

多载波微放电中二次电子横向扩散的概率分析*

宋庆庆¹⁾ 王新波²⁾³⁾ 崔万照²⁾ 王志宇^{1)†} 冉立新¹⁾

1) (浙江大学, 应用电磁波研究实验室, 杭州 310027)

2) (西安空间无线电技术研究所, 西安 710100)

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

(2014年5月18日收到; 2014年6月28日收到修改稿)

长周期多载波微放电是近年来新发现的、主要发生在宽带、大功率真空微波部件中的二次电子倍增放电现象. 与发生在单个载波周期中的多载波微放电相比, 长周期多载波微放电来源于多个载波周期中的二次电子累积, 具有相对较低的放电阈值和不可预测性, 对空间和加速器应用中宽带大功率微波部件的长期可靠性带来了新的隐患. 为解决长周期多载波微放电阈值分析中非均匀场激励下二次电子累积的理论计算问题, 本文采用概率方法, 通过引入随机漫步和 Branching Levy 漫步模型, 对微放电过程中二次电子横向扩散所需遵循的概率模型进行了严格的推导, 并采用所得的概率密度函数, 给出了主模为 TE_{10} 模的矩形波导中多载波激励下二次电子积累过程的纯理论计算. 与相同条件下采用粒子仿真所得的结果对比, 本文给出的计算结果与仿真结果相符合, 同时计算耗时减少了接近一个数量级. 本文报道的二次电子横向扩散的概率描述可广泛应用于大功率真空电子和电磁器件领域.

关键词: 多载波微放电, 二次电子, 随机漫步, 概率密度

PACS: 02.50.-r, 05.40.Fb, 79.20.Hx

DOI: 10.7498/aps.63.220205

1 引言

1934年, Farnsworth^[1]首次报道了被称为“微放电”(multipactor)的物理现象. 当真空金属腔体中的初始电子受到大功率射频或微波电场加速时, 其与腔体金属壁的碰撞可以在金属表面激发出二次电子. 当射频功率足够大时, 上述二次电子的激发可能产生雪崩倍增效应, 引发持续的自激放电现象, 即微放电现象. 微放电的发生将导致大功率射频和微波部件匹配和传输特性的恶化, 严重时可直接导致器件的失效. 在过去的数十年中, 微放电研究引发了领域内的极大关注, 并有诸多研究成果报道^[2,3]. 目前, 窄带(单载波)系统中的微放电阈值已经可以理论预测, 相应的微放电抑制设计准则和方法也得到了实践的检验^[4,5].

近年来, 一种特殊的“长周期”(long-term)多

载波微放电现象见诸报道, 并立即在高功率电磁领域引发了很多关注^[6-11]. 与对应的窄带、“单载波”微放电的放电机理不同, 长周期多载波微放电可以由较低能量的二次电子激励, 并经过连续多个多载波周期的长时间累积后形成自激放电, 形成更为复杂的微放电过程. 这种特殊的多载波微放电具有很大的随机性和不可预测性, 对大功率空间和加速器应用的可靠性带来了新的潜在威胁, 再次引起了领域内的广泛关注. 在最新的长周期多载波微放电研究中, Anza等^[10-12]通过摒弃传统微放电理论中的稳态假设, 提出了一种可用于均匀电场中的多载波微放电二次电子累积的理论分析方法, 但非均匀场中的长周期微放电的理论分析尚无文献报道. 迄今, 非均匀场中多载波微放电的二次电子累积过程只能依靠极其耗时的电磁-粒子联合仿真进行研究^[13,14]. 由于绝大多数的大功率射频和微波部件

* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 61131002)和国家重点实验室基金项目(批准号: 9140A21060211HT0511)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zywang@zju.edu.cn

均使用矩形波导、同轴波导和圆波导等具有非均匀场分布模式的腔体实现, 因此研究非均匀电场中二次电子的激励和累积过程, 进而得到长周期多载波微放电的放电阈值, 对于大功率真空电子和电磁应用具有非常重要的理论和工程实际意义.

