

Инициирование разряда в вакуумном промежутке излучением ИК-диапазона умеренной интенсивности

С. Г. Давыдов, А. Н. Долгов, А. С. Каторов, В. О. Ревазов, Р. Х. Якубов

На основе полученных экспериментальных данных сделан вывод о том, что под действием импульса лазерного излучения в продуктах эрозии электродов зажигается первоначально тлеющий разряд, который в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости испытывает контракцию токового канала и переходит в дуговой. Показан характер зависимости минимальной энергии лазерного излучения, необходимой для инициирования разряда, и пороговой энергии лазерного излучения, при превышении которой лазерное излучение эффективно воздействует на возникающую лазерную плазму, от термодинамических параметров материала мишени.

Ключевые слова: разрядник с оптическим управлением, лазерная плазма, вакуумная дуга.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-4-325-336

Введение

С момента первого сообщения об использовании поджига высоковольтного разрядника с помощью импульса лазерного излучения [1] были предприняты значительные усилия по выявлению возможностей и пределов использования лазерного поджига. В настоящее время лазерный поджиг применяется в газонаполненных

разрядниках высокого давления с использованием явления оптической искры с целью получить субнаносекундные времена коммутации высоковольтных цепей, что требует достижения интенсивности излучения в пучке порядка 10^{11} Вт/см². Основные характеристики, присущие разрядникам с лазерным поджигом, – это гальваническая развязка, дистанционное управление, короткое и изменяемое время задержки с низким уровнем статистического разброса (jitter).

В ситуации, когда требуется использовать вакуумную изоляцию электродов и добиваться минимизации габаритов коммутирующего устройства, а времена коммутации допускаются в наносекундном диапазоне, желательно стремиться к уменьшению необходимой для поджига интенсивности (энергии) излучения.

Для инициирования пробоя вакуумного промежутка с помощью лазерной плазмы обычно используют лазеры, работающие в режиме модулированной добротности, что

Давыдов Сергей Геннадьевич, нач. научно-исследовательской лаборатории.

Долгов Александр Николаевич, в.н.с., д.ф.-м.н.

Каторов Алексей Сергеевич, инженер 1-й кат.

E-mail: katorovalexey@mail.ru

Ревазов Владислав Олегович, зам. нач. научно-исследовательского отдела.

Якубов Рустам Халимович, нач. научно-конструкторского отделения – нач. отдела, к.т.н. ФГУП ВНИИА им. Н. Л. Духова.

Россия, 127055, Москва, ул. Сущёвская, 22.

Статья поступила в редакцию 20 марта 2019 г.

© Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Каторов А. С., Ревазов В. О., Якубов Р. Х., 2021

позволяет получать импульсы излучения длительностью в десятки наносекунд и менее. Излучение лазера фокусируется на поверхности одного из электродов коммутатора в пятно диаметром обычно несколько десятых миллиметра. Интенсивность излучения в пределах пятна фокусировки лежит в диапазоне от 10^6 до 10^{10} Вт/см² [2]. Воздействие на металлическую поверхность электрода импульсов с такими параметрами вызывает интенсивный нагрев облучаемой поверхности. С поверхности катода, если облучается катод, возникает термоэлектронная эмиссия. В течение 5–10 нс после начала облучения происходит плавление и испарение материала электрода. Воздействие продолжающегося лазерного импульса на пары вещества вызывает их ионизацию, что приводит к формированию плазменного сгустка или лазерно-пламенного факела, распространяющегося в вакуум [3]. Масштабы и вклад в общую картину этих явлений сильно зависят от условий эксперимента и в первую очередь от интенсивности падающего на мишень излучения или – при неизменной длительности импульса излучения и площади пятна фокусировки – от энергии излучения [4].

Цель настоящего исследования – поиск возможностей оптимального подбора материала катода или мишени, расположенной на катоде вакуумного разрядника с лазерным поджигом, для минимизации энергетики поджига.

Основные экспериментальные факты

Авторы провели серию экспериментов, целью которых было измерение временных параметров процесса коммутации вакуумного разрядного промежутка при различной энергии лазерного излучения и неизменной длительности импульса и площади пятна фокусировки лазерного луча.

На рис. 1 представлена схема экспериментов. Оптическое излучение генериро-

валось импульсным твердотельным лазером с модулированной добротностью (1). Попадая на светоделительную пластину (3), лазерный луч разделялся на две части. Первая часть (менее 1 %) поступала на фотодатчик (2), после чего осциллограф (10) регистрировал лазерный импульс. Основная часть излучения проходя через отверстие в аноде (5), фокусировалась собирающей линзой (4) на поверхности катода (6) или мишени на его поверхности, что приводило к появлению проводящей среды в межэлектродном промежутке, протеканию тока и разрядке высоковольтного конденсатора (7). Осциллограф (10) регистрировал токовый импульс – импульс напряжения на резисторе (9), пропорциональный силе коммутируемого тока. Двухэлектродная система коммутатора (рис. 2) была помещена в герметичную вакуумную камеру, оснащенную системой откачки и вакуумноплотными вводами, которые обеспечивают подключение к внешней цепи. Коммутируемая цепь, включающая высоковольтный конденсатор, обладала индуктивностью на уровне $\sim 10^{-8}$ Гн. Габаритный размер разрядника ~ 1 см. Габариты излучателя – $3 \times 5 \times 10$ см³, и блока питания/управления лазера – $3 \times 15 \times 20$ см³.

