

纳秒脉冲气体放电中逃逸电子束流的研究*

章程¹⁾²⁾ 马浩¹⁾³⁾ 邵涛^{1)2)†} 谢庆⁴⁾ 杨文晋¹⁾²⁾ 严萍¹⁾²⁾

1)(中国科学院电工研究所, 北京 100190)

2)(中国科学院电力电子与电气驱动重点实验室, 北京 100190)

3)(中国科学院大学, 北京 100049)

4)(华北电力大学, 新能源电力系统国家重点实验室, 保定 071003)

(2013年12月13日收到; 2014年1月16日收到修改稿)

经典的放电理论 (Townsend 和流注理论) 不能很好地解释纳秒脉冲放电中的现象, 近年来基于高能量电子逃逸击穿的纳秒脉冲气体放电理论受到广泛关注. 有研究发现, 高能逃逸电子是纳秒脉冲气体放电中的新特征参数. 本文研制了用于测量纳秒脉冲放电中逃逸电子束流的收集器, 并对脉宽 3—5 ns、上升沿 1.2—1.6 ns 激励的大气压纳秒脉冲气体放电中逃逸电子束流进行了测量. 收集器采用类似法拉第杯的原理, 利用金属极收集纳秒脉冲放电中的高能电子, 并转换为电信号后由示波器采集. 为了获得更好的逃逸电子束流波形, 对逃逸电子束流收集器进行了优化设计, 提高了收集器的阻抗匹配特性. 基于上述的逃逸电子束流收集器, 研究了纳秒脉冲气体放电中逃逸电子的特征. 实验结果表明, 所设计的收集器可以有效地测量到逃逸电子束流, 改进设计后收集器测得的逃逸电子束流的时间分辨率和幅值均得到提高. 施加电压约 80 kV 时, 大气压空气中的逃逸电子束流幅值可达 160 mA, 脉宽小于 1 ns. 多个脉冲激励放电的结果表明逃逸电子束流收集器具有较好的可靠性, 其瞬态响应与时间分辨率比较稳定.

关键词: 气体放电, 纳秒脉冲, 逃逸电子束流, 收集器

PACS: 52.80.-s, 51.50.+v, 52.80.Hc, 52.80.Mg

DOI: 10.7498/aps.63.085208

1 引言

纳秒脉冲等离子体及其应用是脉冲功率技术中新兴的发展方向. 纳秒脉冲特有的窄脉宽条件使得纳秒脉冲放电应用具有诸多优势: 高功率密度、高电场强度、超快上升沿可以抑制火花通道形成等^[1-4], 同时也导致很多不同于常规放电的特性: 不能充分形成流注、击穿电压较高、放电出现多通道等^[2-4]. 以上特点导致纳秒脉冲气体放电机理十分复杂, 传统理论如汤逊雪崩理论和流注理论等均不能很好解释快脉冲放电下的异常现象^[5-9]. 目前关于纳秒脉冲放电的机理存在多种假说^[10-13], 这些理论均认为放电发展过程中二次电子崩的产生

不再依赖空间光电离, 而是基于电子崩发展中产生的高能电子引导放电发展过程建立起来的, 高能快电子的逃逸击穿和逃逸电子产生的 X 射线共同主导放电过程. 传统的有关逃逸电子的研究对象为平衡态等离子体范畴, 且对逃逸机理也尚未完全认识^[14]. 因此, 纳秒脉冲气体放电产生的非平衡态等离子体中的高能逃逸电子的测量研究是探索纳秒脉冲放电机理的重要内容.

为了产生能量更高、数目更多的逃逸电子, 一般采用陡上升沿、窄脉宽和高幅值的纳秒脉冲源. 此外, 由于逃逸电子流的脉宽非常短, 可达亚纳秒量级, 为了准确测量, 需要使用高时间分辨率的示波器^[15]. 受限于上述两方面, 逃逸电子的研究长期以来发展较慢. 近年来, 随着脉冲功率技术的发展,

* 国家自然科学基金 (批准号: 51207154, 51222701)、国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2014CB239505) 和新能源电力系统国家重点实验室开放基金 (批准号: LAPS14009) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: st@mail.iee.ac.cn

