

## Искровой разряд по поверхности твердого диэлектрика в вакууме

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

*Рассмотрен процесс перехода короткого ( $\leq 1$  мм) межэлектродного промежутка, образованного поверхностью диэлектрика на границе с вакуумом, в проводящее состояние при подаче на промежуток импульса высокого напряжения. Регистрировались зависимости тока и напряжения искрового разряда по поверхности диэлектрика от времени. Обнаружено, что продолжительность развития искрового разряда по поверхности диэлектрика не зависит от протяженности промежутка, разделяющего электроды, и составляет порядка 10–20 нс, следовательно, замыкание промежутка не может быть обусловлено движением плазменного факела, эмитируемого катодным пятном. Предложена гипотеза о фотоионизационном механизме образования проводящего канала для искрового разряда. Источник ионизирующего ультрафиолетового излучения – плазма, образующаяся в результате электрического взрыва проводника в центрах взрывной электронной эмиссии. Отмечена опасность затягивания процесса коммутации промежутка в случае развития слабого разряда по поверхности диэлектрика, предваряющего искровую стадию разряда. Наиболее вероятный механизм указанного явления – образование у поверхности диэлектрика слабопроводящего облака адсорбированного остаточного газа и продуктов сублимации материала диэлектрика. Соответствующие оценки энергии слабого разряда и концентрации частиц газа подтверждают выдвинутую гипотезу.*

**К л ю ч е в ы е с л о в а:** искровой разряд, разряд по поверхности диэлектрика, магнитное поле, тлеющий разряд

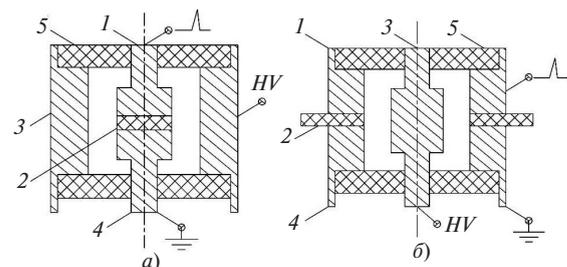
Интерес к искровому разряду по поверхности диэлектрика в вакууме вызван его успешным применением для сильноточной и высоковольтной электроники в приборах коммутации и размыкания цепей [1]. В статье рассмотрены некоторые аспекты процесса перехода межэлектродного промежутка, который образован поверхностью диэлектрика на границе с вакуумом, в проводящее состояние при подаче на указанный промежуток импульса напряжения. Основным инструментом исследования – получение временных зависимостей тока и напряжения разряда по поверхности диэлектрика.

**Методика эксперимента.** Используемое в проведенных исследованиях компактное электроразрядное коммутирующее устройство [2] представляет собой трехэлектродную коаксиальную отпаиваемую систему (рис. 1). Основные элементы электроразрядной системы: анод; катод; поджигающий электрод; диэлектрическая шайба, разделяющая катод и поджигающий электрод и плотно зажатая между ними. Разрядное устройство размещается в герметичной диэлектрической оболочке (с давлением  $10^{-2} \div 10^0$  Па), снабженной вакуумно-плотными выводами-тоководами, позволяющими подключать электроразрядное устройство к внешним цепям.

Геометрия разрядного устройства имела два варианта конфигурации. В варианте «А» диаметр катода составляет 5 мм при толщине диэлектрической шайбы 0,1 мм; либо диаметр катода 9 мм при толщине шайбы 1 мм (рис. 1,а). В варианте «Б»

диаметр анода 2 мм, толщина диэлектрической шайбы 0,1 мм (рис. 1,б). Зазор в промежутке катод–анод 1 мм во всех случаях. Использование диэлектрических шайб различной толщины было обусловлено необходимостью прояснить вопрос о том, насколько значительно данный параметр, т.е. толщина шайбы, влияет на процесс коммутации разрядного устройства. Использование в экспериментах двух конфигураций электродной системы («А» и «Б») определялось необходимостью минимизировать влияние полярности потенциала электрода, называемого в данном случае анодом, на скорость развития вспомогательного разряда по поверхности диэлектрика (диэлектрической шайбы).

