

облучения исследуемый образец расположен вдоль оси симметрии перпендикулярно плоскости. Внизу рисунка показан веер траекторий вторичных электронов, поступающих в анализатор. Намп выбраны следующие параметры зеркала:  $\chi_1 = 55^\circ$ ,  $\chi_2 = 79.34^\circ$ ,  $\mu = R_1/r_1 = 2.4378$ , параметр отражения СЗ [1]  $S = (qU_1/2w) (1 - R_1/R_2)^{-1} = 2.5073$ , параметр отражения ЦЗ [2]  $p = [w/qu_2] \ln (r_2/r_1)]^{1/2} \sin \alpha = 0.8691$ . В этом случае  $\lambda_1 = 0.5736$ ,  $\lambda_2 = 0.4009$ ,  $l = 10.684$ ,  $\alpha_1 = 44.344^\circ$ , прожегочное кольцевое изображение находится на поверхности внутреннего цилиндра ЦЗ. Линейная дисперсия по энергии равна линейной дисперсии ЦЗ  $D = 8.120$ , коэффициент продольного увеличения  $\Gamma = 1.4307$ .

### Список литературы

- [1] *Зашквара В. В., Юрчак Л. С., Былинкин А. Ф.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 10. С. 2010—2020.  
 [2] *Зашквара В. В., Корсунский М. И., Космачев О. С.* // ЖТФ. 1966. Т. 36. Вып. 1. С. 132—138.

Институт ядерной физики АН КазССР  
 Алма-Ата

Поступило в Редакцию  
 31 мая 1989 г.

04; 12

Журнал технической физики, т. 60, в. 4, 1990

© 1990 г.

## ОБРАЗОВАНИЕ НОВЫХ КАТОДНЫХ ПЯТЕН В ВАКУУМНОМ РАЗРЯДНИКЕ

*Д. Ф. Алферов, В. А. Воздвиженский, И. О. Сибиряк*

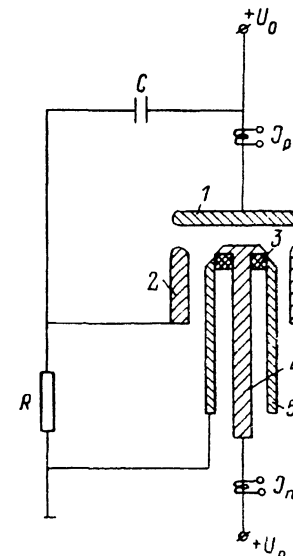
Определение условий образования новых катодных пятен (КП), инициируемых взаимодействием плазмы вакуумного разряда с поверхностью катода, является одной из основных задач, стоящих перед исследователями физических основ вакуумной дуги и разработчиками сильноточных коммутационных аппаратов. Обсуждаемые в литературе [1, 2] механизмы образования таких пятен предполагают создание высокой напряженности электрического поля  $E \sim (10^5 - 10^6)$  В/см между поверхностью катода и прилегающей к ней плазмой. В работе [3] получена зависимость напряжения  $U_k$  на прикатодном слое, при котором возникает пятно, от концентрации плазмы  $n$ , которая аппроксимируется соотношением  $n \cdot U_k = 4.4 \cdot 10^{17}$  В/см<sup>-3</sup>. При этом для определения напряженности поля в слое  $E = (4\pi n)^{1/2} (keT U_k)^{1/4}$  [1] необходимо знать еще температуру ионов  $T$ . Здесь  $e$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана.

В настоящей работе исследована зависимость условия возникновения КП от напряжения  $U_k$  и тока вспомогательного источника плазмы. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Показанная на рис. 1 электродная система состоит из анодного диска 1 и цилиндрического катода 2 с внешним диаметром 35 мм. Внутри катода соосно размещен вспомогательный источник плазмы, который отделен от основного катода и анода вакуумным зазором  $\sim 1.5$  и 5 мм соответственно.

Разряд в источнике плазмы происходит по поверхности диэлектрической вставки 3 между электродами 4, 5. Все электроды выполнены из сплава хром—медь 50—50 и размещены в разборном макете вакуумной камеры. Перед началом опыта камера вместе с электродным узлом прогревалась при температуре  $\sim 300^\circ\text{C}$  не менее 8 ч. В процессе измерений давление в камере поддерживалось на уровне  $\leq 10^{-6}$  Тор магниторазрядным насосом НОРД-100. Для регистрации импульсов тока разряда  $J_p$  и тока поджига  $J_n$  использовались пояса Роговского, обеспечивающие временные разрешения не хуже 20 нс.

После заряда емкости  $C = 0.22$  мкФ до заданного напряжения  $U_0 = 1 - 20$  кВ на поджигающий электрод 4 подается импульс напряжения положительной полярности  $U_n = 1 - 10$  кВ

Рис. 1.