制造更高性能的电源和更高采样率的示波器成为可能, 因此关于逃逸电子的测量研究也得以快速开展^[16-19]. 关于逃逸电子束流的测量研究, 主要关注束流脉冲的脉宽、幅值和逃逸电子数目等几个测量指标^[16]. 其中脉宽时间和电流幅值是直接反映逃逸电子束流两个物理量, 测量波形与实际波形的差异大小直接反映出测量装置设计的优劣. 而逃逸电子数目则是根据这两个参数计算得出的, 可以反映出测量装置的效率. 可见上述三个因素是逃逸电子束流测量中比较重要的物理量, 研究人员也多将这三个指标作为测量结果的考量因素. Mesyats等^[17]使用上升沿约 100 ps, 脉宽为 0.15—5 ns 的亚纳秒脉冲发生器, 采用飞行时间法测量大气压空气中的逃逸电子束流, 施加电压超过 30 kV, 测得束流的脉宽约 50 ps, 上升沿约 30 ps, 幅值可达 10 A. Babich等^[18]利用自制的收集器测量空气下的逃逸电子束流, 施加电压在 30—110 kV 之间, 测得束流的脉宽约 0.8 ns 的波形, 上升沿约 0.4 ns, 每脉冲的逃逸电子数可达 10^9 . Tarasenko等^[19]采用上升沿 < 1.5 ns, 脉宽 < 5 ns, 重复频率 0.5—1500 Hz, 幅值可达 150 kV 的纳秒脉冲发生器, 测量了空气中阳极薄膜后的电子束流, 测得逃逸电子束流在电压脉冲施加后 600 ps 产生, 脉宽接近 100 ps, 电子数目大于 5×10^{10} . 本文研制了用于测量纳秒脉冲逃逸电子束流的收集器, 并基于 VPG-30-200 型纳秒脉冲源测量了大气压空气中的逃逸电子束流.

2 实验装置

实验系统如图 1 所示, 放电电源采用纳秒脉冲电源 VPG-30-200, 其结构类似于 SLEP-150M 型纳秒脉冲电源^[20,21]. 电源可以输出纳秒量级的高压负脉冲信号, 主要参数如下: 电压 30—200 kV; 上升时间 (上升沿的 10%—90%) 1.2—1.6 ns; 脉宽 (半高宽) 3—5 ns; 功率不大于 500 W. 放电结构为管板结构, 测量逃逸电子所用的收集器 (collector) 放置在阳极后方, 阴极为直径 3 mm, 壁厚 0.1 mm 的不锈钢管, 阳极为 15 μm 的铝箔. 电源输出电压通过电容分压器接到示波器, 分压比为 1290 : 1. 图 1(a) 表示测量逃逸电子束流时的实验布置, collector 设置在阳极后方, 与阳极距离为 5—7 mm, 漏斗状的黄铜收集体用来产生逃逸电子束流信号; 图 1(b) 表示测量放电电流时的实验布置, 此时用电阻分流器代替束流收集器. 分流器电阻为

0.03 Ω , 放电电流信号通过分流器进入示波器. 示波器型号为 Lecroy WR204Xi, 带宽和采样率分别为 2 GHz 和 10 G/s.

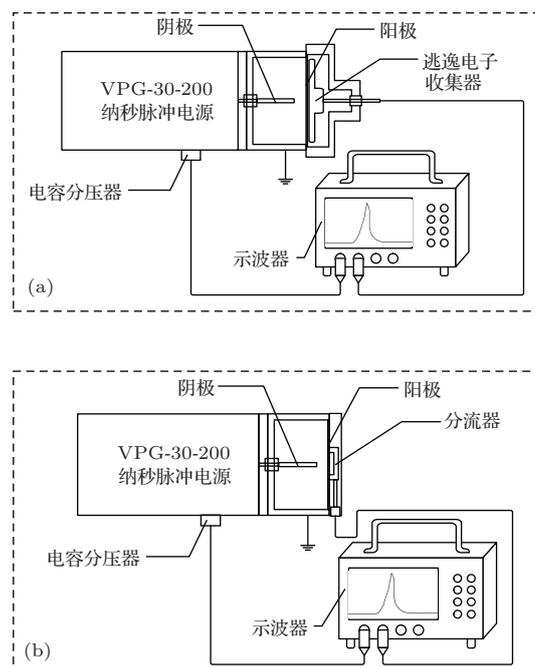


图 1 实验装置示意图 (a) 测量逃逸电子; (b) 测量放电电流

3 逃逸电子测量装置设计与测试

3.1 逃逸电子测量装置的研制

目前在核辐射实验中高能电子的测量通常使用的装置为法拉第杯. 法拉第杯的测量原理如下: 令电子束射入电荷吸收体, 电子能量随着运动逐渐消耗在电荷吸收体中, 形成电荷沉积, 产生电位差. 通过这种方法, 将带电粒子的能量转化为电信号, 再将产生的电流导出进行测量. 带电粒子的能量与电流成正比, 这样就间接实现了对电子束流进行测量. 法拉第杯设计的关键是电荷吸收体, 一般采用铝或高纯度石墨. 束流收集器的原理与法拉第杯类似, 逃逸电子在电荷吸收体中形成电荷沉积并产生电位差. 为了提高收集效率, 整个收集器做成凹锥形使反射电子能够再次被收集. 此外, 整体设计考虑了电磁屏蔽和紧凑布局, 减小了电磁干扰. 实验中电荷吸收体采用黄铜, 为盘式结构, 文中称为 collector-1, 如图 2 所示.

