

圆窗片表面次级电子倍增效应的数值模拟*

张雪^{1)2)†} 王勇¹⁾ 范俊杰¹⁾ 张瑞¹⁾

1) (中国科学院电子学研究所, 高功率微波源与技术重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2014年4月15日收到; 2014年7月15日收到修改稿)

基于 Monte Carlo 模拟算法, 建立了粒子输运模型, 通过对盒形窗内圆窗片表面次级电子倍增现象进行数值仿真, 获得了 TE_{11} 模非均匀分布电场作用下次级电子倍增的规律. 结果表明: 在微波输入端, 指向窗片表面的磁场力起到了维持次级电子与窗片碰撞的作用, 在电场强度较高的区域倍增剧烈, 有质动力对倍增无贡献; 在微波输出端, 受背离窗片表面磁场力的影响, 在表面静电场较弱的情况下, 次级电子倍增不能发生; 当表面静电场足以维持单面倍增的发生, 随着传输功率的增大, 电子渡越时间增长, 有质动力使得倍增强烈的区域由强电场区逐渐转移到弱电场区域. 对利用外静电场抑制微波输入端次级电子倍增效应的方法进行了数值模拟验证.

关键词: 圆窗片, TE_{11} 模, 次级电子倍增, Monte Carlo 模拟

PACS: 79.20.Hx, 79.20.Ap, 84.40.Fe

DOI: 10.7498/aps.63.227901

1 引言

非均匀场作用下的次级电子倍增现象主要发生在射频输能窗、微波滤波器、脊背型波导、模式变换器以及卫星系统的载荷等结构^[1-5]. 在国际范围内, 新加坡南洋理工学院的 Wu 和 Ang^[6], 瑞典查尔斯理工学院的 Rasch^[7] 和俄罗斯应用物理研究所的 Sazontov 等^[8-11] 分别对圆波导、同轴波导、矩形波导等结构内的非均匀场环境下次级电子倍增现象进行了研究, 他们的研究主要针对全金属结构, 或有介质加载的波导结构, 探讨次级电子在非均匀场引入的有质动力 (ponderomotive force) 作用下的漂移运动; 国内主要由北京应用物理与计算数学研究所的董焱等^[12] 进行这方面的工作, 他们通过编写 1D3V 的 PIC 程序对矩形波导窗的次级电子倍增现象进行了数值模拟, 获得了次级电子在窗片内外两侧的倍增规律.

与矩形波导窗类似, 高功率盒形窗的窗片内嵌

在圆波导中, 盒形窗的功率容量高于矩形波导窗. 作为一种典型的真空密封窗, 盒形窗的可靠性是影响速调管系统稳定运行的关键^[13,14]. 日本 KEK 的 Saito 等^[15-19] 为了研究盒形窗的失效机理, 曾利用电磁仿真软件 Mafia 对盒形窗内的次级电子倍增现象进行了简单的数值模拟, 但并未就电场非均匀分布对倍增的影响进行深入探讨. 本文基于 Monte Carlo (MC) 算法建立了一个简单的模型, 对盒形窗内外圆窗片表面的次级电子倍增现象进行了数值模拟. 在忽略窗片表面 TM_{11} 模法向电场的情况下, 讨论了 TE_{11} 模电场的非均匀分布以及磁场力 F_B 对窗内外次级电子倍增效应的影响. 本文第二部分建立了圆窗片表面次级电子倍增的动力学模型, 介绍了 MC 算法和仿真流程; 第三部分简要阐述了电磁场的非均匀分布对次级电子倍增现象造成的影响; 第四部分对次级电子倍增现象的仿真结果进行了分析; 第五部分验证了外静电场对抑制窗片表面次级电子倍增效应的有效性.

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB328901) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhangxue.iecas@yahoo.com

2 圆窗片表面次级电子倍增的MC模型

MC算法是随计算机技术的发展而被提出的一种以概率统计理论为指导的数值计算方法,在粒子模拟中获得了广泛的应用. MC算法体现了粒子状态的随机性,在本文的计算模型中用于处理电子的发射状态以及电子与陶瓷窗片或者波导壁的碰撞作用. 粒子能量 W_0 服从麦克斯韦-玻尔兹曼(Maxwell-Boltzmann)分布,其概率密度分布函数为

$$f(W_0) = \frac{W_0}{W_{0m}^2} e^{-\frac{W_0}{W_{0m}}}, \quad \int_0^\infty f(W_0) dW_0 = 1,$$

$W_0 > 1$. ψ 为粒子发射角度,服从正弦分布,其概率密度函数为 $g(\psi) = 0.5 \sin(\psi)$, $0 < \psi < \pi$,因此粒子的初始状态可以通过随机采样获得. 这里 W_{0m} 为发射能量分布的峰值,通常取为 $W_{0m} = 0.005 \times W_{\max 0}$. $W_{\max 0}$ 为电子垂直入射界面,次级电子倍增系数 δ 达到最大值时的入射能量, δ 可由 Vaughan 的“constant-K”理论求得 [20,21].

本文所研究的S波段 ($f = 2.856$ GHz) 盒形窗内部结构如图1所示. 为了更精确地研究切向电场对窗片内外次级电子的作用,这里忽略矩形波导与盒形窗连接的部分,由该部分纵向压缩产生的 TM_{11} 截止模不属于本文的研究范围. 为了模拟高频场驱动下窗片附近电子的行为,电子的输运方程需考虑表面正电荷累积的静电场 \mathbf{E}_{dc} 以及 TE_{11} 模的磁场 [22,23]. TE_{11} 模的电场和磁场在圆波导内的分布如(1a)—(1e)式所示,其中 β 为相位常数, k_c 为截止波数, ω 为电场频率, θ 为射频相位. 次级电子受到 TE_{11} 模横向电磁场的推动沿窗片表面运动,在每个时间步长 τ 内利用 RK4 方法迭代求解新时刻的电子状态,如(2)式所示,其中 e 为电子电荷, m 为电子质量, S 为电子轨迹. 由于计算边界涉及了陶瓷窗表面和波导铜壁,需根据电子碰壁时的边界位置对入射角度进行调整.

