

二次电子倍增对射频平板腔建场过程的影响

董烨 刘庆想 庞健 周海京 董志伟

Influence of multipactor discharge on field-buildup process in radio-frequency plate cavity

Dong Ye Liu Qing-Xiang Pang Jian Zhou Hai-Jing Dong Zhi-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 177902 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180656

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180656>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I17>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[介质部分填充平行平板传输线微放电过程分析](#)

Multipactor in parallel-plate transmission line partially filled with dielectric material

物理学报.2018, 67(15): 157901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180351>

[金纳米结构表面二次电子发射特性](#)

Secondary electron emission characteristics of gold nanostructures

物理学报.2018, 67(8): 087902 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180079>

[磁控溅射铂抑制镀银表面的二次电子发射](#)

Suppressing secondary electron emission from silver-plated surface by magnetron sputtered platinum

物理学报.2018, 67(8): 087901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172740>

[材料二次电子产额对腔体双边二次电子倍增的影响](#)

Influence of secondary electron yield of material on two-sided multipactor discharge in cavity

物理学报.2018, 67(3): 037901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172119>

[铝阳极氧化的多孔结构抑制二次电子发射的研究](#)

Suppressing second electron yield based on porous anodic alumina

物理学报.2018, 67(3): 037902 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172243>

二次电子倍增对射频平板腔建场过程的影响*

董焱^{1)2)†} 刘庆想¹⁾ 庞健^{3)‡} 周海京²⁾ 董志伟²⁾

1) (西南交通大学物理科学与技术学院, 成都 610031)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

3) (中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621900)

(2018年4月11日收到; 2018年6月14日收到修改稿)

建立了射频平板腔动态建场等效电路以及腔体双边二次电子倍增的混合物理模型, 利用自主编制的1D3V-PIC二次电子倍增程序和射频平板腔动态建场全电路程序, 研究分析了不同腔体 Q 值情况下二次电子倍增对射频平板腔动态建场过程的影响. 数值模拟表明: 射频平板腔建场过程中不存在二次电子倍增的情况下, 腔体 Q 值越高, 建场时间越长, 注入能量等于腔体储能和腔体耗能, 建场前期腔体储能速度快于耗能速度, 建场后期腔体耗能速度快于储能速度, 建场成功后平均腔体消耗功率与平均注入功率相等. 射频平板腔建场过程中存在二次电子倍增情况下, 腔体 Q 值越高, 进入二次电子倍增的时刻越晚, 二次电子倍增作用时间越长; 二次电子发射面积越大, 二次电子电流峰值越高. 二次电子倍增的持续加载, 最终会导致射频平板腔建场过程的失败; 腔体 Q 值越高或二次电子发射面积越大, 射频平板腔建场成功的概率越低. 相关模拟结果可为工程设计提供一定的参考.

关键词: 二次电子倍增, 射频建场, 粒子模拟, 等效电路

PACS: 79.20.Hx, 52.80.Pi, 52.65.Rr, 84.30.Bv

DOI: 10.7498/aps.67.20180656

1 引言

二次电子倍增是由二次电子发射引起的一种真空共振放电现象, 其可以在很多结构下产生, 如: 加速器、微波器件的腔体结构表面、微波输出窗表面以及人造卫星敏感器件内部, 并导致严重后果, 包括射频击穿、建场失败、沿面闪络以及噪声干扰等. 作为一种最为基本的二次电子倍增类型, 金属双边二次电子倍增已经被广泛研究. 理论研究方面, Vaughan^[1]建立了细致的动力学理论模型并得到了聚焦相位条件; Lau等^[2]给出了共振方程并据此给出了双边二次电子倍增敏感曲线; Kishek建立了电子面片简化模型^[3]并发现了ping-pong类型二次电子倍增的存在^[4]. 数值模拟方面, 国内外大多数工作采用了基于粒子轨迹跟踪的蒙特卡罗

方法, 对不同领域的二次电子倍增敏感区间进行预估和相关分析, 由于蒙特卡罗方法并未考虑二次电子倍增过程中的空间电荷效应, 因此无法获得完整的物理图像和深入认识^[5-9]. Riyopoulos^[10]讨论了空间电荷效应对双边二次电子倍增的影响, 并认为空间电荷效应是导致双边二次电子倍增饱和的物理机制.

针对双边二次电子倍增的大多数研究, 均是建立在射频电压幅值不随负载电流变化的假设条件下的. Kishek^[2,3]建立了射频电压幅值随负载电流变化的等效电路模型, 并在场已经加载完毕的假设基础之上, 采用单能电子面片简化方法, 对双平板结构腔体的二次电子倍增行为进行了开创性研究工作. 研究发现: 对于双平板结构的二次电子倍增, 空间电荷效应并不是二次电子倍增饱和的惟一

* 国家自然科学基金(批准号: 11475155, 11305015)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dongye0682@sina.com

‡ 通信作者. E-mail: jpang@mail.ustc.edu.cn

机制, 腔体结构的加载效应是不可忽略的. Kishek 后来又将单一电流片模型推广到两个电流片, 借此说明了空间电荷间的互相排斥现象, 并发现了相位聚焦机制. 随后, Gopinath 等^[11]用一维粒子模拟 (PIC) 代码进行的数值模拟结果证实了 Kishek 的结论. 事实上, Kishek 的模拟结果已被实验所证实. 实验上发现, 高 Q 值谐振腔较慢的反应时间和高储能特性会导致能量注入方面的一些困难, 老练时间会相当长. 一旦电压到达二次电子倍增区间, 二次电子倍增将锁定在该电压并且持续消耗注入腔体的能量. 高 Q 值腔体可能会导致较大的二次电子倍增电流. 而实际上, 通常需要花费数小时甚至几天时间进行腔体老练, 最终才能使得腔体加载电压达到设计电压水平.

加速器动态建场环节中, 腔内射频电压的建立是一个从无到有、逐步增长的过程, 高 Q 值腔体 (超导腔) 需要较长的场加载时间, 一般情况下为几百个到数万个射频周期. 因此, 二次电子倍增形成后, 其有足够的时间发展到饱和阶段. 加速器建场过程中, 若存在较为严重二次电子倍增现象, 不仅会限制腔内储能, 影响共振频率, 甚至会导致建场失败^[12-14]. 如: 超导直线加速器中的二次电子倍增行为会严重影响其运行稳定性; 超导回旋加速器内, 杂散场的存在将会引起较强的二次电子倍增效应, 其可能导致射频场无法建立. 上述工作中大多数为实验研究, 虽然都发现了“高 Q 值腔体”内的二次电子倍增现象会引发射频腔建场的失败, 但是并没有分析相关的物理机理. 国内针对加速器腔体二次电子倍增也开展了大量研究工作, 但是大多数关心的是具体工程问题的解决方法, 例如: 中国科学院高能物理研究所对 ADS 项目超导腔中可能发生的二次电子倍增进行了模拟计算^[15], 中国原子能研究院开发了加速器腔体内二次电子倍增预测程序^[16].