利用 collector-1 测量纳秒脉冲放电中的逃逸电子束流, 测量波形如图 2(c) 所示. 图中在施加电压幅值约为 130 kV 的情况下, 逃逸电子幅值达到

约 120 mA. 逃逸电子束流脉冲出现在施加电压波形的上升沿, 二者并无明显的时延, 这与文献 [17, 18] 中描述相符. 但是图中所示逃逸电子波形的脉宽接近 2 ns, 与文献 [17, 18] 所述的逃逸电子脉宽差距较大, 这一差异主要来源于传输线效应. 由于实验中电压激励为纳秒级别, 此时信号传输线的长度与信号波长的数量级相当, 需要考虑传输线的影响. 如果收集器的特性阻抗不匹配, 容易使测量波形的脉宽和形状出现畸变 [22]. 因此重新设计了收集器中的电荷吸收体, 将盘型的收集体改为同轴圆锥形, 希望有助于波形的改善.

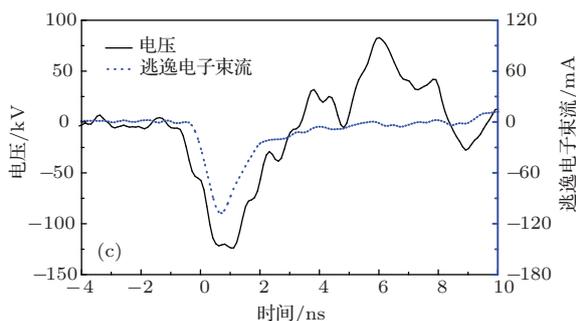
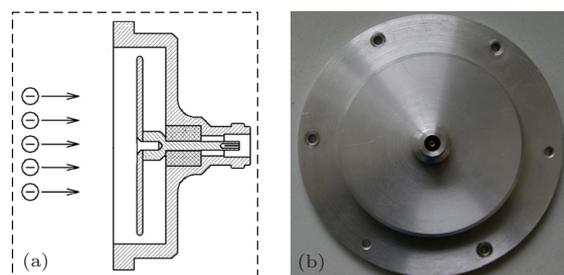


图2 初步设计的 collector-1 结构图与测试波形
(a) collector-1 结构图; (b) collector-1 照片;
(c) collector-1 典型波形

基于上述考虑设计制作了新型的收集器, 称为 collector-2, 其结构和照片分别如图 3(a), (b) 所示. 与 collector-1 相比, collector-2 将外壳和吸收体都做成同轴圆锥形, 这样可以保证在任何一个横截面上保持阻抗匹配. collector-2 的典型测量结果如图 3(c) 所示. 改进设计后, 测得逃逸电子束流的脉宽从接近 2 ns 减小到小于 1 ns, 上升沿从 1 ns 缩短到约 0.5 ns, 证明改进设计是有效的. 值得注意的是, 虽然使用 collector-2 测量时施加电压幅值 (约 80 kV) 低于使用 collector-1 测量的电压幅值 (约 130 kV), 但逃逸电子束流的幅值 (约 160 mA) 却高于 collector-1 的测量结果 (约 120 mA), 这说明采用改进设计后, 降低了测量过程中逃逸电子的损耗.

然而, 尽管改进设计改善了束流脉冲波形, 但束流波形与一些文献中的测量结果相比仍有一些差距, 主要体现在脉宽的差异. 根据文献所述, 逃逸电子的脉宽主要取决于逃逸电子收集器的设计 [23]. Rybka 等 [24] 采用新型的收集器设计, 缩小了吸收体的尺寸并改变形状, 将吸收体改为直径 3 mm 的铝制圆柱体; 此外, 将阳极从铝箔换成 5 mm 厚的铜板, 中间钻有 1 mm 直径的小孔. 这样处理相当于减小了逃逸电子的接收面积, 代价是测量的电子强度减小 (大部分电子都被铜板阻隔, 少数穿过小孔进入收集器). 利用这一装置, 他们测得了脉宽约 50 ps 的逃逸电子束流波形, 比本文的实验结果提高了一个数量级, 证明这种设计有助于进一步缩短测量脉宽. 因此, 收集器目前还有很多提高的空间. 此外, 他们测量使用的示波器采样率达 80 G/s, 而本文实验中使用的示波器采样率为 10 G/s. 如上文所述, 测量精度的差异也会对测量脉宽造成较大影响.

