

介质窗横向电磁场分布下的次级电子倍增效应*

董烨[†] 董志伟 杨温渊 周前红 周海京

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2013 年 4 月 1 日收到; 2013 年 6 月 20 日收到修改稿)

本文利用自编 P3D3V PIC 程序, 数值研究了 BJ32 矩波导传输 TE_{10} 模式高功率微波在介质窗内、外表面引发的次级电子倍增过程, 给出了次级电子 3 维空间位置分布特征、介质窗表面法向静电场分布规律以及电子数密度分布特性. 模拟结果表明: 对于介质窗内侧, 微波强场区域率先进入次级电子倍增过程; 而对于介质窗外侧, 则是微波弱场区域优先进入次级电子倍增过程. 形成机理可以解释为: 微波坡印廷矢量方向与介质窗外表面法向相同而与内表面法向相反, 内侧漂移运动导致强场区域电子易于被推回表面, 有利于次级电子倍增优先形成; 外侧漂移运动导致强场区域电子易于被推离表面, 不利于次级电子倍增形成. 准 3 维模型相对 1 维模型: 介质窗内侧次级电子倍增过程中, 次级电子倍增进入饱和时间长、饱和次级电子数目少、平均电子能量高、入射微波功率低、沉积功率低; 介质窗外侧次级电子倍增过程中, 次级电子倍增进入饱和时间短、饱和次级电子数目少、平均电子能量低、入射微波功率低、沉积功率低. 沉积功率与入射微波功率比值与微波模式、强度及介质窗内外侧表面关系不大, 准 3 维和 1 维模型计算结果均在 1%—2% 左右水平.

关键词: 高功率微波, 介质表面次级电子倍增, 粒子模拟, 横向电磁场分布

PACS: 79.20.Hx, 52.40.Hf, 52.65.Rr, 52.65.Pp

DOI: 10.7498/aps.62.197901

1 引言

高功率微波器件输出功率水平提高引发的介质输出窗表面闪络击穿, 极大程度上影响了系统的实用化进程. 次级电子倍增作为诱发高功率微波窗击穿的种子源, 受到了人们的广泛重视^[1]. 实验研究方面, 主要代表是 Neuber 小组所做的工作, 该小组主要研究 2.85 GHz 不同气压下微波输出窗击穿现象^[2], 目前也在开展一些与实验比对的流体模拟工作^[3]. 理论与数值模拟方面, Lau 小组侧重次级电子倍增敏感区间预估方法, 目前正在发展加入背景气体电离下敏感区间预估方法^[4]; Verboncoeur 小组同时开展了次级电子倍增的粒子模拟以及流体整体模型工作^[5-7]. 国内, 该领域也取得了重要进展. 清华大学侧重次级电子倍增的理论分析工作^[8-10], 国防科技大学进行了次级电子倍增蒙特卡罗模拟^[11], 西

安交通大学以及西北核技术研究所主要从事次级电子倍增抑制手段研究^[12,13], 近期我们小组也对介质表面次级电子倍增现象及抑制手段做了一些初步数值模拟研究工作^[14,15].

由于介质表面次级电子倍增过程中电子的运动距离为微米量级, 介质窗横向尺寸却在厘米量级, 因此很难对介质表面次级电子倍增进行全 3 维粒子模拟. 这就是介质表面次级电子倍增的粒子模拟程序大都是 1 维的主要原因. 为了解介质窗表面横向电磁场分布下的次级电子倍增效应, 就必须克服上述计算困难, 我们将传统的 1D3V (空间 1 维, 跟踪粒子 3 个速度方向) 模型与电磁场在介质窗表面 2 维分布形式相结合, 编制了 P3D3V PIC (准 3 维 3 速粒子模拟) 程序, 结合 BJ32 矩波导引入 TE_{10} 模式高功率微波分布特性, 通过数值模拟, 初步得到了介质窗内、外表面次级电子的 3 维空间位置分布特征、介质窗表面法向静电场分布规律以及电子数密度分布特性. 同时, 对比 P3D3V 模型和

* 国家重点基础研究发展计划 (973 计划) (批准号: 2013CB328904)、国家自然科学基金 (批准号: 11305015, 11105018)、中国工程物理研究院科学技术发展基金 (批准号: 2012B0402064, 2009B0402046) 和国家高技术发展计划项目 (863 计划) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: dongye0682@sina.com

1D3V 模型统计量结果的不同之处, 并进行了细致分析.

2 理论模型

我们分析讨论的高功率微波在介质窗内侧及外侧表面次级电子倍增模型, 如图 1 所示. 模型中采用 BJ32 标准矩波导, 宽边 $a = 7.2 \text{ cm}$, 窄边 $b = 3.4 \text{ cm}$; 并假定: 高功率微波在矩波导中以 TE_{10} 模式沿 z 方向传输到达介质窗表面, 不考虑介质窗对微波的反射过程. 电子在场致发射条件下由介质表面出射, 在介质表面束缚电荷场 (电子发射导致正电荷沉积形成) 作用下, 电子在渡越时间内由微波场中加速获得能量后撞击介质表面产生将会产生次级电子倍增效应 (即次级电子数目大于入射电子数目的现象). 本文采用自编的 P3D3V PIC 程序 (考虑平行介质窗表面 2 个方向上的电磁场分布, 介质窗法向采用 1 维 PIC 算法求解静电场, 对粒子速度在 3 个方向跟踪), 模拟分析介质窗口面电磁场分布对次级电子倍增过程的影响.

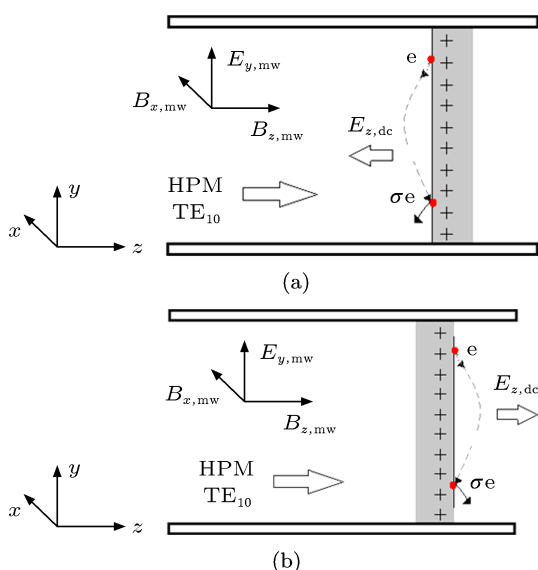


图 1 介质窗表面次级电子倍增示意图 (a) 介质窗内表面次级电子倍增; (b) 介质窗外表面次级电子倍增

2.1 动力学方程及横向电磁场分布形式

$$dm\gamma v/dt = q[E_{mw} + E_{dc} + v \times B_{mw}],$$

$$dx/dt = v, \quad (1)$$

$$E_{mw} = E_{y,mw}\hat{y}, \quad B_{mw} = B_{x,mw}\hat{x} + B_{z,mw}\hat{z}, \quad (2)$$

