



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. И. Асюнин, С. Г. Давыдов, А. Н. Долгов, Т. И. Козловская, В. О. Ревазов, В. П. Селезнев, Р. Х. Якубов, Процесс коммутации малогабаритных вакуумных разрядников с иницированием плазмой электрической искры и лазерной плазмой, *ТВТ*, 2017, том 55, выпуск 2, 197–205

DOI: 10.7868/S0040364417020016

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.207.160.209

14 ноября 2024 г., 13:30:14



ПРОЦЕСС КОММУТАЦИИ МАЛОГАБАРИТНЫХ ВАКУУМНЫХ РАЗРЯДНИКОВ С ИНИЦИИРОВАНИЕМ ПЛАЗМОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ИСКРЫ И ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМОЙ

© 2017 г. В. И. Асюнин, С. Г. Давыдов, А. Н. Долгов, Т. И. Козловская,
В. О. Ревазов, В. П. Селезнев, Р. Х. Якубов

*Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики
им. Н.Л. Духова, Москва, Россия*

E-mail: vniia@vniia.ru

Поступила в редакцию 24.04.2015 г.

Для вакуумного разрядника с иницированием плазмой электрической искры продемонстрирована ограниченность возможностей управления временем задержки коммутации путем варьирования энергетикой вспомогательного разряда. Для вакуумного разрядника с иницированием лазерной плазмой обнаружено пороговое значение энергии излучения, при котором происходит изменение характера зависимости регистрируемых временных параметров коммутации от энергии излучения. Пороговая энергия излучения определяется термодинамическими параметрами материала катода. На основании полученных экспериментальных данных выдвинуто предположение о том, что под действием импульса лазерного излучения в межэлектродном пространстве в продуктах эрозии электродов зажигается первоначально тлеющий разряд, который затем в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости испытывает контракцию токового канала и переходит в дуговой.

DOI: 10.7868/S0040364417020016

ВВЕДЕНИЕ

Быстро развивающееся направление технической физики – импульсная энергетика и электроника большой мощности – потребовало проведения исследований в области физики импульсного электрического разряда в вакууме. Знание свойств электрического разряда в вакууме помогает правильно выбрать конструкцию вакуумных коммутаторов и понять механизм их работы, что обеспечивает эффективное использование генераторов мощных электрических импульсов с накоплением энергии в емкостном накопителе типа низкоиндуктивного конденсатора или формирующей линии, который с помощью коммутатора подключается к нагрузке [1]. Цель настоящей работы – исследование возможности регулирования времени задержки малогабаритных вакуумных разрядников с иницированием плазмой вспомогательного искрового разряда по поверхности диэлектрика или лазерной плазмой, получаемой при воздействии интенсивного излучения наносекундной длительности на поверхность электрода-мишени. Исследуемый способ регулирования – варьирование энергии, вкладываемой в источник плазмы, инициирующей процесс коммутации.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Используемый в проведенных исследованиях вакуумный разрядник с искровым поджигом представляет собой трехэлектродную коаксиальную систему (катод, анод, поджигающий электрод), которая размещена внутри герметичной откачанной оболочки из диэлектрического материала (рис. 1а). Катод, поджигающий электрод и плотно сжатая между ними диэлектрическая шайба толщиной не более 1 мм образуют систему поджига. Наличие диэлектрика, заполняющего промежутки между катодом и поджигающим электродом, служит для снижения и стабилизации напряжения поджигающего искрового пробоя, инициирующего разряд между катодом и анодом, что приводит к срабатыванию разрядника. Зазор в промежутке катод–анод составляет 1 мм. Диаметр катода, выполненного из алюминия, равен 5 мм. Катод заземлен, анод до начала коммутации находится под положительным потенциалом до 3 кВ. Напряжение самопробоя при этом составляет не менее 10 кВ. Срабатывание разрядника происходит при подаче на поджигающий электрод положительного относительно катода импульса напряжения амплитудой до 4 кВ. Коммутируемый в промежутке катод–анод ток имел продолжительность 3×10^{-5} с и амплитуду до 300 А. Параметры импульса тока определяются

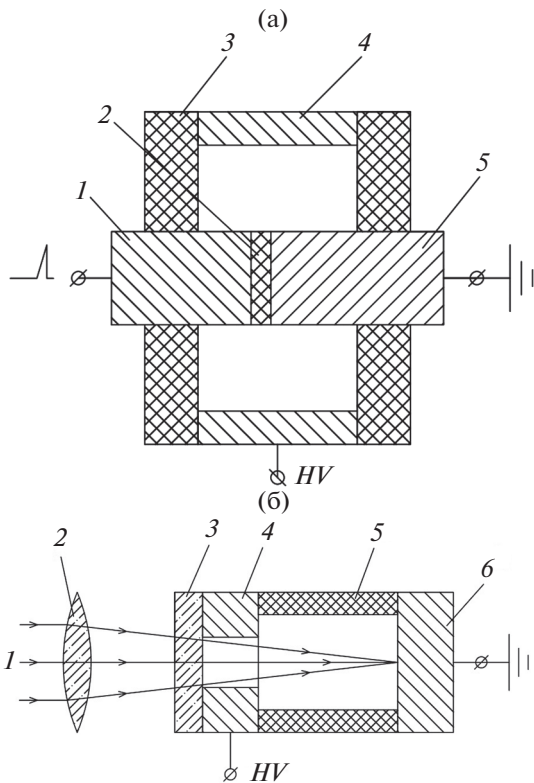


Рис. 1. Конструкция разрядников: (а) — с искровым поджигом: 1 — поджигающий электрод, 2 — диэлектрическая шайба, 3 — откачанная диэлектрическая оболочка, 4 — анод, 5 — катод; (б) — с лазерным поджигом: 1 — параллельный пучок лазерного излучения, 2 — фокусирующая линза, 3 — стеклянное окно, 4 — анод, 5 — откачанная диэлектрическая оболочка, 6 — катод.