在本文的模拟模型中,次级电子所受的静电力分两种情况计算. 设置距离值 d , 当电子与窗片表面的 z 方向距离 $S_z > d$ 时,由库仑定律将窗片表面所有网格点累积的正电荷所产生的正电场映射到空间场点,则静电场存在三个分量 E_{dc_r} , E_{dc_φ} 以及 E_{dc_z} . 当 $S_z < d$ 时,电子紧贴窗片表面,库仑力较大,此时认为电子仅仅受到与窗片表面对应的

网格位置处正电荷团产生的沿 z 方向电场力,即静电场只考虑 z 方向分量 $E_{dc-z} = E_{dco-z} + \frac{eN_{net}}{2A\epsilon_0}$, N_{net} 为电子对应网格所累积的电子数, A 为单位网格表面积, ϵ_0 为真空介电常数 [24].

$$H_{R_TE11} = -\frac{j\beta}{k_{c1}} A_{te11} J_1'(k_{c1}r) e^{-j\beta z} \times \sin(\phi) \cos(\omega t + \theta), \quad (1a)$$

$$H_{\Phi_TE11} = -\frac{j\beta}{k_{c1}^2 r} A_{te11} J_1(k_{c1}r) e^{-j\beta z} \times \cos(\phi) \cos(\omega t + \theta), \quad (1b)$$

$$H_{Z_TE11} = A_{te11} J_1(k_{c1}r) e^{-j\beta z} \times \sin(\phi) \cos(\omega t + \theta), \quad (1c)$$

$$E_{R_TE11} = \frac{\omega\mu}{\beta} H_{\Phi_TE11}, \quad (1d)$$

$$E_{\Phi_TE11} = \frac{\omega\mu}{\beta} H_{R_TE11}, \quad (1e)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial t^2} = \frac{e}{m} \left[\mathbf{E}_{rf} + \mathbf{E}_{dc} + \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \times \mathbf{B}_{rf} \right]. \quad (2)$$

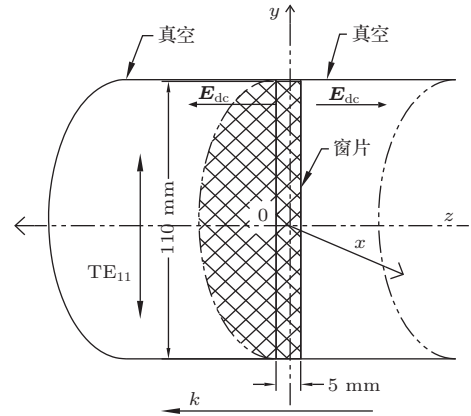


图1 圆窗片结构示意图

考虑到陶瓷窗片表面镀氮化钛膜(TiN)的情况,我们分别计算了陶瓷镀膜以及未镀膜两组数据,其中镀膜陶瓷的最大次级电子发射系数为 $\delta_{\max 0}^{ce-TiN} = 2$, 对应的入射能量为 $W_{\max 0}^{ce-TiN} = 600$ eV; 未镀膜陶瓷的最大次级电子发射系数为 $\delta_{\max 0}^{ce} = 8$, 对应的入射能量为 $W_{\max 0}^{ce} = 1300$ eV; 金属铜壁的最大次级电子发射系数为 $\delta_{\max 0}^{co} = 1.4$, 对应的入射能量为 $W_{\max 0}^{co} = 500$ eV [25].

当次级电子轰击窗片表面时,电子入射能量和次级电子发射系数的关系如图2所示. 红色箭头为 $\delta = 1$, 它与各个材料产额曲线的交点对应于倍增的入射能量阈值 W_1 和 W_2 , 下标“1”和“2”分别表示下限和上限,当电子的入射能量介于 W_1 和 W_2 之间时,次级电子的倍增系数大于1.

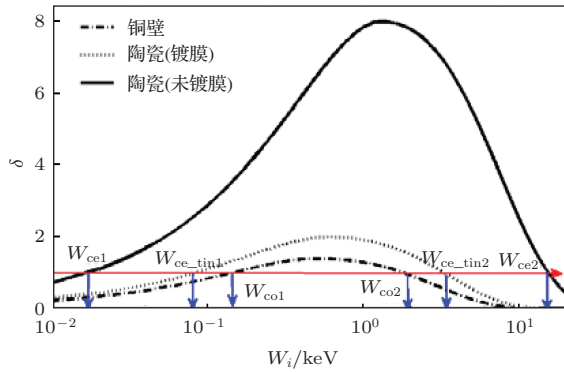


图2 (网刊彩色) 次级电子倍增系数 δ 与入射能量 W_i 的关系

3 次级电子在非均匀场作用下的倍增特点

圆形窗片表面的次级电子倍增现象可以视为非均匀场作用下的陶瓷介质单面切向倍增. 均匀切向场作用下的次级电子倍增现象依赖于 \mathbf{E}_{dc} 与 \mathbf{E}_{rf} 的匹配关系, 即当静电场在窗片表面均匀分布时, 只要 \mathbf{E}_{rf} 满足切向场阈值条件, 倍增就可以被激励. 然而, TE_{11} 模电场在横向截面上为非均匀分布, 在倍增初期, \mathbf{E}_{dc} 较弱, 电子渡越时间较长, 非均匀场下运动的电子由于受到有质动力 $F_p = -\frac{e^2}{4m\omega^2} \nabla |E|^2$ 的影响, 有向弱场漂移的趋势 [7], 次级电子倍增的特性将不同于普通的单面均匀场倍增的情况.