$$E_{y,mw} = E_{mw0} \sin(\pi x/a) \sin(\omega t + \theta)\hat{y}, \quad (3)$$

$$B_{x,mw} = \left(-\sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - \pi^2/a^2/\omega}\right) E_{mw0}$$

$$\times \sin(\pi x/a) \sin(\omega t + \theta)\hat{x}, \quad (4)$$

$$B_{z,mw} = [\pi/(\omega a)] E_{mw0} \cos(\pi x/a) \times \sin(\omega t + \pi/2 + \theta)\hat{z}, \quad (5)$$

$$E_{z,dc} = -\nabla\phi, \nabla^2\phi = -\rho/\epsilon_0. \quad (6)$$

(1) 式为电子运动方程; (2)—(5) 式为矩波导 TE_{10} 模式电磁场表达式, 其中, 微波电场分量沿 y 方向; 设介质窗表面坐标 $z = 0$, 由于次级电子倍增中电子运动行程相比微波波长可忽略不计, 因此可以去掉传播因子; (6) 式为介质窗法向空间电荷力求解表达式. 式中 $\omega = 2\pi f$; f 为工作频率; q, m, θ 分别为电子电量, 静止质量, 初始相位; $E_{mw}, B_{mw}, E_{z,dc}$, 分别为高功率微波电场强度, 磁感应强度矢量, 空间电荷产生的静电场; v, x 和 γ 分别为粒子速度、位移和相对论因子; ϵ_0, μ_0 分别为真空介电常数, 磁导率; ϕ, ρ 和 E_{mw0} 分别为静电势, 电荷密度和微波电场强度振幅; $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ 分别为 x, y, z 方向单位矢量. 模型中仅考虑微波场对电子的作用, 不考虑带电粒子对电磁场的互作用过程 (即不求解带有电流密度项的麦克斯韦方程), 带电粒子产生的空间电荷场通过求解泊松方程得出后再反作用到粒子本身. 使用线性插值 PIC 方法将 $E_{z,dc}$ 权重到粒子位置, 同样的方法将位于连续位置上粒子电量权重到网格位置得出 ρ . 1 维泊松方程离散为 3 点隐格式, 使用追赶法求解. ϕ 求解后, 通过中心差分求解 $E_{z,dc}$.

2.2 次级电子发射模型

我们采用 Vaughan 提出的描述材料次级电子发射率的经验公式 [16]

$$\sigma(\xi, \alpha) = \sigma_{\max}(\alpha) f(\xi), \quad (7)$$

式中

$$f(\xi, g) = \begin{cases} [\xi \exp(1 - \xi)]^{0.56}, & (\xi \leq 1), \\ [\xi \exp(1 - \xi)]^{0.25}, & (1 < \xi \leq 3.6) \\ 1.125\xi^{-0.35}, & (\xi > 3.6), \end{cases}$$

$$\sigma_{\max}(\alpha) = \sigma_{\max 0} (1 + k_s \alpha^2 / 2\pi),$$

$$E_{\max}(\alpha) = E_{\max 0} (1 + k_s \alpha^2 / 2\pi),$$

$$\xi = \frac{E_i - E_{th}}{E_{\max} - E_{th}},$$

σ 为次级电子发射率; $\sigma_{\max 0}$ 为正入射次级电子最大发射率, $E_{\max 0}$ 为其对应入射能量; $\sigma_{\max}(\alpha)$ 为斜入射次级电子最大发射率, $E_{\max}(\alpha)$ 为其对应

入射能量; α 为入射角 ($\alpha = 0$ 正入射, $\alpha = \pi/2$ 掠入射), k_s 为表面光滑系数 ($k_s = 0, 1, 2$, 代表粗糙, 不光滑和光滑). E_i 为碰撞能量; E_{th} 为阈值; $E_i < E_{th}$ 不产生次级电子, 一般 $E_{th} = 12.5$ eV. $\sigma > 1$ 区间 ($E_1 < E_i < E_2$) 代表每个种子电子产生次级电子数目大于 1, 对应碰撞能量分布范围即为电子倍增区间. 本文粒子模拟中, 我们选取介质材料为某氧化铝陶瓷, 其次级电子倍增材料特性参数为: $E_{max0} = 420$ eV, $\sigma_{max0} = 3$, $k_s = 1$. 次级电子初始能量概率密度函数满足^[17] $f(E_0) = (E_0/E_{0m}^2) \exp(-E_0/E_{0m})$, 次级电子发射角 φ 是偏离平行介质表面方向的角度, 其概率密度函数 $g(\varphi)$ 满足^[17] $g(\varphi) = 0.5 \sin(\varphi)$, φ 取值范围: $0 < \varphi < \pi$.

3 粒子模拟结果分析

我们使用自编 P3D3V PIC 程序, 对介质窗口面 TE₁₀ 模式微波场下的次级电子倍增现象进行了粒子模拟研究, 主要参数如下: $E_{mw0} = 3$ MV/m, $f = 2.85$ GHz; 模型假设场致发射电子均匀分布在介质窗口表面, 电流密度 500 A/m², 采用蒙特卡罗方法抽样种子电子. 网格划分如下: z 方向共有 10000 网格, 网格步长 1 μ m; x 方向 101 个网格; 由 TE₁₀ 模式特征可知: 电场和磁场分量在 y 方向均匀分布, 所以 y 方向可以不划分网格. 边界条件设置: 电子轰击到金属表面被完全吸收, 未考虑电子轰击金属表面产生的次级电子倍增效应. 模拟中主要针对介质窗内侧和外侧次级电子倍增的不同特点, 分析了其次级电子空间分布特性、介质表面静电场分布规律以及电子数密度空间分布关系, 并据此将次级电子倍增过程划分为初始、发展和稳定 3 个阶段进行讨论.