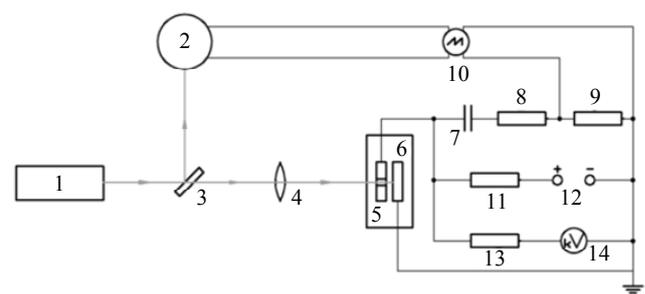


Рис. 1. Блок-схема экспериментов: 1 – импульсный твердотельный лазер с диодной накачкой; 2 – фотодатчик; 3 – светоделительная пластинка; 4 – собирающая линза; 5 – анод разрядника; 6 – катод разрядника; 7 – конденсатор (10 нФ); 8 – ограничивающий резистор (50 Ом); 9 – резистор в цепи протекания тока разряда (1 Ом); 10 – осциллограф; 11 и 13 – балластные сопротивления (25 кОм); 12 – источник высокого напряжения; 14 – киловольтметр.

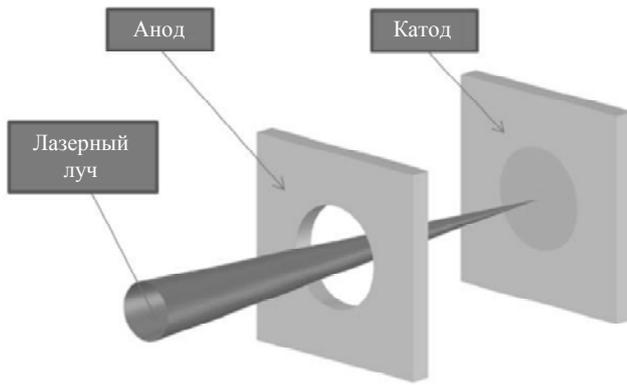


Рис. 2. Конфигурация электродной системы разрядника с лазерным поджигом и пространственная схема фокусировки лазерного луча на поверхности катода.

Длительность лазерного импульса составляла 20 нс по основанию. Длина волны излучения – 1,06 мкм. Расстояние между катодом и анодом коммутируемого промежутка составляло 1 мм. Зарядное напряжение на конденсаторе – 3 кВ. Энергия лазерного излучения, падающего на мишень, варьировалась в пределах нескольких порядков величины $E_{LP} = 2 \times 10^{-6} - 2 \times 10^{-3}$ Дж. При этом средняя интенсивность лазерного излучения на поверхности катода в пределах пятна фокусировки менялась в пределах $q = 3 \times 10^6 - 3 \times 10^9$ Вт/см² [5, 6].

Было установлено, что при фиксированной длине волны, площади пятна фокусировки и длительности импульса лазерного излучения существует минимальное значение энергии лазерного излучения $(E_{LP})_{min}$, необходимое для зажигания самостоятельного разряда в коммутируемом промежутке.

Анализ осциллограмм разрядного тока, зарегистрированных при различной величине E_{LP} , позволил выделить на них устойчиво повторяющиеся элементы в виде характерных реперных точек (рис. 3): старт лазерного импульса (точка 1), момент появления в разрядной цепи заметного тока (точка 2), особенность (всплеск или излом) на осциллограмме (точка 3), момент достижения максимума тока в контуре (точка 4). По результатам измере-

ний были построены графики зависимости продолжительности соответствующих временных интервалов τ_{1-2} , τ_{1-3} , τ_{1-4} от величины E_{LP} для различных материалов катода (рис. 4). Отметим, что зависимости $\tau_{1-2}(E_{LP})$, $\tau_{1-3}(E_{LP})$, $\tau_{1-4}(E_{LP})$ для исследованных материалов, среди которых алюминий, вольфрам, нержавеющая сталь, медь, тантал, молибден, титан, графит, ковар, имеют практически идентичный вид, что говорит о единообразии протекающих процессов.



Рис. 3. Характерные осциллограммы процесса коммутации тока (луч № 1 – сигнал с фотодатчика, луч № 2 – токовый импульс) с указанием выделенных точек на осциллограмме коммутируемого тока: 1 – старт лазерного импульса; 2 – момент появления в разрядной цепи тока, заметного по величине при сравнении с амплитудным значением; 3 – особенность на осциллограмме (всплеск); 4 – момент достижения максимума тока в контуре. Развертка: 50 нс/дел.

