

双共焦波导结构二次谐波太赫兹回旋管谐振腔设计*

关晓通¹⁾²⁾ 傅文杰^{2)†} 鲁钝²⁾ 杨同斌²⁾ 鄢扬²⁾ 袁学松²⁾

1) (电子科技大学物理学院, 成都 610054)

2) (电子科技大学电子科学与工程学院, 太赫兹研究中心, 成都 610054)

(2019年8月12日收到; 2019年12月5日收到修改稿)

准光共焦波导具有功率容量大、模式密度低的特点, 能够有效地减少模式竞争对回旋管相互作用的影响, 有利于高次谐波太赫兹回旋管的设计. 为提高太赫兹准光回旋管的相互作用效率, 在共焦柱面波导的基础上, 研究了一种新型高频相互作用结构——双共焦波导结构, 设计了一种 330 GHz 二次谐波双共焦结构回旋管谐振腔并对其进行了理论分析和粒子模拟. 研究表明, 双共焦谐振腔中的高阶模式能够与高次电子回旋谐波发生稳定的相互作用, 并且没有模式竞争现象, 具备工作在太赫兹波段的潜力. 相比普通共焦波导谐振腔, 双共焦谐振腔能够增强准光回旋管的注波相互作用强度, 提高回旋管的输出功率和工作效率. 此外, 结果还表明双共焦波导中的电磁波模式是一种由两个独立的共焦波导模式叠加而成的混合模式. 利用这种混合模式有望实现太赫兹回旋管的单注双频工作, 为新型太赫兹辐射源的研究提供了新的途径.

关键词: 太赫兹回旋管, 二次谐波, 准光谐振腔, 双共焦波导

PACS: 84.40.Ik, 41.20.-q

DOI: 10.7498/aps.69.20191222

1 引言

回旋管是一类基于电子回旋谐振脉塞原理的快波器件^[1], 由于没有传统慢波器件中尺寸共渡的限制, 目前在毫米波以及太赫兹频段已成为一种十分重要的高功率相干辐射源^[2]. 回旋管的输出功率在毫米波段可达到兆瓦 (MW) 量级^[3], 在太赫兹波段可输出千瓦 (kW) 量级^[4], 被广泛应用于等离子体加热、受控核聚变、材料无损检测以及远距离通信等领域^[5-8]. 当工作频率上升到太赫兹频段时, 为降低对外部磁场的要求, 高次谐波工作是太赫兹回旋管发展的重要方向之一^[9-11]. 但随着谐波次数的增加, 相互作用过程中的模式竞争将更加激烈, 限

制了回旋管工作的稳定性和输出功率.

为了抑制模式竞争, 国际学术界提出了很多新型的具有模式选择特性的结构作为回旋管的相互作用结构^[12-14]. 美国麻省理工学院的研究学者率先将共焦柱面波导结构应用于 140 GHz 基波回旋振荡器^[15] 和 140 GHz 回旋管行波放大器^[16] 中, 之后国内的电子科技大学成功研制出了 400 GHz 二次谐波太赫兹共焦波导回旋管^[17]. 前期的研究表明^[18-21], 共焦波导具有功率容量大、模式密度低的特性, 可使器件单模稳定的工作在高阶模式, 在太赫兹波段的应用中具有重要优势. 但另一方面, 由于共焦波导中高阶模式的场分布主要集中在有限的区域内, 环形电子束中只有部分电子能够与电磁波充分相互作用, 因此整体的注波相互作用效率

* 国家重点研发计划 (批准号: 2019YFA210202)、国家自然科学基金 (批准号: 61971097, 61771096)、中央高校基本科研业务费 (批准号: ZYGX2019J012) 和太赫兹科学技术四川省重点实验室基金项目 (批准号: THZSC201801) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fuwenjie@uestc.edu.cn

较低^[22].

为提高准光回旋器件的注波相互作用效率和输出功率, 2018年国际真空电子学会议上提出了一种新型高频相互作用结构——双共焦波导结构^[23], 并对其相互作用效率进行了一般性的分析^[24]. 在前期工作的基础上, 本文改进了330 GHz二次谐波双共焦结构回旋管谐振腔的结构设计以获得更大的输出功率, 利用回旋管线性理论分析了双共焦谐振腔中的注波相互作用, 对比普通共焦谐振腔结果, 研究了双共焦结构提高回旋管相互作用效率的物理机理, 并通过粒子模拟(PIC)方法进行了验证, 分析了双共焦结构中电磁模式的特点. 研究表明, 双共焦结构谐振腔能够在控制模式竞争的前提下有效增强注波相互作用的耦合强度, 进而提高回旋管的工作效率, 增大器件的输出功率, 有利于大功率高次谐波太赫兹回旋管的研制.

2 双共焦波导结构

2.1 双共焦波导中的场分布

如图1(a)所示, 普通共焦柱面波导由上下两个完全相同的圆柱镜面组成, 两镜面的曲率半径为 R_c , 宽度为 $2a$, 并且镜面之间的距离为 $L_{\perp} = R_c$. 在原来共焦波导结构上下两个镜面的基础上, 双共焦波导结构由4个完全相同且均匀分布的圆柱镜面组成, 这4个镜面分别在水平和竖直方向上构成两组共焦波导, 如图1(b)所示. 因此, 双共焦波导中特征模式的场分布可以认为是普通共焦波导特征模式场分布的线性叠加, 其模式的截止频率等于对应的共焦波导模式的截止频率^[23].

