

# 介质表面高功率微波击穿中释气现象的数值模拟研究

蔡利兵<sup>1)†</sup> 王建国<sup>1)2)</sup>

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12月24日收到; 2010年4月27日收到修改稿)

建立了一个简单的高功率微波(HPM)介质表面击穿释气模型,并采用PIC(particle-in-cell)-MCC(Monte Carlo collisions)方法,通过自行编写的介质表面击穿数值模拟程序对不同释气条件下的介质表面 HPM 击穿过程进行了数值模拟研究,得到了击穿过程中电子数量等的时间图像和不同释气速度下的击穿延迟时间. 模拟结果表明,对于具有一定时间宽度的 HPM 脉冲,当介质表面气体脱附速度较小时,由于介质表面气体层形成太慢而不会发生击穿;只有当脱附速度大于一定值时,击穿才会发生且击穿延迟时间在一定范围内随着脱附速度的增加而缩短. 最后,将数值模拟得到的介质表面 HPM 击穿数据,与单极性表面击穿的实验诊断图像进行了对比,两者的发展趋势符合很好.

**关键词:** 释气现象, 介质表面击穿, 高功率微波, 数值模拟

**PACS:** 52. 80. Pi, 52. 65. - y, 52. 20. Fs

## 1. 引言

随着高功率微波(high power microwave, HPM)技术的发展<sup>[1,2]</sup>,发生在馈源介质窗上的击穿已经成为限制 HPM 传输及发射的关键制约因素之一<sup>[3]</sup>. 介质表面的 HPM 击穿中包含很多基本的物理现象,如场致电子发射、次级电子发射、释气现象和气体击穿等,其击穿的具体步骤为:1)场致发射提供种子电子;2)次级电子发射雪崩和次级电子倍增快速增长达到饱和;3)电子碰撞引起介质表面释气现象发生;4)界面上发生释放气体中的气体击穿. 第2)和第3)步有重叠<sup>[4]</sup>. 其中介质表面释放气体中的气体击穿是介质窗失效的最终原因,而释气过程则决定着介质表面气体层的形成,因此抑制释气现象,减慢介质表面脱附气体层的形成,可以有效减缓或防止介质表面击穿的发生.

目前对介质表面 HPM 击穿中的场致电子发射、次级电子倍增和气体电离研究都已经比较成熟,建立了较为完备的次级电子倍增理论<sup>[5-7]</sup>,并实现了对定气压下介质表面击穿的数值模拟<sup>[8,9]</sup>. 但对于

释气现象,由于对介质表面吸附气体的种类、密度及脱附速度的复杂性,目前还缺乏定量研究. 本文建立了一个简单的介质表面击穿释气模型,并通过PIC(particle-in-cell)-MCC(Monte Carlo collisions)方法,编写了包含释气现象在内的介质表面击穿程序,将气体分子也作为一种粒子进行跟踪,实现了介质表面 HPM 击穿从场致电子发射、次级电子倍增、释气现象到气体击穿的全过程模拟. 另外,由于单极性介质表面击穿与 HPM 介质表面击穿有着相似的物理过程,我们将数值模拟得到的击穿数据图像与单极性介质表面击穿的实验数据图像进行了对比分析,发现两种击穿过程发展趋势符合得很好.

## 2. 基本原理

### 2.1. 释气模型

本文的研究模型如图1所示. 介质表面左侧为真空,微波垂直入射介质表面,微波电场  $E_{mw}$  和磁场  $H_{mw}$  平行于介质表面,介质表面由于发射电子而留下的正电荷产生的直流场  $E_{dc}$  垂直于介质表面. 场

† E-mail: clb@mail.ustc.edu.cn

致发射电子由介质表面发射进入微波场区域,受微波电场  $E_{mw}$  加速而获得能量,受介质表面直流场  $E_{dc}$  作用返回并轰击介质表面,并将在微波场中获得的能量沉积到介质表面,同时打出  $\delta$  个次级电子. 次级电子进入微波场区域获得能量,同样受直流场  $E_{dc}$  作用返回介质表面打出新的次级电子. 与单纯的次级电子倍增模型<sup>[5,6]</sup>不同的是,在本文的释气模型中,初级电子在打出次级电子的同时,还引起  $\gamma$  个介质表面吸附气体分子的脱附( $\gamma$  为介质表面吸附气体分子的脱附系数,定义为单个入射电子与介质表面碰撞所能释放的气体分子数). 然后跟踪脱附气体分子运动,通过脱附气体分布求出脱附气体密度分布,并采用 Monte Carlo 方法处理电子与脱附气体的碰撞.

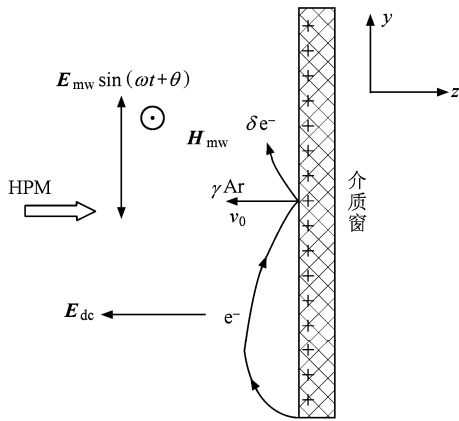


图1 介质表面击穿的释气模型

介质表面比较容易吸附水分子形成分子层,另外,真空中杂质气体(如  $CO_2$  和  $CO$  等)也属于吸附性强的气体. 但一方面表面吸附气体的种类比较复杂,各种气体的具体密度等还缺乏定量了解. 另外,这些实际吸附气体分子与电子的碰撞过程也比较复杂,碰撞处理比较困难. 而惰性气体分子与电子的碰撞处理相对简单,且其也可以反映出释气现象在击穿过程中的作用,从而实现 HPM 介质表面击穿的规律性研究. 因此,本文中我们假设所有吸附的气体分子都为氩气分子,并忽略了电子的入射能量和角度对气体分子脱附系数  $\gamma$  的影响,采用了固定的介质表面气体脱附系数. 对于释放的氩气气体分子,其平均能量约为  $1.0 \text{ eV}$ <sup>[10,11]</sup>,即运动速度为声速的几倍,一般为  $1.0 \times 10^3 - 2.0 \times 10^3 \text{ m/s}$ ,本文对释放气体分子的运动速度均取为  $1.0 \times 10^3 \text{ m/s}$ .

