

多载波微放电阈值的粒子模拟及分析

王新波 张小宁 李韵 崔万照 张洪太 李永东 王洪广 翟永贵 刘纯亮

Particle simulation and analysis of threshold for multicarrier multipactor

Wang Xin-Bo Zhang Xiao-Ning Li Yun Cui Wan-Zhao Zhang Hong-Tai Li Yong-Dong Wang Hong-Guang Zhai Yong-Gui Liu Chun-Liang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 157901 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.157901

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.157901>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2017/V66/I15>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于频域电磁场的微波器件微放电阈值快速粒子模拟

Fast particle-in-cell simulation method of calculating the multipactor thresholds of microwave devices based on their frequency-domain EM field solutions

物理学报.2016, 65(23): 237901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.237901>

基于临界电子密度的多载波微放电全局阈值分析

Global threshold analysis of multicarrier multipactor based on the critical density of electrons

物理学报.2016, 65(4): 047901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.047901>

双面次级电子倍增效应向单面次级电子倍增效应发展规律的研究

Research on the development mechanism: from two-sided multipactor to one-sided multipactor

物理学报.2015, 64(20): 207902 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.207902>

金属规则表面形貌影响二次电子产额的解析模型

Analytical model of secondary electron yield from metal surface with regular structures

物理学报.2015, 64(20): 207901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.207901>

电子入射角度对聚酰亚胺二次电子发射系数的影响

Effects of electron incident angle on the secondary electron yield for polyimide

物理学报.2015, 64(15): 157901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.157901>

多载波微放电阈值的粒子模拟及分析*

王新波¹⁾²⁾ 张小宁¹⁾ 李韵²⁾ 崔万照^{2)†} 张洪太²⁾
李永东¹⁾ 王洪广¹⁾ 翟永贵¹⁾ 刘纯亮¹⁾

1) (西安交通大学, 电子物理与器件教育部重点实验室, 西安 710049)

2) (西安空间无线电技术研究所, 空间微波技术重点实验室, 西安 710100)

(2017年4月8日收到; 2017年5月12日收到修改稿)

多载波微放电阈值的准确分析对于空间大功率微波系统的长期可靠性至关重要. 近年来, 一种源于多载波包络周期内少量剩余电子累积的“长周期”微放电机理引发广泛关注. 国内外研究者普遍认为, 相对于单个周期内电子累积的“周期内”微放电, “长周期”微放电应该被优先激发、具有更低的阈值. 但依据长周期微放电判据分析所得的阈值显著高于实验结果. 针对这一问题, 本文采用与实验系统可比拟的微放电判据, 在相同多载波信号激励、相同微波部件条件下, 对微放电的演化过程进行了粒子模拟, 分析了多载波微放电、特别是周期内微放电的行为特性和发生条件, 有效地解释了实验结果. 本文的粒子模拟结果表明, 给定微波部件被优先激发的多载波微放电类型取决于载波频率的配置, 长周期微放电并非一定被优先激发, 这是导致基于长周期微放电判据分析所得阈值显著高于实验结果这一问题的原因所在. 以上结论对于空间大功率微波部件的多载波微放电全局阈值评估和抑制设计具有指导意义.

关键词: 多载波, 微放电阈值, 微波部件, 粒子模拟

PACS: 79.20.Hx, 84.32.-y

DOI: 10.7498/aps.66.157901

1 引言

微放电又称二次电子倍增效应(multi-pactor)^[1,2], 是指真空中的电子在大功率射频场的加速下撞击微波部件内部表面, 形成二次电子倍增并最终引发电子雪崩击穿的物理现象. 微放电在空间大功率微波部件中极易发生, 能够导致部件表面出气、损伤和传输特性的恶化, 影响航天器的在轨安全工作, 严重时可导致航天器的失效^[3,4].

为了有效地避免微放电的发生, 人们对于单频正弦信号激励下的单载波微放电开展了广泛和深入的研究^[5-8], 给出了能够用于分析平行平板结构中微放电发生阈值的敏感曲线^[8], 制定了指导微波部件抗微放电设计和试验的相关标准^[9]. 随着卫星射频功率和通道数量的持续增加, 宽带星载系

统中的多载波微放电问题变得非常突出, 近年来已经成为制约空间大功率微波部件研制的一个难题^[10-14].

在多载波微放电研究初期, 人们仍然沿用单载波微放电的分析方法, 建议使用“20次电子渡越时间”(20 gap crossings)规则作为抑制多载波微放电的设计依据^[9]. 根据这个规则, 在一个多载波信号包络周期内, 如果信号功率超过单载波微放电阈值的时间能够使得电子在微波部件内表面之间渡越超过20次, 即可认为具有在单个包络周期内发生微放电(即“周期内”(single-event)放电)的可能性. 该规则认为只要高功率连续包络的持续时间不超过20次电子渡越时间, 即使多载波信号的瞬时功率超过对应的单载波阈值, 器件仍可安全工作.

近年来, Anza等^[10-12]提出的“长周期”(long-term)多载波微放电的机制改变了上述观点. 根据

* 国家自然科学基金(批准号: U1537211)和空间微波技术重点实验室基金(批准号: 9140C530101150C53011)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: cuiwanzhao@126.com

这个机制,即使在单个包络周期内的电子倍增不足以激发放电击穿,但每个包络周期内的剩余电子可能会在连续的包络周期内累积,最终达到放电击穿所需的电子密度.文献[10]报道了满足“20次电子渡越时间”规则的“安全”信号,仍然能够激发长周期微放电的情况,证实了长周期微放电机制的存在,并立即引发了广泛的关注[11-14].由于长周期微放电源于包络周期内剩余电子的长时间积累,国内外研究者普遍认为相对于周期内放电,长周期放电应被优先激发,并针对长周期放电的阈值预测开展了多方面的理论和实验研究[12].

