

ДИНАМИКА ЭУФ-ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ НИЗКОИНДУКТИВНОЙ ВАКУУМНОЙ ИСКРЫ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗВИТИЯ РАЗРЯДА

© 2024 г. П. С. Анциферов^{a,*}, Л. В. Степанов^{a,b,**}, Н. Д. Матюхин^{a,c}

^aИнститут спектроскопии РАН, Москва, Троицк, Россия

^bНаучно-исследовательский университет Высшая школа экономики, Москва, Россия

^cМосковский физико-технический институт (государственный университет), Московская область, Россия

*e-mail: ants@isan.troitsk.ru

**e-mail: stepanovlavrentij@gmail.com

Поступила в редакцию 05.02.2024 г.

После доработки 06.04.2024 г.

Принята к публикации 20.04.2024 г.

Изучается динамика излучения вакуумной искры с пиковым током ~ 50 кА в диапазоне длин волн $\lambda = 5\text{--}40$ нм. Регистрация излучения проводилась с помощью детекторов на микроканальных пластинах с кадровым временным разрешением 20 нс. Благодаря примененной методике одновременной регистрации пространственного распределения и спектрограмм излучения плазмы, выделены характерные стадии развития разряда. На начальном этапе развития разряда (200–300 нс) в регистрируемом диапазоне длин волн наблюдается интенсивное излучение многозарядных ионов железа FeV–FeVIII, которое затем (300–400 нс) исчезает и возобновляется после 400 нс. Обсуждается возможная роль возникновения убегающих электронов в этом явлении. Обнаруженный режим разряда может быть использован при разработке источников излучения в экстремальном ультрафиолете.

Ключевые слова: низкоиндуктивная вакуумная искра, экстремальное ультрафиолетовое излучение, спектр излучения многозарядных ионов

DOI: 10.31857/S0367292124060076, EDN: PSOPBJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Электрический разряд на сегодняшний день является хорошо изученным объектом, имеющим многочисленные практические применения. С фазой пинчевания разрядной плазмы вакуумной искры с током порядка 100 кА связано возникновение рентгеновского излучения, которое детально изучено в экспериментах и хорошо описано теоретически [1, 2]. Востребованность источников излучения в экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазоне длин волн ($\lambda = 8\text{--}25$ нм) связано с приложениями в нанолитографии [3], что делает актуальным более подробное изучение излучения вакуумной искры в этом диапазоне длин волн. Одна из трудностей экспериментальной работы с высокоэнергетическими искровыми разрядами связана с низкой воспроизводимостью их пространственной структуры и временной динамики. Регистрация излучения с помощью детекторов на микроканальных пластинах (МКП), обладающих пространственным и временным разрешением, позволяет обнаружить особенности динамики плазмы, которые невозможно заметить при использовании усредняющих методик (см., например [4]). В настоящей работе представлены результаты, полученные при использо-

вании одновременной регистрации с помощью МКП детекторов пространственной структуры и спектрального состава ЭУФ излучения плазмы разряда 50 — килоамперной вакуумной искры с кадровым временным разрешением 20 нс. Обнаружено появление на первых 200–300 нс разряда ЭУФ излучения плазмы материала анода, которое гаснет и вновь появляется через ~ 100 нс на стадии разогрева и пинчевания плазмы. Обсуждаются возможные механизмы явления.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Общая схема эксперимента приведена на рис. 1. Разрядный узел включает емкостный накопитель на основе мало индуктивного конденсатора ИК 50-3 (электрическая емкость $C_0 = 3$ мкФ, индуктивность $L = 40$ нГн). Рабочее напряжение в настоящих экспериментах составляло величину $U_0 = 10$ кВ. Полная конструктивная индуктивность L_0 , измеренная по периоду колебаний тока ($T = 3.3$ мкс), составила $L_0 = 91$ нГн. Активные потери в разрядном контуре, определяющие наблюдаемое затухание колебаний тока, соответствуют эффективному сопротивлению разрядного контура $R_0 = 0.023$ Ом. Разряд инициируется с помощью триггерного электрода, на который по-

