

СЕКЦИЯ 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ВАКУУМЕ

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИНИЦИИРОВАНИЯ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО РАЗРЯДА В ВАКУУМНОМ ПРОМЕЖУТКЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

SOME FEATURES OF THE INITIATION OF A HIGH-VOLTAGE DISCHARGE IN A VACUUM GAP BY RADIATION OF THE OPTICAL BAND

А.Н.Долгов, С.Г.Давыдов, А.А.Козлов, Р.Х.Якубов / alnikdolgov@mail.ru

A.N.Dolgov, S.G.Davydov, A.A.Kozlov, R.Kh.Yakubov,

ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л.Духова» (ВНИИА), г. Москва,

На основе ранее 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.

On the basis of earlier obtained experimental data the conclusion is drawn that under the influence of the impulse of laser radiation in products of the erosion of electrodes originally glow discharge is lit which as a result of development of ionization-overheating instability undergoes the contraction of current channel and passes into the arc discharge. The nature of dependence of the minimum energy of laser radiation necessary for initiation of discharge, and threshold energy of laser radiation at which the laser radiation excess effectively influences the arising laser plasma on thermodynamic parameters of the target material is shown.

Ключевые слова: вакуумная дуга, оптическое излучение, перегревная неустойчивость.

Keywords: vacuum arc, optical radiation, overheating instability.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время управляемые малогабаритные разрядники применяются в каротажной аппаратуре, высокоскоростной фотографии, устройствах подсветки быстропотекающих процессов импульсами оптического и рентгеновского излучения, а также в ряде других областей, где определяющими требованиями являются отсутствие накаливаемых цепей, миниатюрность, широкий диапазон коммутируемых токов, устойчивость к внешним воздействиям [1]. В качестве основного преимущества разрядников с лазерным управлением обычно рассматривается полная гальваническая развязка электрической цепи поджига и коммутируемой цепи [2]. Быстрый прогресс в миниатюризации оптических квантовых генераторов достаточно большой мощности позволяет надеяться, что будут обнаружены и другие уникальные преимущества разрядников, поджиг которых осуществляется излучением лазера.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

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.

Находящийся в герметичном диэлектрическом корпусе и откачиваемый до давления остаточных газов 10^{-2} - 10^0 Па двухэлектродный разрядник коммутировал низкоиндуктивную ($\sim 10^{-8}$ Гн) цепь, содержащую высоковольтный конденсатор (10^{-8} Ф), заряженный до напряжения 3 кВ. Регистрация сигналов с сопротивления, включенного последовательно с конденсатором, и с низковольтного плеча омического делителя, включенного параллельно конденсатору, подаваемых на вход стробоскопического осциллографа, позволила с наносекундным временным разрешением наблюдать процесс коммутации (рис.1).

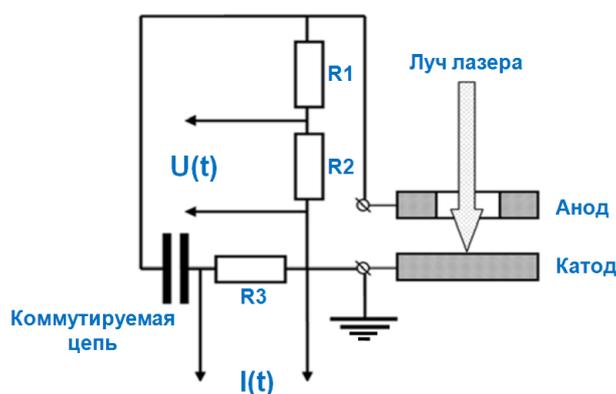


Рис.1. Схема эксперимента.

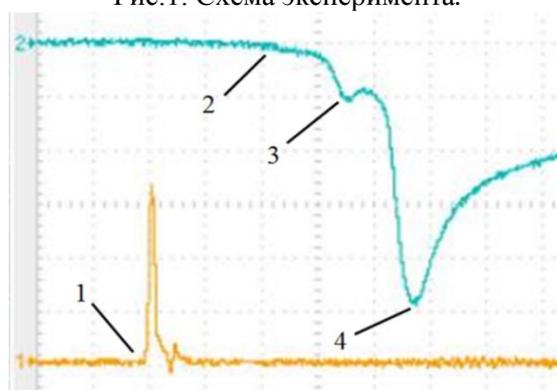


Рис.2. Характерные осциллограммы процесса коммутации тока (луч №1 – сигнал с фотодатчика, луч №2 – токовый импульс) с указанием выделенных точек на осциллограмме коммутируемого тока:

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. Интервал времени 1-2 соответствует времени задержки τ_{del} .