类似于普通共焦波导特征场分布的求解方法^[25], 分别在水平和竖直两个方向上构建椭圆坐标系 $\xi-O-\zeta$ 和 $\xi'-O-\zeta'$, 两组椭圆坐标系及直角坐标系 $x-O-y$ 和 $x'-O-y'$ 间满足如下关系^[26]:

$$\begin{cases} x = d \cosh \zeta \sin \xi, \\ y = d \sinh \zeta \cos \xi, \\ z = z, \end{cases} \quad \begin{cases} x' = d' \cosh \zeta' \sin \xi', \\ y' = d' \sinh \zeta' \cos \xi', \\ z' = z, \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} x' = -y, \\ y' = x. \end{cases}$$

最终, 双共焦波导中特征模式的场分布方程为

$$\psi_{mn}(x, y) = \psi_{0mn}(\xi, \zeta) \pm \psi_{1mn}(\xi', \zeta'), \quad (2)$$

$$\psi_{mn}(x, y) = \begin{cases} C_m \left[\frac{H_m(\sqrt{2\gamma}\xi)}{\sqrt{\cosh \zeta}} e^{-\frac{\gamma\xi^2}{2}} \cos \phi(\zeta) \right. \\ \left. \pm \frac{H_m(\sqrt{2\gamma}\xi')}{\sqrt{\cosh \zeta'}} e^{-\frac{\gamma\xi'^2}{2}} \cos \phi(\zeta') \right], & n = 1, 3, 5, \dots, \\ C_m \left[\frac{H_m(\sqrt{2\gamma}\xi)}{\sqrt{\cosh \zeta}} e^{-\frac{\gamma\xi^2}{2}} \sin \phi(\zeta) \right. \\ \left. \pm \frac{H_m(\sqrt{2\gamma}\xi')}{\sqrt{\cosh \zeta'}} e^{-\frac{\gamma\xi'^2}{2}} \sin \phi(\zeta') \right], & n = 2, 4, 6, \dots, \end{cases} \quad (3)$$

$$\phi(\zeta) = \gamma \sinh \zeta - \left(m + \frac{1}{2} \right) \arcsin(\tanh \zeta), \quad (4)$$

式中, C_m 为复常数, $\gamma = kd$, $k = \omega/c$ 是电磁波在自由空间的传播常数, ω 为电磁波的频率, c 是真空中光速, $H_m(\tau)$ 为 m 阶厄米多项式,

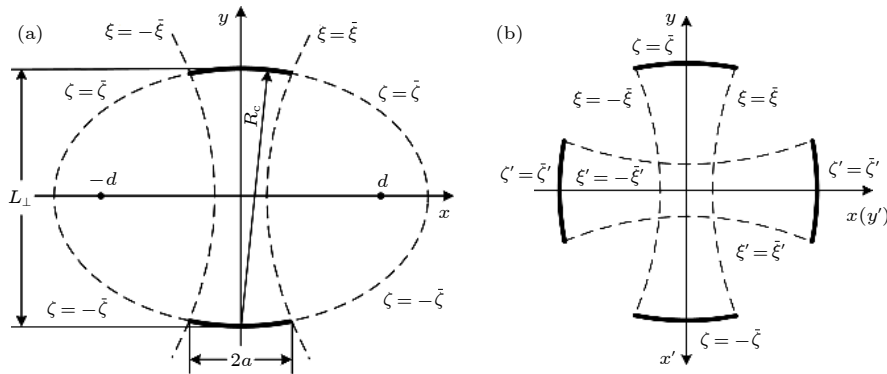


图1 椭圆坐标系中的准光波导 (a) 普通共焦波导; (b) 双共焦波导

Fig. 1. Cross section of quasi-optical waveguides in elliptic coordinate system: (a) Normal confocal waveguide; (b) double confocal waveguide.

$$\begin{cases} H_m(\tau) = (-1)^m e^{\frac{\tau^2}{2}} \frac{d^m}{d\tau^m} \left(e^{-\frac{\tau^2}{2}} \right), \\ H_0(\tau) = 1, H_1(\tau) = \tau, H_2(\tau) = \tau^2 - 1, \dots \end{cases} \quad (5)$$

同时, 双共焦波导中 TE_{mn} 模的截止频率与普通共焦波导中 TE_{mn} 模的截止频率相同, 其截止波数 k_{mn} 和截止频率 f_{cmn} 为

$$k_{mn} = \frac{\pi}{R_c} \left(n + \frac{m}{2} + \frac{1}{4} \right),$$

$$f_{cmn} = \frac{k_{mn}c}{2\pi} = \frac{c}{2R_c} \left(n + \frac{m}{2} + \frac{1}{4} \right). \quad (6)$$

如图 2 所示, 给出了 $TE_{0,11}$ 模在两种共焦波导结构中的场分布图. 对于普通共焦波导结构, 由于其电磁场集中在有限的区域内, 只有场分布较强区域内的回旋电子能够与电磁波充分相互作用, 因此环形电子束整体的相互作用效率不高. 而在双共焦波导结构中, 场分布区域增大, 能够与电磁波相互作用的回旋电子明显增多, 电子注整体的注波相互作用效率将得到提高. 当环形电子注的引导中心半径大于模式场分布的束腰半径时, 相同电子注参数下, 双共焦波导结构对应的输出功率和工作效率应是普通共焦波导的 2 倍左右.

从图 2 可以看出, 普通共焦波导模式在两侧边缘的场分布几乎为 0, 边界条件的改变对其影响不大, 因此共焦波导模式在双共焦波导中也可独立存在. 所以, 双共焦波导中可能存在 3 种类型的模式: 水平方向的共焦模式、竖直方向的共焦模式以及两者的叠加模式. 三者的场分布不同, 但截止频率等波参数相同, 互为简并模式. 此外, 由第二组镜面

引入的金属边界, 使边界条件更加复杂, 也会激励起少量双共焦波导特有的 (非叠加) 模式. 因此, 双共焦波导中的模式密度将大于普通共焦波导.

2.2 高次谐波工作模式的选择

为了尽可能地抑制高次谐波相互作用过程中的模式竞争, 工作模式的选择很重要. 在高次谐波回旋管的设计中, 不仅要求工作模式与相邻模式的频率间隔较大, 还应保证其对应的低次电子回旋谐波尽可能地远离其他模式.

前期的研究表明^[16,22], 通过选择合适的镜面宽度, 控制准光波导各模式的衍射损耗, 只有 $TE_{0,n}$ 模式能够稳定传输. 因而由 (6) 式可知, 准光波导模式呈均匀分布, 相邻模式的间隔是一样的, $\Delta f = c/(2R_c)$. 所以在选择高次谐波准光回旋管的工作模式时, 只需避免低次谐波间的模式竞争即可.