如果假定介质表面只吸附了单层的气体分子,

则介质表面的气体分子密度约为  $10^{15}/\text{cm}^2$ . 当电子以法向入射时,电子碰撞脱附截面约为  $10^{-17} - 10^{-19} \text{ cm}^2$ ,计算得出的气体脱附系数  $\gamma$  为  $10^{-4} - 10^{-2}$ <sup>[4,12]</sup>,文献[10]估计的气体脱附系数  $\gamma$  为  $3.0 \times 10^{-2}$ . 对介质表面吸附多层气体分子和电子掠入射情况,气体脱附系数将会大于介质表面吸附单层气体分子和电子法向入射的情况. 脱附系数表征电子碰撞引起的气体脱附效率,和碰撞速率一起决定了释气速度,是影响释气速度的重要因素,在这里我们通过数值模拟程序模拟了脱附系数  $\gamma$  在  $10^{-3}$  和  $1.0$  之间的介质表面 HPM 击穿过程,通过对比不同释气速度下介质表面击穿过程来研究释气现象对介质表面击穿的影响.

## 2.2. PIC-MCC 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. PIC 模拟直接采用原始的粒子描述,如位置、速度等. PIC 模拟包括静电模型、静磁模型和电磁模型<sup>[13]</sup>. 本文采用了 PIC 模拟的一维静电模型,其基本方程如下:

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

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

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

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

其中,  $\phi$  是电势,  $\mathbf{E}_{dc}$  是电荷产生的静电场强度,  $\mathbf{E}_{mw}$  和  $\mathbf{B}_{mw}$  分别是入射微波电场强度和磁感应强度,  $\rho$  为电荷密度,  $\mathbf{x}$  和  $\mathbf{v}$  分别为粒子的位移和速度,  $m$  和  $q$  分别表示电荷的质量和电量,  $\epsilon_0$  是真空电容率.

对于一维静电模型,只在一个方向处理电荷产生的静电场,微波场作为外部参数,仅参与粒子运动方程. 在这里,我们沿  $x$  方向剖分网格,记网格坐标  $x_i = (i - 1) \Delta x$ ,  $\Delta x$  为网格间距,在  $n \Delta t$  时刻,网格点上的电荷密度为  $\rho_i^n$ ,电势为  $\phi_i^n$ ,电场强度为  $E_i^n$ ,第  $j$  个粒子所在位置静电场强度为  $E_j^n$ ,位移为  $\mathbf{x} |_j^n$ ,在  $(n + 1/2) \Delta t$  时刻,第  $j$  个粒子的速度为  $\mathbf{v} |_j^{n+1/2}$ .

采用长度权重法分配电荷,其分配方程为<sup>[13,14]</sup>

$$\rho_i^n = \frac{q N_e}{\Delta x} \sum_{j=1}^N W(\mathbf{x}_x |_j^n), \quad (5)$$

其中  $\mathbf{x}_x |_j^n$  为第  $j$  个粒子位移  $\mathbf{x} |_j^n$  在  $x$  方向上的分量,  $W$  为电荷分配权重函数,  $q$  为电子电荷,  $N_e$  为每个宏粒子所包含的电子数目,  $N$  为宏粒子总数.

泊松方程可离散为

$$\phi_j^n = \frac{1}{2} \left( \phi_{i+1}^n + \phi_{i-1}^n + \frac{\rho_i}{\epsilon_0} \Delta x^2 \right), \quad (6)$$

其中  $\phi_i$  和  $\rho_i$  分别为第  $i$  个网格点上的电势和电荷密度采用以下边界条件

$$\phi_0 = 0. \quad (7)$$

将上述方程写成矩阵形式可得

$$\begin{bmatrix} b_0 & c_0 & 0 & 0 & \cdots & & & & \\ a_1 & b_1 & c_1 & 0 & \cdots & & & & \\ 0 & a_2 & b_2 & c_2 & 0 & \cdots & & & \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & & & \\ & & & a_{n-2} & b_{n-2} & c_{n-2} & & & \\ & & & 0 & a_{n-1} & b_{n-1} & & & \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \phi_0 \\ \phi_1 \\ \phi_2 \\ \vdots \\ \phi_{n-2} \\ \phi_{n-1} \end{bmatrix} = f = \begin{bmatrix} d_0 \\ d_1 \\ d_2 \\ \vdots \\ d_{n-2} \\ d_{n-1} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

其中,

$$\begin{aligned} a_j &= 1 \quad j = 1, 2, \dots, n-1, \\ b_0 &= -1, b_j = -2 \quad j = 1, 2, \dots, n-1, \\ c_j &= 1 \quad j = 0, 1, \dots, n-2, \end{aligned} \quad (9)$$

$$d_0 = \frac{\sigma_+}{\Delta x} + \rho_0, d_j = \rho_j \quad j = 1, 2, \dots, n-1,$$

$$f = -\Delta x^2 / \epsilon_0,$$

其中  $\sigma_+$  为边界面电荷密度, 求解矩阵可求出电势, 由电势可通过下式求得电场:

$$E_i = \frac{\phi_i - \phi_{i+1}}{\Delta x}. \quad (10)$$

按照(6)–(11)式, 求出  $n\Delta t$  时刻的电场  $\mathbf{E}_i^n$ , 代入粒子运动方程

$$\begin{aligned} \mathbf{v} |_j^{n+1/2} &= \mathbf{v} |_j^{n-1/2} + \frac{q\Delta t}{m} (E_j^n \mathbf{e}_x + \mathbf{E}_{mw} \\ &\quad + \mathbf{v} \times |_j^{n-1/2} \mathbf{B}_{mw}), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\mathbf{x} |_j^{n+1} = \mathbf{x} |_j^n + \Delta t \mathbf{v} |_j^{n+1/2}, \quad (12)$$