формирующей линией, по отношению к которой разрядник выступает в качестве замыкающего электрическую цепь ключа, т.е. волновое сопротивление цепи превышало ее омическое сопротивление.

При подаче импульса напряжения на поджигающий электрод по мере роста напряжения электрическое поле у кромки катода, прилегающей к диэлектрической шайбе, достигает значений, при которых возникают токи автоэлектронной эмиссии, достаточные для испарения микроострий на поверхности катода, ионизации образующихся паров вещества катода и молекул сорбированного на поверхности катода и диэлектрической шайбы газа. Формируется катодное пятно, и облако плазмы, расширяясь в окружающее пространство под действием приложенного к промежутку катод—анод напряжения и благодаря большой подвижности электронов, распространяется в направлении анода. Образуется катодный факел, который замыкает промежуток катод—анод, и искровая стадия разряда переходит в дуговую стадию [2].

Используемый в проведенных исследованиях вакуумный разрядник с лазерным поджигом представляет собой двухэлектродную коаксиальную систему, которая размещена внутри герметичной откачанной оболочки, выполненной из диэлектрического материала, и имеющей стеклянное окно, предназначенное для транспортировки потока лазерного излучения внутрь оболочки (рис. 1б). Плоский катод-мишень находился под нулевым потенциалом. Анод, выполненный в форме плоского кольца, перед срабатыванием разрядника имел положительный потенциал 3 кВ. Излучение импульсного твердотельного лазера ЛГИ-60, работающего в режиме модулированной добротности (длина волны генерируемого излучения — 1.06 мкм, длительность импульса излучения — 20 нс по основанию), фокусировалось на поверхности катода таким образом, что пучок излучения без потерь проходил сквозь отверстие диаметром 2.5 мм в центре анода. Диаметр пятна фокусировки определялся параметрами собирающей линзы, размещаемой снаружи вакуумной оболочки разрядника. В экспериментах использовалась фокусирующая линза с фокусным расстоянием $F = 50$ мм. При угловой расходимости лазерного пучка 5 мрад это позволяло получать пятно фокусировки диаметром 0.8 мм [3]. Поток энергии лазерного излучения, падающего на катод, варьировался с помощью набора калиброванных поглощающих фильтров, расположенных перед собирающей линзой. Расстояние между катодом и анодом составляло 1 мм. Коммутируемая разрядным промежутком цепь состояла из конденсатора и набора сопротивлений. Омическое сопротивление цепи превышало ее волновое сопротивление. Сила тока в цепи достигала 100 А.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Увеличивая энергию, вкладываемую в инициирующий процесс коммутации искры, можно рассчитывать на увеличение температуры плазмы, выбрасываемой из катодного пятна, и, следовательно, на увеличение скорости катодного факела, распространяющегося в направлении анода, что в конечном итоге приводит к замыканию межэлектродного промежутка. Согласно эктонной модели катодного пятна [4], оно является динамической системой, состоящей из центров взрывной электронной эмиссии, время жизни которых составляет наносекунды и в которых происходит локальный электрический взрыв проводника — микроскопического элемента поверхности катода. При быстром нагреве проводников, испытывающих электрический взрыв, наблюдается аномалия поведения проводника. Она состоит в том, что с увеличением скорости ввода энергии начало взрыва смещается в сторону более высоких достигаемых плотностей энергии в

проводнике и, соответственно, более высоких температур продуктов взрыва [5]. Скорость ввода энергии в инициирующий искровой разряд варьировалась изменением амплитуды импульса высокого напряжения, подаваемого на промежуток катод–поджигающий электрод.

Если уровень энергии, вкладываемой в искру, оказывался ниже оптимального, причем пробой между поджигающим электродом и катодом происходил (при достаточно низком уровне энергии, т.е. при достаточно малом зарядном напряжении в инициирующей цепи, пробой по поверхности диэлектрика не происходит), то разряд в промежутке катод–анод с большой вероятностью развивался не сразу, а при повторных пробоях по поверхности диэлектрика (рис. 2а). Таким образом, время задержки между инициирующей искрой и началом протекания тока в промежутке катод–анод имело большой разброс. Если энергия, вкладываемая в искру, оказывалась близкой к оптимальной, разряд в промежутке катод–анод развивался после первого пробоя по поверхности диэлектрика и форма импульса тока в коммутируемой цепи обладала хорошей повторяемостью. Время задержки между началом протекания тока в промежутке катод–поджигающий электрод и началом протекания тока в промежутке катод–анод составляло при фиксированной конфигурации электродов 15–20 нс (рис. 2б) и не изменялось заметным образом с учетом статистического разброса в пределах оптимального режима. Если уровень энергии, вкладываемой в искру, оказывался выше оптимального, то форма импульса тока в коммутируемой цепи сильно искажалась дополнительными пробоями по поверхности диэлектрика (рис. 2в).

