

微波磁场和斜入射对介质表面次级电子倍增的影响

蔡利兵^{1)†} 王建国¹⁾²⁾

1) (西北核技术研究所, 西安 710024)

2) (西安交通大学电子与信息工程学院, 西安 710049)

(2009 年 3 月 19 日收到; 2009 年 4 月 16 日收到修改稿)

分别研究了微波磁场和斜入射微波电场对介质表面次级电子倍增的影响. 利用 particle-in-cell/Monte Carlo 方法, 获得了微波磁场和斜入射微波电场条件下电子数量、介质表面直流场、电子平均能量和介质表面吸收功率的时间变化图像. 模拟结果表明, 斜入射和微波磁场虽然会显著影响电子的平均能量, 但对电子数量和介质表面吸收功率的影响并不大, 因此不会对微波介质表面击穿产生太大作用.

关键词: 高功率微波, 磁场, 斜入射, 次级电子倍增

PACC: 5280V, 3220D, 5280P

1. 引 言

随着高功率微波源器件输出功率的不断提高和脉冲宽度的不断增大^[1,2], 作为微波输出系统, 馈源的介质窗击穿已成为高功率微波发射及应用的关键制约因素^[3]. 一般而言, 倍增效应引起的次级电子雪崩发生在预击穿阶段, 当这种电子达到足够高的饱和阶段时, 会引起介质表面的释气现象. 这些电子引起释放气体的进一步电离, 会在气体层内部引发气体放电(有时称之为“闪络”)^[4]. 在整个击穿过程中, 次级电子倍增放电起着重要的作用, 因此抑制击穿也主要在场致发射和次级电子倍增阶段采取措施.

我们注意到, 在许多处理介质表面次级电子倍增效应的电子轨迹计算中, 时变微波磁场总是被忽略. 例如, 在用 Monte Carlo 方法模拟或其他模拟计算中, 文献[5,6]虽然对外部磁场和斜入射情况进行了分析, 并得出了两种情况下易损性图的变化, 但是其采用的是固定介质表面直流场 E_{dc} , 忽略了空间电荷效应. 我们采用粒子模拟 (particle-in-cell, 简称 PIC) 方法模拟电子运动, 结合 Monte Carlo 方法处理电子与介质表面的碰撞, 得到了微波磁场和斜入射情况下次级电子倍增的时间变化图像.

2. 物理模型

研究的模型如图 1 所示, 其中射频场入射方向 \mathbf{k} 与 z 轴方向的夹角为 α , 射频电场 \mathbf{E}_{rf} 与 y 轴方向的夹角为 β (射频磁场 \mathbf{H}_{rf} 平行于 x 轴方向, $\beta = \alpha$), 射频电场 \mathbf{E}_{rf} 和射频磁场 \mathbf{H}_{rf} 与入射方向 \mathbf{k} 成右手螺旋关系. 介质表面由于发射电子而留下的正电荷产生的直流电场 \mathbf{E}_{dc} 垂直于介质表面. 一般情况下射频电场 \mathbf{E}_{rf} 在 z 方向上的分量比较小, 因此对于斜入射情况, 我们主要考虑小角度情况.

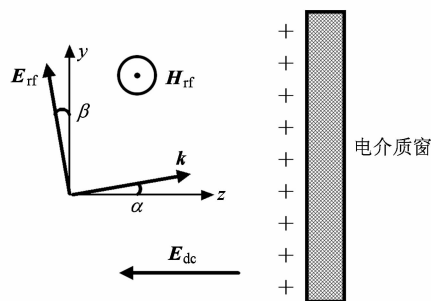


图 1 介质表面高功率微波击穿模型

PIC 模拟是在高速计算机上通过跟踪大量微观带电粒子在它们的自洽场和外加电磁场作用下的运动, 再对其进行统计平均, 得到宏观物理特性和运动规律的一种数值模拟方法^[7,8]. PIC 模拟直接采

† E-mail: clb@mail.ustc.edu.cn

用原始的粒子描述,如位置、速度等. PIC 模拟包括静电模型、静磁模型和电磁模型. 考虑到静电作用在整个次级电子倍增过程中的重要作用,以及整个过程中入射电磁波基本上没有变化,本文拟采用 PIC 模拟的一维静电模型^[9],其基本方程如下:

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (1)$$

$$\mathbf{E}_{dc} = -\nabla\phi, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt}m\mathbf{v} = q(\mathbf{E}_{dc} + \mathbf{E}_{rf} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt}\mathbf{x} = \mathbf{v}, \quad (4)$$

其中, ϕ 是电势, \mathbf{E}_{dc} 是电荷产生的静电场强度, \mathbf{E}_{rf} 和 \mathbf{B} 分别是射频电场强度和磁感应强度, ρ 为电荷密度, \mathbf{x} 和 \mathbf{v} 分别为粒子的位移和速度, m 和 q 分别表示电子的质量和电量, ϵ_0 是真空电容率.

