

边加载径向三腔渡越时间振荡器设计*

臧杰锋, 刘庆想, 林远超, 丁艳峰, 王彬蓉

(西南交通大学 物理科学与技术学院, 成都 610031)

摘 要: 提出了一种边加载结构的径向三腔渡越时间振荡器。通过 1 维单粒子理论研究了直流渡越角和电压调制系数对束-波相互作用效率的影响,并进行了 2.5 维数值模拟验证。数值模拟研究表明:该器件具有低阻抗、高效率、输出微波频率单一稳定等特点。在 400 kV, 60 kA 无外加引导磁场的条件下,获得了平均功率为 8 GW, 频率为 3.9 GHz 的微波输出,效率达 33.3%, 阻抗仅为 6.7 Ω 。

关键词: 边加载; 渡越时间; 低阻抗; 直流渡越角; 电压调制系数

中图分类号: TN122 **文献标志码:** A

径向三腔渡越时间振荡器^[1]具有低阻抗、高效率、输出微波频率单一稳定、对电子束质量要求不高等特点。粒子模拟研究表明^[1], 径向三腔渡越时间振荡器在 450 keV, 60 kA 无外加引导磁场的条件下, 获得了频率为 4.1 GHz、平均功率为 7.4 GW 的微波输出, 效率为 27.4%。径向三腔渡越时间振荡器的慢波结构由栅网构成, 在强电流、大调制系数工作状态下易发生击穿现象, 且结构不易实现。本文提出了一种边加载的径向三腔渡越时间振荡器。采用 1 维单粒子理论分析^[2-4], 研究了直流渡越角和电压调制系数对束-波相互作用效率的影响, 并以此为依据设计了一个 C 波段的径向边加载三腔渡越时间振荡器。利用粒子模拟程序对 1 维单粒子理论研究结果进行了模拟验证, 经过优化设计, 获得了较好的微波输出。

1 边加载径向三腔渡越时间振荡器结构

边加载径向三腔渡越时间振荡器的高频结构如图 1 所示。在这种改进型结构中, 利用双边加载金属圆筒代替径向三腔渡越时间振荡器中的栅网, 两组圆筒之间的间隙为电子束通道, 同时也是微波的耦合通道。为确保不出现击穿, 可以适当增大金属圆筒的厚度, 并可对圆筒端面倒弧, 图 1 中圆筒厚度为 5 mm。该结构拥有类似与径向 $2\pi/3$ 模^[5-8]的模式, 其谐振频率主要是由加载的金属圆筒的长度和两个圆筒之间的轴向距离决定。

图 2 为一定结构尺寸下 TM_{001} 的 $2\pi/3$ 模场分布。它与栅网结构的径向三腔渡越时间振荡器的 $2\pi/3$ 模场分布基本一致, 因此我们利用金属圆筒代替栅网的方法是可行的。由图 2 可以看出: 电子束通道中的 $2\pi/3$ 模场分布是由金属圆筒的边缘叠加形成的, 圆筒的长度不仅影响该模式的频率, 还对电子束通道中的场分布有影响, 圆筒间的缝隙越小, 其场分布与栅网结构的 $2\pi/3$ 模场分布越接近。以图 2(a) 所示的场分布为例, 它的径向场沿径向的分布比例如图 3 所示, 图中场为零处为金属圆筒的位置。

圆筒厚度也会对 $2\pi/3$ 模的分布产生局部影响。与速调管的漂移空间类似, 圆筒端面将在一定范围内形成一个非纵向场区域。在径向无网三腔渡越时间振荡器中, 应控制圆筒的厚度, 使之远小于工作模式的波长, 以保证谐振腔之间的耦合, 同时要兼顾射频击穿等问题。

与径向三腔渡越时间振荡器类似, 模拟表明在无网径向三腔渡越时间振荡器中, 电子束在横向也有摆动。由于电子束不能透过金属圆筒, 因此在设计中应尽量不让电子打到金属圆筒上, 即需要尽可能大的电子束通道。另一方面, 图 2 表明电子束通道越小, 通道中的高频场分布与栅网结构的场分布越接近。实际设计时, 可结合数值模拟合理确定通道大小。