длительностью  $\tau = 1.6$  мкс. Под действием этого напряжения в цепи вспомогательного источника плазмы формируется прямоугольный импульс тока  $J_n$  с фронтом  $\leq 100$  нс (рис. 2, а). Примерно через 200 нс от начала тока поджига происходит замыкание вакуумного зазора плазмой, генерируемой узлом поджига, и начинается разряд емкости  $C$  через сопротивление  $R = 2$  кОм. При этом разность потенциалов между основным катодом и плазмой принимает значение  $U_1 \approx -U_0$ , которое поддерживается практически постоянным на всей длительности тока поджига  $\tau \ll RC \approx 0.44$  мс. Падением напряжения на межэлектронном зазоре по сравнению с  $U_0$  в этом случае можно пренебречь.

При превышении током поджига некоторого предельного значения тока  $J_n$  ( $J_n \geq J_n^*$ ) в цепи разряда наблюдается резкий рост тока, обусловленный возникновением КП на поверхности основного катода (рис. 2, б). Постепенно повышая амплитуду тока поджига при

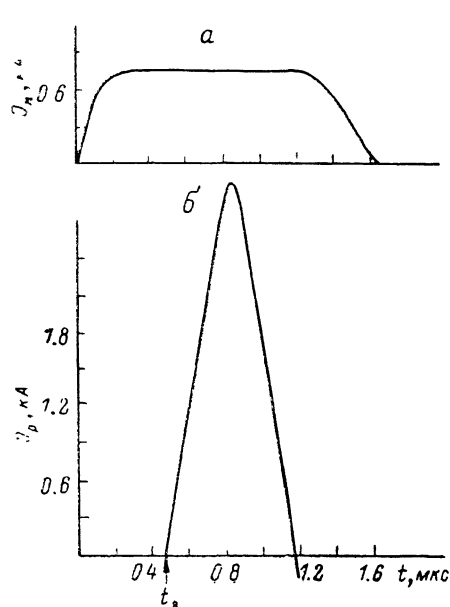


Рис. 2. Осциллограммы тока поджига (а) и тока разряда (б).

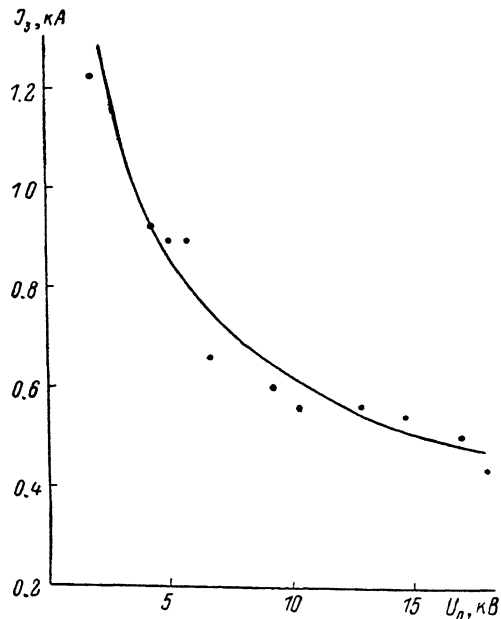


Рис. 3. Зависимости тока зажигания КП от зарядного напряжения.

Точки — эксперимент, сплошная кривая — расчет при  $E_{пр} = 3.4 \cdot 10^6$  В/см.

фиксированном значении  $U_0$ , нами было найдено  $J_n = J_n^*$ , начиная с которого происходит стабильный пробой прикатодного слоя. Полученные таким образом значения  $J_n^*$  при различных  $U_0$  показаны точками на рис. 3. Относительная ошибка измерений тока  $J_n^*$  по нашим оценкам не превышает 20%. Отметим, что при  $J_n \geq J_n^*$  момент возникновения КП ( $t_3$ ) наблюдается в широком временном интервале от  $t_3 \geq 200$  нс до  $\leq 2$  мкс, т. е. и после окончания импульса поджига. Большой разброс времени  $t_3$  свидетельствует о статистическом характере пробоя прикатодного слоя. Возможность сравнительно большого времени задержки пробоя ( $t_3 > \tau$ ) обусловлена тем, что возникновение КП происходит над плазмой, образованной током в момент времени  $t' = t_3 - (r/v)$ , где  $r$  — расстояние от источника плазмы до катода,  $v$  — скорость ионов плазмы.

Полученные нами экспериментальные данные согласуются с предположением о фиксированном значении пробивной напряженности электрического поля  $E_{пр}$  в прикатодном слое. Полагая, что плазма полностью ионизирована и в прикатодном слое реализуется бесстолкновительное движение ионов, толщину слоя  $d$  и напряженность поля в нем  $E$  можно оценить, воспользовавшись соотношением Ленгмюра для плотности тока

$$j \left( \frac{\text{A}}{\text{см}^2} \right) = 5.46 \cdot 10^{-8} \frac{U_{\kappa} (\text{В})^{3/2}}{\sqrt{M} d (\text{см})^2}, \quad (1)$$

где  $M$  — молекулярный вес иона.

