



稀薄空气中圆柱腔体内系统电磁脉冲的混合模拟

张含天 周前红 周海京 孙强 宋萌萌 董烨 杨薇 姚建生

Hybrid modelling of cavity system generated electromagnetic pulse in low pressure air

Zhang Han-Tian Zhou Qian-Hong Zhou Hai-Jing Sun Qiang Song Meng-Meng Dong Ye Yang Wei
Yao Jian-Sheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 055201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211524

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211524>

当期内容 View table of contents: <https://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

二次电子发射对系统电磁脉冲的影响

Effect of secondary electrons on SGEMP response

物理学报. 2021, 70(16): 165201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210461>

收集极释气对相对论返波管影响的粒子模拟

Particle-in-cell simulation on effect of collector outgassing on relativistic backward oscillator

物理学报. 2019, 68(18): 185203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190554>

高功率单孔柱-孔汇聚传输结构的电磁粒子仿真

Electromagnetic particle-in-cell simulation of high-power single-hole post-hole convolute

物理学报. 2019, 68(17): 178401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190535>

非均匀等离子体中1/4临界密度附近受激散射的非线性演化

Nonlinear evolution of stimulated scattering near 1/4 critical density

物理学报. 2019, 68(19): 195202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190883>

二次电子倍增对射频平板腔建场过程的影响

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

物理学报. 2018, 67(17): 177902 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180656>

激光在大气中驱动的强大太赫兹辐射的理论和实验研究

Theoretical and experimental studies on terahertz radiation from laser-driven air plasma

物理学报. 2018, 67(12): 124202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180564>

稀薄空气中圆柱腔体内系统电磁脉冲的混合模拟*

张含天 周前红[†] 周海京 孙强 宋萌萌 董焯 杨薇 姚建生

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2021年8月18日收到; 2021年11月11日收到修改稿)

系统电磁脉冲广泛存在于强电离辐射环境中, 且难以有效屏蔽. 为了评估稀薄空气对系统电磁脉冲的影响, 本文基于粒子-流体混合模拟方法, 建立了三维非稳态模型, 计算并分析了稀薄空气等离子体的特性以及其与电磁场响应的相互作用. 结果表明, 压力越高, 光电子发射面附近的次级电子数密度越高, 轴向分布的梯度越大, 腔体中部的电子数密度在 20 Torr (1 Torr = 133 Pa) 下出现峰值, 而电子温度随压力升高单调递减. 腔体内的稀薄空气等离子体阻碍了空间电荷层的产生, 电场响应峰值比真空条件下的低了一个数量级, 电场脉冲宽度也显著降低. 光电子运动特性决定了电流响应的峰值, 压力升高, 到达腔体末端的电流先增加再减小. 而等离子体电流会抑制总电流的上升速率, 并使电流响应出现拖尾. 最后, 将数值模拟结果与电子束模拟系统电磁脉冲的实验结果进行比较, 验证了本文混合模拟模型的可靠性. 本研究所采用的混合模拟方法相比于粒子云网格-蒙特卡罗碰撞方法, 大幅减小了计算消耗.

关键词: 系统电磁脉冲, 光电子, 全电磁粒子模拟方法, 混合模拟

PACS: 52.25.Tx, 52.65.Rr, 28.70.+y, 52.65.Ww

DOI: 10.7498/aps.71.20211524

1 引言

电离辐射 (γ 和 X 射线) 辐照下的金属表面会通过光电效应等过程发射高能电子, 高速运动的电子流在系统 (如卫星、导弹以及各类电子仪器) 中激励出的瞬态电磁场响应被称为系统电磁脉冲 (system generated electromagnetic pulse, SGEMP). 特别地, 又将在系统内部激励出的 SGEMP 称为内电磁脉冲 (internal electromagnetic pulse, IEMP)^[1] 或者腔体 SGEMP. 系统电磁脉冲难以有效屏蔽, 会对电子设备产生干扰和损伤^[2], 有关 SGEMP 损伤机制和防护方法的研究最早源自于高空核试验, 在其他强电离辐射环境, 如高功率激光设备和加速器中, SGEMP 也是十分重要的干扰源^[3].

为了降低实验复杂性与成本, SGEMP 的实验研究往往通过直接注入高能电子束来模拟光电子,

避免使用大型射线源, 即便如此, 相关实验的难度依然很高, 公开的实验数据也非常稀缺^[4-6]. 因此, 数值模拟已经成为研究 SGEMP 的重要手段, 代表性成果是美国 Woods 等^[7] 编制的二维模拟程序 ABORC. 以往的研究中, 真空环境下的 SGEMP 一直是关注的重点^[8]. 近五年左右, 西北核技术研究所的 Wang 等^[9-12] 基于自研程序 UNIPIC-3D 对 SGEMP 进行模拟, 该程序支持辛算法以及共形网格, 可以有效地处理系统电磁脉冲中的电子发射边界问题. 国内研究人员对其中存在的空间电荷限制效应^[13,14]、壁面二次电子发射^[15] 等问题也进行了广泛的研究^[16].

然而, 实际系统往往工作在气体环境或含有充气元器件, 光电子与中性气体间会通过碰撞电离产生大量的次级电子、离子对, 次级电子又会从电磁场中获得能量, 继续与中性气体发生电离、激发等一系列反应, 从而形成等离子体. 实验结果表明,

* 国家自然科学基金 (批准号: 12005023) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: zhou_qianhong@qq.com

等离子体与电磁场的相互作用会使 SGEMP 的特性会发生显著变化^[17]. Woods 等^[18] 最早通过数值模拟研究了高空稀薄空气和预电离空气对 SGEMP 的影响, 结果表明, 随着气压升高, 空间电荷层被破坏, 系统表面电流增加^[19]. Chan 和 Woods^[20] 以及 Strasburg 等^[21] 使用电导率模型描述稀薄空气等离子体. Pusateri 等^[22] 基于 swarm 模型对高空核爆电磁脉冲中的二次电子进行建模. Angus 等^[23] 建立了零维反应动力学模型, 研究电子束诱导稀薄空气等离子体中的主要反应. Ribière 等^[24] 基于粒子云网格方法 (particle in cell, PIC), 研究 0.9 MeV 脉冲 X 射线在充气 (3—570 Pa) 金属腔内诱发等离子体的特性, 在该模型中, 二次电子和离子并不自恰生成, 而是在空间中均匀加载, 在时间上的变化服从预定义分布函数. 在之前的研究中^[25], 作者已经使用 PIC-MCC(粒子云网格-蒙特卡罗碰撞) 方法研究了压力 0—500 mTorr (1 Torr = 133 Pa) 空气等离子体与光电子-等离子体的相互作用, 但对于更高压力条件, 该方法计算耗时过长, 不具备实用性. 为了更好地评估稀薄空气条件下 X 射线引起的系统电磁脉冲, 本文基于 PIC-流体混合模拟方法, 建立了三维非稳态 SGEMP 数值模拟模型, 研究稀薄空气等离子体的特性以及其对电磁场响应的影响.

2 数值模型

本文建立的模型关注高能光电子本身的运动、高能光电子与中性气体的相互作用以及在该过程中激励出的电磁场响应. 主要计算流程如图 1 所示, 分别使用 PIC 模型描述高能光电子的运动, 使

用流体模型描述中性气体电离产生的次级电子特性. 高能光电子与次级电子共同贡献电流密度, 影响电磁场, 电磁场又通过电磁力改变光电子和次级电子的运动状态, 从而实现耦合模拟.