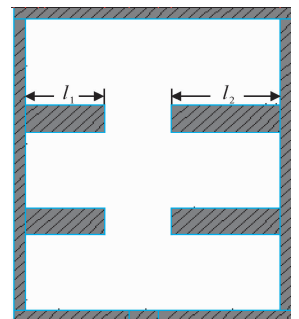


Fig. 1 Resonance cavity of the side appending radial three-cavity transit time oscillator
图 1 边加载径向三腔渡越时间振荡器高频结构

* 收稿日期: 2009-01-09; 修订日期: 2009-06-20

作者简介: 臧杰锋 (1980—), 男, 江苏东台人, 博士生, 讲师, 主要从事高功率微波器件研究; zjf_12345@126.com。

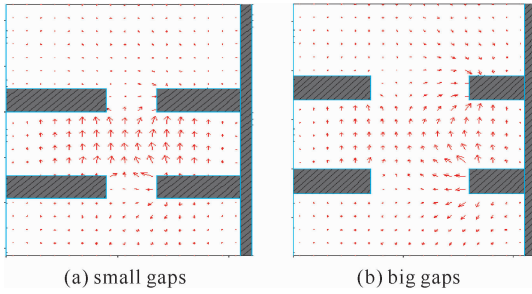


Fig. 2 Distribution of the high frequency field

图 2 高频场分布

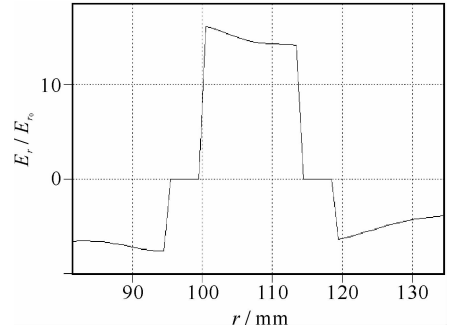


Fig. 3 Distribution of radial electric field

图 3 电场的径向分布曲线

本文设计的 C 波段无网径向三腔渡越时间振荡器的主要参数为:金属圆筒轴向长度为 $l_1 = 1.8 \text{ cm}$ 和 $l_2 = 1.3 \text{ cm}$, 厚度 $s = 5 \text{ mm}$, 谐振频率 4.0 GHz 。

2 1 维理论分析

忽略电子的空间电荷效应,且只考虑纵向电场对电子的作用,电子运动与电场的关系为

$$\frac{dp(t)}{dt} = qE(r)\cos(\omega t + \phi) \quad (1)$$

电子的位移随时间的变化为

$$\frac{dr}{dt} = \frac{p(t)c}{\sqrt{m^2c^2 + p^2(t)}} \quad (2)$$

式中: $p(t)$ 表示电子的动量; c 为光速; $q = -|e|$ 为电子的电荷; m 为电子的静质量; ω 是电场的角频率; ϕ 表示电子进入谐振腔时的电场初始相位; $E(r)$ 表示沿电子运动方向电场振幅。

若以 h 表示单个谐振腔的径向长度,在谐振腔中径向电场可以近似认为 $E(r) = E_1 f(r)$, 其中 E_1 表示电场在 r_1 (谐振腔内径) 处的幅值, $f(r)$ 为径向电场归一化径向分布函数; 在非纵向场区域中, $E(r) = 0$ 。取 $\theta = \omega t$, 对式(1), (2)进行改写, 则

$$\frac{dp}{d\theta} = \frac{W_0 A}{\theta_0 v_0} f(r) \cos(\theta + \phi) \quad (3)$$

$$\frac{d(r/h)}{d\theta} = \frac{1}{\theta_0 v_0} \frac{pc}{\sqrt{m^2c^2 + p^2}} \quad (4)$$

式中: $\theta_0 = \omega h / v_0$, 表示单个腔的直流渡越角; 电子初速度 $v_0 = c\sqrt{1 - (1 + W_0/mc^2)^{-2}}$; $W_0 = V_0 q$ 表示电子的初动能, V_0 表示直流加速电压, 电压调制系数 $A = V_1/V_0$, $V_1 = E_1 h$ 。用电子的初动能表示的电子的初动量为 $p(0) = \sqrt{W_0^2/c^2 + 2W_0 m}$ 。假定经过渡越时间 τ 后, 电子束到达谐振腔最大半径处被腔壁吸收, 由式(3), (4)可以看出: 此时动能由 θ_0, W_0, A 及 ϕ 来决定。计算可得最终动能的表达式为

$$W_s = mc^2 \left\{ \sqrt{1 + \left[\frac{p(\tau)}{mc} \right]^2} - 1 \right\} \quad (5)$$