进行非均匀场条件下二次电子累积计算的关键, 是得到微放电过程中二次电子在大功率微波部件腔体中横向扩散的物理描述. 在均匀场条件下, 二次电子的横向扩散在概率上是均匀、各向同性的, 因此在二次电子累积计算中不必考虑横向扩散的因素; 但在非均匀场中, 二次电子的横向扩散不再各向同性, 因此必须在理论计算中计入横向扩散的影响. 对此, 本文采用概率方法对非均匀场中的多载波微放电进行理论分析, 通过引入随机漫步 (random walk) 和 Branching Levy 漫步 (Branching Levy walk) 模型, 对微放电过程中二次电子横向扩散所需遵循的概率模型进行了严格的推导, 并采用所得的概率密度函数, 给出了主模为 TE_{10} 模式的矩形波导中多载波微放电二次电子积累过程的纯理论计算. 与采用粒子仿真所得的结果对比, 本文给出的纯理论计算结果与仿真结果相符合, 同时计算耗时减少了接近一个数量级.

2 理论分析

不失一般性, 我们以矩形波导的 TE_{10} 模式为例进行非均匀场条件下的多载波微放电分析. 图 1(a) 为定义在 x - y - z 坐标系中的矩形波导, 图 1(b) 为 TE_{10} 模式的横向电场分布. 可见, 在 x - y 截面, 电场沿着 x 方向并非均匀分布, 因此 Anza 给出的均匀场条件下的理论分析方法并不适用.

为了计算上述非均匀场中的多载波微放电, 我们可以将其横向截面均匀分割成若干区域, 如图 1(b) 所示. 当这些区域的数量足够多时, 每个区域内的电场可以视为均匀场, 从而每个区域内积累的二次电子可以采用 Anza 的方法进行计算. 但是, 在将每个区域的二次电子数量累加、计算腔体内部总的二次电子累积时, 我们还需要知道不同区域之间的二次电子的横向扩散, 从而在迭代计算中将总的二次电子数量合理地分配到各个区域.

迄今, 所有有关微放电的理论分析均基于二次电子逸出模型 (secondary electron yield, SEY), 以及二次电子逸出速度和角度的概率密度分布 [3]. 本文也基于上述模型和概率密度分布, 同时引入随机

漫步理论, 利用概率方法, 严格推导二次电子横向扩散的概率密度分布.

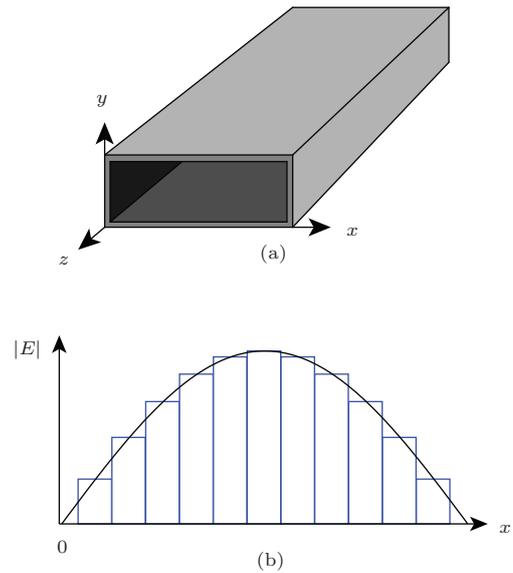


图 1 非均匀场中多载波微放电的理论分析模型

首先将图 1 中的均匀场区域等效为平行板波导, 并考虑二次电子在平行板间的碰撞和横向扩散, 如图 2 中的俯视图 (左) 和侧视图 (右) 所示. 其中, 图 2(a) 中 SEY 恒为 1, 即电子的每次碰撞仅导致 1 个二次电子的逸出; 图 2(b) 中 SEY 恒为 1.28, 即单个电子经 9 次碰撞后, 累积二次电子的概率数量为 11. 通过将图 2 中二次电子的运动与布朗运动进行类比, 我们可以引入随机漫步和 Branching Levy 漫步理论对二次电子的随机运动行为进行概率分析 [15-21].