Материал электродов – алюминиевый сплав, материал диэлектрической шайбы – слюда (0,1 мм) или керамика (1 мм). В описываемых экспериментах между диэлектрической шайбой и прилегающими электродами дополнительно и соосно с ними



**Рис. 1.** Схема вакуумного электроразрядного устройства: а – конфигурация «А»; б – конфигурация «Б»; 1 – поджигающий электрод; 2 – диэлектрическая шайба; 3 – анод; 4 – катод; 5 – герметичная диэлектрическая оболочка

размещались металлические прокладки, каждая толщиной 0,1 мм. Между диэлектрической шайбой и катодом — одна прокладка коваровая и вторая титановая, между диэлектрической шайбой и поджигающим электродом — единственная коваровая прокладка. Как показали ранее выполненные эксперименты, наличие указанных прокладок повышает стабильность срабатывания разрядного устройства.

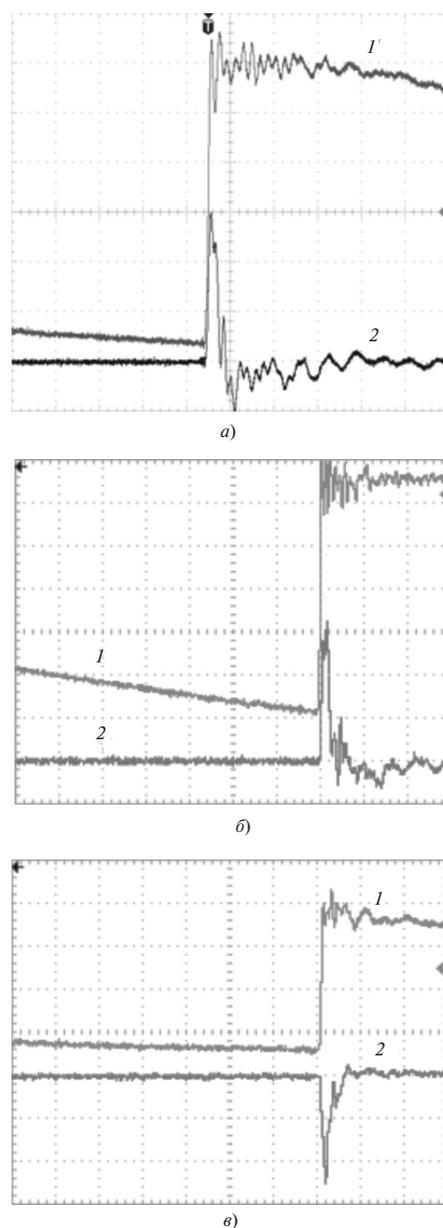
Катод — заземлен; анод до момента инициирования разряда находится под постоянным положительным либо отрицательным потенциалом до 3 кВ. Положительная полярность потенциала является заведомо более выгодной с точки зрения скорости коммутации промежутка катод — анод (собственно по этой причине указанный электрод и называем анодом). В этом случае более подвижные электроны увлекают за собой плазму вспомогательного разряда по поверхности диэлектрика в направлении анода, что позволяет значительно повысить скорость ее расширения в вакуум, определяемую в противном случае средней тепловой скоростью ионов.

Для инициирования разряда по поверхности диэлектрика на поджигающий электрод подается положительный относительно катода импульс напряжения амплитудой 3,5 кВ и крутизной  $(1 \div 2) \cdot 10^9$  В/с. Использование импульса положительной полярности позволяет сделать электроразрядное устройство в целом более компактным, так как снижает требования по электропрочности по отношению к паразитным пробоям по внешней и внутренней поверхностям диэлектрической оболочки.

Измерения напряжения в разряде осуществлялись с помощью низкоиндуктивных омических и емкостных делителей, сила тока определялась по напряжению на низкоиндуктивном сопротивлении, включенном в цепь разряда.