需要指出的是, 在稀薄气体环境中 (次级电子的碰撞自由程与腔体尺寸相当), 蒙特卡罗碰撞 (Monte Carlo collision, MCC) 方法也是一种有效地描述光电子-中性气体碰撞电离产生次级电子-离子对, 以及随后发生雪崩电离过程的建模方法^[26,27], 该方法对次级电子、离子也使用粒子进行描述 (即全粒子方法), 并通过碰撞截面获得各类碰撞发生的概率. 然而, 在使用 PIC-MCC 方法进行计算时, 设置的网格尺寸 Δx 和时间步 Δt 需要同时满足如下条件:

$$\Delta t < \Delta x/c, \tag{1}$$

$$\Delta t < 2/\omega_p, \tag{2}$$

$$\Delta x < \xi \lambda_D, \tag{3}$$

其中 (1) 式为 Courant-Friedrich-Lewy(CFL) 条件, c 为光速. (2) 式中的 ω_p 为等离子体频率. (3) 式表示网格尺寸需要满足精细网格不稳定性条件 (fine grid instability), ξ 为数量级为 1 的参数, 受插值函数以及电子能量分布影响^[28], $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 N_e}}$ 为德拜长度, N_e , T_e 为电子数密度和电子温度, ϵ_0 , k_B , e 分别为真空介电常数、玻尔兹曼常数以及电子电量. 若网格尺寸不满足 (3) 式, 则会造成非物理的“自加热”现象, 并导致计算逐渐发散^[29,30]. 然而, 较高气压下, 产生的等离子体电子温度低且密度高, 如当电子数密度 10^{20} m^{-3} , PIC-MCC 方法中就需要令 $\Delta x \approx 10^{-6} \text{ m}$, $\Delta t \approx 10^{-15} \text{ s}$, 模拟的计算开销很大. 在作者之前的研究中^[25], 使用 PIC-MCC

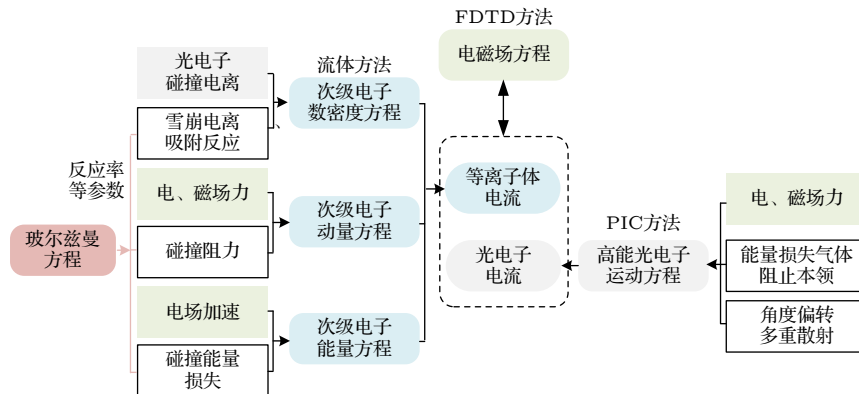


图 1 粒子-流体混合模拟流程图

Fig. 1. Flow chart of the hybrid particle-fluid model.

方法计算压力数百毫托条件下的腔体 SGEMP 过程, 四核并行需要超过 20 h. 对于更高压力下的 SGEMP 问题, 即便是使用粒子合并等加速手段, 其三维建模在现有计算能力下也难以实现. 因此, 拟采用流体方法模拟等离子体, 相比于全粒子的 PIC-MCC 方法, 可以大幅减小计算量, 如本文涉及算例的典型计算耗时约为 1 h.

2.1 光电子的电磁粒子模拟方法

电磁场部分的建模, 采用时域有限差分法求解, 利用 (4) 式所示的 Maxwell 方程的两个旋度方程. 并使用 Esirkepov 的密度分解法^[31]以满足电荷连续性方程 $\nabla \cdot \mathbf{J} = -\partial\rho/\partial t$.

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J},\end{aligned}\quad (4)$$

其中 \mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{H} , \mathbf{D} 和 \mathbf{J} 分别为电场强度、磁感应强度、磁场强度、电位移矢量和电流密度. 电磁场在空间上基于 Yee 元胞离散化, 即将 \mathbf{E} 定义在网格的棱边上, \mathbf{B} 定义在网格的面心上^[32]. 在时间上, 上述电磁场的旋度方程使用如 (5) 式的蛙跳格式推进, 上标为推进的时间步^[29]:

$$\begin{aligned}\mathbf{B}^{n+1/2} &= \mathbf{B}^n - \frac{1}{2}\Delta t(\nabla \times \mathbf{E}^n), \\ \mathbf{E}^{n+1} &= \mathbf{E}^n + \frac{1}{\epsilon_0}\Delta t \left[\frac{1}{\mu_0}\nabla \times \mathbf{B}^{n+1/2} - \mathbf{J}^{n+1/2} \right], \\ \mathbf{B}^{n+1} &= \mathbf{B}^{n+1/2} - \frac{1}{2}\Delta t(\nabla \times \mathbf{E}^{n+1}).\end{aligned}\quad (5)$$

高能光电子与其诱导产生的等离子体共同贡献电流密度 $\mathbf{J} = \mathbf{J}_p + \mathbf{J}_s$, 从而实现与电磁场的耦合. 其中, \mathbf{J}_p 为高能光电子的电流密度, 该电流密度通过在 PIC 方法中统计光电子的运动获得, 而 \mathbf{J}_s 为次级电子电流项, 求解过程见 2.2 节.

在采用 PIC 方法描述高能光电子的运动时, 通常不会跟踪所有实际电子, 而是用“宏粒子”代表若干相邻电子的运动, 本文中一个“宏电子”代表 10^6 个实际电子. 高能光电子的位移 x 和速度 v 随时间 t 的变化服从 (6) 式和 (7) 式.

$$\frac{dx}{dt} = \mathbf{v}, \quad (6)$$

$$\frac{d(\gamma m_e \mathbf{v})}{dt} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \mathbf{F}_d, \quad (7)$$

其中 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ 为相对论因子, $\beta = v/c$, \mathbf{v} 为粒子速率, c 为光速, m_e 为电子的静止质量, e 为电子电量. (7) 式右侧第一项为电子受到的电磁力. 由于高能光电子与中性粒子之间会发生电离、激发等碰撞过程, 这些碰撞过程会使光电子发生减速, 因此需要在描述光电子的动量守恒方程 (7) 式中增加一个阻力项 \mathbf{F}_d ^[33]. 在本模型中, 使用半经验的 Bethe 公式来描述光电子在介质中运动的动能损失, 即阻止本领 (stopping power). 本文主要模拟 X 射线与金属器壁作用产生的光电子, 光电子最高能量为数十 keV, 所以只考虑碰撞阻止本领, 忽略辐射阻止本领 (当电子能量大于数十 MeV 时主导)^[34]. 能量 ϵ_{inc} 的带电粒子, 射入密度为 ρ 、相对原子质量 M 的介质中, 则介质对带电粒子的碰撞阻止本领可表示为

$$\begin{aligned}S_e &= -\frac{d\epsilon_{\text{inc}}}{ds} \text{ (keV/cm)} \\ &= -307.1 \frac{\rho z_{\text{inc}}^2 Z_{\text{tar}}^2}{M\beta^2} \left[\ln\left(\frac{\epsilon_{\text{inc}}}{J^*}\right) - F(\tau)/2 \right],\end{aligned}\quad (8)$$

其中 Z_{tar}^* 与 J^* 分别为修正的靶原子序数、等效平均激发能量, 修正依据为 Bohr 电子剥离判据^[35,36], 入射粒子能量越低, 靶的 Z_{tar}^* 与 J^* 都越小, 数值上可用多项式拟合的经验公式表达. z_{inc}^* 为入射电子的等效电荷数, $F(\tau)$ 为相对论修正因子, 详见文献^[37]. (8) 式为修正形式的 Bethe 公式, 可用于计算介质对中等能量电子 (数 10 eV—10 keV) 的阻止本领. 图 2 为由 (8) 式得到的 N_2 和 O_2 对不同能量电子的质量约化阻止本领^[38], 算得结果的高能部分 ($>10^4$ eV) 与 NIST 数据库^[39]一致.