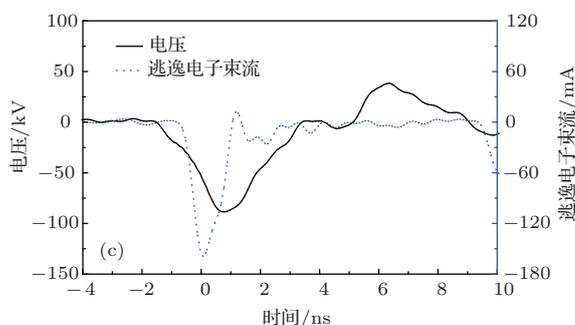
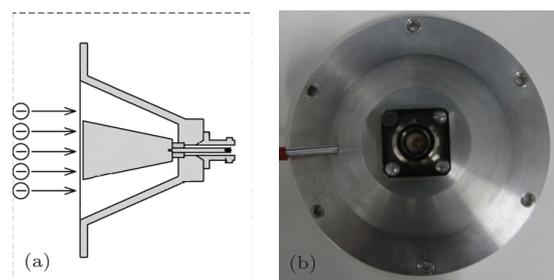


图3 改进设计的 collector-2 结构图与测试波形
(a) collector-2 结构图; (b) collector-2 照片;
(c) collector-2 典型波形

3.2 逃逸电子束流测量

利用自制的收集器对逃逸电子束流进行实验研究, 图 4 给出了实验中典型的电压电流波形和放电图像. 图 4(a) 表示施加电压较低的情形, 图 4(b) 表示施加电压较高的情形, 放电间隙保持为 12 mm. 图 4(c) 为从阳极背面拍摄放电的图像, 拍摄时的光圈为 F2.8, 感光度为 1600, 曝光时间为

0.5 s. 为了拍摄需要, 将封闭在真空腔内的阳极换成不锈钢网, 并去掉收集器或分流器.

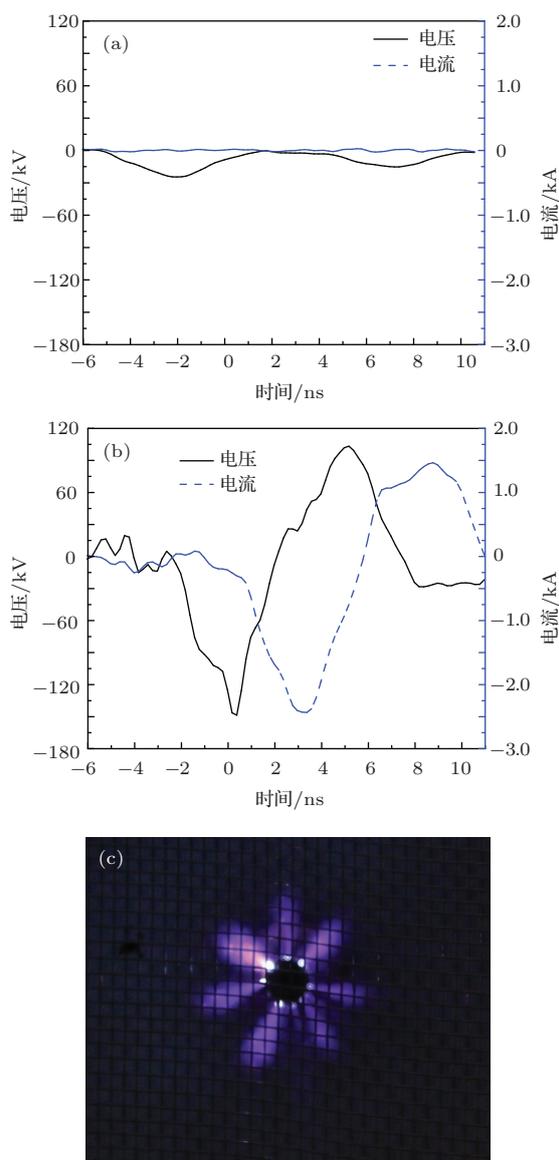


图4 (网刊彩色) 典型放电波形及放电图像 (a) 低电压下的电压电流曲线; (b) 高电压下的电压电流曲线; (c) 典型放电图像 (正面)

从图4(a), (b) 可以看出, 当电压约30 kV时, 间隙没有击穿, 放电电流幅值较小. 可以看出在第一个负脉冲7 ns之后还出现了第二个脉冲, 认为这是传输线效应所致. 若测量系统内部的阻抗不完全匹配, 电压波形则出现反射. 当电压约150 kV时, 施加电压的脉宽大约为4 ns, 放电电流可达2.5 kA, 电流波形比电压波形滞后一段时间. 这是因为电压测量和电流测量回路的传输线长度存在差异: 两处测量装置接入示波器使用的是同样长度的信号电缆, 均为1 m, 但分流器本身多了一段长约20 cm的电缆. 根据国家标准, 对于实验中使用的聚乙烯铜

芯射频电缆, 信号传播速度为光速的66%, 则这一段电缆产生的延迟时间约为1 ns. 将这一段时间延迟扣除后, 可以看出电流脉冲的产生发生在电压脉冲的上升沿, 在电压波形恢复为0时电流波形达到峰值, 这与实际放电情况相符.

