

基于频域电磁场的微波器件微放电阈值快速粒子模拟

王洪广 翟永贵 李记肖 李韵 王瑞 王新波 崔万照 李永东

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

Wang Hong-Guang Zhai Yong-Gui Li Ji-Xiao Li Yun Wang Rui Wang Xin-Bo Cui Wan-Zhao Li Yong-Dong

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 237901 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.237901

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.237901>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I23>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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>

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>

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>

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>

刻周期半圆弧槽窗片对次级电子倍增效应的抑制

[Suppression effect of periodic semicircle groove disk on multipactor](#)

物理学报.2014, 63(22): 227902 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.227902>

基于频域电磁场的微波器件微放电阈值快速粒子模拟*

王洪广¹⁾²⁾ 翟永贵¹⁾ 李记肖¹⁾ 李韵¹⁾³⁾ 王瑞¹⁾³⁾ 王新波¹⁾³⁾
崔万照³⁾ 李永东^{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) (北京真空电子技术研究所, 北京 100015)

3) (中国空间技术研究院西安分院, 空间微波技术重点实验室, 西安 710100)

(2016年6月19日收到; 2016年9月4日收到修改稿)

提出了一种利用频域电磁场快速计算微波器件微放电阈值的粒子模拟方法. 首先通过 CST 微波工作室频域求解器获得微波器件中频域电磁场分布, 在微放电过程模拟时将其转换到时域, 再采用 Boris 算法求解电磁场中的电子运动, 然后判断电子是否与三角面片边界相交, 进行二次电子发射处理. 变化输入功率, 经过系列粒子模拟后, 根据电子数目随时间的变化曲线确定微放电阈值. 采用该方法分别对平行平板和同轴传输线微波器件的微放电阈值进行模拟计算, 并与 CST 粒子工作室的模拟结果进行对比. 结果表明, 两者获得的阈值基本一致, 但本方法的计算效率提高了 1—2 个数量级.

关键词: 微放电阈值, Boris 算法, 粒子模拟, 二次电子发射

PACS: 79.20.Hx, 73.43.Cd

DOI: 10.7498/aps.65.237901

1 引言

微放电效应^[1]也称为二次电子倍增效应, 是发生在大功率或者大功率微波器件(如射频窗口、粒子加速器以及卫星子系统)中的一种谐振真空(或者百帕量级以下的低气压)放电现象, 其本质为电子轰击器件表面引起的二次电子雪崩过程, 会引起微波器件中传输信号失谐和器件内部气体逸出, 进而产生气体放电, 甚至损坏器件或系统. 微放电效应已成为限制微波器件功率容量提升的一个重要因素, 因此准确、快速地计算大功率微波器件中微放电效应的阈值, 为航天微波器件工程设计提供指导具有十分重要的意义.

目前, 微放电阈值的分析方法^[2]主要有两种, 即理论分析(经典理论、统计模型)和数值模拟方

法(蒙特卡罗方法^[3]、粒子模拟方法^[4]). 经典理论模型计算速度快, 但没有充分考虑二次电子出射的随机性, 而且忽略了器件内部场的非均匀性, 误差较大^[5]. Vdovicheva 等^[6]提出了稳态统计模型, 但忽略了电子的单边碰撞, Anza 等^[7]在稳态统计模型的基础上提出了与实际情况更加接近的非稳态统计模型, 但由于基于非线性动力学理论来分析电子运动, 需要先计算电子在电磁场作用下的运动轨迹表达式, 不适用于复杂结构(矩形波导^[8]、同轴结构^[9])的微波器件, Lin 等^[10]将非稳态统计模型推广到同轴传输线的阈值计算. Kishek 和 Lau^[11]在传统蒙特卡罗方法基础上提出用单个宏粒子代表的实际电荷数目来判断微放电效应是否发生, 计算速度快, 但很容易受到极端数据的影响. 基于第一性原理方法的粒子模拟^[12]对粒子在电磁场作用下的运动以及粒子与器件

* 国家自然科学基金(批准号: U1537210)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: leyond@mail.xjtu.edu.cn

表面碰撞情况所作的忽略和假设最少, 因此粒子模拟的准确度高. 国际上可以计算微放电效应的粒子模拟软件有美国MRC公司开发的商用软件MAGIC^[13]、美国Tech-X公司开发的1-2-3维通用软件VORPAL^[14]、德国CST公司的CST粒子工作室^[15], 国内开发的UNIPIC^[16], MSAT^[17,18], NEPTUNE^[19], CHIPIC3D^[20]等, 但是这些粒子模拟软件在模拟微放电的过程中, 实时计算电磁场和粒子的相互作用, 非常耗时. 实际上在微放电初始形成阶段, 空间区域中电子数目较少, 电子产生的自洽场远小于外加的电磁场, 因此在计算微放电阈值时可以忽略自洽场, 可显著减少计算量, 大大提高计算效率.

