

УДК 621.385

## Процесс коммутации вакуумного электроразрядного промежутка лазерной плазмой

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

*Проведено исследование зависимости временных параметров процесса коммутации вакуумного промежутка под действием импульса лазерного излучения наносекундной длительности, падающего на катод, от энергии излучения. На основе полученных экспериментальных данных выдвинуто предположение 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. При величине энергии излучения, превышающей пороговое значение, падающее на катод излучение непосредственно ускоряет процесс развития неустойчивости и переход тлеющего разряда в дуговой за счет поглощения излучения в плазме разряда.*

PACS: 52.80.-s

*Ключевые слова:* вакуумный разрядник, лазерный импульс, задержка тока, тлеющий разряд, дуга.

### Введение

Для инициирования пробоя вакуумного промежутка с помощью лазерной плазмы обычно используют лазеры, работающие в режиме модулированной добротности, что 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/см<sup>2</sup> [1]. 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. Воз-

действие продолжающегося лазерного импульса на пары вещества вызывает их ионизацию, что приводит к формированию плазменного сгустка или лазерно-пламенного факела, распространяющегося в вакуум [2]. 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 [3—5].

Целью данной работы является исследование физических процессов, протекающих при лазерном возбуждении электрического разряда в коротком вакуумном промежутке.

### Схема эксперимента

В экспериментах использовался импульсный твердотельный лазер ЛГИ-60. Длина волны составляла 1,06 мкм, временная длительность — 20 нс по основанию. Разрядный промежуток размещался в стеклянной вакуумной камере, которая откачивалась до давления остаточного газа не выше  $10^{-1}$  Па. Плоский катод-мишень находился под нулевым потенциалом относительно шины заземления. Анод, выполненный из алюминия, имел форму плоского кольца и перед срабатыванием разрядника имел положительный потенциал величиной 3 кВ.

Излучение лазера фокусировалось на поверхности катода сквозь стенку вакуумной камеры таким образом, что пучок излучения без потерь проходил сквозь отверстие диаметром 2,5 мм в

---

Давыдов Сергей Геннадьевич, научный сотрудник.  
Долгов Александр Николаевич, вед. научный сотрудник.  
Козловская Татьяна Ивановна, начальник НИО.  
Ревазов Владислав Олегович, зам. начальника НИО.  
Селезнев Владимир Петрович, вед. научный сотрудник.  
Якубов Рустам Халимович, зам. начальника НИО.  
Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова.  
Россия, 127055, Москва, ул. Сушёвская, д. 22.  
Тел. 8 (499) 400-19-70 доб. 1302. E-mail: asvi@mail.ru

Статья поступила в редакцию 27 ноября 2014 г.

© Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Козловская Т. И., Ревазов В. О., Селезнев В. П., Якубов Р. Х., 2014

центре анода. Диаметр пятна фокусировки мог регулироваться выбором собирающей линзы, размещаемой снаружи вакуумной камеры. В экспериментах использовалась фокусирующая линза с фокусным расстоянием  $F = 50$  мм. При угловой расходимости лазерного пучка 4,5 мрад это позволяло получать пятно фокусировки диаметром 0,8 мм. Поток энергии лазерного излучения, падающего на катод, регулировался набором 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. Сила тока в цепи достигала 100 А. Длительность переднего фронта импульса тока составляла порядка 100 нс со скоростью нарастания тока  $dI/dt = (1-2) \cdot 10^9$  А/с.

Измерения силы тока, протекающего через коммутатор в процессе разряда, осуществлялись с помощью калиброванного пояса Роговского либо при снятии сигнала напряжения на одном из сопротивлений в коммутируемой цепи. Сигнал с пояса Роговского или с сопротивления в цепи разрядного тока поступал по измерительному тракту (коаксиальный кабель) на вход скоростного цифрового осциллографа марки Tektronix. На второй вход того же осциллографа подавался сигнал со скоростного фотодатчика.

### Результаты эксперимента

Использовался широкий диапазон энергий лазерного излучения, падающего на поверхность катода, а именно  $E_{LP} = 2 \cdot 10^{-6} - 2 \cdot 10^{-3}$  Дж. Длительность лазерного импульса на полувысоте  $\tau = 10$  нс.