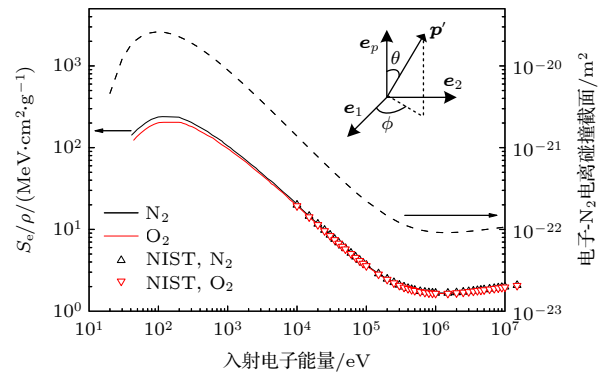


图 2 N_2 和 O_2 对电子的约化阻止本领 (左)^[38]; 电子- N_2 的电离碰撞截面 (右)

Fig. 2. Mass stopping power for incident electron in N_2 and O_2 (left)^[38]; ionization cross sections between electrons and N_2 (right).

穿过介质时, 光电子的运动方向也发生变化. 本文用多重散射模型处理光电子运动方向的偏转^[40,41], 在更新粒子动量方程 (7) 式后, 将粒子运动方向由 $p = pe_p$ 变为 $p' = p \cos \theta e_p + p \sin \theta (\cos \phi e_1 + \sin \phi e_2)$, 如图 2 右上所示, 散射在方位角方向均匀分布 $\phi = 2\pi R_\phi$, R_ϕ 为 0 到 1 之间均匀的随机数. 散射的极角 $\theta = \sigma R_\theta$, R_θ 为满足正态分布的随机数, $\sigma^2 = \frac{d\langle \theta^2 \rangle}{dt} \Delta t$, 均方散射角 $\langle \theta^2 \rangle$ 的变化率^[40] 满足 (9) 式,

$$\frac{d\langle \theta^2 \rangle}{dt} = \frac{Z^2 N_{\text{atom}} e^4}{2\pi \varepsilon_0^2 v p^2} \ln \frac{2ap}{\hbar}, \quad (9)$$

其中 $Z = 7.2$ 为空气平均原子序数; N_{atom} 为背景气体中原子的数密度; $p = m_e \gamma v$ 为光电子动量^[42]; a 为原子屏蔽半径, 根据 Thomas-Fermi 模型, 可取 $a = a_0/Z^{1/3}$, a_0 为 Bohr 半径^[43]; \hbar 为约化普朗克常数.

2.2 等离子体的模拟方法

光电子电离中性气体以及次级电子雪崩电离共同导致了系统中等离子体的产生. 对于等离子体部分的建模^[44], 本模型使用流体方法, 求解次级电子的数密度 N_e 、漂移速度 v_d 、电子能量 $U = k_B T_e$, 以获得次级电子的电流密度 $\mathbf{J}_s = e N_e v_d$.

$$\frac{dN_e}{dt} = S_{\text{pe}} + k_i N_e - k_{\text{att}} N_e, \quad (10)$$

$$\frac{d(m_e N_e v_d)}{dt} = -N_e e \mathbf{E} - m_e N_e v_d \nu_m, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\left(\frac{3}{2} N_e U\right)}{dt} = & -N_e e \mathbf{E} v_d - \nu_w N_e \frac{3}{2} (U - U_0) \\ & - N_e w_c k_i + \bar{\varepsilon}_{\text{se}} S_{\text{pe}}. \end{aligned} \quad (12)$$

(10) 式为次级电子数密度 N_e 守恒方程. $S_{\text{pe}} = N_{\text{pe}}(v_{\text{pe}} N_{\text{air}} \sigma_i) = \mathbf{J}_p N_{\text{air}} \sigma_i / e$ 为光电子与中性气体碰撞产生次级电子的速率. 不同于冷态气体的电击穿过程, 在 X 射线整个脉冲时间范围内, 高能光电子会持续注入系统. SGEMP 发展的最初阶段, 光电子电离产生次级电子的过程占主导, 其中 N_{air} , N_{pe} 分别为空气数密度以及入射光电子数密度, v_{pe} 为光电子的运动速率, σ_i 为电离碰撞的碰撞截面, 该截面与靶分子种类相关, 通过电子能量查表插值获得^[45-47]. 图 2(右侧坐标) 给出了电子- N_2 的电离碰撞截面, 电子能量小于 2 keV 的数据来自 Itikawa^[45],

高能部分数据通过 RBEB(relativistic binary-encounter-Bethe) 模型^[48] 计算. 右侧第二项为次级电子电离反应导致的电子数增加, k_i 与 k_{att} 分别为电离、吸附率. 因为程序存在除 N_e 的运算, 因此, 初始次级电子密度设置为 10^5 m^{-3} , 经过测试, 该初始值不会影响计算结果.

由于电流密度较小, 次级电子动量守恒方程 (11) 式中忽略了磁场力 $ev_d \times B$, ν_m 为动量转移碰撞频率. 能量守恒方程 (12) 式右侧第一、第二项分别为次级电子从电场中获得的能量、通过与环境气体碰撞损失的能量 (U_0 为环境气体温度), ν_w 为能量转移碰撞频率. 右侧第三项表示次级电子与背景气体电离 (即雪崩电离) 造成的能量损失, w_c 为空气的平均电离能, 约为 14 eV^[22]. 右侧第四项 $\bar{\varepsilon}_{\text{se}} S_{\text{pe}}$ 相当于光电子电离反应给等离子体注入的能量. $\bar{\varepsilon}_{\text{se}}$ 为次级电子的平均初始能量, 确定该值准确大小较为困难, 且不同文献里的取法也存在差异^[44], 这里简要地给出估算过程. 对于电离反应, 光电子的能量损耗等于 $\varepsilon_{\text{inc}} - \varepsilon_{\text{sc}} = \varepsilon_{\text{iz}} + \varepsilon_{\text{se}}$, ε_{inc} , ε_{sc} 为碰撞前后光电子的能量, ε_{iz} 为电离能, ε_{se} 为次级电子能量. (8) 式所述 Bethe 公式给出了总的能量损失 (包括电离、激发等各类碰撞过程), 又由于电离为主要的耗能反应, 所以可利用阻止本领估计次级电子平均能量的上限, 即 $S_e \geq N_{\text{air}} \sigma_i (\bar{\varepsilon}_{\text{se}} + \varepsilon_{\text{iz}})$, 算得的次级电子平均能量 $\bar{\varepsilon}_{\text{se}}$ 如图 3 所示.

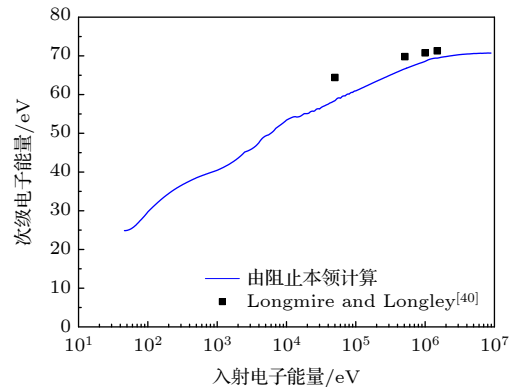


图 3 次级电子平均能量

Fig. 3. Mean energy of the secondary electrons.

Longmire 和 Longley^[40] 用类似的方法估算了高能电子与空气相互作用的能量损失 (图 3 中黑色离散点), 与本文的估算结果比较接近, 差别是因为使用了不同的电离碰撞截面数据. 需要指出的是, 一般计算中认为高能电子每消耗 34 eV 能量产生

一对电子-离子对, 该值实际上是对整个电离过程平均后的结果, 与本文的估算值并不矛盾. 由图 3 可知, 能量在 MeV 量级的电子约消耗 86 eV(加上电离能) 产生第一对电子-离子对, 第一次级电子的能量较高, 会继续电离中性气体, 逐渐产生其它的次级电子-离子对, 综合下来, 相当于高能电子每消耗 34 eV 能量电离出一个次级电子 [49].

(10)–(12) 式的计算需要额外使用三个系数, 即动量转移碰撞频率 ν_m 、能量转移碰撞频率 ν_w 和电离率 k_i , 统称为 swarm 参数, 所以也称本节用于描述等离子体的流体模型为 swarm 模型 [50]. 本文使用 BOLSIG+ 软件 [51] 求解二阶玻尔兹曼方程来获得上述三个参数, 并将其拟合为电子温度 U 的函数用于后续计算 [22]. 计算考虑了弹性碰撞、电离、振动、转动激发等多类碰撞过程 (含 e-N₂ 的 25 个反应和 e-O₂ 的 17 个反应), 详见文献 [52]. 计算得到的密度约化 swarm 参数结果如图 4 所示, 该结果与 Higgins 等 [44] 总结的实验结果具有较好的一致性.