**Результаты.** 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. В то же время, исходя из известной скорости амбиполярной диффузии плазмы, эмитируемой из катодного пятна в вакуум,  $\sim 10^4$  м/с [3] для случаев, представленных на рис. 2, а–в, следовало ожидать продолжительность развития искрового разряда, равной соответственно,  $\sim 10$  нс и  $\sim 100$  нс, т.е. различие должно было бы достигать порядка величины. Можно предположить, что существует механизм образования проводящей среды для возникновения 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 механизмом 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. Наиболее вероятная локализация области, в которой начнется развитие электронной лавины — это так называемая тройная точка на границе трех сред: вакуум—диэлектрик—металл. В этом случае положительная полярность потенциала



**Рис. 2.** Осциллограммы напряжения и тока поджига: а — конфигурация «А», толщина диэлектрической шайбы 0,1 мм; б — конфигурация «А», толщина диэлектрической шайбы 1 мм; в — конфигурация «Б», толщина диэлектрической шайбы 0,1 мм; 1 — напряжение поджига (чувствительность — а, в — 500 В/дел; б — 1кВ/дел); 2 — ток поджига (чувствительность — а, в — 2,5 А/дел; б — 2 А/дел); развертка — 100 нс/дел

анода, по крайней мере, при сравнимом с потенциалом поджигающего электрода значением и максимальной толщине диэлектрика 1 мм, должна приводить к заметному ослаблению электронной лавины за счет ухода части эмитируемых с поверхности диэлектрика электронов на анод, а отрицательная — наоборот, к ее усилению за счет уменьшения потери электронов из лавины. 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. 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 создании проводящего канала.

Среди известных подходящих механизмов описан в лавино-стримерной 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, об 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 ~ 5 эВ [3]. Следовательно, она должна являться мощным источником вакуумного ультрафиолетового излучения, спектр которого обладает максимумом в области энергий фотонов 10–15 эВ [6]. Излучение такого спектрального состава, в свою очередь, является эффективным инструментом ионизации остаточного газа.

В пользу фотоионизационного 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. А именно, результаты изучения процесса ионизации газа импульсом ультрафиолетового излучения показывают, что длительность процесса составляет порядка 10 нс [7]. Переход газовой среды в проводящее состояние фиксируется по падению напряжения на промежутке, разделяющем катод и поджигающий электрод.

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 дает для энергии, выделяющейся в катодном пятне при разряде в цепи поджига, значение порядка  $3 \div 10^{-4}$  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 количество 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 [10]

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

Имеющуюся плотность потока фотонов оценим как

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

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  $n \approx 10^{16} \div 10^{18}$  м<sup>-3</sup>, а оценка радиуса Дебая при температуре частиц  $\sim 5$  эВ дает значение

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

где  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура плазмы;  $e$  — заряд электрона;  $n$  — концентрация электронов, т.е. данная проводящая среда является плазмой.

При сечении рассеяния электрона на атомарной частице, равном  $\sigma \approx 10^{-19}$  м<sup>2</sup>, и концентрации атомарных частиц  $n_0 \approx 10^{18} \div 10^{20}$  м<sup>-3</sup> получим длину свободного пробега электрона:

$$\lambda_{ea} \approx 1/(n_0\sigma) \approx (0,1 \div 10) \text{ м} \gg \Delta R. \quad (4)$$

В предположении, что ионы в плазме, образованной при фотоионизации остаточного газа, имеют небольшие зарядности порядка единицы и кулоновские столкновения электронов с ионами происходят в условиях распределения электронов по скоростям, близкого к максвелловскому, длину свободного пробега электронов можно оценить по следующему выражению [11]:

$$\lambda_{ei} = 4,5 \cdot 10^{11} T^2 / (n \Lambda_K), \quad (5)$$

где  $T$  – электронная температура, Кельвин;  $n$  – электронная плотность,  $\text{м}^{-3}$ ;  $\Lambda_K \approx 15$  – кулоновский логарифм.