Зависимость времени задержки между началом импульса лазерного излучения и началом дуговой стадии разряда в вакуумном промежутке τ_{del} от энергии излучения лазера E_{LP} для различных материалов имеет практически идентичный вид, что говорит о единообразии протекающих процессов. При относительно малых $E_{LP} = 2 - 20$ мкДж ($q = 3 \times 10^6 - 3 \times 10^7$ Вт/см²) время задержки τ_{del} меняется сравнительно слабо или даже в пределах случайной погрешности остаются неизменными. С ростом E_{LP} выше некоторого порогового значения $(E_{LP})_{thre}$

длительность времени задержки τ_{del} начинает достаточно быстро сокращаться. Для относительно больших $E_{LP} = 20\text{--}2000$ мкДж ($q = 3 \times 10^8\text{--}3 \times 10^9$ Вт/см²) зависимость длительности времени задержки τ_{del} от E_{LP} может быть представлена в виде:

$$\tau_{del} = \alpha (E_{LP})^{-\beta}, \quad (1)$$

где α и β – положительные константы.

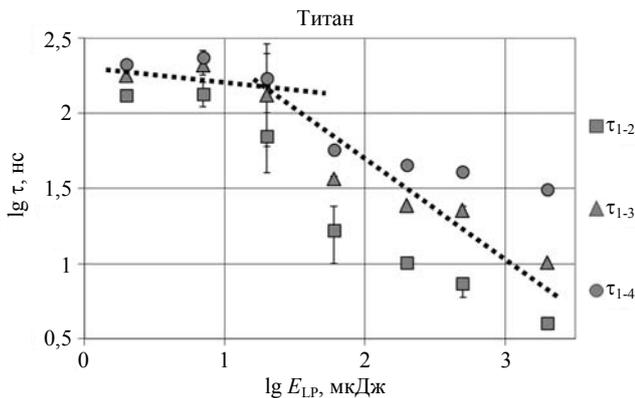


Рис. 4. График зависимости продолжительности выделенных временных интервалов τ_{1-2} , τ_{1-3} , τ_{1-4} от энергии поджигающего лазерного импульса E_{LP} для катода из титана. Пунктирными линиями выделены две области, одна – при малых E_{LP} , где наблюдается относительно слабая зависимость выделенных временных интервалов от E_{LP} , и вторая – при сравнительно больших E_{LP} , где наблюдается сильная зависимость. Временной интервал τ_{1-3} является временем задержки дуговой стадии разряда τ_{del} . Пересечение пунктирных линий соответствует пороговой энергии импульса излучения $(E_{LP})_{thre}$.

Стоит подчеркнуть, что минимальное, необходимое для инициирования разряда в исследуемом вакуумном промежутке, значение $(E_{LP})_{min}$ и пороговое значение $(E_{LP})_{thre}$ энергии излучения в лазерном импульсе зависит от материала катода и отличается для различных материалов примерно на один-два порядка величины.

При малых E_{LP} (значительно меньших $(E_{LP})_{thre}$) в течение примерно 100–200 нс после окончания лазерного импульса в цепи разряда не фиксируется ток. При больших E_{LP} (значительно больших $(E_{LP})_{thre}$) ток в

цепи разряда фиксируется практически сразу после начала облучения поверхности катода.

Для лучшего понимания физических процессов, сопровождающих генерацию лазерной плазмы на поверхности твердого тела в присутствии разреженной газовой среды при уровне интенсивности излучения на мишени порядка 10^9 Вт/см² и продолжительности облучения в наносекундном диапазоне была осуществлена отдельная серия соответствующих экспериментов. Исследования проводились с использованием одиночного зонда Ленгмюра в качестве средства диагностики эмитируемых корпускулярных потоков с временным разрешением в наносекундном диапазоне.

При давлении остаточного газа на уровне $10^{-2}\text{--}10^0$ Па оказалось возможным реализовать быстрый продолжительностью несколько наносекунд механизм образования проводящей среды, связанный в основном с ионизацией остаточного газа излучением лазерной плазмы. Оценки показывают, что подобным образом возможно не только осуществить коммутацию короткого промежутка, но и непосредственно, т. е. без промежуточных стадий, инициировать искровой разряд при начальном напряжении в несколько киловольт [7]. Акцент на давлении остаточного газа в диапазоне $10^{-2}\text{--}10^0$ Па сделан по той простой причине, что именно этот диапазон является рабочим для разрабатываемых авторами отпаянных миниатюрных вакуумных разрядников, предназначенных для использования в цепях сильноточной высоковольтной электроники [8].