首先考虑 SEY=1 的情况, 此时二次电子的运动与布朗运动 (Brownian motion) 类似, 不同之处是: 布朗运动中微小颗粒 (如灰尘) 的随机漫步来源于与大量周边粒子 (如空气分子) 的随机碰撞; 而本文中, 二次电子的随机漫步来源于与平行导体平面的大量随机碰撞. 根据文献 [10], 在每次碰撞后, 二次电子的逸出角度 θ 满足概率密度函数 $p(\theta) = \sin 2\theta$. 同时, 其逸出方位角 φ 满足概率密度函数 $p(\varphi) = 1/2\pi$. 在图 2(a) 中, 平行板间二次电子的运动由一系列随机路径组成, 每条路径都对应一个由 $p(\theta)$ 和 $p(\varphi)$ 决定的反射角. 理论上, 二次电子在平行板之间的渡越时间由逸出速度和加速电场共同决定的, 其中逸出速度满足 Maxwellian 概率分布 [10]. 但在本文中, 由于二次电子在平行金属表面间的随机碰撞与周期加速电场完全不同步, 因

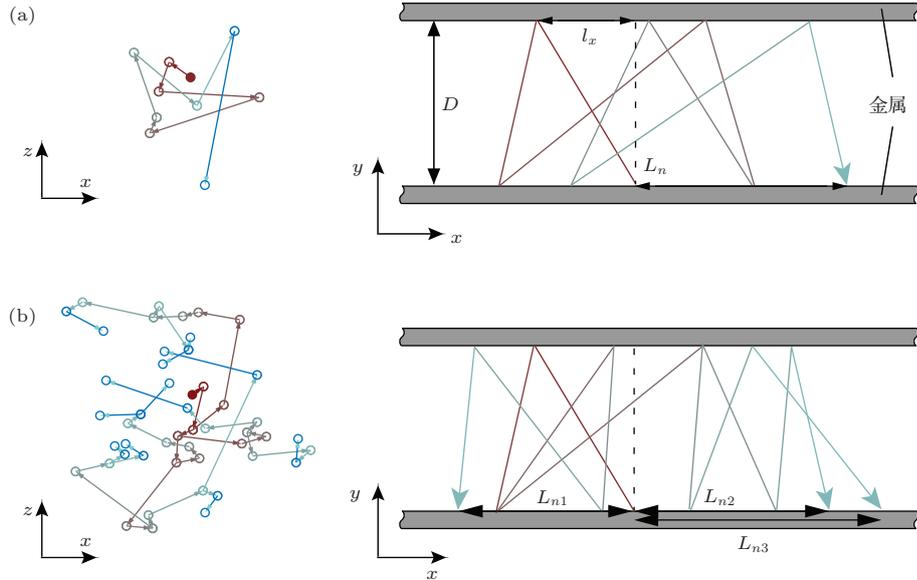


图2 均匀场中二次电子横向扩散 (a) 随机漫步; (b) Branching Levy 漫步

此对于大量的随机碰撞而言, 粒子被电场加速和减速的宏观概率相等, 因此加速电场对横向扩散的影响可以忽略, 可认为上述随机漫步路径与加速电场无关^[10].