在次级电子产额与碰撞能量和碰撞角度关系方面,采用 Vaughan 的经验公式^[10]

$$\delta(E, \theta) = \delta_{\max} \left(1 + k_s \frac{\theta^2}{2\pi} \right) \times f(w, k), \quad (5)$$

$$f(w, k) = \begin{cases} (we^{(1-w)})^k, & k = \begin{cases} 0.56 & (w \leq 1), \\ 0.25 & (1 < w \leq 3.6), \end{cases} \\ 1.125w^{-0.35}, & w > 3.6, \end{cases} \quad (6)$$

$$w = \frac{E - E_0}{E_{\max0} - E_0}, \quad (7)$$

其中, $\delta_{\max0}$ 和 $E_{\max0}$ 分别为初级电子法向入射时的最大次级电子产生率及其对应的初级电子能量, E_0 为产生次级电子的最小碰撞能量; θ 为初级电子入射角度,以弧度为单位. k_s 是表面光滑度因子,取值范围在 0—2 之间,通常情况下 k_s 取 1,对于粗糙表面,例如碳纤维编织材料, k_s 取 0;对于理想光滑、清洁和无氧表面, k_s 可取 2. 图 2 表示 $\delta_{\max} = 3$ 和 $E_{\max} = 420$ eV 材料的次级电子发射曲线, E_{p1} 和 E_{p2} 是曲线与 $\delta = 1$ 两个交叉点相应的初始电子能量.

对于次级电子离开介质表面,采用 Monte Carlo 方法,根据如下分布^[11]:

$$f(E_0) = \frac{E_0}{E_{om}} e^{-(E_0/E_{om})}, \quad (8)$$

$$g(\psi) = \frac{1}{2} \sin\psi \quad (0 < \psi < \pi). \quad (9)$$

给电子赋予随机初始能量 $E = mv_0^2/2$ 和随机发射角度 ψ ,其中 E_{om} 为发射分布能量的峰值,一般为几个电子伏,需要指出的是,发射平均能量为 $2E_{om}$.

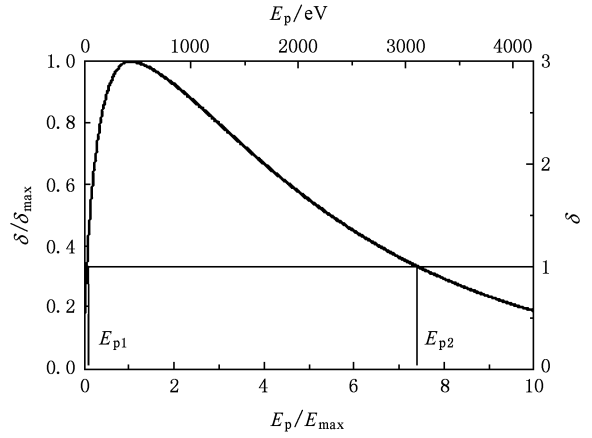


图 2 次级电子发射的普适曲线

3. 模拟结果与分析

模型在介质表面法向方向上长度为 10 cm, 网格长度为 1 μm , 每个宏粒子包含的粒子数为 1.0×10^7 . 场致发射的等效电流密度为 1.0×10^3 A/m², 入射射频电场为 $E_{rf} = 3.0 \sin(2\pi ft)$ MV/m, 这里的 f 表示射频场的频率.

在真空条件下, 射频场为时谐均匀平面波, 频率为 1 GHz, 入射方向与介质表面法向角度 α 分别为 0°, 1°, 5° 和 10° 时的电子数量和介质表面直流电场随时间的变化分别如图 3 和图 4 所示. 由于射频电场方向与介质表面不平行时, 射频场电场的一部分叠加到介质表面直流电场, 使每一个入射场周期内电子数量和介质表面直流电场曲线的两个波峰出现差异, 并随着角度的增加而变大.