令 TE_{11} 模沿 y 方向极化, 窗片表面切向方向的有质动力 F_{p_t} 如 (3) 式所示, 有质动力引入的电势场为 $E_{p_t} = F_{p_t}/e$. 图 3 表示当传输功率为 $P = 1$ MW 时, 窗片横截面上有质动力电势场的强度分布. 图 3(a) 为 E_{p_t} 沿 r 方向上的分量 $E_{p_t_r}$, 该分量在 x 方向上 E_r 弱的区域较强, 这使

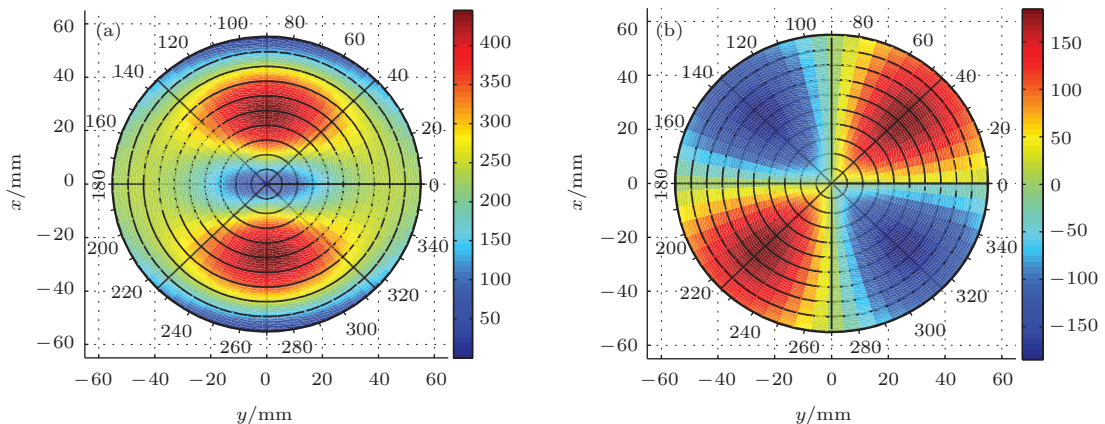


图3 (网刊彩色) 圆波导内 TE_{11} 模有质动力电势场 E_{p_t} ($P = 1$ MW) (a) 沿 r 方向分量 $E_{p_t_r}$ (V/m); (b) 沿 φ 方向分量 $E_{p_t_phi}$ (V/m)

得该区域的电子具有沿 r 正向, 即朝向波导壁的方向移动的趋势; 图 3(b) 为 E_{p_t} 沿 φ 方向上的分量 $E_{p_t_phi}$, 该分量从 0 到 2π 正负交替地在 $\pi/4, 3\pi/4, 5\pi/4, 7\pi/4$ 这四个位置达到峰值, 这个分量使得该区域的电子有逐渐向沿 $\pi/2$ 和 $3\pi/2$ 轴线附近区域汇聚的趋势. 不同于普通的圆柱波导 TE_{11} 模次级电子倍增效应, 本文所研究的盒形窗盒横向截面尺寸较大, 次级电子沿径向的运动已经不属于圆柱模型金属双面谐振倍增的范畴, 这里主要研究次级电子在轴向(窗片表面法向)方向上与陶瓷窗片的相互作用机制.

$$F_{p_t} = \left(\frac{\omega\mu}{k_c}\right)^2 \left(\frac{e^2}{4m\omega^2}\right) \left\{ [2\sin^2(\phi) \times J_0^2(k_c r)]/r - 2[k_c^2 r^2 \sin^2(\phi) - 2] \times J_1^2(k_c r)/(k_c^2 r^3) - J_0(k_c r)J_1(k_c r) \times [4\sin^2(\phi) - 2k_c^2 r \sin^2(\phi) + 2]/(k_c r^2) \right\} \hat{e}_r + \left\{ \sin(2\phi)[2J_1(k_c r) - k_c r J_0(k_c r)]^* J_0(k_c r)/(k_c r^2) \right\} \hat{e}_\phi. \quad (3)$$

4 数值模拟结果与分析

4.1 微波输入端的次级电子倍增效应

图 4 为微波输入端镀膜窗片表面倍增发展阶段 ($N_e = 10^6$) 的次级电子瞬态分布. 受材料本身特性的影响, 对于镀膜窗片, 传输功率达到 $P = 20$ MW 左右时, 次级电子才能在局部被激励. 若传输功率太低, 磁场力 F_B 不足以将大多数电子拉回窗片表面, 部分电子在背离窗片表面的运动过程中随着与波导壁的碰撞逐渐衰减掉; 而少部分被

拉回窗片表面的电子, 其能量又达不到镀膜窗片能量阈值的下限, 也不能激励倍增效应. 由图4(a)—(d)可以看出, 倍增区域正是切向电场强度较高的区域, 且该区域随着传输功率的上升而增大, 越来越多的电子能够以大于阈值下限的能量返回窗片并参与倍增. 图5用窗片表面正电荷累积量说明了电子与窗片的相互作用情况, 即随着传输功率的升高, 次级电子与窗片互作用的区域逐渐变大. 由于次级电子渡越时间较短, 有质动力 F_{p_t} 并未

引起电子群在窗片表面弱场区的局部汇集. 虽然部分电子受 F_{p_t} 的影响漂向了弱场区, 但是该区域磁场力 F_B 较小, 不足以将电子群拉回窗片表面.