假设二次电子在指定的横向方向(如 x 方向)扩散的概率密度函数为 $p(l_x)$, 其中 l_x 是每次碰撞后二次电子横向扩散在 x 方向的分量, 如图 2(a) 所示. 如果第 i 次碰撞引起的横向扩散在 x 方向的分量为 $l_{x,i}$, 经 n 次碰撞后沿 x 方向总的横向扩散位移为

$$L_n = \sum_{i=1}^n l_{x,i}. \quad (1)$$

根据概率论中心极限定理^[13], 如果 $p(l_x)$ 的两类距离

$$\begin{aligned} \langle l_x \rangle &= \int_0^\infty l_x p(l_x) dl_x, \\ \langle l_x^2 \rangle &= \int_0^\infty l_x^2 p(l_x) dl_x \end{aligned} \quad (2)$$

均为有限值时, 二次电子横向扩散的特征与一维布朗运动一致, L_n 的分布将符合高斯形式 $L_n = \sqrt{n}G(0, \sigma^2) + n\mu$, 其中 μ 为 L_n 的均值, σ 为标准高斯分布 $G(0, \sigma^2)$ 的标准差; 如果其中一种距离趋于无穷, 则 L_n 满足具有特殊标准差 σ 的高斯分布.

由于 $p(\theta) = \sin 2\theta$ 且 $p(\varphi) = 1/2\pi$, 每次碰撞后的 l_x 总可以表示为 $l_x = D \tan \theta \cos \varphi$. 因此可得 $dl_x = D \cos \varphi \cos^{-2} \theta d\theta$, 以及 $d\theta = 1/(D \cos \varphi) \cos^2 \theta dl_x$. 由 $p(\theta) = \sin 2\theta$ 和 $\int p(l_x, \varphi) \times$

$dl_x = \int p(\theta) d\theta$, 可得

$$p(l_x, \varphi) = \frac{2 \sin \theta \cos^3 \theta}{D \cos \theta}, \quad (3)$$

当 $l_x \rightarrow \infty$, 则 $\theta \rightarrow \pi/2$, $\sin \theta \rightarrow 1$, 同时 $\cos \theta \rightarrow \tan^{-1} \theta$, 可得

$$\lim_{l_x \rightarrow \infty} p(l_x, \varphi) = \frac{2D^2 \cos^2 \varphi}{l_x^3}, \quad (4)$$

最后

$$\begin{aligned} \lim_{l_x \rightarrow \infty} p(l_x) &= 2 \int_{\varphi=0}^{\pi/2} p(l_x, \varphi) p(\varphi) d\varphi \\ &= l_x^{-3} \frac{2D^2}{\pi} \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \cos^2 \varphi d\varphi \propto l_x^{-3}, \end{aligned} \quad (5)$$

上式说明当 $l_x \rightarrow \infty$ 时, $p(l_x) \rightarrow l_x^{-(\mu+1)}$, 其中 $\mu = 2$. 这种情况下, $\langle l_x^2 \rangle$ 趋向无穷大. 根据中心极限定理, 当 $\mu = 2$ 时,

$$\begin{aligned} &(\langle L_n \rangle - \langle L_n^2 \rangle)^2 \\ &\sim n \int_{l_x} (l_x - \langle l_x \rangle)^2 p(l_x) dl_x \sim n \ln n, \end{aligned} \quad (6)$$

此时 x 方向的横向扩散位移, 即 L_n , 满足方差 $\sigma^2 = n \ln n$ 的特殊高斯分布, 即

$$p(L_n) = \alpha e^{-L_n^2/2\beta n \ln n}, \quad (7)$$

式中 α 和 β 分别为归一化常量和校正系数, 其中 β 由 $p(l_x)$ 的具体分布决定. 可见, 尽管二次电子逸出角度的概率分布并不均匀, 但其横向扩散的概率分布总体上仍呈现高斯分布, 而其标准差是碰撞次数的函数.

当SEY不等于1时,二次电子的横向扩散理论上需用Branching Levy漫步理论进行分析^[18].图2(b)给出了SEY=1.28时的二次电子横向扩散的模拟计算.当单个电子的碰撞统计上可以导致多个二次电子逸出时,总的二次电子数量将随碰撞次数指数增长.但由于每个二次电子的逸出速度和角度均遵守相同的、在导体平面各向同性的随机分布,因此对于指数增长的大量二次电子,向某一方向(如 x 方向)扩散某一距离的二次电子数量与向相反方向(如 $-x$ 方向)扩散相同距离的二次电子数量概率上相同.因此可以判断,SEY大于1时二次电子的Branching Levy漫步与SEY等于1时的随机漫步将满足相同的概率密度分布 $p(L_n)$.