因此, 我们可以对 ϕ 在 $0 \sim 2\pi$ 内取平均值来求得电子束在 $r = r_1 + H$ (H 为最大谐振腔半径) 处的平均动能为

$$W_b = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} W_s(\tau) d\phi \quad (6)$$

若将一个周期平均分为 N 个时间段, 并认为在同一个时间段内, 电子束进入谐振腔时, 电场的相位相等, 第 k 个时间段进入的电子在谐振腔内的运动时间为 τ_k , 离开谐振腔时的动能为 W_{sk} , 则式(6)可表示为

$$W_b = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N W_{sk}(\tau_k) \quad (7)$$

电子的效率为

$$\eta_{el} = 1 - \frac{W_b}{W_0} \quad (8)$$

通过计算式(3)~(8), 电子束的效率可以由一个三参数的函数来求得, 即 $\eta_{el} = \eta_{el}(A, \theta_0, W_0)$ 。如果计算

所得的 η_{el} 值为正, 就表示电子失去能量, 射频场得到能量。

对于谐振腔径向长度为 H , 单个腔径向长度为 h , 金属筒厚度为 s 的径向三腔结构, 其径向场分布可以近似写成

$$f(r) = \begin{cases} r_1/r, & r_1 < r \leq r_1 + h \\ 0, & r_1 + h < r < r_1 + h + s \\ -2r_1/r, & r_1 + h + s \leq r < r_1 + 2h + s \\ 0, & r_1 + 2h + s \leq r < r_1 + 2h + 2s \\ r_1/r, & r_1 + 2h + 2s \leq r < r_1 + 3h + 2s \end{cases} \quad (9)$$

利用式(3)~(8), 可以获得一个周期内电子束与上述场的能量交换的表达式, 从而可以借助数值计算求得电子效率。

取 $s=5 \text{ mm}$, $r_1=15 \text{ cm}$, $W_0=400 \text{ keV}$, 通过改变电压调制系数和直流渡越角 θ_0 进行数值计算。图 4 为当直流渡越角在 $0 \sim 1.8 \text{ rad}$ 范围内变化时, 束-波相互作用效率的最大值随电压调制系数变化的关系曲线。图 5 是电压调制系数为 0.5 时, 束-波相互作用效率随直流渡越角变化的关系曲线。由图 4, 5 可知: 当设计无网径向三腔渡越时间振荡器的结构参数使它满足 $A=0.5$, 直流渡越角为 $\theta_0=1.25 \text{ rad}$ 时可以获得最大束-波相互作用效率。在设计中, 由于电子束电压已知, 故可以通过调节谐振腔的间距来控制直流渡越角, 通过调节束流大小和出口口径径向长度以及谐振腔半径来调节谐振腔中的电压调制系数。