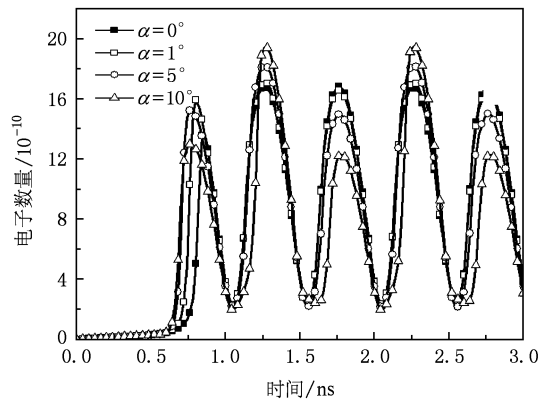


图 3 真空条件下不同角度 α 入射场的电子数量随时间的变化

射频电场 z 方向分量产生的力并不受电子位置

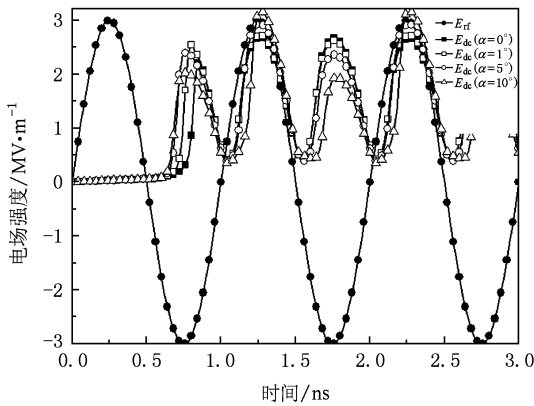


图 4 真空条件下不同角度 α 入射场的直流电场随时间的变化

的影响,由于电子屏蔽效应的存在,直流电场 E_{dc} 产生的力沿负 z 方向越来越小,对于外层电子,前者已经占主导地位.当射频电场 z 方向分量与直流电场 E_{dc} 方向相同时,其对电子的作用力是将其拉回介质面,使电子在射频场中运动时间变短,获得的射频场能量变小;射频电场 z 方向分量与直流电场 E_{dc} 方向相反时,其对电子的作用是将电子推离介质表面,使电子在射频场中运动时间变长,获得的射频场能量变大.由图 5 电子平均能量随时间的变化可以看到,同射频周期内,电子平均能量的两个波峰差异随着斜入射角度 α 的变大而变大,当 α 为 10° 时,两个波峰差别已达到两个数量级;图 6 为介质表面吸收功率随时间的变化,其基本保持在 2%,但当斜入射 α 为 10° 时,介质表面吸收功率最高已可以达到入射场功率的 4%.