研究射频场加载条件下的二次电子倍增行为时, 射频电场是从零开始增长的动态过程, 二次电子倍增与射频场加载是一个相互影响、相互制约的复杂非线性物理过程, 以往的简化模型将不再适用. 我们借鉴 Kim 和 Verboncoeur^[17]针对介质窗二次电子倍增的粒子模拟思路, 前期采用粒子模拟方法细致研究了腔体双边二次电子倍增的瞬态及饱和特性以及材料二次电子发射特性对双边二次电子倍增的影响^[18,19]. 在前期工作的基础之

上, 本文通过建立射频平板腔动态建场等效电路以及腔体双边二次电子倍增的混合物理模型, 编制了 1D3V-PIC 二次电子倍增和射频平板腔动态建场全电路相互作用过程分析的程序, 研究了二次电子倍增对射频平板腔建场阶段影响的全物理过程. 不同于 Kishek 关注的腔体在稳态加载条件下二次电子倍增的饱和过程和物理机制, 我们既关心射频场从无到有直至稳态饱和的整个动态建立过程, 也关注二次电子倍增动态演化发展对射频建场过程的影响, 包括: 射频场是否能够建立, 建场腔体电压时域演化波形, 二次电子电流时域发展波形以及腔体内各种能量转化过程和相互关系.

2 物理建模

本文选用双平板结构研究场加载过程中的二次电子倍增效应, 一是因为实际的加速器腔体会出现类似的结构和场强分布, 如: pillbox 腔主要工作模式 TM_{010} 与双平板场强分布形式基本相同, spoke 腔和 crab 腔的场强分布也都类似于双平板场强分布形式; 二是采用双平板结构易于实现可计算物理建模, 对实际复杂构型腔体的二次电子倍增过程进行模拟费时耗力, 且不易俘获二次电子倍增的微观演化过程和发展饱和特性. 不失一般性的前提下, 我们采用双平板简化模型, 并以此构型研究不同模式下的腔体双边二次电子倍增瞬时演化及饱和的全物理过程.

要研究射频平板腔建场与二次电子倍增的复杂非线性自洽相互作用过程, 必须建立外电路与二次电子倍增动力学耦合模型, 将二次电子倍增作为外电路的一个动态负载器件, 才能进行相关复杂物理过程的研究. 射频平板腔动态建场过程中的二次电子倍增“场路”相互作用物理模型. 如图 1 所示.

射频平板腔双边二次电子倍增模型 (“场”模型) 如图 1 (a) 所示. 间距为 D 的腔体中, 初始电子在射频电压 U_g 作用下, 从腔体下侧壁面发射, 受射频场加速而获得能量, 经过奇数个半射频周期后轰击腔体上侧壁面, 激发出多于初始电子数目的二次电子; 产生的二次电子同样在射频场作用下经过同样时间轰击腔体下侧壁面, 再次激发出更多的新的二次电子. 如此往复, 便会出现二次电子倍增效应 (二次电子崩).

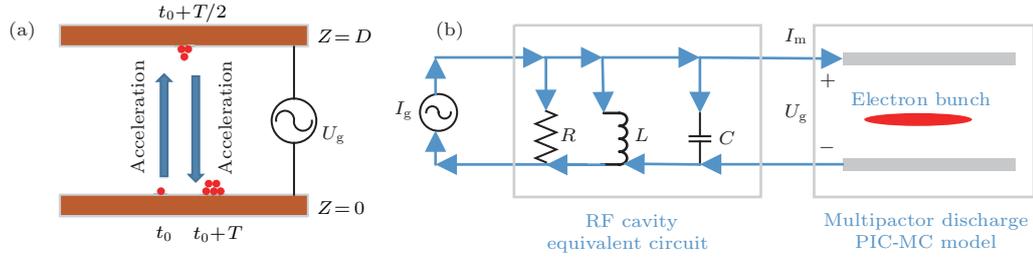


图1 射频平板腔建场过程二次电子倍增的场路互作用物理模型 (a) 射频平板腔双边二次电子倍增示意图; (b) 射频平板腔建场等效电路图

Fig. 1. Schematic of the field-circuit interactive-model of multipactor discharge during the field-buildup in radio frequency (RF) plate cavity: (a) Schematic of two-sided multipacting in RF plate cavity; (b) schematic of equivalent circuit of field-buildup in RF plate cavity.

射频平板腔体动态建场过程模型(“路”模型)如图1(b)所示. 射频平板腔建场过程即为腔体储能建立的过程, 因此可等效为电流源驱动的并联RLC电路. 其中 I_g 为腔体注入射频信号电流源, $I_g = I_{g0} \sin(\omega t)$, I_{g0} 为电流源幅值, $\omega = 2\pi f$, f 为射频信号频率; 对于射频电路, 流通电阻 R 、电感 L 和电容 C 的电流分别设为 I_R , I_L 和 I_C ; I_m 为腔体二次电子倍增形成的电流; U_g 为腔体加载电压(腔压).

协同计算步骤如下: 对于腔体二次电子倍增过程我们使用基于射频场的粒子模拟与蒙特卡罗抽样方法(PIC-MC)进行求解, 腔压 $U_g(t)$ 为输入参数, $I_m(t)$ 为输出量, 粒子模拟统计获得每一个时间步的二次电子电流 I_m ; 对于电路模型需要联立求解二次电子电路和RLC电路, $I_m(t)$ 为输入量, 腔压 $U_g(t)$ 则为输出量. 通过上述“场路协同”的计算方式, 就可以自治求解射频平板腔动态建场过程中的二次电子倍增非线性物理过程. 需要说明的是: 不同于Kishek^[3]建立的稳态模型, 我们建立的模型中腔压 $U_g(t)$ 是从无到有直至稳态饱和的动态过程, 在此动态过程中研究二次电子倍增与射频平板腔的非线性互作用.

2.1 描述射频平板腔动态建场过程的等效电路方程

根据基尔霍夫定律, 图1(b)所示的射频平板腔动态建场全电路模型可以写为如下方程组:

$$\begin{cases} I_C = CdU_g/dt, & I_R = U_g/R, \\ dI_L/dt = U_g/L, \\ I_g = I_C + I_R + I_L + I_m. \end{cases} \quad (1)$$

方程组(1)可以化简为如下二阶微分方程:

$$C \frac{d^2 U_g}{dt^2} + \frac{1}{R} \frac{dU_g}{dt} + \frac{U_g}{L} + \frac{dI_m}{dt} = \frac{dI_g}{dt}. \quad (2)$$

进一步对(2)式化简, 可以获得最终的全电路微分方程:

$$\left(\frac{1}{\omega_0^2} \frac{d^2}{dt^2} + \frac{1}{\omega_0 Q} \frac{d}{dt} + 1 \right) U_g = L \frac{d(I_g - I_m)}{dt}, \quad (3)$$

其中 $\omega_0 = 2\pi f_0 = 1/\sqrt{LC}$, ω_0 为腔体谐振角频率, f_0 为腔体谐振频率; $Q = \sqrt{L/C}/R$ 为腔体的 Q 值. 全电路方程(3)中, U_g 为待求量; I_g 为已知量, 可表达为解析式 $I_g = I_{g0} \sin(\omega t)$; I_m 也为已知量, 但由于其需要通过粒子模拟后统计获得, 所以不能表达为解析形式. 因此, 方程(3)不能利用四阶龙格-库塔方法求解, 而必须使用差分方法进行数值求解. 我们采用中心差分方法编制了射频平板腔动态建场过程全电路程序.