然而,在作者近期开展的特高频(UHF)频段多载波微放电实验研究中,遇到了依据长周期放电判据分析所得的阈值显著高于实验测量结果的情况,与现有主流观点矛盾.鉴于多载波微放电全局阈值分析的正确性对于星载微波部件的设计及可靠运行极端重要,厘清上述理论与实验结果间的差异非常必要.

本文采用粒子模拟方法,针对实验中采用的同相相位分布多载波信号的微放电演化过程进行了数值模拟,分析了多载波微放电、特别是周期内微放电的行为特性和发生条件,有效地解释了实验结果.本文的模拟和分析结果表明,给定微波部件的多载波微放电类型取决于载波频率的配置.长周期微放电并非一定被优先激发.以上结论对于空间大功率微波部件的多载波微放电全局阈值评估和抑制设计具有指导意义.

2 多载波微放电实验阈值与分析阈值的矛盾

为进行多载波微放电实验研究,西安空间无线电技术研究所空间微波技术重点实验室研制了UHF频段多载波微放电实验系统.系统具有6路高精度相干矢量信号源,可以精确产生指定相位组合的多载波信号.通过采用高灵敏度的调零装置,可以得到 -60 — -70 dBm的微放电检测灵敏度.

为了获得稳定、可重复的多载波微放电测试数据,待测件选取了由两个标准TNC接头、两段阻抗变换段和一段142 mm长的标准同轴波导组成的简单部件,如图1所示.同轴波导段的内外导体半径分别为5.77 mm和13.27 mm,器件基材为铝合金,

表面采用镀银处理.

测试过程严格按照欧空局(European Space Agency)微放电测试标准[9]进行,采用铯137源进行初始电子加载,同时采用正反向调零和谐波测量两种方法进行微放电的高灵敏度检测.通过同时监控微放电对器件传输特性和频谱特性的影响,可以有效地避免可能的误测量,保证测量所得的信号扰动确由微放电导致.



图1 测试样件及其内部结构

Fig. 1. Photograph of the DUT and its cavity structure.

测试中采用的6路载波信号的初始频率为337.5 MHz,频率间隔为1.25 MHz,各载波相位为同相分布.其归一化时域波形如图2(a)所示,包络周期 T 为800 ns.图2(b)为测试系统生成的对应信号的实测波形.可见实验所用信号与预期信号精确相符.以该多载波信号为激励,针对使用相同工艺、同一批次加工的三个待测器件进行了多载波微放电测试.测试中单路载波功率的调谐步长为1 W,测量所得到微放电阈值分别为13, 14和15 W,均值为14 W.考虑到1 W的功率调谐步长,实验及实验数据的重复性、一致性良好.图2(c)给出了微放电发生前后的谐波测量结果.由于微放电的发生将导致被测器件非线性的显著增加,放电后谐波分量的幅度较放电前增加了约20 dB,表明所测信号确由微放电导致.

根据文献[12],长周期多载波微放电的阈值可以通过等效计算或粒子模拟获取器件中二次电子数量随时间的涨落趋势确定.据此分析所得的长周期微放电阈值为29.75 W,显著高于实验所得的14 W均值.如测量所得的14 W阈值由周期内放电引发,那么这一测量结果与“相对于周期内微放电,长周期微放电应该被优先激发”的观点是显著矛盾的.

3 微放电阈值判据

随着计算机模拟技术的发展, 基于器件级“第一性原理”的粒子模拟技术在真空电子器件研究中得到了广泛应用^[15]. 在微放电研究中, 通过在离散网格上对 Maxwell 方程组和 Newton-Lorentz 方程进行迭代求解, 模拟电场与粒子之间的相互作用, 同时引入二次电子发射模型, 描述电子与器件表面的碰撞过程, 可以获得器件内部二次电子数量随时间的动态涨落信息. 本文利用上述信息, 针对实验采用的器件结构、表面镀层的二次电子发射系数、多载波频率配置和同相初始相位分布, 分别进行“周期内”和“长周期”微放电阈值的分析, 并与实验结果进行比较.

图 3 为多载波“长周期”和“周期内”微放电过程中二次电子的累积示意图, 其中 T 为多载波合成信号包络周期. 可见, 对于相同的初始电子加载, 周期内和长周期放电的二次电子累积特性有显著的区别. 在周期内微放电情形中, 二次电子可以在单个包络周期内累积到很大的、足以导致放电的数量, 但在这个多载波包络周期结束时会在低功率包络区域被完全吸收. 与之相比, 在长周期微放电情形中, 二次电子在单个包络周期内的累积数量可能不足够大, 但每个周期结束时会有相比于周期开始时更多的残余二次电子留存, 因此总是可以通过连续多载波包络周期期间的累积达到放电状态.

根据图 3, 对于长周期微放电, 其阈值可以通过功率扫描, 寻找周期期间二次电子累积趋势接近平坦状态的临界功率, 该功率即可视为长周期微放电的阈值. 如多载波信号功率超过此临界功率, 无论二次电子累积的上升趋势如何缓慢, 足够长时间后仍然会导致放电的发生. 但对于周期内微放电, 却难以通过这种趋势的判据得到相应的阈值. 事实上这也是目前多载波微放电阈值研究中的一个尚未解决的问题.