3.1 介质窗内表面次级电子倍增 P3D3V 模拟结果分析

次级电子倍增初始阶段: x - y 面, 电子在介质窗横向上呈均匀分布状态, 如图 2(a) 所示; 内侧表面电子密度较低且呈均匀分布状态, 如图 4(a); 表面静电场较弱分布均匀, 如图 5(a) 所示. 这是由场致均匀发射电子设置导致的. x - z 面, 矩波导宽边中心位置电子沿介质内表面法向运动距离较近, 两侧位置运动距离较远, 如图 3(a) 所示; 此时电子密度相对次级电子倍增稳定阶段为可忽略小量, 介质窗内表

面法向静电场虽然较弱, 但已形成沿法向衰减趋势, 如图 4(b) 及图 5(b) 所示. 电子漂移方向为微波坡印廷矢量 ($\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$) 方向, 与介质窗内表面法向相反, 漂移运动会把电子推回介质窗内表面; TE₁₀ 模式口面电场沿宽边为正弦函数分布, 中心位置场强大, 两侧位置场强小. 因此, 中心位置上, 漂移效应强, 导致电子运动距离短, 易于漂移到介质内表面, 优先形成次级电子倍增; 而两侧位置上, 漂移效应弱, 导致电子运动距离远, 难于漂移到介质内表面, 此区域尚未进入次级电子倍增.

次级电子倍增发展阶段: x - y 面, 电子在矩波导宽边中心位置分布多, 在两侧位置分布少, 如图 2(b)

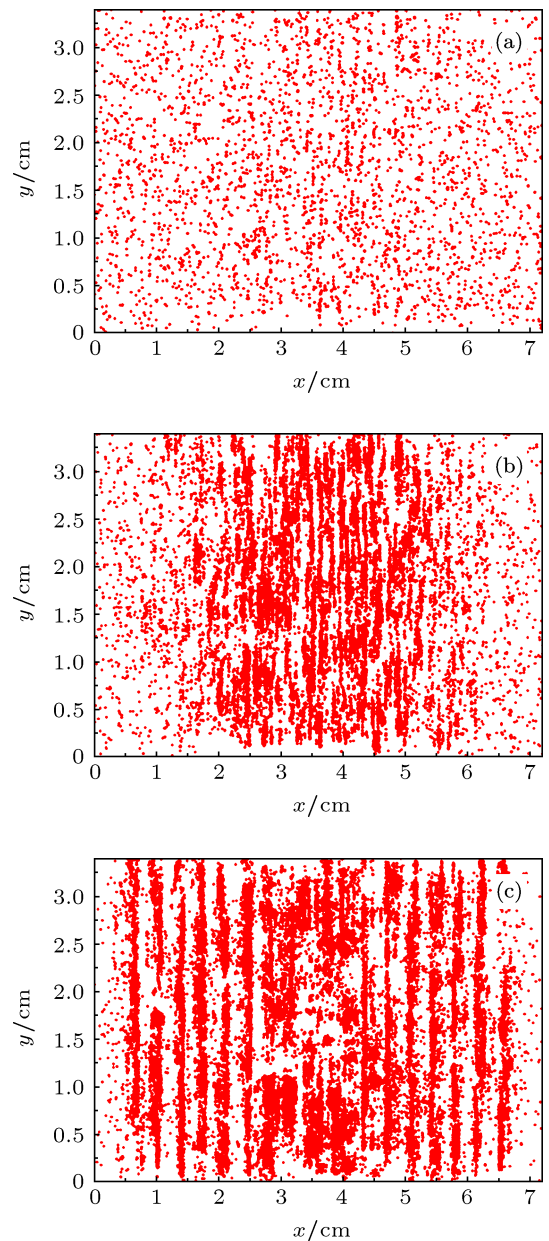


图 2 介质窗内侧表面电子在 x - y 投影面上的位置分布 (a) 初始阶段; (b) 发展阶段; (c) 稳态阶段

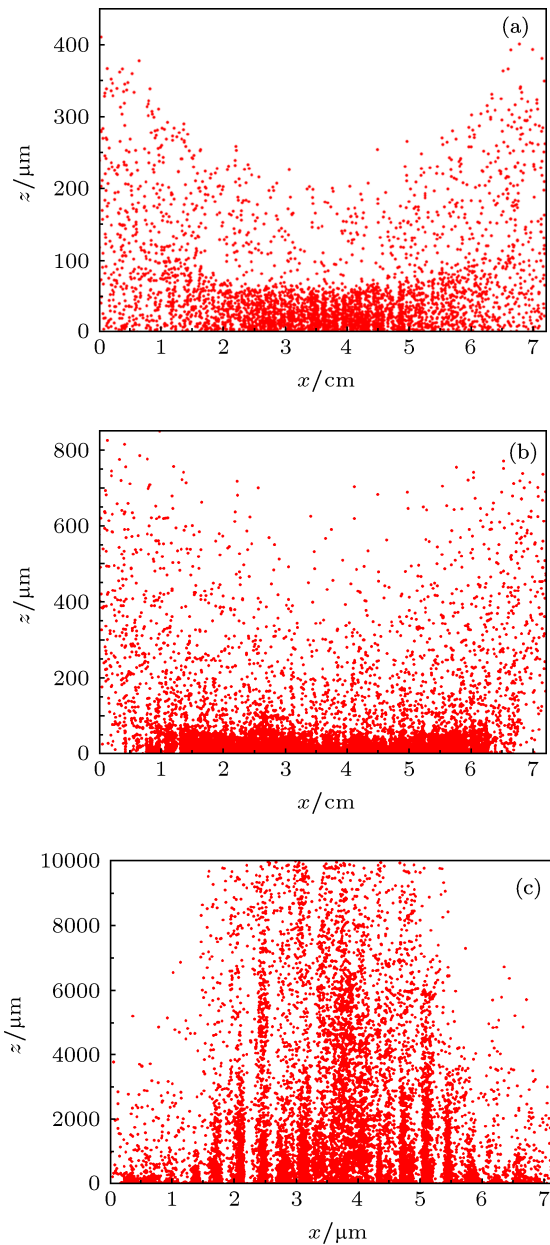


图3 介质窗内侧电子 x - z 投影面上的位置分布 (a) 初始阶段; (b) 发展阶段; (c) 稳态阶段

所示. 介质窗表面电子密度和法向静电场也呈现宽边中心位置数值大、两侧位置数值小的状态, 如图4(a)及图5(a)所示. x - z 面, 电子空间位置分布基本现象与初始阶段类似, 不同之处在于: 矩波导宽边中心位置的高密度电子区域开始向两侧扩展, 说明两侧位置也开始进入次级电子倍增阶段, 如图3(b)所示. 此时, 宽边中心位置上的法向静电场和电子数密度已经增长至饱和状态, 其数值与次级电子倍增稳态阶段的数值基本相同, 分布均沿介质窗内侧法向方向呈指数衰减规律, 如图4(b)及图5(b)所示. TE_{10} 模式电场分布特性造成中心区域电子向介质窗内表面漂移效应明显强于两侧区域, 因此, 中