并联RLC电路的 R, L, C 参数, 可通过下列方法求解:

$$C = \frac{\epsilon_0 \pi R_p^2}{D}, \quad (4)$$

其中 ϵ_0 为真空介电常数, R_p 为平板腔体的上下平板半径, D 为射频平板腔上下板间距.

$$L = \frac{1}{C\omega_0^2}, \quad (5)$$

$$R = \sqrt{L/C}/Q. \quad (6)$$

2.2 二次电子动力学方程与粒子模拟方法

粒子模拟中考虑了射频场与带电粒子产生的空间电荷场对粒子的双重作用, 并通过求解外电路互作用方程实现腔体动态加载效应的自治模拟(即考虑了射频电压幅值 U_g 与外电路联动的动态变化).

二次电子动力学方程如下:

$$dm\gamma\mathbf{v}/dt = e(\mathbf{E}_{\text{RF}} + \mathbf{E}_{\text{DC}}), \quad d\mathbf{x}/dt = \mathbf{v}, \quad (7)$$

$$\mathbf{E}_{\text{RF}} = (U_g(t)/L)\hat{\mathbf{z}}, \quad (8)$$

$$\mathbf{E}_{\text{DC}} = -\nabla\phi, \quad \nabla^2\phi = -\rho/\varepsilon_0, \quad (9)$$

$\mathbf{E}_{\text{RF}}, \mathbf{E}_{\text{DC}}$ 分别为射频电场强度矢量和电子产生的空间电荷场强度矢量; $\mathbf{v}, \mathbf{x}, e$ 和 γ 分别为电子速度矢量、位移矢量、电量和相对论因子; ϕ, ρ 分别为空间电荷静电势与电荷密度; $\hat{\mathbf{z}}$ 为 z 方向单位矢量. \mathbf{E}_{DC} 定义在网格中心; ϕ, ρ 定义在网格结点位置. 使用 cloud-in-cell (CIC) 方法(线性插值 PIC) 将 \mathbf{E}_{DC} 权重到粒子位置, 同样方法将粒子电量权重到网格结点位置得出 ρ . 泊松方程可通过追赶法(一维情况)或松弛迭代求解(二维情况), ϕ 求解后, 通过中心差分求解可得 \mathbf{E}_{DC} . 我们编制了 1D3V (一维三速) 和 2D3V (二维三速) PIC (粒子模拟) 程序. 由于 1D3V 程序计算速度远快于 2D3V 程序, 通过 2D3V 与 1D3V 程序模拟结果的比对, 在完成 1D3V 程序正确性验证后, 主要使用二次电子倍增 1D3V-PIC 程序和射频平板腔动态建场全电路程序进行协同计算, 研究射频平板腔建场过程与二次电子倍增的互作用物理规律.

2.3 材料二次电子发射模型

腔体内表面二次电子产生过程的建模, 采用 Vaughan^[20] 提出的二次电子产额经验拟合公式:

$$\delta(\xi, \alpha) = \delta_{\text{max}}(\alpha)f(\xi), \quad (10)$$

式中

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

$$\begin{cases} \delta_{\text{max}}(\alpha) = \delta_{\text{max}0}[1 + k_s\alpha^2/(2\pi)], \\ E_{\text{max}}(\alpha) = E_{\text{max}0}[1 + k_s\alpha^2/(2\pi)], \end{cases}$$

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

δ 为二次电子产额 (secondary electron yield, SEY) 系数; $\delta_{\text{max}0}$ 为正入射二次电子产额系数最大值; $E_{\text{max}0}$ 为 $\delta_{\text{max}0}$ 对应的入射能量; α 为入射角 ($\alpha = 0$ 为正入射, $\alpha = \pi/2$ 为掠入射); $\delta_{\text{max}}(\alpha)$ 为入射角为 α 时二次电子产额系数最大值; $E_{\text{max}}(\alpha)$

为 $\delta_{\text{max}}(\alpha)$ 对应的入射能量; k_s 为表面光滑系数 ($k_s = 0, 1, 2$, 分别代表粗糙、不光滑和光滑). E_i 为电子碰撞能量; E_{th} 为能量阈值, 一般取 $E_{\text{th}} = 12.5$ eV. $\delta > 1$ 对应的碰撞能量分布范围 ($E_1 < E_i < E_2$, E_1 为二次电子倍增的碰撞能量下限值, E_2 为上限值) 为材料二次电子倍增区间, 其代表此区间内每个种子电子碰撞产生的二次电子数目大于 1. 加速器腔体一般采用的是无氧铜材料, 对于无氧铜材料: $k_s = 1$, $\delta_{\text{max}0} = 1.3$, $E_{\text{max}0} = 600$ eV. 后续数值模拟中采用该参数.

二次电子初始能量概率密度函数满足^[21] $f(E_0) = (E_0/E_{0m}^2)\exp(-E_0/E_{0m})$, 其中 E_0 为二次电子出射能量, E_{0m} 是函数 $f(E_0)$ 峰值所对应的二次电子出射能量, E_{0m} 取值与材料特性有关, 根据 Vaughan 的 constant- k 理论, 一般取 $E_{0m} = 0.005E_{\text{max}0}$. 二次电子发射角 ϕ 是偏离平行出射表面方向的角度, 其概率密度函数 $g(\phi)$ 满足^[21] $g(\phi) = 0.5 \sin(\phi)$, ϕ 取值范围为 $0 < \phi < \pi$. 这里采用蒙特卡罗 (MC) 方法对二次电子的出射能量和角度进行随机抽样.

3 模拟结果分析讨论

为了配合后续的实验研究和相关验证工作, 粒子模拟中设置射频频率 $f = 72$ MHz, 平板腔体的上下平板半径 $R_p = 7.5$ cm, 射频平板腔上下板间距 $D = 4$ cm, 对应频率间距积 $fD = 0.288$ GHz-cm, 假设二次电子发射面积分为 $S = 4.42$ cm² 或 $S = 8.84$ cm² 两种情况, 背景种子电子电流密度 10 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ (位置随机出现在腔体两侧壁面). 腔体谐振频率 $f_0 = 72$ MHz, 腔体 Q 值分为 $Q = 6000$ 或 $Q = 4000$ 两种情况; 无二次电子倍增条件下, 设置建场成功后腔压 U_g 的稳态幅值为 20 kV. 使用二分法测算获得腔体 $Q = 6000$ 情况下的驱动电流源幅值 $I_{g0} = 5.9$ mA; 腔体 $Q = 4000$ 情况下的驱动电流源幅值 $I_{g0} = 8.85$ mA.