考虑到商用电磁场计算软件CST微波工作室对复杂微波器件的计算能力强, 特别是其频域计算模块具有很高的计算效率和计算精度. 本文采用CST微波工作室频域求解器求解电磁场, 导出并转换为时域电磁场, 再利用Boris半加速-旋转-半加速求解牛顿-洛伦兹力方程获得粒子运动^[21], 进行微放电阈值快速计算. 为了验证这种快速计算微波器件微放电阈值的粒子模拟方法(简称快速方法), 以平行平板和同轴传输线为研究对象, 采用二次电子发射Furman模型计算微放电阈值, 将计算结果与CST粒子工作室计算结果进行比较.

2 模型介绍

模拟微放电过程之前, 先利用CST微波工作室获得器件中的频域电磁场结果, 再利用快速方法研究复杂微波器件微放电效应, 计算流程如图1所示.

模拟微放电过程中, 首先设置初始宏粒子, 其初始速度和位置分别服从麦克斯韦分布和随机分布. 从粒子链表中选取一个宏粒子, 确定其位置、速度, 根据位置和CST获得的频域电磁场计算粒子所在位置的时域电磁场; 然后利用Boris半加速-旋转-半加速方法求解粒子的运动轨迹^[21]; 判断该段粒子轨迹是否与边界相交, 若相交则计算交点, 根据材料的二次电子发射模型确定二次电子数目及速度, 再计算二次电子的动能和方向, 完成该粒子这一时间步长的推进; 再用同样的方法对其他宏粒子进行推进, 直到完成所有粒子的推进, 将所有新产生的宏粒子加入到粒子链表中并统计总粒子数

目, 记录模拟时间; 循环该过程, 直至达到设定的时间或设定的粒子数上限, 最后根据粒子数目随时间变化的曲线来判断微放电效应是否发生.

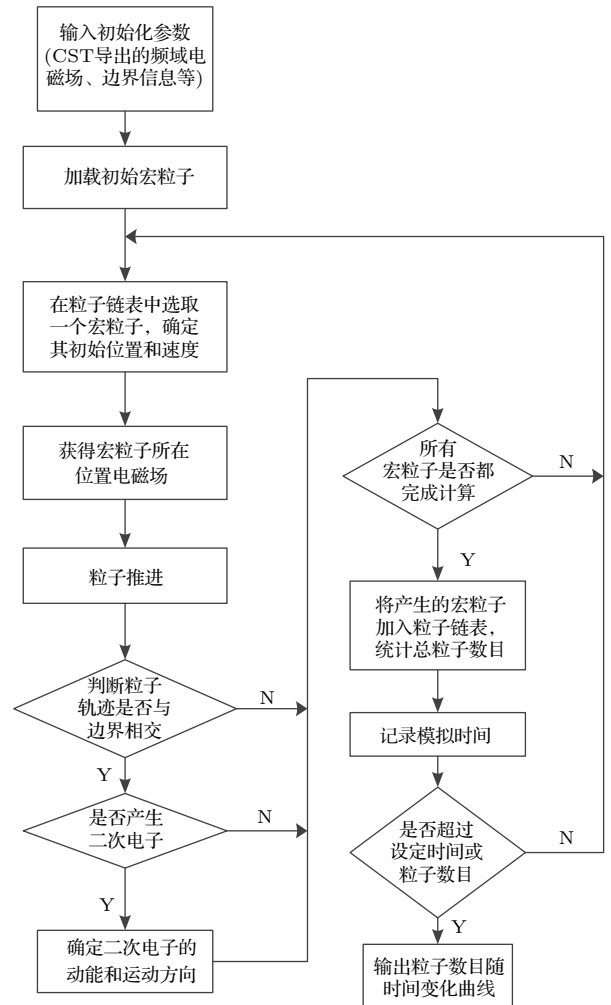


图1 快速方法流程图

Fig. 1. Flow diagram of the fast method.