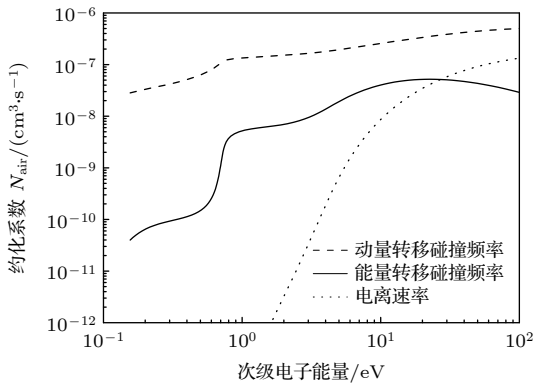


图 4 约化 swarm 参数随电子能量的变化

Fig. 4. Normalized swarm parameters as a function of electron energy.

2.3 计算区域和边界条件

图 5 为本文涉及的计算模型, 所模拟的金属腔体为空心圆柱, 内直径 $2R = 100$ mm, 高度 $H = 50$ mm. 总的来说, SGEMP 的模拟可以分为两个阶段. 首先, X 射线光子与金属靶材相互作用使得金属表面发射出一系列光电子, 光电子的产额、能谱和角分布等特性目前主要借助蒙特卡罗方法计算光子-电子输运获得 [53,54]. 第二阶段, 将光电子作为激励源, 计算系统中的电场和磁场响应. 数值模拟中, 这两个阶段之间为弱耦合, 即第二阶段的总

光电子数目由第一阶段计算, 且假设发射光电子的电流密度与 X 射线注量具有相同的时间分布 [8]. 本模型主要关注由光电子激励出电磁场响应这一过程, 即不包含第一阶段 X 射线与金属壁面的相互作用, 直接假设左侧金属端面 ($x = 0$, 半径 $r \leq 25$ mm 区域) 发射单向 (沿 x 轴向右)、单能 (20 keV) 的光电子 [55], 光电子电流密度满足如下脉冲函数:

$$J_{\text{emi}}(t) = 10 \text{ (A/cm}^2\text{)} \sin^2 \left(\frac{\pi t}{2\tau} \right), \quad (t \leq 2\tau), \quad (13)$$

其中脉冲的半高宽 $\tau = 2$ ns. 由发射电流 $I = \pi r^2 J_{\text{emi}} = e \Delta n_{\text{emi}} / \Delta t$, 可获得每一时间步注入的光电子数量 Δn_{emi} . 本文模型用于研究气体环境下腔体 SGEMP 的基本特性, 因此对光电子的发射特性进行了简化. 实际情况中光电子具有更为复杂的时空分布以及能谱分布, 相应地只需要在建模时修改描述电子发射的参数, 如在 3.2 节中就对一电子束模拟 SGEMP 实验中的电磁场响应进行了建模.

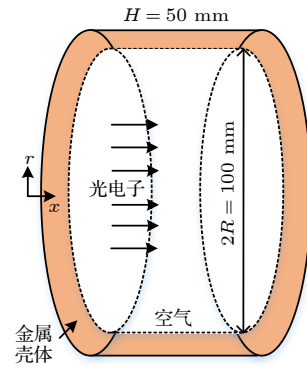


图 5 计算模型

Fig. 5. Schematic of the calculation domain.

3 结果与讨论

3.1 腔体内压力对系统电磁脉冲的影响

图 6 给出了不同压力 (0–20 Torr) 条件下, 金属腔体内部光电子以及次级电子的空间分布随时间的演化过程. 图 6 第一行为真空条件下的光电子分布, 图中每个点代表一个宏粒子, 如 2.3 节所述, 光电子初始运动方向自左往右. 1 ns 时, 最右侧光电子区域所占半径相比于最左侧基本不发生变化. 脉冲开始后 2 ns, 光电子在距发射面约 20 mm 处发生聚集, 形成了高密度的光电子层, 右侧光电子区域的空间尺寸变大, 半径由 $x = 0$ 处的 25 mm 增加至 $x = 50$ mm 处的约 42 mm. 3 ns 时, 腔体

内部空间大致被分为两个部分, 右侧光电子的密度要显著低于左侧. 靠近金属腔体侧壁的光电子具有更快的运动速度, 高密度光电子层在空间上呈“漏斗状”, 厚度约为 5 mm, 随后, 高密度光电子层逐渐整体向右运动.

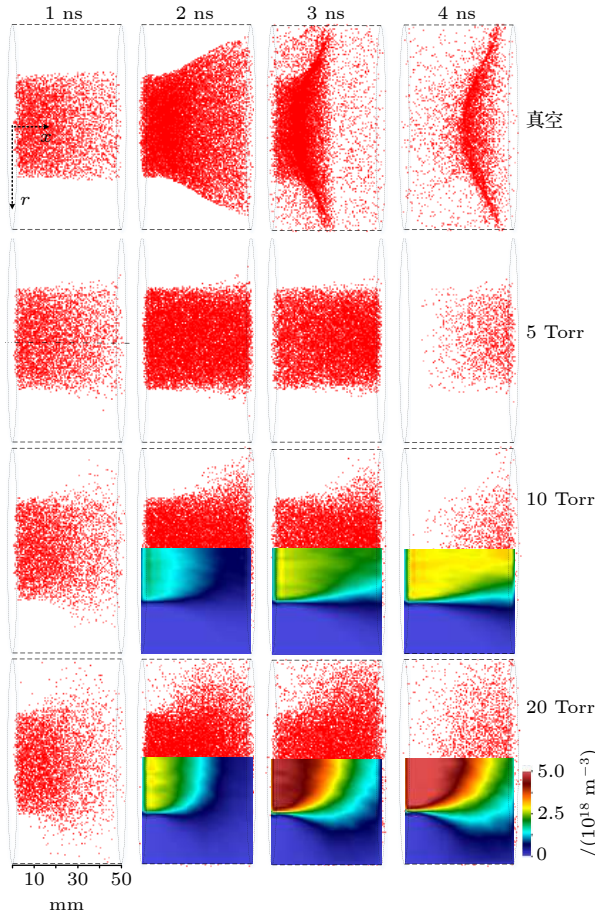


图 6 光电子与次级电子的分布 (0—20 Torr, 1—4 ns)
Fig. 6. Distributions of photoelectrons (red dot) and secondary electrons (0–20 Torr, 1–4 ns).

相比于真空条件, 腔体内空气压力 5 Torr 条件下, 光电子的演变出现了显著的区别. 1—4 ns, 光电子区域在径向方向上没有出现扩张, 大部分光电子在到达右侧端面后仍在 $r < 25$ mm 的范围内, 且没有出现光电子高密度薄层. 气压升高至 10 Torr, 光电子在右侧区域再次出现了扩张, 20 Torr 条件下, 径向方向上的扩张更为显著, 但均没有出现真空条件下的光电子薄层.

图 6 还给出了不同时刻, 10 Torr 和 20 Torr 条件下次级电子的空间分布. 由于最初的次级电子是由光电子电离产生, 所以 2—3 ns 次级电子在空间上的分布大致与光电子相同, 即腔体左侧电子数

密度高、空间半径小, 右侧次级电子较分散, 电子密度也低. 次级电子高密度区域逐渐向右侧发展, 其变化滞后于光电子的变化, 4 ns 时, 光电子脉冲结束, 但左侧区域次级电子的密度仍高于右侧. 次级电子的数密度随腔体内压力增加而增大, 10 Torr、4 ns 时, 次级电子的最大数密度约为 $2.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 20 Torr 条件下, 最大数密度约为 $5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$. 光电子的峰值数密度约为 $2 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$, 在光电子入射后很短时间内, 系统中次级电子数量就占主导.