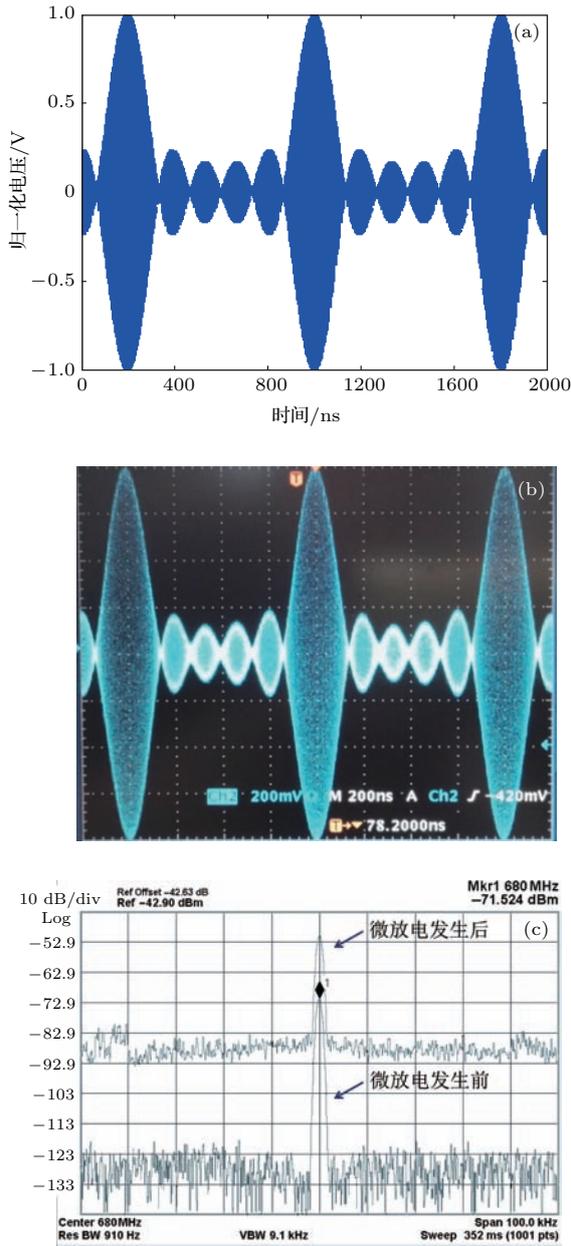


图 2 多载波微放电实验 (a) 理论波形; (b) 实验波形; (c) 微放电引起的二次谐波增强效应

Fig. 2. Test of multicarrier multipactor: (a) Theoretical waveform; (b) experimental waveform; (c) secondary harmonics induced by the multipactor discharge at 680 MHz.

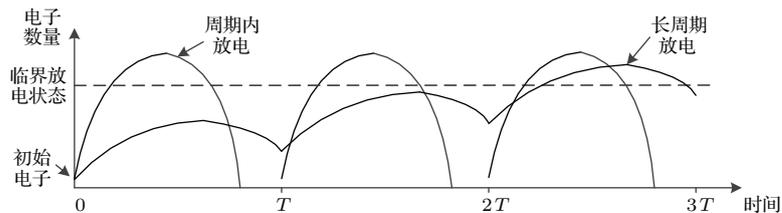


图 3 周期内和长周期多载波微放电过程中的二次电子累积

Fig. 3. Accumulation of electrons in single-event and long-term multicarrier multipactors.

目前, 国际上的主流方法是采用“20次电子渡越时间”规则进行周期内微放电阈值的判断, 但近年来的研究认为该规则缺乏必要的物理意义, 并且得到的阈值过于保守^[12]. 此外, “20次电子渡越时间”规则仅考虑了多载波信号的功率特性, 而与器件结构、表面二次电子发射系数、二次电子累积趋势等因素完全无关. 因此, 利用该规则得到的周期内微放电阈值并不能与基于二次电子累积特征得到的长周期微放电阈值进行比较. 为了能够进行两种阈值的比较, 两种阈值的判据必须基于相同标准. 对于基于粒子模拟的阈值对比而言, 周期内阈值的判断标准应当同样基于二次电子的累积特征. 只有这样, 所得的周期内微放电阈值才能和采用同一器件模型和二次电子发射系数得到的长周期微放电阈值进行合理的对比.

需要注意的是, 多载波微放电测试系统并不能区分所得的阈值类型^[12]. 这意味着对于测试系统而言, 触发放电的标准对于长周期放电和周期内放电是相同的. 这一共同标准就是测试系统的测量灵敏度. 对于给定的测试系统, 其探测灵敏度是给定的. 微放电测试的基本原理是测量待测器件的传输特性(即散射参数 S_{11} 和 S_{21})的变化. 真空腔体内充斥二次电子的空间可以视为广义的等离子体, 其等效介电常数与二次电子密度(或总量)正相关^[14,16]. 在高功率射频信号的作用下, 电子数量会迅速倍增. 当二次电子总量达到一定程度, 使得器件的传输特性发生的变化可以被测试系统以其灵敏度探测得到时, 此时的入射信号功率即为“测试阈值”. 这与实验测量中采用正反向调零来检测反射信号的变化从而判断是否发生微放电是一致的.