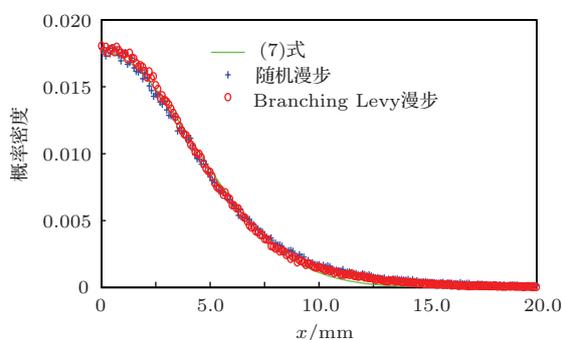


图3 (网刊彩色) 随机漫步和 Branching Levy 漫步的拟合与对比

为验证以上结论,我们沿用图1所示的模型,计算了一个初始电子分别在SEY=1的随机漫步假设以及SEY=1.28的Branching Levy漫步假设下经过40次碰撞后的横向扩散.为得到准确的概率分布曲线,我们将上述过程分别重复40000次和40次,并根据计算数据进行概率统计,得到了相应的概率密度拟合曲线.需要注意的是,对于SEY=1.28的Branching Levy漫步,40次碰撞将会产生比40000次随机漫步更多的二次电子数量,足以保证所得概率密度拟合曲线的准确性.图3给出了由(7)式计算的概率密度曲线(绿色实线),以及随机漫步(蓝色十字)和Branching Levy漫步(红色圆圈)相对应的拟合曲线.其中,(7)式中的系数 $\alpha = 17.6 \times 10^{-3}$ 及 $\beta = 0.66$ 由随机漫步的数据标定.由图可见,随机漫步和Branching Levy漫步的概率密度拟合曲线与理论曲线符合得很好.

需要说明的是,尽管本文中仅选取了1和1.28两个SEY值进行分析,但所得(7)式适用于任意SEY值的微放电过程.在所有SEY模型中,SEY的值大体介于0和2.2之间^[4],其中SEY<1意味着

电子的吸收,不足以维持随机漫步,因而不在本文讨论范围以内;SEY=1意味着二次电子数量的零增长,对应随机漫步情形;SEY > 1意味着二次电子数量的指数增长,对应Levy walk情形.当SEY > 1时,不同的SEY值仅引起所推导横向扩散概率密度函数常数项的变化,因此SEY在1和2.2之间任意取值,对于研究结论没有影响.本文中取值1.28,是综合考虑了计算容量、碰撞次数和二次电子数量等方面的因素.对于概率密度的仿真分析而言,碰撞次数和二次电子数量越多,所得概率密度分布越准确;但对于Levy walk,由较大的SEY数值引起的指数增长会很快耗尽计算机内存,并且只能得到较少的碰撞次数.1.28的取值是在扫描了多个SEY数值之后,选择了在现有计算条件下能够得到最多碰撞次数和二次电子数量时的SEY值.

3 非均匀场中二次电子累积的理论计算

根据(7)式,我们可以继续完成矩形波导TE₁₀模式下多载波微放电过程的理论计算.为验证(7)式的准确性,我们同时利用商用软件CST Particle Studio™中的粒子仿真功能进行了同一矩形波导微放电过程的仿真.计算和仿真中所用的矩形波导模型,其宽度定为与标准波导WR229相同的58.17 mm,另外设定其高度为0.43 mm、长度为100 mm.选择0.43 mm的高度是为了使得微放电更容易发生,从而减少粒子仿真所需的时间.对于上述矩形波导,在2.58—5.16 GHz频率范围内只有TE₁₀模式可以被激励.为了方便进行结果的比较,我们采用与文献[11]相同的六路多载波信号.各个载波频率分别为3.57, 3.67, 3.77, 3.87, 3.97和4.07 GHz,场强均为70000 V·m⁻¹.最后,我们假设矩形波导内腔表面镀银,粒子仿真和理论计算中采用的SEY模型均为标准银表面边界的Furman模型^[22].