图 7(a) 给出了真空条件下, 不同轴向位置上的电场强度 E_x 随时间的变化. $x = 2$ mm 处的电场约在 2.5 ns 达到峰值 $4.8 \times 10^6 \text{ V/m}$, 如此高电场的产生主要是因为空间电荷效应 (space-charge limited effect). 由于电荷守恒, 金属在 X 射线的辐照下发射出光电子, 金属器壁本身随即带等量的正电荷, 光电子发射面与光电子之间产生电场, 且该电场的方向与光电子初始运动方向相同. 随着发射出光电子电流密度的升高, 电场强度快速增强, 在电场力作用下, 光电子速度显著降低并在发射面附近聚集, 形成了所谓的空间电荷层 (space charge barrier layer), 也就是图 6 中的次级电子高密度区域. 在空间电荷层内, 光电子被减速, 甚至被反向加速返回到发射面, 发射面同时又不间断向空间电荷层内补充电子, 维持空间电荷层的动态平衡. 该空间电荷层的存在也会阻碍后续光电子向右运动, 导致图 6 中真空条件下、3 ns 时右侧区域具有较低电子密度. 2 ns 后, 由于注入光电子的电流密度逐渐减小, 空间电荷层内的电场强度达到峰值后无法继续维持, 造成了图 7(a) 中 $x = 2$ mm 处电场的快速降低, 空间电荷层也逐渐向右移动. 图 6 中金属侧壁附近空间电荷层的运动更快, 主要是由于侧壁附近较低的光电子密度, 造成了相对更弱的空间电荷限制效应. 图 7(a) 中 $x = 10$ mm 处的电场在 2.5 ns 附近出现了负值, 这是因为此时光电子的电流密度接近峰值, 空间电荷效应增强, 高负电量的空间电荷层与光电子发射面之间的距离缩短, 空间电荷层运动到了 $x = 10$ mm 的左侧位置.

图 7(b) 给出了 10 Torr 压力下, 轴向电场强度随时间的变化. $x = 2$ mm 处的电场约在 0.8 ns 达到峰值 $2.8 \times 10^5 \text{ V/m}$, 仅为真空条件下电场峰值的 1/17, 电场脉宽 (以下均为半高全宽) 也由真空下的 1.7 ns 减小到约 0.8 ns. $x = 10$ mm 处电场峰

值稍滞后于 $x = 2$ mm 处, 与 40 mm 处电场的波形相似, 但极性相反. 可以发现, 在 10 Torr 压力下, 气体的存在显著削弱了腔体 SGEMP 中电场响应的峰值以及脉冲宽度, 这主要是由于次级电子的产生以及增殖, 削弱了空间电荷效应. 值得注意的是, $x = 2$ mm 与 $x = 10$ mm 处的轴向电场在约 2.5 ns 后出负值, 并在 3 ns 左右达到负峰值, 约 3×10^4 V/m, 随后又逐渐衰减到 0. 由图 6 可知, 次级电子的空间分布并不均匀, 靠腔体左侧的密度更高, 轴向方向次级电子数密度的梯度导致了沿 x 轴负方向的电场.

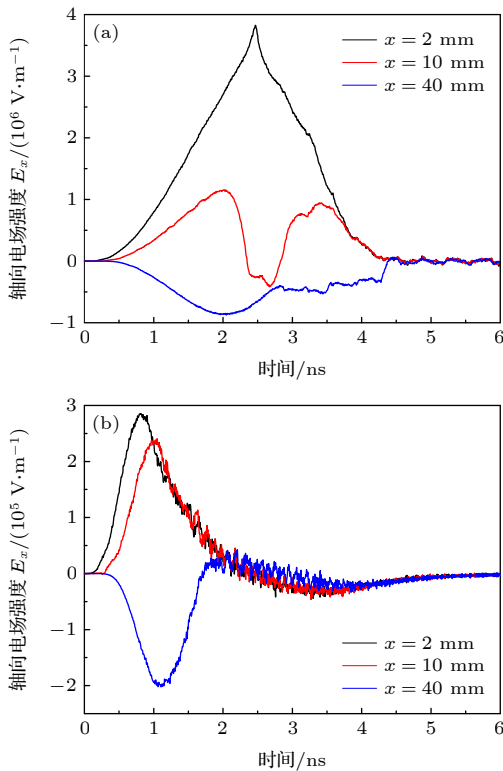


图 7 真空 (a) 以及 10 Torr 压力 (b) 下, 轴向电场 E_x 随时间的变化 ($x = 2, 10, 40$ mm; $r = 0$ mm)
 Fig. 7. Time-dependent electric field E_x ($x = 2, 10, 40$ mm; $r = 0$ mm) for (a) vacuum and (b) 10 Torr.

图 8 给出了靠近腔体右侧端面 ($x = 48$ mm, $r = 48$ mm) 的切向磁感应强度 B_ϕ 随时间的变化. 真空条件下, B_ϕ 约在 1.9 ns 到达负峰值 -5×10^{-4} T, 脉宽为 1.1 ns. 10 Torr 压力下, 磁感应强度峰值 (-7.9×10^{-4} T) 约为真空条件下的 1.6 倍, 脉冲宽度增加至 2.4 ns. 但进一步提高腔体压力, 磁感应强度的幅值会发生降低, 20 Torr 下 B_ϕ 的峰值已经与真空条件下 B_ϕ 相当, 50 Torr 对应的峰值 B_ϕ 仅

为真空下的 18%, 但脉冲持续时间均大于 4 ns. 真空条件下, 切向磁感应强度主要是由光电子的定向运动产生的, 2 ns 后 B_ϕ 出现快速下降, 是因为近发射面空间电荷层的存在阻碍了光电子向右侧端面运动, 如图 6 所示.

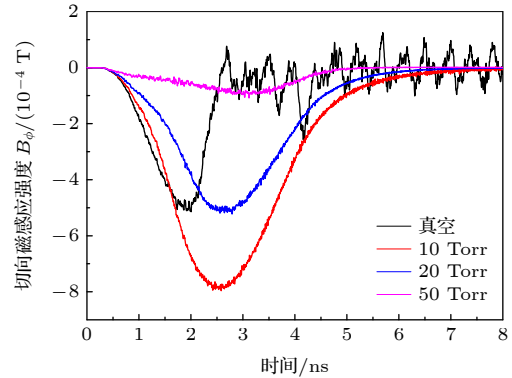


图 8 不同压力下, 切向磁感应强度 B_ϕ 随时间的变化 ($x = 48$ mm; $r = 48$ mm)
 Fig. 8. Time-dependent magnetic flux density B_ϕ at different pressures ($x = 48$ mm; $r = 48$ mm).

非真空环境下, 光电子电流以及次级电子电流均对磁感应强度有贡献, 图 9 分别给出了轴向不同位置上的光电子电流以及次级电子电流, 该电流是通过垂直于 x 轴的截面上的电流密度 J_p 以及 J_s 求面积分获得. 光电子电流在模拟时间范围内均为负. 0—2.5 ns, 通过 $x = 10$ mm 截面的次级电子电流与光电子电流的方向相反, 这是由于初始阶段光电子占主导, 腔体中的光电子与发射面之间会建立较强的电场, 在这一正向电场力的作用下, 次级电子漂移速度的方向与光电子运动方向相反, 次级电子电流反过来又抑制总电流的快速上升, 总电流出现峰值的时刻相比光电子电流峰值时刻滞后了约 0.5 ns. 在次级电子增殖过程中, 轴向方向上存在电子密度梯度, 产生了负电场 (如图 7(b) 所示), 次级电子电流也随之反向. 在入射光电子脉冲的靠后阶段, 约 3.5 ns 后, 次级电子电流开始占主导, 并达到负峰值, 约 -85 A. 同时, 次级电子通过 (11) 式中的动量交换项减速, 次级电子电流逐渐减小为零. 次级电子电流的存在导致了总电流在入射光电子脉冲结束后出现“拖尾”, 通过 $x = 10$ mm 截面的总电流在 8 ns 后才接近 0. 在光电子入射后的最初 2 ns, 由于电场为负, 图 9(b) 中 $x = 40$ mm 处的次级电子电流与光电子电流同向, 随后此处的总电流也同样出现了拖尾.