图4(a), (b) 对应的放电图像如图4(c)所示, 图像的曝光时间为1 s. 可以观察到放电通道从管状阴极贯穿到阳极网, 呈现出发散状, 且未产生贯穿两极的放电细丝或强烈的电弧. 此时放电表现为典型的弥散模式^[25-27]. 在典型的管板电极结构下, 随着电极间隙的增加, 放电模式呈现出火花放电、弥散放电、电晕放电的转变过程. 本课题组之前研究了纳秒脉冲放电中, 逃逸电子发生韧致辐射产生X射线, 结果证明在上述三种放电模式中, 弥散放电产生的X射线最强, 即在该放电模式下, 产生的逃逸电子最多^[28-30]. 因此, 上述实验条件的设定有利于产生更多的逃逸电子, 方便进行逃逸电子束流的测量和研究.

根据逃逸电子电流波形还可以进一步计算每脉冲周期内释放的电荷量, 并计算相应的电子数目 N_e , 计算公式如下^[20]:

$$N_e = \frac{1}{e} \int_0^{\tau_p} I_e dt, \quad (1)$$

式中 I_e 表示逃逸电子电流, τ_p 表示逃逸电子束流的脉宽, e 表示一个电子的电荷量. 对于图3(c)的情形, 通过上述公式可以计算出 N_e 为 9.7×10^8 , 即上述实验条件下, 一次放电收集到的逃逸电子的数量级接近 10^9 个. 这一结果与Babich等^[18]的测量数量级相同, 但低于Tarasenko等^[19] 10^{10} 量级的测量结果. 造成数目差异的原因有: 束流的强度与传播过程中的气体状态关系很大, 气压的波动和气体成分的变化对电子束流损耗的影响很大; 逃逸电子测量装置包括收集器、同轴连接器、电缆、匹配元件, 其阻抗匹配对于测量波形也有很大影响. 因此, 即使使用相似的测量条件和装置, 测量结果也可能出现数量级的变化^[24]. 此外, 算得的电子数目差异与实验条件不同有关, 如文献^[19]中气隙从1—5 mm变化, 而本实验中气隙长度为12 mm, 因此测量幅值存在一个数量级的差别 (文献^[19]中达到了几A).

采用多个电压脉冲激励, 对逃逸电子束流的重复性进行了实验研究. 图5给出10个脉冲激励下的电压和逃逸电子束流波形. 实验条件为: 采用collector-2测量, 频率为0.1 Hz, 运行时间为100 s,

放电间隙为 15 mm. 图 5(a) 表示顺序模式下的电压和逃逸电子波形 (为了方便显示波形, 去掉了每次放电之间的间隔时间), 图 5(b) 是图 5(a) 中数据的重叠显示, 表示包络线模式下的逃逸电子波形. 可以看到在连续 10 次放电中, 每次放电都可以测量到逃逸电子束流, 这证明重复试验的条件下, 电源、电极结构及测量装置都有较好的稳定性. 值得注意的是, 虽然 10 次放电电压基本相同, 但产生的逃逸电子束流的幅值存在一些波动, 这种现象在高压放电试验中比较常见, 特别是测量电流幅值较小的逃逸电子束流, 无法保证每一个脉冲激励出幅值相等的逃逸电子束流. 除了上述差异, 可以看出每次测量的逃逸电子束流的上升沿一致, 脉宽也基本相同, 证明改进后的收集器的瞬态响应和时间分辨率比较稳定.