2.1 电磁场计算

CST微波工作室的频域有限元方法采用四面体网格, 能够对复杂结构进行准确的剖分, 计算精度高. 从CST中只能导出六面体(长方体)网格形式的频域电磁场, 且每个方向上的网格间距相同, 在粒子推进过程中需要使用时域电磁场进行线性插值, 因此需要将频域电磁场转换为时域电磁场. 以 x 方向为例, 导出的直角坐标系六面体网格节点上的频域电磁场为

$$\begin{aligned} & \dot{E}_x(x, y, z) \\ &= \text{Re}[\dot{E}_x(x, y, z)] + j\text{Im}[\dot{E}_x(x, y, z)], \quad (1) \\ & \dot{B}_x(x, y, z) \end{aligned}$$

$$= \text{Re}[\dot{B}_x(x, y, z)] + j\text{Im}[\dot{B}_x(x, y, z)]. \quad (2)$$

节点上的时域电磁场为

$$E_x(x, y, z, t) = E_x(x, y, z) \cos[\omega t + \varphi_{E_x}(x, y, z)], \quad (3)$$

$$B_x(x, y, z, t) = B_x(x, y, z) \cos[\omega t + \varphi_{B_x}(x, y, z)], \quad (4)$$

式中

$$E_x(x, y, z) = \sqrt{\{\text{Re}[\dot{E}_x(x, y, z)]\}^2 + \{\text{Im}[\dot{E}_x(x, y, z)]\}^2}$$

为 (x, y, z) 位置 x 方向电场的振幅,

$$B_x(x, y, z) = \sqrt{\{\text{Re}[\dot{B}_x(x, y, z)]\}^2 + \{\text{Im}[\dot{B}_x(x, y, z)]\}^2}$$

为 (x, y, z) 位置 x 方向磁场的振幅, $\varphi_{E_x}(x, y, z)$ 与 $\varphi_{B_x}(x, y, z)$ 分别为 (x, y, z) 位置 x 方向电场和磁场的初始相位.

2.2 粒子推进

根据牛顿-洛伦兹方程

$$\frac{d}{dt} m\mathbf{v} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (5)$$

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v}, \quad (6)$$

对其进行中心差分离散得

$$\frac{\mathbf{v}^{n+1/2} - \mathbf{v}^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{q}{m} \left(\mathbf{E}^n + \frac{\mathbf{v}^{n+1/2} + \mathbf{v}^{n-1/2}}{2} \times \mathbf{B}^n \right), \quad (7)$$

$$\frac{\mathbf{x}^{n+1} - \mathbf{x}^n}{\Delta t} = \mathbf{v}^{n+1/2}, \quad (8)$$

式中 \mathbf{E} 和 \mathbf{B} 分别为粒子所在位置处的电场和磁场, 由粒子所在网格节点上的电磁场通过线性插值得到. 由于速度推进方程 (5) 是一个隐式方程, 其求解相对比较复杂, 利用 Boris 半加速-旋转-半加速方法引入两个中间变量将其转换为显式方程求解 [21].

2.3 边界处理

由于电磁场采用六面体网格存储, 而六面体网格不能准确描述复杂微波器件边界. 本文首先利用 CST 微波工作室导出器件的三角面片边界信息, 图 2 为导出的同轴传输线边界三角面片. 在粒子推

进过程中采用 Möller-Trumbore [22] 方法判断粒子轨迹与三角面片边界是否相交. 如果相交且边界为二次电子发射边界, 则在以三角面片法向 \mathbf{n} 为 z 轴的球坐标系中, 根据二次电子发射模型, 计算二次电子的出射方位角 φ 、极角 θ 和速率 v , 如图 3 所示, 再转换到全局坐标系, 将该粒子加入粒子链表中.

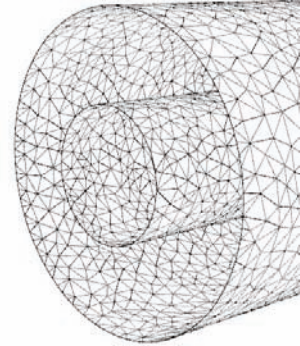


图 2 同轴传输线三角面片

Fig. 2. Triangular facets of coaxial transmission line.