Диапазон использованных в экспериментах интенсивностей лазерного импульса, падающего на катод, составил  $q = 3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. В столь широком диапазоне значений интенсивности воздействующего на мишень излучения возможен широкий круг физических явлений и процессов: от плавления и испарения до ионизации паров и поглощения падающего излучения плазмой [1].

В ходе настоящих экспериментов проводилось измерение временных параметров процесса коммутации разрядного промежутка при различной энергии излучения лазерного импульса и неизменной длительности импульса и площади пятна фокусировки лазерного луча. Снимались осциллограммы разрядного тока, и при фиксированной величине  $E_{LP}$  определялось расстояние по временной шкале между характерными точками осциллограмм разрядного тока (рис. 1): 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 были построены графики зависимости продолжительности соответствующих временных интервалов  $\tau_{1-2}$ ,  $\tau_{1-3}$ ,  $\tau_{1-4}$  от величины  $E_{LP}$  для трех материалов катода: ковар, титан и графит (рис. 2, 3, 4).

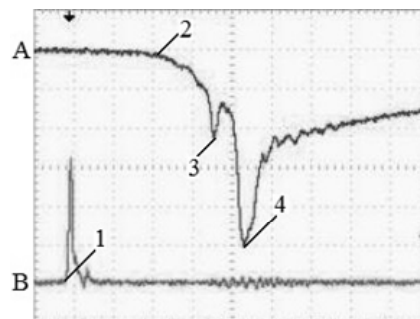


Рис. 1. Характерная осциллограмма процесса коммутации тока относительно малой длительности (А) в основной серии экспериментов с указанием выделенных точек на осциллограмме: 1 — старт лазерного импульса; 2 — момент появления в разрядной цепи тока, заметного по величине при сравнении с амплитудным значением; 3 — особенность (всплеск или излом) на осциллограмме; 4 — момент достижения максимума тока в контуре. В — осциллограмма интенсивности лазерного излучения. Развертка 50 нс/дел.

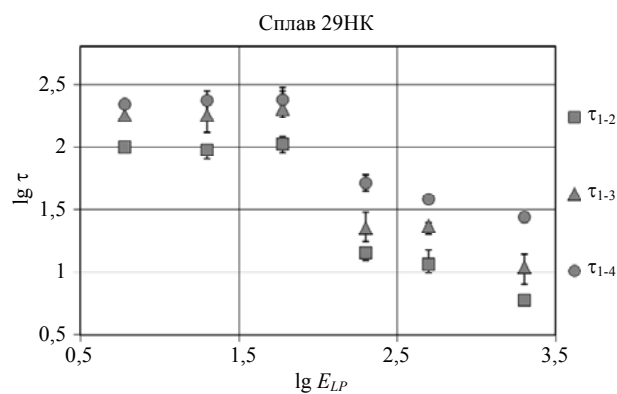


Рис. 2. График зависимости продолжительности выделенных временных интервалов  $\tau_{1-2}$ ,  $\tau_{1-3}$ ,  $\tau_{1-4}$  от энергии поджигающего лазерного импульса  $E_{LP}$  для катода из ковара

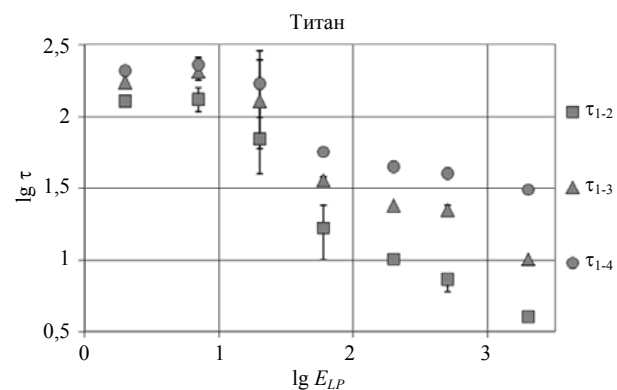


Рис. 3. График зависимости продолжительности выделенных временных интервалов  $\tau_{1-2}$ ,  $\tau_{1-3}$ ,  $\tau_{1-4}$  от энергии поджигающего лазерного импульса  $E_{LP}$  для катода из титана