图 3 给出了 $TE_{0,n}$ ($n = 8, 9, \dots, 15$) 模式工作在二次谐波时, 它们对应的基波频率与临近模式的分布图. 从图 3 可以看出, 对于工作在 $TE_{0,2k}^2$ ($k = 1, 2, \dots$) 模式的二次谐波回旋管, 回旋电子的基波频率与 $TE_{0,k}^1$ 模式的本征频率很接近, 容易造成电子低次谐波与波导模式相互作用, 引入模式竞争. 所以对于二次谐波回旋管应选择模式序数为奇数的 $TE_{0,2k-1}^2$ 模式. 推而广之, 对于 s 次谐波回旋管应选择模式序数 n 为质数的 $TE_{0,n}^s$ 模式, 以尽量避开所有的低次谐波模式的竞争. 最终, 本文选择 $TE_{0,11}$ 模式作为双共焦波导结构二次谐波太赫兹回旋管的工作模式.

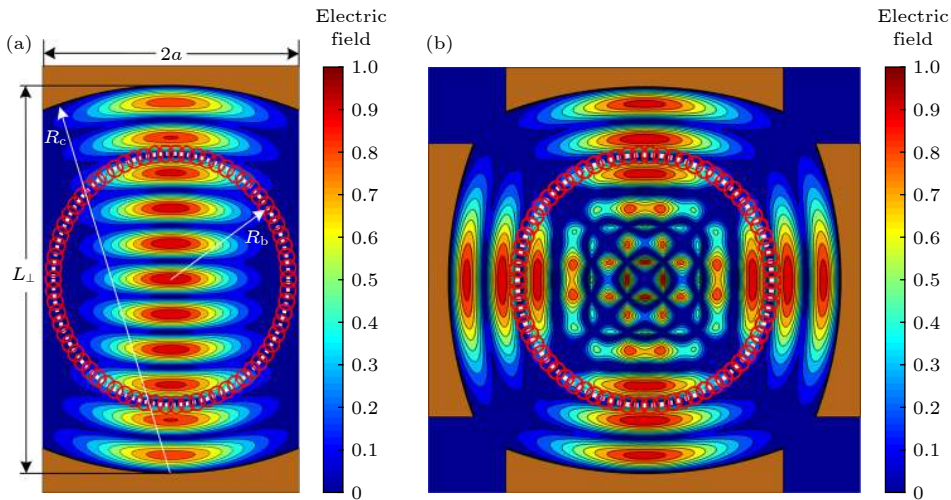


图 2 两种波导中 $TE_{0,11}$ 模的横向电场及环形电子注分布图 (a) 普通共焦波导; (b) 双共焦波导

Fig. 2. Transverse geometry with the annular electron beam and electric field distributions of $TE_{0,11}$ mode in two types of quasi-optical waveguides: (a) Normal confocal waveguide; (b) double confocal waveguide.

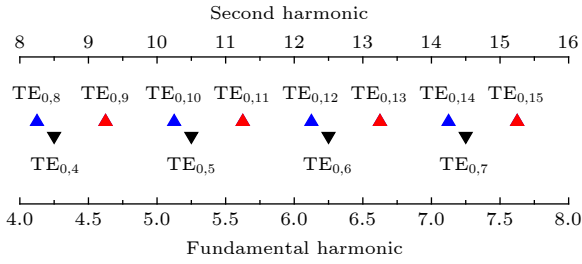


图 3 双共焦波导模式特征值分布
Fig. 3. Mode spectrum in double confocal waveguide.

3 二次谐波双共焦谐振腔的理论分析

在双共焦波导结构回旋管谐振腔初步设计的基础上^[23],为减少由于横向结构变化引起的反射,本文使用双共焦波导渐变段取代原来的圆波导渐变段作为截止段,以获得更大的输出功率.图4(a)为330 GHz二次谐波双共焦谐振腔的结构示意图,具体的结构参数如表1所列.根据回旋管谐振腔的冷腔分析理论^[6],TE_{0,11,1}模式的冷腔纵向场分布如图4(b)所示.

3.1 注波相互作用耦合系数

根据回旋管注波相互作用的线性分析理论^[27],不同位置处回旋电子与电磁波相互作用的强度可由注波耦合系数 $|L_s|$ 表征

$$|L_s| = \left| k_{mn}^{-s} \left(\frac{\partial}{\partial X} + j \frac{\partial}{\partial Y} \right)^s \psi_{mn}(X, Y) \right|, \quad (7)$$

式中, s 为电子的回旋谐波次数, X 和 Y 分别为电子回旋中心的坐标. 而对于空心环形电子注, 注波相互作用耦合系数是所有回旋电子对应 $|L_s|$ 的平均值, 即

$$\begin{aligned} \langle |L_s|^2 \rangle &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |L_s|^2 d\varphi \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left| k_{mn}^{-s} \left(\frac{\partial}{\partial X} + j \frac{\partial}{\partial Y} \right)^s \psi_{mn}(X, Y) \right|^2 d\varphi, \quad (8) \end{aligned}$$

式中, $X = R_b \cos \varphi$, $Y = R_b \sin \varphi$, R_b 为环形电子注的引导中心半径, φ 是引导中心对应的相位角.

图5给出了二次谐波工作模式TE_{0,11}模和可能的竞争模式(二次谐波模式TE_{0,10}和TE_{0,12}以及基波模式TE_{0,5}和TE_{0,6})分别对应的注波耦合系数 $\langle |L_s|^2 \rangle$ 随电子注引导中心半径 R_b 的变化. 根据计算结果, 本文选择 $R_b = 1.65$ mm作为二次谐波双共焦谐振腔回旋管的电子注引导中心半径, 此时工作模式TE_{0,11}模二次谐波对应的注波耦合系数处于极大值点, 并且大于其他竞争模式的注波耦合系数.