使用自编的二次电子倍增 1D3V-PIC 程序和射频平板腔动态建场全电路程序进行协同计算, 数值模拟研究了射频平板腔建场过程中二次电子倍增及其对动态建场过程的影响. 模拟结果如图 2—图 7 所示.

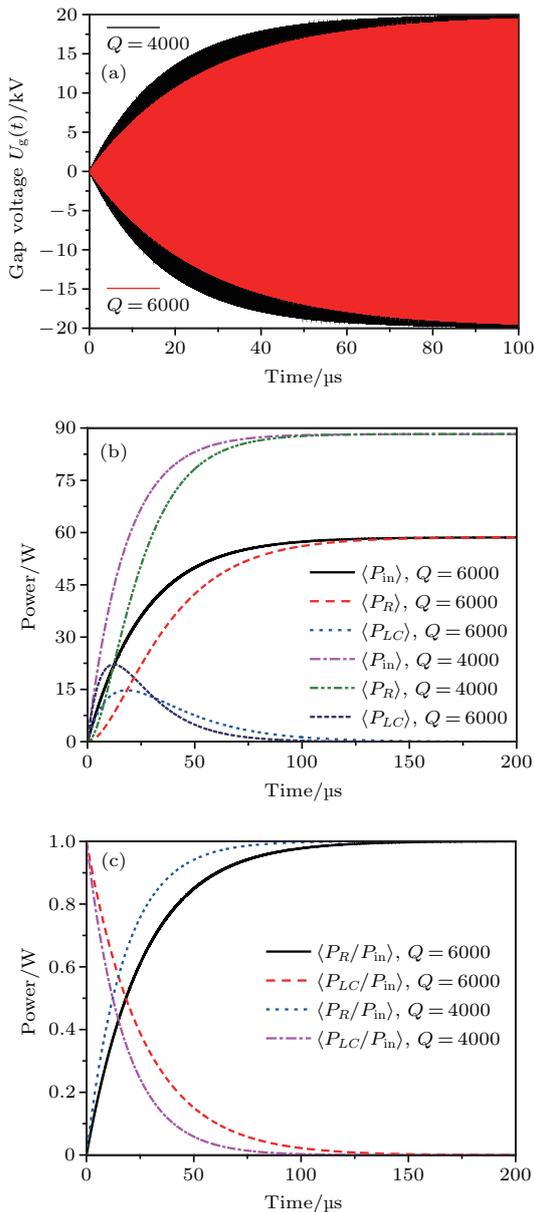


图2 不同腔体 Q 值情况下间隙电压演化及腔内功率转换关系(无二次电子倍增) (a) 间隙电压随时间演化关系; (b) 系统内各功率随时间演化关系; (c) 系统内各功率间转换关系

Fig. 2. Evolutions of gap-voltage and power-interchange under the condition of cavity with different Q -values (no multipacting): (a) Gap voltage vs. time; (b) power in system vs. time; (c) power interchange in system.

首先研究了无二次电子倍增情况下腔体顺利完成建场的物理过程, 如图2所示. 从图2(a)可以看出: 腔体电压 U_g 从0 V建立到20 kV是一个非常缓慢的过程, 且腔体 Q 值越高, 建场时间越长, $Q = 4000$ 时建场时间大约需要100 μs , $Q = 6000$ 时建场时间则需要150 μs 左右. 图2(b)中 $\langle \rangle$ 代表以射频周期进行平均, $\langle P_{in} \rangle$ 表示注入系统总

功率平均值, $\langle P_{in} \rangle = \langle I_g U_g \rangle$; $\langle P_R \rangle$ 代表腔体消耗功率平均值, $\langle P_R \rangle = \langle I_R U_g \rangle$; $\langle P_{LC} \rangle$ 表示腔体电磁储能功率平均值, $\langle P_{LC} \rangle = \langle I_L U_g + I_C U_g \rangle$. 从图2(b)可以看出: 系统内的能量/功率是相互转换的, $\langle P_{in} \rangle = \langle P_R \rangle + \langle P_{LC} \rangle$. $\langle P_{in} \rangle$ 是缓慢增加到稳态饱和值, 饱和时间与建场时间相等; $\langle P_R \rangle$ 也是呈现缓慢增加到稳态饱和值的规律, 且饱和时 $\langle P_R \rangle = \langle P_{in} \rangle$, 腔体消耗功率平均值上升阶段 $\langle P_R \rangle < \langle P_{in} \rangle$, 说明建场完毕 (U_g 进入稳态饱和阶段) 前, 注入系统的能量除了腔体消耗外, 其余部分的能量转化为腔体电磁储能; $\langle P_{LC} \rangle$ 是先增加再降低最后归零的过程, 前半段 $\langle P_{LC} \rangle > \langle P_R \rangle$ 表明此阶段储能速度快于耗能速度, 后半段 $\langle P_{LC} \rangle < \langle P_R \rangle$ 表明此阶段耗能速度快于储能速度, 建场完毕 (U_g 进入稳态饱和阶段) 后 $\langle P_{LC} \rangle = 0$, 说明此时腔体储能已达饱和, 注入能量等于腔体消耗能量. 腔体 Q 值大小主要影响注入能量速度、储能速度和能量消耗速度; 腔体 Q 值越高能量注入速度、储能速度和能量消耗速度越慢. 从图2(c)可以看出: 随时间演进, 平均储能功率占平均注入功率的比重是下降的, 平均消耗功率占平均注入功率的比重是上升的; 且腔体 Q 值越高, 对应的下降速度和上升速度越慢.

利用蒙特卡罗方法计算了腔体双边二次电子倍增的敏感区间, 如图3所示. 可以看出, 对于射频频率 $f = 72 \text{ MHz}$, 腔体间距 $D = 4 \text{ cm}$, 即频率间距积 $fD = 0.288 \text{ GHz}\cdot\text{cm}$ 情况下, 引发二次电子倍增的腔压幅值 U_{g0} 的范围大约是400—800 V. 图4给出了不同腔体 Q 值情况下, 对应腔压幅值400—800 V范围内的二次电子倍增作用时间间隔. 可以看出, 腔体 Q 值较低情况下, 进入二次电子

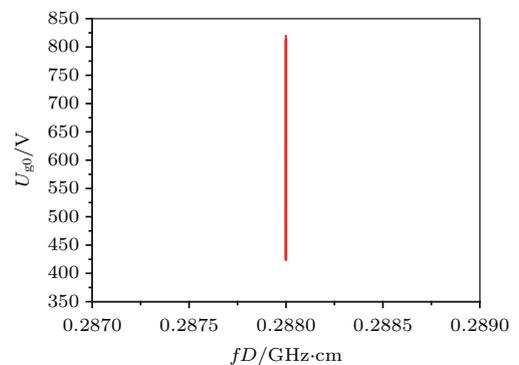


图3 双边二次电子倍增敏感区间

Fig. 3. Susceptibility of two-sided multipacting.