图6—图8分别表示次级电子数 N_e 、平均次级电子倍增系数 δ_{av} 以及平均次级电子能量 W_{av} 随时间的演变. 由这些演变关系看出, 传输功率越高, 微波输入端倍增达到稳定状态的速率越快, 所产生的次级电子数也越多. 在倍增稳定之后, 次级电子以半射频周期震荡.

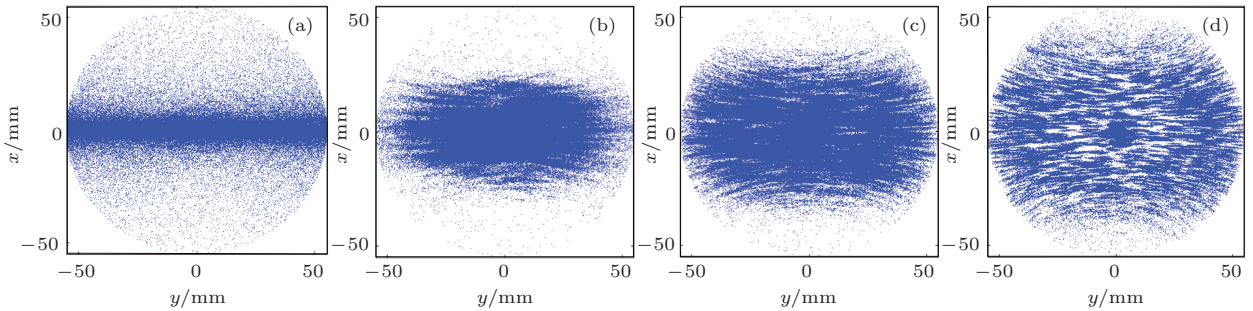


图4 微波输入端次级电子的瞬态分布(镀膜窗片, $N_e = 10^6$) (a) $P = 25$ MW, $t = 17.5$ ns; (b) $P = 49$ MW, $t = 3.33$ ns; (c) $P = 100$ MW, $t = 1.75$ ns; (d) $P = 225$ MW, $t = 0.85$ ns

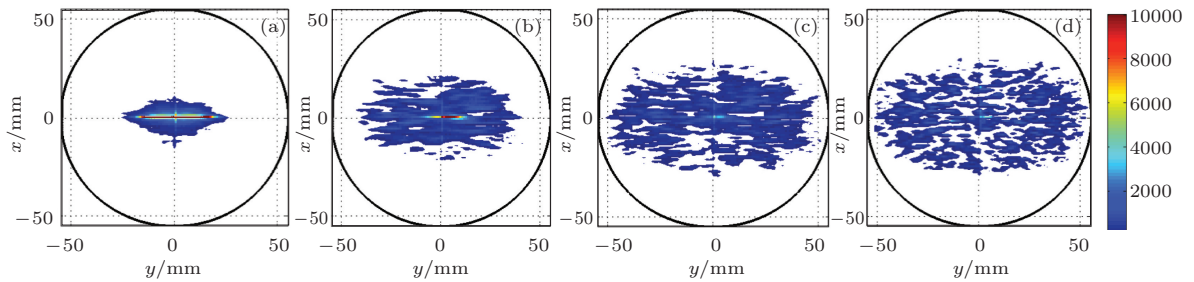


图5 (网刊彩色) 微波输入端窗片表面正电荷累积(镀膜窗片, $N_e = 10^6$) (a) $P = 25$ MW, $t = 17.5$ ns; (b) $P = 49$ MW, $t = 3.33$ ns; (c) $P = 100$ MW, $t = 1.75$ ns; (d) $P = 225$ MW, $t = 0.85$ ns

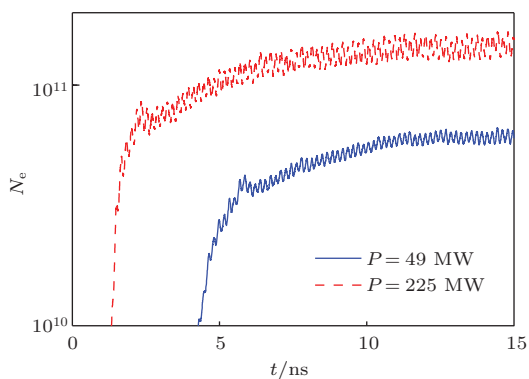


图6 (网刊彩色) 微波输入端镀膜窗片次级电子数 N_e 随时间的演变

由于未镀膜窗片的倍增能量阈值范围较大, 次级电子倍增被激励的功率阈值相应较低, $P = 10$ MW左右时倍增就能够被激励, 而且倍增速率非常快, 如图9(a)—(d)所示. 当源电子打到窗片上时, 会在局部电磁场的推动下产生瞬间的雪

崩效应, 因此倍增区域较为分散. 在这种情况下, 窗片在强电场区域局部功率沉积, 极易造成损毁; 而镀膜窗片表面的次级电子受能量阈值的限制, 倍增发展较为缓慢.