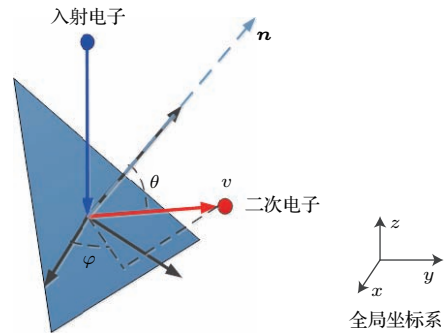


图 3 (网刊彩色) 二次电子出射角度和速度

Fig. 3. (color online) Angle and velocity of secondary electron.

如果在模拟中对粒子的每一步推进都判断是否与边界相交, 计算量较大. 实际上, 为了保持粒子推进的计算精度, 在一个时间步长内, 粒子在每个方向的运动距离不能超过网格的间距, 因此距离边界较远的粒子不需要进行边界相交判断. 在初始化过程中, 根据三角面片边界信息, 将模拟区域中的六面体网格分别标记为 0 (内部), 1 (边界). 当粒子运动的起点或终点所在网格标记为 1 时, 再去判断粒子轨迹是否与三角形相交, 这样可以大大减少计算量. 由于导出的三角面片尺寸有可能比六面体网格大, 在六面体网格中需要标记为 1 (边界) 的网格包括: 1) 三角面片的三个顶点所在网格; 2) 三角面片的三条边所在网格; 3) 三角面片的内部所在网格.

2.4 二次电子发射模型

已经建立并得到较多应用的二次电子发射模型主要有 Vaughan 模型 [23] 和 Furman 模型 [24]. 一般情况下, 二次电子按照内在物理机制分为反射电子、散射电子和真二次电子, Vaughan 模型只对总的二次电子发射系数进行拟合, 没有区分这三种二次电子, 出射二次电子的能量服从同样的分布, 没有高能散射和反射电子. Furman 模型对以上三种二次电子的产生方式分别进行研究并建立数学模型, 出射二次电子的能谱与实验相符, 应用于微放电的模拟更加准确. 但由于 Furman 模型参数较多, 需要较多的实验数据来拟合, 目前已根据实验数据拟合得到 Furman 模型详细参数的材料有铜、不锈钢 [24] 和银 [25]. 程序中实现了这两种二次电子发射模型, 可以根据需要进行选择.

3 模型验证

为了验证微放电阈值快速方法, 本文计算了不同参数下平行平板和同轴传输线的微放电阈值, 并与 CST 粒子工作室模拟结果进行了对比. 器件表面为银材料, 采用二次电子发射 Furman 模型, 具体参数见文献 [25].

以平行平板传输线为研究对象, 工作在 TEM 模式, 平板间隙宽度 $d = 1 \text{ mm}$, 改变电磁场频率 f , 计算不同 fd 情况下对应的微放电阈值电压, 并与 CST 模拟结果进行对比, 结果如图 4(a) 所示. 另外, 为了对比计算效率, 在同样的计算条件下比较

快速方法和粒子模拟的计算时间. 使用的中央处理器 (central processing unit, CPU) 主频为 3.6 GHz, 采用单核计算, 网格约 23 万, 初始加载宏粒子数 8000 情况下模拟 10000 时间步长的耗时, 对比结果如图 4(b) 所示. 可以看出采用快速方法得到的微放电阈值电压与 CST 粒子模拟结果基本一致, 计算速度提高约一个数量级, 具体数值列于表 1 中.

