

04

Формирование катодной плазменной струи в лазерно-индуцированном вакуумном разряде

© И.В. Романов¹, В.Л. Паперный², Ю.В. Коробкин¹,
В.А. Подвязников³, А.А. Рупасов¹,
В.К. Чевокин³, А.С. Шиканов¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

² Иркутский государственный университет, Иркутск

³ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

E-mail: laser.plasma@gmail.com

Поступило в Редакцию 20 апреля 2015 г.

Исследовался процесс формирования микропинчевых структур в плазме вакуумного разряда, инициируемого на катоде лазерным импульсом. Показано, что формирование микропинчей происходит преимущественно в веществе, испаренном лазерным импульсом при поджиге разряда. Размер горячей области плазменной струи и расстояние от катода до микропинча увеличиваются с ростом энергии лазерного импульса.

Интерес к изучению вакуумно-искровых разрядов во многом обусловлен их высокими эмиссионными свойствами и относительной простотой конструкции. Источники рентгеновского и EUV-излучения, многзарядных ионов на основе таких разрядов могут иметь приложения в различных областях, в частности нанолитографии [1]. В настоящее время проводится математическое моделирование разряда с лазерным поджигом [2]. Как для приложений, так и для модельных расчетов важным является изучение процесса формирования „горячих точек“ (микропинчей), а также проведение оценки долевого участия в процессе лазерной плазмы, создаваемой при поджиге разряда, и электроразрядной плазмы, нарабатываемой процессом эктонообразования на катоде. Ранее авторами было установлено, что характер токопрохождения в разряде и характеристики ионной эмиссии находятся в сильной зависимости от массы вещества катода, испаренной лазерным импульсом [3]. В данной работе представлены результаты экспериментов по

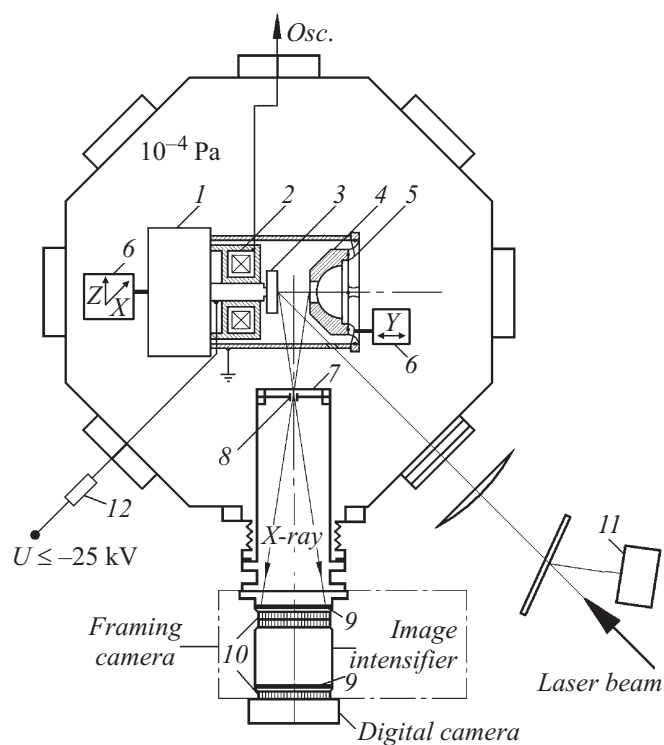


Рис. 1. Схема эксперимента и пропускание (T) фильтров рентгеновского излучения. 1 — конденсатор с емкостью $0.22 \mu\text{F}$, 2 — пояс Роговского; 3 — катод; 4 — анод; 5 — гибкая токоподводящая шина; 6 — координатно-перемещающее устройство; 7 — фильтр рентгеновского излучения; 8 — пинхол камеры-обскуры; 9 — MCP; 10 — волоконная оптика; 11 — калориметр; 12 — зарядное сопротивление $100 \text{ M}\Omega$.

непосредственному наблюдению процесса пинчевания катодной струи в EUV и мягком рентгеновском диапазонах излучения.