Результаты проведенных экспериментов в части, касающейся разрядника с искровым поджигом, демонстрируют ограниченность возможностей управления длительностью задержки процесса коммутации варьированием энергетикой вспомогательного разряда. Параметры вспомогательного разряда по поверхности диэлектрика и конфигурация электродной системы разрядника оказываются жестко самосогласованы.

Отметим еще две особенности разряда с искровым поджигом. В процессе коммутации промежутка катод–анод при падении напряжения на нем происходят колебания в течение примерно 150 нс (рис. 3), затем установившееся напряжение остается практически постоянным в течение всего времени протекания тока разряда. Данное обстоятельство может свидетельствовать о том, что искровая стадия разряда в промежутке катод–анод не сразу переходит в дуговую, а имеет место, вероятно, промежуточная стадия типа тлеющего разряда с развитием неустойчивости, что наблюдается в виде колебаний напряжения [6, 7]. Стоит

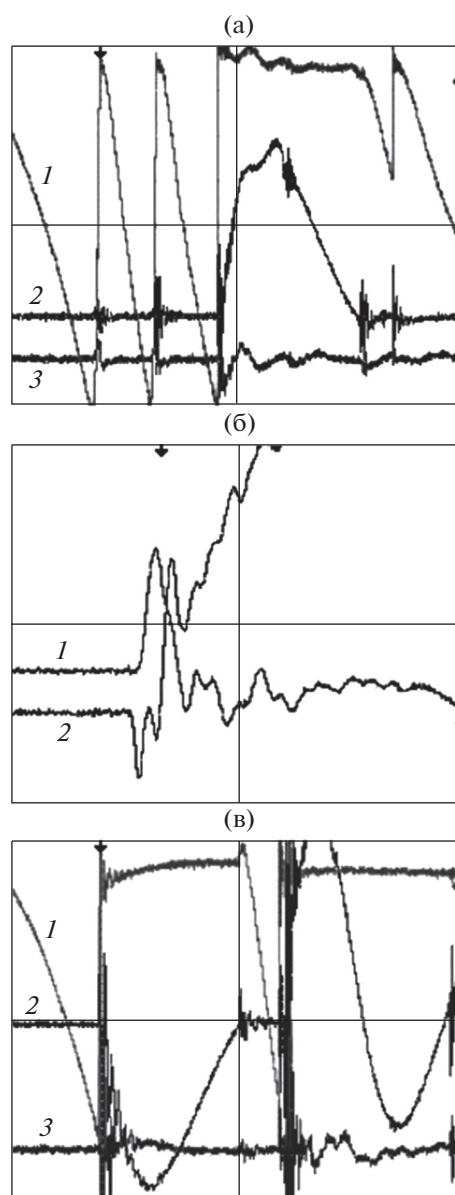


Рис. 2. Осциллограммы напряжения и тока в промежутке катод–поджигающий электрод и тока в промежутке катод–анод разрядника с искровым поджигом при энергии в искре ниже (а), порядка (б) и выше (в) оптимальной: (а) 1 – напряжение поджига (500 В/дел.), 2 – ток разряда (50 А/дел.), 3 – ток поджига (20 А/дел.); (б) 1 – ток поджига (500 В/дел.), 2 – ток разряда (5 А/дел.); (в) – изменена полярность сигнала, отображающего ток в коммутируемой цепи: 1 – напряжение поджига (500 В/дел.), 2 – ток разряда (50 А/дел.), 3 – ток поджига (2 А/дел.); развертка – 1 мкс/дел.

отметить еще одно обстоятельство. Судя по достигаемой в разряде силе тока порядка сотен ампер при установившемся напряжении, на данной стадии разряд является дуговым. Однако установившееся на промежутке катод–анод напряжение значительно превышает напряжение, характерное для классической дуги порядка потенциа-

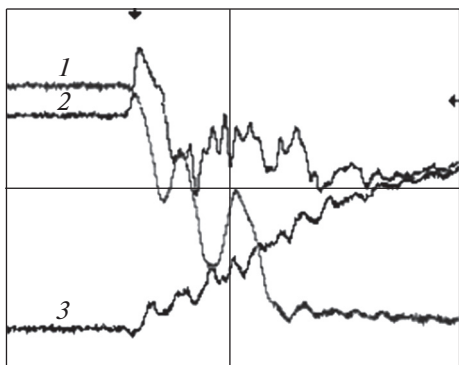


Рис. 3. Осциллограммы тока и напряжения в разряднике с искровым поджигом: 1 – напряжение на промежутке катод–анод (500 В/дел.), 2 – ток поджига (2 А/дел.), 3 – ток разряда (50 А/дел.); развертка – 50 нс/дел.

