

## Время формирования тока в вакуумных разрядниках с оптическим управлением

А.С. Каторов, В.О. Ревазов, В.П. Селезнев  
Москва, ФГУП «ВНИИА им. Н.Л. Духова», ул. Суцневская, 22  
katorovalexey@mail.ru

Представлены результаты зондовой диагностики лазерной плазмы, инициируемой на титановой мишени ( $\lambda = 1064$  нм,  $I \sim 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>,  $P \sim 10^{-5}$  Торр). Определены скорости фронта лазерно-плазменного факела и скорости распространения среды, инициирующей коммутацию в вакуумных разрядниках с оптическим управлением для различных интенсивностей лазерного излучения. Сделаны выводы о параметрах, определяющих время формирования импульса тока в разрядниках с оптическим управлением.

**The time delay of laser triggered vacuum switch. A.S. Katorov, V.O. Revazov, V.P. Seleznev.**  
*The results of probe diagnostics of a laser plasma initiated on a titanium target ( $\lambda = 1064$  nm,  $I \sim 10^8$  W/cm<sup>2</sup>,  $P \sim 10^{-5}$  Torr) are presented. The velocities of the front of the laser-plasma and the propagation velocity of the environment, which initiates switching in laser-triggered vacuum switch for various intensities of laser radiation, are determined. Conclusions about the parameters that determine the time delay of switch current pulse in laser-triggered vacuum switch are made.*

### Введение

С развитием малогабаритных лазерных систем возник большой научный интерес по созданию электрофизических установок и приборов, принцип действия которых основывается на оптическом управлении. Так, с помощью лазерного импульса можно инициировать коммутацию в вакуумном разряднике за малые промежутки времени и с малым временным джиттером, что находит широкое применение при синхронизации работы различных блоков мощных импульсных систем.

В вакуумных разрядниках с оптическим управлением коммутация тока происходит в результате взаимодействия лазерного излучения с поверхностью металлического электрода – мишени. Лазерное излучение частично поглощается веществом, в результате чего происходит интенсивный нагрев и испарение материала мишени, поток заряженных частиц с электрода ионизует пар металла и формируется лазерно-плазменный факел. Скорость распространения ионизованной среды определяет временные параметры вакуумного разрядника с оптическим управлением, поэтому исследование динамики распространения среды, инициирующей коммутацию, является актуальной научно-технической задачей.

Исследование процесса инициирования коммутации в вакуумных разрядниках с оптическим управлением проводилось в два этапа. На первом этапе исследовалась динамика распространения лазерно-плазменного факела методом зондов Ленгмюра, а на втором зависимость времени формирования тока в вакуумных разрядниках с оптическим управлением от интенсивности лазерного излучения и межэлектродного расстояния.

В экспериментах использовался твердотельный лазер с длиной волны 1064 нм, обеспечивающий интенсивность лазерного излучения на мишени порядка  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Материал мишени - титан. Давление остаточного газа порядка  $10^{-6}$  Торр.

### Зондовая диагностика

Для диагностики лазерно-плазменного факела использовался плоский зонд Ленгмюра [1,2,3], располагающийся непосредственно над мишенью, над областью фокусировки лазерного излучения на расстоянии от 1,5 до 4,5 см. Ток на зонде измерялся в RC контуре с  $R = 1$  кОм, а  $C = 2$  мкФ. Площадь собирающей поверхности зонда составляла 0,2 мм<sup>2</sup>. Интенсивность лазерного излучения, формирующего лазерную плазму варьировалась от  $2 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> до  $7 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>.

В экспериментах регистрировался и анализировался электронный и ионный ток на зонде. На полученных осциллограммах ионного тока имеется два характерных пика. Максимум первого пика (пик меньшей амплитуды), наблюдается уже через 120 нс после попадания лазерного излучения на мишень, что соответствует распространению частиц со средней скоростью порядка  $4 \times 10^5$  м/с. Согласно [4,5] при интенсивностях лазерного излучения порядка  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup> средняя направленная скорость ионов лазерно-плазменного факела порядка  $10^4$  м/с, что как раз соответствует средней скорости распространения частиц второго пика:  $4 \times 10^4$  м/с. Различия в скоростях на порядок величины указывают на различную природу первого и второго пика, однако в связи с тем, что в разрядниках с оптическим управлением с титановыми электродами при интенсивности лазерного излучения на электроде мишени  $7 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, скорости распространения среды, инициирующей коммутацию, не превышают значения  $3 \times 10^5$  м/с [6], можно полагать, что частицы первого пика не приводят к закрытию разрядника и началу разрядки конденсаторов внешней коммутируемой цепи.