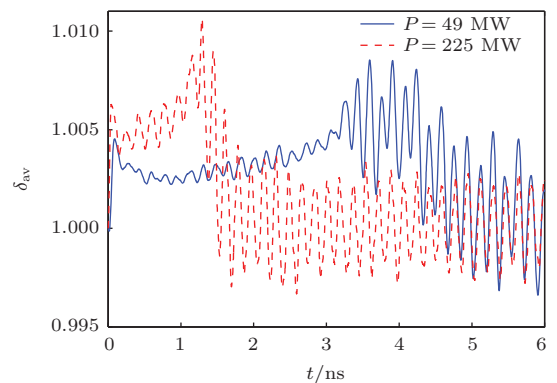


图7 (网刊彩色) 微波输入端镀膜窗片平均次级电子倍增系数 δ_{av} 随时间的演变

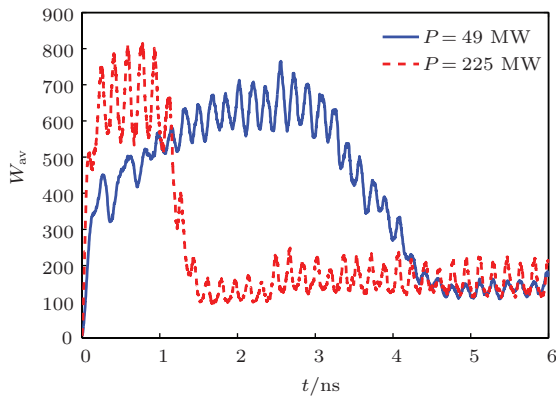


图8 (网刊彩色) 微波输入端镀膜窗片次级电子平均能量 W_{av} 随时间的演变

4.2 微波输出端的次级电子倍增效应

在微波输出端, 磁场力 F_B 将电子拉向远离窗片表面的区域, 若无足够强的表面静电场 E_{dc} , 次级电子倍增不能被激发, 传输功率越大电子背离窗片运动的越快. 这里设置窗片表面初始静电场为非零值, $E_{dc1} = -1 \text{ kV}\cdot\text{m}^{-1}$, $E_{dc2} = -20 \text{ kV}\cdot\text{m}^{-1}$ 和 $E_{dc3} = -100 \text{ kV}\cdot\text{m}^{-1}$. 当 $E_{dc1} = -1 \text{ kV}\cdot\text{m}^{-1}$ 时, 静电场强度不足以维持次级电子与窗片的碰撞作用, 次级电子在镀膜窗片的微波输出端不能倍增. 图 10 对比了 $E_{dc2} = -20 \text{ kV}\cdot\text{m}^{-1}$ 和 $E_{dc3} = -100 \text{ kV}\cdot\text{m}^{-1}$ 时, 微波输出端镀膜窗片表面的次级电子倍增特点. 图 11 用窗片表面正电荷的累积情况说明了次级电子与窗片相互作用随传输功率的变化. 这里将强电场区域定义为 Q 区, 弱电场区域定义为 R 区, F_B 在 R 区较弱, 在 Q 区较强. F_B 对电子的推动作用使得电子在微波输出端获得长程运行, 在返回窗片表面时已经获得一定能量, 这样便降低了输出端的次级电子倍增的功率阈值, 几个兆瓦的传输功率即可激发 Q 区的倍增效应. 当传输功率 P 较低, 如 $P = 9 \text{ MW}$ 时, 磁场强度峰

值为 $B = 0.0022 \text{ T}$, 电子平均能量为 $W_{av} = 89 \text{ eV}$ ($V_{av} = 5.56 \times 10^6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$), 则 $V_{av} \times B = 1.22 \times 10^4$, E_{dc2} 和 E_{dc3} 足以将这两个区域电子拉回窗片表面. R 区的电子在短时间内被拉回窗片表面, 其电子能量 $W < W_{ce_tin1}$; 而 Q 区的电子有相对较长的渡越时间, 电子能量 $W > W_{ce_tin1}$, 因此倍增电子主要在 Q 区域分布. P 值较低时, 电子在 E_{dc2} 和 E_{dc3} 的作用下渡越时间普遍较短, F_{p_t} 并未对倍增的发展产生有效的影响. 随着 P 的升高, 可以满足 $W_i > W_{ce_tin1}$ 的区域逐渐扩大到几乎整个窗片表面. 当 $P = 225 \text{ MW}$ 时, 磁场强度峰值为 $B = 0.0139 \text{ T}$, 电子平均能量为 $W_{av} = 2.5 \text{ keV}$ ($V_{av} = 3 \times 10^7$), 则 $V_{av} \times B = 4.17 \times 10^5$, 此时 E_{dc2} 和 E_{dc3} 已不能维持 Q 区电子与窗片的有效碰撞, Q 区有明显的电子损失. Q 区部分电子在运行过程中碰撞金属波导壁而损失掉, 未能与窗片产生有效的相互作用; 部分电子受到 F_{p_t} 的影响, 漂向了 R 区, R 区适中的电磁场强度以及静电场强度恰好满足倍增的条件, 因而 R 区取代 Q 区成为了倍增活跃的区域. 与微波输入端的倍增发展规律不同, 由于微波输出端存在着倍增区域的转移, 因此倍增时间与传输功率之间不存在线性增长关系. 较 $E_{dc2} = -20 \text{ kV}\cdot\text{m}^{-1}$ 而言, $E_{dc3} = -100 \text{ kV}\cdot\text{m}^{-1}$ 时, 次级电子倍增的局部效应更加明显, 发展也更为迅速.