尽管测试系统可以得到微放电阈值, 由于微放电发生过程是在瞬时(纳秒量级)完成的, 目前我们还不能通过测试系统获取放电阈值与二次电子累积总量之间的关系. 但是, 这一关系可以通过粒子模拟得到. 在粒子模拟过程中, 电子数涨落及其引起的器件反射系数(S_{11})变化是可以同时得到的. 对于未加载初始电子的待测器件, 测量所得的 S_{11} 参数反映的是由于器件自身的阻抗特性引起的反射波与入射波幅度之比. 加载初始电子后并发生二次电子倍增, 电子数量的增加会导致阻抗不匹配, 引起反射波的增加, 相应地改变 S_{11} 参数. 与实际反射测量系统存在对于反射系数变化的最小分辨

率和最短响应时间相比, 粒子模拟方法对于反射系数变化分析的分辨率和响应时间仅受有效数字位数和所用时间步长的限制. 因此, 通过粒子模拟, 我们可以得到无法通过实验系统得到的电子数量与反射波幅度之间的关联, 进而得到基于电子累积数量的周期内微放电阈值判据.

为了得到上述微放电判据, 我们首先采用了单载波激励信号对图1所示器件进行了微放电过程的模拟. 模拟中采用了商业粒子模拟软件CST Particle studio^[17], 采用银的修正Vaughan二次电子发射模型^[18,19]和包含1000个电子的宏粒子^[15]. 单载波频率设置为340 MHz, 归一化入射波电压为26 V, 高于其单载波微放电阈值模拟结果20 V.

作为基准, 首先在无初始电子条件下进行模拟, 所得归一化反射电压为0.38 V, 对应的 S_{11} 为-36.70 dB. 图4给出了粒子模拟所得的宏粒子数量、有、无初始电子情况下归一化反射波电压以及电磁波向粒子能量转化功率随时间的变化曲线. 由图4(a)可以看出, 在70 ns以内, 电子数量在对数坐标下呈线性增长, 但在该时间段内反射信号幅度与无初始电子的情况几乎相同, 如图4(b)所示, 表明此时二次电子虽按指数增长, 但其总数仍不足以引起可觉察的反射系数变化. 本文称此阶段为微放电的“建立区”.

当模拟时间大于300 ns时, 宏粒子数量趋于 3.6×10^6 个, 如图4(a)所示, 达到饱和状态. 对比图4(b)可以看出, 该时间段内归一化反射波电压趋于稳定, 达到0.9 V, 对应的 S_{11} 为-29.21 dB, 本文称此阶段为微放电的“饱和区”.

模拟时间介于70—300 ns之间时, 从图4(a)可以看出, 宏粒子数量不再随时间呈指数增长, 对应的由电子累积导致的归一化反射波电压从0.38 V显著变化到0.9 V, 如图4(b)所示. 该时间区段可视为微放电的“临界区”. 根据前述微放电测试基于反射波变化的原理, 在此区间内测量得到的阈值均可合理地视为“测量阈值”. 对于给定的实验系统, 其测量所得到的“测试阈值”及其对应的微放电发生的时刻则由该实验系统对于反射波幅度变化的探测灵敏度确定. 因此, 上述“临界区”的定义合理地解释了不同微放电测试系统得到的“测试阈值”有所不同的内在原因.

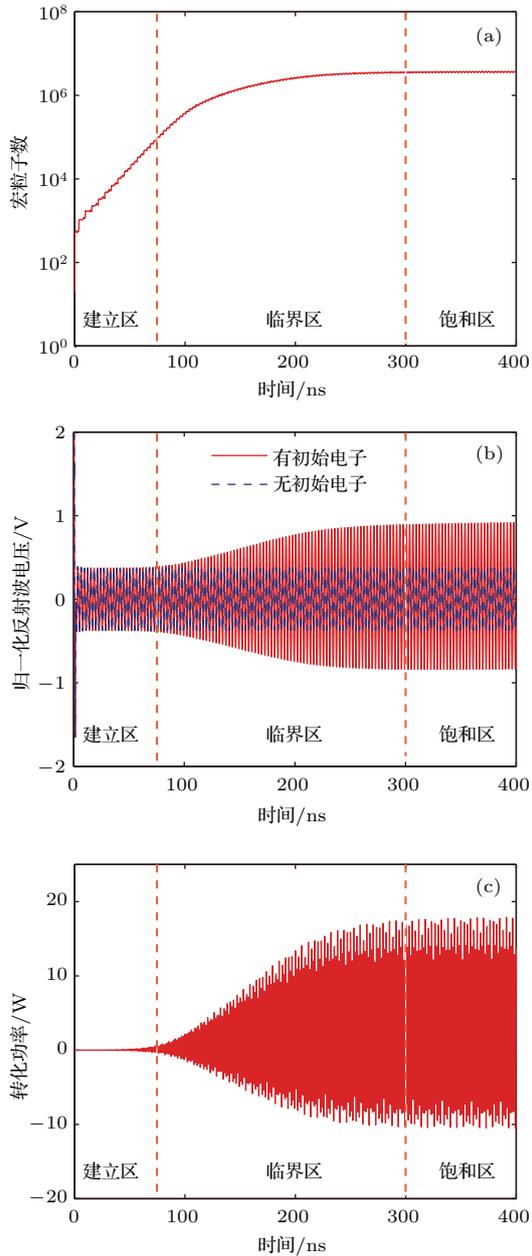


图4 单载波微放电演化过程的粒子模拟 (a) 宏粒子数量; (b) 归一化反射波电压; (c) 转化功率

Fig. 4. Particle simulations of the evolution process of single-carrier multipactor: (a) Accumulation of electrons; (b) normalized reflected wave voltage; (c) converted power.