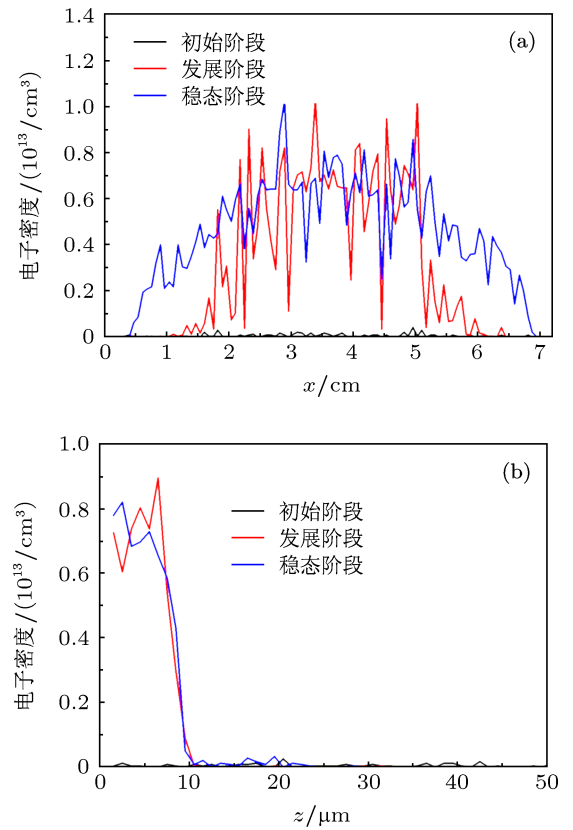


图4 介质窗内侧电子数密度空间分布 (a) 介质内表面电子密度沿 x 方向分布; (b) 介质面中心电子密度沿内表面法向分布

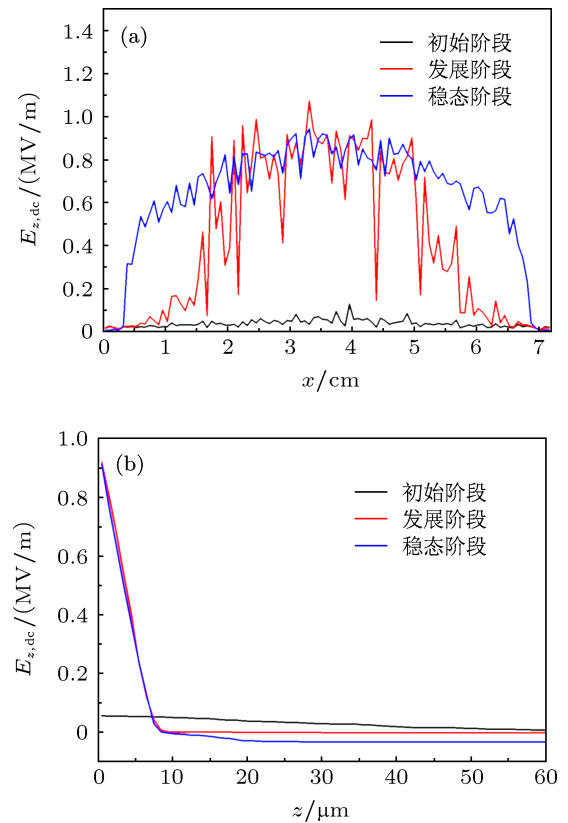


图5 介质窗内侧法向静电场空间分布 (a) 介质内表面静电场沿 x 方向分布; (b) 介质面中心静电场沿内表面法向分布

心位置次级电子倍增发展速度快, 两侧位置发展慢. 此时, 中心位置的次级电子倍增已经达到饱和, 而两侧位置也已经进入次级电子倍增形成阶段.

次级电子倍增稳定阶段: x - y 面, 几乎整个口面上都有电子分布, 如图 2(c) 所示. 介质窗表面电子密度与法向静电场在宽边上亦呈现中间高两侧低的分布状态, 高电子密度区域以及强静电场区域相对次级电子倍增发展阶段都有所展宽, 但是中心位置的电子密度与静电场强度基本与次级电子倍增发展阶段相同, 说明宽边中心位置次级电子倍增早已达到饱和阶段, 如图 4(a) 及图 5(a) 所示. x - z 面, 电子分布最明显的特征就是中心部分电子多, 而两侧位置较少, 如图 3(c) 所示. 此时, 宽边中心位置上沿法向分布的法向静电场和电子数密度与次级电子倍增发展阶段的数值基本相同, 如图 4(b) 及图 5(b) 所示, 再次表明宽边中心位置次级电子倍增已达到饱和. 次级电子倍增饱和时, 中心位置电子分布多、密度大、法向静电场强度高的特点, 主要是由于中心区域微波场强高所决定的. 此阶段特征: 中心和两侧位置上的电子均已进入次级电子倍增饱和状态.

3.2 介质窗外表面次级电子倍增 P3D3V 模拟结果分析

次级电子倍增初始阶段: x - y 面, 电子在介质窗横向上均匀分布, 如图 6(a) 所示; 介质窗外表面电子密度较低分布均匀, 表面静电场较弱分布均匀, 如图 8(a) 及图 9(a) 所示, 这是由场致均匀发射电子的设置导致的. x - z 面, 矩波导宽边中心位置电子沿介质外表面法向运动距离较远, 两侧位置运动距离较近, 如图 7(a) 所示; 此时电子数密度相对次级电子倍增稳定阶段为可以忽略的小量, 介质窗表面法向静电场较弱, 如图 8(b) 及图 9(b) 所示. 电子漂移方向为微波坡印廷矢量 ($\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$) 方向, 与介质窗外表面法向相同, 漂移运动会把电子推离介质窗外表面; 根据 TE_{10} 模式分布特点, 宽边中心位置上, 强漂移效应导致电子易于被推离介质外表面, 致使电子运动距离长, 不利于次级电子倍增在该区域优先形成; 而两侧位置上, 使电子远离介质外表面的漂移效应弱, 导致电子运动距离短, 利于该区域优先进入次级电子倍增过程.