此外, 为对比双共焦波导结构和普通单组共焦波导结构中的注波相互作用强度, 利用(7)和(8)式分别计算了两种结构中二次谐波TE_{0,11}模的注波耦合系数沿径向和角向的变化, 结果如图6所示. 从图6(a)可以看出, 两种结构中注波耦合系数 $\langle |L_s|^2 \rangle$ 随电子注半径 R_b 的变化趋势相同, 但大小

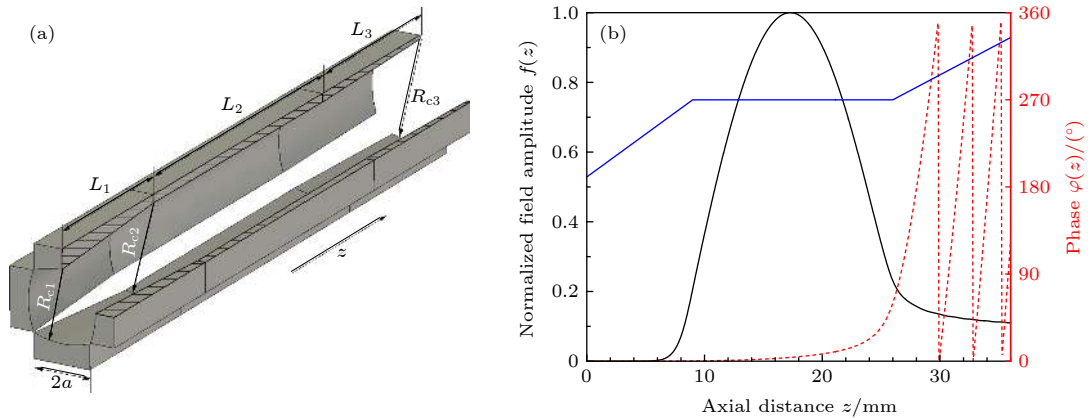


图 4 双共焦谐振腔 (a) 结构示意图; (b) TE_{0,11,1} 模冷腔纵向场分布图
Fig. 4. Double confocal cavity: (a) Structural diagram; (b) axial field profile of TE_{0,11,1} mode.

表 1 双共焦波导谐振腔的设计参数

Table 1. Design parameters of the proposed double confocal cavity.

截止端镜面半径 R_{c1}/mm	直段镜面半径 R_{c2} /mm	输出端镜面半径 R_{c3} /mm	截止段长度 L_1 /mm	直段长度 L_2 /mm	输出段长度 L_3 /mm	镜面宽度 $2a$ /mm
4.48	5.10	5.60	9	17	10	3.6

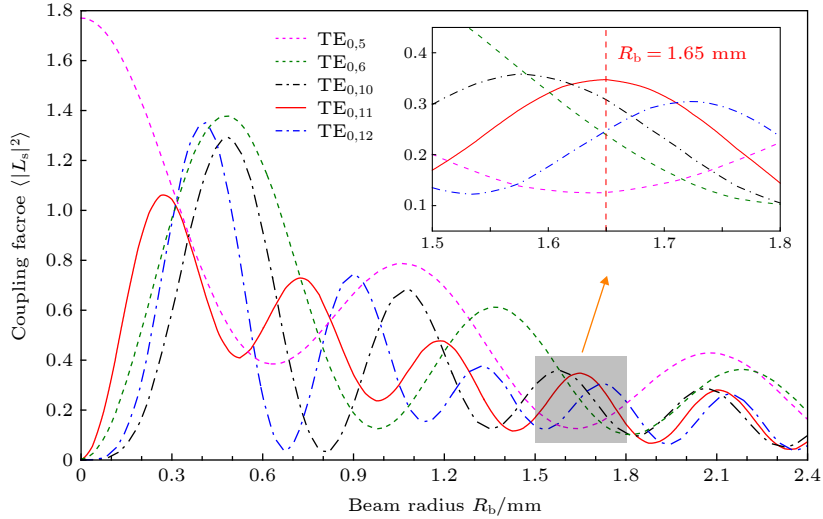

 图 5 双共焦波导中各模式对应注波耦合系数 $\langle |L_s|^2 \rangle$ 随电子注引导中心半径 R_b 的变化

Fig. 5. Beam-wave coupling factors $\langle |L_s|^2 \rangle$ as functions of electron beam radius R_b for different modes in double confocal waveguides.

不同. 双共焦结构对应的耦合系数 $\langle |L_s|^2 \rangle$ 始终大于单共焦波导, 表明双共焦结构的确能够增加准光回旋管的注波相互作用强度, 进而产生更大的输出功率. 固定 $R_b = 1.65$ mm 时, 耦合系数 $|L_s|$ 随相位

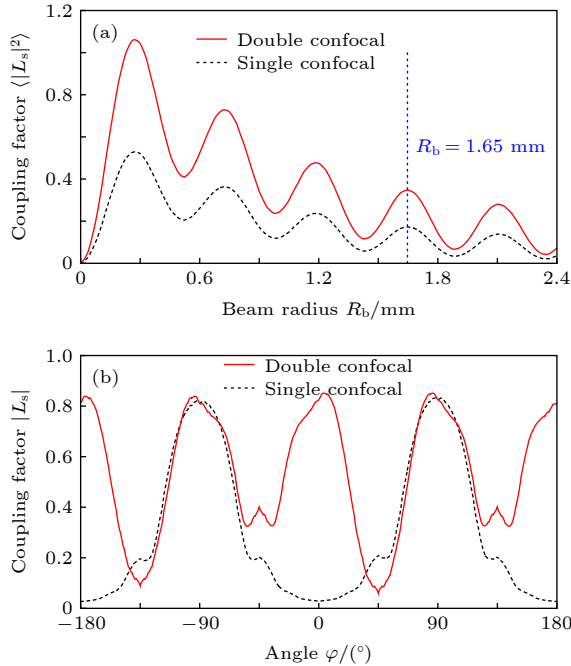


图 6 普通共焦波导和双共焦波导中 $TE_{0,11}$ 模注波耦合系数计算结果 (a) 耦合系数 $\langle |L_s|^2 \rangle$ 沿径向的变化; (b) $R_b = 1.65$ mm 时耦合系数 $|L_s|$ 沿角向的变化

Fig. 6. Beam-wave coupling factors for $TE_{0,11}$ mode in single and double confocal waveguide: (a) Radial distribution of coupling factor $\langle |L_s|^2 \rangle$; (b) azimuthal distribution of coupling factor L_s for an annular electron beam with $R_b = 1.65$ mm.

角 φ 的变化如图 6(b) 所示. 对单共焦结构而言, 高斯波束束腰半径之外的电子对应的耦合系数很小, 几乎不参与注波相互作用. 而双共焦波导结构中, 由于第二组镜面的引入, 大大增加了这部分回旋电子的耦合系数, 而束腰半径之内电子的耦合系数基本保持不变. 计算结果表明, 对整个环形电子注而言, 此时双共焦结构对应的耦合系数 $\langle |L_s|^2 \rangle$ 是单共焦结构的 2 倍.

