

## Развитие импульсного дугового разряда в вакуумном диоде с искровым поджигом

ДАВЫДОВ С.Г., ДОЛГОВ А.Н., КОРНЕЕВ А.В., ПШЕНИЧНЫЙ А.А., ЯКУБОВ Р.Х.

*В ряде отраслей техники (устройства подсветки быстропотекающих процессов импульсами рентгеновского излучения, аппаратура для нейтронного каротажа), в которых определяющими требованиями для элементов сильноточной электроники являются отсутствие накальных цепей, миниатюрность, широкий диапазон коммутируемых токов, устойчивость к внешним воздействиям, находят применение малогабаритные вакуумные коммутаторы, иногда называемые в литературе вакуумными диодами, в которых замыкание вакуумного изолирующего промежутка происходит за счет инжекции в него сгустка плазмы. Известно, что скорость распространения плазмы при этом зависит от направления электрического поля в коммутируемом промежутке. Наиболее простым по конструкции и, следовательно, допускающим наибольшую степень миниатюризации среди электроразрядных коммутаторов является устройство, в котором инициируется пробой, а затем искровой разряд по поверхности диэлектрика, приводящий к инжекции плазмы с поверхности диэлектрика в вакуумный промежуток. Показано, что проводящая среда в разреженном газе создается фотоионизацией, а ток пробоя по поверхности диэлектрика обеспечивается потоком электронов, эмитируемых из катодного пятна. Переходу разряда в дуговую стадию в коммутируемом вакуумном промежутке предшествует «убегание» электронов из плазменного факела, формирующегося на катоде, эмиссия ионов и амбиполярный дрейф плазмы на анод.*

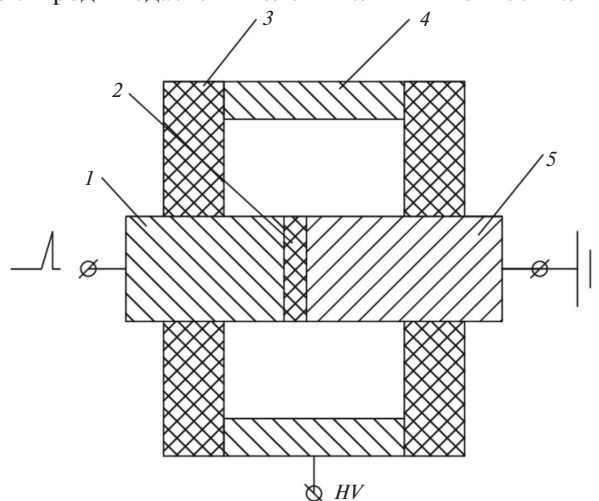
**К л ю ч е в ы е с л о в а:** вакуумный диод, разряд, диэлектрик, электрический зонд Ленгмюра

Рассмотрен процесс перехода межэлектродного промежутка катод–анод вакуумного диода в проводящее состояние при инжекции в него плазмы вспомогательного разряда по поверхности диэлектрика. В первую очередь исследовались физические механизмы образования проводящей среды в межэлектродном пространстве, что важно для решения задачи быстрой коммутации тока в разреженной среде и достижения высоких скоростей нарастания тока в сильноточных разрядах [1, 2].

**Схема эксперимента.** Используемый в проведённых исследованиях вакуумный диод представляет собой трёхэлектродную коаксиальную систему, основными элементами которой являются анод, катод, поджигающий электрод и диэлектрическая шайба, разделяющая катод и поджигающий электрод, размещаемая внутри герметичной диэлектрической оболочки с давлением не менее  $10^{-3}$  мм рт. ст. (рис. 1). Электроды были выполнены из алюминиевого сплава, диэлектрическая шайба – из тугоплавкого материала толщиной 0,1 или 1 мм. Диаметр внутренних цилиндрических электродов (катода и поджигающего электрода) равен 5 мм. Внешний электрод – в виде полого цилиндра с внутренним диаметром 7 мм. В рассматриваемых далее экспериментах между диэлектрической шайбой и прилегающими электродами соосно с ними размещались дополнительно металлические прокладки, каждая толщиной 0,1 мм и соответствующего

размера: между диэлектрической шайбой и поджигающим электродом – коваровая, между диэлектрической шайбой и катодом – коваровая и титановая. Все указанные элементы разрядного устройства (кроме анода) поджимались вдоль оси для создания между ними плотного контакта, что контролировалось визуально с помощью оптического микроскопа МБС-9 при 14÷100-кратном увеличении.