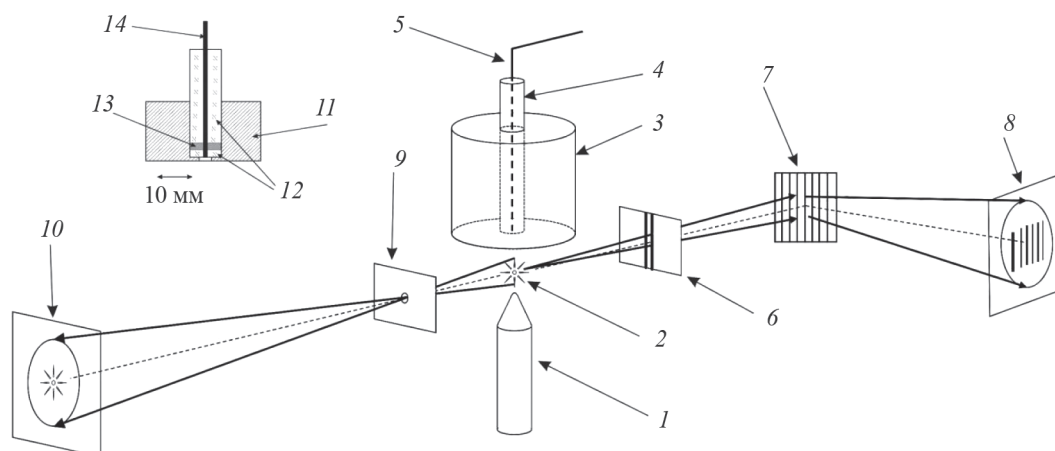


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 — анодный электрод, 2 — разрядная плазма, 3 — катодный электрод, 4 — изолятор, 5 — триггерный электрод, 6 — входная щель спектрометра, 7 — дифракционная решетка, 8 — МКП — детектор, 9 — диафрагма, формирующая изображение камеры — обскуры, 10 — МКП детектор. Узел триггера: 11 — катод, 12 — изолятор, 13 — вакуумное уплотнение, 14 — триггерный электрод.

дается импульс напряжения отрицательной полярности — 10 кВ (см. вставку рис. 1). Анодный электрод имел диаметр 3 мм, расстояние анод — катод также составляло величину 3 мм. Угол при вершине конуса анодного электрода — 90° , радиус закругления от 0.5 мм до 1 мм. Материал электродов — железо. Остаточное давление в разрядной камере — 10^{-2} Па. Разрядный ток измерялся с помощью магнитного зонда, кривая разрядного тока приведена на рис. 2. Отсчет времени на кривой разрядного тока производился от момента начала тока триггерного электрода.

В работе использован спектрометр скользящего падения со смещенной щелью [5], позволяющий получать фокусировку спектра перпендикулярно лучу зрения. Для этого спектральная щель сдвигается внутрь окружности Роуланда, а плоскость регистрации размещается снаружи окружности Роуланда. Геометри-

ческие параметры выбраны в соответствии с [5] следующим образом: радиус решетки $R = 1$ м, плотность штрихов — 600 штр./мм, входной угол скольжения — 6° , расстояние входная щель — решетка равно 53 мм, расстояние решетка — плоскость регистрации равно 420 мм. Полный рабочий диапазон длин волн спектрометра 5–40 нм. Пространственное распределение плазмы разряда регистрировалось с помощью камеры — обскуры. Диаметр формирующего изображение отверстия 0.1 мм, геометрическое увеличение — 3. В спектрометре и камере обскуры использованы детекторы на основе микроканальной пластины, на которые одновременно подается стробирующий импульс. Время экспозиции детекторов — 20 нс. Генератор стробирующих импульсов синхронизирован с триггерным импульсом разряда. Имелась возможность плавной регулировки задержки стробирующего импульса относительно начала разряда.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В ходе эксперимента была получена серия изображений разрядного промежутка с соответствующими спектрограммами в спектральной области 5–40 нм. При этом варьировалось время задержки стробирующего импульса на МКП детекторах относительно начала разряда. Удалось выделить 4 стадии разряда с воспроизводящейся общей структурой светящейся плазмы и характерным спектром излучения (обозначены цифрами 1–4 на рис. 2). Временные границы стадий не определены точно, в пограничных областях временных задержек можно наблюдать реализации обеих граничащих по времени стадий разряда. Границы даются согласно минимальной и максимальной измеренной задержке стробирующего импульса, которые