在本文中,我们以“建立区”中的反射系数为参考值,以“临界区”中反射系数相对参考值增加1—3 dB作为界定临界周期内放电的判断依据.对于现代微波测试系统而言,1—3 dB的反射系数变化已显著大于 S_{11} 测量中由于噪声及时域抖动引起的测量值波动(通常低于1 dB),因此采用这一判据所得的微放电阈值范围是合理的,并且所得结果可以与实验结果相比较.

以实验所用的被测器件为例,当反射系数增加3 dB时,反射信号的归一化电压为0.54 V,对应图4(a)中“临界区”的时刻为133 ns,此时宏粒子数量约为 10^6 个.图4(c)给出了上述过程中电磁波向粒子能量转化的功率曲线.可见,在微放电“建立区”,转化功率极小;在微放电“临界区”,转化功率显著增加;在微放电“饱和区”,转化功率趋于稳定.上述变化趋势与归一化反射波电压的变化规律一致.

4 实验解释

依据以上讨论所得的基于电子累积数量的长周期和基于反射系数变化的周期内微放电阈值判断标准,本文针对实验中采用的载波配置进行了粒子模拟,并对模拟结果进行了对比和讨论,同时对不同载波频率间隔条件下多载波微放电的微放电类型进行了扩展分析.

4.1 1.25 MHz 频率间隔条件下的模拟分析

实验中使用的频率间隔为1.25 MHz、单路载波功率为15 W的同相相位分布6载波合成信号波形用浅灰颜色示于图5(a),其包络周期为800 ns.按照实验中所用的1 W的功率调谐步长,针对单路载波功率分别为12, 13, 14和15 W的多载波信号进行了粒子模拟,模拟时长1600 ns.为了能够模拟激发微放电的最差情况,初始电子在 $t = 320$ ns时刻加载.欧空局微放电设计及测试标准指出,为了得到稳定的测量阈值,微放电实验中需加载足够的种子电子(seeding electrons).遵循上述建议,仿真中初始电子数量选取为560个宏粒子数.

从图5(a)可以看出,当功率从12 W增加至15 W时,峰值宏粒子数量从 4.6×10^5 (对应12 W)增加至 3.0×10^6 (对应15 W).图5(b)和图5(c)分别给出了不同载波功率情况下,有、无初始电子的归一化反射波电压及电磁波向粒子的能量转化功率,相关数值示于表1.从表1可见,当单路载波功率从12 W增加到15 W,有、无初始电子的归一化反射波电压的最大变化量从0.75 dB显著增加到3.38 dB、转化功率从2.1952 W显著增加到17.0405 W.根据反射波电压增量1—3 dB的判据,则模拟所得的微放电阈值应介于12 W和15 W

之间,几乎与实验数据覆盖区间重合.同时,从图5(a)所示连续两个载波包络周期的粒子累积趋势可以看出,第一个多载波包络周期中高功率包络期间累积的二次电子在下一个多载波包络周期中高功率包络到来之前就已完全湮灭,无法形成包络周期期间的剩余电子累积,因而不足以激发长周期微

放电.

以上模拟结果和实验数据的对比表明,对于测量样件,当输入单路载波功率介于12—15 W时,频率间隔为1.25 MHz的6路UHF多载波信号将优先激发周期内微放电,亦即实验中所观察到的放电应属周期内微放电,而非长周期微放电.