Для инициирования разряда на поджигающий электрод подается положительный относительно



**Рис. 1.** Схема конструкции вакуумного диода: 1 – поджигающий электрод; 2 – диэлектрическая шайба; 3 – откачанная диэлектрическая оболочка; 4 – анод; 5 – катод

катода (катод заземлен) импульс напряжения амплитудой 3,5 кВ и крутизной  $(1-2) \cdot 10^9$  В/с. Происходит пробой по поверхности диэлектрической шайбы, и плазма, образованная продуктами эрозии, создает проводящую среду в промежутке катод–анод. Амплитуда тока поджига составляла 5–10 А при длительности импульса тока по основанию около 30 нс.

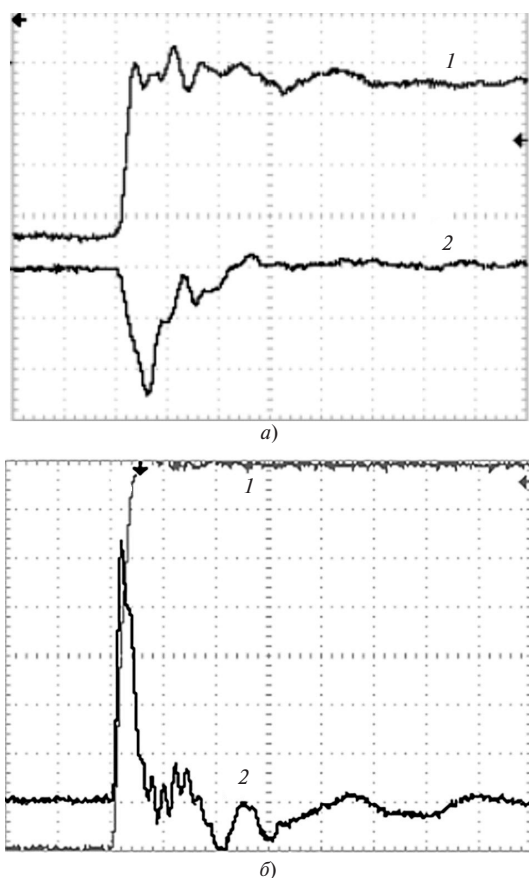
**Результаты эксперимента и их обсуждение.** Значения напряжения при разряде измерялись с помощью низкоиндуктивных омических и емкостных делителей, значение тока определялось по напряжению на низкоиндуктивном сопротивлении, включенном в цепь разряда.

Обращает на себя внимание следующее обстоятельство. Продолжительность процесса развития искрового разряда по поверхности диэлектрика, судя по полученным осциллограммам (рис. 2), практически не зависит от толщины диэлектрической шайбы и составляет 10–20 нс, если отслеживать основную часть падения напряжения. Ток достигает 5–10 А. В то же время, исходя из известной скорости амбиполярной диффузии плазмы, эмитируемой из катодного пятна в вакуум,  $\sim 10^4$  м/с [3],

для толщины диэлектрической вставки 0,1 и 1 мм следовало ожидать продолжительности развития искрового разряда соответственно  $\sim 10$  и  $\sim 100$  нс, т.е. различие должно было бы достигать порядка величины. Можно предположить, что существует механизм образования проводящей среды для осуществления искрового разряда на поверхности или у поверхности диэлектрика в вакууме, отличающийся высокой скоростью реализации и не связанный непосредственно с перемещением плазменного потока из катодного пятна вдоль поверхности диэлектрика.

Таким процессом могло бы оказаться, например, развитие электронной лавины с поверхности катода из центров взрывной электронной эмиссии [3], размножающейся при столкновении электронов с поверхностью диэлектрика [4] и ионизирующей молекулы остаточного газа как адсорбированные на поверхности диэлектрика, так и находящиеся в свободном состоянии над поверхностью диэлектрика. В ходе проведенных экспериментов не удалось зафиксировать влияние значения и знака начального потенциала анода, т.е. радиального электрического поля, на форму и амплитуду импульса тока пробоя по поверхности диэлектрика даже при максимальной толщине диэлектрической шайбы, сравнимой по протяженности с промежутком катод–анод. Кроме того, была отмечена слабая тенденция к уменьшению напряжения пробоя по поверхности диэлектрика с увеличением положительного потенциала анода. Указанные обстоятельства скорее свидетельствуют против предположения о формировании и определяющей роли электронной лавины в производстве проводящего канала.