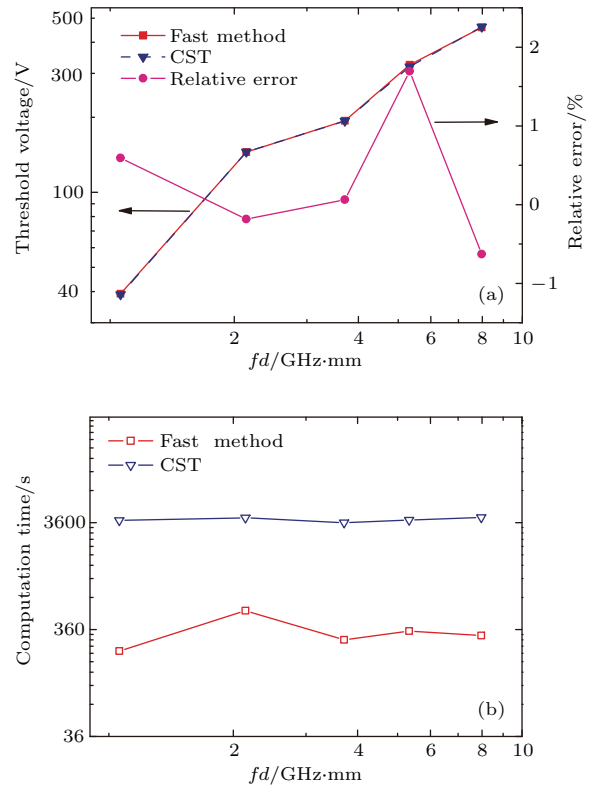


图 4 平行平板传输线计算结果 (a) 阈值电压; (b) 计算耗时

Fig. 4. Results of parallel plate transmission line: (a) Threshold voltage; (b) computation time.

表 1 平行平板传输线粒子模拟结果比较
Table 1. Comparison of simulation results for the parallel plate transmission line.

| $fd/\text{GHz}\cdot\text{mm}$ | 阈值电压比较 | | | 计算时间比较 | | |
|-------------------------------|--------------------------|---------------------------|--|--------------------------|---------------------------|--------------------------------|
| | 快速方法 | 粒子模拟 | 相对误差 | 快速方法 | 粒子模拟 | 计算时间比 |
| | U_{fm}/V | U_{pic}/V | $(U_{\text{fm}} - U_{\text{pic}})/U_{\text{pic}}/\%$ | t_{fm}/s | t_{pic}/s | $t_{\text{pic}}/t_{\text{fm}}$ |
| 1.06 | 39.16 | 38.93 | 0.59 | 226.8 | 3780 | 16.9 |
| 2.14 | 145.06 | 145.33 | -0.19 | 540.0 | 3996 | 7.4 |
| 3.71 | 193.57 | 193.45 | 0.06 | 288.0 | 3600 | 12.5 |
| 5.33 | 324.53 | 319.13 | 1.69 | 349.2 | 3816 | 10.9 |
| 7.97 | 458.44 | 461.34 | -0.63 | 316.8 | 4032 | 12.7 |

以同轴传输线为研究对象, 工作在TEM模式, 内径 $a = 1.54 \text{ mm}$, 外径 $b = 3.55 \text{ mm}$, 间隙 $d = 2.01 \text{ mm}$, 改变频率 f , 计算不同 fd 值对应的微放电阈值功率, 并与 CST 模拟结果进行对比, 如

图 5(a) 所示. 图 5(b) 为网格约 82 万、初始宏粒子数 8000、模拟 40000 时间步长情况下的计算耗时对比. 可以看出微放电阈值功率基本一致, 而计算速度提高了近两个数量级, 具体数值列于表 2 中.