Анализ экспериментальных фактов

При относительно малых E_{LP} , т. е. заведомо меньших порогового значения $(E_{LP})_{thre}$, исходя из величины интенсивности лазерного излучения, падающего на катод, исходя из того факта, что ток в це-

пи, коммутируемой вакуумным промежутком, не фиксируется в течение значительного времени после окончания лазерного импульса, можно предположить, что в межэлектродное пространство расширяется сгусток слабо ионизованного пара [9, 10]. 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 заметному увеличению тока, регистрируемого на осциллограммах. Далее, по-видимому, ионизационно-перегревная неустойчивость тлеющего разряда приводит к контракции канала тока [10–13] 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, т. е. возникновения самовоспроизводящихся центров взрывной электронной эмиссии – так называемых эктонов [2], и перехода разряда в дугу. Наличие всплесков на осциллограмме тока (на переднем фронте импульса тока) и свидетельствует, по нашему мнению, о развитии неустойчивости в тлеющем разряде, когда он из нормальной формы переходит в аномальную [14] и затем в дугу.

При относительно больших E_{LP} , т. е. заведомо превышающих пороговое значе-

ние, отличительной чертой разряда, по-видимому, становится влияние лазерного излучения на процесс развития ионизационно-перегревной неустойчивости в плазме тлеющего разряда. При достижении пороговой величины E_{LP} начинается эффективная ионизация паров материала катода за счет пробоя нейтрального газа в поле электромагнитной волны с дальнейшим сильным поглощением излучения лазера в образующейся плазме [15]. В свою очередь, лазерная плазма, приобретая температуру электронов до ~ 10 эВ, сама становится эффективным источником излучения в диапазоне вакуумного ультрафиолета (ВУФ). А ВУФ-излучение лазерной плазмы достаточно эффективно ионизует остаточный газ, окружающий область формирования плазменного факела на мишени [7]. Наличие проводящей среды в виде разреженного частично ионизованного газа создает условия для протекания разряда типа тлеющего [15].

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 устанавливается газодинамический режим испарения, можно оценить следующим образом [9]:

$$t_{GDE} \approx m_i / (m_e n_i \sigma v_e). \quad (2)$$

При оценке сверху, приняв $m_i/m_e = 10^5$, $n_i = 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $\sigma = 10^{-14} \text{ см}^2$, $v_e = 10^7 \text{ см/с}$, получим $t_{GDE} \approx 10^{-10} \text{ с}$, 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 [2]. В этом случае характерный размер, определяемый произ-

ведением 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/см² и падении потенциала в прикатодной области ~ 10 В получим величину плотности потока энергии весьма близкую к той, что имеет место при пороговом значении E_{LP} в наших экспериментах в пятне фокусировки. Нагрев и испарение микрочастиц излучением лазера облегчает ионизацию пара у поверхности катода [17].

В присутствии потока лазерного излучения развитие неустойчивости идет быстрее, т. к. 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 процесс заполнения плазмой межэлектродного пространства. Следствием становится ускорение процесса формирования условий для зажигания дуги с ростом E_{LP} . Действительно, согласно экспериментальным данным, полученным в [18] 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/см² на начальном этапе, когда лазерный импульс еще не прекратился, измеренная скорость разлета лазерной плазмы составляет величину порядка 10^7 см/с. Таким образом, время, которое потребуется плазменному факелу для замыкания межэлектродного промежутка в указанных условиях, составит примерно 10^{-8} с и окажется меньше длительности лазерного импульса. Для сравнения: экспериментально

измеренная скорость плазмы, выброшенной из центра взрывной электронной эмиссии на поверхности катода, составляет порядка 10^6 см/с и слабо зависит от приложенного к межэлектродному промежутку напряжения [2].

Как демонстрирует рис. 5, в целом четко выраженной связи между минимальной, необходимой для инициирования разряда, энергией $(E_{LP})_{min}$ и пороговой энергией $(E_{LP})_{thre}$ излучения в лазерном импульсе не наблюдается. Вероятно, эти два явления (пробой вакуумного промежутка при минимуме энергии иницирующего излучения и возникновение условий для эффективного воздействия лазерного излучения на процесс развития в плазме разряда ионизационно-перегревной неустойчивости) имеют в своей основе достаточно сильно различающиеся механизмы.

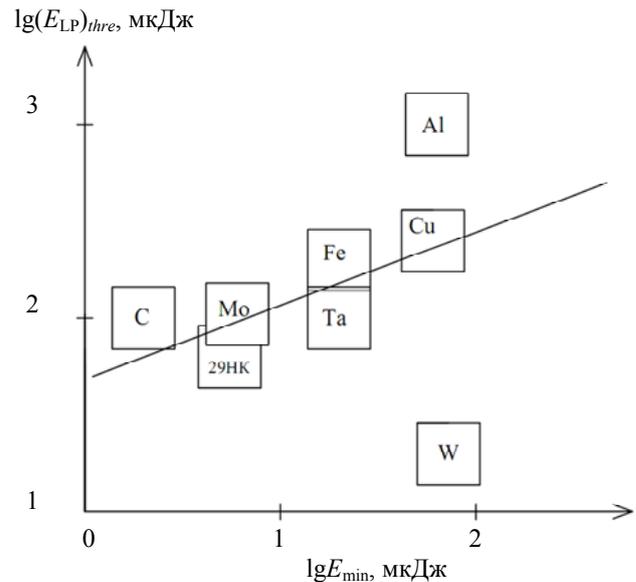


Рис. 5. Диаграмма распределения материалов, использованных для изготовления катода, по величине минимальной необходимой для инициирования разряда энергии $(E_{LP})_{min}$ и пороговой энергии излучения в лазерном импульсе $(E_{LP})_{thre}$.