Среди известных похожий механизм описан в лавиностримерной модели образования канала искрового разряда в газе высокого давления: имеется в виду фотоионизация нейтрального газа излучением возбужденных при развитии лавины молекул [5]. В случае разряда в вакууме, а точнее – в среде разреженного газа, речь должна идти, по-видимому, о ионизации остаточного газа излучением плазмы высокой плотности, рождающейся в центрах взрывной электронной эмиссии. Плазма является продуктом электрического взрыва микроскопических элементов поверхности электрода, выступающего в роли катода. Электронная температура такой плазмы согласно имеющимся данным может достигать  $\sim 5$  эВ [3]. Следовательно, она должна являться мощным источником вакуумного ультрафиолетового излучения, спектр которого обладает максимумом в области энергии фотонов 10–15 эВ [6]. Излучение такого спектрального состава, в свою очередь, является эффективным инструментом ионизации остаточного газа. В пользу фотоио-



**Рис. 2.** Осциллограммы напряжения и тока поджига: *а* – толщина диэлектрической шайбы 1 мм; 1 – напряжение поджига (чувствительность – 1 кВ/дел.); 2 – ток поджига (чувствительность – 2 А/дел.); развертка – 25 нс/дел.; *б* – толщина диэлектрической шайбы 0,1 мм; 1 – напряжение поджига (чувствительность – 0,5 кВ/дел.); 2 – ток поджига (чувствительность – 2 А/дел.); развертка – 50 нс/дел.

низационного механизма образования проводящего канала для искрового разряда у поверхности диэлектрика свидетельствует, в частности, продолжительность задержки между началом импульса излучения и переходом газовой среды в проводящее состояние [7].

Основное энерговыделение в цепи поджига происходит в катодном пятне, образованном совокупностью центров взрывной электронной эмиссии [3]. Оценка сверху на основе полученных осциллограмм напряжения и тока поджига составляет для энергии, выделяющейся в катодном пятне при разряде в цепи поджига, значение порядка  $3 \cdot 10^{-4}$  Дж. Энергию испущенного плазмой катодного пятна вакуумного ультрафиолетового излучения согласно приведенным оценкам можно принять равной  $\sim 10^{-4}$  Дж. При энергии квантов  $\sim 10$  эВ получаем число испускаемых в поджиге квантов на уровне  $N \approx 10^{14}$ . Сечение фотоионизации молекул азота и кислорода, составляющих большую часть остаточного газа,  $\sigma_f \approx 10^{-17}$  см<sup>2</sup> [8, 9]. Сильное ионизирующее воздействие с вероятностью, близкой к единице, следует ожидать при плотности потока фотонов [7]:

$$N_f \approx 1/\sigma_f \approx 10^{17} \text{ см}^{-2}. \quad (1)$$

Имеющуюся плотность потока фотонов оценим как

$$N / (2\pi\Delta R^2) \approx 10^{15} \text{ см}^{-2}, \quad (2)$$

где  $\Delta R = 1$  мм – расстояние между катодом и анодом.

Таким образом, можно ожидать примерно однопроцентной степени ионизации остаточного газа в пространстве над поверхностью диэлектрика под действием излучения катодного пятна на стадии развития поджигающего разряда. Соответственно концентрация заряженных частиц составит  $n \approx 10^{17}$  м<sup>-3</sup>, а радиус Дебая при температуре частиц  $\sim 5$  эВ

$$r_D \approx (\epsilon_0 kT / e^2 n)^{1/2} \approx 10^{-4} \text{ м} = 0,1 \text{ мм} \ll \Delta R, \quad (3)$$

где  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура плазмы;  $e$  – заряд электрона;  $n$  – концентрация заряженных частиц.

Из этого следует, что данная проводящая среда является плазмой. При значении сечения рассеяния электрона на атомарной частице  $\sigma \approx 10^{-19}$  м<sup>2</sup> получим для длины свободного пробега электрона при концентрации атомарных частиц  $n_0 \approx 10^{19}$  м<sup>-3</sup> (плотность остаточного газа) значение

$$\lambda \approx 1/(n_0\sigma) \approx 1 \text{ м}. \quad (4)$$

Нетрудно оценить, что концентрация заряженных частиц у поверхности диэлектрика, образовавшихся в результате фотоионизации остаточного

газа, а точнее плотность тока, которую они могут обеспечить, недостаточна для поддержания наблюдаемого тока поджига, равного  $\sim 10$  А, даже в условиях непрерывного ускорения в приложенном электрическом поле. Следовательно, ток переносят электроны, эмитируемые из области катодного пятна. Создаются условия для осуществления амбиполярной диффузии плотной плазмы (начальная концентрация не менее  $10^{26}$  м<sup>-3</sup>) из окрестностей катодного пятна сначала в направлении поджигающего электрода над поверхностью диэлектрика, а после замыкания промежутка катод – поджигающий электрод и в направлении анода со скоростью  $\sim 10^4$  м/с.

