

## Краткие сообщения

04;10;12

### Об электрической прочности ускоряющего промежутка плазменного источника электронов в форвакуумном диапазоне давлений

© В.А. Бурдовицин, М.Н. Куземченко, Е.М. Окс

Томский государственный университет систем управлений и радиоэлектроники,  
634050 Томск Россия  
e-mail: burdov@fet.tusur.ru

(Поступило в Редакцию 14 августа 2001 г. В окончательной редакции 10 ноября 2001 г.)

Представлены результаты определения условий потери электрической прочности ускоряющим промежутком плазменного источника электронов. Установлено, что в зависимости от размера отверстий в эмиссионном электроде и давления газа могут реализоваться два типа пробоя. Один из них возникает как результат зажигания низковольтного разряда между электродами ускоряющей системы. Другой тип обусловлен переключением основного разряда с анода на ускоряющий электрод.

Формирование эмитирующей среды в плазменных источниках электронов (ПИЭЛ) [1] требует или специального напуска рабочего газа (системы на основе разрядов низкого давления [2]), или использования в качестве плазмообразующей среды паровой фазы материала катода (вакуумно-дуговые источники [3]). В обоих случаях это обуславливает повышенное давление газа в ускоряющем промежутке, а следовательно, и снижение его электрической прочности. Проблема становится особенно актуальной для электронных источников, предназначенных для работы в форвакуумном диапазоне давлений [4,5]. Целью настоящей работы становилось определение условий и причин потери электрической прочности ускоряющим промежутком ПИЭЛ в области повышенных давлений газа.

В экспериментах использовался источник электронов на основе разряда с полым катодом и плоскопараллельной ускоряющей системой (рис. 1), подробно описанный в [5]. В настоящей работе для обеспечения визуальных наблюдений высоковольтный изолятор источника изготавливался из оргстекла. Провоцирование электрического пробоя промежутка осуществлялось либо подъемом ускоряющего напряжения, либо увеличением разрядного тока. При этом в качестве параметров были выбраны давление газа и геометрия электродов. Момент пробоя фиксировался по резкому возрастанию тока  $I_e$  в цепи высоковольтного выпрямителя, подключенного к ускоряющему промежутку, а также по появлению яркого свечения между электродами ускоряющей системы. Полученные зависимости представляют собой результат статистической обработки многократных измерений.

Проведенные наблюдения позволили установить существование двух разновидностей пробоя ускоряющего промежутка. Пробой первого типа, который условно назовем „межэлектродный“, реализуется между внешней поверхностью анода и ускоряющим электродом. Для

этого случая резкое возрастание тока регистрируется только в цепи высоковольтного выпрямителя. Пробой второго типа реализуется между разрядной плазмой и ускоряющим электродом. При этом ток пробоя протекает по цепи ускоряющий электрод–плазма–полый катод и регистрируется как в цепи высоковольтного выпрямителя, так и в цепи блока питания разряда. Пробой второго типа, обозначаемому далее как „плазменный“ пробой, предшествует появлению низкочастотных (0.1–10 kHz) шумов разрядного тока.

Тип пробоя, который реализуется в конкретной ситуации, определяется главным образом размером  $h$  эмиссионных отверстий ПИЭЛ и давлением газа в ускоряющем промежутке. Относительно малый размер отверстий и

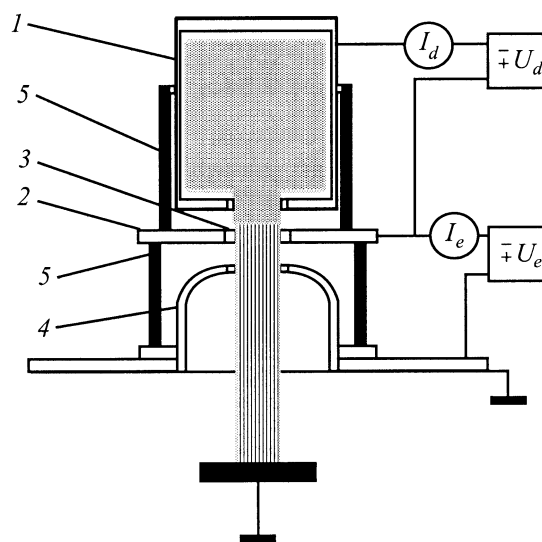


Рис. 1. Схема источника электронов: 1 — полый катод, 2 — анод, 3 — сетка или пластина с отверстиями, 4 — экстрактор, 5 — изолятор.

