

文章编号: 1001-4322(2004)08-1029-04

光电子发射引起的柱腔内系统电磁脉冲的模拟*

程引会, 周 辉, 李宝忠, 陈 明, 吴 伟, 乔登江

(西北核技术研究所, 陕西 西安 710024)

摘 要: 用时域有限差分法结合 PIC 粒子模拟方法, 对光电子发射引起的圆柱腔内电磁脉冲现象进行了模拟, 并对单能电子发射时电场的空间分布和系统电磁脉冲波形特征进行了分析。利用粒子抽样和间隔时间粒子注入的方法, 得到了特定电子发射谱下的计算结果, 并与非抽样方法所得的结果进行了比较。计算结果显示, 采用该方法后, 噪声略有增加, 但计算要求的条件大大降低, 计算的粒子数有效地减少, 适用于 3 维粒子模拟计算; 计算结果还显示, 发射电子能谱越高, 注量越大, 表面电场区与饱和电场区的长度越短。

关键词: 粒子模拟; 时域有限差分法; 系统电磁脉冲

中图分类号: O434.14

文献标识码: A

材料受脉冲 X 射线辐照后会形成光电子发射, 发射的光电子作为麦克斯韦方程中的电流源项, 在空间激发出系统电磁脉冲(system generated electromagnetic pulse)。这个现象包括下面两个过程: 系统外的背向电子发射形成系统外电磁脉冲; X 射线与电子联合输运穿透系统材料后, 由于系统内前向电子发射, 形成系统内电磁脉冲。如果系统由良导体组成, 且系统上无孔缝, 那么形成的系统外电磁脉冲对系统内部的影响可以不考虑。由于系统内电磁脉冲直接在系统内部产生, 无法使用电磁屏蔽的方法进行屏蔽, 其对系统中电子系统的危害不可忽视。

国外在 20 世纪 70 ~ 80 年代对系统外电磁脉冲的研究方法有较多的报道^[1,2], 国内也有研究报道^[3,4]。本文用粒子模拟和时域有限差分法^[5,6]在 2 维圆柱坐标系对这一现象进行了数值模拟, 采用发射电子按能谱取样和间隔时间注入粒子的办法, 使计算的粒子数大大减少, 最后对计算结果进行了分析和比较。

1 计算模型

计算模型为一圆柱空腔, 为了使模型便于计算, 假设 X 射线从一端面入射。由于从端面入射时的对称性, 腔体中只存在 TM 模, 因此可以用 2 维模型处理该问题。整个过程中脉冲 X 射线能谱是不断变化的, 发射电子的能谱也是变化的, 为了简化计算过程, 在此我们假设能谱不变。X 射线与材料作用后的光电子发射除了具有能谱分布外, 还有角分布, 其中角分布为 $\cos \theta$, θ 为电子发射方向与发射面法线的夹角。电子发射的归一化时间谱假定为

$$N(t) = \exp[-(\frac{t-t_{\max}}{\tau})^2] \quad (1)$$

式中: t 为时间; t_{\max} 为高斯波峰值对应的时间; τ 为有时间量纲的常数。计算中采用时域有限差分结合 PIC 粒子模拟的方法, 该方法大量用于等离子体数值模拟中^[7,8]。对本文所涉及的问题而言, 如果计算的空间较大, 要得到完整的电磁脉冲时间波形, 需要模拟的粒子数目就很大。粒子数目过多的原因是发射电子不仅有角分布, 而且有能谱分布。如果要考虑全部不同能量和发射方向的粒子团, 则计算不可能实现。我们采用两种方法来减少模拟中的粒子数, 一是通过能谱分布和角分布对发射的粒子团进行取样, 二是间隔几个时间步长发射粒子。通过这两种方法可以使要模拟的粒子数量减少近两个量级, 数值模拟过程得以实现。

计算采用 2 维圆柱坐标系, TM 模对应的 3 个麦克斯韦标量方程和 2 个粒子运动方程分别为

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} + J_r = -\frac{\partial H}{\partial z}, \quad \frac{\partial E_z}{\partial t} + J_z = \frac{1}{r} \frac{\partial H}{\partial r} + \frac{\partial H}{\partial r}, \quad -\mu \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} \quad (2)$$

$$\frac{dp_r}{dt} = q(E_r - v_z B), \quad \frac{dp_z}{dt} = q(E_z + v_r B) \quad (3)$$