Исследования проводились на лабораторном стенде, состоящем из вакуумного диода, лазерной системы с излучением на длине волны $1.06 \mu\text{m}$, с энергией импульса $J \leq 200 \text{ mJ}$ длительностью $\tau = 6 \text{ ns}$, а также рентгеновских и корпускулярных диагностик. Схема эксперимента

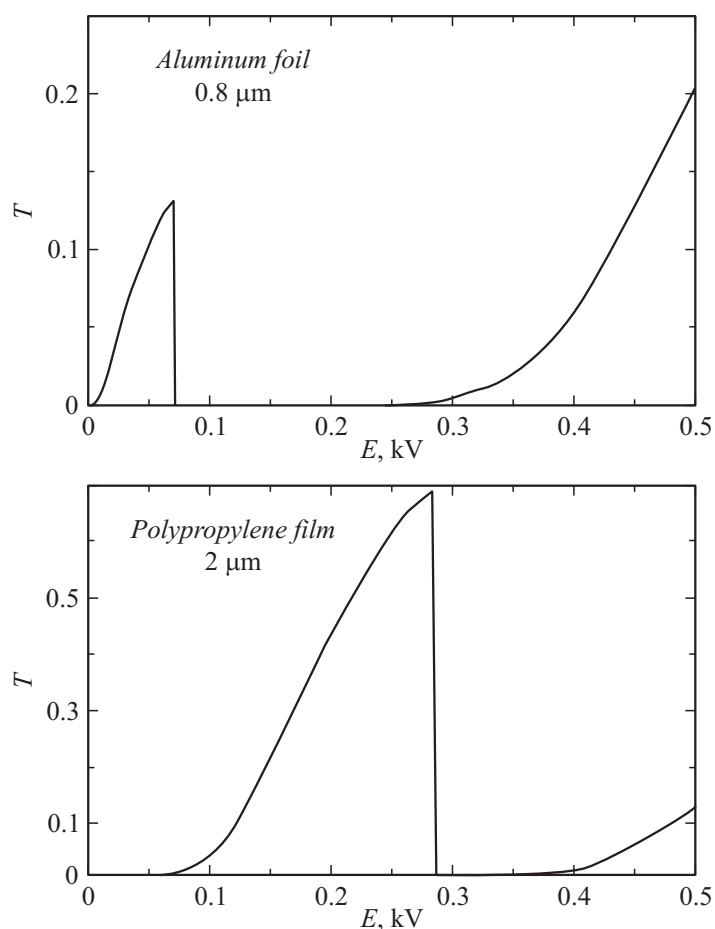


Рис. 1 (продолжение).

приведена на рис. 1. Полупериод колебаний тока в режиме короткого замыкания составлял $0.4 \mu\text{s}$. Разряд инициировался на поверхности алюминиевого катода лазерным лучом, сфокусированным в пятно с площадью $0.4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$. Межэлектродное расстояние соответствовало 7 mm. В экспериментах использовался молибденовый анод, в центре

которого было выполнено отверстие диаметром 6 mm (для возможности исследования ионной эмиссии). После разряда катод передвигался, и лазерный пучок попадал в новое место.

Для визуализации изображения разрядного промежутка использовалась однокадровая рентгеновская фрейм-камера на основе микроканальной пластины (МСП) и электронно-оптического преобразователя (ЭОП). В работе представлены результаты исследований, выполненных в интегральном режиме формирования кадра с длительностью $1 \mu\text{s}$. Изображения формировались двухканальной камерой-обскурой с пинхолами с диаметром $125 \mu\text{m}$. Увеличение системы составляло величину 2.3, пространственное разрешение — около $200 \mu\text{m}$. Фильтрами рентгеновского излучения служили Al-фольга толщиной $0.8 \mu\text{m}$ („мягкий“ канал) и пленка из полипропилена толщиной $2 \mu\text{m}$ („жесткий“ канал). Коэффициенты усиления МСП и ЭОП подбирались таким образом, чтобы исключить вклад излучения с энергией свыше 400eV , что позволяло формировать изображения в энергетических диапазонах: $15\text{--}73$ и $80\text{--}284 \text{eV}$.

На рис. 2 приведены изображения плазмы разряда для трех значений энергии лазерного импульса. При поджиге разряда на поверхности катода образуется лазерная плазма, резко охлаждающаяся при расширении. Замыкание разрядного промежутка периферийными слоями лазерной плазмы приводит к резкому нарастанию тока и сжатию плазмы его магнитным полем на некотором удалении от поверхности катода, что приводит к нагреву плазмы и формированию светящегося плазменного столба, наблюдаемого на „мягком“ канале при энергии лазерного импульса $J = 200 \text{mJ}$. При больших J степень сжатия плазмы и ее температура малы, вследствие чего излучение на „жестком“ канале камеры-обскуры регистрируется слабо либо полностью отсутствует. При уменьшении J до 120mJ наблюдаются существенное сжатие плазмы и формирование вблизи оси разряда излучающей струи, регистрируемой на „жестком“ канале, в которой можно выделить наиболее ярко светящуюся область горячей плазмы — микропинч. Причиной формирования приосевой протяженной излучающей области является выброс струй горячей плазмы в направлениях анода и катода при распаде микропинча, который также регистрировался в модельных расчетах [2,4]. Дальнейшее уменьшение J до 10mJ приводит к уменьшению размеров горячей области плазменной струи и приближению ее к катоду. Измерения в диапазоне $80\text{--}284 \text{eV}$ показали, что продольный