倍增的时刻早, 作用时间短; 腔体 Q 值较高的情况下, 进入二次电子倍增的时刻晚, 作用时间长. 需要说明的是, 图4腔压时域波形是在无二次电子倍增情况下给出的, 仅为简述作用时间概念, 并未考虑二次电子倍增对腔压的影响. 二次电子倍增作用时间间隔越长, 二次电子倍增就有足够的时间发展到饱和状态, 饱和阶段的二次电子数目更多, 二次电子电流也会更大, 较大的二次电子电流将会起到明显的分流作用, 导致加载腔压的降低, 最终有可能导致射频建场的失败.

其次, 研究了二次电子倍增对射频平板腔动态建场过程的影响. 图5给出了不同腔体 Q 值、不同二次电子发射面积情况下发生二次电子倍增时电流源、间隙电压、放电电流的时域波形, 可以从腔压 U_g 的时域波形判断射频平板腔是否建场成功.

图5(a)是 $Q = 4000, S = 4.42 \text{ cm}^2$ 情况下的建场物理图像. 可以看出, 随着电流源 I_g 的驱动, 腔压 U_g 从零开始增加, 大约到 $0.5 \mu\text{s}$ 左右 (对应腔压幅值 400 V) 进入了二次电子倍增区间, 此时由于二次电子倍增效应引发的分流作用, 腔压开始进

入缓慢增长阶段 ($0.5\text{--}1.0 \mu\text{s}$), $1.0 \mu\text{s}$ 以后由于腔压幅值已脱离二次电子敏感区间上限 (800 V), 所以二次电子电流消失, 之后腔压继续增加, 建场成功. 在二次电子倍增区域时段 ($0.5\text{--}1.0 \mu\text{s}$), 二次电子电流呈现脉冲形状, 其幅值略小于驱动电流源幅值 I_{g0} .

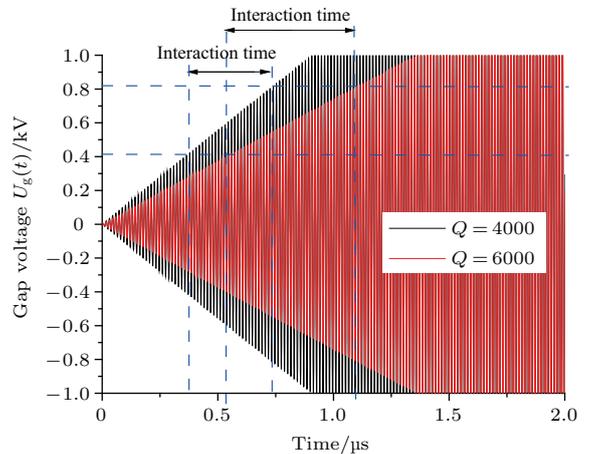


图4 二次电子倍增间隙电压范围及作用间隔
Fig. 4. Amplitude of gap-voltage and interaction time during multipacting.

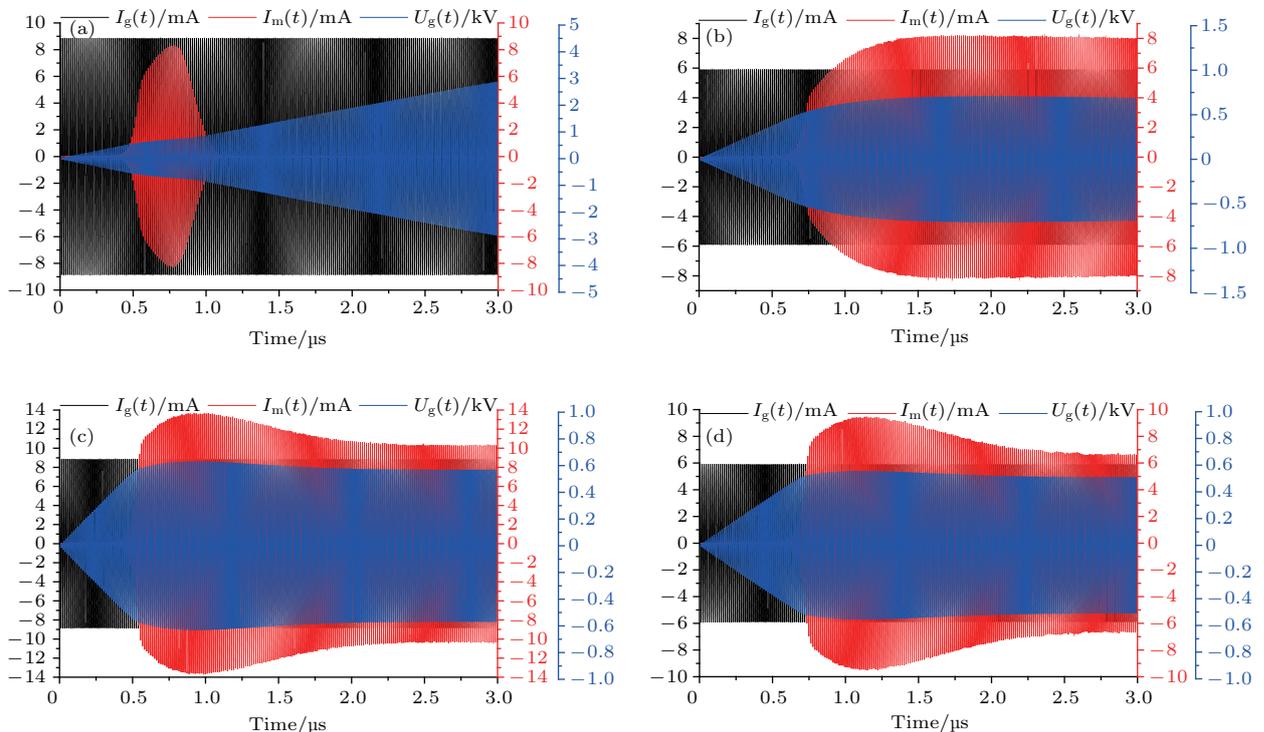


图5 不同腔体 Q 值情况下电流源、间隙电压、放电电流时域波形 (发生二次电子倍增) (a) $Q = 4000, S = 4.42 \text{ cm}^2$; (b) $Q = 6000, S = 4.42 \text{ cm}^2$; (c) $Q = 4000, S = 8.84 \text{ cm}^2$; (d) $Q = 6000, S = 8.84 \text{ cm}^2$

Fig. 5. Waveforms of I_g, U_g and I_m under the condition of cavity with different Q -values (with multipacting interaction): (a) $Q = 4000, S = 4.42 \text{ cm}^2$; (b) $Q = 6000, S = 4.42 \text{ cm}^2$; (c) $Q = 4000, S = 8.84 \text{ cm}^2$; (d) $Q = 6000, S = 8.84 \text{ cm}^2$.