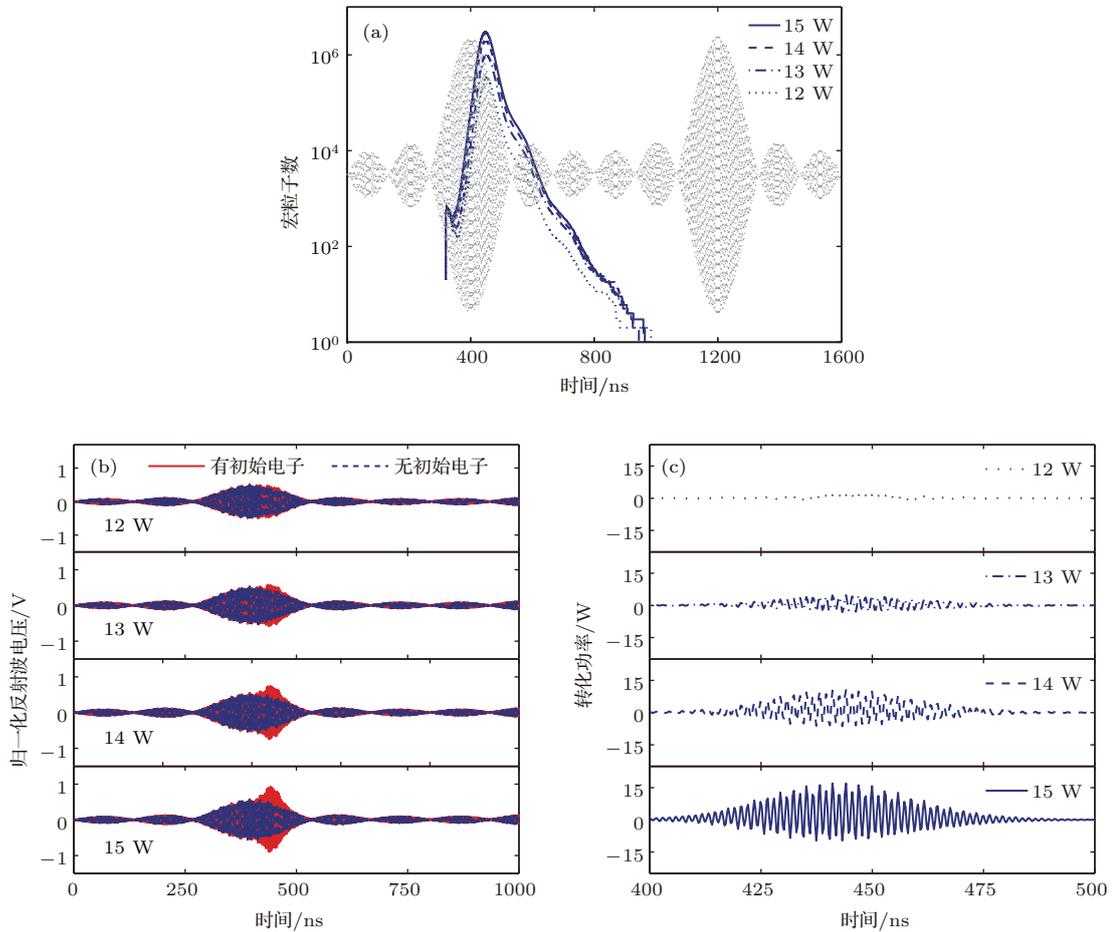


图5 频率间隔为1.25 MHz时不同载波功率的多载波微放电演化过程的粒子模拟 (a) 宏粒子数量,浅灰色背景为供参照的同相多载波信号; (b) 有、无初始电子的归一化反射波电压; (c) 能量转化功率

Fig. 5. Particle simulations for the multicarrier signal with 1.25 MHz spacing: (a) Accumulation of electrons; (b) normalized reflected wave voltages; (c) converted power.

表1 频率间隔为1.25 MHz时多载波微放电的模拟数据
Table 1. Simulation data for 1.25 MHz spacing.

单路载波功率/W	峰值宏粒子数量	最大电子数量对应的反射电压/V	零电子数量对应的反射电压参考值/V	反射电压最大变化量/V	转化功率/W
12	4.6×10^5	0.4719	0.3971	0.0747 (0.75 dB)	2.1952
13	1.1×10^6	0.5928	0.4140	0.1788 (1.56 dB)	5.5296
14	2.0×10^6	0.7253	0.4025	0.3228 (2.56 dB)	10.5575
15	3.0×10^6	0.9058	0.4161	0.4897 (3.38 dB)	17.0405

4.2 扩展频率间隔条件下的模拟分析

为了进一步厘清周期内和长周期微放电间的关系, 本文对 2.5, 5 和 10 MHz 三种频率间隔情况进行了相同的粒子模拟分析.

图 6 给出了频率间隔为 2.5 MHz 时单路载波功率分别为 25, 26, 27 和 28 W 时宏粒子数量随时间的波动曲线, 可以看出电子数整体呈下降趋势, 即不足以激发长周期微放电. 而当功率从 25 W 增加至 27 W 时, 在第一个包络周期内峰值宏粒子数量从 5.3×10^5 (对应 25 W) 增加至 5.0×10^6 (对应 27 W). 不同载波功率情况下, 峰值宏粒子数量, 有、无初始电子情况下的归一化反射波电压及其差值、电磁波向粒子的能量转化功率相关特性数值示于表 2. 可以看出, 当单路载波功率从 25 W 增加到 27 W, 有、无初始电子情况下的归一化反射波电压的最大变化量从 1.41 dB 显著增加到 5.61 dB、转化功率从 2.4637 W 显著增加到 38.2456 W. 根据反射波电压增量 1—3 dB 的判据, 则模拟所得的微放电阈值应介于 25 W 和 27 W 之间. 通过以上分析可以看出, 对于 2.5 MHz 的频率间隔, 周期内放电仍然被优先激发.

图 7 给出了频率间隔为 5 MHz 时单路载波功率分别为 29 W 和 30 W 时宏粒子数量随时间的波动曲线, 可以看出发生了长周期放电, 阈值介于 29 W 和 30 W 之间. 而在第一个包络周期内峰值宏粒子数量从 1.1×10^5 (对应 29 W) 增加到 2.2×10^5 (对应 30 W), 有、无初始电子情况下归一化反射波电压的最大变化量从 0.16 dB 增加到 0.63 dB, 小于 1 dB 的判断阈值. 通过以上分析可以看出, 对于 5 MHz 的频率间隔, 长周期微放电被优先激发.

图 8 给出了频率间隔为 10 MHz 时单路载波功率分别为 30 W 和 31 W 时宏粒子数量随时间的波动曲线, 可以看出发生了长周期微放电, 阈值介于

30 W 和 31 W 之间. 而在第一个包络周期内峰值宏粒子数量不足 10^5 , 并且有、无初始电子情况下的归一化反射波电压的最大变化量不足 1 dB, 不足以激发周期内微放电. 通过以上分析可以看出, 对于 10 MHz 的频率间隔, 长周期微放电同样被优先激发.