5 外静电场对窗片表面次级电子倍增效应的抑制

利用外静电场抑制次级电子倍增效应的方法是通过外加垂直于窗片表面的静电场 E_{ex} 来增大或者减小倍增电子的渡越时间, 使得电子获得的能

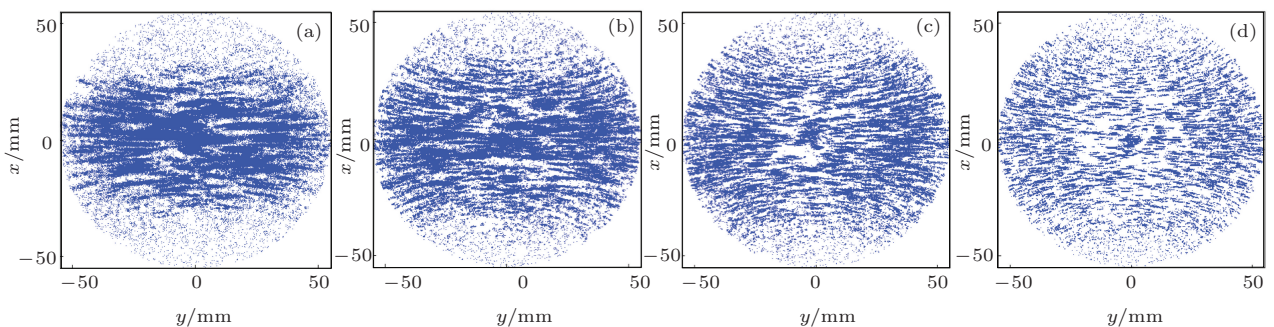


图9 微波输入端次级电子的瞬态分布 (未镀膜窗片, $N_e = 10^6$) (a) $P = 25 \text{ MW}$, $t = 1.2 \text{ ns}$; (b) $P = 49 \text{ MW}$, $t = 0.65 \text{ ns}$; (c) $P = 100 \text{ MW}$, $t = 0.44 \text{ ns}$; (d) $P = 225 \text{ MW}$, $t = 0.27 \text{ ns}$

量落于阈值范围以外来实现的, 即 $W < W_1$ 或者 $W > W_2$ ^[26,27]. 针对本文所研究的圆波导内嵌圆窗片, 该方法可以应用在微波输入端, 通过在窗片附近区域额外增加垂直指向窗片表面的静电场来抑制 F_B 对电子的推动作用. 图 12 表示在不同强度的外静电场作用下, 次级电子数的涨落趋势. 可明显看出, 在相同的传输功率下, 指向窗片表面的外静电场强度越高, 对次级电子倍增现象的抑制效果越显著. 静电场的强度无须完全抑制磁场力的作用, 只要能够扰动电子的轨迹即可. 如 $P = 25$ MW 时, 磁场强度峰值为 $B = 0.0047$ T, 电子平均能量为 $W_{av} = 225$ eV

($V_{av} = 8.9 \times 10^6$ m·s⁻¹), 则 $V_{av} \times B = 4.3 \times 10^4$, 外静电场 $E_{ex} = -2$ kV·m⁻¹ 的作用尚不足磁场力的 1/20, 但倍增亦可以被有效抑制. 图 12(a) 中, 当 $E_{ex} = -5$ kV·m⁻¹ 时, 倍增可以被抑制; 图 12(b) 中, $P = 49$ MW, $E_{ex} = -5$ kV·m⁻¹ 时, 倍增不能被抑制, E_{ex} 的存在仅仅延长了倍增达到饱和的时间, $E_{ex} = -20$ kV·m⁻¹ 时, 倍增才可以被抑制; 图 12(c) 中, $P = 100$ MW, $E_{ex} = -20$ kV·m⁻¹ 时, 倍增不能被抑制, 直到 $E_{ex} = -50$ kV·m⁻¹ 时, 倍增才可以被抑制. 由此可见, 随着传输功率的升高, 静电场强度应相应的增加才能抵消强磁场力的作用.