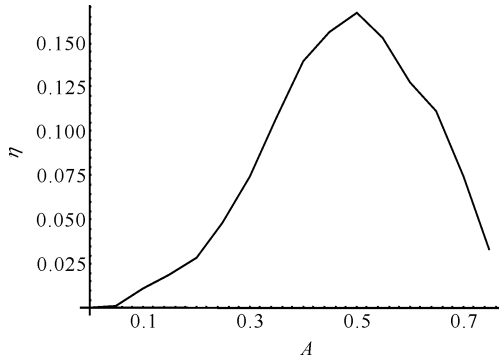


Fig. 4 Beam efficiency vs volt modulating coefficient
图 4 束-波相互作用效率随电压调制系数的变化曲线

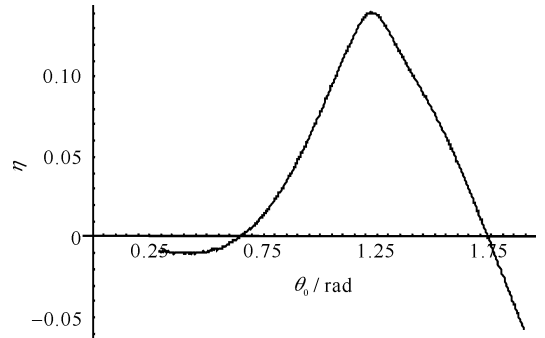


Fig. 5 Beam efficiency vs direct current transmit angle
图 5 束-波相互作用效率随直流渡越角的变化曲线

3 数值模拟

本文设计了一个 C 波段的径向无网三腔渡越时间振荡器, 结构如图 6 所示。采用直接耦合输出的方式, 其主要参数: 金属圆筒轴向长度 $l_1=1.8 \text{ cm}$ 和 $l_2=1.3 \text{ cm}$, 厚度 $s=5 \text{ mm}$, 谐振腔内径 $r_1=15 \text{ cm}$, 输出口口径 0.6 cm , 电子束能量 $W_0=400 \text{ keV}$, 束流 60 kA , 阻抗 6.7Ω 。

利用 2.5 维数值模拟程序 CHIPIC 对优化设计后的径向无网三腔渡越时间振荡腔进行模拟, 结果表明: 当调节单个谐振腔径向长度 $h=1.4 \text{ cm}$ 时, 可以获得频率为 3.9 GHz 、平均功率为 8 GW 的微波输出, 束-波相互作用效率达到 33.3% , 如图 7, 8 所示。由于电子束加载, 使得谐振频率略有下降, 但频率单一性很好。此时的直流渡越角 $\theta_0=1.38 \text{ rad}$, 略高于计算所得的最佳直流渡越角 (1.25 rad)。

在第一个腔中的高频电压场随时间的变化如图 9 所示, 此电压场的振幅约为 190 kV , 因此电压调制系数 $A \approx 0.48$, 它与计算所得的最佳电压调制系数 (0.5) 基本一致。模拟所得的束-波相互作用效率 (33%) 远远高于计算结果 (14%), 其主要原因可能是此时空间电荷效应已经对束-波相互作用过程中产生重要影响, 而变得不可忽略。

图 10 为在稳定束-波相互作用状态下, 某一时刻的相空间图, 图中 r 为径向坐标。由图可以看出: 电子束在 3

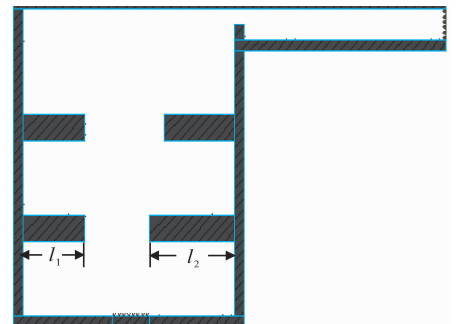


Fig. 6 Side appending radial three-cavity transit time oscillator
图 6 边加载径向三腔渡越时间振荡器的结构