На осциллограммах электронного тока также наблюдаются два пика, причем первый возникает практически одновременно с лазерным импульсом – уже через 20 нс после попадания оптического излучения на мишень. Данный пик удалось зарегистрировать только при сравнительно низких потенциалах зонда. Так при потенциале «-30 В» его амплитуда достигает всего 0,6 мА, а при 100 В на фоне тока высокой амплитуды второго пика он практически неразличим. По всей видимости, появление первых пиков на осциллограммах связано с процессами, протекающими до формирования лазерной плазмы (на этапе нагрева мишени), либо вызванными ультрафиолетовым свечением лазерной плазмы и воздействием излучения на остаточный газ в вакууме.

Что же касается второго пика электронного тока, то его максимум наблюдается для различных потенциалов зонда в моменты времени от 0,7 мкс до 1 мкс после попадания лазерного импульса на мишень, причем, в отличие от второго пика ионного тока, с увеличением потенциала зонда сильно растет амплитуда тока. Из совокупности осциллограмм электронных и ионных токов при различных потенциалах зонда был получен массив вольт-амперных характеристик (ВАХ) тока на зонде. Для каждого интервала времени, пройденного с момента попадания лазерного импульса на мишень, строилась своя ВАХ.

На основе анализа массива ВАХ для различных интенсивностей лазерного излучения и расстояний от мишени до зонда были получены зависимости концентраций электронов и ионов от времени. Результаты представлены на рис. 1 и 2. Полученные зависимости с одной стороны показывают, что на фронте лазерно-плазменного факела двигаются преимущественно электроны, а с другой позволяют установить время начала роста концентраций, по которому, в свою очередь, можно определить скорость распространения частиц на фронте лазерно-плазменного факела. Эти частицы приходят на зонд в момент начала роста концентрации. В условиях эксперимента зависимость времени начала роста концентрации от расстояния между мишенью и зондом близка к линейной. По углу наклона аппроксимирующей прямой можно определить максимальную скорость распространения частиц.

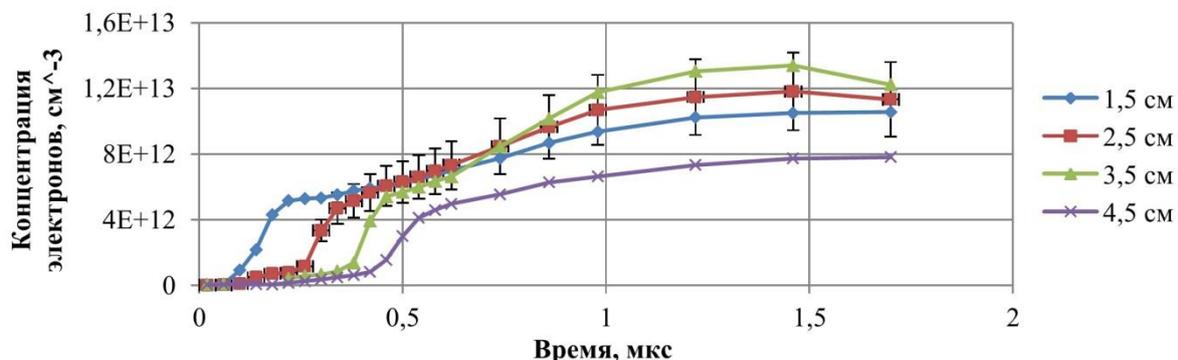


Рис. 1. Зависимость концентрации электронов от времени для различных расстояний от мишени до зонда. Интенсивность лазерного излучения  $7 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>.