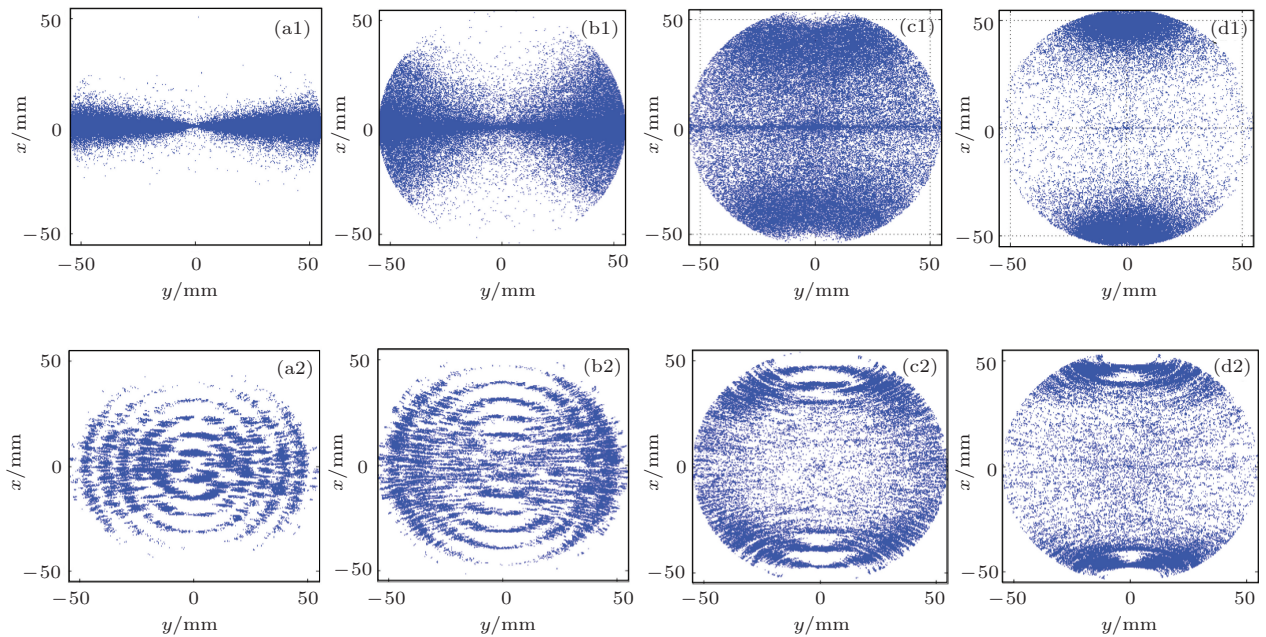


图 10 微波输出端二次电子的瞬态分布 (镀膜窗片, $N_e = 10^6$, 图标“1”为 $E_{dc2} = -20$ kV·m⁻¹, 图标“2”为 $E_{dc3} = -100$ kV·m⁻¹) (a1) $P = 9$ MW, $t = 31.5$ ns; (b1) $P = 25$ MW, $t = 14.06$ ns; (c1) $P = 100$ MW, $t = 17.31$ ns; (d1) $P = 225$ MW, $t = 27.06$ ns; (a2) $P = 9$ MW, $t = 2.36$ ns; (b2) $P = 25$ MW, $t = 1.487$ ns; (c2) $P = 100$ MW, $t = 1.56$ ns; (d2) $P = 225$ MW, $t = 1.77$ ns

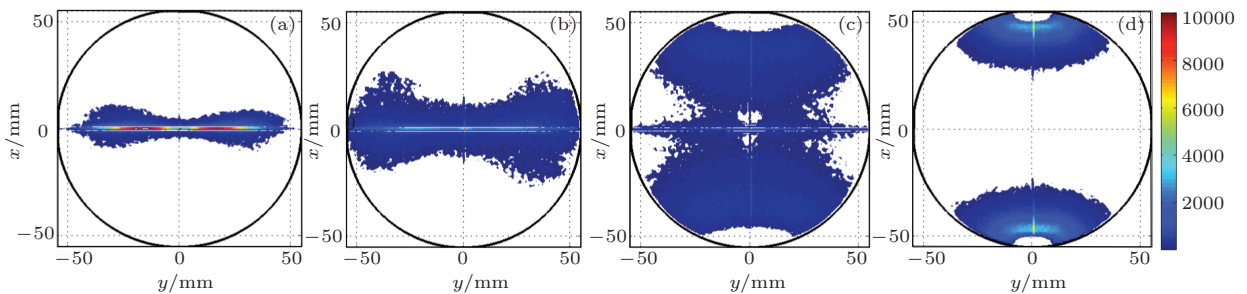


图 11 (网刊彩色) 微波输出端窗片表面正电荷累积 (镀膜窗片, $N_e = 10^6$, $E_{dc2} = -20$ kV·m⁻¹) (a) $P = 9$ MW, $t = 31.5$ ns; (b) $P = 25$ MW, $t = 14.06$ ns; (c) $P = 100$ MW, $t = 17.31$ ns; (d) $P = 225$ MW, $t = 27.06$ ns

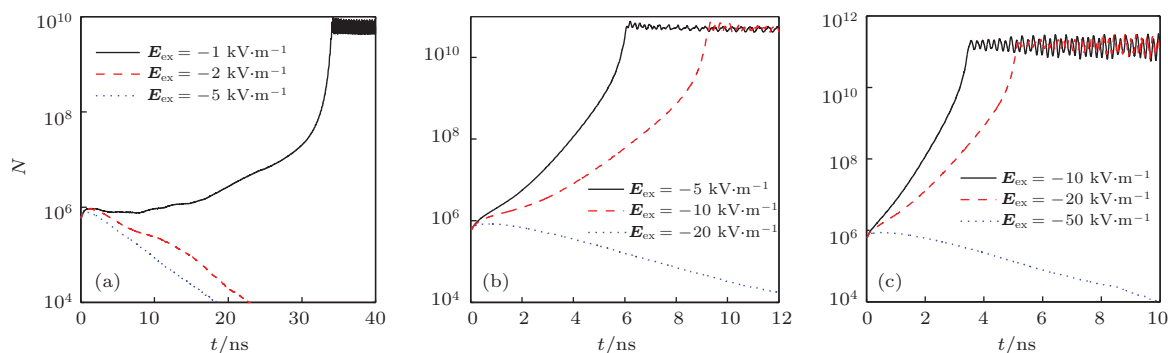


图 12 (网刊彩色) 微波输入端在外静电场作用下次级电子倍增发展趋势 (镀膜陶瓷) (a) $P = 25$ MW; (b) $P = 49$ MW; (c) $P = 100$ MW

6 结 论

本文通过建立 MC 模型, 对盒形窗内圆窗片表面的次级电子倍增现象进行数值模拟, 研究了次级电子在不同传输功率下的倍增发展趋势, 着重讨论了圆窗片表面 TE_{11} 模电场的非均匀分布引入的有质动力以及磁场力对次级电子倍增效应的影响. 在微波输入端, 磁场力将电子推向窗片表面, 对保持电子与窗片的相互作用起了主导作用, 无初始静电场的情况下倍增依然可以维持. 在电场强度高的区域倍增剧烈, 磁场力抑制了有质动力对电子的推动作用, 少量漂向弱场区的电子也在背离窗片的运动中损失掉. 微波输入端的电场强度越高, 倍增达到饱和的速率越快, 产生的次级电子数量也越多. 未镀膜窗片表面的倍增功率阈值低于镀膜窗片, 倍增速率高于镀膜窗片. 通过外加静电场的方法可以削弱磁场力对电子的推动作用, 有效抑制微波输入端的次级电子倍增现象. 在微波输出端, 磁场力将电子拉向远离窗片表面的区域, 在静电场较弱的情况下倍增不能被激励. 当足够强的初始静电场建立以后, 磁场力使电子在运行过程中可以获得足以激励倍增的能量. 随传输功率的增长, 有质动力将次级电子倍增活跃的区域由强电场区域逐渐转移到弱电场区域中去.

