

ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ПЛАЗМЫ РАЗРЯДА НИЗКОИНДУКТИВНОЙ ВАКУУМНОЙ ИСКРЫ

© 2022 г. П. С. Анциферов^{а,*}, Л. А. Дорохин^{а,**}

^а Институт спектроскопии РАН, Москва, Троицк, Россия

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

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

Поступила в редакцию 20.05.2022 г.

После доработки 05.07.2022 г.

Принята к публикации 08.07.2022 г.

Представлены результаты экспериментального изучения разряда низкоиндуктивной вакуумной искры, проведенного с применением диагностических методик, основанных на использовании микроканальных пластин. Изображения плазмы разряда, полученные с помощью камеры-обскуры, а также спектры плазмы были зарегистрированы с наносекундным кадровым временным разрешением. Обнаружено, что в случае Al анода разрядная плазма подвержена филаментации с последующим пинчеванием. В случае разряда с Mo анодом возникает стратификация разрядной плазмы в виде системы слоев, ориентированных преимущественно перпендикулярно оси разряда. Такая разница в структуре разрядной плазмы может быть связана с процессом эрозии анода в фазе роста разрядного тока. Изученные спектры разрядной плазмы на стадии пинчевания показали присутствие ионов Al вплоть до Al VIII (потенциал ионизации 284.6 эВ) и ионов Mo вплоть до Mo XVII (потенциал ионизации 646 эВ)

Ключевые слова: электрические разряды, динамика плазмы, диагностика плазмы, ЭУФ-спектроскопии

DOI: 10.31857/S0367292122600492

1. ВВЕДЕНИЕ

Около 50 лет назад было обнаружено, что 100 кА разряд микросекундной длительности, инициированный в вакуумном диоде, является источником жесткого рентгеновского излучения, что обусловило интерес к его изучению [1–5]. Это свойство низкоиндуктивной вакуумной искры (НВИ) до сих пор привлекает внимание исследователей [6, 7]. Физическая картина основных явлений, происходящих в таком разряде, дана в обзоре [8]. Предложенный механизм возникновения рентгеновского излучения связан с развитием неустойчивостей столба плазмы в условиях сильных радиационных потерь, приводящих к возникновению “горячих точек” — плазменных образований с характерным размером несколько мкм. Электронная температура плазмы “горячих точек” может достигать нескольких кэВ, электронная плотность поднимается до значений порядка 10^{23} см⁻³ [8].

В связи с возросшим интересом к излучению экстремального ультрафиолетового диапазона (ЭУФ, длина волны порядка 10 нм) становится актуальной задача исследования излучения НВИ в этом спектральном диапазоне. Настоящая рабо-

та посвящена ЭУФ-диагностике плазмы НВИ с помощью детектора на основе микроканальной пластины (МКП). Этот инструмент дает возможность регистрации ЭУФ-изображений с наносекундным кадровым временным разрешением [9]. МКП-детектор был применен для изучения эволюции пространственного распределения плазмы разряда и для регистрации спектров, получаемых с помощью спектрометра скользящего падения. Так как изучаемая плазма нестабильна и плохо воспроизводится от разряда к разряду, заключения о ее свойствах делаются на основе статистического анализа большого количества разрядов. В работе сравниваются серии измерений с Al и Mo анодами вакуумного диода. Обнаружены особенности развития пространственного распределения плазмы в этих случаях — разряд с алюминием проявляет филаментацию с образованием плазменных волокон вдоль оси разряда, в то время как в разряде с молибденом наблюдается возникновение слоистой структуры (стратификация).

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема разрядного узла приведена на рис. 1. Разрядный контур представляет собой емкост-

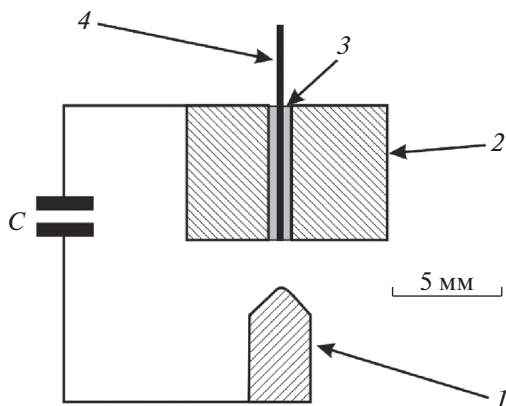


Рис. 1. Схема разрядного узла: 1 – анод, 2 – катод, 3 – изолятор, 4 – триггерный электрод.