В случае сферически симметричного разлета плазмы плотность ионного тока на расстоянии  $r$  от узла поджига можно представить в виде [1]

$$j(t) = ezv = \frac{ez\gamma J(t')}{2\pi r^2 m}, \quad (2)$$

где  $ez$ ,  $m$ ,  $n$  — средний заряд, масса и концентрация ионов соответственно;  $\gamma$  — скорость эрозии вспомогательного узла поджига, связанная с искоммым им потоком ионов;  $J(t')$  — ток поджига в момент времени запаздывания  $t'$ .

Приравняв правые части выражений (1), (2) и воспользовавшись соотношением для напряженности поля в слое  $E = (4/3)(U_k/d)$ , получим

$$E \left( \frac{\text{В}}{\text{см}} \right)^2 = 5.2 \cdot 10^6 \frac{f \cdot \sqrt{M} J(A) \sqrt{U_k(B)}}{r(\text{см})^2}, \quad (3)$$

где  $f = (ez\gamma)/m$  — доля ионного тока относительно полного тока поджига.

Для медного катода, например, можно положить  $\gamma = 5 \cdot 10^{-5}$  г/Кл и при  $z=1$  получим  $f = 7.6 \cdot 10^{-2}$ , что согласуется с экспериментальными данными для дугового разряда  $f=8-10\%$  [4]. Положив  $r=0.15$  см,  $M=64$  и  $f=10^{-1}$ , перепишем выражение (3) для нашего случая в виде

$$J(\text{А}) \sqrt{U_k(\text{В})} \approx 5.4 \cdot 10^{-9} E \left( \frac{\text{В}}{\text{см}} \right)^2. \quad (4)$$

Здесь уже не учитывается зависимость от времени запаздывания  $t'$ , так как в условиях нашего опыта в течение этого времени величина тока поджига практически постоянна. Зависимость (4), отнормированная на точку  $J_s=920$  А и  $U_0=4400$  В, соответствующую значению  $E_{np} \approx 3 \cdot 10^6$  В/см, показана на рис. 3 сплошной линией. Эта зависимость согласуется с данными эксперимента. Оцененное таким образом значение  $E_{np}$  не противоречит результатам, полученным при пробое малых зазоров [5]. В наших условиях толщина прикатодного слоя составляет  $d \approx 8 \cdot 10^{-4} - 7 \cdot 10^{-3}$  см.

Заметное отличие наших результатов от приведенных в [3] можно объяснить различием в длительности действия источника плазмы. В [3] источник действовал в течение 300 мкс и только затем прикладывалось зондирующее напряжение. Поэтому возможен приход достаточно крупных капель от источника плазмы к зонду, что могло исказить результаты опытов, если учесть небольшую толщину слоя пространственного заряда у зонда. В наших опытах капли не успевали прийти в прикатодный слой из-за значительного различия в скорости частиц  $\sim 10^4$  см/с и плазмы  $\sim 10^6$  см/с.

Полученные результаты имеют прямое отношение к созданию вакуумных управляемых разрядников, работающих на частотах до нескольких килогерц при длительности импульса тока в единицы или десятки микросекунд. При традиционном исполнении разрядника в виде тригatronа возникает неразрешимая пока проблема привязки катодных пятен основного разряда к узлу поджига и его быстрое разрушение. Это связано с малой скоростью перемещения катодных пятен, обычно не превышающей  $10^4$  см/с. При длительности импульса тока  $\sim 10^{-5}$  с пятна не успевают отойти от поджигающего узла дальше одного миллиметра. Зажигание основного разряда с помощью плазменного источника, удаленного на некоторое расстояние от основного катода, поможет решить проблему разрушения узла поджига и значительно поднять ресурс высокочастотных вакуумных разрядников.

### Список литературы

- [1] Проскуровский Д. И., Пучкарев В. Ф. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 12. С. 2611—2618.
- [2] Месля Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984. 256 с.
- [3] Перский Н. Е., Сысун В. И., Хромой Ю. Д. // Тез. докл. VII Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Томск, 1988. Ч. 1. С. 13—15.
- [4] Тоуа Н., Hayashi T., Murai Y. // J. Phys. D. 1987. Vol. 20. N 11. P. 1484—1489.
- [5] Сливков И. Н. Электроизоляция и разряд в вакууме. М.: Атомиздат, 1972. 304 с.

Всесоюзный электротехнический институт  
им. В. И. Ленина  
Москва

Поступило в Редакцию  
5 июня 1989 г.