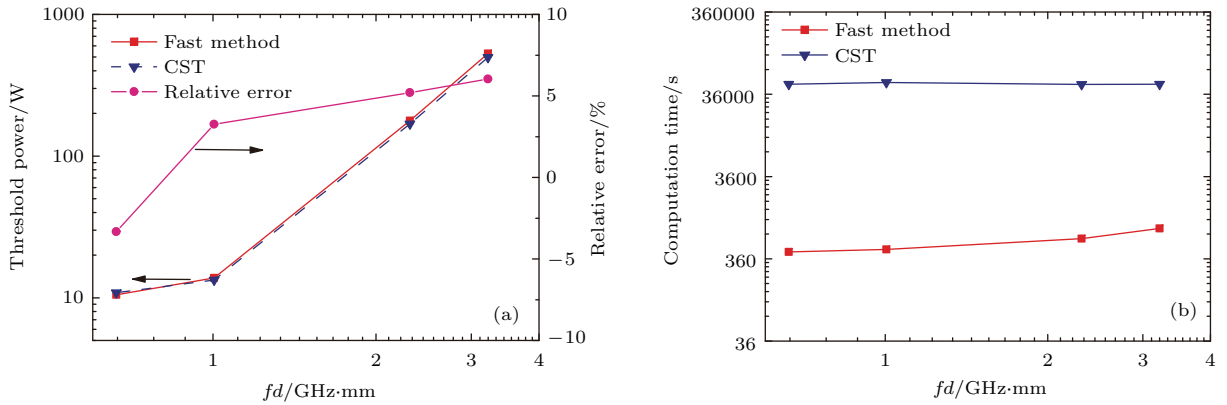


图 5 同轴传输线计算结果 (a) 阈值功率; (b) 计算耗时

Fig. 5. Calculation results of coaxial transmission line: (a) Threshold power; (b) computation time.

表 2 同轴传输线粒子模拟结果比较

Table 2. Comparison of simulation results for the coaxial transmission line.

| $fd/\text{GHz}\cdot\text{mm}$ | 阈值功率比较 | | | 计算耗时比较 | | |
|-------------------------------|--------------------------|---------------------------|--|--------------------------|---------------------------|--------------------------------|
| | 快速方法 | 粒子模拟 | 相对误差 | 快速方法 | 粒子模拟 | 计算时间比 |
| | P_{fm}/W | P_{pic}/W | $(P_{\text{fm}} - P_{\text{pic}})/P_{\text{pic}}/\%$ | t_{fm}/s | t_{pic}/s | $t_{\text{pic}}/t_{\text{fm}}$ |
| 0.6633 | 10.5 | 10.85 | -3.2 | 432.0 | 47592 | 110.1 |
| 1.005 | 13.8 | 13.35 | 3.4 | 468.0 | 50112 | 107.1 |
| 2.31 | 178.0 | 168.75 | 5.5 | 633.6 | 47556 | 75.0 |
| 3.22 | 530.0 | 498.00 | 6.4 | 842.4 | 47772 | 56.7 |

快速方法中忽略了电子运动产生的自洽场, 而 CST 对微放电进行粒子模拟时考虑了自洽场, 两种方法得到的微放电阈值基本一致, 说明计算微放电阈值时可以忽略自洽场. 还可以看出, 同一微波结构下 CST 粒子模拟的耗时基本不变, 这是因为电磁场的计算耗时主要受网格数影响, 所以相同网格数目情况下的计算耗时基本不变. 而快速方法不进行电磁场推进, 只进行粒子推进, 计算耗时主要和宏粒子数目相关, 在计算中宏粒子数目略有波动, 因此快速方法的计算耗时也有一些波动.

阈值结果如图 6 所示.

为了分析初始宏粒子数目对微放电的影响, 以平行平板传输线和微波阶梯阻抗变换器^[26]为研究对象, 改变初始加载宏粒子数目, 计算得到微放电

结果表明, 当初始宏粒子数目较少时, 不能充分体现粒子速度分布的随机性, 难以客观地反映微放电的物理过程, 导致微放电阈值偏高; 随着初始宏粒子数目的增加, 计算得到的微放电阈值逐渐收敛. 在平行平板传输线中由于电磁场比较均匀, 宏粒子数目为 1000—2000 时, 微放电阈值计算结果基本收敛; 在微波阶梯阻抗变换器中, 电磁场分布不均匀, 为了能够准确地描述微放电的物理过程, 需要的宏粒子数目更多, 当初始宏粒子数目为 4000 时计算结果收敛. 考虑到其他微波器件可能具有更复杂的电磁场分布, 为了保证计算精度, 建议选择初始宏粒子数目为 8000.