次级电子倍增发展阶段: x - y 面, 电子在矩波导宽边中心位置分布少, 两侧位置分布多, 如图 6(b) 所示. 介质窗表面电子密度和法向静电场也呈现宽边中心位置数值小、两侧位置数值大的状态, 两侧位置数值与次级电子倍增稳态阶段的数值基本相同, 说明两侧位置进入次级电子倍增饱和阶段, 如图 8(a) 及图 9(a) 所示. x - z 面上, 矩波导宽边两侧位置的出现了高电子密度区域, 中心位置虽然电子分布不多但相对初始阶段也有所增加, 如图 7(b) 所示. 此时, 宽边中心位置上的法向静电场和电子密度与饱和阶段相比相差很远, 说明此时中心位置次级电子倍增只是形成初期尚未进入饱和阶段, 如图

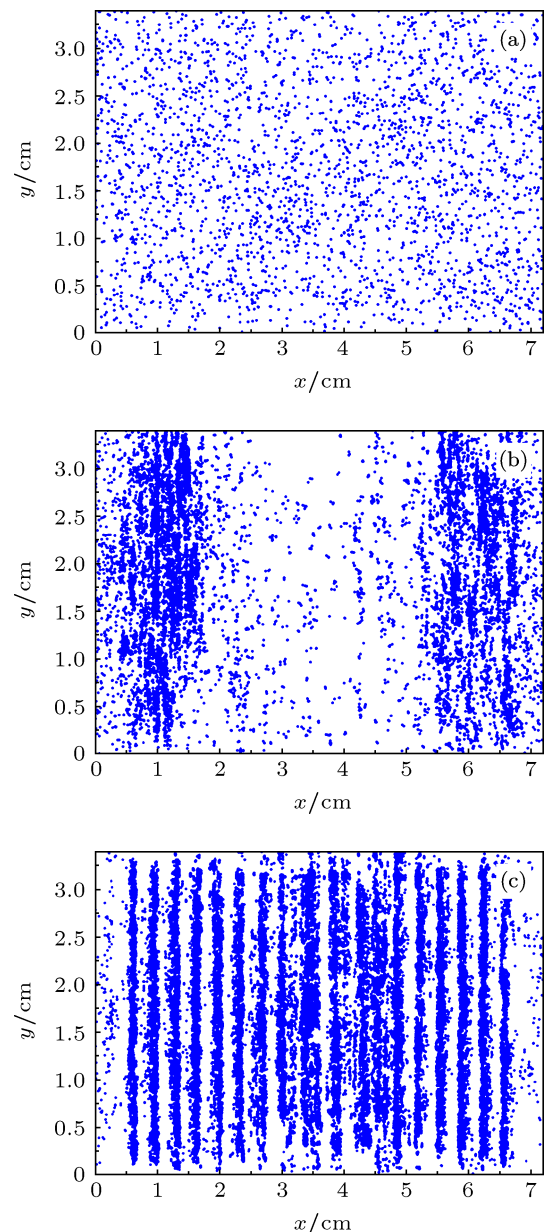


图6 介质窗外表面电子在 x - y 投影面上的位置分布 (a) 初始阶段; (b) 发展阶段; (c) 稳态阶段

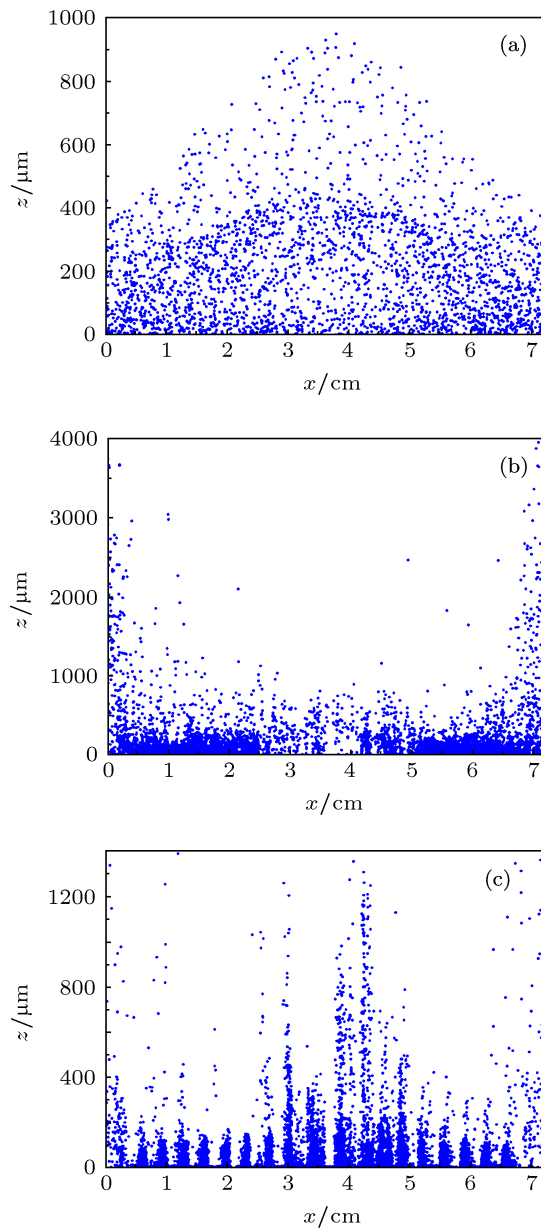


图7 介质窗外侧电子 x - z 投影面上的位置分布 (a) 初始阶段; (b) 发展阶段; (c) 稳态阶段

8(b) 及图 9(b) 所示. 由于 TE_{10} 模式分布特性造成中心区域推动电子远离介质外表面的漂移效应明显强于两侧区域, 因此, 中心位置相对两侧位置次级电子倍增发展速度慢. 此时, 两侧位置的次级电子倍增已经到达饱和阶段, 而中心位置进入次级电子倍增形成阶段.