Излучение импульсного лазера (длина волны 1,06 мкм; длительность импульса по основанию 20 нс) фокусировалось собирающей линзой на поверхности катода через отверстие в аноде. Протяженность промежутка катод-анод составляла 1 мм. Габаритный размер разрядного устройства ~ 1 см. Габариты излучателя - $3 \times 5 \times 10$ см³, и блока

питания/управления лазера - $3 \times 15 \times 20 \text{ см}^3$. Энергия лазерного излучения, падающего на мишень, варьировалась в пределах нескольких порядков величины $E_{LP} = 2 \times 10^{-6} - 2 \times 10^{-3} \text{ Дж}$. При этом средняя интенсивность лазерного излучения на поверхности катода в пределах пятна фокусировки менялась в пределах $q = 3 \times 10^6 - 3 \times 10^9 \text{ Вт/см}^2$.

ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Было установлено, что существует минимальное значение энергии лазерного излучения $(E_{LP})_{\min}$, необходимое для зажигания самостоятельного разряда в коммутируемом промежутке.

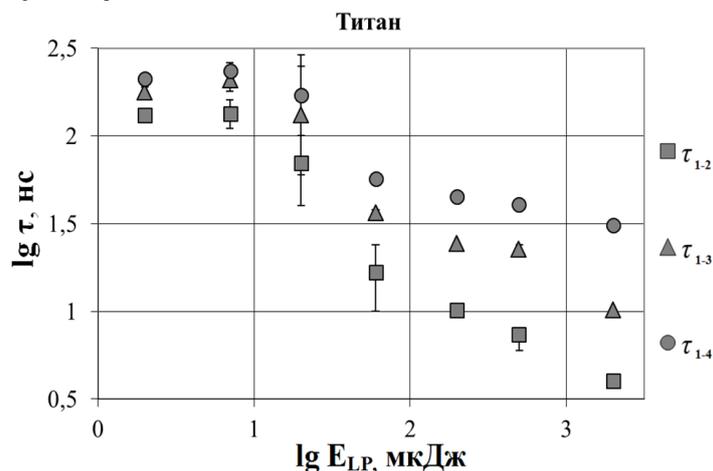


Рис.3. Зависимость временных параметров процесса коммутации тока от энергии управляющего импульса излучения. Указан материал катода.

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

Стоит заметить, что минимальное, необходимое для инициирования разряда в исследуемом вакуумном промежутке, значение $(E_{LP})_{\min}$ и пороговое значение $(E_{LP})_{\text{thre}}$ 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 $(E_{LP})_{\text{thre}}$) в течении примерно 100-200 нс после окончания лазерного импульса в цепи разряда не фиксируется ток. При больших E_{LP} (значительно больших $(E_{LP})_{\text{thre}}$) ток в цепи разряда фиксируется практически сразу после начала облучения поверхности катода (рис.3).

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исходя из того факта, что при E_{LP} , заведомо меньших порогового значения, 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 [3, 4]. 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 регистрируемого тока. Далее, по-видимому, ионизационно-перегревная неустойчивость тлеющего разряда приводит к контракции канала тока [5-7] 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 [8], и перехода разряда в дугу. Свидетельством развития неустойчивости в тлеющем разряде, когда он из нормальной формы переходит в аномальную и затем в дугу, по нашему мнению, является наличие зарегистрированных колебаний (или всплесков) тока на указанной стадии разряда.

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. При достижении пороговой величины E_{LP} начинается эффективная ионизация паров материала катода за счет пробоя нейтрального газа в поле электромагнитной волны [9]. 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.

Вероятность ионизации молекул пара электронным ударом, необходимая для зажигания тлеющего разряда, на начальном этапе 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 (здесь предполагается наличие равновесного состояния). 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-мишени.

Температуру мы полагаем одной и той же и равной температуре плавления T_{melt} материала катода, т.к. речь идет о минимально необходимой энергии излучения. Если предположить, что вероятность развития самостоятельного разряда 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.4 представлена диаграмма, демонстрирующая взаимосвязь $(E_{LP})_{min}$ и сконструированного на основе выше изложенных соображений параметра $(T_{melt}^3/\chi\mu)^{1/2}$. По-видимому, диаграмма демонстрирует некоторую вполне заметную тенденцию.

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 [10, 11], а определяется скоростью электронов плазмы в процессе амбиполярной диффузии в вакуум.