* 收稿日期: 2003-12-16; 修订日期: 2004-03-18

基金项目: 国防科技基础研究基金资助课题

作者简介: 程引会 (1967 -), 男, 高工, 主要从事电磁脉冲效应研究; 西安市 69 信箱 10 分箱。

为了减小计算过程中的累积误差,还需要使计算得到的电场满足麦克斯韦方程组中的散度方程^[8]

$$\nabla \cdot D = \quad (4)$$

对于处于同一空间单元不同象限的运动粒子,按照所处位置,对不同的空间进行分配或插值,得到每个空间单元上的电流密度、电荷密度或粒子所处位置的电场和磁场。结合上面偏微分方程离散后的差分方程,即可进行时间迭代完成时域求解。

2 计算结果与讨论

首先假设发射电子为单能,单能粒子不需要能量抽样。空间网格的划分及时间步长的选择满足 Courant 稳定条件,空间网格取 0.1cm ×0.1cm,计算空间大小 $r \times z = 10\text{cm} \times 80\text{cm}$ 。电子发射的时间谱采用高斯波形,其中 $t_{\text{max}} = 16\text{ns}$, $t_{\text{width}} = 8\text{ns}$,电子能量为 45keV,电子发射数密度为 $1.6 \times 10^{12}/\text{cm}^2$,计算时间长度 45ns。

图 1 为计算得到的离发射面不同距离的 z 向电场 3 种典型波形。从不同能量,不同发射面积,取不同空间步长等情况的结果来看,轴向空间电场总可以分为 3 个区域:表面电场区,饱和电场区和电子逃逸区,分别如图 1 中(a),(b)和(c)所示。表面电场区长度与在该密度和能量下的电子等离子体德拜长度相当,电场波形与 X 射线通量的时间波形(发射电子的时间波形)类似,由于高能量的发射电子能够穿透该区域,使得该区域出现极高电场。饱和电场区的电场波形的特征是电场幅度随时间增加不再增加,甚至出现下降。这是由于随着表面电场区和饱和区电场的增加,后续发射电子不能完全穿过这一势垒区,绝大多数的发射电子从该区域返回到发射面。图 2 是在与图 1 (b) 电场相同位置得到的穿过该区域的电子数随时间变化图像,取样圆环面积为 6.3cm^2 。可以看出:对单能发射电子而言,出现电场饱和的时间和穿过该区域电子数目减少的时间相对应。电子逃逸区是饱和区边缘电子受负电势中心影响,继续向圆柱壁或另一个端面运动而形成,该区域的电场与表面电场区电场极性相反,而且幅度更小。