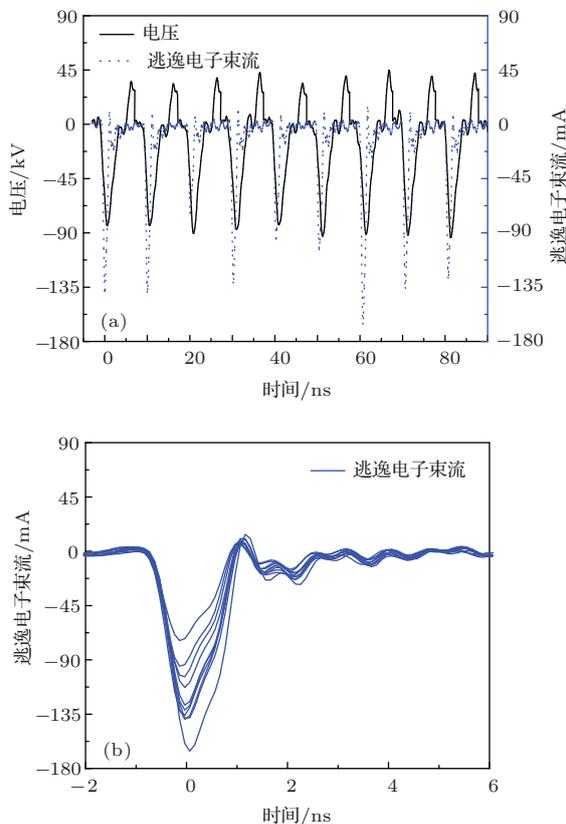


图 5 复频率下电压与逃逸电子束流波形 (a) 顺序模式; (b) 重叠模式

3.3 讨论

纳秒脉冲放电中, 若气隙上施加脉冲电压非常高, 部分场致发射产生的电子会转化为逃逸模式, 这些高能逃逸电子引导二次电子崩, 主导放电的发展 [31]. 上述电子在向阳极运动过程中获得的能量远大于非弹性碰撞损失的能量, 因此可以保证持续

加速. 可以由 (2) 式来判断电子能否发生逃逸 [32]:

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = eE - F(\varepsilon), \quad (2)$$

式中, ε 为电子的能量, x 表示在气隙中电子与阴极之间的距离 (即初始电子运动距离), E 表示电场强度, $F(\varepsilon)$ 为与背景气体粒子碰撞受到的阻力. 若忽略弹性散射, 则非弹性损失的阻力可由 Bethe 公式给出 [32]:

$$F(\varepsilon) = \frac{2\pi e^4 N_0 z}{\varepsilon} \ln\left(\frac{2\varepsilon}{I}\right) \quad (\varepsilon < I/2), \quad (3)$$

式中, N_0 为单位体积中性气体的粒子数目, z 为分子中电子的数量, I 为平均非弹性能量损失. 对 (3) 式求导, 计算当阻力取最大值时, $\varepsilon = 2.72I/2$. 代入得阻力最大值:

$$F_{\max}(\varepsilon) = \frac{4\pi e^4 N_0 z}{2.72I}. \quad (4)$$

取 300 K 时压强 P 与密度 N_0 的关系, 根据 (2) 式可以求出临界场强 [33]:

$$E_{\text{cr}} = \frac{F_{\max}(2.72I/2)}{e} = 3 \times 10^3 \frac{zP}{I} [\text{V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}]. \quad (5)$$

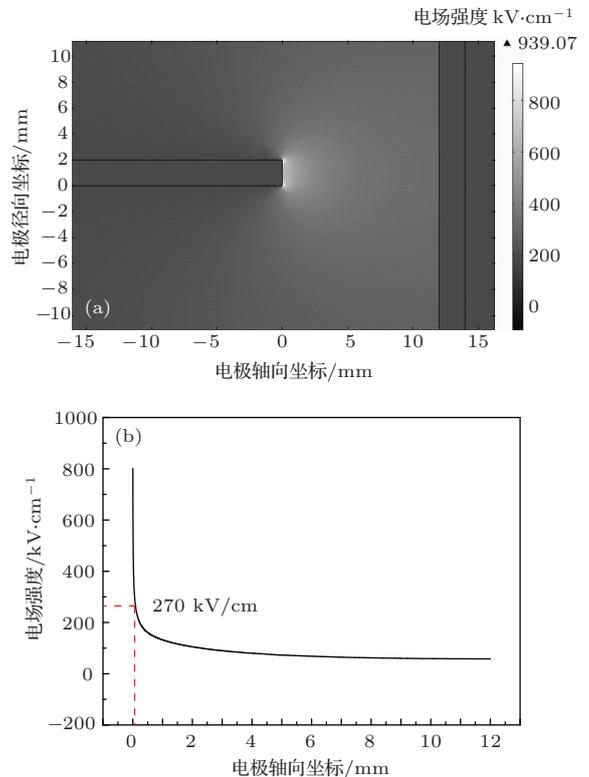


图 6 利用数值仿真方法计算本实验条件下的静电场分布 (a) 场强的 2D 分布; (b) 轴线上场强随距离的变化曲线

以空气中的主要成分氮气为例, 取 $z = 14$, $I = 80 \text{ eV}$, $P = 760 \text{ Torr}$ ($1 \text{ Torr} = 1.33 \times 10^2 \text{ Pa}$), 由

此可以求出临界场强 $E_{cr} = 450$ kV/cm. 超过临界场强后, 随着电子能量的增加, 阻力反而减小, 从而部分高能电子能在电场作用下得到加速, 成为逃逸电子.

利用 Comsol 软件进行数值模拟, 研究本文所述实验条件下 (电压约为 100 kV, 间隙距离为 12 mm) 的静电场分布. 图 6(a) 表示仿真获得的静电场二维分布, 图 6(b) 表示仿真结果中电极对称轴上电场强度沿轴线方向的分布. 可以看出管状电极附近的场强较大, 最高场强达到了 800 kV/cm, 超出上文所述的逃逸阈值 450 kV/cm, 这表明本文实验中的场强范围存在初始逃逸电子. 此外, 若场强高于 270 kV/cm, 虽然不存在初始逃逸电子, 但电子能量可以在运动中得到积累, 最后仍然存在逃逸电子^[34]. 图 6(b) 中标出了场强为 270 kV/cm 的点, 横坐标约为 0.08 mm, 因此仿真结果表明, 距离管状阴极 0.08 mm 区域内部都可以产生逃逸电子, 证明了本文测量结果的合理性.