由以上分析可以看出, 采用双共焦结构的确能够增加回旋管的注波相互作用强度, 进而提高回旋管的输出功率和工作效率.

3.2 起振电流分析

通过线性理论计算出的起振电流, 可初步了解双共焦结构二次谐波太赫兹回旋管谐振腔中潜在的模式竞争情况. 对于任意横截面结构的谐振腔, 起振电流的计算公式如下 [10], [28]:

$$I_{st} = \sqrt{\frac{\pi^3}{2}} \frac{\varepsilon_0 m_e c^3}{e} \frac{\gamma_0 \beta_{\perp 0}^{2(3-s)}}{Q} \left(\frac{s! 2^s}{s^s} \right)^2 \times \frac{e^{2x^2}}{\mu^2 (\mu x - s)} \frac{L}{\lambda} \frac{\langle |L_s|^2 \rangle}{\iint_{S_{\perp}} |\psi_{mn}(x, y)|^2 ds}, \quad (9)$$

$$x = \frac{\mu \Delta}{4}, \quad \mu = \frac{\pi L \beta_{\perp 0}^2}{\lambda \beta_{z0}}, \quad \Delta = \frac{2}{\beta_{\perp 0}^2} \left(1 - \frac{s}{\omega} \frac{e B_0}{\gamma_0 m_e} \right), \quad (10)$$

$$\beta_{\perp 0} = v_{\perp 0}/c, \quad \beta_{z0} = v_{z0}/c, \quad (11)$$

式中, e 为电子电荷量, 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, Q 为谐振

腔的品质因数, S_{\perp} 为相互作用结构的横截面.

图 7(a) 为计算得到的双共焦结构谐振腔中不同模式的起振电流 I_{st} 随工作磁场 B_0 的变化. 结果表明, 工作模式 $TE_{0,11}^2$ 的最小起振电流为 0.29 A, 且其磁场工作区间与其他竞争模式保持很大的间隔. 可见, 双共焦结构回旋管中模式竞争要弱于传统圆波导回旋管, 通过控制工作磁场的大小, 可以有效地抑制二次谐波准光回旋管中的模式竞争.

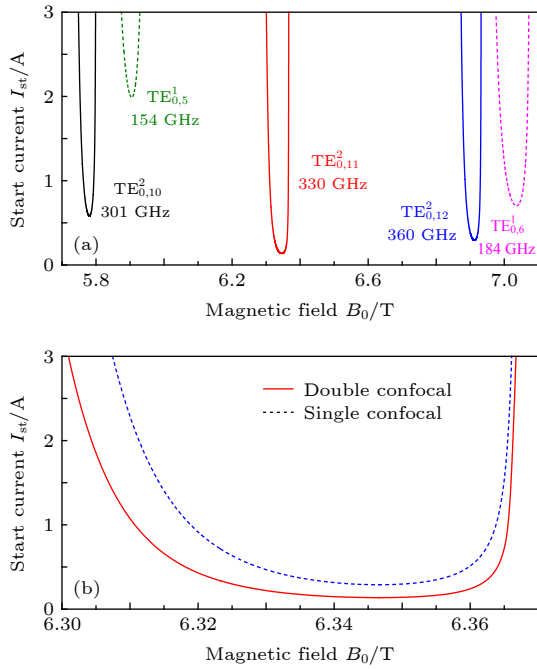


图 7 起振电流 I_{st} 的计算结果 ($V_0 = 40$ kV, $\alpha = 1.5$, $R_b = 1.65$ mm) (a) 双共焦腔中各模式对应的 I_{st} ; (b) $TE_{0,11}^2$ 模式在双共焦腔和普通共焦腔中的 I_{st}

Fig. 7. Calculated results of starting current I_{st} ($V_0 = 40$ kV, $\alpha = 1.5$, $R_b = 1.65$ mm): (a) For different modes in double confocal cavity; (b) for $TE_{0,11}^2$ mode in double and single confocal cavity.

此外, 如图 7(b) 所示, 对比 $TE_{0,11}^2$ 模式在双共焦腔和普通共焦中的起振电流, 两者随磁场变化的趋势相同. 但由于双共焦腔的 Q 值更大, 双共焦腔对应的起振电流较小, 因此双共焦腔中的模式更容易起振. 在相同工作电流条件下, 双共焦腔对应的工作磁场范围也略大于普通共焦腔.

4 粒子模拟

粒子模拟方法可对真空电子学器件进行仿真, 是一种验证理论分析并优化设计参数的重要技术手段 [29]. 根据表 1 所列出的结构参数, 在三维粒子

模拟软件 CHIPIC [30] 中对所设计的谐振腔进行三维建模. 选定电子注的工作参数: 工作电压 $V_0 = 40$ kV、电子注电流 $I_b = 2$ A, 电子注引导中心半径 $R_b = 1.65$ mm, 横纵速度比 $\alpha = 1.5$. 仿真结果表明, 谐振腔的输出功率最大可达到 9.9 kW, 电子效率为 12.4%. 图 8 为此双共焦腔输出端口电场分量 E_x 和 E_y 的时域和频域结果图, 可以看出输出电磁波的频率为 328.93 GHz, 频谱单一, 谐振腔中保持单模稳定的注波相互作用. 图 9 和图 10 分别给出了电场分量 E_x 和 E_y 的场分布图, 其横向场分布为 $TE_{0,11}$ 模, 纵向场幅值分布与图 4(b) 所示的冷腔计算结果相似, 可以确定此时谐振腔中的工作模式为 $TE_{0,11,1}$ 模式. 粒子模拟的结果证明, 双共焦谐振腔中的高阶模式能够与高次电子回旋谐波发生稳定的相互作用, 并且没有模式竞争现象, 具备工作在太赫兹波段的潜力.