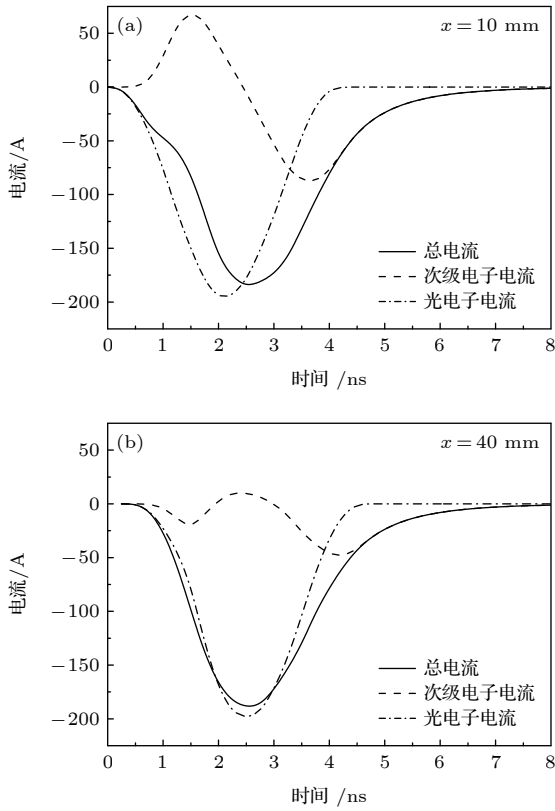


图 9 截面上光电子、次级电子电流随时间的变化 (10 Torr) (a) $x = 10$ mm; (b) $x = 40$ mm
Fig. 9. Time-dependent current of photoelectrons and secondary electrons (10 Torr) for the plane: (a) $x = 10$ mm; (b) $x = 40$ mm.

由图 9 可知, 当前计算条件下, 次级电子电流会影响总电流峰值出现的时刻并造成电流响应的脉宽增大, 但总电流的峰值主要还是由入射光电子的运动决定. 因此, 图 8 中磁感应强度峰值在 10 Torr 以上减小, 主要是因为更高压力条件下, 背景中性气体对光电子的散射作用增强, 更多的光电子在运动过程中被散射, 能到达右侧端面的光电子数降低.

图 10 给出了 2 ns 时对称轴上的次级电子数密度 N_e 分布, 从左往右次级电子数密度大致是递减的. 腔体左侧 ($x < 15$ mm), 次级电子数密度随压力增加而增加, 靠近左侧端面的 N_e 由 5 Torr 下的 $1.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 增大为 50 Torr 下的 $5.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 主要是因为 (10) 式中的光电子电离、次级电子雪崩电离源项均正比于背景中性气体数密度, 高背景气体压力有利于电离反应进行. 然而, 50 Torr 下, N_e 在轴向方向上的梯度更大, 沿 x 轴的衰减更快, 在 $x > 15$ mm 已经低于 20 Torr 压力下的 N_e .

图 11 进一步给出了 $x = 24$ mm 处次级电子

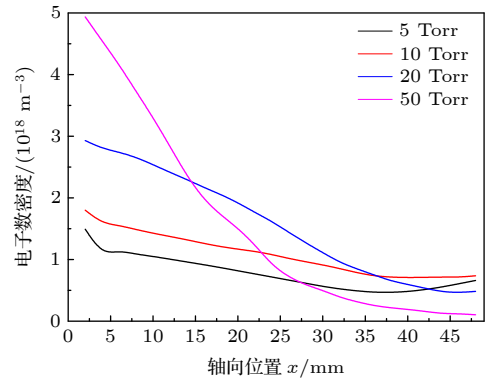


图 10 不同压力下, 对称轴上次级电子数密度的分布 ($r = 0$ mm, $t = 2$ ns)
Fig. 10. Distributions of secondary electrons along the axis at different pressures ($r = 10$ mm, $t = 2$ ns).

数密度沿径向的线积分 ($2 \int_0^R N_e dr$) 随时间的变化. 不同压力下, 腔体中部的电子数密度先快速上升, 入射光电子脉冲结束后, N_e 逐渐趋于饱和. Maulois 等^[56]指出, 在数十 Torr 压力条件下, O_2 的解离吸附等使电子密度衰减的反应约在数百纳秒后才占主导, 腔体内次级电子、离子数密度逐渐降低, 并恢复成初始中性气体的整个过程可能要持续数个微秒. 5—20 Torr, N_e 线积分的最大值随压力增大而增大. 0—4 ns 内, 次级电子密度的平均上升率由 5 Torr 的 $1.98 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}/\text{ns}$ 变为 20 Torr 下的 $5.84 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}/\text{ns}$. 然而, 50 Torr 下的 N_e 线积分略低于 20 Torr 下的结果, 这主要是因为高压下光电子散射更严重, 参与后续雪崩电离的种子电子少, 次级电子增长发生了滞后. 虽然图 10 中 $x = 24$ mm, $r = 0$ mm 处 50 Torr 的次级电子

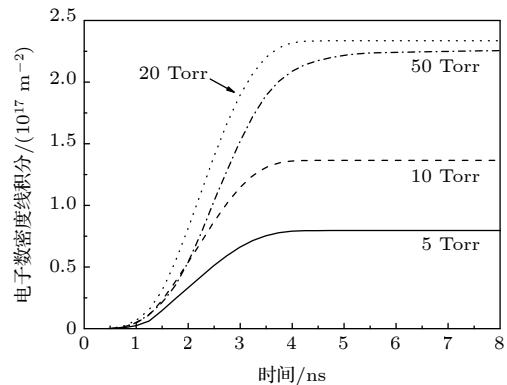


图 11 不同压力下, $x = 24$ mm 处次级电子数密度的径向线积分随时间的变化
Fig. 11. Line-integrated secondary electrons at $x = 24$ mm at different pressures.

数密度已经略低于 10 Torr 下的 N_e , 但 50 Torr 下 N_e 径向分布范围更大, 所以其径向线积分仍高于 10 Torr 下的结果. 文献 [5, 57] 中也报道过类似的次级电子数密度随气压上升先增加, 再减少的变化关系.

图 12 为对称轴上次级电子的温度分布. 脉冲开始后 2 ns, 5—50 Torr 条件下的电子温度在 2—8 eV, 且随着压力增加, 电子温度单调递减, 这是因为等离子体能量守恒方程 (12) 式中的能量转移碰撞频率正比于背景气体数密度, 压力越高, 次级电子通过碰撞损失的能量也就越大. 而同一压力条件下, 靠近右侧端面的电子温度更高, 这主要是受雪崩电离过程影响. 次级电子从电场中获得的能量, 除了通过与环境气体碰撞产生损失外, 还会通过雪崩电离反应被损耗. 2 ns 时, 腔体右侧通过雪崩电离产生的次级电子较少 (如图 10 所示), 因此电子能量损失较低. 图 12 还给出了 5 Torr, 不同时刻的电子温度分布, 2 ns 后, 对称轴上的电子温度随着时间增加而降低, 又因为腔体右侧的次级电子数量也逐渐提高 (如图 6 所示), 轴向的温度梯度发生了减弱.

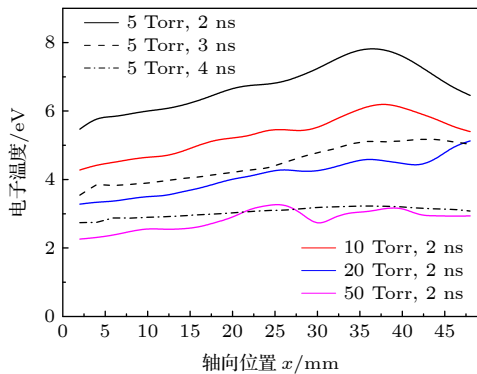


图 12 对称轴上的次级电子温度分布 ($r = 0$ mm)
Fig. 12. Distributions of secondary electron temperature along the axis ($r = 0$ mm).