Если наша 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 $(E_{LP})_{min}$? Вероятность ионизации молекул

пара электронным ударом на начальной стадии заполнения вакуумного промежутка и тем самым начальное количество свободных электронов будет определяться средней энергией свободных электронов, а она в свою очередь будет зависеть от тепловой энергии электронов, т. е. от температуры электронов T . В дальнейшем вероятность ионизации станет зависеть от возможности набирать энергию в приложенном к промежутку электрическом поле. Последнее обстоятельство определяется скоростью разлета пара, образовавшегося при нагреве катода лучом лазера, которая пропорциональна величине $(T/\mu)^{1/2}$, где μ – молярная масса вещества катода, пропорциональная массе молекулы. Далее необходимо учесть влияние начальной плотности пара, которая будет определяться количеством испарившегося вещества, т. е. глубиной прогрева катода излучением лазера, которую в свою очередь можно оценить как $(\tau\chi)^{1/2}$, где τ – длительность лазерного импульса, χ – коэффициент температуропроводности материала катода. Температуру T мы полагаем равной температуре плавления материала катода T_{melt} , т. к. вряд ли сублимация даст выброс сколько-нибудь заметного количества пара в вакуум, а речь идет о минимально необходимой для развития самостоятельного разряда энергии излучения. Температура появляющихся в некотором количестве свободных электронов будет равна температуре пара, т. е. в данной ситуации температуре плавления. Если предположить, что вероятность развития самостоятельного разряда примерно прямо пропорциональна T_{melt} и $(T_{melt}/\mu)^{1/2}$ и обратно пропорциональна $\chi^{1/2}$, то образуется определяющий параметр $(T_{melt}^3 / \chi\mu)^{1/2}$. На рис. 6 представлена диаграмма, демонстрирующая взаимосвязь $(E_{LP})_{min}$ и сконструированного на основе выше изложенных соображений параметра $(T_{melt}^3 / \chi\mu)^{1/2}$. По-видимому, можно сказать, что диаграмма демонстрирует некоторую вполне замет-

ную тенденцию и может быть использована для предварительного поиска материала катода, оптимального с точки зрения минимизации энергии лазерного поджига. Заметим, что замена температуры плавления на температуру кипения в выражении $(T_{mel}^3 / \chi\mu)^{1/2}$ делает вид диаграммы лишенным всякого практического смысла.

Подчеркнем, что мы не пытаемся построить строго обоснованную обобщенную физическую модель и на основе ее вывести зависимость $(E_{LP})_{min}$ от набора физических параметров. Мы делаем попытку объединить и упорядочить имеющиеся в нашем распоряжении экспериментальные данные с целью найти направление поиска материалов, перспективных для конструирования разрабатываемых нами миниатюрных вакуумных коммутаторов при заданных условиях их эксплуатации таких, как, например, величина напряжений в коммутируемой цепи. Представленная в данной работе попытка сродни той, что предпринял автор [19], руководствуясь весьма несложными соображениями, связанными с представлениями стационарной модели катодного пятна, и анализируя опытные данные для пороговых токов дугового разряда. По крайней мере, для большинства чистых металлов была получена простая зависимость порогового тока от параметра $T_{evap} \times \lambda^{1/2}$, где T_{evap} – температура кипения и λ – коэффициент теплопроводности металла. Автор [2] в свою очередь позднее предложил объяснение зависимости порогового тока от того же параметра в рамках представлений нестационарной – взрывной модели. В чем оказались согласны оба автора, так это в том, что обнаруженная зависимость порогового тока от параметра $T_{evap} \times \lambda^{1/2}$ показывает: в отличие от катодного падения, потенциала пороговый ток дуги является функцией тепловых констант материала катода и совершенно не зависит от его ионизационного потенциала.

Что касается пороговой энергии $(E_{LP})_{thre}$ лазерного импульса, то ее величина в первом приближении определяется скоростью разлета плазмы, которая в условиях продолжающегося лазерного импульса не зависит, судя по экспериментальным данным, от массы иона [18], а определяется скоростью плазмы в процессе амбиполярной диффузии в вакуум [2]. На рис. 7 представлена диаграмма, связывающая $(E_{LP})_{thre}$ и параметр (T/χ) , где под T подразумевается на этот раз температура кипения материала катода T_{evap} , т. к. интен-

сивность лазерного излучения в пятне фокусировки значительно превышает $(E_{LP})_{min}$. Данная диаграмма напоминает диаграмму, приведенную на рис. 6. Сходство состоит в том, 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.