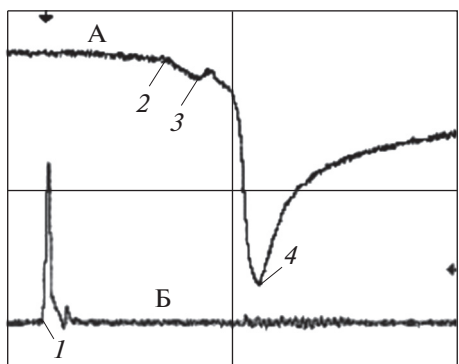


Рис. 4. Типичная осциллограмма тока в разряднике с лазерным поджигом: А – ток в разряднике (20 А/дел.), Б – интенсивность излучения лазера; начальный потенциал анода – 3 кВ, $E_{LR} = 60$ мкДж, материал катода – сплав АМц на основе алюминия; “особые точки”: 1 – начало лазерного импульса, 2 – начало протекания тока в разряднике, 3 – особенность на осциллограмме тока, 4 – момент достижения максимума тока.

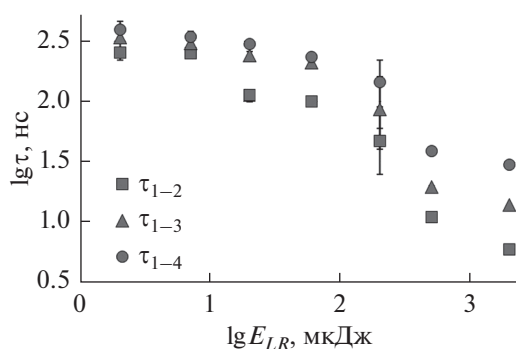


Рис. 5. Зависимость времени задержки τ от энергии лазерного излучения E_{LR} для графитового катода.

ла ионизации рабочей среды разряда, т.е. порядка десяти вольт. Зарегистрированная величина установившегося напряжения составляет сотни вольт и зависит от достигаемой в разряде силы тока

(или от начального потенциала анода): при токе 100 А (начальном потенциале анода 1 кВ) установившееся напряжение на промежутке катод–анод составляет около 150 В, при 300 А (начальном потенциале анода 3 кВ) – около 500 В. Возможно данное обстоятельство обусловлено малой протяженностью разрядного промежутка. При начальном потенциале анода ниже 1 кВ форма импульса тока в коммутируемой цепи сильно искажается, говорить об установившемся напряжении разряда невозможно, так как напряжение в промежутке катод–анод испытывает сильные колебания.

В экспериментах с разрядником, коммутируемым лазерной плазмой, использовался широкий диапазон энергий лазерного излучения, падающего на поверхность катода: $E_{LR} = 2 \times 10^{-6} - 2 \times 10^{-3}$ Дж. Средняя интенсивность лазерного излучения, падающего на поверхность катода, составила $q = 3 \times 10^6 - 3 \times 10^9$ Вт/см². В столь широком диапазоне интенсивности воздействующего на мишень излучения возможен широкий круг физических явлений и процессов – от плавления и испарения до ионизации паров и поглощения падающего излучения плазмой [4]. Нижняя граница используемой энергии излучения лазера определялась минимальным уровнем энергии, необходимым для инициирования разряда в заданных условиях эксперимента. Минимальный уровень E_{LR} , необходимый для коммутации разрядника, оказался зависящим от выбора материала катода. Верхняя граница E_{LR} определялась техническими возможностями используемого лазера. На рис. 4 представлена типичная осциллограмма разрядного тока в сравнении с осциллограммой интенсивности лазерного излучения, падающего на катод, при относительно невысоком уровне энергии лазерного излучения. На осциллограммах разрядного тока были выделены характерные точки: 1 – старт лазерного импульса; 2 – момент появления в разрядной цепи тока, заметного по величине при сравнении с амплитудным значением; 3 – особенность (всплеск или излом) на осциллограмме; 4 – момент достижения максимума тока в контуре. По результатам измерений построены зависимости времени задержки событий, отмеченных точками 2–4 относительно старта лазерного импульса (точки 1) τ_{1-2} , τ_{1-3} , τ_{1-4} соответственно от E_{LR} для различных материалов катода: алюминий, вольфрам, медь, молибден, тантал, титан, графит, ковар (сплав 29НК). На рис. 5 приведены эти зависимости от E_{LR} для графита. Такие зависимости для различных материалов имеют практически идентичный вид, что говорит о единообразии протекающих процессов. При относительно малых E_{LR} в диапазоне 2–20 мкДж ($q = 3 \times 10^6 - 3 \times 10^7$ Вт/см²) время задержки меняется сравнительно слабо или даже в