На рис. 3 представлены снятые осциллограммы напряжения поджига и напряжения на промежутке катод–анод. Спад напряжения поджига (в промежутке катод–поджигающий электрод) и напряжения на промежутке катод–анод происходит синхронно в пределах погрешности не более 5 нс. Таким образом, переход среды в обоих пространственных промежутках в проводящее состояние происходит одновременно. Были проведены контрольные эксперименты: осуществлена коммутация диода в присутствии однородного магнитного поля индукцией 50 мТл, силовые линии которого были параллельны оси симметрии диода. В присутствии подобного магнитного поля электронная компонента плазмы, рождающейся в центрах взрывной электронной эмиссии и имеющей температуру  $\sim 5$  эВ [3], оказывается замагничена, т.е.  $r_L \ll \Delta R$ , где  $r_L = (3mkT)^{1/2} / (eB)$  – ларморовский радиус электронов;  $m$  – масса электрона.

Тем не менее, присутствие магнитного поля заметного влияния на продолжительность перехода среды в проводящее состояние в промежутке катод–анод не оказало, что свидетельствует в пользу преобладания фотоионизационного механизма.

На рис. 4 представлены снятые синхронно осциллограммы тока и напряжения основного разря-

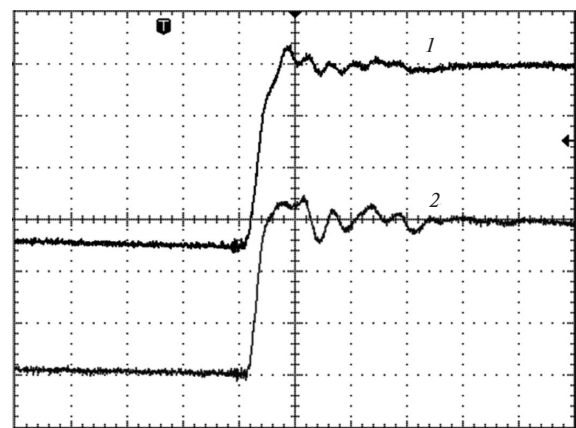


Рис. 3. Осциллограммы напряжения поджига (1) и напряжения на промежутке катод–анод (2); чувствительность – 1 кВ/дел.; развертка – 40 нс/дел.



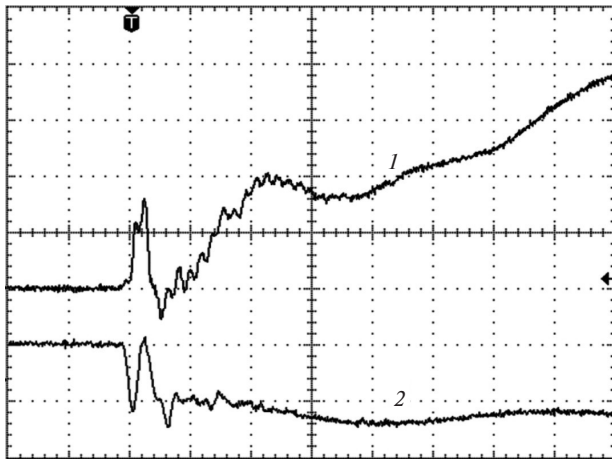


Рис. 4. Осциллограммы напряжения и тока в промежутке катод-анод: 1 – ток в промежутке катод-анод (чувствительность – 20 А/дел.); 2 – напряжение на промежутке катод-анод (чувствительность – 2 кВ/дел.); развертка – 100 нс/дел.

да (разряда между катодом и анодом) в начальной его стадии. На переднем фронте импульса тока наблюдается пик тока положительной полярности, затем следует небольшой пик отрицательной полярности и далее следует менее акцентированный всплеск тока положительной полярности с последующим относительно медленным возрастанием силы тока в разряде. Ток положительной полярности возникает в этом случае при движении отрицательных зарядов в направлении анода, а положительных – в направлении катода. Следует отметить, что в течение первых примерно 60–70 нс после старта регистрируемого тока, т.е. на стадии первых двух из указанных пиков (положительной и отрицательной полярности), происходят сильные колебания напряжения на межэлектродном промежутке, обусловленные, вероятно, формированием областей объемного заряда и возбуждением ленгмюровских колебаний. Первый пик (положительной полярности) регистрируемого тока, очевидно, можно интерпретировать как ток «убегающих» из плазмы катодного пятна электронов в направлении анода, а второй пик (отрицательной полярности) – ток положительных ионов,двигающихся под действием поля «убегающих» электронов в том же направлении.