Полученное по (5) значение  $\lambda_{ei} \approx 10^2 \div 10^4$  м означает, что при оценке проводимости среды следует учитывать рассеяние электронов на нейтральных частицах. Так как сопротивление среды примерно пропорционально частоте столкновений электронов с тяжелыми частицами, то в данном случае сопротивление среды окажется примерно в  $10^3$  раз больше сопротивления, обусловленного рассеянием электронов на ионах. Последнее значение нетрудно оценить согласно [12]:

$$\rho_{pI} \approx \Lambda_K / (2 \cdot 10^4 T_e^{3/2}), \quad (6)$$

где  $T_e$  – температура электронной компоненты плазмы, эВ;  $\rho$  – удельное сопротивление среды.

Приняв  $T_e \approx 5$  эВ, получим  $\rho_{pI} \approx 5 \cdot 10^{-5}$  Ом·м, а в качестве оценки сопротивления среды

$$R_{res} \approx 10^3 \rho_{pI} / \Delta R \approx 50 \text{ Ом}. \quad (7)$$

При полученном после перехода среды в проводящее состояние напряжении между катодом и поджигающим электродом  $U_{\min} \approx 250 \div 500$  В значение тока в указанном промежутке равно  $5 \div 10$  А. Результат модельных оценок не противоречит результатам экспериментальных наблюдений. Более того, при указанных значениях тока становится возможным образование катодных пятен, т.е. скопления центров взрывной электронной эмиссии [3].

Кроме того, имеется еще одно обстоятельство, по-видимому, свидетельствующее о важной роли фотоионизационного механизма в процессе образования проводящего канала для вспомогательного искрового разряда. В режиме срабатывания системы поджига с диэлектрической шайбой толщиной 0,1 мм, в котором процесс развития искрового разряда по поверхности диэлектрика продолжается  $10 \div 20$  нс, сила тока достигает  $7 \div 10$  А. В отдельных случаях этот процесс затягивается до  $\sim 100$  нс (рис. 3). В этом случае можно отметить прекращение роста и даже некоторое падение напряжения поджига примерно за 200 нс до момента, когда начинается развитие искрового разряда. Ток в цепи поджига при этом не регистрируется из-за его малости.

Наблюдаемая длительность импульса тока следующего затем искрового разряда составляет  $\sim 100$  нс, и амплитуда снижается примерно до 2–3 А. Возможное объяснение для реализации подобного режима заключается в следующем. Примем во внимание, что поверхность диэлектрика покрыта плотным слоем адсорбированного остаточного газа, толщина

которого может составлять примерно до десятка мономолекулярных слоев [13]. Слаботочный разряд по поверхности диэлектрика, предшествующий искре, в результате разогрева поверхности вызовет выброс в окружающее пространство молекул газа и продуктов эрозии диэлектрика при температуре, соответствующей температуре испарения материала диэлектрика, т.е. со скоростями порядка  $10^3$  м/с. За время существования слаботочной фазы разряда внешняя граница этого газообразного облака успеет удалиться от поверхности диэлектрика на расстояние  $L \approx 10^{-4}$  м. Исходя из скорости прогрева диэлектрика можно попытаться осуществить некоторую оценку количества испаряемого вещества. Глубина прогрева составит

$$\delta \approx (\chi \tau)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ м}, \quad (8)$$

где  $\chi \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$  – коэффициент температуропроводности слюды;  $\tau \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$  – длительность слаботочной фазы разряда.

Глубина прогрева оказывается заведомо больше толщины слоя адсорбированных молекул остаточного газа. Предположим, что ширина полосы на поверхности диэлектрика, по которой течет слабый ток, предваряющий искру, не превышает значения толщины диэлектрической шайбы. Тогда количество атомарных частиц, которые могут быть выброшены с поверхности диэлектрика в виде продуктов сублимации в результате прогрева под действием слаботочного разряда, составит

$$N_0 \approx \delta d^2 n_s \approx 10^{13}, \quad (9)$$

где  $d = 10^{-4}$  м – толщина диэлектрика;  $n_s \approx 10^{28} \text{ м}^{-3}$  – концентрация частиц в твердом теле.