пределах случайной погрешности остается неизменным. С ростом E_{LR} выше некоторого порогового значения время задержки достаточно быстро сокращается. Для относительно больших E_{LR} в диапазоне 200–2000 мкДж ($q = 3 \times 10^8 - 3 \times 10^9$ Вт/см²) зависимость τ от E_{LR} может быть представлена в виде $\tau = \alpha E_{LR}^{-\beta}$, где α и β – константы. Стоит заметить, что пороговое значение $(E_{LR})_{thre}$ зависит от материала катода: для титана оно составляет примерно 20 мкДж, для кобальта – 60 мкДж и для графита – порядка 200 мкДж.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Измеренная на основе вольт-амперных характеристик поджигающего искрового разряда величина электрической энергии, вкладываемой в разряд, оказалась порядка 1000 мкДж в области оптимального режима работы разрядника с искровым поджигом. Продолжительность выделения и трансформации электрической энергии во внутреннюю энергию в основном, по-видимому, вещества катода составляет около 20 нс, т.е. оказывается равной длительности выделения и трансформации энергии импульса лазерного излучения на поверхности катода в разряднике с лазерным поджигом. При указанном уровне энергии время задержки срабатывания разрядника с лазерным поджигом для большинства испытанных материалов катода оказалось на уровне 15–30 нс, т.е. близко ко времени срабатывания разрядника с искровым поджигом. Таким образом, при идентичных условиях коммутации (расстояние и разность потенциалов между катодом и анодом; количество электрической или лучистой энергии, трансформированной во внутреннюю энергию вещества, выбрасываемого в межэлектродное пространство в основном виде проводящей среды – ионизованного пара) времена задержки срабатывания двух вакуумных разрядников, отличающихся принципом инициирования разряда, оказались практически совпадающими. Однако сделать далеко идущие выводы об универсальной зависимости времени задержки срабатывания разрядника от уровня энергии, выделяемой из системы инициирования процесса коммутации, не удастся.

Возникшая в данных экспериментах верхняя граница оптимального напряжения системы инициирования разрядника с искровым поджигом обусловлена свойствами коммутируемой цепи, т.е. большим волновым сопротивлением и относительно большой продолжительностью протекания тока. В результате этого выброс в межэлектродное пространство увеличенного количества плазмы вследствие увеличения энергии поджига на стадии инициирования разряда и ко-

нечная скорость рекомбинации приводят к созданию условий для сохранения проводящей среды в межэлектродном пространстве к моменту переполюсовки электродов. А это создает условия для изменения формы импульса тока в коммутируемой цепи. Если не обращать внимания на искажение формы, а отслеживать только поведение переднего фронта импульса тока, то окажется, что при изменении амплитуды импульса поджигающего напряжения примерно в три раза – от минимального значения, при котором происходил пробой по поверхности диэлектрика, до максимального, связанного с возможностями используемой аппаратуры – заметного изменения времени задержки не наблюдалось. Данное обстоятельство, по-видимому, объясняется тем, что скорость заполнения межэлектродного пространства проводящей средой определяется не столько температурой, образованной при инициировании разряда плазмы, сколько скоростью амбиполярной диффузии электронов и ионов от катода к аноду [4].

Коммутация разрядника с лазерным поджигом имеет свои особенности. При относительно малых, но достаточных для инициирования разряда E_{LR} в течение примерно 100–200 нс после окончания лазерного импульса в цепи разряда не фиксируется ток (рис. 4). Можно предположить, что в межэлектродное пространство расширяется сгусток слабо ионизованного пара [8, 9]. Вероятно, в указанной среде загорается слаботочный тлеющий разряд, а внешняя обращенная к аноду граница облака пара выполняет роль эмиттера электронов. Ток в цепи ограничен, в частности, объемным зарядом в межэлектродном пространстве. Замыкание межэлектродного промежутка проводящей средой и нейтрализация объемного заряда приводит к увеличению тока. Далее, по-видимому, ионизационно-перегревная неустойчивость тлеющего разряда приводит к контракции канала тока [6, 7, 10] и, соответственно, дальнейшему разогреву локального участка поверхности катода. Отсюда следует увеличение плотности потока термоэмиссионных электронов, в частности, за счет напряженности электрического поля у поверхности катода и увеличение плотности потока ионов из плазмы на катод. Рост плотности испаряемого или сублимируемого вещества электрода у его поверхности вызовет уменьшение длины свободного пробега электронов и, соответственно, уменьшение ширины слоя катодного падения потенциала, т.е. вновь рост напряженности электрического поля и плотности электронного тока эмиссии с катода, и так вплоть до образования катодного пятна, возникновения самовоспроизводящихся центров взрывной электронной эмиссии – так называемых эктонов [4], и перехода разряда в дугу. Наличие всплесков на осциллограмме на переднем фронте

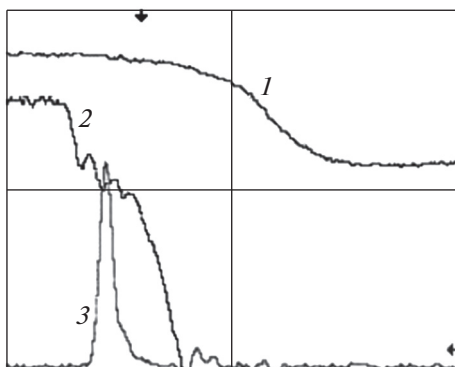


Рис. 6. Типичные осциллограммы тока и напряжения в разряднике с лазерным поджигом: 1 – ток в разряде (2 А/дел.), 2 – напряжение на промежутке катод–анод (5 В/дел., начальный потенциал анода – 150 В), 3 – интенсивность излучения лазера; развертка – 10 нс/дел.; $E_{LR} = 5000$ мкДж, материал катода – ковар.