Третий из наблюдаемых пиков (положительной полярности), по-видимому, – результат распространения в направлении анода катодного плазменного факела. Искровая стадия основного разряда заканчивается закорачиванием промежутка катод-анод плазмой катодного факела и установлением квазинейтральности плазмы примерно через 250 нс после начала протекания тока в цепи поджига.

Для исследования динамики и измерения параметров корпускулярных потоков, образующихся при пробое по диэлектрической поверхности между катодом и поджигающим электродом, была ис-

пользована методика электростатического зонда. Электрический зонд Ленгмюра – одно из наиболее простых средств диагностики плазмы как с точки зрения его конструкции, так и методики проведения измерений, что обуславливает широкое применение зондов в экспериментальной практике. Основная трудность при этом состоит в интерпретации результатов зондовых измерений.

В качестве зонда был использован один из электродов вакуумного диода, а именно, анод, что позволило разместить зонд непосредственно вблизи зоны исследуемого разряда, но в то же время не нарушить особенности конструкции разрядника, что могло бы привести к изменению протекающих при его срабатывании процессов. В качестве положительного тока на зонд принимался ток электронов. Серия осциллограмм сигналов с зонда, полученная для возможно более широкого интервала значений потенциала зонда, позволяла ввиду достаточно хорошей повторяемости сигнала построить набор вольт-амперных характеристик (ВАХ) для различных моментов времени, отсчитываемых от начала протекания тока в цепи поджига (или старта отсчета времени), и провести оценку параметров плазмы разряда [10, 11].

Электростатический зонд показал себя инструментом, пригодным для изучения быстропротекающих процессов и способным работать с временным разрешением в наносекундном диапазоне.

На осциллограммах сигнала с зонда на фоне непрерывной корпускулярной эмиссии, начинающейся непосредственно с момента инициирования разряда в системе поджига, можно выделить три основных группы заряженных частиц (рис. 5).

Примерно через 2 нс после появления тока в цепи поджига на сигнале с зонда фиксируется появление потока электронов, причем вплоть до тормозящего потенциала зонда  $\varphi_p = -200$  В (рис. 5,а), электронный ток на зонд составляет  $\sim 1,5$  А.

Через 6–8 нс после старта на сигнале с зонда фиксируется поток ионов, который постепенно ослабевает с ростом потенциала зонда, вплоть до  $\varphi_p = +400$  В (рис. 5,б), распространяющийся в том же направлении. Ионный ток достигает  $\sim 2$  А.

Затем зонд, судя по виду ВАХ (рис. 5,в), регистрирует поток плазмы. Таким образом, наблюдалось сначала «убегание» электронов с переднего фронта плазменного факела, формирующегося на катоде. Затем происходила эмиссия ионов из плазменного факела в направлении зонда, вероятно, под действием электрического поля «убегающих» электронов. В интервале времени 10–30 нс после старта ВАХ зонда приобретает вид, характерный для потока плазмы, распространяющегося со скоростью порядка или меньше скорости ионного звука [8]. Пик сигнала с зонда и наиболее высокая зарегистриро-