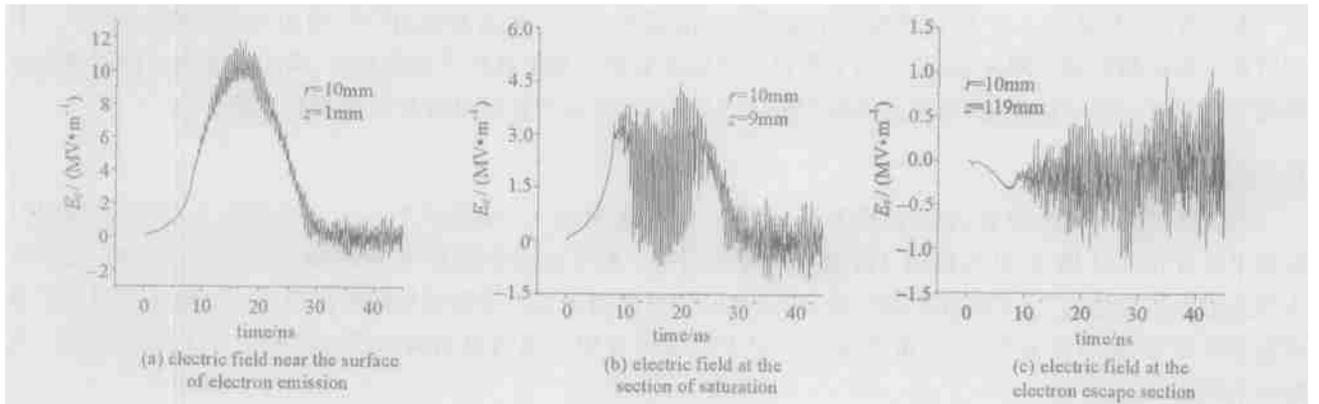


Fig. 1 Electric field in the different section

图 1 不同区域的电场

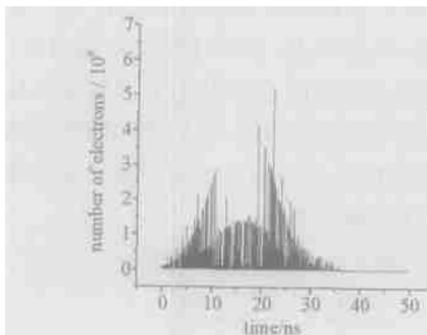


Fig. 2 Electron flux at the saturation section

图 2 饱和区电子通量

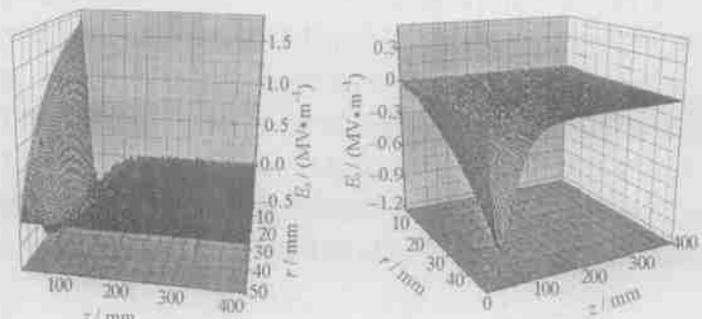


Fig. 3 Space distribution of E_r and E_z

图 3 电场 E_r 和 E_z 的空间分布

图 3 给出了轴向和径向电场的空间分布。金属腔上置换电流不能自由分布,它受发射到空间的电子的作用,离发射面越远,壁上的电荷密度越小。从计算结果还可以看出:系统电磁脉冲以静电场为主导,可以用 1 维准静态过程近似描述;从发射面开始,离发射面越远,饱和电场越小;电场饱和会屏蔽后续发射电子,使其电场

也被屏蔽,出现由静电场主导的负电场;注量相同时,发射电子能量越高,在同一位置,饱和区电场饱和得越早,饱和的持续时间越长;电子能量相同时,注量越高,在相同位置,饱和区电场饱和得越早,饱和的持续时间也越长。

实际上,发射电子总有能谱,考虑能谱会使计算的粒子数急剧增加,为了减少计算的粒子数目,有必要对能量分布进行抽样,计算所用能谱参数见表 1。

表 1 电子发射能谱

Table. 1 Energy spectrum of emission electrons

energy / keV	10	13.335	17.783	23.714	31.623	42.17	56.23	74.99
numbers of electron	1.12×10^8	2.81×10^8	5.06×10^8	1.18×10^9	1.18×10^9	1.52×10^9	4.49×10^8	5.62×10^7

假设在 t 时刻能量为 $v_i(E)$ 的粒子包含的电子数为 $n_{if}(t)$,有 m 个发射单元同时垂直于发射面发射。不进行粒子抽样时每个单元的发射电流 $I(t)_{normal} = \sum_{i=1}^8 e v_i(E) n_{if}(t)$ 。假设均匀抽样,样本大小为 m ,在样本数量较大时,在 t 时刻发射单元上的电流可以用样本的期望来近似: $I(t)_{sample} = \frac{1}{8} \sum_{i=1}^8 e v_i(E) n_{if}(t)$ 。可以看出,抽样得到的发射电流与不抽样时的电流在时间分布上是相同的,幅度上相差系数 8,只要给所有抽样电流乘上这个系数 8 即可得到与不抽样时相同的发射电流。如果样本不大,这个系数会有偏差,但在抽样过程中很容易计算出来。

下面给出相同位置 $(r, z) = (5\text{cm}, 0.1\text{cm})$ 上两种情况的计算结果,如图 4 所示。空间网格取 $0.2\text{cm} \times 0.2\text{cm}$,计算的空间大小 $r \times z = 40\text{cm} \times 40\text{cm}$ 。电子发射的时间谱和总发射电子数密度与表 1 相同,两种情况下发射角都按角分布进行抽样。第一种情况,每个发射单元每 3 个时间间隔发射一批粒子,8 个能点进行均匀抽样,每次只发射一个能点的粒子,不同能量粒子团所包含的电子数由表(1)的能谱比例关系确定。第二种情况,每个发射单元每次发射所有能量的粒子团各一个,跟踪计算的粒子数是第一种情况的 32 倍。

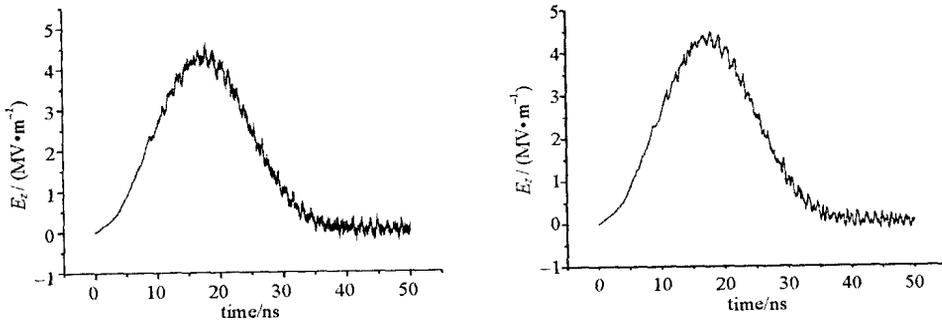


Fig.4 (a) Result while the particles are sampled and emitted at intervals
(b) Result while the particles are not sampled and emitted at intervals