对比图 5(a)、图 6、图 7 和图 8 可以看出, 随着频率间隔的增加, 多载波合成信号的包络周期成比例减小, 1.25 MHz 频率间隔的包络周期为 800 ns, 而 10 MHz 频率间隔的包络周期为 100 ns, 前者是后者的 8 倍. 结合粒子模拟结果, 可以看出当频率间隔较窄时, 周期内微放电被优先激发; 频率间隔增大时, 包络周期变小, 单个包络周期内难于激发周期内微放电, 剩余电子更容易在连续的多个包络周期期间累积, 从而激发长周期微放电.

基于以上分析, 发生多载波微放电的类型取决于多载波信号的载波频率间隔 (或带宽), 因而长周期微放电并非一定被优先激发. 对于多载波微放电全局阈值的预测应当同时进行周期内和长周期微放电阈值分析, 并取其低者作为全局微放电阈值.

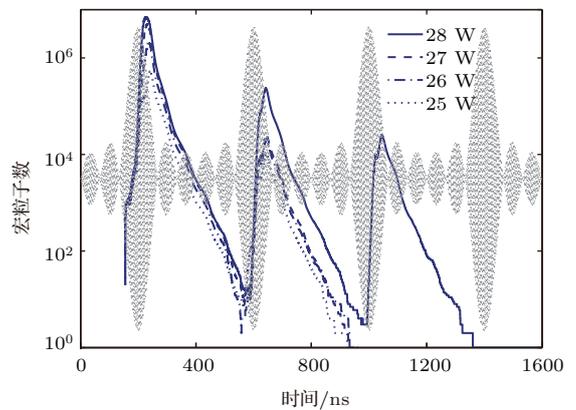


图 6 频率间隔为 2.5 MHz 时宏粒子数量随时间和功率的变化
Fig. 6. Accumulation of electrons versus time and signal power for 2.5 MHz spacing.

表 2 频率间隔为 2.5 MHz 时多载波微放电的模拟数据
Table 2. Simulation data for 2.5 MHz spacing.

单路载波功率/W	峰值宏粒子数量	最大电子数量对应的反射电压/V	零电子数量对应的反射电压参考值/V	反射电压最大变化量/V	转化功率/W
25	5.3×10^5	0.2858	0.2064	0.0794 (1.41 dB)	2.4637
26	2.2×10^6	0.7253	0.3768	0.3485 (2.84 dB)	13.0879
27	5.0×10^6	1.0739	0.2949	0.3228 (5.61 dB)	38.2456
28	7.1×10^6	1.3560	0.2795	1.0765 (6.86 dB)	58.8131

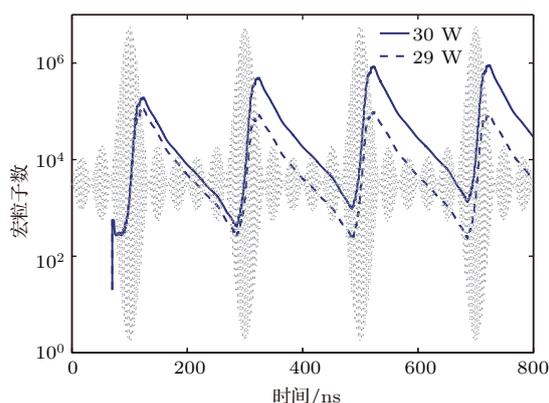


图7 频率间隔为 5 MHz 时宏观粒子数量随时间和功率的变化

Fig. 7. Accumulation of electrons versus time and signal power for 5 MHz spacing.

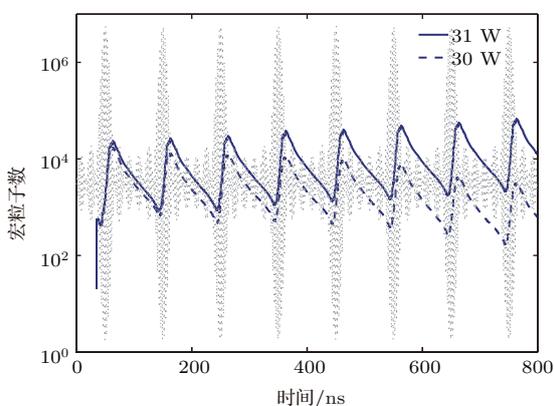


图8 频率间隔为 10 MHz 时宏观粒子数量随时间和功率的变化

Fig. 8. Accumulation of electrons versus time and signal power for 10 MHz spacing.

5 结 论

本文针对前期实验测量所得的多载波微放电阈值与分析阈值存在较大差别的问题, 采用与实验系统可比拟的微放电判据, 在相同多载波信号激励、相同微波部件条件下, 对微放电的演化过程进行了粒子模拟, 分析了多载波微放电、特别是周期内微放电的行为特性和发生条件, 有效地解释了实验结果. 本文的粒子模拟结果表明, 给定微波部件被优先激发的多载波微放电类型取决于载波频率的配置, 长周期微放电并非一定被优先激发, 这是导致基于长周期微放电判据分析所得阈值显著高

于实验结果这一问题的原因所在. 以上结论对于空间大功率微波部件的多载波微放电全局阈值评估和抑制设计具有指导意义.