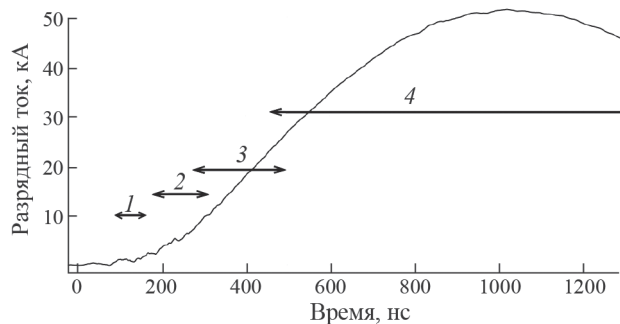


Рис. 2. Кривая разрядного тока. Время отсчитывается от момента начала триггерного импульса. Цифрами отмечены временные границы четырех стадий разряда, обсуждаемые ниже.

определяют характерный для соответствующей стадии вид изображения камеры — обскуры и спектра. В ходе экспериментов и их анализа определены 4 стадии искрового разряда.

- Стадия 1 (96–162 нс) — наблюдается свечение вершины анода и формируется поток плазмы, образующейся при испарении анода. Излучение в наблюдаемом спектральном диапазоне не регистрируется.
- Стадия 2 (176–322 нс) — плазма вещества анода заполняет разрядный промежуток, однако еще не закорачивает его. На нем остается разность потенциалов в несколько кВ (см. ниже). При этом в наблюдаемом диапазоне появляется излучение многозарядных ионов железа.
- Стадия 3 (276–495 нс) — испаренное вещество анода продолжает поступать в разрядный промежуток, он закорачивается плазмой, излучение в наблюдаемом диапазоне исчезает.
- Стадия 4 (485 + нс) — плазма в разрядном промежутке разогревается, начинается формирование плазменного столбика, в наблюдаемом спектральном диапазоне снова регистрируется излучение.

На рис. 3 приведены типичные результаты для всех четырех стадий. Изображения камеры — обскуры даются вместе с соответствующей спектрограммой. Идентификация спектральных линий согласно данным [6] показана на спектрограммах рис. 4. Видно, что на стадии 2 плазма содержит много зарядные ионы атомов железа FeV–FeVIII, потенциалы ионизации которых лежат в пределах 77–151 эВ. В спектрах начала стадии 4 отсутствуют линии ионов FeVIII, что говорит об эффективном охлаждении разрядной плазмы на стадии 3 и последующем разогреве. Как уже говорилось, стадия пинчевания плазмы разряда низкоиндуктивной вакуумной искры достаточно хорошо изучена и не входит в рамки настоящей работы.

Были также проведены эксперименты, в которых на конический электрод подавалось отрицательное напряжение (полярность зарядного источника напряжения менялась на противоположную). В этом случае развитие разряда задерживается на ~ 50 нс относительно варианта с подачей положительного напряжения на конический электрод (см. рис. 5). Спектры многозарядных ионов железа появляются после 300 нс и не исчезают в процессе дальнейшего развития разряда (см. рис. 6). Отметим существенное отличие пространственного распределения светящейся плазмы для двух вариантов полярности зарядного напряжения: при положительной полярности на аноде на начальном этапе развития разряда плазма «прижимается» к анодному электроду