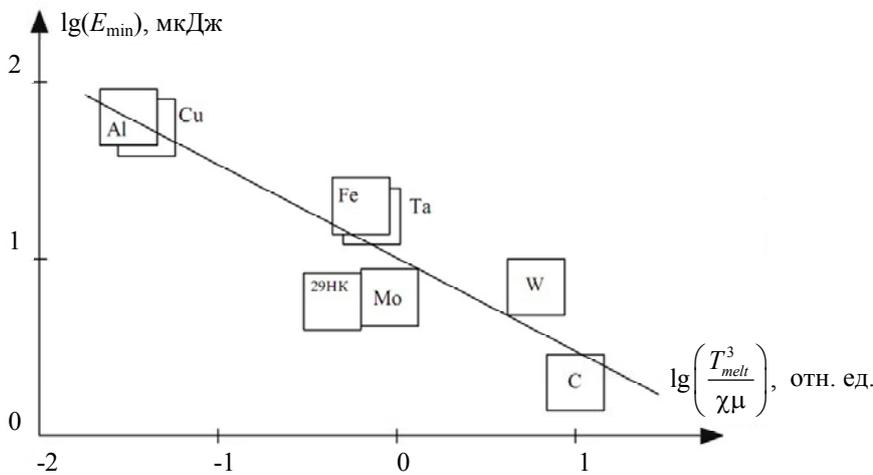


Рис. 6. Диаграмма распределения материалов, использованных для изготовления катода, по величине минимальной необходимой для инициирования разряда энергии в лазерном импульсе $(E_{LP})_{min}$ и параметра $(T_{melt}^3 / \chi \mu)^{1/2}$.

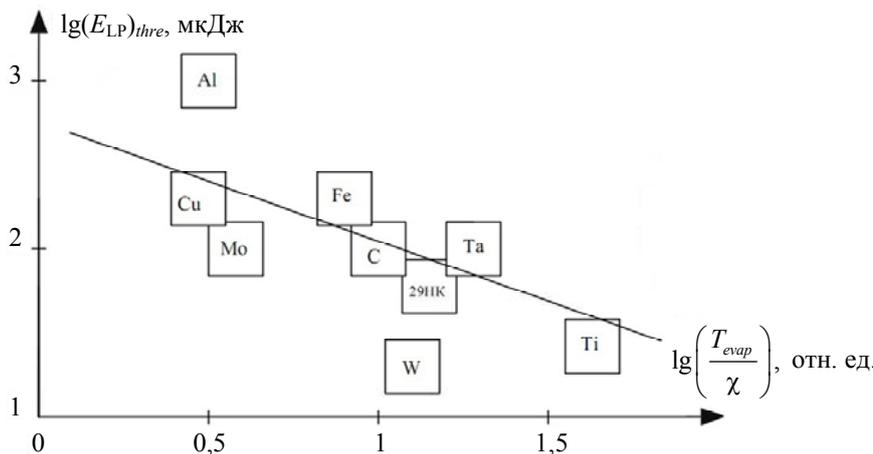


Рис. 7. Диаграмма распределения материалов, использованных для изготовления катода, по величине пороговой энергии излучения в лазерном импульсе $(E_{LP})_{thre}$ и параметра (T_{evap}/χ) .

При падении мощного лазерного излучения на поверхность конденсированного вещества вначале происходит нагревание тонкого приповерхностного слоя вещества, который, в свою очередь, становится посредством механизма теплопроводности источником тепловой волны, распростра-

няющейся 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. Начиная с этого момента времени, внутрь вещества пойдет волна испарения, скорость которой будет увеличиваться по мере роста температуры и достигнет стационарного значения $v_{evap} \approx q/pr$, 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

$t_{crit} < \tau$, 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. Величина интенсивности излучения в этом случае должна превышать значение q_{crit} , которое определяется формулой [5]:

$$q_{crit} \approx \rho r (\chi / \tau)^{1/2}. \quad (3)$$

Таблица

Отношение критических интенсивностей к пороговым для различных материалов

Материал	W	Al	Ковар	Cu	Mo	Fe	Ta	Ti	Графит
q_{crit} / q_{thre}	1,8	0,017	0,2	0,11	0,2	0,07	0,2	0,3	0,5

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 оказывается в условиях, приближающихся к пограничным, то алюминий определенно оказывается в условиях теплопроводного режима, а вольфрам – режима испарения.