其中  $\mathbf{e}_x$  为  $x$  方向的单位矢量,

$$\begin{aligned} E_j^n &= \frac{1}{\Delta x} (E_i^n (x_{i+1} - \mathbf{x}_x |_j^n) \\ &\quad + E_{i+1}^n (\mathbf{x}_x |_j^n - x_i)). \end{aligned} \quad (13)$$

Monte Carlo 方法也称随机模拟法、随机抽样技术或者统计试验法, 其基本思想是: 首先建立一个与求解问题有关的概率模型或随机过程, 使它的参数等于所求问题的解, 然后通过对模型或过程的观察或抽样试验来计算所求参数的统计特征, 最后给出所求解的近似值. MCC 方法是 Monte Carlo 方法在处理粒子碰撞问题中的应用. 由于粒子之间的碰撞是一个随机过程, 因此可以采用 Monte Carlo 方法. 即用随机数产生器产生一个随机数  $R$ , 如果  $R$  小于粒子碰撞概率  $P$ , 则认为碰撞发生, 否则认为碰撞不发生.

PIC-MCC 方法是 MCC 方法在 PIC 方法中的应用, 它不同于一般的 MCC 方法. 一般的 MCC 采用碰撞时间随机的方法, 而在 PIC 方法中, 粒子推进和场推进的时间步长都是固定的. 所以, 为了在 PIC 方法中运用 MCC 方法, 采用了在时间步长内随机决定源粒子和靶粒子之间发生或者不发生碰撞的方法来实现 MCC<sup>[15,16]</sup>.

本文主要考虑了电子与中性原子弹性碰撞以及中性原子的激发和电离碰撞. 实际过程中, 还有很多其他的碰撞和激发类型, 如电荷交换等, 但因碰撞截面较小, 影响不大, 可忽略不计. 模拟所使用的碰撞截面数据来自国际原子能组织的核数据库<sup>[17]</sup>.

按照统计学的观点, 每一种碰撞类型都存在一定的碰撞概率, 而碰撞概率可由碰撞截面来确定. 源粒子与靶粒子的碰撞截面  $\sigma(E)$  是源粒子动能  $E$  的函数. 假设第  $i$  个源粒子和靶粒子 (粒子密度为  $n_i(x)$ ) 之间可发生  $N$  种碰撞, 设第  $j$  种 ( $j \in [1, N]$ ) 碰撞的截面为  $\sigma_j(E_i)$ , 那么, 总碰撞截面为所有类型的碰撞截面之和, 即  $\sigma_T(E_i) = \sigma_1(E_i) + \sigma_2(E_i) + \dots + \sigma_N(E_i)$ , 则第  $i$  个源粒子与靶粒子发生碰撞 (包括所有  $N$  种碰撞) 的概率为

$$P_i = 1 - \exp(-\sigma_T(E_i) n_i(x_i) v_i \Delta t), \quad (14)$$

其中  $x_i$  和  $v_i$  为第  $i$  个源粒子的位置和速度,  $\Delta t$  是 PIC 推进的时间步长. 总碰撞频率与靶粒子的密度、入射粒子的速度、相互作用的碰撞截面和时间步长都有关. 因为  $P < 1$  总是成立的, 即假定一个时间步长内, 只发生一次碰撞, 所以对  $\Delta t$  大小有一定要求. 经过计算, 通常满足 Courant 条件的的时间步长是符合要求的. 当存在多种碰撞时, 单独某种碰撞的概率为

$$P_{ij} = \frac{\sigma_j n_i(x_i) v_i \Delta t}{\sigma_T n_i(x_i) v_i \Delta t} P_i = \frac{\sigma_j}{\sigma_T} P_i. \quad (15)$$

在每个 PIC 推进时间步长内,对于每一个源粒子(以第  $i$  个源粒子为例),用随机数发生器产生一个 0 到 1 之间的随机数  $R_1$ , 如果  $R_1$  小于总碰撞概率(第  $i$  个源粒子的总碰撞概率为  $P_i$ ),则源粒子与靶粒子一定发生一次碰撞.再产生一个 0 到 1 之间的随机数  $R_2$ ,由  $R_2$  所处的范围来决定该碰撞是  $N$  种碰撞中的哪一种碰撞,使得落在第  $j$  个范围内的概率等于相对碰撞截面  $\sigma_j/\sigma_T$ .

电子与中性原子的弹性碰撞时,入射电子的动能变化量为<sup>[15]</sup>

$$\Delta E_e = -K_{ei}(1 - \cos\chi)(E_e - E_i), \quad (16)$$

其中  $K_{ei} = \frac{2m_e m_i}{(m_e + m_i)^2}$ ,  $E_e$  和  $E_i$  分别为碰撞前电子和中性原子的动能.由于电子的动能远大于原子的动能,即  $E_e \gg E_i$ , 所以(17)式可化为

$$\frac{1}{2} m_e v'^2 - \frac{1}{2} m_e v^2 = -\frac{2m_e m_i (1 - \cos\chi)}{(m_e + m_i)^2} \left( \frac{1}{2} m_e v^2 \right), \quad (17)$$

其中  $v$  和  $v'$  分别为碰撞前和碰撞后电子的运动速率,将(17)式化简后得

$$v' = v \sqrt{1 - \frac{2m_e m_i (1 - \cos\chi)}{(m_e + m_i)^2}}. \quad (18)$$

散射角  $\chi$  和子午面角  $\phi$  取随机值,随机值取法为

$$\cos\chi = \frac{2 + E_e - 2(1 + E_e)^R}{E_e}, \quad (19)$$

$$\phi = 2\pi R, \quad (20)$$

其中  $R$  为 0—1 之间的均匀随机数.