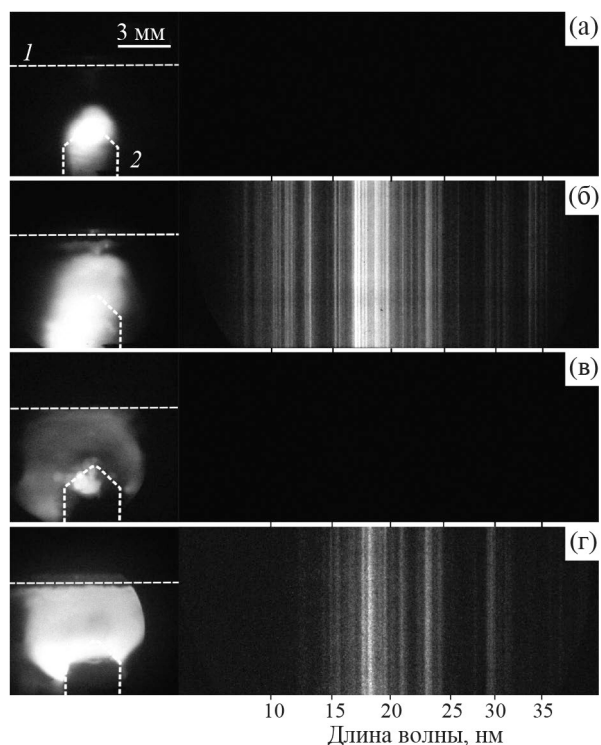


Рис. 3. На обскурограммах цифрами показаны положения катода 1 и анода 2. Результаты соответствуют следующим задержкам стробирующего импульса МКП относительно момента начала триггерного импульса: а) — 138 нс, б) — 238 нс, в) — 368 нс, г) — 568 нс.

(рис. 3а, б), при отрицательной полярности — к катодному (рис. 3в, г). Ионный состав плазмы на время задержки строба 308 нс согласно спектрограмме рис. 6б соответствует ионам FeV–FeVIII.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим детально основные явления, происходящие на начальном этапе развития разряда низкоиндуктивной вакуумной искры. До момента инициации разряда к промежутку анод — катод приложено полное напряжение основной емкости. Развитие электрического пробоя разрядного промежутка сопровождается падением этого напряжения. Его временной ход может быть найден из уравнения Кирхгофа

$$U(t) = U_0 - \frac{1}{C_0} \int_0^t I(t') dt' - R_0 I(t) - L_0 \frac{dI(t)}{dt}. \quad (1)$$

Все величины, входящие в формулу, даны в начале раздела «Эксперимент». Интеграл и производная тока вычислялись численно по экспериментальной кривой. Полученная временная зависимость напряжения анод — катод приведена на рис. 7. Видно, что в течение первых 300 нс (время, соответствующее стадиям 1 и 2) к разрядному промежутку приложено напряжение порядка нескольких кВ.

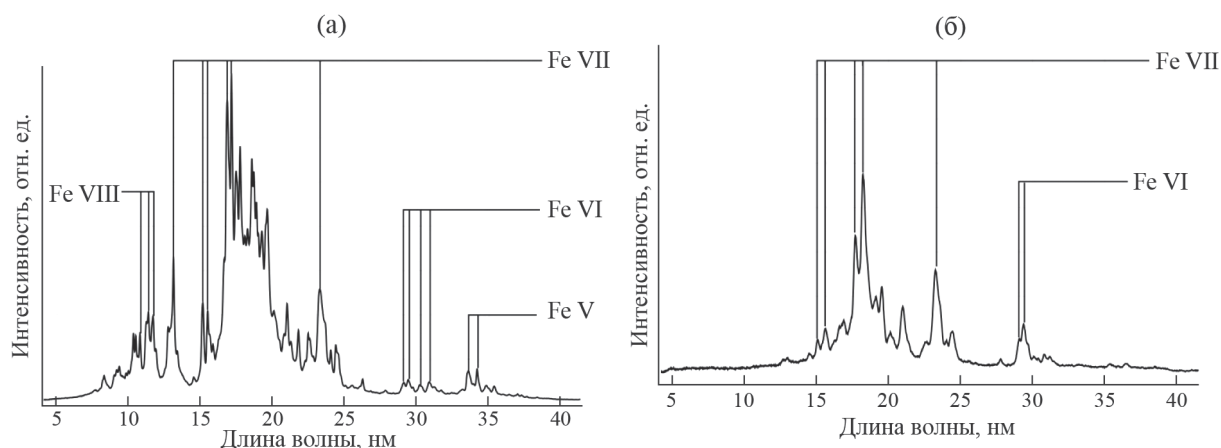


Рис. 4. Идентификация спектральных линий на спектрограммах рис. 3. Задержки стробирующего импульса МКП относительно момента начала триггерного импульса: а) – 238 нс, б) – 568 нс.