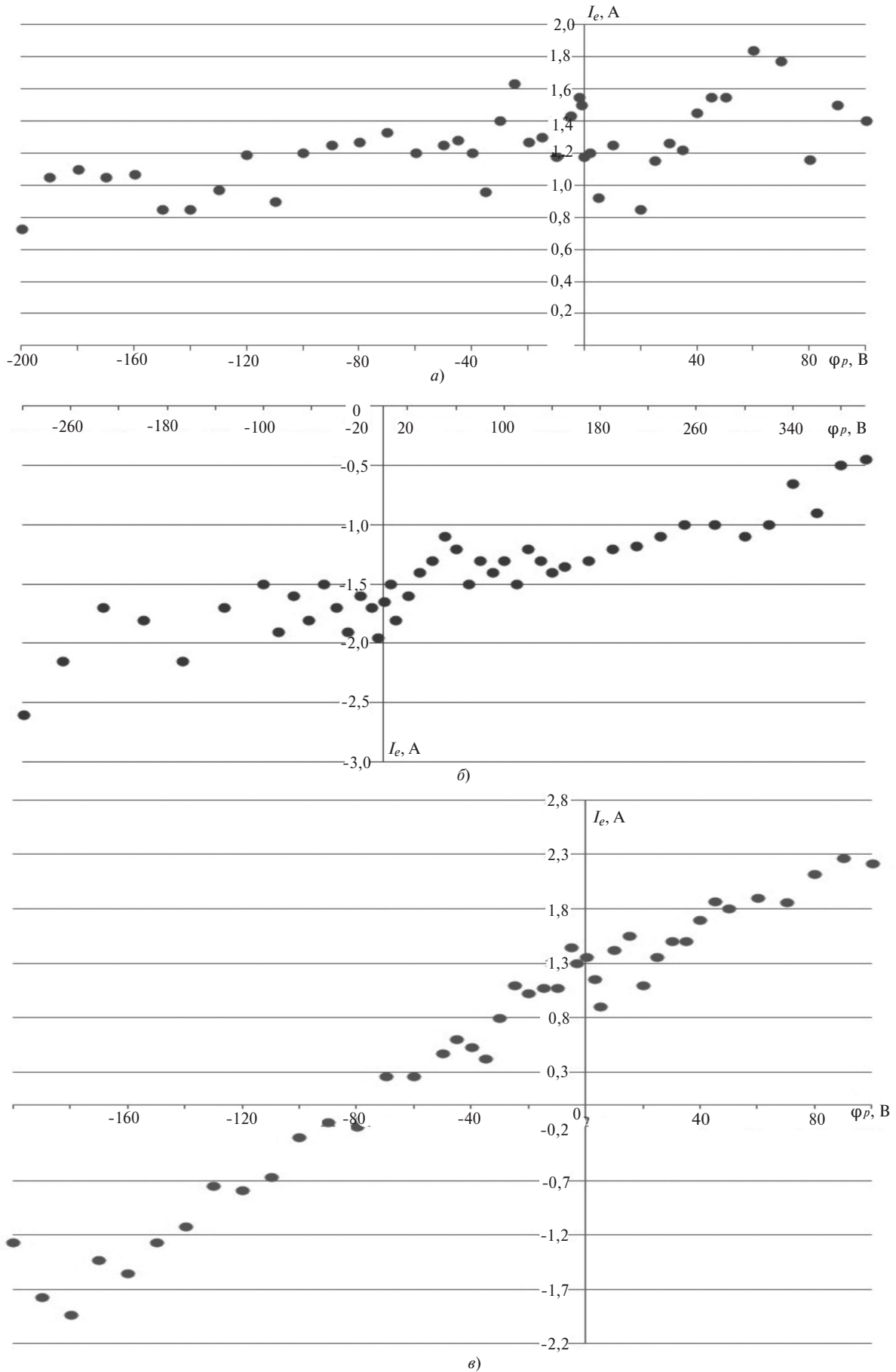


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика: а – через ~2 нс после старта; б – через ~6–8 нс после старта; в – через ~30 нс после старта

ванная электронная температура  $30 \pm 5$  эВ приходится на момент времени  $\sim 30$  нс после старта. В этот же момент времени фиксируется максимальная плотность плазмы, которую можно оценить значением  $3 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ . В дальнейшем наблюдалось монотонное падение электронной температуры и плотности (до  $2\text{--}4$  эВ и  $10^{16} \text{ м}^{-3}$  соответственно в момент времени 100 нс после старта), что вполне согласуется с продолжительностью протекания тока в цепи поджига.

Ионная ветвь ВАХ демонстрирует аномально большой ионный ток, что, по мнению авторов, связано с генерацией колебаний в плазме [12, 13], вызванных наблюдаемым пространственным разделением зарядов.

**Заключение.** Исходя из того экспериментально установленного факта, что продолжительность процесса развития искрового разряда по поверхности диэлектрика практически не зависит от протяженности диэлектрической поверхности в пределах  $0,1\text{--}1$  мм, было сделано предположение о существовании механизма образования проводящей среды у поверхности диэлектрика в вакууме, который отличается высокой скоростью реализации и не связан непосредственно с перемещением плазменного потока из катодного пятна вдоль поверхности диэлектрика. Оценки показывают, что первоначальный слой проводящей среды у поверхности диэлектрика может быть образован в результате фотоионизации остаточного газа излучением плазмы катодного пятна. Ток поджига обеспечивается, в первую очередь, эмиссией электронов из катодного пятна.