次级电子倍增稳定阶段: x - y 面, 几乎整个口面上都有电子分布, 如图 6(c) 所示. 介质窗表面电子数密度与法向静电场在宽边上呈现中间高两侧低的分布状态, 此分布状态与介质窗内侧表面次级电子倍增饱和阶段特性相同. 两侧位置的电子密度与静电场强度基本与次级电子倍增发展阶段相同, 说

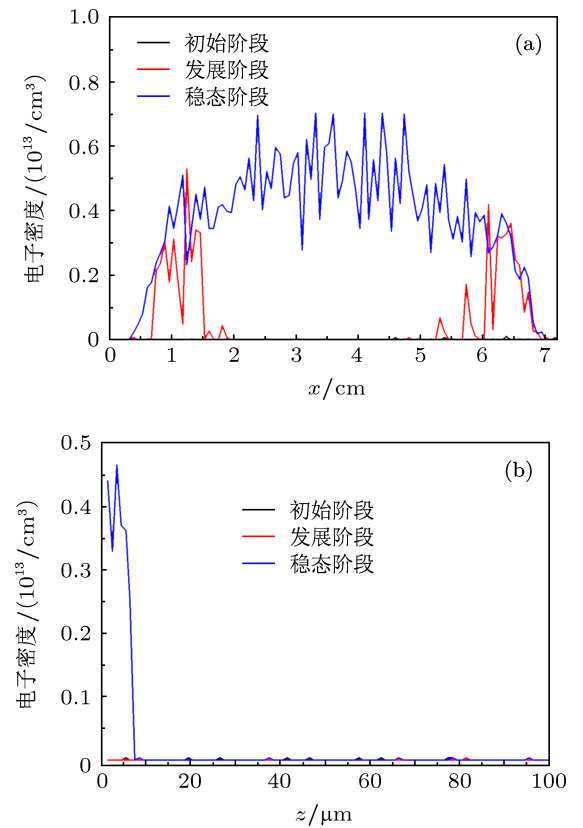


图8 介质窗外侧电子数密度空间分布 (a) 介质外表面电子密度沿 x 方向分布; (b) 介质面中心电子密度沿外表面法向分布

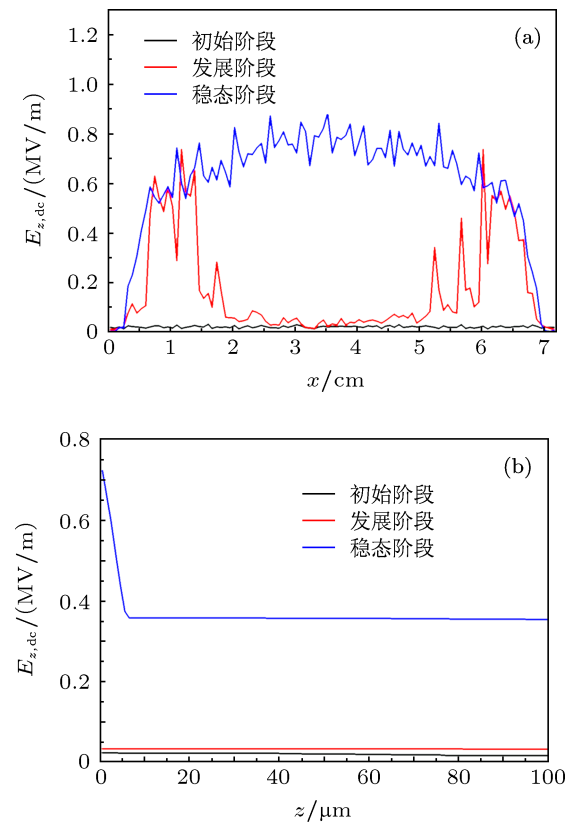


图9 介质窗外侧法向静电场空间分布 (a) 介质外表面静电场沿 x 方向分布; (b) 介质面中心静电场沿外表面法向分布

明宽边两侧位置次级电子倍增早已达到饱和阶段,如图 8(a) 及图 9(a) 所示. x - z 面, 电子分布最明显的特征就是中心部分的电子数目比两侧位置多, 如图 7(c) 所示. 此时, 宽边中心位置上的法向静电场和电子数密度沿介质窗外表面法向呈现明显指数衰减规律, 表面中心位置已进入次级电子倍增饱和状态, 如图 8(b) 及图 9(b) 所示; 次级电子倍增饱和时, 中心位置电子分布多、密度大、法向静电场强度高的特点, 主要是由于中心区域微波场强度高所决定的. 此阶段特征是: 中心位置和两侧位置上的电子均已进入次级电子倍增饱和状态.

3.3 P3D3V 与 1D3V 模拟统计量比较

这里, 我们将 P3D3V 模型与 1D3V 模型的统计物理量计算结果进行对比, 分析二者的不同之处.

图 10 给出了电子数目随时间演进关系. 介质窗内表面次级电子倍增过程中, P3D3V 模型相对 1D3V 模型: 产生的次级电子数目少, 起振时间长. 介质窗外表面次级电子倍增过程中, P3D3V 模型相对 1D3V 模型: 产生的次级电子数目少, 起振时间短. 机理分析如下: 首先, 强场产生的次级电子数目多. 1D3V 模型假设微波传输模式是 TEM 波, 其在介质窗表面均匀分布 (计算电子受力时均使用 3 MV/m 的场强), 而 P3D3V 模型考虑了微波在介质窗表面的模式分布形式 (其场强平均值必小于 3 MV/m). 其次, 1D3V 模型认为电子在介质窗横向无吸收损耗, 而 P3D3V 模型考虑了介质窗横向吸收边界条件. 基于此, P3D3V 模型必然比 1D3V 模型产生的次级电子数目少. 对于介质窗内表面次级电子倍增过程, P3D3V 模型相对 1D3V 模型平均微波场强小, 因此将电子推回介质内表面的效应弱, 所以次级电子倍增过程起振时间长; 对于介质窗外表面次级电子倍增过程, P3D3V 模型相对 1D3V 模型平均微波场强小, 因此将电子推离介质外表面的效应弱, 所以次级电子倍增过程起振时间短. P3D3V 和 1D3V 模型中, 介质窗内侧表面次级电子倍增过程的电子数目均多于质窗外侧表面次级电子倍增情况, 其主要因素是由于介质窗内侧表面次级电子倍增过程中, 漂移运动将电子推回介质表面的效应造成次级电子倍增易于形成且更为剧烈.

图 11 给出了电子平均能量对比结果. 介质窗内表面次级电子倍增过程中, P3D3V 模型相对 1D3V 模型: 饱和阶段平均电子能量较高. 介质窗外表面次级电子倍增过程中, P3D3V 模型相对 1D3V

模型: 饱和阶段平均电子能量较低. 机理分析如下: 对于介质窗内表面次级电子倍增过程, P3D3V 模型相对 1D3V 模型平均微波场强小, 将电子推回介质内表面的效应弱, 导致微波加速时间较长, 致使 P3D3V 模型的平均电子能量较高. 对于介质窗外表面次级电子倍增过程, P3D3V 模型相对 1D3V 模型平均微波场强小, 将电子推离介质外表面的效应弱, 导致微波电场加速时间较短, 致使 P3D3V 模型的平均电子能量较低. P3D3V 和 1D3V 模型中, 介质窗外侧表面次级电子倍增过程的平均电子能量均高于质窗内侧表面次级电子倍增情况, 其主要因素是由于介质窗外侧表面次级电子倍增过程中, 漂移运动将电子推离介质表面的效应造成微波电场加速时间的延长.