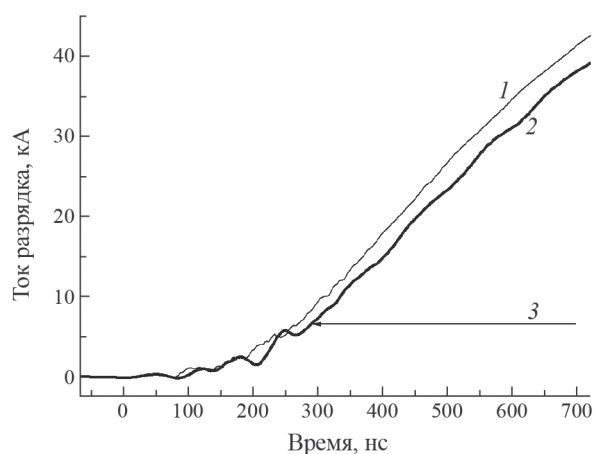


Рис. 5. Начальный участок кривой разрядного тока для двух вариантов знака напряжения на анодном электроде: 1 – на аноде положительное напряжение относительно катода, 2 – на аноде отрицательное напряжение, 3 – область моментов времени, соответствующая появлению ЭУФ-спектров при отрицательном напряжении на анодном электроде.

Уже в первых работах по вакуумной искре [7] отмечалось возникновение характеристического рентгеновского излучения материала анода на начальной фазе развития разряда, связанного с электронами, ускоренными напряжением на разрядном промежутке. Причиной возникновения этих электронов является образование на катоде в триггерном разряде начальной плазмы, способной эмитировать электроны. В наших экспериментах заметное свечение в области анода появляется при возникновении разрядного тока порядка килоампера (стадия 1). ЭУФ-спектры здесь не появляются и наиболее вероятно, что это свечение имеет упомянутую рентгеновскую природу, так как МКП сохраняет чувствительность к квантам излучения с энергией вплоть до 10 кэВ. Если ток на этой стадии переносится ускоренными электронами, име-

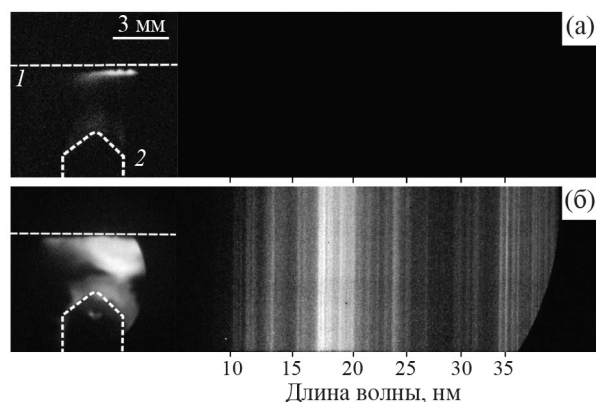


Рис. 6. Результаты для случая отрицательной полярности на коническом электроде: а) – задержка стробирующего импульса 220 нс, б) – 308 нс.

ющими энергию порядка 10 кэВ, то объемный заряд этих электронов должен быть скомпенсирован. В нашем случае расстояние анод – катод $a = 3$ мм, эффективная поверхность анода $S \sim 10$ мм², что дает из формулы Чайлда максимальный ток, ограниченный объемным зарядом [8]

$$I = 2.3 \cdot 10^{-6} V^{3/2} S / a^2 \cong 2 \text{ А.} \quad (2)$$

Эта величина много меньше регистрируемого тока (порядка 1 кА). Значит, для переноса наблюдаемого тока требуется компенсация объемного заряда электронного пучка ионами с плотностью (в расчете на однозарядные ионы) $n_i \cong 10^{13}$ см⁻³. Ионизация остаточного газа в рабочей камере не может объяснить возникновение такого количества ионов за время порядка 100 нс, поэтому компенсация объемного заряда происходит за счет ионов из триггерной плазмы.