импульса тока (рис. 4) и кратковременного провала примерно на 10 В (иногда сопровождающегося колебаниями) на осциллограмме напряжения (рис. 6) может свидетельствовать, по мнению авторов, о развитии неустойчивости в тлеющем разряде, когда он из нормальной формы переходит в аномальную [11] и затем в дугу. Причем при киловольтных начальных потенциалах анода установившееся в процессе развития разряда напряжение в промежутке катод–анод, т.е. при токах, сравнимых с максимально достигаемым, оказывается точно так же, как и в разряднике с искровым поджигом, завышенным по сравнению с напряжением классической дуги. В то же время при начальных потенциалах анода порядка сотни вольт и несколько выше установившееся напряжение вполне соответствует классическим представлениям о дуговом разряде. Например, при начальном потенциале анода 150 В установившееся напряжение составляет 5–10 В.

При относительно больших E_{LR} , т.е. заведомо больше порогового значения, отличительной чертой разряда, по-видимому, становится влияние лазерного излучения на развитие ионизационно-перегревной неустойчивости в плазме тлеющего разряда. При достижении пороговой величины E_{LR} начинается эффективная ионизация паров материала катода за счет пробоя нейтрального газа в поле электромагнитной волны с дальнейшим сильным поглощением излучения лазера в образующейся плазме [7]. Не исключено влияние эффекта разбрызгивания жидкой фазы под действием давления плазменного факела. Время, в течение которого волна гидродинамических возмущений догонит тепловую волну, распространяющуюся внутрь мишени, что знаменует собой завершение процесса формирования лазерно-плазменного факела, после чего установ-

ливается газодинамический режим испарения, можно оценить следующим образом [8]:

$$t_{GDE} \approx \frac{m_i}{m_e n_i \sigma v_e},$$

где m_i и m_e – масса иона и электрона соответственно, n_i – концентрация ионов у поверхности мишени, σ – кулоновское сечение ион–электронного столкновения, v_e – скорость электрона. При оценке сверху, приняв $m_i/m_e = 10^5$, $n_i = 10^{22}$ см $^{-3}$, $\sigma = 10^{-14}$ см 2 , $v_e = 10^7$ см/с, получим $t_{GDE} \approx 10^{-10}$ с, т.е. $t_{GDE} \ll \tau$. Примем скорость микрокапель, вылетающих из зоны фокусировки лазерного луча, порядка 10 4 см/с, что является характерной скоростью продуктов капельной эрозии, покидающих область катодного пятна в вакуумно-дуговом разряде при токах, близких к пороговым [4]. В этом случае характерный размер, определяемый произведением скорости микрокапель на длительность лазерного импульса, покажет, что разбрызгивание капель микронных размеров вполне осуществимо. Почему для сравнения выбрано катодное пятно? При плотностях тока в катодном пятне порядка 10 8 А/см 2 и падении потенциала в прикатодной области ~ 10 В получим величину плотности потока энергии, весьма близкую к той, что имеет место при пороговом значении E_{LR} в наших экспериментах в пятне фокусировки. Нагрев и испарение микрочастиц излучением лазера облегчает ионизацию пара у поверхности катода [12].

В присутствии потока лазерного излучения развитие ионизационно-перегревной неустойчивости тлеющего разряда идет быстрее, так как локальное увеличение температуры и степени ионизации пара автоматически приводит к увеличению поглощения лазерного излучения и к еще большему разогреву, соответственно, увеличению степени ионизации и проводимости плазмы, т.е. контракции тока. Кроме того, вероятно, быстрее идет заполнение плазмой межэлектродного пространства. Следствием становится ускорение процесса формирования условий для зажигания дуги с ростом E_{LR} . Действительно, согласно экспериментальным данным, полученным в [13] при исследовании разлета лазерно-плазменного факела методами теневого фотографирования с импульсным лазером в качестве осветителя и скоростного фотографирования в собственном излучении оптического диапазона, наблюдалось следующее. При интенсивности излучения, падающего на мишень, $q = 10^9$ Вт/см 2 на начальном этапе, когда лазерный импульс еще не прекратился, измеренная скорость разлета лазерной плазмы составляет величину порядка 10 7 м/с. Таким образом, время, которое потребует плазменному факелу для замыкания межэлектродного про-

межутка в указанных условиях, составит примерно 10^{-8} с и окажется меньше длительности лазерного импульса. Для сравнения измеренная скорость плазмы, выброшенной из центра взрывной электронной эмиссии на поверхности катода, составляет порядка 10^4 м/с и слабо зависит от приложенного к межэлектродному промежутку напряжения [4].