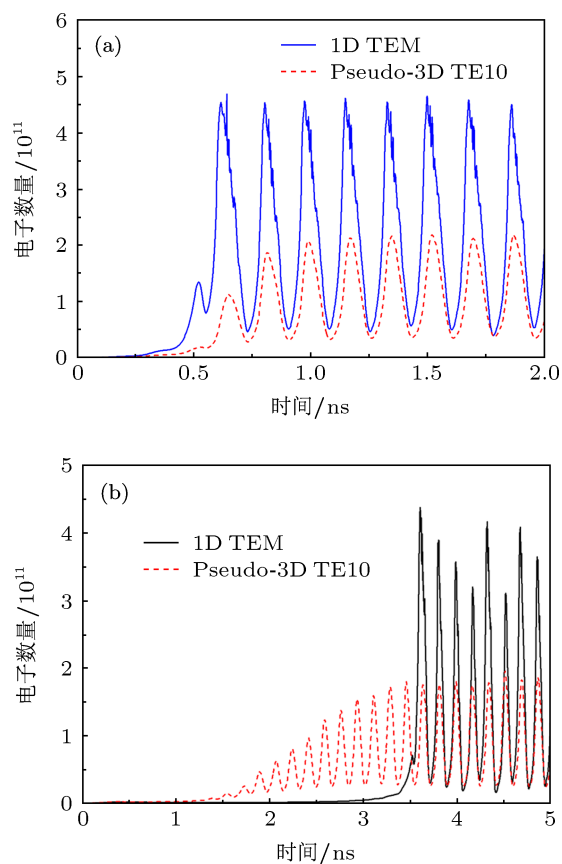


图 10 电子数随时间演化关系 (a) 介质内表面次级电子倍增; (b) 介质外表面次级电子倍增

图 12 给出了微波入射功率与介质窗表面沉积功率的关系. 其中, 1D3V 模型使用 TEM 模式计算口面入射微波功率, 而 P3D3V 模型采用 TE₁₀ 模式计算口面入射微波功率. 可以看出: 同样的介质窗面积, TEM 模式入射微波功率明显高于 TE₁₀ 模, TEM 诱发的次级电子沉积功率也明显比 TE₁₀ 大,

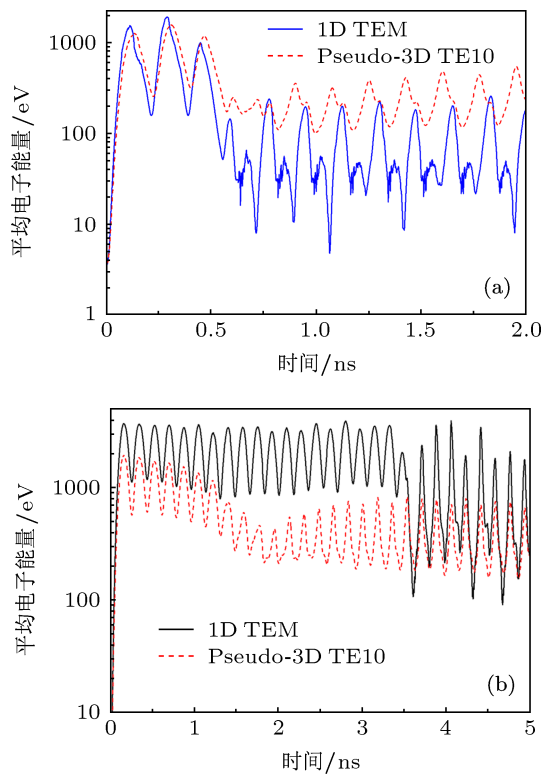


图 11 电子平均能量 (a) 介质内表面次级电子倍增; (b) 介质外表面次级电子倍增

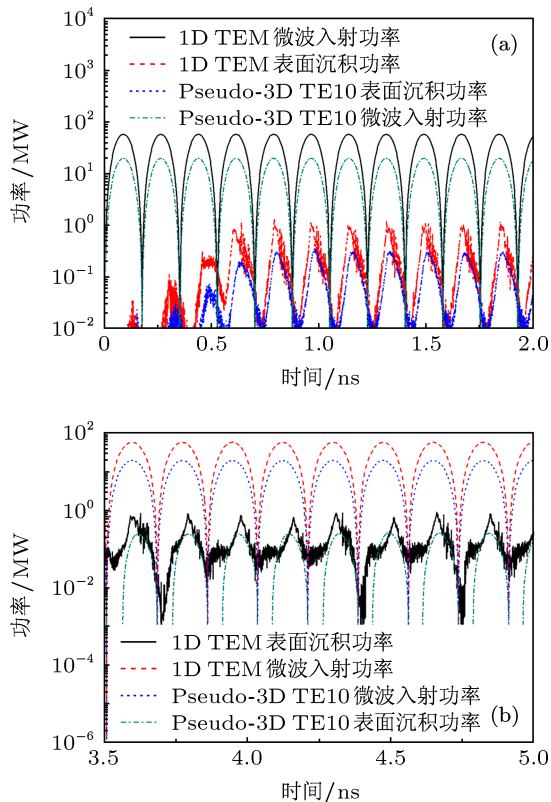


图 12 入射微波功率与沉积功率 (a) 介质内表面次级电子倍增; (b) 介质外表面次级电子倍增

但是从二者之间的比例关系来看, 沉积功率均占入

射微波功率 1%—2% 左右^[18]. 因此, 若关心功率占比关系, P3D3V 模型与 1D3V 模型差异不大. 介质内表面次级电子倍增中电子数目多但平均电子能量低, 而介质外表面次级电子倍增中电子数目虽然少但平均电子能量高, 因此, 介质内表面和外表面的次级电子倍增沉积功率相差不大.