图 4(a) 发射粒子进行抽样和间隔时间注入的结果, (b) 发射粒子不抽样和不间隔注入的结果

计算结果显示,采取发射粒子团按能谱进行抽样和间隔时间注入粒子两种措施后,除噪声稍有增加外,对计算结果几乎没有影响,但对计算条件的要求大大降低,表明该方法可以有效减小计算中的粒子数,因此该方法可用于 3 维粒子模拟的计算中。在上述电子能谱和注量下,圆柱腔内表面电场区轴向电场为 4.5MV/m ,饱和区轴向电场也可达到 1.5MV/m ,最远饱和区位置离发射面 3cm 。

计算结果还显示,发射电子能谱越低,注量越小,表面电场区与饱和电场区的空间长度越长。例如在能谱和注入电子时间谱不变的情况下,电子发射密度减小为 $3.3 \times 10^{11}/\text{cm}^2$ 时,尽管轴向电场幅度减小一个量级,但最远饱和区位置离发射面达 6cm ,高场强影响范围增加。

3 结 论

本文通过对系统内光电发射引起的电磁脉冲现象的模拟,得到电磁脉冲的空间和时间分布规律,并对这种规律进行了分析。数值计算结果说明了在模拟多能粒子中用粒子抽样的方法,可以有效地减少数值模拟中的粒子数。

参考文献:

- [1] Higgins D F, Lee K S H, Marin L. System-generated EMP [J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1978, **26**(1): 14—22.
- [2] Carron N J, Longmire L. Scaling behavior of the time-dependent SGEMP boundary layer [J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1978, **25**(6): 1329—1335.
- [3] 周辉, 李宝忠, 王立君, 等. 不同注量 X 射线系统电磁脉冲响应的数值计算 [J]. 计算物理, 1999, **16**(2): 157—161. (Zhou H, Li B Z, Wang L J, et al. The calculation of SGEMP response in various ranges of X-ray fluence. *Chinese Journal of Computational Physics*, 1999, **16**(2): 157—161)
- [4] 周辉, 程引会, 李宝忠, 等. 系统电磁脉冲边界层准稳态特性研究 [J]. 强激光与粒子束, 2001, **13**(1): 72—75. (Zhou H, Cheng Y H, Li B Z, et al. Characteristics of steady-state SGEMP boundary layer. *High Power Laser and Particle Beams*, 2001, **13**(1): 72—75)
- [5] Holland R. Comparison of FDTD particle pushing and direct differencing of Boltzman's equation for SGEMP problem [J]. *IEEE Trans EMC*, 1995, **37**(3): 433—442.
- [6] Taflov A. Computational electrodynamics: The finite difference time domain method [M]. Artech House, 1995.
- [7] Dawson J M. Particle simulation of plasmas [J]. *Rev Mod Phys*, 1983, **55**(2): 403—447.
- [8] Birdsall C K, Langdon A B. Plasma physics via computer simulation [M]. New York: Adam Hilger, 1991.

Simulation of system-generated electromagnetic pulse caused by emitted photoelectron in cavity

(CHENG Yin-hui, ZHOU Hui, LI Bao-zhong, CHEN Ming, WU Wei, QIAO Deng-jiang)
(Northwest Institute of Nuclear Technology, P. O. Box 69-10, Xi'an 710024, China)

Abstract: In this paper, the system generated electromagnetic pulse (SGEMP) phenomena caused by photoelectrons emission in cylinder cavity was simulated with FDTD and PIC methods. The characters of electric field waveforms and space distributions were analyzed and summarized in the mono-energetic photoelectron circumstance. Then, with the methods of particle sample and particle emission at a proper interval, the results were obtained when the photoelectrons emit with specific spectrum. At the same time, the results attained from two different particle simulations show that the above methods can decrease the particle numbers involved efficiently except a little bit noise increasing. Therefore, it can be used in the 3-D particle simulation. The results also reveal that the length of strong electric field section decrease with the increasing of the emission electron energy and fluence.

Key words: Particle simulation; Finite difference time domain(FDTD); System generated electromagnetic pulse(SGEMP)