ный накопитель на основе конденсатора ИК 50-3 (3 мкФ, 40 нГ), рабочее напряжение – 14 кВ. Полная индуктивность разрядного контура – 80 нГ, энергия разряда – 300 Дж. Катодный узел содержит триггерный электрод, который отделен от катода изоляционной трубкой (см. рис. 1). Иницирование разряда производится с помощью высоковольтного импульса, генерируемого в отдельном контуре и подаваемого на триггерный электрод. Триггерный контур представляет собой емкостный накопитель с конденсатором К41-1а (0.1 мкФ), заряжаемым до напряжения 10 кВ. Основной разряд начинается в момент инъекции триггерной плазмы. Процесс нарастания основного разрядного тока сопровождается эрозией анода. Хотя материал катода – железо, к моменту достижения максимума тока разряда исследуемая

плазма состоит в основном из материала анода, что хорошо видно по ее спектрам излучения. Расстояние анод–катод составляет 2–3 мм, рабочее давление в разрядной камере составляет величину около 10^{-2} Па.

Ток разряда регистрировался с помощью калиброванного магнитного зонда с аналоговым интегратором, пример кривой разрядного тока приведен на рис. 2. Основным инструментом, использованным в настоящих экспериментах, является детектор ЭУФ-излучения на основе МКП. Детектор представляет собой сборку из МКП и люминесцентного экрана, которая позволяет конвертировать ЭУФ-изображение на входе МКП в видимое изображение на люминесцентном экране. Были использованы микроканальные пластины МКП 46-12 компании “Баспик” с диаметром 46 мм и шагом структуры каналов 14 мкм. Видимое изображение регистрируется цифровой камерой. МКП активируется коротким стробирующим импульсом, который синхронизирован с разрядным током (см. рис. 2). Время задержки между началом разрядного тока и стробирующим импульсом можно регулировать. В настоящей работе была изучена временная эволюция пространственного распределения разрядной плазмы с помощью камеры-обскуры с кадровым временным разрешением 10 нс, а также временная зависимость ЭУФ-спектров с временным разрешением 35 нс.

В экспериментах были использованы два варианта камеры-обскуры (рис. 3). В первом варианте (рис. 3а) была использована изображающая диафрагма диаметром 0.1 мм с геометрическим увеличением на входе МКП-детектора 3.5. Во

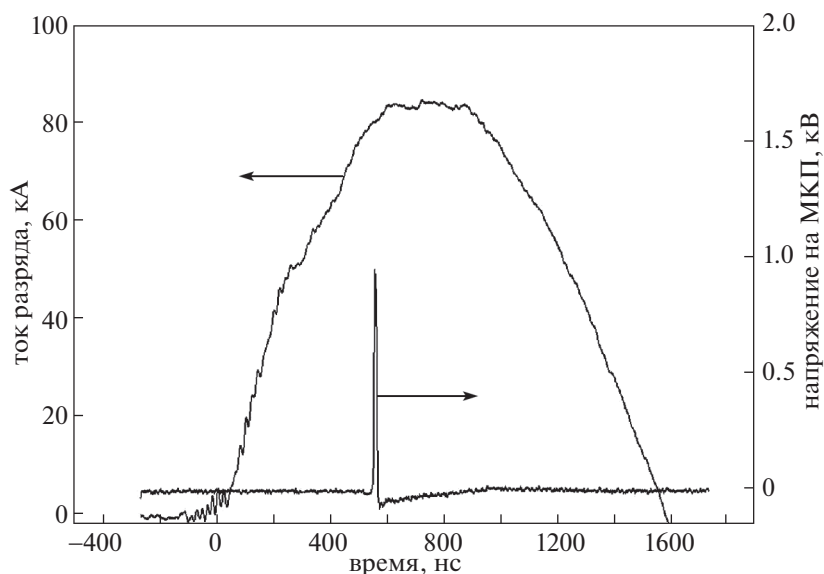


Рис. 2. Кривая разрядного тока и стробирующий импульс для МКП.