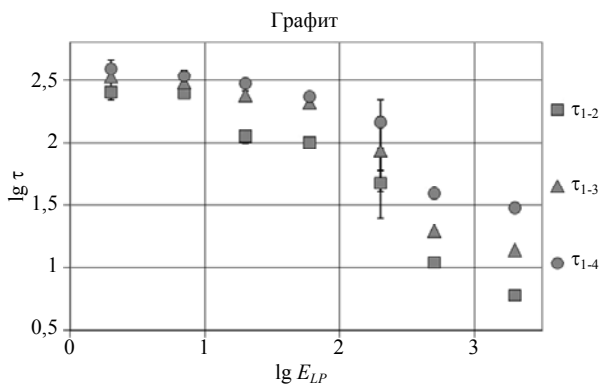


Рис. 4. График зависимости продолжительности выделенных временных интервалов  $\tau_{1-2}$ ,  $\tau_{1-3}$ ,  $\tau_{1-4}$  от энергии поджигающего лазерного импульса  $E_{LP}$  для катода из графита

Отметим, что зависимости  $\tau_{1-2}(E_{LP})$ ,  $\tau_{1-3}(E_{LP})$ ,  $\tau_{1-4}(E_{LP})$  для трех указанных материалов имеют практически идентичный вид, что говорит о единообразии протекающих процессов. При относительно малых  $E_{LP}$  в диапазоне 2—20 мкДж ( $q = 3 \cdot 10^6$ — $3 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>) временные интервалы  $\tau_{1-2}$ ,  $\tau_{1-3}$ ,  $\tau_{1-4}$  меняются сравнительно слабо или даже в пределах случайной погрешности остаются неизменными. С ростом  $E_{LP}$  выше некоторого порогового значения длительность интервалов  $\tau_{1-2}$  и  $\tau_{1-3}$  начинает достаточно быстро сокращаться, а длительность интервала  $\tau_{1-4}$ , по-видимому, выходит на плато, определяемое параметрами коммутируемого контура. Для относительно больших  $E_{LP}$  в диапазоне 200—2000 мкДж ( $q = 3 \cdot 10^8$ — $3 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>) зависимость длительности интервалов  $\tau_{1-2}$  и  $\tau_{1-3}$  от  $E_{LP}$  может быть представлена в виде:

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

где  $\alpha$  и  $\beta$  — константы. В случае кобальта и титана  $\beta \approx 0,3$  для  $\tau_{1-2}$  и  $\tau_{1-3}$ . В случае графита для  $\tau_{1-3}$  показатель степени так же  $\beta \approx 0,3$ , а вот для  $\tau_{1-2}$  он составляет  $\beta \approx 0,8$ .

Стоит заметить, что пороговое значение  $E_{LP}$  зависит от материала катода: для титана оно составляет примерно 20 мкДж, для кобальта 60 мкДж и для графита порядка 200 мкДж. При достижении порогового значения  $E_{LP}$  наблюдается значительное возрастание статистического разброса измеряемых временных интервалов.

При малых  $E_{LP}$  в течение примерно 100—200 нс после окончания лазерного импульса в цепи разряда не фиксируется ток. При больших  $E_{LP}$  ток в цепи разряда фиксируется практически сразу после начала облучения поверхности катода.

### Обсуждение результатов эксперимента

При относительно малых  $E_{LP}$ , т. е. заведомо меньших порогового значения, исходя из величины интенсивности лазерного излучения, падающе-

го на катод и исходя из того факта, что ток в цепи, коммутируемой вакуумным промежутком, не фиксируется в течение значительного времени после окончания лазерного импульса, можно предположить, что в межэлектродное пространство расширяется сгусток слабо ионизованного пара [6, 7]. Вероятно, в указанной среде загорается слаботочный тлеющий разряд, а внешняя обращенная к аноду граница облака пара играет 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 [8—10] и, соответственно, к 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 (т. н. эктонов [1]) и перехода разряда в дугу. Наличие всплесков на осциллограмме тока (на переднем фронте импульса тока) свидетельствует, по нашему мнению, о развитии неустойчивости в тлеющем разряде, когда он из нормальной формы переходит в аномальную [11], а затем в дугу.