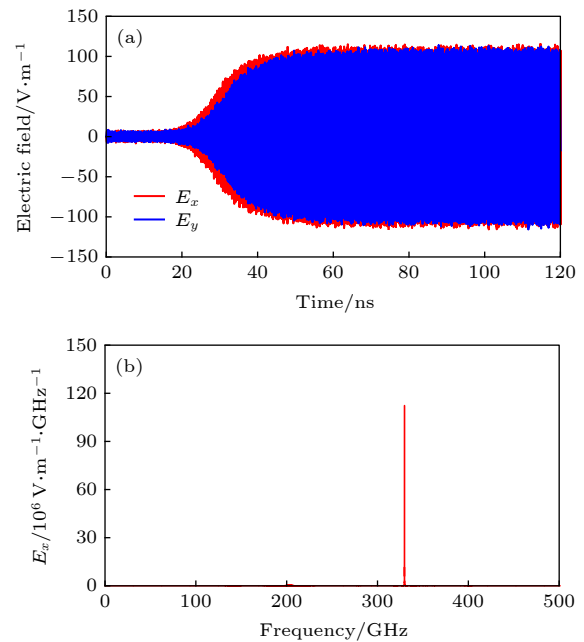


图 8 双共焦腔输出端口电场分量 E_x 和 E_y 的仿真结果 (a) 时间变化图; (b) 频谱图

Fig. 8. Simulation results of output field E_x and E_y for double confocal cavity: (a) Time variation; (b) spectrum.

为了与普通共焦腔的注波相互作用进行比较, 不改变电子注的参数, 对同样尺寸的单组共焦结构谐振腔进行了粒子模拟. 图 11 给出了输出端口电场的时域变化及频谱图, 可以看出普通共焦腔也能单模稳定工作于 $TE_{0,11,1}$ 的二次谐波, 输出频率为 328.93 GHz, 与双共焦腔的输出频率相同.

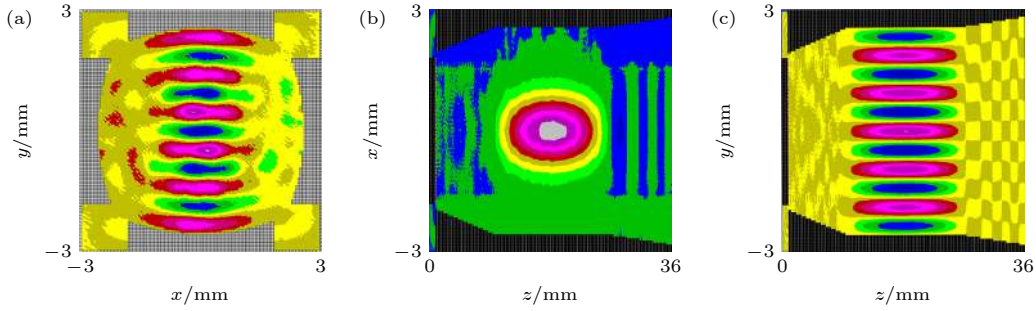


图 9 双共焦腔 E_x 分量的场分布仿真结果 (a) 输出端口; (b) xz ($y = 0$) 平面; (c) yz ($x = 0$) 平面

Fig. 9. Simulation results of the distribution of electronic field E_x in double confocal cavity: (a) At output port; (b) at the xz plane ($y = 0$); (c) at the yz plane ($x = 0$).

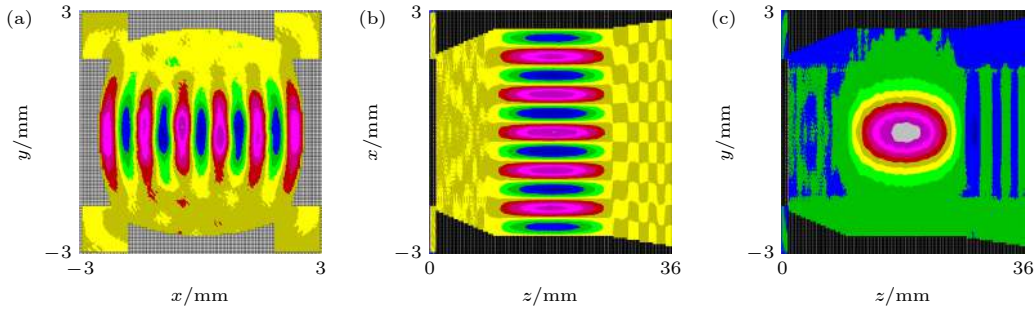


图 10 双共焦腔 E_y 分量的场分布仿真结果 (a) 输出端口; (b) xz ($y = 0$) 平面; (c) yz ($x = 0$) 平面

Fig. 10. Simulation results of the distribution of electronic field E_y in double confocal cavity: (a) At output port; (b) at the xz plane ($y = 0$); (c) at the yz plane ($x = 0$).

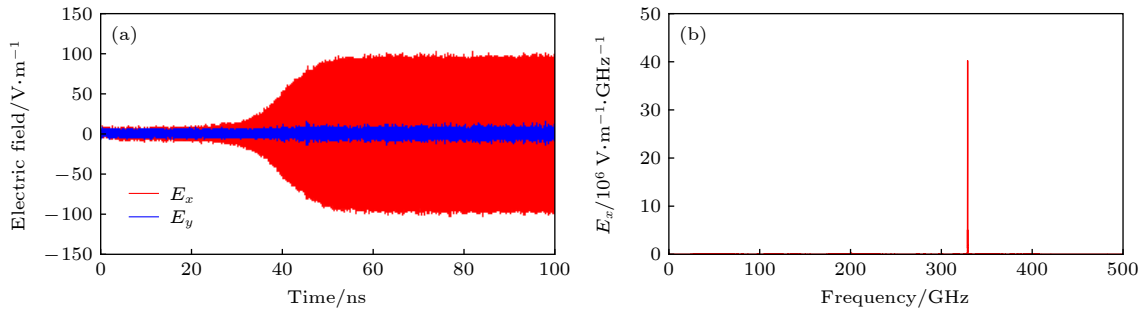


图 11 普通共焦腔仿真结果 (a) 输出端口电场 E_x 和 E_y 的时间变化图; (b) E_x 的输出频谱图

Fig. 11. Simulation results for single confocal cavity: (a) Time variation of the output field E_x and E_y ; (b) spectrum of the output field E_x .