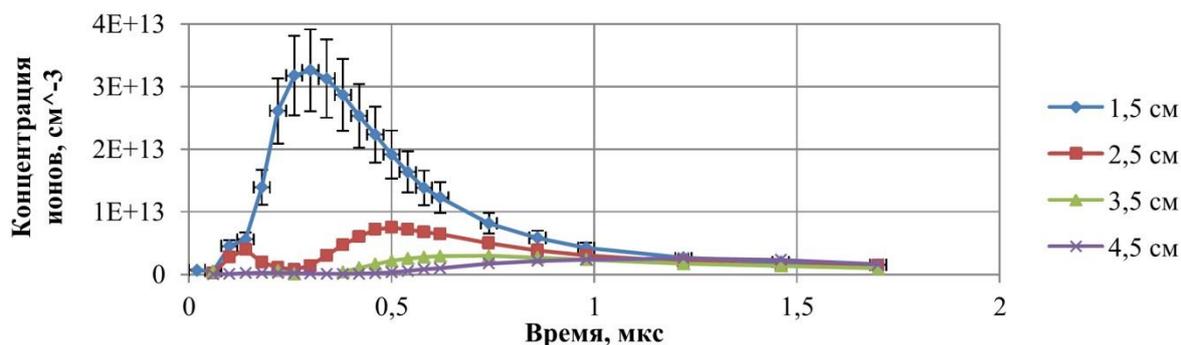


Рис. 2. Зависимость концентрации ионов от времени для различных расстояний от мишени до зонда. Интенсивность лазерного излучения  $7 \times 10^8 \text{ Вт/см}^2$ .

В работе получены значения максимальной скорости распространения электронов и ионов для интенсивностей лазерного излучения от  $2 \times 10^8 \text{ Вт/см}^2$  до  $7 \times 10^8 \text{ Вт/см}^2$ . С уменьшением интенсивности лазерного излучения максимальная скорость электронов падает. Так при интенсивности  $7 \times 10^8 \text{ Вт/см}^2$  ее значение составило  $2,4 \times 10^5 \text{ м/с}$ , а при интенсивности  $2 \times 10^8 \text{ Вт/см}^2$  уменьшилось до  $1,5 \times 10^5 \text{ м/с}$ . Что же касается максимальной скорости ионов, то в пределах погрешности эксперимента она не зависела от интенсивности.

Важно отметить, что измеренная максимальная скорость является «хвостом» распределения по скоростям. Средняя скорость будет значительно отличаться от измеренной.

#### Время формирования тока в разрядниках

Исследования зависимости времени формирования тока (ВФТ) в разрядниках с оптическим управлением от интенсивности лазерного излучения и межэлектродного расстояния проводились в электродной системе, располагающейся в вакууме в герметичном корпусе и включающей в себя плоскопараллельные катод и анод, изготовленные из титана. Межэлектродное расстояние 1 мм. Для прохождения лазерного излучения в электроде, противоположном электроду-мишени имеется отверстие диаметром 1 мм. ВФТ – интервал времени от момента попадания лазерного импульса на электрод-мишень до начала роста тока на осциллограмме.

На рис. 3 представлены зависимости ВФТ от интенсивности лазерного излучения для различных полярностей электродной системы. Катодный поджиг соответствует случаю, когда электрод-мишень – катод, а анодный – анод.

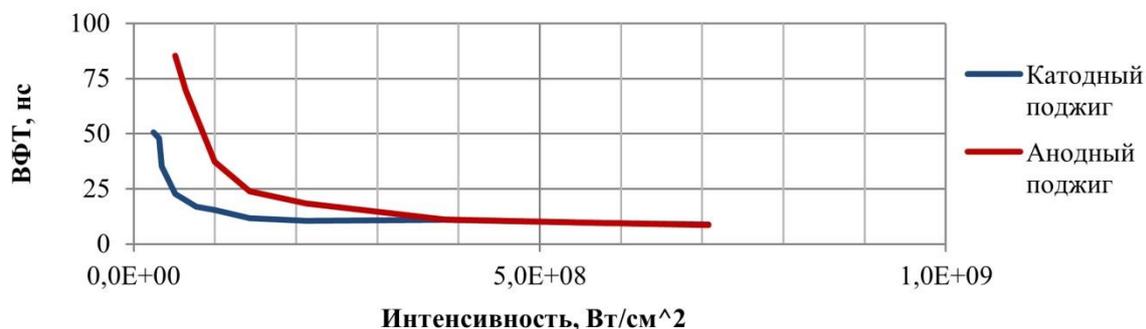


Рис. 3. Зависимость ВФТ разрядника от интенсивности лазерного излучения при катодном и анодном поджиге.

