场系统为回旋管提供所需的工作磁场.实验中采用脉冲高压方式工作,脉冲高压为 41 kV,脉宽 4 μs .在实验测试过程中采用太赫兹混频器对辐射源频率进行测定,具体方法是首先通过信号源产生频率稳定的本征信号 f_{01} ,输入太赫兹混频器进行 n 次谐波倍频后产生频率为 nf_{01} 的倍频信号与高次谐波太赫兹回旋管产生太赫兹辐射信号进行差频后,产生频率较低的差频信号,再通过示波器测试出差频信号频率 f_1 .略微改变信号源输出的本征信号频率为 f_{02} , n 次谐波倍频后产生 nf_{02} 频率信号再与太赫兹辐射源信号进行差频,测试出差频信号频率 f_2 后,比较 $nf_{01} \pm f_1$ 和 $nf_{02} \pm f_2$ 的相近值即可得出辐射源频率.图 6 中给出了频率测试框图及二次谐波 TE_{45} 模混频器频率测试结果图,测试结果图中上部分为整体测试信号,下部分为信号展开后的细节图,其中的正弦波信号即为差频信号.根据正弦波的周期即可得出差频信号频率,从而计算出辐射信号频率.在测试过程中,为了确保器件处于单模工作状态,作者采用了两个混频器(一个对应检测一次谐

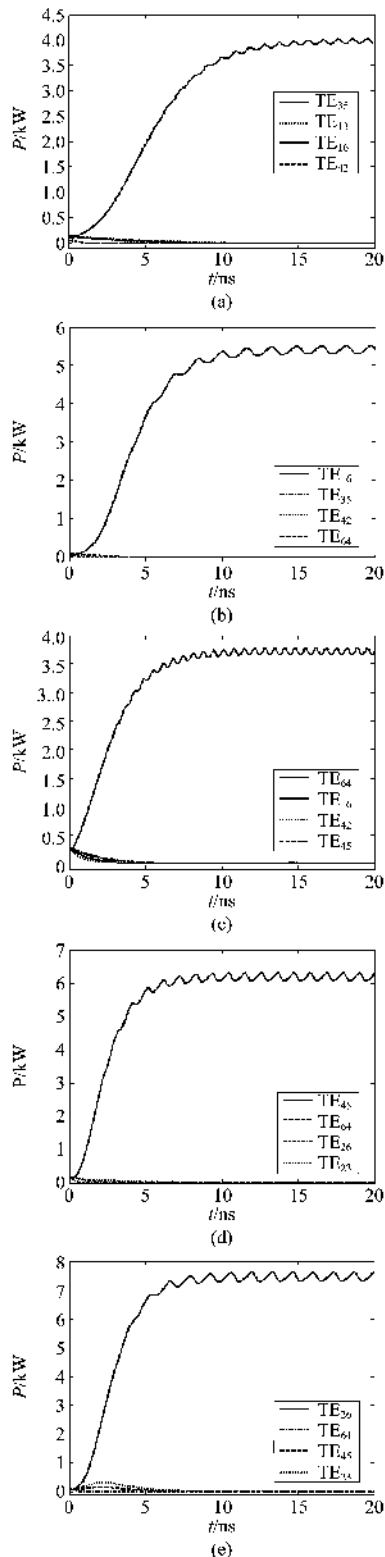


图5 回旋管多模非线性理论计算结果 (a) $B_0 = 7.38$ T, (b) $B_0 = 7.47$ T, (c) $B_0 = 7.75$ T, (d) $B_0 = 7.96$ T, (e) $B_0 = 8.08$ T

Fig. 5 Mode competition for various magnetic field values based on time dependent multi-mode nonlinear theory (a) $B_0 = 7.38$ T, (b) $B_0 = 7.47$ T, (c) $B_0 = 7.75$ T, (d) $B_0 = 7.96$ T, and (e) $B_0 = 8.08$ T

波模式,另一个对应检测二次谐波模式)对辐射信号进行同时观测,保证在二次谐波工作时,一次谐波混频器没有输出信号,或者一次谐波工作时,二次谐波没有输出.实验中在以下几个频率上观测到稳定的信号输出,其中对应一次谐波的频率信号有 216.7 GHz, 221.0 GHz, 228.6 GHz. 对比一次谐波工作模式计算结果可知,其对应工作模式为: TE_{23} 模, TE_{03} 模, TE_{52} 模; 对应二次谐波的频率信号有 390.9 GHz, 403.9 GHz, 416.4 GHz, 423.1 GHz, 对比二次谐波工作模式理论计算结果可知其对应工作模式为: TE_{16} 模, TE_{64} 模, TE_{45} 模, TE_{26} 模. 在针对 TE_{35} 模测试中,混频器虽然测试出信号,但其差频信号频率不稳定,这一测试结果与理论计算存在误差,分析原因可能是由于此时工作磁场与电子光学系统设计的磁场偏差较大,造成电子注离散较大引起的.关于功率测量则采用国际通用的测热响应的方法对输出功率进行初步测试.具体方法是通过测试单个脉冲的能量,根据单脉冲的等效热能量除以单个脉冲时间 4 us 初步估算出辐射源输出功率.测试结果如下: 390.9 GHz 频率下 (TE_{16} 模) 输出功率约为 1.5 kW, 403.9 GHz 频率下 (TE_{64} 模) 输出功率约为 2.1 kW, 416.4 GHz 频率下 (TE_{45} 模) 输出功率约为 3.0 kW, 423.1 GHz 频率下 (TE_{26} 模) 输出功率约为 1.4 kW. 测试结果得出的输出功率值比理论模拟计算得出的数值低,分析原因可能有两个因素造成,第一个也是最主要的因素是高压脉冲存在波动(如图6中电压信号所示),实验中作者发现在高次谐波振荡时器件的输出功率对高压脉冲和磁场变化是非常敏感的.第二个原因是电子注速度离散,由于在实验中磁场从 7.4 T 大范围变化到 8.1 T,在这种情况下很难保证电子注的速度离散达到最低,根据回旋管电子光学系统的相关研究结果,当速度离散过高后,其对注波互作用的影响是非常明显的.第三个原因是电子注、谐振腔以及超导磁场三者之间可能存在不同心,实验中作者还发现,如果回旋管在安装时与超导磁场发生微小偏心,其对输出功率的影响也是非常大,因此实验中作者只能尽量减小偏心度,而无法实现三者的完全同心.