改变工作磁场 B_0 的大小, 双共焦腔和普通共焦腔输出功率的变化如图 12 所示. 计算结果表明, 工作磁场的改变对二次谐波模式的输出功率影响很大, 且两种谐振腔中工作模式输出功率的变化规律相似. 根据理论分析中起振电流的计算结果, 由于双共焦腔中的起振电流更低, 工作模式更容易起振, 因此双共焦腔对应的工作磁场范围略大于普通共焦腔. 在所计算磁场区间内, 粒子模拟时均未观测到其他竞争模式. 图 12 中单组共焦结构的最大输出功率为 4.2 kW, 对应的相互作用效率为 5.3%, 而

双共焦谐振腔的最大输出功率为 9.9 kW, 相互作用效率提高了一倍以上达到 12.4%. 由此可见, 双共焦结构谐振腔能够在控制模式竞争的前提下有效增大回旋管的输出功率, 提高器件的工作效率, 有利于大功率高次谐波太赫兹回旋管的研制.

此外, 从图 11(a) 可以看出, 普通单组共焦波导中的电磁波是一种线极化波, 对竖直方向上的单组共焦结构谐振腔而言 (参考图 9), 横向电场主要集中在 E_x 方向, E_y 分量很弱. 而在图 8(a) 给出的双共焦谐振腔输出端口电场分量 E_x 和 E_y 随时间

的变化结果中, E_x 和 E_y 的起振时间并不完全相同, E_y 要晚于 E_x 起振. 在注波相互作用稳定以后, 如图 13 所示, 在 100 ns 附近 E_x 与 E_y 两者之间的时间差约为 0.756 ps, 对应于 1/4 个周期 (328.93 GHz 电磁波对应的周期为 3.04 ps), 即 E_x 与 E_y 之间存在 $\pi/2$ 的相位差. 上述仿真结果证明, 双共焦波导结构中的电磁波模式是一种混合模式, 是水平和竖直方向上两个独立的共焦波导模式的矢量叠加.

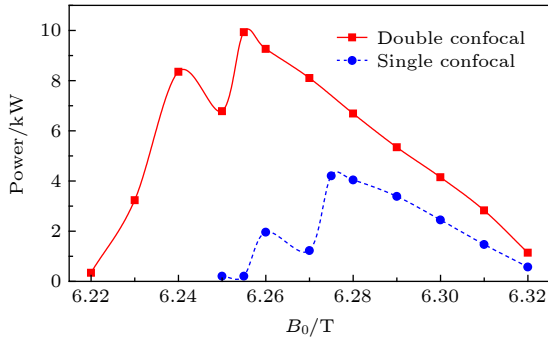


图 12 双共焦腔和普通共焦腔输出功率随磁场的变化
Fig. 12. Simulation results of output power for double confocal cavity and single confocal cavity.

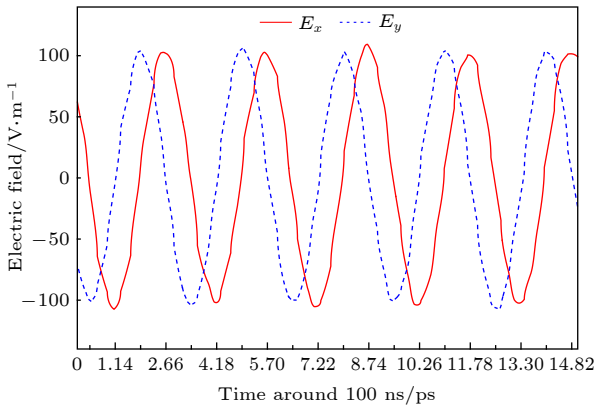


图 13 输出稳定时 (100 ns) 双共焦腔输出端口电场 E_x 和 E_y 随时间的变化展开图
Fig. 13. Expanded results of the output field E_x and E_y for double confocal cavity around 100 ns.

基于双共焦波导的这种混合模式特性, 当水平和竖直方向上两组共焦波导的镜面参数不同时, 一根回旋电子注可以与两个不同的波导模式同时产生注波相互作用, 选择合适的镜面结构参数和电子注工作参数, 在双共焦谐振腔中将有可能激励起不同谐波次数的两个频率的电磁波^[24], 即实现太赫兹回旋管的单注双频工作. 如果电子注的引导中心半径足够大 (大于两个模式的束腰半径), 与两个模式发生相互作用的回旋电子是同一根电子束中两个相

互独立的部分, 两个模式间的模式竞争基本可以忽略, 有效地避免了传统回旋管双频工作时模式竞争的问题. 因而, 双共焦波导结构回旋管有望在这方面拓展电子回旋脉塞器件的性能, 为研究新型太赫兹辐射源提供新的途径.

5 总结

为提高太赫兹准光回旋管的工作效率, 本文在共焦柱面波导的基础上研究了一种新型的注波相互作用结构——双共焦波导结构, 对其进行了理论研究. 线性理论的分析结果表明, 双共焦结构能够增强相互作用中的注波耦合强度, 进而提高回旋管的输出功率和工作效率. 通过三维粒子模拟, 所设计的 330 GHz 二次谐波双共焦谐振腔能够单模稳定的工作于 $TE_{0,11}$ 模的二次谐波模式, 验证了双共焦谐振腔在太赫兹波段的应用潜力. 在相同电子束参数下, 双共焦波导谐振腔对应的最大输出功率是普通共焦谐振腔的 2 倍以上. 采用双共焦波导结构可以提高准光回旋器件的工作效率, 为研究大功率太赫兹回旋管提供了新的途径. 同时, 研究结果还表明, 双共焦波导中的电磁波模式是一种由两个独立的共焦波导模式叠加而成的混合模式. 当电子束半径很大时, 双共焦结构太赫兹回旋管将有可能实现单注双频工作, 该结果为新型太赫兹辐射源的研究提供了新的途径.