3.2 与实验比较

利用射线源对关注的系统开展模拟辐照实验是研究 SGEMP 最直接的方法, 但此类实验成本高昂、准备周期长, 实施难度大, 特别是高注量、大空间范围的射线源难以获得, 所以往往直接用电子束模拟发射面光电子的特性进行实验研究. 20 世纪 70 年代, 美国陆军哈瑞戴蒙德实验室进行了一

系列电子束模拟不同条件下腔体 SGEMP 效应的实验 [17], 本节参考其中短脉冲实验条件开展数值模拟工作, 并将模拟结果与已公开的实验结果进行比较, 以进一步验证本文混合模拟模型的准确性.

实验腔体与图 5 类似, 尺寸略大, 为高 150 mm、直径 300 mm 的圆柱腔体, 电子束从左侧端面射入. 模拟中假设电流密度在整个发射面上均匀, 图 13 为电子束的电流以及发射电子的平均能量随时间的变化, 均来自于实测数据 [17]. 受测量条件限制, 实验文献无法给出发射电子的能谱以及角分布, 这里参考 Chan 和 Woods [20] 的处理方法, 假设每一时刻发射电子的能量均等于平均能量, 电子能量高于 25 keV 单向发射 (沿 x 轴向右), 低于 25 keV 的光电子以 $\cos^2\theta$ 的角分布概率发射, θ 为与 x 轴的夹角.

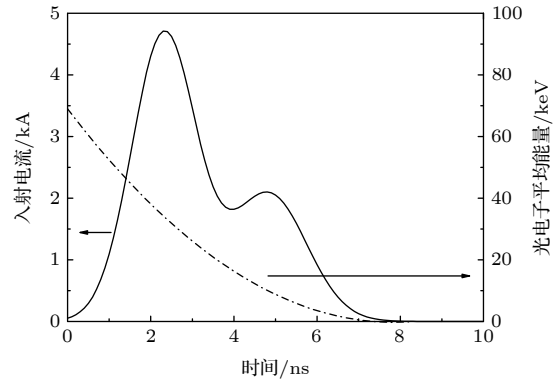


图 13 实验中电子束电流 (左) 与电子能量 (右) 随时间的关系
Fig. 13. Electron beam current (left) and energy (right) as functions of time.

图 14 给出了腔体内压力为 3 Torr 时, $Z = 12.5$ cm, $r = 13.8$ cm 处的磁场强度随时间的变化. 模拟结果的趋势与实验结果基本一致, 混合模拟模型得到的磁场强度峰值比实验结果高了约 10%. 造成差别的原因可能是发射电子角分布的假设不够准确, 图 14 中也给出了假设所有电子均以 $\cos^2\theta$ 的角分布发射的模拟结果, 该假设条件下, 磁场强度峰值出现降低. 也有可能是因为计算初始的数个纳秒, 次级电子密度较低, 用基于流体的 swarm 模型描述等离子体存在偏差. 但总的来说, 本文使用的混合模型已经可以用较低的计算资源获得腔体 SGEMP 的动态响应.

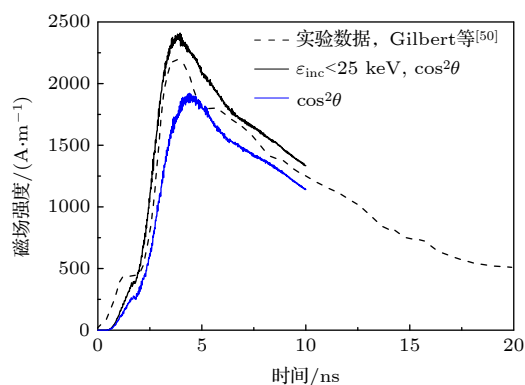


图 14 $Z = 12.5$ cm, $r = 13.8$ cm 处的磁场强度 (腔体内压力 3 Torr)

Fig. 14. Magnetic field at $Z = 12.5$ cm, $r = 13.8$ cm for an air pressure of 3 Torr.

4 结 论

为了研究背景气体对系统电磁脉冲特性的影响, 本文考虑了稀薄空气对光电子的减速、散射以及等离子体与电磁场响应的相互作用, 实现了基于 PIC-流体混合模拟方法的三维非稳态 SGEMP 数值模拟. 计算了 0—50 Torr 压力下的圆柱腔体内系统电磁脉冲, 主要结论如下.

1) 稀薄空气等离子体削弱了光电子发射面附近的空间电荷效应, 阻碍了空间电荷层的产生, 电场响应峰值比真空条件下的低了一个数量级, 电场脉冲宽度也显著降低.

2) 光电子运动特性决定了电流响应的峰值, 压力升高, 腔体末端磁感应强度先增加再减小. 但等离子体电流会抑制总电流的上升速率, 并造成脉宽增大, 电流响应出现拖尾.

3) 压力越高, 发射面附近的次级电子数密度越高, 轴向分布的梯度越大, 腔体中部的电子数密度在 20 Torr 下出现峰值. 电子温度随压力的增高单调递减.

4) 数值模拟结果与电子束模拟 SGEMP 实验结果进行比较, 验证了本文混合模拟模型的可靠性.

参考文献

[1] Wang T C, He Y H, Wang Y Z 2011 *Introduction to Electromagnetic Pulse* (Beijing: National Defense Industry Press) p130 (in Chinese) [王泰春, 贺云汉, 王玉芝 2011 电磁脉冲导论 (北京: 国防工业出版社) 第130页]
 [2] Commission to assess the threat to the United States from electromagnetic pulse (EMP) attack (translated by Zheng Y, Liang R, Cao B F) 2019 *Report of the Commission to Assess*

the Threat to the United States from Electromagnetic Pulse (EMP) attack: Critical National Infrastructures (Beijing: Science Press) p9 (in Chinese) [美国电磁脉冲冲击对美威胁评估委员会编 (郑毅, 梁睿, 曹保锋译 2019 电磁脉冲冲击对国家重要基础设施的影响 (北京: 科学出版社) 第9页]
 [3] Meng C, Xu Z Q, Jiang Y S, Zheng W G, Dang Z 2017 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **64** 2618
 [4] Genuario R D 1975 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **22** 2098
 [5] Swanekamp S B, Hinshelwood D, Angus J R, Richardson A S, Mosher D 2016 *Direct Electron-Beam Injection Experiments for Validation of Air-Chemistry Models* (Report)
 [6] Ribière M, D'Almeida T, Cessenat O, Maulois M, Pouzalgues R, Crabos B, Delbos C, Garrigues A, Azaïs B 2016 *Phys. Plasmas* **23** 122106
 [7] Woods A J, Delmer T N 1976 *The arbitrary body of revolution code (ABORC) for SGEMP/IEMP* (report)
 [8] Xu Z Q, Meng C, Jiang Y S, Wu P 2020 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **67** 425
 [9] Wang J G, Zhang D H, Liu C L, Li Y D, Wang Y, Wang H G, Qiao H L, Li X Z 2009 *Phys. Plasmas* **16** 033108
 [10] Wang J G, Chen Z G, Wang Y, Zhang D H, Liu C L, Li Y D, Wang H G, Qiao H L, Fu M Y, Yuan Y 2010 *Phys. Plasmas* **17** 073107
 [11] Wang Y, Wang J G, Chen Z G, Cheng G X, Wang P 2016 *Comput. Phys. Commun.* **205** 1
 [12] Chen J N, Wang J G, Tao Y L, Chen Z G, Wang Y, Niu S L 2019 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **66** 820
 [13] Chen J N, Wang J G, Chen Z G, Ren Z P 2020 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **67** 818
 [14] Chen J H, Chao Z, Deng J H, Li Z D 2020 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **67** 2353
 [15] Zhang H T, Zhou Q H, Zhou H J, Sun Q, Song M M, Dong Y, Yang W, Yao J S 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 165201 (in Chinese) [张含天, 周前红, 周海京, 孙强, 宋萌萌, 董烽, 杨薇, 姚建生 2021 物理学报 **70** 165201]
 [16] Sun H F, Zhang L Y, Dong Z W, Zhou H J 2019 *High Power Laser and Particle Beams* **31** 103221 (in Chinese) [孙会芳, 张玲玉, 董志伟, 周海京 2019 强激光与粒子束 **31** 103221]
 [17] Gilbert R M, Klebers J, Bromborsky A 1977 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **24** 2389
 [18] Woods A J, Hobbs W E, Wenaas E P 1981 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **28** 4467
 [19] Longmire C T 1975 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **22** 2340
 [20] Chan P C, Woods A J 1985 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **32** 4441
 [21] Strasburg S, Hinshelwood D D, Schumer J W, Mosher D, Ottinger P F, Fernsler R F, Slinker S P 2003 *Phys. Plasmas* **10** 3758
 [22] Pusateri E N, Morris H E, Nelson E M, Ji W 2015 *J. Geophys. Res. Atmos.* **120** 7300
 [23] Angus J R, Mosher D, Swanekamp S B, Ottinger P F, Schumer J W, Hinshelwood D D 2016 *Phys. Plasmas* **23** 053510
 [24] Ribière M, Cessenat O, D'Almeida T, De Gaufridy De Dortan F, Maulois M, Delbos C, Garrigues A, Azaïs B 2016 *Phys. Plasmas* **23** 032105
 [25] Zhang H T, Zhou Q H, Zhou H J, Sun Q, Song M M, Dong Y, Yang W, Yao J S 2021 *J. Appl. Phys.* **130** 173303
 [26] Wang J G, Cai L B, Zhu X Q, Wang Y, Xuan C 2010 *Phys. Plasmas* **17** 063503
 [27] 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, 董长江, 张海 2008 物理学报 **57** 4613]
 [28] Birdsall C K, Langdon A B 2004 *Plasma Physics via*