При относительно больших  $E_{LP}$ , т. е. заведомо больших порогового значения, отличительной чертой разряда, по-видимому, становится влияние лазерного излучения на процесс развития ионизационно-перегревной неустойчивости в плазме тлеющего разряда. Благодаря достаточно высокому уровню интенсивности излучения становится возможным сильное поглощение лазерного излучения в образующихся у поверхности катода парах (продуктах эрозии материала катода), что приводит к ионизации вещества [9, 11]. В присутствии потока лазерного излучения развитие неустойчивости идет быстрее, так как локальное увеличение температуры и степени ионизации пара автоматически приводит к увеличению поглощения лазерного излучения и к еще большему разогреву, соответственно, к увеличению степени ионизации и проводимости плазмы, в конечном счете, к 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 [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<sup>2</sup> 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 потребуется плазменному факелу для замыкания межэлектродного промежутка в указанных условиях, составит примерно  $10^{-8}$  с и окажется меньше длительности лазерного импульса.

Когда на переднем фронте лазерного импульса у поверхности мишени сформировался профиль плазмы, лазерное излучение, распространяясь по профилю плазмы, поглощается благодаря механизму классического тормозного поглощения в области плазмы с концентрацией электронов  $n_e < n_{cut}$  [6].

Основное поглощение происходит в области плазмы, плотность которой близка к критической  $n_{cut}$ . За пределы этой области (т. е. в область, где  $n_e \geq n_{cut}$ ) излучение лазера не проникает. Предположив, что при  $E_{LP} = 2 \cdot 10^{-3}$  Дж вся энергия излучения будет затрачена на испарение материала мишени, с учетом удельной теплоты испарения рассматриваемых материалов  $r \approx 4 \cdot 10^5$  Дж/моль, получим оценку общего количества частиц, выброшенных под действием лазерного импульса в межэлектродное пространство, на уровне  $N_{vap} \sim 10^{15}$ .

Частицы за время лазерного импульса заполняют пространство объемом порядка  $1$  мм<sup>3</sup> (долетают от катода до анода), и, соответственно, средняя концентрация атомарных частиц в межэлектродном пространстве составит порядка  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Оценим степень ионизации этого пара за счет термической ионизации. Вероятно, она окажется невелика. Будем рассматривать трехкомпонентную плазму, состоящую из атомов, электронов и ионов (однозарядных). Концентрации указанных компонент связаны в равновесном состоянии определяются уравнением Саха.

Если концентрацию частиц выразить в см<sup>-3</sup>, энергию ионизации  $E_i$  и температуру  $T$  выразить в эВ, то с учетом  $n_e = n_i$  можно получить выражение для оценки степени ионизации пара [8]:

$$\gamma = \frac{n_e}{n_a} = \frac{n_i}{n_a} \approx 10^{11} \frac{E_{LP} T^{\frac{3}{4}}}{\sqrt{n_a}} \exp\left(\frac{-E_i}{2T}\right), \quad (2)$$

Рассмотрим ситуацию в случае титановой мишени (см. таблицу). Положим для простоты  $\Sigma_i/\Sigma_a \approx 1$ , что заведомо является завышенной оценкой, кроме того, примем  $n_a \approx 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. В результате получим  $\gamma \approx 10^{-8}$ . В случае ковара и графита оценка степени ионизации пара даст примерно на два-три порядка величины большее значение. Степень воздействия излучения на слабо ионизованный пар зависит от концентрации электронов, следовательно, должна возрастать с ростом степени ионизации.

Поглощение энергии электромагнитной волны в ионизованном газе вдоль пути распространения волны описывается законом Бугера, в котором коэффициент поглощения  $\mu_\omega$  может быть выражен как [8]:

$$\mu_\omega = \frac{e^2 n_e v_m}{m (\omega^2 + v_m^2)}, \quad (3)$$

где  $\omega$  — циклическая частота волны,  $v_m = n_a v_e \sigma$  — эффективная частота столкновений электрона с атомарными частицами (в случае слабоионизованного газа — только с атомами),  $v_e$  — средняя тепловая скорость электронов. В нашем случае имеем  $\omega = 10^{15}$  с<sup>-1</sup>. При  $n_a = 10^{18}$  см<sup>-3</sup>,  $v_e = 10^7$  см/с и  $\sigma \approx 10^{-15} - 10^{-14}$  см<sup>2</sup> получим в качестве оценки значение  $v_m = 10^{11}$  с<sup>-1</sup>. Таким образом, оказывается, что  $v_m \ll \omega$  и коэффициент поглощения  $\mu_\omega$  пропорционален  $n_e$ .