图 5(b) 是 $Q = 6000, S = 4.42 \text{ cm}^2$ 情况下的建场物理图像. 可以看出, 随着电流源 I_g 的驱动, 腔压 U_g 从零开始增加, 大约到 $0.75 \text{ }\mu\text{s}$ (对应腔压幅值 400 V) 进入了二次电子倍增区间, 此时由于二次电子倍增效应引发的分流作用, 腔压开始进入缓慢增长阶段 ($0.75\text{--}1.5 \text{ }\mu\text{s}$), $1.5 \text{ }\mu\text{s}$ 以后二次电子电流幅值增加到大于驱动电流源幅值 I_{g0} , 较强的二次电子倍增分流电流限制了腔压的进一步上升, 腔压幅值随后维持 750 V 左右不变, 建场失败.

图 5(c) 是 $Q = 4000, S = 8.84 \text{ cm}^2$ 情况下的建场物理图像, 可以看出: 随着电流源 I_g 的驱动, 腔压 U_g 从零开始增加, 大约到 $0.5 \text{ }\mu\text{s}$ (对应腔压幅值 400 V) 进入了二次电子倍增区间, 此时由于二次电子倍增效应引发的分流作用, 腔压开始进入缓慢增长阶段 ($0.5\text{--}1.0 \text{ }\mu\text{s}$), 二次电子电流幅值增加到大于驱动电流源幅值 I_{g0} , 较强的二次电子倍增分流电流限制了腔压的进一步上升; $1.0 \text{ }\mu\text{s}$ 以后, 二次电子电流开始有所减小并趋于稳定, 腔压幅值缓慢下降后维持在 600 V 左右不变, 建场失败.

图 5(d) 是 $Q = 6000, S = 8.84 \text{ cm}^2$ 情况下的建场物理图像. 可以看出, 随着电流源 I_g 的驱动, 腔压 U_g 从零开始增加, 大约到 $0.75 \text{ }\mu\text{s}$ (对应腔压幅值 400 V) 进入了二次电子倍增区间, 随后二次电子电流幅值很快增加到大于驱动电流源幅值 I_{g0} , 较强的二次电子倍增分流电流限制了腔压的进一步上升; $0.75 \text{ }\mu\text{s}$ 以后, 腔压幅值就不能继续增加, 而是维持在 500 V 左右不变, 此时二次电子电流开始减小并趋于稳定, 建场失败.

综上, 由于二次电子束流负载的作用, 射频电压幅值会随着负载电流的变化而改变, 导致二次电子倍增电子电流饱和的主要机制是: 束流负载电流的增加使射频电压幅值降低, 从而使电子碰撞能量降低, 二次电子电流停止增长. 二次电子发射面积相同的情况下, 腔体 Q 值越高, 二次电子倍增作用时间越长, 越容易导致建场失败, 最终锁定的腔压幅值越低; 腔体 Q 值相同的情况下, 二次电子发射面积越大, 二次电子电流峰值越高, 越容易导致建场失败, 最终锁定的腔压幅值越低.

图 6 给出了不同腔体 Q 值、不同二次电子发射面积情况下发生二次电子倍增时系统内各平均功率间的相互转换关系, $\langle P_m/P_{in} \rangle$ 表示平均二次电子放电功率占平均注入功率的比重, $\langle P_{RLC}/P_{in} \rangle$ 表示平均储能功率与平均消耗功率之和占平均注入功

率的比重. 可以看出: 平均注入功率等于平均储能功率、平均消耗功率以及平均二次电子放电功率三者之和, 即 $\langle P_m/P_{in} \rangle + \langle P_{RLC}/P_{in} \rangle = 1$.

腔体 Q 值较低以及二次电子发射面积较小情况下, 二次电子倍增放电功率为短脉冲形式 (脉冲持续从 $0.5 \text{ }\mu\text{s}$ 开始到 $1.0 \text{ }\mu\text{s}$ 结束), 对应 $\langle P_{RLC}/P_{in} \rangle$ 为一个反脉冲, 加载腔压突破二次电子倍增区间上限电压幅值后, 二次电子倍增消失, $\langle P_m/P_{in} \rangle = 0$, $\langle P_{RLC}/P_{in} \rangle = 1$. 腔体 Q 值较高但二次电子发射面积较小情况下, 二次电子倍增放电功率呈现增加直至稳定的规律 ($> 0.75 \text{ }\mu\text{s}$), 对应 $\langle P_{RLC}/P_{in} \rangle$ 呈现减小直至稳定的规律, 最终 $\langle P_m/P_{in} \rangle = 1$, $\langle P_{RLC}/P_{in} \rangle = 0$. 二次电子发射面积较大情况下, 二次电子倍增放电功率呈现先增加后减小最终稳定的规律, 出现了平均放电功率峰值大于平均注入功率的现象, 即 $\langle P_m/P_{in} \rangle > 1$; 对应 $\langle P_{RLC}/P_{in} \rangle$ 呈现先减小后增加直至稳定的规律, $\langle P_{RLC}/P_{in} \rangle$ 最小值出现了小于零的现象 (对应 $\langle P_m/P_{in} \rangle > 1$ 的时间段), 由于 $\langle P_R \rangle \geq 0$, 所以对 $\langle P_{RLC}/P_{in} \rangle < 0$ 的时间段内满足 $\langle P_{LC} \rangle < 0$, 即出现了平均储能功率小于零的现象 (对外放能现象); 由此说明, 此时间段内的二次电子倍增放电能量除了由注入能量提供之外, 还消耗了部分腔体储能进行补偿.

图 7 给出了不同腔体 Q 值、不同二次电子发射面积情况下, 发生二次电子倍增时二次电子数目随时间的演进过程. 可以看出, 腔体 Q 值较低以及二次电子发射面积较小的情况下, 二次电子数目呈现快速增长后迅速下降的短脉冲形状, 脉冲持续时间从 $0.5 \text{ }\mu\text{s}$ 开始到 $1.0 \text{ }\mu\text{s}$ 结束, 后续未出现二次电子倍增, 建场成功; 腔体 Q 值较高但二次电子发射面积较小情况下, 二次电子数目呈现快速增长后趋于稳定的规律; 相对二次电子发射面积相同但腔体 Q 值较低的情况, 二次电子倍增发生时间存在明显的滞后; 腔体 Q 值较低以及二次电子发射面积较大的情况下, 二次电子数目呈现快速增长后略有下降最终趋于稳定的规律; 腔体 Q 值较高以及二次电子发射面积较大情况下, 二次电子数目也是呈现快速增长后略有下降最终趋于稳定的规律; 相对二次电子发射面积相同但腔体 Q 值较低的情况, 二次电子倍增发生时间存在明显的滞后现象, 二次电子数目更少. 另外, 腔体 Q 值相同的情况下, 二次电子发射面积越大, 二次电子数目峰值越高.