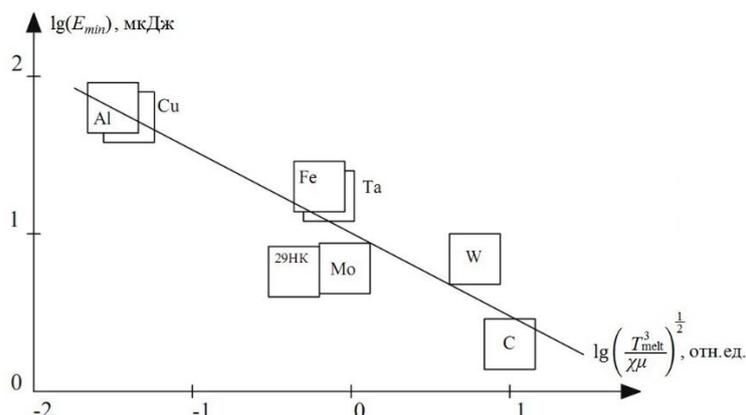


Рис.4. Диаграмма распределения материалов, использованных для изготовления катода, по величине минимальной необходимой для инициирования разряда энергии в лазерном импульсе $(E_{LP})_{min}$ и параметра $(T_{melt}^3/\chi\mu)^{1/2}$.

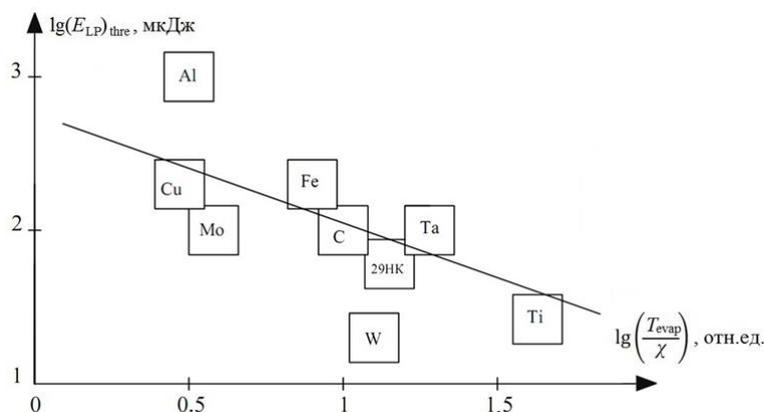


Рис.5. Диаграмма распределения материалов, использованных для изготовления катода, по величине пороговой энергии излучения в лазерном импульсе $(E_{LP})_{thre}$ и параметра (T_{evap}/χ) .

Таблица 1

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

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Суммируя полученные результаты, можем отметить следующее.

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

Было установлено, что существует минимальное значение энергии лазерного излучения $(E_{LP})_{min}$, необходимое для зажигания самостоятельного разряда в коммутируемом промежутке, и пороговой энергии $(E_{LP})_{thre}$, начиная с которой проявляется зависимость регистрируемых временных параметров процесса коммутации от энергии лазерного импульса.

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 и переход разряда в дуговой.

Величина минимальной необходимой для поджига разрядника энергии лазерного импульса $(E_{LP})_{\min}$ и пороговой энергии $(E_{LP})_{\text{thre}}$, определяется термодинамическими параметрами материала катода при постоянстве длины волны и длительности излучения, а также приложенного напряжения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004,-704 с.
2. Rosenthal E. W., Larkin I., Goffin A., Produit T., Schroeder M. C., Wolf J.-P., Milchberg H. M. Dynamics of the femtosecond laser-triggered spark gap // Optics Express. 2020. V.28. №17/17. 24599. -19 pp.
3. Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н. // Лазерная плазма. Физика и применение: Монография. М.: МИФИ,2003. -400 с.
4. Cremers D.A., Radziemski L.J. // Handbook of Laser Induced Breakdown Spectroscopy, Wiley,New York,2006.
5. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. // Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука,1982. -375 с.
6. Райзер Ю.П. // Физика газового разряда. М.: Наука,1992. -536 с.
7. Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахманов А.Т. // Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука,1987. -160 с.
8. Месяц Г.А.//Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука,2000, -424 с.
9. Райзер Ю.П. // Лазерная искра и распространение разрядов. – М.: Наука, 1974. - 308 с.
10. Keldysh L.V. Ionisation in the field of a strong electromagnetic wave // Soviet Physics JETP. 1965. V.20. №5. P.1307-1314.
11. Воробьев В.С. // УФН.1993. Т.163. №12. С.51.