参考文献

- [1] Farnsworth P T 1934 *Franklin Inst.* **218** 411
- [2] Vaughan J R M 1988 *IEEE Trans. Electron. Dev.* **35** 1172
- [3] Anderson R A, Brainard J P 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 1414
- [4] Rasch J 2012 *Ph. D. Dissertation* (Goteborg: Chalmers University of Technology)
- [5] Kishek R A, Lau Y Y, Ang L K, Valfells A, Gilgenbach R M 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2120
- [6] Coves A, Torregrosa P G, Vicente C, Gemeino B, Boria V E 2008 *IEEE Trans. Electron Dev.* **55** 2505
- [7] Vdovicheva N K, Sazontov A G, Semenov V E 2004 *Radiophys. Quantum Electron.* **47** 580
- [8] Hatch A J, Williams H B 1958 *Phys. Rev.* **112** 681
- [9] ESA-ESTEC 2003 *Space Engineering: Multipacting Design and Test* (vol. ECSS-20-01A) (Noordwijk: ESA Publication Division)
- [10] Anza S, Vicente C, Gimeno B, Boria V E, Armendáriz J 2007 *Phys. Plasmas* **14** 082112
- [11] Anza S, Mattes M, Vicente C, Gil J, Raboso D, Boria V E, Gimeno B 2011 *Phys. Plasmas* **18** 032105
- [12] Anza S, Vicente C, Gil J, Mattes M, Wolk D, Wochner U, Boria V E, Gimeno B, Raboso D 2012 *IEEE Trans. Microw. Theory Technol.* **60** 2093
- [13] Song Q Q, Wang X B, Cui W Z, Wang Z Y, Ran L X 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 220205 (in Chinese) [宋庆庆, 王新波, 崔万照, 王志宇, 冉立新 2014 物理学报 **63**220205]
- [14] Wang X B, Li Y D, Cui W Z, Li Y, Zhang H T, Zhang X N, Liu C L 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 047901 (in Chinese) [王新波, 李永东, 崔万照, 李韵, 张洪太, 张小宁, 刘纯亮 2016 物理学报 **65** 047901]
- [15] Barker R J, Schamiloglu E 2001 *High-Power Microwave Sources and Technologies* (Wiley-IEEE Press)
- [16] Kong J A 2008 *Electromagnetic Wave Theory* (2008 Ed.) (Cambridge: EMW Publishing)
- [17] Computer Simulation Technology (CST) Center 2012 Framingham MA <http://www.cst.com> [2017-1-21]
- [18] Vaughan J R M 1993 *IEEE Trans. Electron. Dev.* **40** 830
- [19] Vicente C, Mattes M, Wolk D, Hartnagel H L, Mosig J R, Raboso D 2005 *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest* Long Beach, USA June 12-17, 2005 p1055

Particle simulation and analysis of threshold for multicarrier multipactor*

Wang Xin-Bo¹⁾²⁾ Zhang Xiao-Ning¹⁾ Li Yun²⁾ Cui Wan-Zhao^{2)†} Zhang Hong-Tai²⁾
Li Yong-Dong¹⁾ Wang Hong-Guang¹⁾ Zhai Yong-Gui¹⁾ Liu Chun-Liang¹⁾

1) (Key Laboratory for Physical Electronics and Devices of the Ministry of Education, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

2) (National Key Laboratory of Science and Technology on Space Microwave, Xi'an Institute of Space Radio Technology, Xi'an 710100, China)

(Received 8 April 2017; revised manuscript received 12 May 2017)

Abstract

The multicarrier multipactor is a phenomenon that can be observed in vacuum environment due to the effect of secondary electron emission. Accurate analysis of the threshold of multicarrier multipactor is crucial for the long-term reliability of high-power spaceborne microwave system, and therefore it has been attracting more and more interests in fields of high-power microwave community, plasma physics and aerospace engineering. Recently, a new mechanism of multicarrier multipactor, termed “long-term” multipactor, induced by sustained accumulation of residual electrons between successive envelope periods of multicarrier signals has received much attention. Comparing with the “single-event” multipactor induced by the electron accumulation inside a single envelop period, researchers tend to believe that the threshold of the long-term discharge should be lower. However, recent experimental results show an opposite conclusion. In this work, in order to investigate the contradiction between the experimental and theoretical studies on the thresholds of multicarrier multipactors, particle simulations are used to simulate the evolution process of the multicarrier multipactor under the same conditions and judgement criterion. The behavioral characteristics and occurrence condition for multicarrier multipactors, especially the single-event ones, are analyzed based on a power scanning analysis, and the conflicting results are effectively explained. Our simulations show that if the evolution process of a multipactor can be divided into three phases, i.e., establishment phase, critical phase and saturation phase, the experimental reflection coefficient can be corresponding to the reflection coefficient simulated in the critical phase. The simulation results indicate that the type of the multipactor discharge would depend on the configuration of multicarrier signals. For multicarrier signals with relatively narrow bandwidths, single-event multicarrier multipactors could occur in the first place at a lower threshold power. Therefore, the threshold of a long-term discharge is not necessarily lower than that of a single-event one. This conclusion is important for estimating and suppressing the multicarrier multipactors in the design of high-power spaceborne microwave components.

Keywords: multicarrier, multipactor threshold, microwave components, particle simulation

PACS: 79.20.Hx, 84.32.-y

DOI: 10.7498/aps.66.157901

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U1537211) and the Foundation of National Key Laboratory of Science and Technology on Space Microwave, China (Grant No. 9140C530101150C53011).

† Corresponding author. E-mail: cuiwanzhao@126.com