После замыкания промежутка катод — поджигающий электрод создаются условия для осуществления амбиполярной диффузии плотной плазмы из окрестностей катодного пятна в направлении анода со скоростью  $\sim 10^4$  м/с. Действительно, при использовании электрода, являющегося в диоде анодом, в качестве ленгмюровского зонда было обнаружено, что через  $\sim 2$  нс после появления тока в цепи поджига зонд фиксирует появление потока электронов с энергиями  $\geq 200$  эВ. Вслед за потоком электронов следует поток ионов, распространяющийся в том же направлении. Через  $6\text{--}8$  нс после появления тока в цепи поджига зонд фиксирует поток ионов с энергиями  $\geq 400$  эВ.

Таким образом, наблюдалось сначала «убегание» электронов с переднего фронта плазменного факела, формирующегося на катоде. Затем происходила эмиссия ионов из плазменного факела в направлении зонда, вероятно, под действием электрического поля убегающих электронов, и рост тока в промежутке катод—анод в результате распространения в направлении анода катодного плазменного факела. Искровая стадия основного разряда заканчивается закорачиванием промежутка ка-

тод—анод плазмой катодного факела и установлением квазинейтральности плазмы примерно через 250 нс после начала протекания тока в цепи поджига, что можно отметить по прекращению высокочастотных колебаний на осциллограмме тока в промежутке катод—анод. Затем следует стадия дугового разряда при начальной силе тока  $6\text{--}7$  А, на которой временные характеристики разряда определяются параметрами внешней цепи.

*А в т о р ы:* **Давыдов Сергей Геннадьевич** — научный сотрудник Всероссийского научно-исследовательского института автоматики им. Н.Л. Духова (ВНИИА).

**Долгов Александр Николаевич** — доктор физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник ВНИИА, диссертацию защитил в 2005 г.

**Корнеев Андрей Владимирович** — научный сотрудник ВНИИА.

**Пишеничный Александр Александрович** — инженер I категории ВНИИА.

**Якубов Рустам Халимович** — кандидат техн. наук, начальник научно-исследовательского отдела, диссертацию защитил в 2016 г.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Давыдов С.Г., Долгов А.Н., Козловская Т.И., Ревазов О.В., Селезнев В.П., Якубов Р.Х. Процесс коммутации вакуумного электроразрядного промежутка лазерной плазмой. — Прикладная физика, 2014, № 6, с. 32–35.
2. Дулатов А.К., Лемешко Б.Д., Михайлов Ю.В., Прокуратов И.А., Селифанов А.Н. Генерация жесткого рентгеновского излучения электронным пучком в установках плазменного фокуса. — Физика плазмы, 2014, т. 40, № 11, с. 1016–1024.
3. Месяц Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000, 424 с.
4. Сливков И.Н. Электроизоляция и разряд в вакууме. М.: Атомиздат, 1972, 304 с.
5. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975, 272 с.
6. Блонский И.В., Данько А.Я., Кадан В.Н., Орешко Е.В., Пузиков В.М. Влияние поперечного размера факела лазерно-индуцированной плазмы на процесс обработки материалов. — ЖТФ, 2005, т. 75, вып. 3, с. 74–80.
7. Арифов Т.У., Аскаръян Г.А., Тарасова Н.М. Ионизирующее действие излучения от нагрева вещества в фокусе луча лазера и получение плазмы с высокой степенью ионизации. — Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 8, вып. 2, с. 128.
8. Таблицы физических величин: Справочник/Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976, 1008 с.
9. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. Физические величины: Справочник/Под ред. И.С. Григорьева, Е.С. Мелихова. М.: Энергоатомиздат, 1991, 1232 с.
10. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969, 291 с.
11. Ершов А.П. Метод электрических зондов Ленгмюра. М.: МГУ, 2007, 26 с.
12. Чан П., Талбот Л., Турьян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. М.: Мир, 1978, 202 с.
13. Nold B., Ribeiro T.T., Ramisch M., Huang Z., Muller H.W., Scott B.D., Stroth U. Influence of temperature fluctuations on plasma turbulence investigations with Langmuir probes. — New Journal of Physics, 2012, vol. 14, 13 p.

## Development of Impulse Arc Discharge in a Spark-Ignited Vacuum Diode

DAVYDOV Sergey G. (*All-Russian Research Institute of Automation named N.L. Dukhov (ARRIA), Moscow, Russia*) – Scientist

DOLGOV Alexander N. (*ARRIA, Moscow, Russia*) – Leading Scientist, Dr. Sci. (Phys.-Math.)