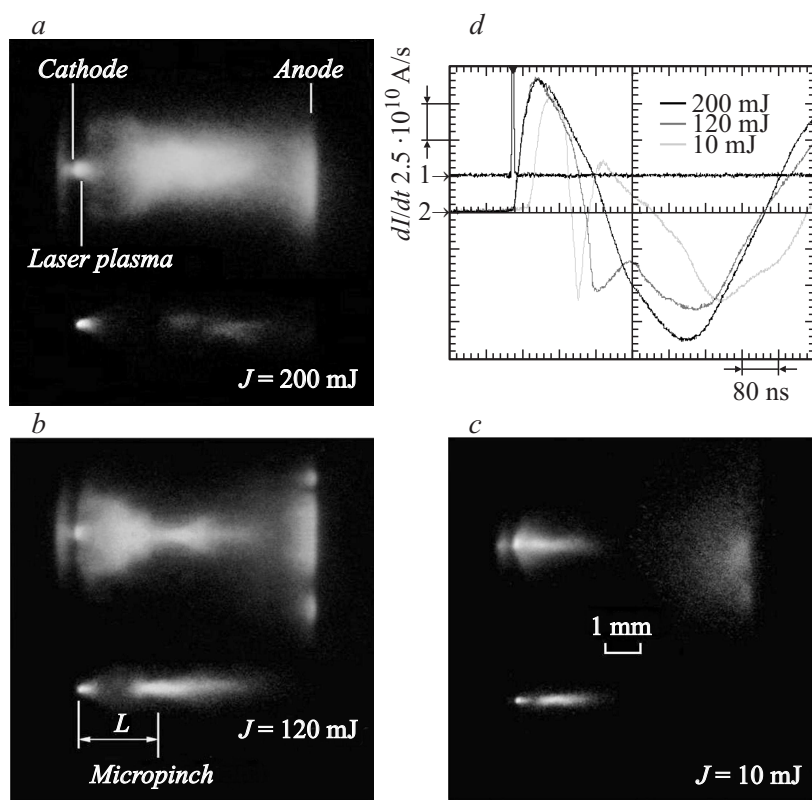


Рис. 2. Изображения катодной плазменной струи (*a*, *b*, *c*) и соответствующие им осциллограммы производной тока разряда *d* (луч 2) при разных энергиях лазерного импульса J и напряжении на накопителе $U = 8$ kV. На снимках: вверху — изображение в диапазоне 15–73 eV, внизу — в диапазоне 80–284 eV. На осциллограммах луч 1 — инициирующий разряд лазерный импульс.

размер струи уменьшается с 2.5 до 0.7 mm, поперечный размер — с 0.5 до 0.1 mm при уменьшении J со 150 до 5 mJ.

Осциллограммы производной тока разряда (рис. 2) показывают, что при $J = 200$ mJ особенности на производной тока отсутствуют, что указывает на регулярный характер токопереноса в разряде. Уменьшение