在理论计算中,我们将半余弦分布的TE₁₀模式电场等间距分为11个区域,如图1(b)所示.在每一个区域中,二次电子随时间积累的数量可根据文献[11, 12]中提出的统计理论进行计算,其核心是渡越时间概率密度函数(transit time probability density, TTPD) $G(\tau|\varphi_s)$. $G(\tau|\varphi_s)$ 定义为一个电子以相位 $\varphi_s \in [0, 2\pi]$ 从一个表面逸出,并经过相位

差 $\tau = \varphi - \varphi_s$ 之后, 于相位 φ 再次撞击表面的概率密度 [11,12]. 一旦得到 TTPD 函数, 二次电子的积累可用下式计算:

$$N(\varphi) = \int_0^\varphi [C(\varphi) - I(\varphi)] d\varphi, \quad (8)$$

其中碰撞率 $I(\varphi)$ 和发射率 $C(\varphi)$ 之间的关系为

$$I(\varphi) = \int_0^\varphi C(\varphi') G(\varphi - \varphi' | \varphi') d\varphi'. \quad (9)$$

在计算过程中, 我们亦将多载波信号的时间周期等距离分为 20 个时间片段, 并在每个时间段的结尾, 根据 (7) 式提供的概率密度函数计算每个区域的二次电子横向扩散, 然后将所有区间的电子数量累加, 得到波导腔体内总的二次电子分布. 上述计算过程完全与文献 [11] 相同.

为了分析初始电子数量对理论计算的影响, 我们在计算中设置初始电子数分别为 1, 5, 11 和 15, 并沿 x 方向均匀分布在矩形波导中间的子区域内. 图 4(a) 为二次电子积累的理论计算和粒子仿真结果的对比图, 其中蓝色点划线为粒子仿真结果, 其他曲线分别代表初始电子数为 1, 5, 11 和 15 的理论计算结果. 为了方便比较仿真和理论计算结果的累积趋势, 我们对图 4(a) 中的曲线进行了低通滤波, 所得结果见图 4(b).

可以明显看出, 当二次电子数量累积较大时 (如 20 ns 以后), 图 4 中的粒子仿真和理论计算曲线具有相近的斜率. 其中, 当初始电子数大于 10、且二次电子数量足够多时, 理论计算曲线接近重合, 且与仿真曲线几乎平行. 其中, 20 ns 后初始电子数为 15 的理论计算曲线斜率角约为 12.35° , 仿真曲线的斜率角约为 12.26° , 两者之差小于 0.8%, 与仿真曲线的斜率差小于 0.8%. 与发生在单个多载波周期内的 “single-event” 放电不同, 长周期微放电缘于多个多载波周期中剩余二次电子累积引发的放电, 其放电阈值取决于不同多载波初始相位配置条件下二次电子的累积趋势. 因此, 由于初始电子数量及设置方法不同造成的粒子仿真与理论计算在总二次电子数量上的差别并不重要.

以上结果有效地验证了由 (7) 式描述的二次电子横向扩散概率密度函数的准确性. 与此同时, 图中亦可以看出初始电子数量对理论计算结果的影响. 上述影响表明, 将矩形波导划分为 11 个计算区域不够多. 此时, 尽管各个区域内的电场可以视为均匀场, 但区域的空间尺寸对于二次电子的横向扩散仍然较大. 增加初始电子数, 相当于等效地加

密了二次电子交换的区间, 从而提高了二次电子横向扩散累积计算的精确度. 与文献 [11] 中给出的相同波导和多载波配置条件下均匀场中的结果相比, 图 4 中二次电子增长速度相对较为缓慢, 清楚地体现了 TE₁₀ 模式的非均匀场对多载波微放电中二次电子横向扩散的影响.