KORNEYEV Andrey V. (*ARRIA, Moscow, Russia*) – Scientist

PSHENICHNY Alexander A. (*ARRIA, Moscow, Russia*) – Engineer of 1th Category.

YAKUBOV Rustam Kh. (*ARRIA, Moscow, Russia*) – Chief of Research Department, Cand. Sci. (Eng.)

*In a number of technology fields (devices for lighting fast processes with X-ray impulses, neutron logging equipment), the heavy current electronic devices of which must comply with certain key requirements such as lack of incandescent circuits, compact sizes, wide range of switched currents, and stability to external impacts, compact vacuum switches are used, which are sometimes called in the literature as vacuum diodes. The insulating vacuum gap in such devices is closed by injecting a plasma bunch into it. As is well known, the plasma propagation velocity under such conditions depends of the electric field direction in the switched gap. The simplest apparatus among electric discharge switching devices, which therefore can be made with the most compact sizes, is the one in which breakdown is initiated, followed by spark discharge over the dielectric surface, as a result of which plasma from the dielectric surface is injected into the vacuum gap. It is shown that conducting medium is generated in rarefied gas through photoionization, and the breakdown current over the dielectric surface is produced by the flow of electrons emitted from the cathode spot. The transition of discharge to the arc stage in the switched vacuum gap is preceded by escape of electrons from the plasma jet produced on the cathode, emission of ions, and ambipolar drift of plasma to the anode.*

**Key words:** vacuum diode, discharge, dielectric, Langmuir probe

### REFERENCES

1. Davydov S.G., Dolgov A.N., Kozlovskaya T.I., Revazov O.V., Seleznev V.P., Yakubov R.Kh. *Prikladnaya fizika – in Russ. (Applied physics)*, 2014, No. 6, pp. 32–35.
2. Dulatov A.K., Lemeshko B.D., Mikhailov Yu.V., Prokuratov I.A., Selifanov A.N. *Fizika plazmy – in Russ. (Physics of plasma)*, 2014, vol. 40, No. 11, pp. 1016–1024.
3. Mesyats G.A. *Ectons v vakuunnom razryade: proboi, iskra, duga* (Ectons in vacuum digit: hasp, spark, arc). Moscow, Nauka, 2000, 424 p.
4. Slivkov I.N. *Elektroizolyatsiya i razryad v vakuume* (Electroisolation and discharge in a vacuum). Moscow, Atomizdat, 1972, 304 p.
5. Lozanskii E.D., Firsov O.B. *Teoriya iskry* (Theory of spark). Moscow, Atomizdat, 1975, 272 p.
6. Blonsky I.V., Dan'ko A.Ya., Kadan V.N., Oreshko Ye.V., Puzikov V.M. *Zhurnal tekhnicheskoi fiziki – in Russ. (Technical Physics Journal)*, 2005, vol. 75, iss. 3, pp. 74–80.
7. Arifov T.U., Askar'yan G.A., Tarasova N.M. *Pis'ma v zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki – in Russ. (Letters to the Journal of Experimental and Teoretical Physics)*, 1968, vol. 8, iss. 2, p. 128.
8. *Tablitsy fizicheskikh velichin. Spravochnik/Pod red. I.K. Kikoina* (Tables of physical sizes. Reference book/Edit. by I.K.Kikoin). Moscow, Atomizdat, 1976, 1008 p.
9. Babichev A.P., Babushkina N.A., Bratkovskiy A.M. et al. *Fizicheskiye velichiny: Spravochnik/Pod red. I.S. Grigor'yeva, Ye.S. Melikhova* (Physical sizes. Reference book/Edit. by I.S. Grigor'yev, Ye.S. Melikhov). Moscow, Energoatomizdat, 1991, 1232 p.
10. Kozlov O.V. *Elektricheskii zond v plazme* (An electric probe is in plasma). Moscow, Atomizdat, 1969, 291 p.
11. Yershov A.P. *Metod elektricheskikh zondov Lengmyura* (Method of electric probes of Langmuir). Moscow, Moscow State University, 2007, 26 c.
12. Chan P., Talbot L., Tur'yan K. *Elektricheskiye zondy v nepodvizhnoi i dvizhushcheysya plazme* (Electrical probes are in immobile and locomotive plazma). Moscow, Mir, 1978, 202 p.
13. Nold B., Ribeiro T.T., Ramisch M., Huang Z., Muller H.W., Scott B.D., Stroth U. Influence of temperature fluctuations on plasma turbulence investigations with Langmuir probes. – *New Journal of Physics*, 2012, vol. 14, 13 p.

[ 17.11.2018]