

# 多脉冲强流真空电子二极管研究\*

夏连胜 王文斗 牟凡 张篁 陈德彪 张开志

石金水 邓建军 章林文

(中国工程物理研究院流体物理研究所 绵阳 621900)

**摘要** 研究了猝发脉冲串条件下真空强流电子二极管状态和输出电子束参数的变化规律,建立了阴极等离子体膨胀效应的强流电子二极管参量的方程组,并提出了阴极等离子体柱状膨胀模型.实验研究了猝发多脉冲电子二极管输出多脉冲强流电子束的能力和束品质的变化,给出了以天鹅绒为阴极发射体,阴极等离子体膨胀速度小于 $1\text{cm}/\mu\text{s}$ 时二极管输出的双脉冲电子束包络的变化和电子束的发射度及亮度.

**关键词** 猝发多脉冲二极管 膨胀模型 束包络 亮度

## 1 引言

强流真空电子二极管是高功率微波发生器、强流电子加速器等器件的重要组成部分,在相应技术领域得到广泛的应用<sup>[1, 2]</sup>.随着应用需要的发展和技术的进步,产生高重复频率猝发电子束脉冲串的真空二极管越来越引起关注.对于产生强流猝发电子束脉冲串的真空二极管而言,阳极等离子体及二极管本底气体电离产生的等离子体很稀少,可以忽略.阴极等离子体是影响其运行状态稳定性的关键因素.由于在阴极发射时不可避免产生高密度的阴极等离子体并向阳极膨胀,这将导致二极管有效间隙变小,发射电流、引出的电子束能散和发射度增加,甚至导致二极管短路闭合,失去输出电子束的能力<sup>[3]</sup>.本文中,对阴极等离子体膨胀对真空二极管状态的影响进行了研究和分析,给出了阴极等离子体存在条件下描述猝发多脉冲电子二极管的表达式,对阴极等离子体膨胀模型进行了分析,提出阴极等离子体柱状膨胀模型,并给出有束条件下的二极管状态模拟结果,最后给出了猝发多脉冲电子真空二极管输出电子束包络变化和电子束亮度的实验结果.

## 2 描述阴极等离子体存在条件下的猝发多脉冲电子二极管方程组

描述真空电子二极管状态的参量主要有:阴极发射电流密度、二极管输出电子束的能量和电子束的发射度及亮度.不考虑单个脉冲持续时间内(通常数十纳秒)二极管参量的变化,只考虑脉冲串中不同脉冲之间(相邻两个脉冲之间时间间隔数百纳秒至数微秒)二极管参量的变化,在猝发多脉冲条件下,引入阴极等离子体向阳极的膨胀速度 $v$ 和等效二极管间隙 $d_{\text{eff}}$ ,则有下列关系式成立:

$$d_{\text{eff}} = d_0 - vt, \quad (1)$$

$$V_{\text{d,eff}} = V_0 - I_e Z_0. \quad (2)$$

上述两式中, $d_0$ 为二极管的几何间隙, $t$ 为阴极等离子体存在并膨胀的持续时间, $V_0$ 是二极管功率源空载电压, $Z_0$ 是二极管功率源内阻, $I_e$ 是阴极发射的电流强度, $V_{\text{d,eff}}$ 是二极管上实际电压幅度.

真空电子二极管引出电子束流密度决定于两个方面,一个是阴极发射能力限制,另一个是空间电荷限制.在二极管引出的是空间电荷限制流条件下,假定阴极发射的所有电子都能到达阳极,二极管上实际加载的脉冲电压幅度在 $0.5\text{—}1\text{MV}$ 之间时,引出电子束流

2006 - 10 - 24 收稿

\* 国家自然科学基金(10575090)和中国工程物理研究院基金(20050209)资助

密度为<sup>[4]</sup>

$$j_e \approx \left[ \frac{2\varepsilon_0 m_e c^3}{e d_{\text{eff}}^2} \right] \left[ \left( 1 + \frac{e V_{d,\text{eff}}}{m_e c^2} \right)^{\frac{1}{2}} - 0.8471 \right]^2, \quad (3)$$