Если данная гипотеза верна и на первом этапе в промежутке загорается тлеющий разряд в парах материала катода, то какие параметры хотя бы в первом приближении окажутся определяющими для величины $(E_{LR})_{\text{thre}}$? При условии

$$v_m \ll \omega,$$

где $v_m = n_o v_e \sigma_{\text{tr}}$ — эффективная частота столкновений электрона с молекулами газа, n_o — концентрация молекул газа, v_e — скорость электрона, σ_{tr} — сечение ионизации молекулы электронным ударом, ω — циклическая частота волны, минимальная (пороговая) интенсивность излучения лазера, необходимая для пробоя нейтрального газа [7], составит

$$I_{\text{thre}} \sim \frac{E_i}{n_o},$$

где E_i — потенциал ионизации. Сделаем оценку v_m сверху. Предположив, что при $E_{LR} = 2 \times 10^{-3}$ Дж вся энергия излучения будет затрачена на испарение материала мишени, с учетом минимальной удельной теплоты испарения рассматриваемых материалов $r \approx 3 \times 10^5$ Дж/моль получим оценку количества частиц, выброшенных под действием лазерного импульса в межэлектродное пространство:

$$N_{\text{vap}} = \frac{E_{LR} N_A}{r} \approx 10^{15},$$

где N_A — число Авогадро. Частицы за время лазерного импульса заполняют пространство объемом порядка 1 мм^3 (долетают от катода до анода) и, соответственно, средняя концентрация атомарных частиц в межэлектродном пространстве порядка 10^{18} см^{-3} . В данном случае $\omega = 10^{15} \text{ с}^{-1}$. При $n_o = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $v_e = 10^7 \text{ см/с}$ и $\sigma_{\text{tr}} \approx 10^{-15} - 10^{-14} \text{ см}^2$ получим в качестве оценки $v_m = 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, оказывается $v_m \ll \omega$ и, следовательно, эффективная ионизация газа — в данном случае паров материала катода — начнется, когда концентрация заполняющих межэлектродное пространство паров снизится за счет ухода частиц на стенки за время лазерного импульса настолько, что станет возможным пробой полем волны. Концентрация атомарных частиц будет снижаться тем быстрее, чем больше скорость частиц:

$$v_o \sim T^{1/2},$$

где v_o — тепловая скорость атомарных частиц, T — температура паров. Кроме того, концентрация частиц пропорциональна общему количеству испаренных частиц, которое в первом приближении можно оценить через объем прогретого импульсом излучения конденсированного вещества, претерпевающего затем фазовое превращение. Так как размер пятна фокусировки излучения лазера и расстояние между электродами сопоставимы, можно положить объем прогретого вещества пропорциональным глубине прогрева:

$$N_o \sim (\tau \chi)^{1/2}.$$

Здесь N_o — общее количество испаренных частиц, τ — длительность лазерного импульса, χ — коэффициент температуропроводности материала катода. Таким образом, просматривается возможная зависимость $(E_{LR})_{\text{thre}}$ от параметра T/χ , где под T будем подразумевать температуру кипения. Влиянием потенциала ионизации в первом приближении пренебрежем, так как разброс значений параметра T/χ для использованных материалов составляет 17.5 крат, в то же время разброс значений E_i^2 для большинства материалов (исключая графит) не превышает 1.8 крат. Диаграмма зависимости $(E_{LR})_{\text{thre}}$ от параметра T/χ (рис. 7) показывает, что большая часть из исследованных материалов укладывается в рамки некоторой тенденции, а меньшая часть, а именно алюминий и вольфрам, — не укладывается. Можно предположить, что данное обстоятельство связано с особенностями динамики изменения фазового состояния различных материалов под действием лазерного излучения высокой мощности. Кстати, введение поправки на влияние E_i вид диаграммы действительно меняет незначительно.

При падении мощного лазерного излучения на поверхность конденсированного вещества внача-

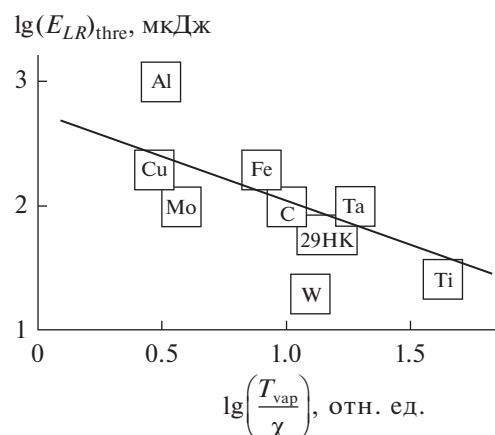


Рис. 7. Диаграмма зависимости $(E_{LR})_{\text{thre}}$ от параметра T_{vap}/χ .

Отношение критического и порогового коэффициентов теплопроводности

Материал	W	Al	Ковар	Cu	Mo	Fe	Ta	Ti	Графит
$q_{\text{crit}}/q_{\text{thre}}$	1.8	0.017	0.2	0.11	0.2	0.07	0.2	0.3	0.5

ле происходит нагревание тонкого приповерхностного слоя вещества, который в свою очередь становится вследствие теплопроводности источником тепловой волны, распространяющейся внутрь тела. Скорость тепловой волны в случае постоянства коэффициента теплопроводности, плотности и удельной теплоемкости вещества уменьшается с течением времени как $t^{-1/2}$. С другой стороны, в некоторый момент времени температура на поверхности вещества возрастает настолько, что начинается существенное испарение. С этого момента времени внутрь вещества пойдет волна испарения, скорость которой будет увеличиваться по мере роста температуры и достигнет стационарного значения $v_{\text{evap}} \approx q/\rho r$, где ρ – плотность конденсированного вещества, r – удельная теплота испарения. В некоторый момент времени t_{crit} скорость волны испарения сравнивается со скоростью тепловой волны. При условии $t_{\text{crit}} < \tau$, где τ – длительность лазерного импульса, процессы воздействия излучения лазера на конденсированное вещество сводятся практически к чистому режиму испарения, в котором теплопроводность уже не играет существенной роли. Интенсивность излучения в этом случае должна превышать значение q_{crit} , которое определяется формулой [4]