参考文献

- [1] Chu K R 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 489
- [2] Thumm M 2018 *State-of-the-art of High Power Gyro-devices and Free Electron Masers. Update 2017 (KIT Scientific Reports 7750)* (Karlsruhe: Wissenschaftliche Berichte FZKA) pp1–183
- [3] Thumm M, Denisov G G, Sakamoto K, Tran M Q 2019 *Nucl. Fusion* **59** 073001
- [4] Nusinovich G S, Thumm M, Petelin M I 2014 *J. Infrared Millimeter Terahertz Waves* **35** 325
- [5] Kariya T, Minami R, Okada M, et al. 2019 *Nucl. Fusion* **59** 066009
- [6] Fu W J, Guan X T, Chen C, Li X Y, Yuan X S, Yan Y 2014 *IEEE Trans. Electron Dev.* **61** 2531
- [7] Idehara T, Sabchevski S P 2017 *J. Infrared Millimeter Terahertz Waves* **38** 62
- [8] Tsvetkov A I, Fokin A P, Sedov A S 2019 *J. Infrared Millimeter Terahertz Waves* **40** 696
- [9] Kumar N, Singh U, Bera A, Sinha A K 2016 *Infrared Phys. Technol.* **76** 38
- [10] Yuan X S, Yan Y, Fu W J, Liu D W 2012 *J. Infrared Millim. Waves* **31** 342 (in Chinese) [袁学松, 鄢扬, 傅文杰, 刘頔威]

- 2012 红外与毫米波学报 **31** 342]
- [11] Huang L P, Hong B B, Liu C, Tang C J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 118401 (in Chinese) [黄丽萍, 洪斌斌, 刘畅, 唐昌建 2014 物理学报 **63** 118401]
- [12] Sirigiri J R, Shapiro M A, Temkin R J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 258302
- [13] Ginzburg N S, Zotova I V, Sergeev A S, Zaslavsky V Y, Zheleznov I V 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 105101
- [14] Nanni E A, Lewis S M, Shapiro M A, Griffin R G, Temkin R J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 235101
- [15] Hu W, Shapiro M, Kriescher K E, Temkin R J 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 366
- [16] Joye C D, Shapiro M, Sirigiri J R, Temkin R J 2009 *IEEE Trans. Electron Dev.* **56** 818
- [17] Guan X T, Fu W J, Yan Y 2017 *J. Infrared Millimeter Terahertz Waves* **38** 1457
- [18] Yao Y L, Wang J X, Li H, Tian Q Z, Dong K, Fu H, Lou Y 2017 *IEEE Trans. Electron Dev.* **64** 1781
- [19] Soane A V, Shapiro M A, Jawla S, Temkin R J 2017 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **45** 2835
- [20] Fu W J, Guan X T, Yan Y 2019 *Phys. Plasmas* **26** 043109
- [21] Yao Y L, Wang J X, Liu G, Li H, Dong K, Zhang B, Luo Y 2018 *IEEE Electron Device Lett.* **39** 436
- [22] Fu W J, Guan X T, Yan Y 2016 *Phys. Plasmas* **23** 013301
- [23] Guan X T, Fu W J, Lu D, Yang T B, Yan Y 2018 *IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC) Monterey, USA, April 24–26, 2018*, pp1,2
- [24] Nusinovich G S 2018 *Phys. Plasmas* **25** 073104
- [25] Guan X T 2018 *Ph. D. Dissertation* (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [关晓通 2018 博士学位论文 (成都: 电子科技大学)]
- [26] Liu S G, Zhang Y X, Yin Y 2011 *J. Phys. D Appl. Phys.* **44** 375105
- [27] Luchinin A G, Nusinovich G S 1984 *Int. J. Electron.* **57** S27
- [28] Nusinovich G S 2019 *Phys. Plasmas* **26** 053107
- [29] Han Y, Yuan X S, Ma C Y, Yan Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 064102 (in Chinese) [韩煜, 袁学松, 马春燕, 鄢扬 2012 物理学报 **61** 064102]
- [30] Zhou J, Liu D G, Liao C, Li Z H 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 2002

Design of second harmonic terahertz gyrotron cavity based on double confocal waveguide*

Guan Xiao-Tong¹⁾²⁾ Fu Wen-Jie^{2)†} Lu Dun²⁾ Yang Tong-Bin²⁾
Yan Yang²⁾ Yuan Xue-Song²⁾

1) (*School of Physics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China*)

2) (*Terahertz Research Center, School of Electronic Science and Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China*)

(Received 12 August 2019; revised manuscript received 5 December 2019)

Abstract

Quasi-optical confocal cylindrical waveguide possesses a lot of good characteristics, such as big power capacity and low mode density, which can suppress the mode competition in beam-wave interaction. So quasi-optical waveguide has a great advantage in designing high harmonic terahertz gyrotrons. For the reason that part of electron beams located in a region of weak field intensity play a limited role in beam-wave interactions, the beam-wave interaction is not efficient in confocal cavity. Motivated by enhancing the beam-wave interaction efficiency of quasi-optical gyrotron, we propose a novel terahertz harmonic gyrotron cavity with double confocal waveguide in this paper. The transverse field distribution and the mode spectrum in double confocal waveguide are analyzed and presented. A 330 GHz second harmonic gyrotron with double confocal cavity is designed, theoretically analyzed and simulated by using a particle-in-cell (PIC) code. The results obtained for double confocal cavity are compared with the results for single confocal cavity, and the physical mechanism of beam-wave interaction enhancement in double confocal cavity is discussed. Theoretical results show that the double confocal cavity is able to increase the coupling strength of beam-wave interaction, thus, to improve the output power and the interaction efficiency of quasi-optical gyrotron. The PIC simulation results suggest that a high-order waveguide mode in double confocal cavity can steadily interact with the high harmonic cyclotron mode of electron beam without mode competition. Driven by a 40 kV, 2 A electron beam with a guiding center radius of 1.65 mm and velocity ratio equal to 1.5, output power of 9.9 kW at 328.93 GHz can be generated in the designed double confocal cavity. The beam-wave interaction efficiency increases from 5.3% in single confocal cavity to 12.4% in dual confocal cavity under the same operation parameters. The double confocal cavity has great potential applications in terahertz band. Moreover, this study indicates that the eigen mode in double confocal waveguide is a kind of hybrid mode superimposed by two independent single confocal waveguide modes. This mode characteristic will be beneficial to designing a multifrequency gyrotron oscillator operated in two modes and two cyclotron harmonics, simultaneously, with a single electron beam used, which provides a new possibility to develop the novel terahertz radiation source.

Keywords: terahertz gyrotron, high harmonic, quasi-optical cavity, double confocal waveguide

PACS: 84.40.Ik, 41.20.-q

DOI: 10.7498/aps.69.20191222

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2019YFA0210202), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61971097, 61771096), the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. ZYGX2019J012), and the Terahertz Science and Technology Key Laboratory of Sichuan Province Foundation, China (Grant No. THZSC201801).

† Corresponding author. E-mail: fuwenjie@uestc.edu.cn