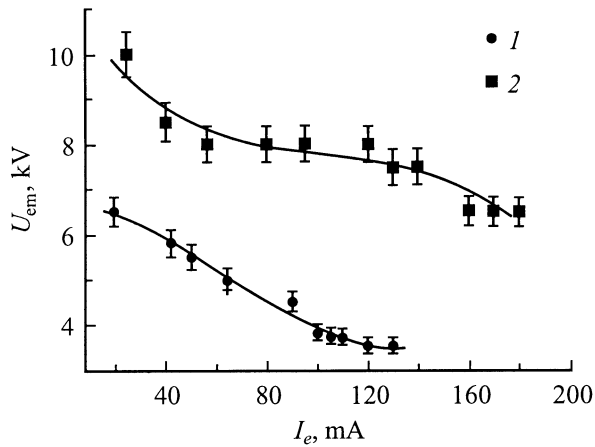


Рис. 2. Зависимость максимального ускоряющего напряжения  $U_m$  от эмиссионного тока  $I_e$ .  $p = 10$  (1),  $9$  Па (2).

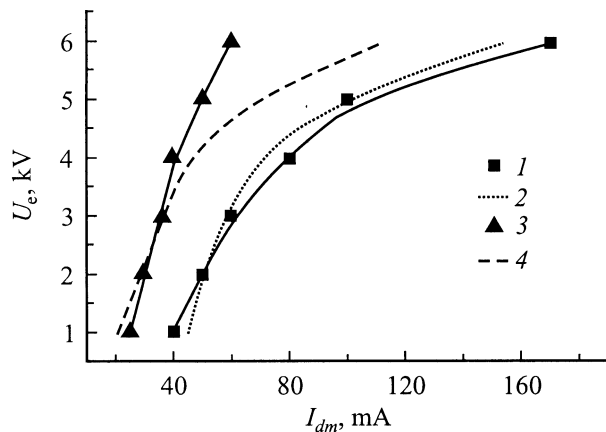


Рис. 3. Предельный разрядный ток  $I_{dm}$  как функция ускоряющего напряжения  $U_e$ . 1, 3 — эксперимент; 2, 4 — расчет;  $p = 14.6$  (1, 2);  $15.3$  Па (3, 4).

низкое давление приводят к „межэлектродному“ пробую, тогда как большие отверстия и высокое давление обуславливают „плазменный“ механизм пробоя.

В наших экспериментах в качестве эмиссионного электрода использовалась титановая пластина толщиной  $0.5$  мм с отверстиями диаметром  $0.6$  мм. Реализация пробоя первого типа осуществлялась путем увеличения напряжения на ускоряющем промежутке при заданном значении эмиссионного тока. Эксперименты, проведенные с различными анодными электродами (сетки, пластины с разным числом отверстий), показали, что фактором, влияющим на пробой, оказывается именно эмиссионный ток. На рис. 2 приведены зависимости напряжения  $U_{em}$  пробоя ускоряющего промежутка от тока  $I_e$  эмиссии электронов для различных давлений газа, причем ток эмиссии фиксировался в момент, непосредственно предшествующий пробую. Результаты экспериментов позволяют сделать вывод о том, что

электронный пучок способствует пробую ускоряющего промежутка. В то же время при исследовании межэлектродного пробоя было замечено, что при превышении эмиссионным током некоторого порогового значения имеет место увеличение пробивного напряжения  $U_{em}$ , отмеченное впервые в [4].

Пробой второго типа удавалось наблюдать при увеличении разрядного тока и сохранении заданного напряжения на ускоряющем промежутке. На рис. 3 представлены зависимости предельного разрядного тока  $I_{dm}$  от ускоряющего напряжения  $U_e$ . Как следует из представленных результатов, характер зависимостей противоположен тем, которые имели место для пробоя первого типа. Увеличение прозрачности анодного электрода путем увеличения числа отверстий сдвигало ток  $I_{dm}$  в сторону больших значений. Проведенные эксперименты свидетельствуют в пользу того, что фактором, определяющим наступление пробоя в этом случае, является именно разрядный, а не эмиссионный ток.

Различие в условиях наблюдения и характере проявления двух типов пробоя свидетельствует о различии их физических механизмов. При анализе межэлектродного пробоя следует иметь в виду, что в отсутствие эмиссии, т. е. при токе разряда  $I_d = 0$ , подача ускоряющего напряжения приводит к зажиганию в ускоряющем промежутке хорошо известного высоковольтного тлеющего разряда с токами в единицы миллиампер. В действительности электрический пробой представляет собою переход от высоковольтной формы разряда к низковольтной. Причина такого перехода кроется в появлении дополнительного ионизатора, роль которого в данном случае выполняет электронный пучок.