Так как вещество слюды – материал достаточно разнородный, то в качестве энергии сублимации, приходящейся на атомарную частицу, примем зна-

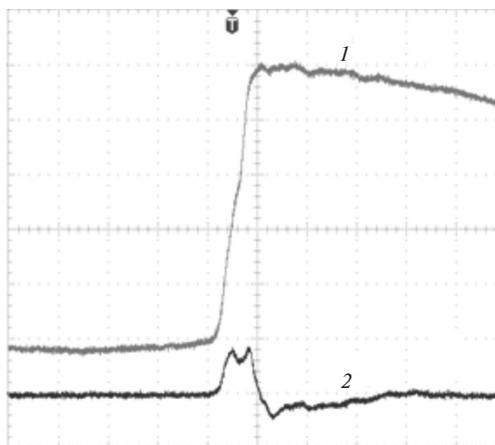


Рис. 3. Осциллограммы напряжения и тока поджига в режиме затянутого процесса искрового разряда по поверхности диэлектрика толщиной 0,1 мм: 1 – напряжение поджига (чувствительность 500 В/дел); 2 – ток поджига (чувствительность 2,5 А/дел); развертка – 100 нс/дел

чение  $q \approx 1$  эВ [8, 9]. Тогда полная энергия сублимации составит

$$Q \approx N_0 q \approx 10^{13} \approx 10^{-6} \text{ Дж.} \quad (10)$$

Наблюдаемый слаботочный разряд переходит в искровой, поэтому для оценки среднего тока разряда примем значение, близкое к верхней границе тлеющего разряда  $I \approx 10^{-2}$  А. При среднем напряжении на участке разряда  $U_{dis} \approx 10^3$  В получим значение энергии, выделившейся в слаботочном разряде за время его протекания:

$$IU_{dis} \tau \approx 10^{-6} \text{ Дж.} \quad (11)$$

Количественное совпадение значений расчетных величин в (7) и (8) свидетельствует о том, что предложенный вариант развития указанных событий возможен. Таким образом, концентрация частиц, выброшенных с поверхности диэлектрика, может составить

$$N_0 / (Ld^2) \approx 10^{25} \text{ м}^{-3}, \quad (12)$$

что, во-первых, значительно превышает плотность остаточного газа, во-вторых, обеспечивает экранирование ультрафиолетового излучения из центров взрывной электронной эмиссии, которые возникнут у кромки диэлектрика на катоде, в третьих, длина свободного пробега электронов в этом газе составит  $\sim 10^{-6}$  м (примерно такая же у атомарных частиц), т.е. плазменный факел из катодного пятна не сможет свободно распространяться в этой среде даже со скоростью порядка тепловой скорости ионной компоненты плазмы. Скорость плазменного факела, играющего роль поршня, будет ограничиваться примерно скоростью звука в газовом облаке продуктов сублимации, а время замыкания межэлектродного промежутка по поверхности диэлектрика хорошо проводящей средой может составить в этом случае  $\sim 10^{-7}$  с, что согласуется с результатами наблюдений. Формирование центров взрывной электронной эмиссии в данной ситуации может происходить, вероятно, в результате развития перегревно-ионизационной неустойчивости плазмы тлеющего разряда и контракции токового канала [14]. Если эти предположения верны, то обеспечение стабильной и быстрой коммутации промежутка по поверхности диэлектрика в вакууме требует найти способ предотвратить развитие тлеющего разряда, предваряющего искровую стадию.

**Заключение.** Продолжительность процесса развития искрового разряда по поверхности диэлектрика в вакууме практически не зависит от толщины диэлектрической шайбы, разделяющей электроды, и составляет порядка  $10 \div 20$  нс. Соответственно, можно сделать вывод, что замыкание промежутка по поверхности диэлектрика хорошо прово-