- Computer Simulation* (Bristol: IOP Publishing Ltd) p228
- [29] Pointon T D 2008 *Comput. Phys. Commun.* **179** 535
- [30] Wang H Y, Jiang W, Sun P, Kong L B 2014 *Chin. Phys. B* **23** 035204
- [31] Esirkepov T 2001 *Comput. Phys. Commun.* **135** 144
- [32] Greenwood A D, Cartwright K L, Luginsland J W, Baca E A 2004 *J. Comput. Phys.* **201** 665
- [33] Zhou H, Cheng Y H, Li B Z, Chen Y S 2000 *Chin. J. Comput. Phys.* **17** 121 (in Chinese) [周辉, 程引会, 李宝忠, 陈雨生 2000 计算物理 **17** 121]
- [34] Yan Q 2017 *Ph. D. Dissertation* (Harbin: Harbin Engineering University) p55 (in Chinese) [颜强 2017 博士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工程大学) 第55页]
- [35] Sugiyama H 1981 *Radiat. Eff. Defects Solids* **56** 205
- [36] Sugiyama H 1985 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 331
- [37] Gümüř H 2005 *Radiat. Phys. Chem.* **72** 7
- [38] Gümüř H 2008 *Appl. Radiat. Isot.* **66** 1886
- [39] NIST ESTAR Database 2021 <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html> [2021-8-1]
- [40] Longmire C T, Longley H 1973 *Improvements in the Treatment of Compton Current and Air Conductivity in EMP Problems* (Report)
- [41] Farmer W A, Cohen B I, Eng C D 2016 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **63** 1259
- [42] Farmer W A, Friedman A 2015 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **62** 1695
- [43] Robinson A P L, Strozzi D J, Davies J R, Gremillet L, Honrubia J J, Johzaki T, Kingham R J, Sherlock M, Solodov A A 2014 *Nucl. Fusion* **54** 054003
- [44] Higgins D F, Longmire C L, O'Dell A A 1973 *A Method for Estimating the X-Ray Produced Electromagnetic Pulse Observed in the Source Region of a High-Altitude Burst* (report)
- [45] Itikawa Y 2006 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **35** 31
- [46] Phelps Database www.lxcat.net/Phelps [2021-8-1]
- [47] Rapp D, Englander-Golden P 1965 *J. Chem. Phys.* **43** 1464
- [48] Kim Y K, Santos J P, Parente F 2000 *Phys. Rev. A:At. Mol. Opt. Phys.* **62** 052710
- [49] Maulois M, Ribière M, Eichwald O, Yousfi M, Pouzalgues R, Garrigues A, Delbos C, Azaïs B 2016 *Phys. Plasmas* **23** 102117
- [50] Gilbert J L, Radasky W A, Savage E B 2013 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **55** 446
- [51] Hagelaar G J M, Pitchford L C 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722
- [52] Wu Y, Zhang H T, Luo B, Yang F, Sun H, Li T W, Tang L 2017 *Plasma Chem. Plasma Process.* **37** 1051
- [53] Forster R A, Cox L J, Barrett R F, Booth T E, Briesmeister J F, Brown F B, Bull J S, Geisler G C, Goorley J T, Mosteller R D, Post S E, Prael R E, Selcow E C, Sood A 2004 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **213** 82
- [54] Chen J N, Tao Y L, Niu S L 2020 *Mod. Appl. Phys.* **11** 010501 (in Chinese) [陈剑楠, 陶应龙, 牛胜利 2020 现代应用物理 **11** 010501]
- [55] Pointon T D, Cartwright K L 2014 *Proceedings of the 67th APS Gaseous Electronics Conference* Raleigh NC, USA, November 2-7, 2014 p00051
- [56] Maulois M, Ribière M, Eichwald O, Yousfi M, Pouzalgues R, Garrigues A, Delbos C, Azaïs B 2016 *J. Appl. Phys.* **120** 123302
- [57] Song F L, Zhang Y H, Xiang F, Chang A B 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1807 (in Chinese) [宋法伦, 张永辉, 向飞, 常安碧 2008 物理学报 **57** 1807]

Hybrid modelling of cavity system generated electromagnetic pulse in low pressure air*

Zhang Han-Tian Zhou Qian-Hong[†] Zhou Hai-Jing Sun Qiang
Song Meng-Meng Dong Ye Yang Wei Yao Jian-Sheng

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

(Received 18 August 2021; revised manuscript received 11 November 2021)

Abstract

The surface of metal system exposed to ionizing radiation (X-ray and γ -ray) will emit high-energy electrons through the photoelectric effect and other processes. The transient electromagnetic field generated by the high-speed electron flow is called system generated electromagnetic pulse (SGEMP), which is difficult to shield effectively. An ongoing effort has been made to investigate the SGEMP response in vacuum by numerical simulation. However, the systems are usually operated in a gaseous environment. The objective of this paper is to investigate the effect of low-pressure air on the SGEMP. A three-dimensional hybrid simulation model is developed to calculate the characteristics of the electron beam induced air plasma and its interaction with the electromagnetic field. In the hybrid model, the high-energy photoelectrons are modelled as macroparticles, and secondary electrons are treated as fluid for a balance between efficiency and accuracy. A cylindrical cavity with an inner diameter of 100 mm and a length of 50 mm is used. The photoelectrons are emitted from one end of the cavity and are assumed to be monoenergetic (20 keV). The photoelectron pulse follows a sine-squared distribution with a peak current density of 10 A/cm², and its full width at half maximum is 2 ns. The results show that the number density of the secondary electrons near the photoelectron emission surface and its axial gradient increase as air pressure increases. The electron number density in the middle of the cavity shows a peak value at 20 Torr (1 Torr = 133 Pa). The electron temperature decreases monotonically with the increase in pressure. The low-pressure air plasma in the cavity prevents the space charge layer from being generated. The peak value of the electric field is an order of magnitude lower than that in vacuum, and the pulse width is also significantly reduced. The emission characteristic of the photoelectrons determines the peak value of the current response. The current reaching the end of the cavity surface first increases and then decreases with pressure increasing. The plasma return current can suppress the rising rate of the total current and extend the duration of current responses. Finally, to validate the established hybrid simulation model, the calculated magnetic field is compared with that from the benchmark experiments. This paper helps to achieve a better prediction of the SGEMP response in a gaseous environment. Compared with the particle-in-cell Monte Carlo collision method, the hybrid model adopted can greatly reduce the computational cost.

Keywords: system generated electromagnetic pulse (SGEMP), photoelectrons, particle-in-cell simulation, hybrid modelling

PACS: 52.25.Tx, 52.65.Rr, 28.70.+y, 52.65.Ww

DOI: 10.7498/aps.71.20211524

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12005023).

[†] Corresponding author. E-mail: zhou_qianhong@qq.com