$\varepsilon_0$  是真空介电常数,  $m_e$  是电子静止质量,  $e$  是电子电荷,  $c$  为真空光速. 不考虑二极管上加载的脉冲电压前后沿带来的影响, 二极管输出电子束的能量决定于二极管上实际加载的脉冲电压幅度. 由式(2), 对于一定的二极管功率源, 二极管上实际加载电压幅度决定于阴极发射电流强度. 因此二极管输出的电子能量  $E$  由式(4)决定:

$$E = e V_{d,\text{eff}} = e(V_0 - I_e Z_0). \quad (4)$$

由于阴极等离子体的膨胀导致二极管有效间隙的减小, 不同脉冲间的发射电流强流有所不同, 设相邻两个脉冲发射电流强度为  $I_i$  和  $I_{i+1}$ , 则相邻两个脉冲之间电子束能量差异为

$$\Delta E = e Z_0 (I_{i+1} - I_i). \quad (5)$$

通常为了获得低发射度、高亮度电子束, 强流电子二极管通常采用磁屏蔽阴极结构<sup>[5]</sup>. 由于阴极等离子体的膨胀, 在猝发多脉冲条件下, 阴极等效发射面是前移的<sup>[3]</sup>. 使第一个脉冲发射时满足磁屏蔽条件, 后续脉冲发射时等效阴极发射面要处于磁场作用下, 从而产生电子束初始发射度的额外增加项  $\varepsilon_{s,n}$ :

$$\varepsilon_{s,n} = \frac{e B_s r_c^2}{2 m_e c}, \quad (6)$$

$B_s$  为电子发射面处轴向磁场,  $r_c$  为阴极半径,  $c$  是光速. 猝发多脉冲二极管及所产生的多脉冲电子束在满足上述6个方程的同时, 电子运动满足洛伦兹方程, 二极管区电磁场满足 Maxwell 方程和相应的边界条件. 由此, 得出阴极等离子体存在并膨胀条件下猝发多脉冲真空二极管主要特性有: 每个脉冲电子束的动力学行为满足洛伦兹方程、Maxwell 方程和边界条件; 束流受空间电荷限制; 因为二极管等效间隙的减小, 束流强度随着脉冲序数的增加而增加; 引出的脉冲电子束能量有所差异, 并且随着脉冲序数的增加而电子能量有所降低; 电子束初始发射度中有关阴极面磁场的增加项随着脉冲序数的增加而增大.

### 3 猝发多脉冲二极管中阴极等离子体的膨胀模型和二极管输出模拟

阴极等离子体由阴极面开始向阳极膨胀, 其具体

的行为很难得到直接实验图像. 为了获得有关信息, 采用了 PIC 模拟<sup>1)</sup>并结合有关实验结果进行推论. 在实验研究中, 阴极发射面为  $\phi 70\text{mm}$  的平面, 可以推测阴极等离子体以柱状向阳极膨胀, 也可能由于阴极发射面中心处等离子体浓度较高以球面状向阳极膨胀. 因此, 分别采用这两种膨胀模型, 对二极管区电场分布情况进行了数值模拟. 模拟中, 二极管间隙  $d_0$  为  $70\text{mm}$ . 在柱状膨胀模型中, 假定等效发射面向阳极膨胀的距离  $vt$  分别为  $0, 2.5\text{mm}, 5.0\text{mm}$  和  $7.5\text{mm}$ . 电场分布模拟结果表明, 等效发射面边缘的电场强度相对最大, 向阳极膨胀的距离越大, 柱状突起边缘电场强度越大. 这和本实验结果<sup>[6]</sup>及文献[7]的结果一致: 电场强度越大, 阴极发射电流密度越大; 天鹅绒阴极在强电场作用下的长脉冲和多脉冲发射是不均匀的, 边缘发射比中心部分明显较大. 球面膨胀模型下, 假定等效发射球面向阳极膨胀的距离分别为  $2.5\text{mm}, 5.0\text{mm}$  和  $7.5\text{mm}$ . 模拟结果表明, 电场最强的位置是球面顶端, 也就是等效发射面的中心, 根据式(3), 电子发射密度最大位置在球面顶端, 这和实验及有关文献的结果不符. 因此, 在进行二极管输出模拟时, 采用的是柱状膨胀模型.

在等效阴极面以柱状向阳极发展模型下, 设发射电流密度满足空间电和限制流条件, 初始时二极管为平面二极管, 等效发射面向阳极膨胀时, 等效发射面在径向也发生等速膨胀. 等效阴极面向阳极膨胀的距离分别为  $0, 2.5\text{mm}, 5.0\text{mm}$  和  $7.5\text{mm}$ . 模拟结果表明, 随着等效阴极面向阳极膨胀, 阴极发射电流密度、发射度都在增加, 同时阳极附近测量到的电子能量则是在降低的, 和前文所预测的趋势一致.