Таблица

№	Материал катода	$T_{vap}(T_{sub})$ , эВ	$E_i$ , эВ	$E_i/T$	Пороговое значение $E_{LP}$ , мкДж
1	Графит (С)	0,386	11,26	34	200
2	Титан (Ti)	0,306	6,83	45	20
3	Ковар (Fe)	0,272	7,90	34	60
	Ni	0,265	7,63	35	
	Co)	0,218	7,86	28	

К сожалению, приходится констатировать, что предложенный выше упрощенный подход не позволяет объяснить последовательность значений пороговой энергии лазерного импульса для различных материалов катода. Об этом свидетельствуют данные, приведенные в двух последних колонках таблицы.

При условии  $v_m \ll \omega$ , пробой паров материала катода происходит, в первую очередь, у поверхности катода [9]. Наиболее быстрый рост давления насыщенных паров с ростом температуры в интервале от температуры плавления до температуры кипения и, как можно предполагать, при дальнейшем увеличении температуры наблюдается, если рассматривать приведенные выше материалы катодов, у титана. Несколько меньший рост — у ковара (преобладающий элемент в составе спла-

ва — железо), наименьшая скорость роста давления насыщенных паров — у графита (углерод) [14]. Кроме того, давление насыщенных паров углерода при температуре кипения (сублимации) примерно на порядок величины меньше, чем давление насыщенных паров титана и железа. Таким образом, появляются основания полагать, что пороговая энергия лазерного излучения, при которой излучение лазера начинает непосредственно влиять на механизм развития дугового разряда, определяется теплофизическими характеристиками материала катода. 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. 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 [6]:

$$t_{GDE} \approx \frac{m_i}{m_e n_i \sigma v_e}. \quad (4)$$

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  $10^4 \text{ см/с}$ , что является характерной скоростью продуктов капельной эрозии, покидающих область катодного пятна в вакуумно-дуговом разряде при токах, близких к пороговым [1]. 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  $10^8 \text{ А/см}^2$  и падении потенциала в прикатодной области  $\sim 10 \text{ В}$  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 [15]. Влияние же данного эффекта, по-видимому, можно просчитать только путем скрупулезного математического моделирования динамики всего процесса воздействия лазерного импульса на мишень.

## Заключение

Проведено исследование зависимости временных параметров процесса коммутации вакуумного промежутка от энергии (интенсивности) лазерного излучения, падающего на катод-мишень, и от материала катода.

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

Величина энергии (интенсивности) лазерного импульса определяет скорость замыкания вакуумного промежутка. С ростом энергии излучения лазера (интенсивности) в диапазоне 2—2000 мкДж ( $3 \cdot 10^6$ — $3 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$ ) продолжительность времени замыкания вакуумного промежутка уменьшается более чем на порядок величины.

Существует пороговое значение величины энергии излучения, при котором происходит изменение характера зависимости регистрируемых временных параметров от энергии излучения. При энергиях излучения вблизи пороговой величины наблюдается повышенный уровень статистического разброса регистрируемых временных параметров.

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, т. е. разряд, в конечном итоге, преобразуется в дуговой. При величине энергии излучения, превышающей пороговое значение, падающее на катод излучение не только вызывает термоэмиссию электронов и выброс продуктов эрозии материала катода в межэлектродное пространство, но и непосредственно ускоряет процесс развития ионизационно-перегревной неустойчивости и переход тлеющего разряда в дуговой за счет поглощения излучения в плазме разряда.

## Литература

1. Месяц Г. А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. — М.: Наука, 2000.
2. Сливков И. Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
3. Ахманов С. А., Никитин С. Ю. Физическая оптика. М.: Наука, 2004.
4. Яковлев М. А., Волнухин Ф. Ю., Ерохин С. Ю. // Прикладная физика. 2004. № 6. С. 52.
5. Локтионов Е. Ю., Протасов Ю. С., Протасов Ю. Ю. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 4. С. 439.
6. Ананьин О. Б., Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Лазерная плазма. Физика и применение. — М.: МИФИ, 2003.
7. Cremers D. A., Radziemski L. J. Handbook of Laser Induced Breakdown Spectroscopy. — Wiley, New York, 2006.

8. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. — М.: Наука, 1982.
9. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1992.
10. Велихов Е. П., Ковалев А. С., Рахманов А. Т. Физические явления в газоразрядной плазме. — М.: Наука, 1987.
11. Жданов С. К., Курнаев В. А., Романовский М. К. и др. Основы физических процессов в плазме и плазменных установках. — М.: МИФИ, 2007.

12. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. — М.: Наука, 1974.
13. Делоне Н. Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Курс лекций. — М.: Наука, 1989.
14. А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др. Физические величины: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991.
15. Воробьев В. С. // УФН. 1993. Т. 163. № 12. С. 51.

## The commutation process of a vacuum electrical gap in laser plasma

S. G. Davydov, A. N. Dolgov, T. I. Kozlovskaya,  
V. O. Revazov, V. P. Seleznev, and R. Kh. Yakubov

All-Russian Research Institute of Automatics  
22 Sushchevskaya str., Moscow, 127055, Russia  
E-mail: asvi@mail.ru

Received November 27, 2014

*The research of time parameters of vacuum gap commutation process has been conducted. The gap has been controlled by laser pulse of nanosecond length, which aimed at the cathode. Based on the data obtained in the experiment, an assumption about discharge development mechanism was made. Initially, under the action of the laser pulse, a glow discharge in electrode erosion products is ignited. Then as the result of ionization-overheating instability the current channel undergoes contraction and glow discharge transforms into an arc. With the value of radiant energy exceeding the threshold value, the radiation, which was aimed at the cathode, accelerates the process of instability development and of glow discharge transformation into an arc due to absorption of radiation in discharge plasma.*

PACS: 52.80.Vp

*Keywords:* vacuum gap, laser pulse, current delay, glow discharge, arc.

### References

- G. A. Mesyats, *Ectons in Vacuum Discharge* (Nauka, Moscow, 2000) [in Russian].
- I. N. Slivkov, *High-Voltage Processes in Vacuum* (Energoatomizdat, Moscow, 1986) [in Russian].
- S. A. Akhmanov and S. Yu. Nikitin, *Physical Optics* (Nauka, Moscow, 2004) [in Russian].
- M. A. Yakovlev, F. Yu. Volnukhin, and S. Yu. Erokhin, *Prikladnaya Fizika*, No. 6, 52 (2004).
- E. Yu. Loktionov, Yu. S. Protasov, and Yu. Yu. Protasov, *Uspekhi Prikladnoi Fiziki* **1**, 439 (2013).
- O. B. Anan'in, Yu. V. Afanas'ev, and O. N. Krokhin, *Laser Plasma* (MIFI, Moscow, 2003) [in Russian].
- D. A. Cremers and L. J. Radziemski, *Handbook of Laser Induced Breakdown Spectroscopy* (Wiley, New York, 2006).
- L. M. Biberman, V. S. Vorob'ev, and I. T. Yakubov, *Kinetics of Non-Equilibrium Low-Temperature Plasma*. (Nauka, Moscow, 1982) [in Russian].
- Yu. P. Raizer, *Physics of Gas Discharge* (Nauka, Moscow, 1992) [in Russian].
- E. P. Velikhov, A. S. Kovalev, and A. T. Rakhmanov, *Physical Phenomena in Gas Discharge Plasma* (Nauka, Moscow, 1987) [in Russian].
- S. K. Zhdanov, V. A. Kurnaev, M. K. Romanovsky, et al., *Foundation of Physical Processes in Plasma* (MIFI, Moscow, 2007) [in Russian].
- Yu. P. Raizer, *Laser Spark* (Nauka, Moscow, 1974).
- N. B. Delone, *Interaction of Laser Radiation with Materials* (Nauka, Moscow, 1989) [in Russian].
- A. P. Babichev, N. A. Babushkina, A. M. Bratkovsky, et al., *Physical Quantities: Handbook* (Energoatomizdat, Moscow, 1991) [in Russian].
- V. S. Vorob'ev, *Usp. Phys.* **163**, 51 (1993).