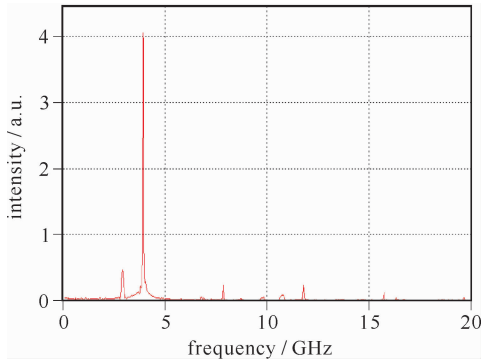


Fig. 7 Frequency of the output wave

图 7 输出微波频谱

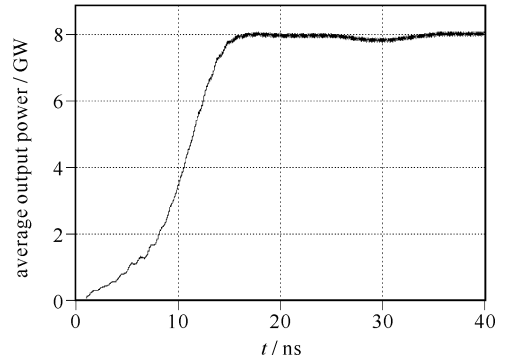


Fig. 8 Average output power of the output wave

图 8 输出微波的平均功率

个谐振腔中都有强烈的速度调制,第 2 腔的调制量约为第 1 腔的 2 倍,群聚主要发生在第 3 腔,且在电子束到达收集极时电子束的能散度较低。

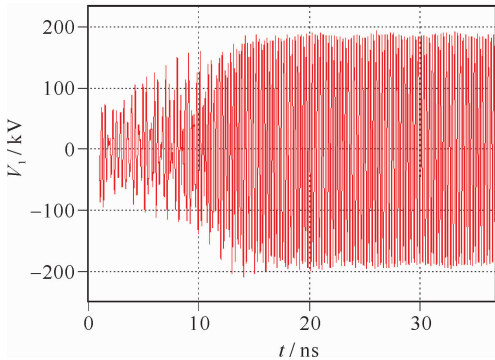


Fig. 9 Time vs volts in the first cavity

图 9 第 1 腔中的高频电压随时间变化的曲线

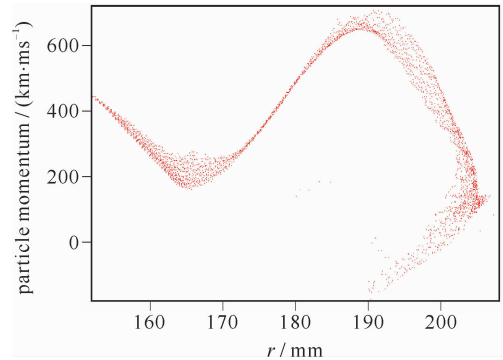


Fig. 10 Phase-space of the beam in the oscillator

图 10 稳定束-波相互作用过程中某一时刻相空间图

图 11 为第 3 腔中的电流随时间变化的情况。由图 11 可见:仅有少数电子在第 3 腔中发生反射,并未形成虚阴极,其束-波相互作用机制应属渡越辐射。按渡越辐射机制计算所得的最佳渡越角和电压调制系数与模拟结果基本一致,也说明其束-波相互作用机制是渡越辐射;器件对电流的调制度相当高,谐振腔的峰值电流超过输入电流的 3 倍。结合图 9 可知该器件可以具有较高的效率。

根据 1 维理论分析可知:束-波相互作用效率与电压调制系数密切相关。当电子束电压一定,可通过改变谐振腔的半径来控制电压调制系数。在电压为 400 kV,按图 12 所示关系,在不同的电流下调节谐振腔内径 r_1 ,谐振腔中的电压调制系数都在 0.5 左右,而束-波相互作用效率可以保持在 33% 左右(改变内径可获得的最大效率),因此称图 12 中不同电流对应的内径为最佳内腔半径。

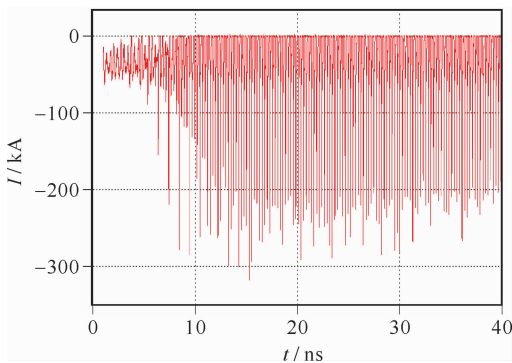


Fig. 11 Beam currents in the third cavity

图 11 第 3 腔中电流随时间变化的曲线

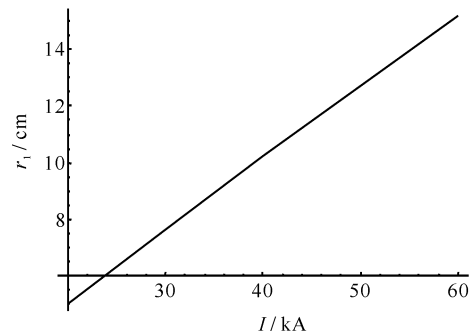


Fig. 12 Cavity radius vs beam current

图 12 谐振腔内腔半径随束流的变化曲线

模拟表明:径向无网三腔渡越时间振荡器可以对径向强流电子束进行很好地调制,最佳电压调制系数和最佳直流渡越角与 1 维单粒子理论的计算结果基本一致,但束-波相互作用效率却远高于理论结果。