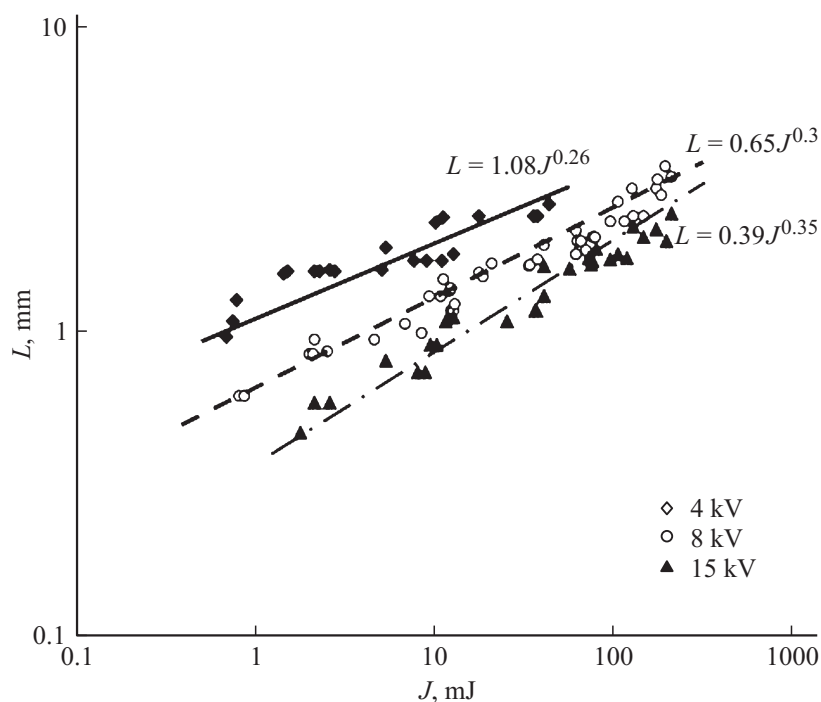


Рис. 3. Зависимость расстояния L между микропинчем и поверхностью катода от J при разных напряжениях на накопителе.

энергии импульса приводит к появлению особенности (при 120 mJ) и к существенному увеличению ее амплитуды при понижении J до 10 mJ и менее. Наличие существенной особенности на производной тока, при инициировании разряда лазерным импульсом с малой J , соответствует режиму аномального ускорения ионов с относительно небольшим средним зарядом в пучке [3,5]. Поскольку количество лазерной плазмы, участвующей в процессе пинчевания, в этом случае невелико, можно предположить, что это приводит к формированию двойного электрического слоя и амбиполярному ускорению ионов [6].

На рис. 3 представлены зависимости расстояния L между микропинчем и поверхностью катода от J для трех значений напряжения на

накопителе U . Из рисунка видно, что в диапазоне изменения J более чем на два порядка зависимости с удовлетворительной точностью аппроксимируются степенной функцией $L(\text{mm}) = KJ^\alpha(J, \text{mJ})$, показатель которой незначительно меняется (от 0.26 до 0.35) при увеличении напряжения почти в четыре раза. Таким образом, несмотря на ключевую роль характеристик лазерного излучения в процессе формирования микропинча, что следует из рис. 2, и слабой зависимости α от U , электрические характеристики разряда оказывают существенное влияние на процесс. В связи с этим для оценки долевого участия в процессе пинчевания лазерной и электроразрядной плазмы сравним значения их масс и скоростей.

Масса вещества лазерной плазмы оценивалась путем интегрирования эмпирической аппроксимации ее скорости изменения [7] и по скейлингу: $M(\text{ng}) = 0.4J^{5/9}(J, \text{mJ})$, полученному для данного лазерного импульса в результате развития вычислительного кода [2]. Оценки с помощью этих методов показали хорошее соответствие между ними, и при $J = 2$ и 20 mJ масса составила 0.6 и 2.1 ng соответственно. Масса вещества электроразрядной плазмы определяется соотношением [5]: $M = m_i \eta Q / Ze$, где m_i — масса иона материала катода; $\eta \approx 0.1$ — величина отношения ионного и полного токов в катодной струе; Q — заряд, перенесенный током до момента формирования микропинча; $Z \approx 2$ — зарядность иона Al; e — заряд электрона. Согласно [3,5], формирование микропинча начинается в максимуме производной тока и для $U = 8 \text{ kV}$ и $J = 2\text{--}20 \text{ mJ}$ лежит в интервале 100–80 ns от момента поджига разряда, при этом ток пинчевания растет от 3 до 5 kA с увеличением J . Найдя по осциллограммам тока заряд Q , определим массу вещества электроразрядной плазмы, которая составит ≈ 0.8 и 1.5 ng для первого и второго случаев соответственно. Приведенные оценки показывают, что полученные значения масс оказываются близкими. Также следует отметить отсутствие в спектрах зарядового состава ионов материала анода [3,5], что дает основание пренебрегать вкладом анодной плазмы в процесс пинчевания катодной струи.

Скорость лазерной плазмы V_l при плотности мощности лазерного импульса $P = 4 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ на Al-мишени составляет $3 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ [8]. Согласно [9], с уменьшением P на порядок V_l падает примерно в два раза. Отсюда находим V_l , которая составляет $(5 \text{ и } 9) \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ при $P = 8 \cdot (10^9 \text{ и } 10^{10}) \text{ W/cm}^2$, соответствующих $J = 2$ и 20 mJ . Скорость алюминиевой электроразрядной плазмы равна $1.5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ [10]. Заметим, однако, что эти величины характеризуют скорость основной части

плазмы, тогда как ионы из „хвостов“ распределений имеют в несколько раз большие скорости [8,11].