Покажем на примере, как можно использовать приведенные выше диаграммы для поиска оптимальных материалов. Согласно полученным экспериментальным данным, уровень минимальной необходимой для поджига разрядника энергии лазерного импульса зависит от величины параметра $\alpha = T_{melt}^3 / \chi \mu$, где T_{melt} (К) – температура плавления материала мишени по шкале Кельвина, μ (кг/моль) – молярная масса материала мишени, χ (м²/с К) – коэффициент температуропроводности, равный $\chi = \lambda / \rho c$, где λ (Вт/м К) – коэффициент теплопроводности, ρ (кг/м³) – плотность и c (Дж/кг) – удельная теплоемкость материала мишени. Характер зависимости отражен на рис. 6. В целом с увеличением параметра α происходит уменьшение ве-

личины, минимальной необходимой для поджига разрядника энергии лазерного импульса. Если точнее, то величина минимальной необходимой для поджига разрядника энергии лазерного импульса обратно пропорциональна величине $\alpha^{1/2}$, т. е. корню квадратному из параметра α . Наименьшей величиной минимальной необходимой для поджига разрядника энергии лазерного импульса среди экспериментально исследованных материалов мишени является графит (по элементному составу – углерод). Таким образом, использование мишеней, изготовленных из керамики (например, ZrO₂ или Al₂O₃), позволит уменьшить минимальную необходимую для поджига разрядника энергию лазерного импульса примерно в $(\alpha_{ZrO_2} / \alpha_C)^{1/2} \approx (\alpha_{Al_2O_3} / \alpha_C)^{1/2} \approx 1,8$ раза по сравнению с графитом [20].

Заключение

Суммируя полученные результаты, можем отметить следующее.

Характер зависимости регистрируемых временных параметров от энергии излучения одинаков для различных материалов катода.

Под действием импульса лазерного излучения в межэлектродном пространстве в продуктах эрозии электродов, по-видимому, зажигается первоначально тлеющий разряд, который затем в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости испытывает контракцию токового канала и переходит в дуговой. При величине энергии излучения, превышающей пороговое значение, падающее на катод излучение ускоряет процесс развития ионизационно-перегревной неустойчивости.

Величина минимальной необходимой для поджига разрядника энергии лазерного импульса $(E_{LP})_{\min}$ и пороговой энергии $(E_{LP})_{\text{thre}}$, начиная с которой проявляется зависимость регистрируемых временных параметров процесса коммутации от энергии лазерного импульса, определяется в первую очередь термодинамическими параметрами материала катода при выбранной длине волны излучения лазера, длительности импульса излучения и коммутируемого напряжения. Выявленные зависимости, по-видимому, указывают на то, что в данных обстоятельствах потенциал ионизации материала катода не является определяющим параметром, как в прочем и некоторые другие, например, зависимость поглощательной способности для заданной длины волны излучения от состава материалов катода и паров их металлов. Приведем дополнительный довод по поводу последнего. Известен параметр Келдыша, который позволяет оценить возможность ионизации газа электромагнитной волной высокой интенсивности при энергии фотонов ниже энергии ионизации молекул (атомов). Параметр показывает, что определяющей величиной является интенсивность лазерного излучения [21].

Выявленные зависимости, отраженные в виде приведенных диаграмм, дают возможность подбирать материал катода или мишени, расположенной на его поверхности, с целью оптимизации конструкции

миниатюрного вакуумного разрядника с лазерным поджигом. Кроме того, при неизменной энергии поджигающего импульса лазерного излучения использование материала катода или мишени, который позволяет снизить требуемый уровень энергии поджига, приведет к повышению уровня стабильности и надежности срабатывания разрядника. Указанные обстоятельства прошли успешную проверку в серии соответствующих экспериментов, о результатах которых мы планируем сообщить в дальнейшем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pendleton W. K., Guenther A. H. // Review of Scientific Instruments. 1965. Vol. 36. P. 1546.
2. Месяц Г. А. Эктонны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука, 2000.
3. Сливков И. Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
4. Ахманов С. А., Никитин С. Ю. Физическая оптика. – М.: Наука, 2004.
5. Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Козловская Т. И., Ревазов О. В., Селезнев В. П., Якубов Р. Х. // Прикладная физика. 2014. № 6. С. 32.
6. Асюнин В. И., Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Козловская Т. И., Ревазов О. В., Селезнев В. П., Якубов Р. Х. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 6. С. 613.
7. Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Каторов А. С., Ревазов В. О., Якубов Р. Х. // ЖТФ. 2020. Т. 90. Вып. 6. С. 919.
8. Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Корнеев А. В., Пшеничный А. А., Якубов Р. Х. // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 1. С. 3.
9. Ананьин О. Б., Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Лазерная плазма. Физика и применение: Монография. – М.: МИФИ, 2003. – 400 с.
10. Cremers D. A., Radziemski L. J. Handbook of Laser Induced Breakdown Spectroscopy. – Wiley, New York, 2006.
11. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. – М.: Наука, 1982..
12. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1992.
13. Велихов Е. П., Ковалев А. С., Рахманов А. Т. Физические явления в газоразрядной плазме. – М.: Наука, 1987.