дящей средой вряд ли обусловлено движением плазменного факела, эмитируемого катодным пятном. Выдвинута гипотеза о фотоионизационном механизме образования проводящего канала для искрового разряда у поверхности диэлектрика. Источник ионизирующего ультрафиолетового излучения — плазма, образующаяся в результате электрического взрыва проводника в центрах взрывной электронной эмиссии. Вероятный механизм указанного явления — образование у поверхности диэлектрика слабопроводящего облака адсорбированного остаточного газа и продуктов сублимации материала диэлектрика.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. — М.: Наука, 2004, 704 с.
2. Асюнин В.И., Давыдов С.Г., Долгов А.Н., Козловская Т.И., Пшеничный А.А., Якубов Р.Х. Некоторые возможности управления эрозийными процессами в разряде вакуумной дуги с помощью внешнего магнитного поля. — Вопросы атомной науки и техники. Термоядерный синтез, 2015, т. 38, вып. 3, с. 49–52.
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. Аскарьян Г.А., Королев М.Г., Корчагина Е.Г., Якушкин К.Л. Исследование действия мощной вспышки ультрафиолета от световых разрядов в газах: обнаружение быстровозникающего ореола фотодиссоциации, опережающего ударную волну. — Письма в ЖЭТФ, 1994, т. 60, вып.1, с. 11–15.
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. Арифов Т.У., Аскарьян 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.
11. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. — М.: Атомиздат, 1979.
12. Жданов С.К., Курнаев В.А., Романовский М.К., Цветков И.В. Основы физических процессов в плазме и плазменных установках/Под ред. В.А. Курнаева. — М.: МИФИ, 2007, 368 с.
13. Сливков И.Н., Михайлов В.И., Сидоров Н.И., Настюха А.И. Электрический пробой и разряд в вакууме. — М.: Атомиздат, 1966, 298 с.
14. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. — М.: Наука, 1982, 375 с.

[20.03.2018]

*А в т о р ы: Асюнин Вячеслав Игоревич окончил в 2012 г. Национальный исследовательский ядерный университет «Московский инженерно-физический институт» (НИЯУ «МИФИ»). Инженер I категории Всесоюзного научно-исследовательского института автоматики им. Н.Л. Духова (ВНИИА).*

*Давыдов Сергей Геннадьевич окончил в 2010 г. НИЯУ «МИФИ». Научный сотрудник ВНИИА.*

**Долгов Александр Николаевич** окончил 1977 г. МИФИ. В 2005 г. защитил докторскую диссертацию «Эмиссия частиц и излучения в микропинчевом разряде» в МИФИ. Ведущий научный сотрудник ВНИИА.

**Корнеев Андрей Владимирович** окончил в 2007 г. НИЯУ «МИФИ». Научный сотрудник ВНИИА.

**Пшеничный Александр Александрович** окончил в 2007 г. НИЯУ «МИФИ». Инженер I категории ВНИИА.

**Якубов Рустам Халимович** окончил в 2002 г. НИЯУ «МИФИ». В 2016 г. защитил кандидатскую диссертацию во ВНИИА. Начальник научно-исследовательского отдела ВНИИА.

*Elektrichestvo*, 2018, No. 7, pp. 31–36

DOI:10.24160/0013-5380-2018-7-31-36

## Spark Discharge over the Solid Dielectric Surface in Vacuum

ASYUNIN Vyacheslav I. (All-Russian Scientific Research Institute of Automation named after N.L. Dukhov (ARSRIA), Moscow, Russia) – Engineer 1st category

DAVYDOV Sergei G. (ARSRIA, Moscow, Russia) – Researcher

DOLGOV Alexander N. (ARSRIA, Moscow, Russia) – Leading Researcher, Dr. Sci. Eng.

KORNEYEV Andrei V. (ARSRIA, Moscow, Russia) – Researcher

PSHENICHNYI Alexander A. (ARSRIA, Moscow, Russia) – Engineer 1st category

YAKUBOV Rustam Kh. (ARSRIA, Moscow, Russia) – Head of Research Department, Cand. Sci. Eng.

The article considers the transition of a short ( $\leq 1$  mm) inter-electrode gap (formed by the surface of a dielectric at the boundary with vacuum) into conducting state when a high-voltage pulse is applied to the gap. During the experiments, the spark discharge voltage and current over the dielectric surface as functions of time were recorded. It has been found that the time taken for spark discharge to develop over the dielectric surface does not depend on the gap width between the electrodes and makes around 10–20 ns. Hence, the gap flashover cannot be caused by the motion of the plasma flame emitted by the cathode spot. A hypothesis about the photoionization mechanism governing the occurrence of a conducting channel for spark discharge is set forth. According to the proposed hypothesis, the plasma generated as a result of the conductor's electrical explosion at the centers of explosive electron emission behaves as the source of ionizing UV radiation. It is noted that there is a hazard of the gap switching process taking a longer period of time if a low-current discharge develops over the dielectric surface, which precedes the discharge spark stage. The above-mentioned phenomenon is most likely to occur as a result of a low-conducting cloud of residual gas and dielectric material sublimation products to emerge at the dielectric surface. The corresponding assessments of the low-current discharge energy and gas particle concentration corroborate the suggested hypothesis.