参考文献

[1] Semenov V, Rakova E, Zharova N, Anderson D, Lisak M, Puech J 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 488
 [2] Buyanova M N, Nechaev V E, Semenov V E 2007 *Radiophys Quantum Electron* **50** 893

[3] Pérez A M, Boria V E, Gimeno B, Anza S, Vicetne C, Gil J 2009 *J. Electromagnets Wave and Appl.* **23** 1575
 [4] Lobaev M A, Ivanov O A, Isaev V A, Vikharev A L 2009 *Tech. Phys. Lett.* **35** 12
 [5] 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
 [6] Wu L, Ang L K 2007 *Phys. Plasmas* **14** 013105
 [7] Rasch J 2012 *Ph. D. Dissertation* (Sweden, Goteborg: Chalmers University of Technology)
 [8] Sazontov A, Semenov V, Buyanova M, Vdovicheva N, Anderson D, Lisak M, Puech J, Lapierre L 2005 *Phys. Plasmas* **12** 093501
 [9] Semenov V E, Zharova N A, Anderson D, Lisak M, Puech J 2010 *Phys. Plasmas* **17** 123503
 [10] Semenov V E, Rakova E I, Anderson D, Lisak M, Puech J 2007 *Phys. Plasmas* **14** 033501
 [11] Semenov V E, Rakova E I, Udijak R, Anderson D, Lisak M, Puech J 2008 *Phys. Plasmas* **15** 033501
 [12] Dong Y, Dong Z W, Yang W Y, Zhou Q H, Zhou H J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 197901 (in Chinese) [董焯, 董志伟, 杨温渊, 周前红, 周海京 2013 物理学报 **62** 197901]
 [13] Vlieks A E, Allen M A, Callin R S, Fowkes W R, Hoyt E W, Lebacqz J V, Lee T G 1989 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **24** 1023
 [14] Zhu F, Zhang Z C, Dai S, Luo J R 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 084103 (in Chinese) [朱方, 张兆传, 戴舜, 罗继润 2011 物理学报 **60** 084103]
 [15] Yamaguchi S, Saito Y, Anami S, Michizono S 1992 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **39** 278
 [16] Saito Y, Michizono S, Anami S, Kobayashi S 1993 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **28** 566
 [17] Saito Y 1992 *Proceedings of the 1992 Linear Accelerator Conference* Ottawa, Ontario, Canada, Aug. 24–28, 1992 p575
 [18] Miura A, Matsumoto H 1992 *Proceedings of the 1992 Linear Accelerator Conference* Ottawa, Ontario, Canada, Aug. 24–28, 1992 p124
 [19] Matsumoto H 1999 *Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference* New York, USA, May 27–Apr. 2, 1999 p536
 [20] Vaughan J R M 1988 *IEEE Trans. ED.* **35** 1172
 [21] Kishkek R A, Lau Y Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 193

- [22] Hemmert D, Neuber A, Dickens J, Krompholz H, Hatfield L L, Kristiansen M 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 472
- [23] Sazontov A G, Nevchaev V E 2010 *Phys. Plasmas* **17** 033509
- [24] Ang L K, Lau Y Y, Kishek R A, Gilgenbach R M 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 290
- [25] Michizono S, Saito Y, Suharyanto, Yamano Y, Kobayashi S 2004 *Appl. Surf. Sci.* **235** 227
- [26] Foster J, Thomas M, Neuber A A 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 063310
- [27] Ivanov O A, Lobaev M A, Isaev V A, Vikharev A L 2010 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 022004

Numerical simulation of multipactor phenomenon on the surface of cylinder window disk*

Zhang Xue^{1)2)†} Wang Yong¹⁾ Fan Jun-Jie¹⁾ Zhang Rui¹⁾

1) (Key Laboratory of High Power Microwave Sources and Technologies, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 15 April 2014; revised manuscript received 15 July 2014)

Abstract

A particle model that is based on Monte Carlo particle simulation arithmetic is built up to investigate the multipactor behavior on the surface of cylinder window disk in pill-box window. The regime of multipactor in the inhomogeneous electric field is obtained. The simulation results prove that the interaction between secondary electrons and window disk is sustained by magnetic field force on the upstream side. The multipactor phenomenon acts intensively in the area with a great electric field. The ponderomotive force does not devote any effort to multipactor on the upstream side. On the downstream side, the multipactor cannot be excited without strong enough surface electrostatic field because of the positive magnetic field force. With the increase of transmitting power, secondary electrons can obtain more energies. Due to the effect of ponderomotive force, the multipactor region transfers from the area with powerful electric field to the weak one on the downstream side. Besides, the resistance effect of electrostatic isolation on multipactor is also confirmed in the input port of cylinder waveguide.

Keywords: cylinder window, TE₁₁ mode, multipactor, Monte-Carlo simulation

PACS: 79.20.Hx, 79.20.Ap, 84.40.Fe

DOI: 10.7498/aps.63.227901

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB328901).

† Corresponding author. E-mail: zhangxue.iecas@yahoo.com