4 结 论

本文利用自编的 P3D3V 程序研究了横向电磁场分布下介质窗内侧和外侧表面的次级电子倍增特性, 研究表明: 次级电子倍增可以分为 3 个阶段. 初始阶段, 介质窗内侧微波强场区域率先进入次级电子倍增, 外侧则是微波弱场区域优先进入次级电子倍增. 发展阶段, 介质窗内侧微波强场区域先进入次级电子倍增饱和, 弱场区域开始形成次级电子倍增; 外侧则是微波弱场区域先进入次级电子倍增饱和, 强场区域开始形成次级电子倍增. 稳态阶段, 介质窗内、外侧微波强、弱场区域均达到了次级电子倍增饱和状态. 形成机理为: 微波坡印廷矢量方向与介质窗外侧表面法向相同而与内侧表面法向相反, 漂移运动导致介质窗内侧强场区域的电子易于被推回表面, 有利于次级电子倍增优先形成, 而外侧强场区域的电子易于被推离表面, 不利于次级电子倍增形成. 对于 TE_{10} 模式诱发的次级电子倍增过程, 可以通过介质窗口面次级电子空间分布特点表征各个阶段: 初始阶段, 介质窗内、外侧电子均呈现均匀分布; 发展阶段, 介质窗内侧宽边中心位置电子分布多, 介质窗外侧宽边两侧位置电子分布多; 稳态阶段, 介质窗内侧宽边两侧位置电子开始增多, 介质窗外侧宽边中心位置电子开始增多.

最后, 讨论了准 3 维模型与 1 维模型的不同之处. 由于 TE_{10} 模式微波场强平均值小于 TEM 模式, 导致准 3 维模型相对 1 维模型的统计量差异: 对于介质窗内侧次级电子倍增过程, 次级电子倍增进入饱和时间长、饱和次级电子数目少、平均电子能量高、入射微波功率低、沉积功率低; 对于介质窗外侧次级电子倍增过程, 次级电子倍增进入饱和时间短、饱和次级电子数目少、平均电子能量低、入射微波功率低、沉积功率低. 但从功率占比关系看, 沉积功率均在入射微波功率 1%—2% 左右.

本文不足之处在于: 编制的 P3D3V 程序由于未能求解介质表面横向上的空间电荷力, 因此不能

分析次级电子在平行介质表面方向的扩散与漂移过程, 后续工作将考虑引入其他近似方法处理相关

物理过程, 以达到更接近实际物理过程的 3 维次级电子倍增过程.

-
- [1] Barker R J, Schamiloglu E 2001 *High-power microwaves sources and technologies* (Piscataway, New Jersey: IEEE Press, 2001) p325–375
 - [2] Foster J, Krompholz H, Neuber A 2011 *Phys. Plasmas* **18** 113505
 - [3] Ford P J, Beeson S R, Krompholz H G, Neuber A A 2012 *Phys. Plasmas* **19** 073503
 - [4] Zhang P, Lau Y Y, Franzi M, Gilgenbach R M 2011 *Phys. Plasmas* **19** 053508
 - [5] Kim H C, Verboncoeur J P 2005 *Phys. Plasmas* **12** 123504
 - [6] Kim H C, Verboncoeur J P 2006 *Phys. Plasmas* **13** 123506
 - [7] Nam S K, Lim C, Verboncoeur J P 2009 *Phys. Plasmas* **16** 023501
 - [8] Chang C, Liu G, Tang C, Chen C, Fang J, Hou Q 2008 *Phys. Plasmas* **15** 093508
 - [9] Chang C, Liu G, Tang C, Yan L 2009 *Phys. Plasmas* **16** 053506
 - [10] Chang C, Liu G, Tang C, Chen C, Fang J 2011 *Phys. Plasmas* **18** 055702
 - [11] Cheng G X, Liu L 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 1067
 - [12] Hao X W, Zhang G J, Qiu S, Huang W H, Liu G Z 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1403
 - [13] Cai L B, Wang J G, Zhu X Q, Wang Y, Xuan C, Xia H F 2011 *Phys. Plasmas* **18** 073504
 - [14] Dong Y, Dong Z W, Yang W Y 2011 *High Power Laser and Particle Beams* **23** 1917 (in Chinese) [董烨, 董志伟, 杨温渊 2011 强激光与粒子束 **23** 1917]
 - [15] Dong Y, Dong Z W, Yang W Y, Zhou Q H, Zhou H J 2013 *High Power Laser and Particle Beams* **25** 399 (in Chinese) [董烨, 董志伟, 杨温渊, 周前红, 周海京 2013 强激光与粒子束 **25** 399]
 - [16] Vaughan R 1993 *IEEE Trans. Electron Dev.* **40** 830
 - [17] Kishek R A, Lau Y Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 193
 - [18] Valfells A, Verboncoeur J, Lau Y 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 529

Effects of transverse electromagnetic field distribution in the multipactor discharge on dielectric window surface*

Dong Ye[†] Dong Zhi-Wei Yang Wen-Yuan Zhou Qian-Hong Zhou Hai-Jing

(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China)

(Received 1 April 2013; revised manuscript received 20 June 2013)

Abstract

By using a P3D3V PIC code programmed by the authors, the multipactor discharge effects on dielectric inner and outer surface under high-power microwave with TE₁₀ mode in the BJ32 rectangular waveguide are numerically studied. The electron spatial distribution, distribution of electric field in the normal direction of the dielectric surface, and electron density spatial distribution are presented. Numerical results could be concluded as follows. For inner surface, the multipacting first occurs in the area with large electric-field of microwave; for the outer surface, multipacting first occurs in the area with small electric-field of microwave. The above phenomena could be explained as follows. Poynting direction of microwave is the same as the outer surface normal direction and opposite to the inner surface normal direction. So the drift in the area with large electric-field of microwave causes electrons easy to move back to inner surface, and so electrons are easy to leave from outer surface. Compared with 1D3V model, in P3D3V model, we have for inner surface multipactor discharge with long oscillator forming time, small secondary electron number, high average electron energy, low incident power of microwave, and low level deposited power; for outer surface, we have multipactor discharge with short oscillator forming time, small secondary electron number, low average electron energy, low incident power of microwave, and low level deposited power. The deposited power is about 1%—2% of incident microwave power both in 1D3V and P3D3V models; while the ratio between deposited power and incident power of microwave has nothing to do with microwave parameters and inner or outer surface.

Keywords: high power microwave, multipactor discharge on dielectric surface, PIC simulation, transverse distribution of electromagnetic field

PACS: 79.20.Hx, 52.40.Hf, 52.65.Rr, 52.65.Pp

DOI: 10.7498/aps.62.197901

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB328904), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11305015, 11105018), the Science Foundation of China Academy of Engineering Physics, China (Grant Nos. 2012B0402064, 2009B0402046), and the National High Technology Research and Development Program of China.

[†] Corresponding author. E-mail: dongye0682@sina.com