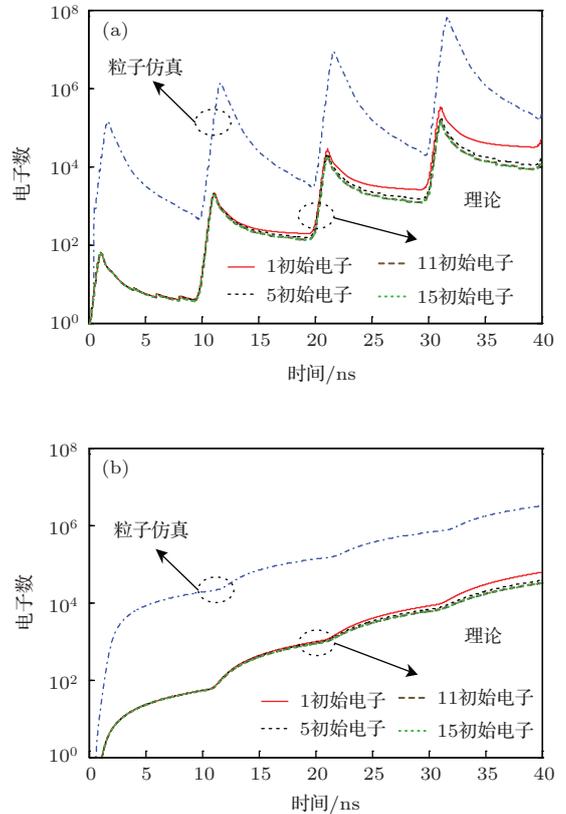


图 4 (网刊彩色) 二次电子积累的粒子仿真和理论计算结果 (a) 低通滤波前; (b) 低通滤波后

尽管上述分析是针对矩形波导 TE₁₀ 模式进行的, 本文方法亦适用于任意已知电场模式下的微波器件腔体. 本文涉及的理论计算和粒子仿真使用了同一台 DELL 公司的 R710 型服务器. 对于相同的分析模型, 使用粒子仿真工具用时超过 24 h, 而使用未经代码优化的 Matlab 程序进行的理论计算用时约 2 h. 理论分析与粒子仿真相比, 计算时间减少了一个数量级.

4 结 论

综上所述, 本文基于随机漫步和 Branching Levy 漫步理论, 提出了一种分析非均匀场下大功率微波部件中多载波微放电过程的概率方法, 严格推导了微放电过程中二次电子在平面金属表面间

横向扩散的概率密度函数. 基于所得的概率分布, 本文给出了 TE_{10} 模式矩形波导中长周期多载波微放电过程中二次电子累积的纯理论计算演示, 所得结果与采用商业粒子仿真工具所得结果相符合, 同时所用计算时间减少了接近一个数量级. 本文方法适用于已知电场分布的任意射频微波部件. 据本文作者所知, 本文首次给出了真空中平行导体间二次电子横向扩散的概率分布, 可广泛用于大功率真空电子和电磁器件中渡越电子随机运动的统计描述, 因此具有重要的理论和工程实际意义.