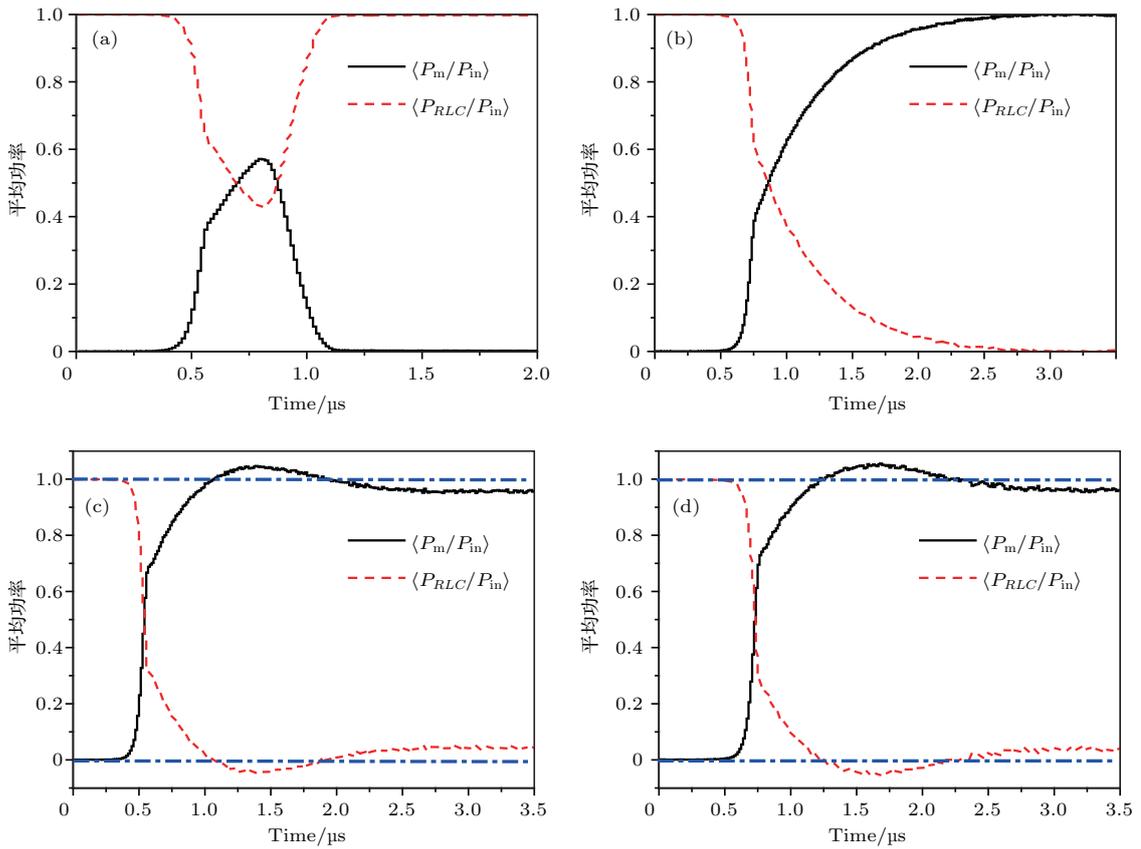


图6 不同腔体 Q 值情况下系统内各平均功率间的相互转换关系(发生二次电子倍增) (a) $Q = 4000, S = 4.42 \text{ cm}^2$; (b) $Q = 6000, S = 4.42 \text{ cm}^2$; (c) $Q = 4000, S = 8.84 \text{ cm}^2$; (d) $Q = 6000, S = 8.84 \text{ cm}^2$

Fig. 6. Interchange-relationship of power under the condition of cavity with different Q -values (with multipacting interaction): (a) $Q = 4000, S = 4.42 \text{ cm}^2$; (b) $Q = 6000, S = 4.42 \text{ cm}^2$; (c) $Q = 4000, S = 8.84 \text{ cm}^2$; (d) $Q = 6000, S = 8.84 \text{ cm}^2$.

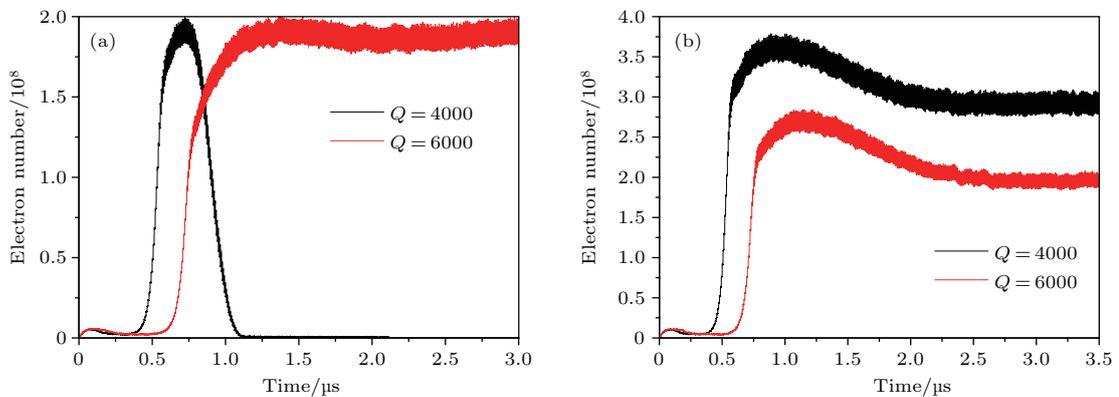


图7 二次电子倍增过程中电子数目随时间的演化关系 (a) $S = 4.42 \text{ cm}^2$; (b) $S = 8.84 \text{ cm}^2$

Fig. 7. The number of secondary electrons vs. time in multipactor discharge: (a) $S = 4.42 \text{ cm}^2$; (b) $S = 8.84 \text{ cm}^2$.

4 结 论

本文建立了射频平板腔动态建场等效电路以及腔体双边二次电子倍增的混合物理模型, 包括: 描述射频平板腔动态建场过程的等效电路方程, 基于粒子模拟的腔体双边二次电子倍增动力学方程

以及基于蒙特卡罗抽样的材料二次电子发射模型; 编制了1D3V-PIC二次电子倍增程序和射频平板腔动态建场全电路程序, 通过“场路”协同计算, 研究了二次电子倍增对射频平板腔建场阶段影响的全物理过程, 给出了腔压、二次电子电流、平均注入功率、腔体消耗功率、腔体储能功率等关键物理量的时域波形. 模拟所得结论如下.