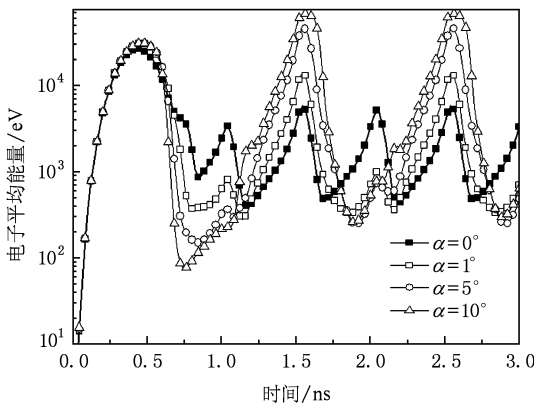


图 5 真空条件下不同角度 α 入射场的电子平均能量随时间的变化

在真空条件下,射频场为时谐均匀平面波,频率为 1 GHz,考虑和不考虑磁场影响情况下的电子

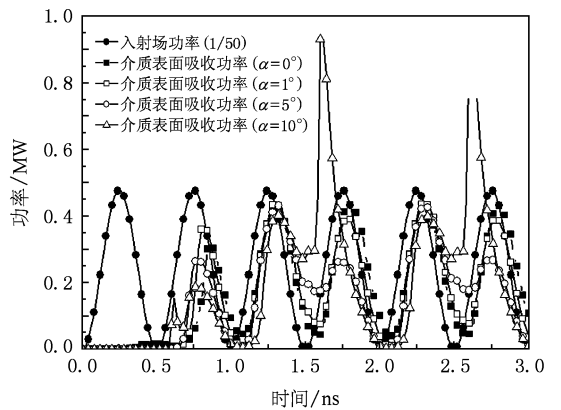


图 6 真空条件下不同角度 α 入射场的介质表面吸收功率随时间的变化

数量和介质表面直流电场随时间的变化分别如图 7 和图 8 所示.在考虑磁场情况时,电子数量和介质表面直流场的幅值与不考虑磁场的情况基本相同,但

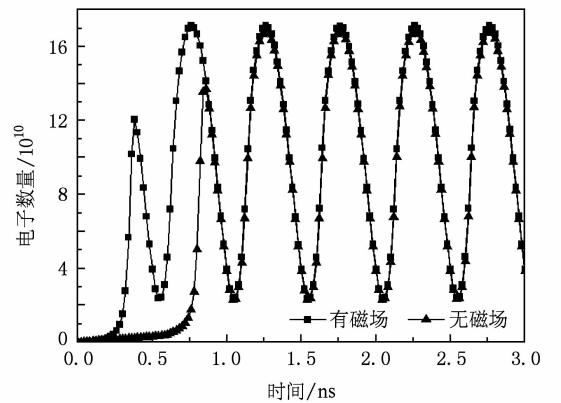


图 7 真空条件下考虑与不考虑磁场时电子数量随时间的变化

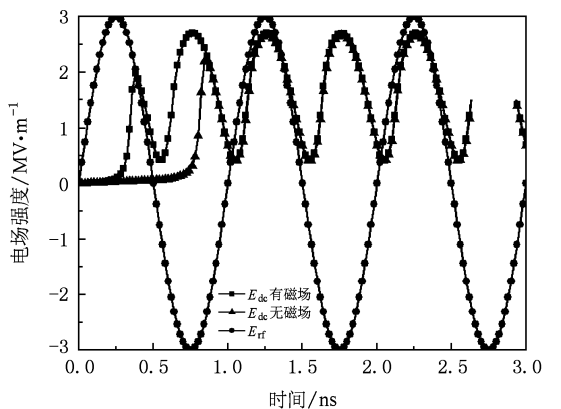


图 8 真空条件下考虑与不考虑磁场时介质表面直流场和入射场电场随时间的变化

是次级电子倍增在考虑磁场的情况下较早进入饱和状态,这是因为在初始阶段,表面正电荷密度和直流场很低,射频场的磁场对电子产生的力与介质表面直流场是可相比拟的,同时由于多数电子运动方向与射频电场方向平行,磁场的作用在入射波一侧将电子拉回表面,因此使次级电子倍增早于不考虑磁场的情况发生.

图 9 为两种情况下电子平均能量随时间的变化,在考虑磁场情况下,次级电子倍增饱和情况下电子平均能量为 200 eV 左右,远小于不考虑磁场情况下的 800—6000 eV.这是因为在不考虑磁场情况下,外层电子受力很小,可以在射频场中运动很长时间,获得很大能量.在考虑磁场时,外层电子由于受内层电子屏蔽作用,受到的介质表面直流场作用很小,但磁场力并不受电子位置限制,所以越靠近外层,磁场力作用越明显.在最外层,磁场力已占主导地位,因此外层电子的运动时间就会显著减少,获得能量也会减少很多,因此平均能量下降很多.图 10 为两种情况下介质表面吸收功率随时间的变化,两者的介质表面吸收的功率都基本保持在 2%

左右.考虑磁场时,介质表面吸收功率略小于不考虑磁场时的情况,两者差别并不像平均能量差别那么大.由此我们可以得出结论,电子的平均能量主要受外层电子影响,但由于其运动时间过长,沉积在介质表面上的能量主要还是由低能内层电子完成.