4 结 论

本文提出了一种边加载结构的径向三腔渡越时间振荡器。对该器件谐振腔高频特性的数值模拟结果表明,该器件具有与栅网结构的径向三腔渡越时间振荡器相似的高频场分布。利用 1 维单粒子理论研究了直流渡越角和电压调制系数对束-波相互作用效率的影响,并获得了使该器件具有最大束-波相互作用效率的最佳电压调制系数和直流渡越角。粒子模拟结果表明:该器件也具有低阻抗、高效率、频率单一等特点;在 400 kV, 60 kA 无外加引导磁场的条件下,获得了平均功率 8 GW,频率为 3.9 GHz 的微波输出,效率达 33.3%,而阻抗仅为 6.7 Ω 。本文的单粒子 1 维理论分析所得的最佳电压调制系数与直流渡越角与粒子模拟程序的模拟结果基本一致,因此它对该器件的设计将会提供很好的参考作用。但是由于本文的单粒子 1 维理论分析未考虑空间电荷效应的影响,因此所得的束-波相互作用效率偏低,对该器件的理论分析还有待进一步的完善。

参考文献:

- [1] 臧杰锋,刘庆想,林远超,等. 径向三腔渡越时间振荡器数值模拟[J]. 强激光与粒子束, 2008, **20**(3):473-476. (Zang Jiefeng, Liu Qingxiang, Lin Yuanchao, et al. Numerical simulation of three-cavity transit time oscillator. *High Power Laser and Particle Beams*, 2008, **20**(3):473-476)
- [2] Barroso J J. Design facts in the axial monotron[J]. *IEEE Trans on Plasma Science*, 2000, **28**(3):652-656.
- [3] Barroso J J, Kostov K G. Triple-beam monotron[J]. *IEEE Trans on Plasma Science*, 2002, **30**(3):1169-1175.
- [4] Barroso J J. Split-cavity monotrons achieving 40 percent electronic efficiency[J]. *IEEE Trans on Plasma Science*, 2004, **32**(3):1205-1211.
- [5] 臧杰锋,刘庆想,林远超,等. 径向三腔渡越时间振荡器高频特性分析[J]. 强激光与粒子束, 2008, **20**(12):2046-2050. (Zang Jiefeng, Liu Qingxiang, Lin Yuanchao, et al. High frequency characteristics of radial three-cavity transmit time oscillator. *High Power Laser and Particle Beams*, 2008, **20**(12):2046-2050)
- [6] 范植开,刘庆想,于爱民,等. C 波段三腔渡越时间效应振荡器的理论与实验[J]. 中国科学(G 辑), 2003, **33**(6):515-531. (Fan Zhikai, Liu Qingxiang, Yu Aiming, et al. Theory and experiments of the C-band three cavities transit time oscillator. *Science in China (Series G)*, 2003, **33**(6):515-531)
- [7] 范植开,刘庆想. 三腔分离腔振荡器高频特性分析[J]. 电子学报, 2001, **29**(4):538-542. (Fan Zhikai, Liu Qingxiang. Analysis for the high frequency(HF) characteristics of the split three-cavity oscillator with three cavities. *Acta Electronica Sinica*, 2001, **29**(4):538-542)
- [8] 范植开,刘庆想,刘锡三,等. 三腔渡越管振荡器高频结构的解析研究[J]. 强激光与粒子束, 2000, **12**(4):491-496. (Fan Zhikai, Liu Qingxiang, Liu Xisan, et al. Analytic research on the high frequency structure of the three-cavity transit-time tube oscillator. *High Power Laser and Particle Beams*, 2000, **12**(4):491-496)

Design facts in side appending radial three-cavity transit time oscillator

Zang Jiefeng, Liu Qingxiang, Lin Yuanchao, Ding Yanfeng, Wang Binrong
(School of Science, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China)

Abstract: A side appending three-cavity transmit time oscillator is proposed. Through 1-D single particle theory, the effects of the direct current transit angle and the volt modulating coefficient on the microwave power conversion efficiency are analysed. Numerical simulation is done to verify the theoretical analysis results. Numerical simulation indicates that the foilless oscillator can output an average power of 8 GW at 3.9 GHz when excited by a 400 keV, 60 kA radial electron beam, with an impedance of 6.7 Ω .

Key words: side appending; transit time; low impedance; direct current transit angle; volt modulating coefficient