## 4 多脉冲电子束

在一台双脉冲强流电子束源<sup>[8]</sup>上进行了猝发双脉冲强流二极管实验. 根据文献[3]中的方法, 推断出阴极等离子体膨胀速度为  $0.47\text{cm}/\mu\text{s}$ . 阴极产生的电子束由磁场约束进入阳极孔, 并漂移至测试区. 在测试区进行电子束流强、电子束偏心、发射度和电子束包络半径等参数测量. 图1给出的是二极管电压、阴极发射电流波形(a)和电阻环<sup>[9]</sup>测量得到的双脉冲束流波形(b).

电子束发射度的测量采用胡椒筒法<sup>[10]</sup>, 发光体采用石英玻璃, 利用电子束在介质中契伦柯夫辐射效应获得电子束的发射度信息. 采用 CCD 相机记录

1) 王文斗. 用PIC对脉冲真空二极管的模拟, 流体物理研究所内部报告, 2005

光信号. 由于相机的响应较慢, 实际得到的图像是两个脉冲电子束发射度信息的叠加(参见图2(a)). 对图2(a)进行黑密度扫描, 得到电子束元空间分布信息(图2(b)). 由图2(b), 获得电子束散角和电子束包络分布信息(图2(c)). 从图2(b)得到无磁场情况下电子束的测量平均散角1.633mrad, 由图2(c)得到电子束包络半高半宽为32.5mm. 从图1(a), 得到电子束源的电压源空载电压为800kV, 二极管电流约2.2kA. 由于电压源内阻为48Ω, 由式(4), 实际二极管电压为694kV,  $\gamma$ 因子为2.37,  $\beta$ 因子为0.907, 电子束归一化边发射度为456mm·mrad. 电阻环测量得到电子束流约为340A, 由电子束亮度的定义<sup>[11]</sup>, 得到双脉冲电子束积分归一化亮度约为 $3.61 \times 10^8 \text{ A}/(\text{m} \cdot \text{rad})^2$ .

由于胡椒筒法测量得到的电子束包络是一个积分值, 不能反映两个脉冲电子束间的包络相对变化. 为了获得猝发脉冲串中两个电子束脉冲的包络信息, 采用了反磁回路方法进行测量<sup>[12]</sup>. 反磁回路测量得到的是电子束包络的均方根半径, 同时, 在测量中由于要对电子束进行约束, 需要外加磁场. 图3是实验得到的

反磁回路测量(a)结果和处理结果(b), 两个电子束脉冲均方根半径约4mm. 实验结果表明, 两个电子束脉冲的束包络均方根半径具有较好的一致性.

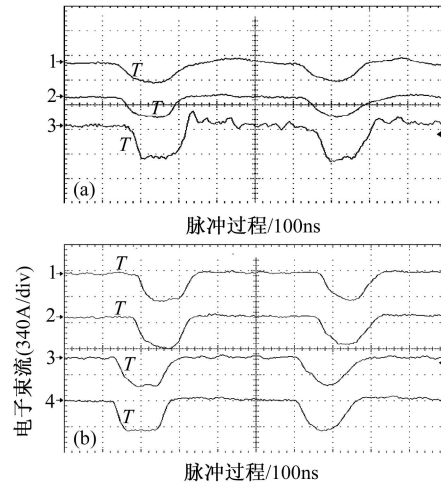


图 1 二极管电压((a)通道1、2)、阴极发射电流((a)通道3)和电子束流(b)波形(a)通道1、2: 500kV/div, 通道3: 1.74kA/div

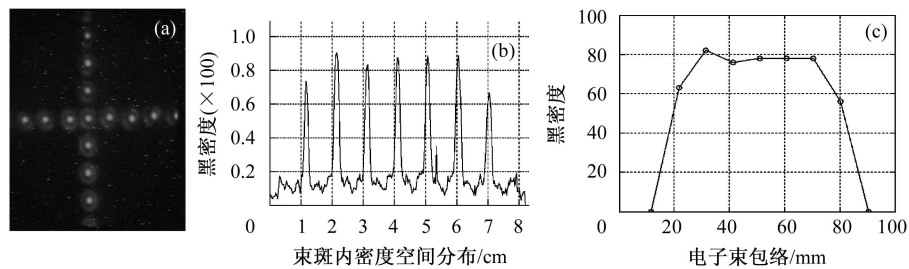


图 2 胡椒筒法得到的发射度测量图像及处理结果

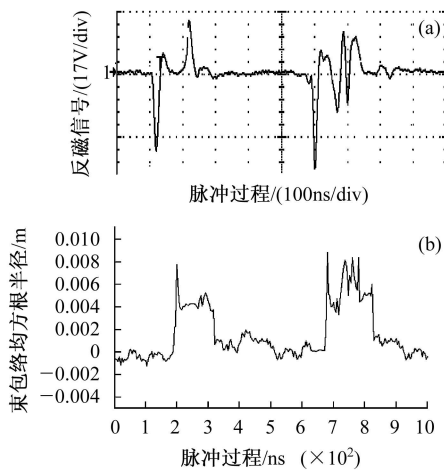


图 3 反磁回路测量得到的电子束包络信号(a)和数据处理结果(b)