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] Kishek R A, Lau Y Y, Ang L K, Valfells A, Gilgenbach R M 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2120
- [4] Li Y D, Yan Y J, Lin S, Wang H G, Liu C L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 047902 (in Chinese) [李永东, 闫杨娇, 林舒, 王洪广, 刘纯亮 2014 物理学报 **63** 047902]
- [5] Gill E W B, von Engel A 1948 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **192** 446
- [6] Semenov V, Kryazhev A 2001 *Phys. Plasmas* **8** 5034
- [7] Rozario N, Lenzing H F, Reardon F, Zarro M S, Baran C G 1994 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **42** 558
- [8] Geisser K H, Wolk D 1996 *Proceedings of the Second International Workshop on Multipactor, RF and DC Corona and Passive Intermodulation in Space RF Hardware* ESTEC Noordwijk
- [9] Sazontov A, Vdovicheva N, Buyanova M, Semenov V, Anderson D, Puech J, Lisak M, Lapierre L 2003 *Proceedings of the Fourth International Workshop on Multipactor, RF and DC Corona and Passive Intermodulation in Space RF Hardware* ESTEC Noordwijk
- [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, Boria V E, Gimeno B, Raboso D 2010 *Phys. Plasmas* **17** 062110
- [13] Semenov V E, Zharova N, Udiljak R, Anderson D, Lisak M, Puech J 2007 *Phys. Plasmas* **14** 033509
- [14] Li Y, Cui W Z, Zhang N, Wang X B, Wang H G, Li Y D, Zhang J F 2014 *Chin. Phys. B* **23** 048402
- [15] Bouchaud J, Georges A 1990 *Phys. Reports* **195** 127
- [16] Edwards A M 2007 *Nature* **449** 1044
- [17] Humphries N 2010 *Nature* **465** 1066
- [18] Shlesinger M F, Klafter J, Zumofen G 1999 *Am. J. Phys.* **67** 1253
- [19] Gnedenko B V, Kolmogorov A N 1968 *Limit Distributions for Sums of In-dependent Random Variables* (Massachusetts: Addison-Wesley, Reading)
- [20] Lin F, Bao J D 2011 *Chin. Phys. B* **20** 040502
- [21] Mussawisade K, Santos J E, Schutz G M 1998 *J. Phys. A: Math. Gen.* **31** 4381
- [22] Furman M A, Pivi M T F 2002 *Phys. Rev. ST Accel.* **5** 124404

Probabilistic analysis of the lateral diffusion of secondary electrons in multicarrier multipactor^{*}

Song Qing-Qing¹⁾ Wang Xin-Bo²⁾³⁾ Cui Wan-Zhao²⁾ Wang Zhi-Yu^{1)†} Ran Li-Xin¹⁾

1) (*Laboratory of Applied Research on Electromagnetics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*)

2) (*Xi'an Institute of Space Radio Technology, Xi'an 710100, China*)

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

(Received 18 May 2014; revised manuscript received 28 June 2014)

Abstract

Recently, a new mechanism of secondary electron multipaction, termed “long-term” multicarrier multipactor, was found in wideband high-power systems used in vacuum environments. Due to the long-term accumulation of secondary electrons between consecutive periods of the multicarrier signal, the long-term multicarrier multipactor has relatively low discharge threshold and is difficult to predict, thus causes potential reliability problems in space and accelerator applications. In this paper, we propose a stochastic approach to the analytical analysis of the multicarrier multipactor discharge occurring in inhomogeneous electric fields. By introducing the random walk and Levy walk theory, the probabilistic model of the lateral diffusion of secondary electrons in the process of a multipactor discharge is derived. Based on the derived probability density, the purely theoretical calculation of the accumulation of secondary electrons of a multicarrier multipactor in a rectangular waveguide supporting TE₁₀ mode is given. The theoretical results comply well with the results achieved by the time-consuming particle simulation, with reducing computational time by about one- order of magnitude. The presented probability density of the lateral diffusion of secondary electrons can have applications in high-power electronics and electromagnetism.

Keywords: multicarrier multipactor, secondary electrons, random walk, probability density

PACS: 02.50.-r, 05.40.Fb, 79.20.Hx

DOI: 10.7498/aps.63.220205

* Project supported by the Key project of Natural Science Foundation of China (Grant No. 61131002) and National Key Laboratory Foundation of China (Grant No. 9140A21060211HT0511).

† Corresponding author. E-mail: zywang@zju.edu.cn