**Key words:** spark discharge, discharge over the dielectric surface, magnetic field, glow discharge

### REFERENCES

1. Mesyats G.A. *Impul'snaya energetika i elektronika* (Pulsed energetics and electronics). Moscow, Publ. «Nauka», 2004, 704 p.
2. Asyunin V.I., Davydov S.G., Dolgov A.N., Kozlovskaya T.I., Pshenichnyi A.A., Yakubov R. Kh. *Voprosy atomnoi nauki i tekhniki. Termoyadernyi sintez* (PAS&T. Nuc. Fusion), 2015, vol. 38, iss. 3, pp. 49–52.
3. Mesyats G.A. *Ectony v vakuumnom razryade: proboi, iskra, duga* (Ectons in vacuum discharge: breakdown, spark, arc.). Moscow, Publ. «Nauka», 2000, 424 p.
4. Slivkov I.N. *Elektroizolyatsiya i razryad v vakuume* (Electric insulation and vacuum). Moscow, Atomizdat, 1972, 304 p.
5. Lozansky E.D., Firsov O.B. *Teoriya iskry* (Spark theory). Moscow, Atomizdat, 1975, 272 p.
6. Blonsky I.V., Danko A.Ya., Kadan V.N., Oreshko Ye.V., Puzikov V.M. *ZhTF – in Russ. (Technical Physics Journal)*, 2005, vol.75, pp. 74–80.
7. Askaryan G.A., Korolev M.G., Korchagina Ye.G., Yakushkin K.L. *Pis'ma v ZhbTF – in Russ. (Letters to Journal of Experimental and Theoretical Physics)*, 1994, vol. 60, iss. 1, pp. 11–15.
8. **Tablisty fizicheskikh velichin. Spravochnik/Pod red. I.K. Kikoina** (Physical constant tables. Head book/Edit. by I.K. Kikoin). Moscow, Atomizdat, 1976, 1008 p.

9. Babichev A.P., Babushkina N.A., Bratkovky A.M. et al. *Fizicheskiye velichiny. Spravochnik/Pod red. I.S. Grigor'yeva, Ye.S. Melikhova* (Physical constants. Hand book/Edit. by I.S. Grigor'yev, Ye.S. Melikhov). Moscow, Energoatomizdat, 1991, 1232 p.
10. Arifov T.U., Askaryan G.A., Tarasova N.M. *Pis'ma v ZhETF – in Russ. (Letters to Journal of Experimental and Theoretical Physics)*, 1968, vol. 8, iss. 2, 128 p.
11. Artsimovich L.A., Sagdeyev R.Z. *Fizika plazmy dlya fizikov* (Plasma physics for physicist. Atomizdat, Moscow, 1979).
12. Zhdanov S.K., Kurnayev V.A., Romanovsky M.K., Tsvetkov I.V. *Osnovy fizicheskikh protsessov v plazme i plazmennyykh ustanovkakh* (Fundamentals of physical process in plasma installations). Moscow, Moscow inzhenerno-fizicheskii Institute, 2007, 368 p.
13. Slivkov I.N., Mikhailov V.I., Sidorov N.I., Nastyuha A.I. *Elektricheskii proboi i razryad v vakuume* (Electrical breakdown and discharge in vacuum), Moscow, Atomizdat, 1966, 298 p.
14. Biberman L.M., Vorobyev V.S., Yakubov I.T. *Kinetika neravnovesnoi nizkotemperaturnoi plazmy* (Nonequilibrium low-temperature plasma kinetic). Moscow, Publ. «Nauka», 1982, 375 p.

[20. 03. 2018]