Вид зависимости для катодного и анодного поджигов совпадает (небольшие различия лишь в значениях ВФТ) и ее условно можно разделить на две зоны: первая зона соответствует интенсивностям лазерного излучения порядка  $10^7 \text{ Вт/см}^2$ , вторая – порядка  $10^8 \text{ Вт/см}^2$  и выше.

Рассмотрим первую зону, соответствующую интенсивности лазерного излучения менее  $1 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. С уменьшением интенсивности уменьшается вероятность срабатывания прибора, определяемая как отношение количества коммутаций к количеству лазерных импульсов. Так, в экспериментах при минимальных значениях интенсивности лазерного излучения вероятность срабатывания уменьшалась до 5% (только 5% лазерных импульсов инициировали разрядку конденсатора RC контура электрической схемы), а при еще более низких интенсивностях разрядник не срабатывал. Таким образом, срабатывания прибора в этой зоне нестабильны и имеют вероятностный характер. С уменьшением интенсивности лазерного излучения в первой зоне также наблюдается резкий (экспоненциальный) рост ВФТ и джиттера, определяемого, как среднеквадратичное отклонение ВФТ. Так, если при интенсивности лазерного излучения  $6 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> разброс значения ВФТ не превышает 2 нс, то уже при интенсивности  $4 \times 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> более 10 нс. Более того, на осциллограммах, полученных при интенсивностях, соответствующих первой зоне, наблюдается развитие флуктуаций на переднем фронте токового импульса.

Во второй зоне интенсивности лазерного излучения составляют величину  $1 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> и выше. Здесь ВФТ достаточно плавно уменьшается с увеличением интенсивности, а джиттер не превышает 2 нс. При этом прибор стабильно работает и несрабатываний не наблюдается. Анализ результатов показывает, что минимальная интенсивность лазерного излучения, при которой происходила коммутация составляет  $5 \times 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, а минимальная рабочая интенсивность (при которой прибор стабильно работает)  $1 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>.

Для катодного и анодного поджигов, а также для разных интенсивностей лазерного излучения были получены зависимости ВФТ от межэлектродного расстояния, которое изменялось в диапазоне от 0,9 до 5,3 мм. Для всех других рассмотренных случаев (катодный и анодный поджиги), в том числе и при интенсивностях  $4 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> и  $6 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, зависимость – линейная и аппроксимируется прямой линией с коэффициентом детерминации  $R^2$  не менее 0,98, а значит, распространение среды в условиях эксперимента происходит равномерно (без ускорения). Величина, обратная тангенсу угла наклона аппроксимирующих прямых, является угловым коэффициентом зависимости координаты от времени или скоростью распространения среды, инициирующей коммутацию.

На рис.4 показаны результаты расчета скоростей распространения среды, инициирующей коммутацию для катодного и анодного поджигов при интенсивностях лазерного излучения порядка  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Также, на рисунке показаны скорости распространения электронов и ионов на переднем фронте лазерно-плазменного факела, измеренные с помощью метода зондов Ленгмюра.