Существенным моментом второй стадии разряда является наличие на разрядном промежутке напряжения в несколько кВ (см. рис. 7). В это же время

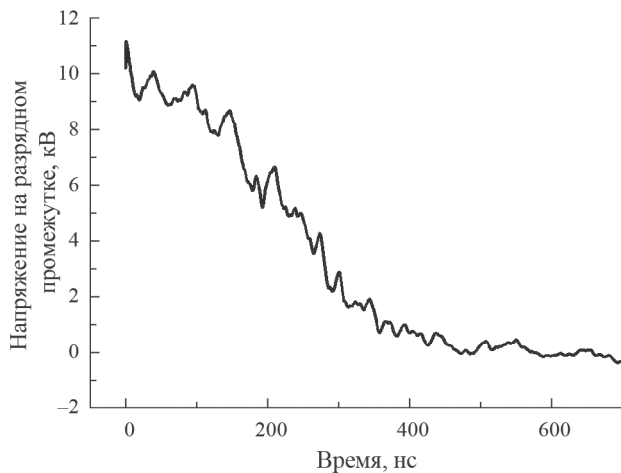


Рис. 7. Временная зависимость напряжения на разрядном промежутке согласно соотношению (1).

разрядный ток составляет величину в несколько кА (см. рис. 2), что соответствует активному сопротивлению разрядной плазмы порядка 1 Ом. Диаметр плазмы 3 мм и ее длина также около 3 мм дают величину удельного сопротивления $\eta = 3 \cdot 10^{-3}$ Ом · м. Эта величина через формулу Спитцера [9] может быть связана с электронной температурой:

$$\eta = 5.2 \cdot 10^{-5} Z \frac{\ln \Lambda}{T_e^{3/2} (\text{эВ})} \text{ Ом} \cdot \text{м}. \quad (3)$$

Из спектрального состава излучения плазмы (см. рис. 4) видно, что средний заряд ионов лежит в диапазоне $Z = 6-10$. Отсюда возникает оценка электронной температуры $T_e \sim 1$ эВ. Но в плазме с температурой 1 эВ не могут возникнуть L -ионы железа, которые обладают потенциалом ионизации порядка 100 эВ. Возможным механизмом, объясняющим появление этих ионов, может быть явление «убегания» электронов [10]. Оно возникает при приложении к плазме электрического поля превышающего согласно [10] критическое значение

$$E_c = \frac{4\pi e^3 n_e \ln \Lambda}{T_e}. \quad (4)$$

На основании формулы (4) можно сделать вывод, что реально приложенное к плазме электрическое поле 10^4 В/см будет критическим, если электронная плотность не превышает значение 10^{16} см $^{-3}$. Вопрос об электронной плотности в разрядах низкоиндуктивной вакуумной искры рассмотрен в обзоре [2]. Так, в микропинчах с диаметром порядка 10 микрон, возникающих в разрядах с максимальным током 150 кА, ее наблюдаемые значения доходят до 10^{23} см $^{-3}$. В разрядах с пиковым током 50 кА микропинчей не наблюдается, в момент максимального сжатия можно увидеть перетяжки с диаметром несколько сотен микрон [4]. Соответствующая им электронная

плотность — $10^{19} \div 10^{20}$ см $^{-3}$. В нашем случае на второй стадии сжатие еще отсутствует, поэтому приведенное значение надо уменьшить на 2–3 порядка. Если сюда добавить дополнительное поступление вещества материала анода к моменту сжатия по сравнению с начальной стадией, то приведенная оценка говорит о возможности возникновения убегающих электронов в нашем случае.

Соответственно исчезновение линий многозарядных ионов железа в ЭУФ-спектрах на 3 стадии связывается с прекращением «убегания» электронов вследствие падения разности потенциалов на промежутке анод — катод после 300 нс (основное падение напряжения происходит на конструктивной индуктивности), а также вследствие возрастания величины критического поля: из-за поступления испаренного вещества анода в плазму растет ее плотность и падает температура. На стадии 4 начинается обычный разогрев плазменного столбика с дальнейшим пинчеванием.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты диагностики плазмы 50 — килоамперного разряда низкоиндуктивной вакуумной искры с помощью одновременной регистрации ЭУФ спектров и обскурограмм МКП детекторами с временным разрешением 20 нс. Обнаружено возникновение излучения ионов железа Fe V–Fe VIII на временах 200–300 нс от момента подачи триггерного импульса, которое прекращается после 300 нс и вновь возникает после 400 нс. Разрядная плазма на временах 200–300 нс обладает сопротивлением порядка 1 Ома и еще не закорачивает полностью промежутки анод — катод. Наблюдаемое явление может быть связано с появлением «убегающих» электронов вследствие наличия напряжения на разрядном промежутке вплоть до 300 нс от момента начала триггерного импульса. При подаче на конический электрод отрицательного потенциала (изменении полярности зарядного напряжения) явление мерцания ЭУФ спектров исчезает.