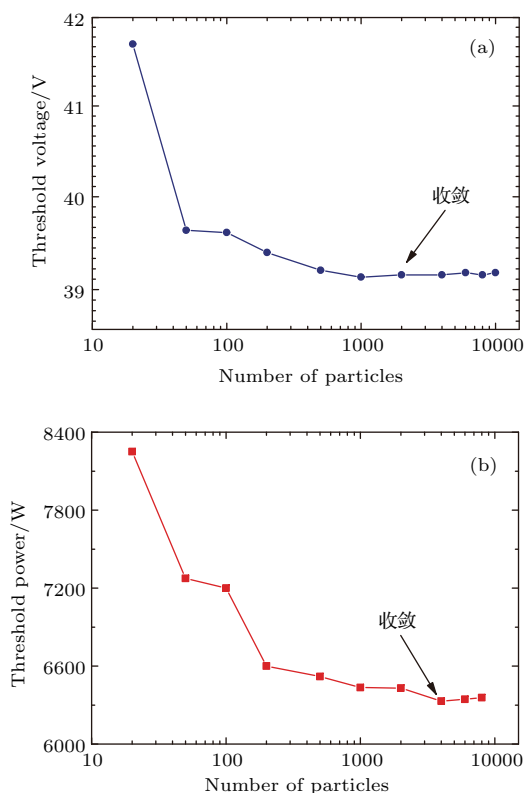


图6 初始宏粒子数目对微放电阈值的影响 (a) 平行平板传输线; (b) 微波阶梯阻抗变换器

Fig. 6. Effect of number of initial macro-particles on multipactor threshold: (a) Parallel plate transmission line; (b) stepped impedance transformer.

4 结 论

本文提出了一种快速计算复杂微波器件微放电阈值的方法, 利用商用电磁场模拟软件 CST 微波工作室的频域算法快速计算微波器件内的电磁场, 转换为时域电磁场, 再结合 Boris 方法进行粒子推进, 最后根据粒子数目变化曲线判断微放电阈值. 利用该方法分别计算了不同参数下平行平板传输线和同轴传输线的微放电阈值, 将其结果与 CST 粒子模拟结果进行了对比. 结果表明, 该方法计算结果与粒子模拟结果基本一致, 而计算速度比 CST 粒子模拟快 1—2 个数量级. 此外, 分析了初始宏粒子数目对微放电阈值的影响, 当初始宏粒子数目为 4000 时, 微放电阈值计算结果收敛. 该方法也可以采用其他电磁场计算软件获得的电磁场结果和其他 CAD 建模软件导出的三角面片边界信息.

参考文献

[1] Vaughan J R M 1988 *IEEE Trans. Electron Dev.* **35** 1172

[2] Kishek R A, Lau Y Y, Ang L K, Valfells A, Gilgenbach R M 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2120
 [3] Ang L K, Lau Y Y, Kishek R A, Gilgenbach R M 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 290
 [4] Nieter C, Stoltz P H, Roark C, Mahalingam S 2010 *AIP Conf. Proc.* **1299** 399
 [5] Gill E W B, Engel A V 1948 *Proc. Roy. Soc. London A* **192** 446
 [6] Vdovicheva N K, Sazontov A G, Semenov V E 2004 *Radiophys. Quantum Electron.* **47** 580
 [7] Anza S, Vicente C, Gil J, Boria V E, Gimeno B, Raboso D 2010 *Phys. Plasmas* **17** 062110
 [8] Sazontov A G, Sazontov V A, Vdovicheva N K 2008 *Contrib. Plasma Phys.* **48** 331
 [9] Udiljak R, Anderson D, Lisak M, Semenov V E, Puech J 2007 *Phys. Plasmas* **14** 033508
 [10] Lin S, Wang H G, Li Y, Liu C L, Zhang N, Cui W Z, Neuber A 2015 *Phys. Plasmas* **22** 082114
 [11] Kishek R A, Lau Y Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 193
 [12] Birdsall C K, Langdon A B 1984 *Plasma Physics via Computer Simulation* (New York: McGraw Hill Higher Education) pp1–400
 [13] Goplen B, Ludeking L, Smithe D, Warren G 1995 *Comput. Phys. Commun.* **87** 54
 [14] Nieter C, Cary J R 2004 *J. Comput. Phys.* **196** 448
 [15] Computer Simulation Technology (CST) Center 2012 Framingham M A <http://www.cst.com> [2015-10-21]
 [16] Li Y D, Wang H G, Lin C L, Zhang D H, Wang J G, Wang Y 2009 *High Power Laser and Particle Beams* **21** 1866 (in Chinese) [李永东, 王洪广, 刘纯亮, 张殿辉, 王建国, 王玥 2009 强激光与粒子束 **21** 1866]
 [17] Li Y, Cui W Z, Wang H G 2015 *Phys. Plasmas* **22** 053108
 [18] You J W, Wang H G, Zhang J F, Tan S R, Cui T J 2014 *IEEE Trans. Electron Dev.* **61** 1546
 [19] Dong Y, Dong Z W, Yang W Y 2011 *High Power Laser and Particle Beams* **23** 454 (in Chinese) [董焜, 董志伟, 杨文渊 2011 强激光与粒子束 **23** 454]
 [20] Liu L Q, Liu D G, Wang X Q, Peng K, Yang C 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 1980 (in Chinese) [刘腊群, 刘大刚, 王学琼, 彭凯, 杨超 2012 强激光与粒子束 **24** 1980]
 [21] Boris J P 1970 *Proceedings of the Fourth Conference on Numerical Simulation of Plasmas* Washington, USA, November 2–3, 1970 p3
 [22] Möller T, Trumbore B 1997 *J. Graph. Tool.* **2** 21
 [23] Vaughan J R M 1989 *IEEE Trans. Electron Dev.* **36** 1963
 [24] Furman M A, Pivi M T F 2002 *Phys. Rev. ST Accel.* **5** 124404
 [25] 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]
 [26] Liu L, Li Y D, Wang R, Cui W Z, Liu C L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 025201 (in Chinese) [刘雷, 李永东, 王瑞, 崔万照, 刘纯亮 2013 物理学报 **62** 025201]