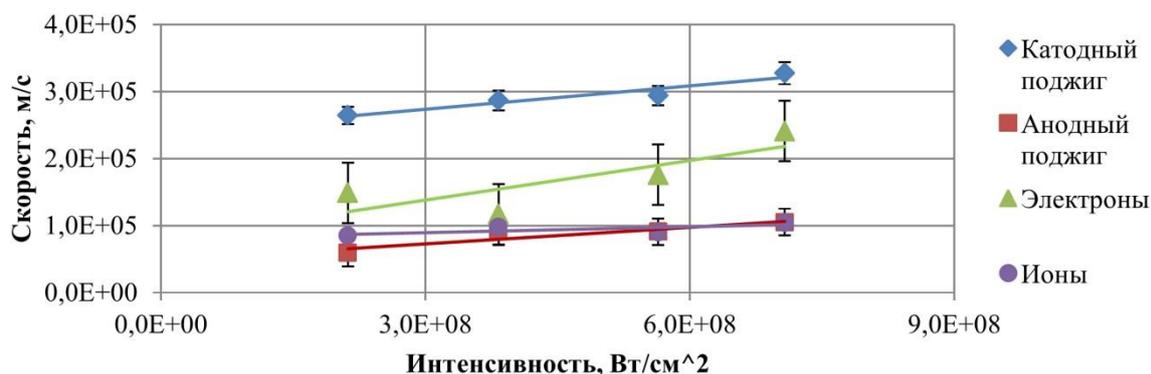


Рис. 4. Зависимость скоростей распространения среды, инициирующей коммутацию в разряднике при катодном и анодном поджиге, а также максимальных скоростей электронов и ионов на фронте лазерно-плазменного факела от интенсивности лазерного излучения.

Согласно рис. 4, в пределах погрешности эксперимента, при анодном поджиге скорость распространения среды, инициирующей коммутацию, совпадает с максимальной скоростью ионов лазерной плазмы. Различия в данных экспериментах заключаются в наличии внешнего электрического поля. В зондовых исследованиях электрическое поле отсутствует, а

направление поля в случае анодного поджига такое, что на фронте лазерно-плазменного факела двигаются, преимущественно ионы, которые создают вместе со следом идущими электронами двойной электрический слой, экранирующий плазму. В связи с тем, что ионы тяжелее электронов, внешнее поле разгоняет ионы медленнее и, относительно высокой начальной направленной скорости, на малом промежутке изменения могут быть незначительны. Таким образом, совпадение скоростей указывает на то, что при анодном поджиге коммутация тока начинается после достижения ионами лазерной плазмы противоположного электрода.

Аналогичная ситуация наблюдается и в случае катодного поджига. Однако теперь на фронте лазерно-плазменного факела будут располагаться более подвижные электроны, которые, в свою очередь, опередят слой ионов и будут двигаться с большей скоростью. Причем, согласно [6], скорость электронов будет зависеть не от величины электрического поля, а от факта его наличия (в условиях эксперимента), что, по всей видимости, объясняется особенностями расширения лазерной плазмы в вакуум.

### **Заключение**

В работе получены зависимости ВФТ вакуумных разрядников с оптическим управлением от межэлектродного расстояния, определены скорости распространения среды, инициирующей коммутацию и показано, что ВФТ разрядников при интенсивности лазерного излучения порядка  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup> определяется максимальной скоростью распространения заряженных частиц лазерно-плазменного факела.

### Литература

1. D. Margarone, D. Mascali, L. Torrisci, R. Miracoli, N. Gambino, S. Gammino, G. Ciavola, L. Celona and F. Maimone// Langmuir probe diagnostics of plasma produced by laser ablation. – 35th EPS Conference on Plasma Phys. Hersonissos, 9 - 13 June 2008 ECA Vol.32D, P-2.142.
2. Brendan Doggett and James G. Lunney// Langmuir probe characterization of laser ablation plasmas – Journal of applied physics 105, 033306 (2009).
3. C.T. Chang, M. Hashmi and H.C. Pant// Study of a laser-produced plasma by langmuir probes. – Plasma Physics, vol. 19. pp. 1129 to 1138. Pergamon Press. 197:. Printed in Northern Ireland.
4. Хайдуков Е.В. Диагностика капельной и ионной компонент лазерного эрозийного факела при напылении тонких пленок. Дисс. канд. физ.-мат. наук. Шатура, 2010.
5. S.A. Abbasi, M.S. Hussain, B. Piyas, M. Rafique, A.H. Dogar, A. Qayyum. Characterization of highly charged titanium ions produced by nanosecond pulsed laser. Laser and Particle Beams, page 1 of 6, 2015.
6. Каторов А.С., Ревазов В.О., Селезнев В.П., Якубов Р.Х. Исследование процесса инициирования коммутации в вакуумном разряднике с оптическим управлением. – Технологии ЭМС – 2018. – Т. 67. – № 4.