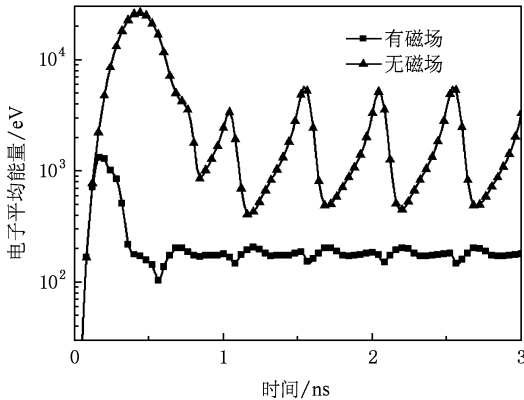


图 9 真空条件下考虑与不考虑磁场时电子平均能量随时间的变化

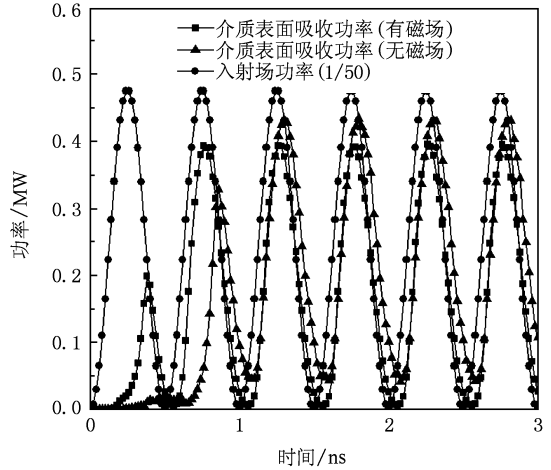


图 10 真空条件下考虑与不考虑磁场时介质表面吸收功率和入射功率随时间的变化

4. 结 论

从上述模拟结果和分析可知,由于直流电场 E_{dc} 受电子屏蔽作用,斜入射和微波磁场对介质表面运动的外层电子作用比较明显;但对于内层电子,小角度斜入射和微波磁场产生的力还是远小于直流电场 E_{dc} 产生的力,其影响并不大.因此斜入射和微波磁场虽然会对电子平均能量产生影响,但是对电子数量和介质表面吸收功率影响并不大.所以,我们可以得出结论,斜入射和微波磁场对微波介质表面击穿不会产生显著作用.

[1] Shao H, Liu G Z 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2387 (in Chinese) [邵 浩、刘国治 2001 物理学报 **50** 2387]
 [2] Gong Y B, Zhang Z, Wei Y Y, Meng F B, Fan Z K, Wang W X 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3990 (in Chinese) [宫玉彬、张章、魏彦玉、孟凡宝、范植开、王文祥 2004 物理学报 **53** 3990]
 [3] Hao J H, Ding W, Dong Z W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4789 (in Chinese) [郝建红、丁 武、董志伟 2006 物理学报 **55** 4789]

[4] Robert J B, Schamiloglu E (Translated by Zhou C M, Liu G Z, et al) 2004 *High-Power Microwave Sources and Technologies* (Beijing: Tsinghua University Press) pp313—322, 350 (in Chinese) [罗伯特 J. 贝克, E. 谢米洛格鲁 著(周传明、刘国治等译) 2004 高功率微波源与技术(北京:清华大学出版社) 第 313—322 页, 第 350 页]
 [5] Valfells A 2000 *Phys. Plasmas* **7** 2

- [6] Cai L B, Wang J G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3268 (in Chinese)
[蔡利兵、王建国 2009 物理学报 **58** 3268]
- [7] Fu Z F, Hu Y Q 1995 *Numerical Simulation of Space Plasma*
(Hefei: Anhui Science and Technology Publishing House) p433
(in Chinese) [傅竹风、胡友秋 1995 空间等离子体数值模拟
(合肥:安徽科学技术出版社)第 433 页]
- [8] Li X Z, Wang J G, Tong C J, Zhang H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57**
4613 (in Chinese) [李小泽、王建国、童长江、张 海 2008 物
理学报 **57** 4613]
- [9] Birdsall C K 1991 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19** 65
- [10] Vaughan R 1993 *IEEE Trans. Electron Dev.* **40** 830
- [11] Kishek R A, Lau Y Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 193

Effects of the microwave magnetic field and oblique incident microwave on multipactor discharge on a dielectric surface

Cai Li-Bing^{1)†} Wang Jian-Guo¹⁾²⁾

1) (Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

2) (School of Electronic & Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 19 March 2009; revised manuscript received 16 April 2009)

Abstract

We analyze, separately, the effects of the microwave magnetic field and the oblique microwave field on multipactor discharge on a dielectric surface. Using particle-in-cell/Monte Carlo simulation, we obtain the temporal evolution of the number of electrons, direct current electric field, mean kinetic energy of electrons, and power deposited in the dielectric in the cases of the microwave magnetic field and the oblique microwave field. The numerical results show that the oblique microwave field and the microwave magnetic field can significantly affect the mean kinetic energy of electrons, but do not qualitatively change the number of electrons and the power deposited in the dielectric, so the microwave magnetic field and the oblique microwave field do not significantly affect the multipactor.

Keywords: high power microwave, magnetic field, oblique incidence, multipactor

PACC: 5280V, 3220D, 5280P