$$q_{\text{crit}} \approx pr(\chi/\tau)^{1/2}.$$

Приведенные в таблице данные показывают, что режим воздействия излучения лазера при пороговом значении интенсивности q_{thre} именно для алюминия и вольфрама сильно отличается от режима, характерного для всех остальных исследованных материалов. Если большая часть материалов находится в условиях, приближающихся к пограничным, то алюминий определенно оказывается в условиях режима испарения, а вольфрам – теплопроводного режима. Возможно, большое влияние на динамику ионизационного состояния продуктов эрозии материала катода оказывает зависимость давления насыщенного пара от температуры, которая варьируется в широких пределах для указанных выше материалов. Например, давление насыщенных паров углерода при температуре сублимации примерно на порядок величины меньше, чем давление насыщенных паров титана и железа. Наиболее быстрый рост давления насыщенных паров с ростом температуры в интервале от температуры плавления до температуры кипения (сублимации) наблюдается у титана, а наименьший – у графита [14].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенных исследований времени задержки малогабаритного вакуумного разрядника с иницированием плазмой вспомогательного искрового разряда по поверхности диэлектрика продемонстрировали ограниченность возможностей управления временем задержки коммутации варьированием энергетике вспомогательного разряда по поверхности диэлектрика и конфигурация электродной системы разрядника оказываются жестко самосогласованы.

Проведено исследование зависимости временных параметров коммутации вакуумного промежутка при воздействии импульса лазерного излучения наносекундной длительности на поверхность катода от энергии (интенсивности) излучения, падающего на катод-мишень, и от материала катода.

Показано, что характер зависимости регистрируемых временных параметров от энергии излучения одинаков для различных материалов катода.

Энергия (интенсивность) лазерного импульса определяет скорость замыкания вакуумного промежутка. С ростом энергии излучения лазера в диапазоне 2–2000 мкДж (3×10^6 – 3×10^9 Вт/см²) продолжительность времени замыкания вакуумного промежутка уменьшается более чем на порядок величины.

Существует пороговая энергия излучения, при которой происходит изменение характера зависимости регистрируемых временных параметров от энергии излучения. При относительно малых E_{LR} (ниже порогового $(E_{LR})_{\text{thre}}$) в диапазоне 2–20 мкДж ($q = 3 \times 10^6$ – 3×10^7 Вт/см²) регистрируемые временные интервалы меняются сравнительно слабо или даже в пределах случайной погрешности остаются неизменными. Для относительно больших E_{LR} (выше порогового $(E_{LR})_{\text{thre}}$) в диапазоне 200–2000 мкДж ($q = 3 \times 10^8$ – 3×10^9 Вт/см²) с ростом E_{LR} длительность временных интервалов, характеризующих скорость коммутации разрядного промежутка хорошо проводящей средой, сокращается.

Пороговая энергия излучения $(E_{LR})_{\text{thre}}$ определяется термодинамическими параметрами материала катода.

На основании полученных экспериментальных данных выдвинуто предположение о том, что под действием импульса лазерного излучения в межэлектродном пространстве в продуктах эро-

зии электродов зажигается первоначально тлеющий разряд, который затем в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости испытывает контракцию токового канала и переходит в дуговой. При энергии излучения, превышающей пороговое значение, падающее на катод излучение ускоряет процесс развития ионизационно-перегревной неустойчивости и переход тлеющего разряда в дуговой за счет поглощения излучения в плазме разряда.

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., Пшеничный А.А., Якубов Р.Х.* Воздействие однородного магнитного поля на режим срабатывания малогабаритного управляемого вакуумного разрядника // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 2. С. 182.
3. *Райзер Ю.П.* Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 308 с.
4. *Месяц Г.А.* Эктон в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. 424 с.
5. *Иваненков Г.В., Пикуз С.А., Шелковенко Т.А., Романова В.М., Глазырин И.В., Котова О.Г., Слесарева А.Н.* Обзор литературы по моделированию процессов электрического взрыва тонких металлических проволочек. Препринт № 9. М.: ФИАН, 2004. 26 с.
6. *Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
7. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
8. *Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н.* Лазерная плазма. Физика и применение. М.: МИФИ, 2003. 400 с.
9. *Cremers D.A., Radziemski L.J.* Handbook of Laser Induced Breakdown Spectroscopy. N.Y.: Wiley, 2006.
10. *Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахманов А.Т.* Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987. 160 с.
11. *Жданов С.К., Курнаев В.А., Романовский М.К., Цветков И.В.* Основы физических процессов в плазме и плазменных установках / Под ред. Курнаева В.А. М.: МИФИ, 2007. 368 с.
12. *Воробьев В.С.* Плазма, возникающая при взаимодействии лазерного излучения с твердыми мишенями // УФН. 1993. Т. 163. № 12. С. 51.
13. *Делоне Н.Б.* Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Курс лекций. М.: Наука, 1989. 280 с.
14. *Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др.* Физические величины. Спр. / Под ред. Григорьева И.С., Мелихова Е.С. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.