对于电子与中性原子的激发碰撞,按照先激发再弹性碰撞的方法来处理.设中性原子的激发能为  $E_{exc}$ , 那么经过激发碰撞后,入射电子的动能变为  $E' = E_e - E_{exc}$ , 速度变为  $\sqrt{\frac{2E'}{m}}$  (弹性碰撞的新入射速度),然后再用弹性碰撞来求取碰撞后的速度.

对于电子与中性原子的电离碰撞,按照先电离再弹性碰撞的方法来处理.对于新产生的电子,其初始位置可近似为入射电子的位置,初始动能为  $E_{scat} = B \text{tg} \left[ \arctg \left( \frac{E_e R}{20} \right) \right]$  ( $B = 10 \text{ eV}$ ), 它的速度方向(散射角和子午面角)按照弹性碰撞中的方法来随机求取.设中性原子的电离能为  $E_{ion}$ , 那么,入射

电子碰撞后的动能为  $E' = E_e - E_{ion} - E_{scat}$ , 电离后其速度(弹性碰撞的入射速度)变为  $\sqrt{\frac{2E'}{m}}$ , 然后再按弹性碰撞来求取碰撞后电子(被散射)的速度.新离子的动能及速度大小根据各向同性气体中的速度分布规律来随机取得,其初始位置与入射电子位置相同,速度方向按照各向同性来随机取值.

### 2.3. 次级电子发射

次级电子发射是由于“初始”电子的碰撞而从固体中发射出电子的现象<sup>[5]</sup>.次级电子产生率  $\delta$  决定了净电流是流出还是流入固体表面.如果  $\delta > 1$ , 就会出现电子倍增,亦即相对于注入电子,有更多的电子从固体中发射出来.由此导致的电子雪崩增长可能最初只是来源于少数入射电子,这些少数电子可以通过诸如场致发射的方式产生,随特定材料、场强以及其他参数的不同而改变.

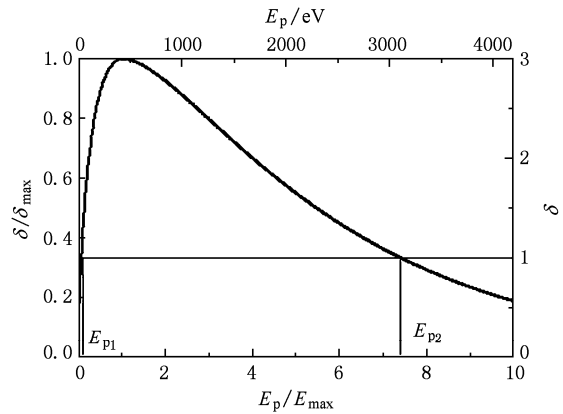


图2 次级电子发射的普适曲线

次级电子产生率  $\delta$  为初级电子碰撞能量  $E_i$  和碰撞角度  $\theta$  的函数,其中有两个非常重要的参数:最大次级电子产生率  $\delta_{max}$  以及对应于  $\delta = \delta_{max}$  的初级电子能量  $E_{max}$ .图 2 表示  $\delta_{max} = 3$  和  $E_{max} = 420 \text{ eV}$  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.本文采用 Vaughan 提出的经验公式来描述次级电子产生率与初级电子参数之间的关系<sup>[18]</sup>,其公式如下:

$$\delta(E, \theta) = \delta_{max} \left( 1 + k_s \frac{\theta^2}{2\pi} \right) \times f(w, k), \quad (21)$$

$$f(w, k) = \begin{cases} (we^{(1-w)})^k & k = \begin{cases} 0.56 & w \leq 1, \\ 0.25 & 1 < w \leq 3.6, \\ 1.125w^{-0.35} & w > 3.6, \end{cases} \end{cases} \quad (22)$$

$$w = \frac{E - E_{\min}}{E_{\max0} - E_{\min}}, \quad (23)$$

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,  $E_{\min}$  为产生次级电子的最小碰撞能量;  $\theta$  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 到 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.

### 2.4. 主要参数

本文采用的入射 HPM 脉冲电场为  $E_{mw} = 3.0 \sin(2\pi ft)$  MV/m, 这里的  $f$  表示微波场的频率, 脉冲持续时间为 50 ns, 场致发射的等效电流密度为  $1.0 \times 10^3$  A/m<sup>2</sup>. 次级电子倍增相关参数为: 法向入射时最大次级电子产生率  $\delta_{\max0} = 3.0$  及对应的电子碰撞能量  $E_{\max0} = 420$  eV, 次级电子发射能量分布的峰值  $E_{om} = 2.1$  eV, 介质表面面积  $A = 10.0$  cm<sup>2</sup>. 次级电子的发射能量  $E_{emi}$  和发射角度  $\phi$  分别服从以下分布<sup>[6]</sup>:

$$f(E_0) = \frac{E_{emi}}{E_{om}^2} e^{-(E_{emi}/E_{om})}, \quad (24)$$

$$g(\varphi) = \frac{1}{2} \sin \varphi \quad (0 < \varphi < \pi). \quad (25)$$

### 3. 程序简介

程序计算流程如图 3 所示, 粒子和场从初始条件出发按时间顺序推进. 由离散网格点上的场插值得到连续空间粒子位置的直流场  $E_{dc}$ , 加上入射微波电场  $E_{mw}$ , 在每个时间步长内推进粒子运动方程. 然后, 在边界为介质表面时应用次级电子发射条件和气体分子脱附条件, 模拟电子与介质表面的次级电子倍增和释气现象. 接着推进气体分子运动, 由气体宏粒子的空间分布求得各网格点的气体密度. 然后应用 MCC 方法处理电子与气体分子的碰撞情况. 场方程中的电荷源项  $\rho$  从连续的粒子位置插值到离散网格的位置; 然后, 在每个时间步长内推进场量, 再重新开始下一时间步长的计算.