4 结 论

本文对大气压管板电极结构下的逃逸电子特性进行了实验研究. 采用自制的收集器测量了逃逸电子产生的束流, 并对收集器与电源的阻抗匹配进行了优化. 实验结果表明利用脉宽为 3—5 ns、上升沿 1.2—1.6 ns 的纳秒脉冲电源激励的放电表现为典型的弥散放电模式. 在这种放电中, 利用自行研制的收集器可以有效地测得逃逸电子束流, 优化设计后的收集器测得的逃逸电子束流的脉宽更窄, 幅值更大, 达到了改善测量的目的. 测得束流的上升沿约为 0.5 ns, 半高宽小于 1 ns, 计算的逃逸电子数最高可达 10^9 . 此外, 多个脉冲激励的放电中的逃逸电子束流测量的实验结果表明, 所研制的收集器具有较高的可靠性, 其瞬态响应和时间分辨率比较稳定. 采用该收集器将开展不同脉冲参数 (幅值、半高宽和上升沿) 和实验条件 (场强、气压和气氛) 下逃逸电子束流的特征研究, 从而为探索纳秒脉冲气体放电机理提供可能.

参考文献

[1] Lu X P, Yan P, Ren C S, Shao T 2011 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **41** 801 (in Chinese) [卢新培, 严萍, 任春生, 邵涛 2011 中国科学: 物理学力学天文学 **41** 801]

[2] Shao T, Sun G S, Yan P, Gu C, Zhang S C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5964 (in Chinese)[邵涛, 孙广生, 严萍, 谷琛, 张适昌 2006 物理学报 **55** 5964]

[3] Li Y, Mu H B, Deng J B, Zhang G J, Wang S H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 124703 (in Chinese)[李元, 穆海宝, 邓军波, 张冠军, 王曙鸿 2013 物理学报 **62** 124703]

[4] Yu J L, He L M, Ding W, Wang Y Q, Du C 2013 *Chin. Phys. B* **22** 055201

[5] Zhang C, Shao T, Tarasenko V F, Ma H, Ren C Y, Kostyrya I D, Zhang D D, Yan P 2012 *Phys. Plasmas* **19** 123516

[6] Che X K, Nie W S, Zhou P H, He H B, Tian X H, Zhou S Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 224702 (in Chinese)[车学科, 聂万胜, 周朋辉, 何浩波, 田希晖, 周思引 2013 物理学报 **62** 224702]

[7] Dai D, Wang Q M, Hao Y B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 135204 (in Chinese)[戴栋, 王其明, 郝艳捧 2013 物理学报 **62** 135204]

[8] Shao T, Zhang C, Long K H, Wang J, Zhang D D, Yan P 2013 *Chin. Phys. B* **19** 040601

[9] Wang X Q, Dai D, Hao Y B, Li L C 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 230504 (in Chinese)[王敦青, 戴栋, 郝艳捧, 李立涅 2012 物理学报 **61** 230504]

[10] Mesyats G A, Bychkov Y I, Kremnev V V 1972 *Sov. Phys. Usp.* **15** 282

[11] Kunhardt E E, Byszewski W W 1980 *Phys. Rev. A* **21** 2069

[12] Babich L P 2005 *Sov. Phys. Usp.* **48** 1015

[13] Vasilyak L M, Vetchinin S P, Polyakov D N 1999 *Tech. Phys. Lett.* **25** 749

[14] Lu H W, Zha X J, Hu L Q, Lin S Y, Zhou R J, Luo J R, Zhong F C 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 075202 (in Chinese)[卢洪伟, 查学军, 胡立群, 林士耀, 周瑞杰, 罗家融, 钟方川 2012 物理学报 **61** 075202]

[15] Alekseev S B, Orlovskii V M, Tarasenko V F 2003 *Tech. Phys. Lett.* **29** 411

[16] Zhang C, Tarasenko V F, Shao T, Baksht E Kh, Burachenko A G, Yan P, Kostyrya I D 2013 *Laser Part. Beams* **31** 353

[17] Mesyats G A, Reutova A G, Sharypov K A, Shpak V G, Shunailov S A, Yalandin M I 2011 *Laser Part. Beams* **29** 425

[18] Babich L P, Loiko T V 2010 *Plasma Phys. Rep.* **36** 263

[19] Baksht E H, Burachenko A G, Kostyrya I D, Lomaev M I, Rybka D V, Shulepov M A, Tarasenko V F 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 185201