Отмеченное явление может быть использовано для создания источников ЭУФ излучения, имеющих практическое применение. Подавая на разрядный промежуток высоковольтный импульс в течение

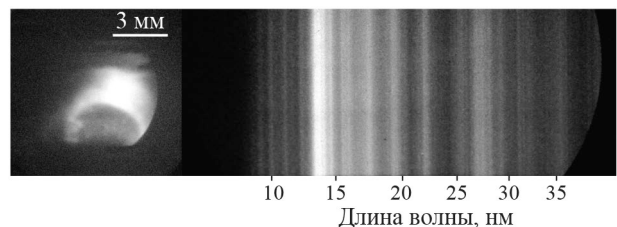


Рис. 8. Обскурограмма и ЭУФ-спектрограмма разряда в случае Sn анода, время задержки — 218 нс.

300 нс (время, соответствующее 1 и 2 стадии) можно существенно уменьшить уровень эрозии электродов. В наших экспериментах в случае использования анода из олова на 2 стадии разряда можно наблюдать массив переходов в области 13.5 нм (см. рис. 8), который находит применение в технологии ЭУФ-литографии [11]. В связи с этим представляется интересным детальное численное моделирование развития плазмы на начальной стадии развития разряда, которое могло бы прояснить оптимальные условия для генерации излучения в области 13.5 нм.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках проекта Госзадания FFUU-2022-0005.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корон Е.Д., Мейерович Б.Э., Сидельников Ю.В. // УФН. 1979. Т. 129. Вып. 1. С. 87.
2. Koshelev K.N., Pereira N.R. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69(10). P. R21.
3. Banine, V.Y., Koshelev K.N., Swinkels P.M. // J. Phys. D: Appl. Phys., 2011. V.44 (25). 253001. DOI: 10.1088/0022-3727/44/25/253001
4. Анциферов П.С., Дорохин Л.А. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 11. С. 1086.
5. Antsiferov P.S., Dorokhin L.A., Krainov P.V. // Rev. Sci. Instr. 2016. V. 87. 053106. doi: 10.1063/1.4945654
6. NIST Chemistry WebBook [Электронный ресурс]. URL: <https://webbook.nist.gov/chemistry/>
7. Lie T.N., Elton R.C. // Phys. Rev. A3. 1971. P. 865.
8. Фопресстер А.Т. Интенсивные ионные пучки. М.: Мир, 1992.
9. Ф. Чен Введение в физику плазмы. М.: Мир, 1987.
10. Dricer H. // Phys. Rev. 1958. V. 115. P.238.
11. Рябцев А.Н., Чурилов С.С. // УФН. 2009. Т. 139. № 3. С. 305. doi: 10.3367/UFNr.0179.200903j.030

THE DYNAMICS OF XUV PLASMA EMISSION IN A LOW-INDUCTANCE VACUUM SPARK AT THE INITIAL STAGE OF DISCHARGE DEVELOPMENT

P. S. Antsiferov^{a,*}, L. V. Stepanov^{a,b,**}, and N. D. Matyukhin^{a,c}

^a Institute for Spectroscopy, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow, 108840 Russia

^b National Research University Higher School of Economics, Moscow, 101000 Russia

^c Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Moscow oblast, 141700 Russia

*e-mail: ants@isan.troitsk.ru

**e-mail: stepanovlavrentij@gmail.com

The emission dynamics of a vacuum spark with a peak current of ~ 50 kA in the wavelength range of $\lambda = 5\text{--}40$ nm is analyzed. The radiation was detected by means of the microchannel-plate detectors with a frame temporal resolution of 20 ns. The technique of simultaneous acquisition of the spatial distribution and spectrograms of plasma emission allowed resolving characteristic stages of discharge development. At the initial stage (200–300 ns), strong emission of multiply charged iron ions FeV–FeVIII is detected. This emission disappears later (300–400 ns) and reappears again after 400 ns. The possible role of runaway electrons in the described phenomenon is discussed. The found regime of the discharge can be used upon development of the radiation sources in the extreme UV range.

Keywords: low inductance vacuum spark, extreme ultraviolet radiation, emission spectrum of multiply charged ions