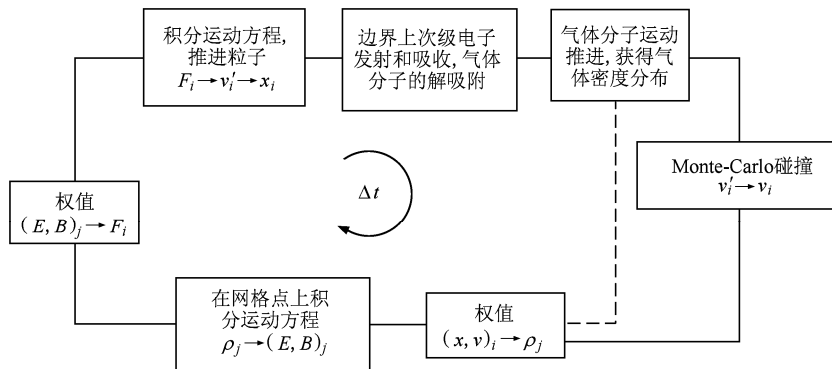


图 3 介质表面击穿模拟程序流程图

程序的计算输出包括介质表面运动电子的数量、能量以及介质表面直流场  $E_{dc}$  和介质表面吸收功率随时间的变化等. 运动电子的相关数据主要反映击穿过程中介质表面等离子体的发展情况, 介质表面直流场  $E_{dc}$  和介质表面吸收功率主要反映击穿对介质表面的影响. 通过分析不同释气速度下的介质表面击穿模拟得到的数据, 研究释气现象对介质表面击穿的影响.

### 4. 模拟结果与分析

图 4 为脱附系数  $\gamma = 1.0 \times 10^{-3}$  时电子数量随

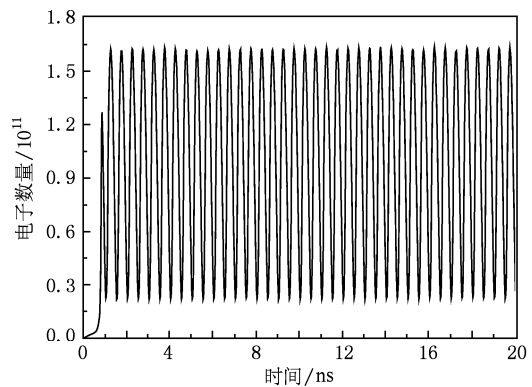


图 4  $\gamma = 0.001$  时电子数量随时间的变化

时间的变化. 由图可知电子数量以两倍于微波场频率稳定振荡, 表明基本没有气体电离发生, 这是由于释气速度太慢, 介质表面气体密度太低, 电子与气体碰撞电离概率很小. 此时电子的来源是次级电子倍增, 但由于次级电子倍增造成的介质表面吸收功率仅为入射场总功率的 1%—2%<sup>[9,19]</sup>, 不足以造成微波传输的截止, 因此此种情况下介质表面击穿不会发生. 随着脱附系数  $\gamma$  的增加, 介质表面吸附的气体分子脱附速度加快, 介质表面气体层的密度也会随之增加, 电子与气体碰撞电离的概率逐渐变大, 当  $\gamma = 0.01$  时, 电子与气体的碰撞电离作用已比较明显, 电子数量和离子数量都随时间增加, 如图 5 所示.

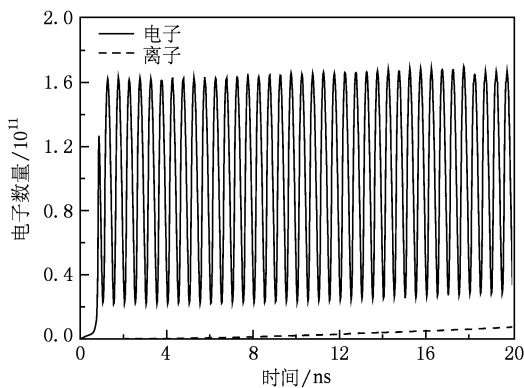


图 5  $\gamma = 0.01$  时电子和离子数量随时间的变化

当  $\gamma = 0.05$  时, 电子和离子数量随时间的变化如图 6 所示. 与  $\gamma = 0.01$  的情况相比, 可以看出, 电子和离子数量都在显著增加, 同时两者的增长与定气压条件下的稳定增长不同, 增长速度也在明显地随时间增加. 这是由于随脱附系数  $\gamma$  增大, 电子数量在增加的同时, 也会引起介质表面气体脱附速度的增加, 造成介质表面气体层的密度和厚度不断增加, 碰撞电离速率也在增加, 引起电子和离子数量更快的增长.

在长为 50 ns 的 HPM 脉冲结束时, 介质表面的运动电子数量如图 7 所示. 从图中可以看出, 在  $\gamma < 0.07$  时, 电子数量相对于真空条件下次级电子倍增情况增加的并不多. 这是由于介质表面气体脱附速度比较慢, 气体层的密度太低, 气体电离并没有引起电子数量的迅速增长. 当  $\gamma > 0.07$  时, 可以看到电子数量随着脱附系数  $\gamma$  快速增加, 意味着此时介质表面脱附气体形成的气体层已经达到一定密度和厚度, 气体电离速率已经显著增加.