[20] Tarasenko V F, Kostyrya I D, Baksht E K, Rybka D V 2011 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **18** 1250

[21] Alekseev S B, Lomaev M I, Rybka D V, Tarasenko V F, Shao T, Zhang C, Yan P 2013 *High Voltage Engineering* **39** 2112

[22] Alekseev S B, Baksht E K, Rybka D V, Tarasenko V F 2013 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41** 2201

[23] Tarasenko V F, Rybka D V, Burachenko A G, Lomaev M I, Balzovsky E V 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 086106

[24] Rybka D V, Tarasenko V F, Burachenko A G, Balzovskii E V 2012 *Tech. Phys. Lett.* **38** 653

- [25] Shao T, Zhang C, Niu Z, Yan P, Tarasenko V F, Baksht E Kh, Burachenko A G, Shutko Y V 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 021503
- [26] Zhang C, Gu J W, Shao T, Ma H, Yan P 2014 *High Power Laser and Particle Beams* **26** 045029 (in Chinese) [章程, 顾建伟, 邵涛, 马浩, 严萍 2014 强激光与粒子束 **26** 045029]
- [27] Shao T, Tarasenko V F, Zhang C, Baksht E K, Zhang D, Erofeev M V, Yan P 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 093301
- [28] Zhang C, Shao T, Niu Z, Zhang D D, Wang J, Yan P 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 035202 (in Chinese) [章程, 邵涛, 牛铮, 张东东, 王珏, 严萍 2012 物理学报 **61** 035202]
- [29] Zhang C, Shao T, Yu Y, Niu Z, Yan P, Zhou Y 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **31** 123501
- [30] Shao T, Zhang C, Niu Z, Yan P, Tarasenko V F, Baksht E K, Kostyrya I D, Shutko V 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 083306
- [31] Zhang C, Shao T, Yan P, Tarasenko V F 2013 *High Voltage Engineering* **39** 2095
- [32] Burachenko A G, Tarasenko V F 2010 *Tech. Phys. Lett.* **36** 1158
- [33] Tarasenko V F, Yakovlenko S I 2004 *Phys. Usp.* **47** 887
- [34] Zhang C, Shao T, Ma H, Zhang D, Ren C, Yan P, Tarasenko V, Schamiloglu E 2013 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **20** 1304

Runaway electron beams in nanosecond-pulse discharges*

Zhang Cheng¹⁾²⁾ Ma Hao¹⁾³⁾ Shao Tao^{1)2)†} Xie Qing⁴⁾ Yang Wen-Jin¹⁾²⁾ Yan Ping¹⁾²⁾

1) (Institute of Electrical Engineering, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

2) (Key Laboratory of Power Electronics and Electric Drive, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

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

4) (State Key Laboratory of Alternate Electrical Power System with Renewable Energy Sources, North China Electric Power University, Baoding 071003, China)

(Received 13 December 2013; revised manuscript received 16 January 2014)

Abstract

Conventional discharge (Townsend and streamer mechanisms) theories are not able to well explain the phenomenon in nanosecond-pulse discharges. Recently, much attention has been paid to the runaway breakdown due to high-energy electrons in nanosecond-pulse discharges, and some experimental data confirm that high-energy runaway electron beam is an important characteristic parameter for nanosecond-pulse discharges. In this paper, two designed collectors are used for detecting runaway electron beams in nanosecond-pulse discharges. These collectors are used to measure the runaway electron beams in discharges driven by a nanosecond-pulse generator with a pulse width of 3–5 ns and a rise time of 1.2–1.6 ns. The measuring principle of both two collectors is similar to that of Faraday cup, where high-energy electrons are collected by a metal cone, and converted into an electric signal that can be recorded by an oscilloscope. Furthermore, optimal designs of collectors are conducted in order to improve the impedance matching characteristics and to obtain better recording data. Using the above two collectors, characteristics of runaway electron beams are investigated. Experimental results show that runaway electron beams can be effectively measured by the collectors, and the optimized collector has a shorter time resolution and higher amplitude of the runaway electron beam current. When the applied voltage is 80 kV, the electron beam current can be measured with an amplitude of 160 mA and a full width at half maximum of less than 1 ns. In addition, experimental results with pulse sequences prove that the collectors have excellent reliability, and both the transient response and the time resolution are stable.

Keywords: gas discharge, nanosecond pulse, runaway electron beam, collector

PACS: 52.80.–s, 51.50.+v, 52.80.Hc, 52.80.Mg

DOI: 10.7498/aps.63.085208

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51207154, 51222701), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2014CB239505), and State Key Laboratory of Alternate Electrical Power System with Renewable Energy Sources, China (Grant No. LAPS14009).

† Corresponding author. E-mail: st@mail.iee.ac.cn