Таким образом, электроразрядная плазма в течение интервала времени, равного примерно 50 ns (от момента замыкания периферийными слоями лазерной плазмы разрядного промежутка до начала развития процесса пинчевания), не успевает расшириться на расстояние L . Следовательно, формирование микропинчевой структуры происходит преимущественно в веществе лазерной плазмы. С увеличением J возрастает масса лазерной плазмы, вследствие чего положение микропинча смещается в область с меньшей погонной плотностью ионов, т.е. в сторону анода, и для развития процесса требуются большие значения разрядного тока. При достаточно большой J масса вещества становится настолько большой, что тока разряда не хватает для развития пинчевания. Можно предположить, что процесс пинчевания происходит на расстоянии от катода, где магнитное давление становится равным плазменному, причем последнее пропорционально плотности вещества. Плотность в приближении адиабатического сферического расширения лазерной плазмы оценивается как $\sim M/L^3$. Тогда справедлива пропорциональность $L \sim M^{1/3} \sim (J^{5/9})^{1/3} \approx J^{0.19}$, которая удовлетворительно согласуется с полученной в эксперименте при малом токе разряда (рис. 3). С увеличением тока растет масса электроразрядной плазмы. Основная часть этой плазмы не участвует в формировании микропинча, однако ионы из „хвостов“ распределения начинают давать заметный вклад в общий баланс сил, чем объясняется рост показателя α и более быстрое увеличение L при большем токе разряда. Увеличение U при фиксированной J приводит к увеличению скорости нарастания тока, так что критическое значение тока, при котором происходит пинчевание, достигается раньше, а коэффициент K уменьшается, что также согласуется с результатами работы [4] и приведенными на рис. 3.

Таким образом, несмотря на то что вышеприведенные рассуждения носят качественный характер (в реальности процесс пинчевания сильно усложняется из-за существенных различий в профилях плотности лазерной и электроразрядной плазмы, увеличения скорости электроразрядной плазмы при увеличении мощности поджига, кинетических эффектов и др.), проведенные исследования показали, что характеристики микропинча в широком диапазоне величин контролируются параметрами лазерной плазмы. При увеличении тока разряда заметный вклад в процесс пинчевания вносит электроразрядная плазма. Распад

микропинча, по-видимому, служит триггером возникновения особенностей на производной тока разряда, свидетельствующих о наличии разрывов токового канала. Улучшение токопрохождения достигается путем увеличения массы вещества, испаренного лазерным импульсом при поджиге разряда, что в свою очередь может приводить к полному прекращению пинчевания.

Авторы выражают благодарность А.Ю. Круковскому и И.П. Цыгвинцеву за проведение оценок характеристик лазерной плазмы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 15-02-03757) и гранта президента РФ по поддержке ведущих научных школ (проект НШ-1424.2014.2).

Список литературы

- [1] Кошелев К.Н., Банин В.Е., Слащенко Н.Н. // УФН. 2007. Т. 177. В. 7. С. 777.
- [2] Гасилов В.А., Круковский А.Ю., Новиков В.Г. и др. // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2013. № 78 (20 с).
URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2013-78>.
- [3] Романов И.В., Паперный В.Л., Коробкин Ю.В. и др. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 8. С. 62.
- [4] Korobkin Yu.V., Paperny V.L., Romanov I.V. et al. // Plasma Phys. Control Fusion. 2008. V. 50. P. 065 002 (14 p.).
- [5] Romanov I.V., Rupasov A.A., Shikanov A.S. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 465 202 (7 p.).
- [6] Шмелев Д.Л., Месяц Г.А., Баренгольц С.А. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 10. С. 19.
- [7] Burdt R.A., Yuspeh S., Sequoia K.L. et al. // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. P. 033 310 (5 p.).
- [8] Romanov I.V., Brantov V.A., Rupasov A.A. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 035 201 (6 p.).
- [9] Латышев С.В., Чеблуков Ю.Н. // ЖТФ. 1998. Т. 68. В. 4. С. 28.
- [10] Anders A., Yushkov G.Y. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. P. 4824.
- [11] Paperny V.L., Chernich A.A., Astrachantsev N.A. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 155 201 (8 p.).