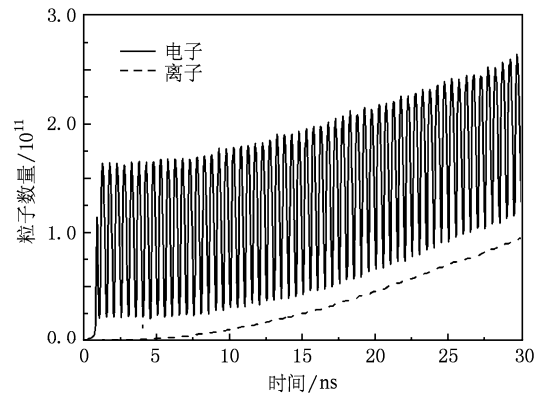


图 6  $\gamma = 0.05$  时电子和离子数量随时间的变化

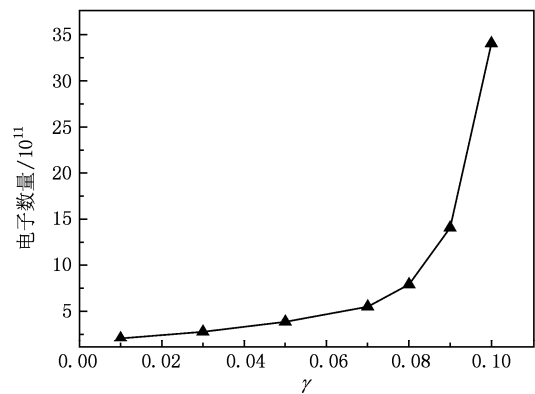


图 7 50 ns 时运动电子数量随脱附系数  $\gamma$  的变化

文献[8]中假设定气压下的介质表面击穿电子数量呈稳定指数增长, 并将电子数量增加到初始状态的  $10^8$  倍作为击穿的判据. 在此, 我们将运动电子数量增加到次级电子倍增刚进入饱和时的运动电子数量的 10 倍作为击穿开始的判据. 因为次级电子倍增造成的介质表面吸收功率为入射微波场能量的 1%—2%, 当电子数量增加到次级电子倍增饱和时电子数量的 10 倍时, 电子吸收的能量为入射微波场能量的 10%—20%, 已足以对传输的 HPM 脉冲产生显著影响并对介质窗产生破坏性的损害.

当  $\gamma = 0.1$  时, 电子数量随时间的变化如图 8 所示. 在微波传输时间约为 40 ns 时, 电子数量出现突然的迅速增加, 这意味着介质表面电子碰撞引起的脱附气体形成的气体层已经达到了合适的密度和厚度, 气体碰撞电离已足够频繁使电子和离子数量快速增长. 而且, 电子数量在几个纳秒内就增加到次级电子倍增饱和时电子数量的 10 倍以上, 即进入我们所认定的击穿状态. 同时, 我们注意到从 40

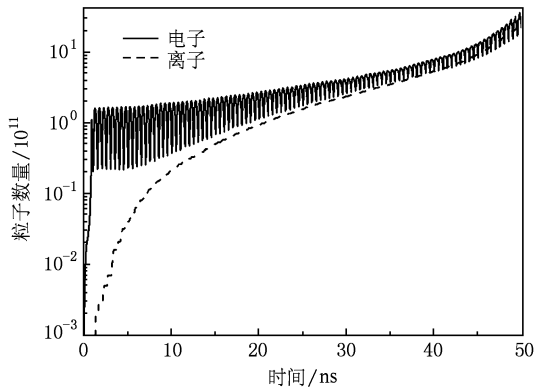


图8  $\gamma = 0.1$  时电子和离子数量随时间的变化

ns 开始,离子数量开始出现多于电子数量的情况,这表明介质表面累积电荷出现为负的情况,即介质表面直流场  $E_{dc}$  开始出现为负的情况,如图 9 所示.并且随着时间的增加,电子和离子数量进一步增加,介质表面直流场  $E_{dc}$  负值幅度不断增加,并且相对为正值情况占据的时间比也在不断增加.当  $E_{dc}$  为负时,介质表面对电子产生排斥力,即次级电子倍增效应所要求的恢复电场已不存在,次级电子倍增效应将在  $E_{dc}$  为负时截止.同时,介质表面的负电性也将会使电子运动轨迹远离介质表面,即气体击穿形成的等离子闪络将会与介质表面保持一定距离,而不是发生在介质表面上.这也与 Krile 等<sup>[20]</sup>在氮气环境的单极性介质表面击穿实验中表面闪络和介质表面保持距离的现象相符合,而在空气环境下的表面闪络发生在介质表面是由于光电效应等其他效应使介质表面发射另外的电子以保持介质表面的正电性.

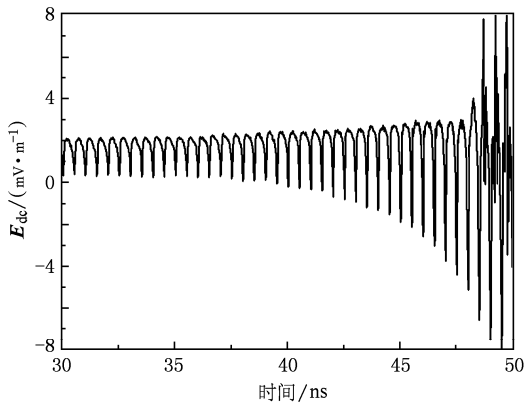


图9  $\gamma = 0.1$  时介质表面直流场随时间的变化

另一方面,随着介质表面气体层密度和厚度的

不断增加,电子运动的平均自由程将减小,电子能量的碰撞损失引起电子平均动能随时间不断减少,并在进入击穿状态后迅速由千电子伏特量级逐渐下降到百电子伏特量级,如图 10 所示.当电子与介质表面碰撞时,电子在微波场中获得的能量沉积到介质表面上,介质表面吸收功率为单位时间内电子沉积在介质表面上的能量.随着电子数量的增加,电子与介质表面碰撞造成的介质表面吸收功率不断增加,如图 11 所示,并在击穿开始后达到入射场功率的 20% 以上.