Полученные результаты по пробую второго типа могут быть объяснены на основе модели, изложенной в [4]. Суть модели составляет положение о том, что пробой ускоряющего промежутка наступает при проникновении в него плазмы из разрядной области. Условий для такого проникновения два. Первое — уменьшение толщины прианодного слоя пространственного заряда, отделяющего разрядную плазму от анода до величины, значительно меньшей размера эмиссионных отверстий. Второе условие состоит в том, что оцененное из закона „степени  $3/2$ “ расстояние плазма–ускоряющий электрод должно быть меньше протяженности ускоряющего промежутка. При выполнении этих условий происходит переключение разрядного тока с анода на ускоряющий электрод, сопровождающееся резким падением напряжения на ускоряющем промежутке [6], что и рассматривается нами как пробой. Отмеченная в [4] зависимость предельного давления от размеров эмиссионных отверстий, а также установленное в настоящей работе обстоятельство, что фактором, контролирующим пробой, оказывается разрядный, а не эмиссионный ток, не позволяют рассматривать в качестве основного механизма пробоя предложенное в [7] переключение пучковой и разрядной плазмы.

Основной причиной уменьшения толщины прианодного слоя является возрастание концентрации плазмы как за счет увеличения разрядного тока, так и в результате поступления газовых ионов из ускоряющего промежутка. В то же время рост потенциала плазмы, вызываемый в конечном счете повышением потенциала ускоряющего электрода, приводит к увеличению толщины слоя. При этом потенциал плазмы полагается положительным по отношению к аноду, что подтверждается прямыми измерениями, проведенными в помощь эллипсоидного зонда. Выражение для потенциала плазмы  $\varphi_p$  может быть получено с учетом баланса токов, а также возможности проникновения поля ускоряющего электрода в эмиссионные отверстия

$$\varphi_p = \frac{kT_e}{e} \ln \left[ \frac{S_a j_{ex} (1 + \xi (\exp(\frac{eD\varphi_e}{kT_e})))}{I_d} \right], \quad (1)$$

где  $j_{ex}$  — плотность хаотического электронного тока в плазме,  $\varphi_e$  — потенциал ускоряющего электрода,  $D$  — электрическая прозрачность анодного электрода,  $S_a$  — площадь анода,  $\xi$  — отношение площадей эмиссии и анода.

Используя полученное в [4] выражение для толщины  $l$  прианодного слоя пространственного заряда и принимая в качестве условия проникновения плазмы из разрядной области в ускоряющий промежуток соотношение  $l = \beta h$ , получаем формулу, связывающую предельный разрядный ток с параметрами разрядно-эмиссионной системы, а также сортом и давлением газа,

$$I_{dm} = \frac{4}{(\beta h)^2} \left[ \frac{\epsilon_0 \varphi_p^{3/2}}{\sqrt{ekT_e}} \left( 1 - \frac{3}{4} n_n Q_e d \frac{Q_i}{Q_n} \sqrt{\frac{MT_e}{mT_i}} \right) \right] \times \left( 0.4eS_c \sqrt{\frac{2kT_e}{M}} \right), \quad (2)$$

где  $n_n$  — концентрация нейтралей в ускоряющем промежутке;  $Q_e$ ,  $Q_i$ ,  $Q_n$  — сечение ионизации газовых молекул быстрыми электронами, полное сечение взаимодействия медленного иона в плазме, сечение перезарядки быстрого иона соответственно;  $M$ ,  $T_i$  — масса иона и температура ионного компонента плазмы,  $d$  — протяженность ускоряющего промежутка,  $\beta < 1$  и определяется экспериментально, потенциал анода принят за нуль.

Расчеты, проведенные согласно (1) и (2) и представленные на рис. 3, удовлетворительно совпадают с экспериментальными результатами, что может рассматриваться как подтверждение правильности предложенной модели пробоя второго типа. Рост  $I_{dm}$  с увеличением числа отверстий в анодной диафрагме также находит свое объяснение в рамках предложенной модели, поскольку, согласно (1), увеличение прозрачности  $D$  ведет к росту  $\varphi_p$ , что в соответствии с (2) повышает  $I_{dm}$ .

Таким образом, результаты наших экспериментов позволяют утверждать, что при повышенных давлениях основной причиной пробоя ускоряющего промежутка

плазменного источника электронов становится проникновение плазмы из разрядной области в ускоряющий промежуток.

## Список литературы

- [1] Крейнделъ Ю.Е. Плазменные источники электронов. М.: Энергоатомиздат, 1977. 143 с.
- [2] Белок С.И., Крейнделъ Ю.Е., Ремне Н.Г. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 1. С. 203–205.
- [3] Oks E.M., Schanin P.M. // Physics of Plasmas. 1999. Vol. 7. N 5. P. 1649–1654.
- [4] Бурачевский Ю.А., Бурдовицин В.А., Мытников А.В. и др. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 2. С. 48–50.
- [5] Burdovitsin V.A., Oks E.M. // Rev. Sci. Instrum. 1999. Vol. 70. N 7. P. 2975–2978.
- [6] Жаринов А.В., Коваленко Ю.А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 4. С. 681–686.
- [7] Удовиченко С.Ю. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 3. С. 19–23.