建场过程中不存在二次电子倍增情况下: 腔体 Q 值越高, 建场时间越长, 系统内的能量是相互转换的, 注入能量等于腔体储能和腔体耗能; 平均腔体消耗功率呈现持续增加到稳定的趋势, 平均腔体储能功率呈现先增加再降低最后归零的过程, 建场前期腔体储能速度快于耗能速度, 建场后期腔体耗能速度快于储能速度, 建场成功后平均腔体消耗功率与平均注入功率相等; 建场过程中, 平均储能功率占平均注入功率的比重是逐步下降的, 最终趋于零, 平均消耗功率占平均注入功率的比重逐步上升, 最终趋于1.

建场过程中存在二次电子倍增情况下: 保持腔体 Q 值不变, 二次电子发射面积越大, 二次电子数目越多, 二次电子电流峰值越高, 最终锁定的腔压幅值越低; 保持二次电子发射面积不变, 腔体 Q 值越高, 进入二次电子倍增的时刻越晚, 二次电子倍增作用时间越长, 二次电子数目越少, 二次电子电流峰值越低, 最终锁定的腔压幅值越低. 二次电子倍增持续加载是导致射频平板腔建场过程失败的直接诱因; 腔体 Q 值越高或二次电子发射面积越大, 射频平板腔建场失败概率越高. 二次电子电流饱和的主要机制是束流负载电流的增加使射频电压幅值降低, 从而使电子碰撞能量降低, 二次电子电流停止增长.

后续我们还将进一步研究加速器建场过程中二次电子倍增的抑制方法和相关手段.

参考文献

- [1] Vaughan J R M 1988 *IEEE Trans. Electron Dev.* **35** 1172
- [2] Kishkek R A, Lau Y Y, Ang L K, Valfells A, Gilgenbach R M 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2120
- [3] Kishkek R A, Lau Y Y 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1218
- [4] Kishkek R A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 035003
- [5] Zhang P, Lau Y Y, Franzi M, Gilgenbach R M 2011 *Phys. Plasmas* **18** 053508
- [6] Sazontov A G, Nechaev V E, Vdovicheva N K 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 161503
- [7] Sazontov A, Buyanova M, Semenov V, Rakova E, Vdovicheva N, Anderson D, Lisak M, Puech J, Lapierre L 2005 *Phys. Plasmas* **12** 053102
- [8] Zhang X, Wang Y, Fan J J 2015 *Phys. Plasmas* **22** 022110
- [9] 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]
- [10] Riyopoulos S 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1448
- [11] Gopinath V P, Verboncoeur J P, Birdsall C K 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1535
- [12] Devanz G 2001 *Phys. Rev. Special Topics-Accelerators and Beams* **4** 012001
- [13] Sakamoto N, Fujimaki M, Goto A, Kamigaito O, Kase M, Koyama R, Suda K, Yamada K, Yokouchi S 2010 *Proc. 19th International Conference on Cyclotrons and Their Applications*, Lanzhou, China, September 6–10, 2010 pp338–340
- [14] Gonin I, Khabibouline T, Lanfranco G, Mukherjee A, Ozelis J, Ristori L, Sergatskov D 2008 *Proc. 42nd ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High-Intensity, High-Brightness Hadron Beams* Nashville, United States, August 25–29, 2008 pp431–433
- [15] Xu B, Li Z Q, Sha P, Wang G W, Pan W M, He Y 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 2723 (in Chinese) [徐波, 李中泉, 沙鹏, 王光伟, 潘卫民, 何源 2012 强激光与粒子束 **24** 2723]
- [16] Wang C, Andreas Adelman, Zhang T J, Jiang X D 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 1244 (in Chinese) [王川, Andreas Adelman, 张天爵, 姜兴东 2012 强激光与粒子束 **24** 1244]
- [17] Kim H C, Verboncoeur J P 2005 *Phys. Plasmas* **12** 123504
- [18] Dong Y, Liu Q X, Pang J, Yang W Y, Zhou H J, Dong Z W 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 207901 (in Chinese) [董焯, 刘庆想, 庞健, 杨温渊, 周海京, 董志伟 2017 物理学报 **66** 207901]
- [19] Dong Y, Liu Q X, Pang J, Yang W Y, Zhou H J, Dong Z W 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 037901 (in Chinese) [董焯, 刘庆想, 庞健, 杨温渊, 周海京, 董志伟 2018 物理学报 **67** 037901]
- [20] Vaughan J R M 1993 *IEEE Trans. Electron Dev.* **40** 830
- [21] Kishkek R A, Lau Y Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 193

Influence of multipactor discharge on field-buildup process in radio-frequency plate cavity*

Dong Ye^{1)2)†} Liu Qing-Xiang¹⁾ Pang Jian^{3)‡} Zhou Hai-Jing²⁾ Dong Zhi-Wei²⁾

1) (School of Physical Science and Technology, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China)

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

3) (Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 11 April 2018; revised manuscript received 14 June 2018)

Abstract

In this paper, the hybrid physical model is established based on the equivalent circuit for describing dynamic radio-frequency (RF) field buildup and the particle-in-cell (PIC) method for describing two-sided multipactor discharge in plate cavity. By using our built 1D3V-PIC code for multipactor discharge and fully equivalent circuit code for RF field buildup, the influence of multipactor discharge on the dynamic process of RF field buildup is numerically investigated and analyzed in detail under the condition of cavity with different Q -values. The numerical results could be concluded as follows. Under the condition of no multipactor discharge in dynamic process of RF field buildup, the higher the Q -value, the longer the buildup-time is. The input energy is equal to the sum of stored energy and consumed energy in cavity, the speed of energy storing is higher than the speed of energy consuming at the beginning stage of RF field buildup and then the speed of energy storing becomes lower than the speed of energy consuming. When the process of RF field buildup is finished, the average power of input is equal to the average power of consumed power in cavity. Under the condition of multipactor discharge loading in dynamic process of RF field buildup, the higher the Q -value, the later the start-time is and the longer the interaction time-interval of multipactor discharge is. The bigger the area of secondary electron emission, the higher the peak-value of secondary electron current is. The failure of RF field-buildup is caused by the continuous loading of multipactor discharge. The higher the Q -value or the bigger the area of secondary electron emission, the lower the probability of RF field buildup success is. The simulated results could partly provide a reference for engineering design.

Keywords: multipactor discharge, radio-frequency field buildup, particle-in-cell simulation, equivalent circuit

PACS: 79.20.Hx, 52.80.Pi, 52.65.Rr, 84.30.Bv

DOI: 10.7498/aps.67.20180656

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11475155, 11305015).

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

‡ Corresponding author. E-mail: jpang@mail.ustc.edu.cn