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

Wang Hong-Guang¹⁾²⁾ Zhai Yong-Gui¹⁾ Li Ji-Xiao¹⁾ Li Yun¹⁾³⁾ Wang Rui¹⁾³⁾
Wang Xin-Bo¹⁾³⁾ Cui Wan-Zhao³⁾ Li Yong-Dong^{1)†}

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

2) (*Beijing Vacuum Electronics Research Institute, Beijing 100015, China*)

3) (*National Key Laboratory of Science and Technology on Space Microwave, China Academy of Space Technology (Xi'an), Xi'an 710100, China*)

(Received 19 June 2016; revised manuscript received 4 September 2016)

Abstract

In order to compute the multipactor thresholds of microwave devices with high efficiency and precision, a novel fast particle-in-cell (PIC) method is proposed, which takes advantage of the frequency-domain (FD) electromagnetic field solver of CST Microwave Studio (MWS). At the initial stage of multipactor (when there are not many electrons in the device), the self-consistent field generated by the electrons is much smaller than the applied electromagnetic field. Therefore it can be ignored in calculating the multipactor threshold and this will significantly reduce the computation burden. During simulations of multipactor process, the FD field pre-calculated by CST MWS is converted into time-domain (TD) scaling with the square root of the input power. Then the electron motion is investigated by Boris algorithm. When the electrons hit the boundaries of the simulation region, where triangular facets from CST are used for discretization, the secondary electrons will be emitted. After a series of simulations with variable input powers, the multipactor threshold is determined according to time evolution of the electron number. The multipactor thresholds in a parallel plate and a coaxial transmission line are investigated, and used as relevant verifications. Compared with the CST Particle Studio (PS), the fast method obtains almost the same thresholds, while the computational efficiency is improved by more than one order of magnitude. Since the self-consistent field generated by the electrons is ignored in the fast method and it is considered in CST PS, the results validate that the self-consistent field can be ignored in calculating the multipactor threshold. Finally, taking for example a parallel plate transmission line and a stepped impedance transformer, we study the effect of the number of initial macro-particles on the calculation precision. When the initial particles are so few that they can hardly reflect the randomness of the multipactor process, a higher calculated value will be resulted in . With the increase of the number of initial macro-particles, the calculated multipactor threshold is lower and more accurate. It is convergent when the number reaches about 2000 for the parallel plate transmission line and 4000 for the stepped impedance transformer, respectively. Taking into account other microwave devices with more complex electromagnetic field distribution, in order to ensure precision, it is recommended to select the number of initial macro-particles to be 8000. In addition, although CST MWS is used to obtain the electromagnetic field and boundary information in this paper, of course, other electromagnetic softwares (such as HFSS) can also be adopted as an alternative.

Keywords: multipactor threshold, Boris algorithm, particle-in-cell simulation, secondary electron emission

PACS: 79.20.Hx, 73.43.Cd

DOI: [10.7498/aps.65.237901](https://doi.org/10.7498/aps.65.237901)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U1537210) and the National Key Laboratory of Science and Technology on Space Microwave of China (Grant No. 9140C530101150C53011).

† Corresponding author. E-mail: leyond@mail.xjtu.edu.cn