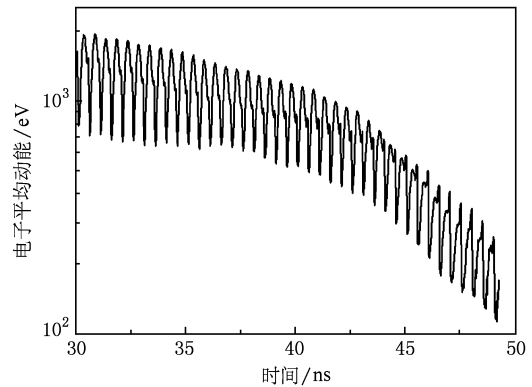


图10  $\gamma = 0.1$  时介质表面运动电子平均动能随时间的变化

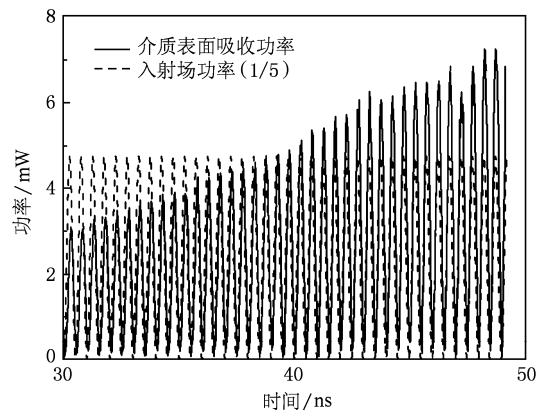


图11  $\gamma = 0.1$  时介质表面吸收功率随时间的变化

击穿延迟时间在一定范围内随着气体分子脱附系数  $\gamma$  的不断增大而减小.在  $\gamma = 0.5$  时,介质表面在 16 ns 左右即进入击穿状态,如图 12 所示.当击穿达到一定程度时,由于大部分时间离子数量大于电子数量,即介质表面为负电性,电子与介质表面的碰撞减少,由此电子碰撞引起的气体脱附也会减少,而气体的扩散运动会造成气体密度的一定程度下降,所以电子和离子数量将会进入相对平缓的增

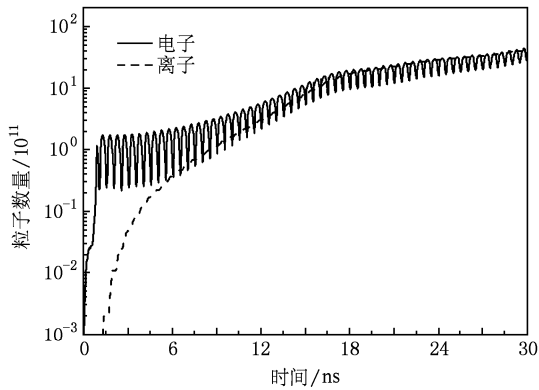


图 12  $\gamma = 0.5$  时电子和离子数量随时间的变化

长状态.

图 13 是典型的单极性介质表面击穿实验中两电极之间电流的时间诊断图像<sup>[21]</sup>. 图中两电极之间的电流随时间的变化存在三个明显的阶段, 首先是电流在几纳秒时间内迅速增加到 0.1 A 量级, 然后进入一个相对缓慢增加状态, 在 180 ns 时间内增加到 1.0 A 量级, 最后又进入一个相对快速的指数增加状态, 直到达到限流电阻所允许的值. 对此过程的物理解释为: 第一个阶段为次级电子发射雪崩阶段, 第二个阶段为次级电子倍增饱和并同时电子碰撞引起的释气现象发生, 气体碰撞电离速率随着介质表面气体密度的增加而增加, 最后一个阶段为气体击穿. 由于介质表面 HPM 击穿与单极性介质表面击穿的物理过程相似, 差别在于前者是强交变场引起的击穿, 后者是强直流场引起的击穿. 在单极性介质表面击穿实验中两电极间电流可以表征运动电子数量. 将本文数值模拟程序得到的图 8 运动电子数量的时间图像与单极性表面击穿实验中电流的时间图像比较, 可以发现两者的发展过程非常类似, 都可分为三个明显的阶段, 即次级电子发射雪

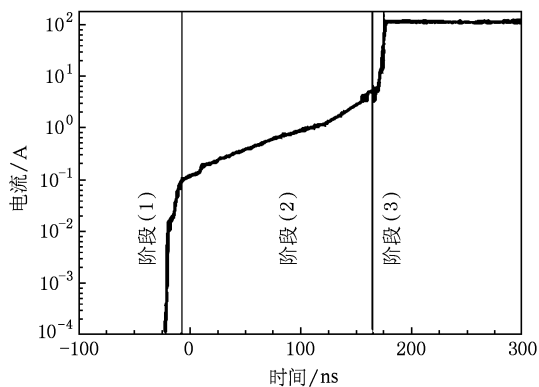


图 13 真空单极性介质表面击穿实验中电流的时间诊断图像

崩阶段、次级电子倍增饱和与释气同时发生的阶段和最后的气体电离阶段, 且两种击穿的各阶段增长速度趋势也符合得很好. 不同之处仅在于 HPM 击穿中由于场的振荡, 电子数量也存在一个两倍于微波场频率的振荡.