## 5 结论

对于猝发多脉冲强流真空二极管, 阴极等离子体对二极管状态的影响反映在改变阴极发射电流密度、降低二极管输出电子能量和增加初始发射度. 通过二极管区的电场模拟, 可以认为柱状膨胀是阴极等离子体膨胀可能的方式. 二极管粒子模拟结果表明, 当阴极等离子体膨胀时, 阴极发射面增大, 发射电流密度增加, 输出电子能量降低. 实验对天鹅绒阴极发射的双脉冲电子束发射度、亮度及电子束包络半径的变化进行了测量, 结果表明, 当阴极等离子体膨胀速度较小时, 电子束的亮度大于 $1 \times 10^8 \text{ A}/(\text{m} \cdot \text{rad})^2$ , 电子束包络半径相对变化较小.

## 参考文献(References)

- 1 DAI G S et al. Proc 3rd International Symposium on Pulsed Power and Plasma Applications. Sichuan: Editorial Office of HPLPB. 2002, 201
- 2 Baugaev S P, Cherepenin V A, Kanavets V I. IEEE Trans. Plasma Sci., 1990, **18**: 518
- 3 XIA L S et al. Acta Phys. Sin., 2004, **53**: 3435 (in Chinese)  
(夏连胜等. 物理学报, 2004, **53**: 3435)
- 4 Humphries S, Jr. Charged Particle Beams. New York: JhonWiley & Sons, 1990. 98
- 5 Brillouin L. Phys. Rev., 1945, **67**: 260
- 6 XIA L S et al. High Power Laser and Particle Beams. 2004, **16**: 251 (in Chinese)  
(夏连胜等. 强激光与粒子束, 2004, **16**: 251)
- 7 Saveliev Y M et al. Pulsed Power Conference (Texas: IEEE). 2003, 833
- 8 XIA L S et al. High Power Laser and Particle Beams, 2004, **16**: 943 (in Chinese)  
(夏连胜等. 强激光与粒子束, 2004, **16**: 943)
- 9 XIE Y T et al. High Power Laser and Particle Beams, 2002, **14**: 151 (in Chinese)  
(谢宇彤等. 强激光与粒子束, 2002, **14**: 151)
- 10 HUI Z X, YANG Z H. Free Electron Laser. Beijing: National Defense Industry Press, 1995. 68 (in Chinese)  
(惠钟锡, 杨震华. 自由电子激光. 北京: 国防工业出版社, 1995. 68)
- 11 CHEN J E. Introduction to Accelerator. Beijing: Atomic Energy Press, 1993. 25 (in Chinese)  
(陈佳洱. 加速器物理基础. 北京: 原子能出版社, 1993. 25)
- 12 Nexsen W E, Scarpetti R D, Zentler J. Proc Particle Accelerator Conference (Chicago: IEEE), 2001, 3214

Research on Multi-pulsed High Intense Electron Vacuum Diode<sup>\*</sup>

XIA Lian-Sheng WANG Wen-Dou MOU Fan ZHANG Huang CHEN De-Biao ZHANG Kai-Zhi  
 SHI Jin-Shui DENG Jian-Jun ZHANG Lin-Wen  
 (Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang 621900, China)

**Abstract** There are some differences between the single pulsed vacuum diode and the multi-pulsed vacuum diode. When vacuum diode is working under multi-pulsed mode, cathode plasma changes the designed condition inevitably. Formulas are presented in the paper to describe the vacuum while it is working under multi-pulsed mode. Simulation is used to describe cathode plasma explosion behavior. A column explosion mode is adopted in the paper while simulating cathode emitting. Experiments are also undertaken to study the characteristics of electron beams generated by a double pulsed intense electron diode with velvet cathode. When the diode pulsed voltages are 700kV, the beams' brightness is better than  $1 \times 10^8 \text{ A}/(\text{m}\cdot\text{rad})^2$  and the two beams' envelope changes little during beams' extraction process.

**Key words** multi-pulsed vacuum diode, mode of cathode plasma explosion, beam envelope, brightness