14. 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.
15. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. – М.: Наука, 1974.
16. Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Карпов М. А., Корнеев А. В., Никишин Д. В., Якубов Р. Х. // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 5. С. 454.
17. Воробьев В. С. // УФН. 1993. Т. 163. № 12. С. 51.
18. Делоне Н. Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Курс лекций. – М.: Наука, 1989.
19. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. – М.: Наука, 1968.
20. Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Якубов Р. Х. Вакуумный разрядник. Патент на полезную модель № 171371. 25.05.2017. Бюл. № 16.
21. Keldysh L. V. // Soviet Physics JETP. 1965. Vol. 20. № 5. P. 1307.

PACS: 85.60.-q

The discharge initiation in vacuum gap by moderate intensity optical range radiation

S. G. Davydov, A. N. Dolgov, A. S. Katorov, V. O. Revazov, and R. Kh. Yakubov

Dukhov Research Institute of Automatics (VNIIA)
22 Suschevskaya ul., Moscow, 127055, Russia
E-mail: katorovalexey@mail.ru

Received November 27, 2020

The hypothesis of discharge initiation in vacuum gap by optical range radiation based on previously obtained experimental data. During the laser pulse interaction with electrode erosion products the glow discharge has ignited. In result of ionization-overheating instability the discharge has had current channel contraction and has transferred to arc. The dependences of material of target thermo dynamical parameters on the minimal and threshold laser pulse energy have demonstrated. The threshold laser pulse energy – the energy which enough to effective impact on the laser plasma.

Keywords: laser-triggered switch, laser plasma, vacuum arc.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-4-325-336

REFERENCES

1. W. K. Pendleton and A. H. Guenther, Review of Scientific Instruments **36**, 1546 (1965).
2. G. A. Mesyats, *Ectons in vacuum discharge: breakdown, spark, ark*. (Nauka, Moscow, 2000) [in Russian]
3. I. N. Slivkov, *High voltage vacuum processes*. (Energoatomizdat, Moscow, 1986) [in Russian]
4. S. A. Ahmanov and S. Yu. Nikitin, *Fizicheskaya optika*. (Nauka, Moscow, 2004) [in Russian].
5. S. G. Davydov, A. N. Dolgov, T. I. Kozlovskaya, V. O. Revazov, V. P. Seleznev, and R. Kh. Yakubov, Applied Physics, No. 6, 32 (2014) [in Russian].
6. V. I. Asyunin, S. G. Davydov, A. N. Dolgov, T. I. Kozlovskaya, V. O. Revazov, V. P. Seleznev, and R. Kh. Yakubov, Usp. Prikl. Fiz. **2** (6), 613 (2014).
7. S. G. Davydov, A. N. Dolgov, A. S. Katorov, V. O. Revazov, and R. Kh. Yakubov, Tech. Phys. **90** (6) 919 (2020).

8. S. G. Davydov, A. N. Dolgov, A. V. Korneev, A. A. Pshenichniy, and R. Kh. Yakubov, *Usp. Prikl. Fiz.* **7** (1), 3 (2019).
9. O. B. Ananin, Yu. V. Afanasev, and O. N. Krohin, *Laser plasma. Physics and application: Monograph.* (MEPhi, 2003) [in Russian].
10. D. A. Cremers and L. J. Radziemski, *Handbook of Laser Induced Breakdown Spectroscopy.* (Wiley, New York, 2006).
11. L. M. Biberman, V. S. Vorobev, and I. T. Yakubov, *Kinetics of nonequilibrium low temperature plasma.* (Nauka, Moscow, 1982) [in Russian].
12. Yu. P. Raiser, *Gas Discharge Physics.* (Nauka, Moscow, 1992) [in Russian].
13. E. P. Velihov, A. S. Kovalev, and A. T. Rahmatov, *Physical phenomena in gas-discharge plasma.* (Naika, Moscow, 1987) [in Russian].
14. S. K. Gedanov, V. A. Kurnaev, M. K. Romanovskii, and I. V. Cvetkov, *Foundations of Physical Processes in Plasma* (MIFI, Moscow, 2007) [in Russian].
15. Yu. P. Raiser, *Laser spark and charges propagation.* (Nauka, Moscow, 1974) [in Russian].
16. S. G. Davydov, A. N. Dolgov, M. A. Karpov, A. V. Korneev, D. V. Nikishin, and R. Kh. Yakubov, *Usp. Prikl. Fiz.* **7** (5), 454 (2019).
17. V. S. Vorobev, *Phys. Usp.* **163** (12), 51 (1993).
18. N. B. Delone, *Interaction of Laser Radiation with Matter* (Nauka, Moscow, 1989) [in Russian].
19. I. G. Kesaev *Cathode Processes of Electrical Arc* (Nauka, Moscow, 1968) [in Russian].
20. S. G. Davydov, A. N. Dolgov, and R. Kh. Yakubov RF Patent No. 171371. 25.05.2017. Bull. No. 16.
21. L. V. Keldysh, *Soviet Physics JETP* **20** (5), 1307 (1965).