当介质表面气体脱附速度进一步增加, 介质表面气体密度也会进一步增大, 电子的平均自由程  $\lambda$  会进一步变小, 如果电子在行进距离  $\lambda$  后所获得的能量小于气体电离能时, 气体碰撞电离的次数会减少, 击穿时间也会延迟, 因此存在一定的脱附系数  $\gamma$ , 使击穿时间最短, 如图 14 所示. 在气体分子脱附系数  $\gamma$  为 0.7 时击穿时间  $\tau$  最短, 当  $\gamma > 0.7$  时, 击穿时间  $\tau$  会随着  $\gamma$  的增大而增大.

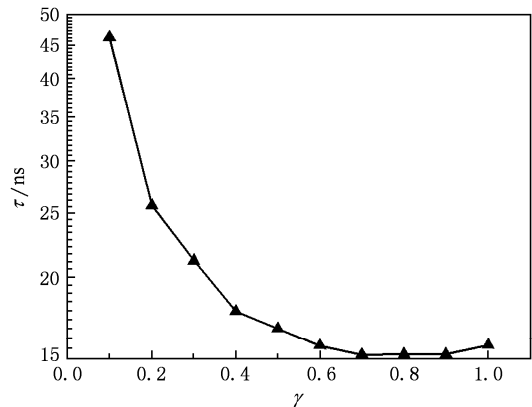


图 14 介质表面击穿时间  $\tau$  随脱附系数  $\gamma$  的变化

## 5. 结 论

本文建立了一个简单的释气模型, 通过 PIC-MCC 方法, 对包含释气过程的介质表面 HPM 击穿进行了数值模拟, 实现了对介质表面击穿从场致电子发射、次级电子倍增、释气现象到气体电离的全过程模拟. 模拟结果发现, 只有当介质表面气体脱附系数大于一定值时, 介质表面击穿才会发生, 且存在一定的脱附系数, 使击穿时间最短. 因此减缓释气过程, 可以有效避免击穿的发生. 减缓释气过程的措施包括降低与介质表面发生碰撞的电子数量和减小介质表面气体的脱附系数, 前者可以通过抑制次级电子倍增来实现, 后者可以通过提高介质表面清洁度, 减少介质表面吸附气体数量来实现. 最后, 我们还将数值模拟得到的击穿图像与单极性表面击穿的实验诊断图像进行了对比, 两者的发展趋势符合得很好.



- [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] Barker R J, Schamiloglu E (Translated by Zhou C M et al.) 2004 *High-Power Microwave Sources and Technologies* (Beijing: Tsinghua University Press) pp313—322, p350 (in Chinese) [巴克、谢米洛格鲁著 周传明等译 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] Vaughan R M 1988 *IEEE Trans. Electron Dev.* **35** 1172
- [6] Kishek R A, Lau Y Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 193
- [7] Cai L B, Wang J G 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1143 (in Chinese) [蔡利兵、王建国 2010 物理学报 **59** 1143]
- [8] Kim H C, Verboncoeur J P 2006 *Phys. Plasmas* **13** 123506
- [9] 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]
- [10] Anderson R A, Brainard J P 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 1414
- [11] Chang C, Liu G Z, Tang C X, Chen C H, Qiu S, Fang J Y, Hou Q 2008 *Phys. Plasmas* **15** 093508
- [12] Wang Y Z, Chen X 2007 *Vacuum Technologies* (2nd ed.) (Beijing: Beijing University of Aeronautics & Astronautics Press) pp168—178 (in Chinese) [王欲知、陈旭 2007 真空技术 (第二版) (北京: 北京航空航天大学出版社) 第 168—178 页]
- [13] Fu Z F, Hu Y Q 1995 *Numerical Simulation of Space Plasma* (Hefei: Anhui Science and Technology Publishers) pp433—476 (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—476 页]
- [14] Verboncoeur J P, Alves M V, Vahedi V, Birdsall C K 1993 *J. Comput. Phys.* **104** 321
- [15] Birdsall C K 1991 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19** 65
- [16] 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]
- [17] <http://www-amdis.iaea.org/ALADDIN>
- [18] Vaughan R M 1993 *IEEE Trans. Electron Dev.* **40** 830
- [19] Kim H C, Verboncoeur J P 2005 *Phys. Plasmas* **12** 123504
- [20] Krile J T, Neuber A A, Dickens J C, Krompholz H G 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 1149
- [21] Neuber A A, Butcher M, Krompholz H, Hatfield L L, Kristiansen M 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 1593

# Numerical simulation of outgassing in the breakdown on dielectric surface irradiated by high power microwave

Cai Li-Bing<sup>1)†</sup> Wang Jian-Guo<sup>1)2)</sup>

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

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

(Received 24 December 2009; revised manuscript received 27 April 2010)

## Abstract

A simple outgassing model for dielectric surface breakdown due to the high power microwave (HPM) irradiation was established. By using the PIC (particle-in-cell)-MCC (Monte Carlo collisions) method, the numerical simulation program of the dielectrics surface breakdown was developed, and the simulation of breakdown for different outgassing speeds was performed. The temporal evolution of the electron number and delay time of the process of breakdown in the case of different outgassing speeds were obtained. The numerical results show that when the speed of outgassing is small, the breakdown does not occur for an HPM pulse of a given duration, because the formation of the gas layer on the dielectric surface is slow. When the speed of outgassing is greater than a certain value, the breakdown occurs and the breakdown delay time shortens with the gas desorption rate increasing in a certain range. Finally, the numerical simulation results were compared with the experimental results of the direct current dielectric surface breakdown, and the trends of their development agree very well.

**Keywords:** outgassing, dielectric surface breakdown, high power microwave, numerical simulation

**PACS:** 52.80.Pi, 52.65.-y, 52.20.Fs

---

† E-mail: clb@mail.ustc.edu.cn