5 结论

对高次谐波太赫兹回旋管的多模工作进行了详细的理论和实验研究,对高次谐波太赫兹回旋管中多个二次谐波工作模式的注波互作用进行了深入的探讨.理论研究结果表明,在单一太赫兹回旋管中

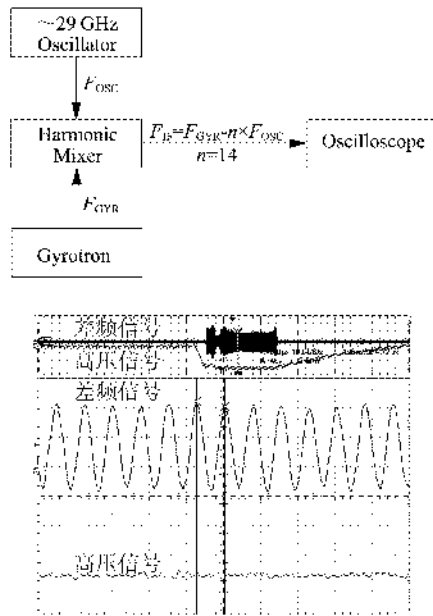


图6 频率测试框图及示波器测试信号

Fig. 6 Block diagram of the frequency measurement system and oscilloscope beam voltage and IF signal of mixer at the second harmonic operation

是能够实现五个甚至更多的二次谐波工作模式稳定振荡的,而在实验中则成功测试出有四个不同频率的二次谐波太赫兹辐射,并且输出功率均在千瓦级以上.该成果对于推动国内太赫兹科学技术的发展,特别是大功率太赫兹辐射源技术的发展是非常有意义的,同时也大大地拓展了太赫兹回旋管在实际应用中的使用范围,极大地降低了研制不同频率大功率太赫兹辐射源的成本.此外文中采用的理论和实验研究方法也为进一步研制更高频率和更多工作频点的高次谐波太赫兹回旋器件提供了技术参考.

REFERENCES

- [1] LIU Sheng-Gang. Recent development of terahertz science and technology [J], *China Basic Science* (刘盛纲. 太赫兹科学技术的新发展. 中国基础科学), 2006, (1): 7-12.
- [2] Sun B, Yao J Q. Generation of terahertz wave based on optical methods, [OL] <http://www.thznetwork.org/shownews.asp?id=227>.
- [3] Sirtori C. Quantum cascade lasers- breaking energy bands [J], *nature photonics*, 2009, (3): 13-15.
- [4] Thumm M. State-of-the-art of high power gyro-devices and free electron masers update 2010 [R]. *Wissenschaftliche Berichte FZKA*, 7575.
- [5] Notake T, Saito T, Tatsumatsu Y, et al. Development of a novel high power sub-THz second harmonic gyrotron [J], *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **103**(22): 225002.
- [6] Glyavin M Y, Luchinin A G, Golubiatnikov G Y. Generation of 1.5-kW, 1-THz coherent radiation from a gyrotron with a pulsed magnetic field [J], *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**(1): 015101.
- [7] Idehara T, Tsuchiya H, Watanabe O, et al. The first experiment of a THz gyrotron with a pulse magnet [J], *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*, 2006, **27**(3): 319-331.
- [8] Bratman V L, Kalynov Y K, Manuilov V N. Large-orbit gyrotron operation in the terahertz frequency range [J], *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **102**(24): 245101.
- [9] Hornstein M K, Bajaj V S, Griffin R C, et al. Continuous wave operation of a 460-GHz second harmonic gyrotron oscillator [J], *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2006, **34**(3): 524-533.
- [10] Bandurkin I V, Bratman V I, Savilov A V, et al. Experimental study of a fourth-harmonic gyromultiplier [J], *Phys. Plasmas*, 2009, **16**(7): 070701.
- [11] LIU Pu-Kun, Boric E, Thumm M. Mode selection of a moderate power gyrotron operating at the ISM frequency [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (刘洪鲲, Boric E, Thumm M. ISM 频率中等功率回旋管的选模问题. 红外与毫米波学报), 2002, **21**(4): 289-292.
- [12] YUAN Xue-Song, MA Chun-Yan, HAN Yu, et al. A 0.52 THz third harmonic little-orbit gyrotron [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (袁学松, 马春燕, 韩煜, 等. 小回旋三次谐波 0.52 THz 回旋管. 红外与毫米波学报), 2012, **31**(2): 127-131.
- [13] Yan Y, Liu S C, Li X Y, et al. Design and demonstration of a 0.22 THz gyrotron oscillator [J], *Chinese Science Bulletin*, 2009, **54**(4): 522-526.
- [14] Bratman V I, Kalynov Y K, Manuilov V N, et al. Submillimeter-wave large-orbit gyrotron [J]. *Radio physics and Quantum Electronics*, 2005, **48**(10): 731-736.