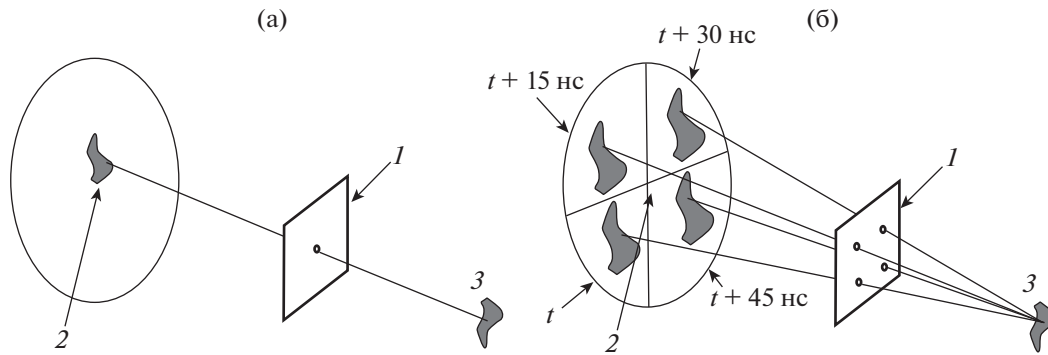


Рис. 3. Схема камеры-обскуры с МКП-регистратором и одной изображающей диафрагмой (а): 1 — изображающая диафрагма, 2 — МКП-детектор, 3 — плазма разряда; (б) схема 4-кадровой камеры-обскуры: 1 — набор изображающих диафрагм, 2 — 4-секторный МКП-детектор, 3 — плазма разряда.

втором варианте (рис. 3б) использовались четыре изображающих диафрагмы и четырехсекторный МКП-детектор. Каждый из четырех секторов поверхности МКП мог активироваться независимо. Временная задержка стробирующих импульсов между соседними секторами составляла 15 нс, она получалась с помощью дополнительных отрезков кабеля, см. рис. 3б. Получение четырех последовательных во времени изображений в течение 45 нс в одном разряде может дать важную информацию о развитии плазменной структуры в случае плохо воспроизводимого процесса разряда.

Для изучения ЭУФ-спектров разрядной плазмы был применен QFF (quasi flat field) спектрометр [10]. В настоящее время стандартным решением схемы спектрометра скользящего падения, в котором поверхность фокусировки спектральных линий перпендикулярна лучу зрения (flat field spectrometer), является использование дифракционных решеток с переменным шагом [11]. Эффект плоского поля в нашей схеме достигается на обычной сферической решетке посредством смещения входной спектральной щели внутрь окружности Роуленда [10]. В данном случае была использована сферическая решетка с радиусом кривизны $R = 1$ м и плотностью штрихов 1200 штрихов/мм. Входной угол скольжения составлял 6° , расстояние между спектральной щелью и центром решетки — 55 мм и расстояние между центром решетки и плоскостью регистрации — 390 мм. При этих параметрах поверхность фокусировки спектральных линий перпендикулярна лучу зрения в центре регистрируемого спектрального диапазона (5–15 нм). Примененная схема спектрометра позволяет регистрировать спектры с помощью плоской МКП, чувствительность которой максимальна в нормальном падении излучения на ее поверхность. Спектральное разрешение спектрометра составляет величину $\lambda/\delta\lambda \sim 100$.

3. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА РАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ

Изображения разрядного промежутка, полученные с помощью камеры-обскуры и МКП-детектора, сформированы наиболее ярко излучающими в ЭУФ-участками плазмы. Наблюдаемая яркость является сложной функцией температуры и плотности плазмы, что представляет некоторую проблему в интерпретации полученных изображений. Серия изображений, полученная для случая Al анода с помощью камеры обскуры с одной формирующей диафрагмой, представлена на рис. 4. Изображения получены в разных разрядах и представляют типичную эволюцию пространственной структуры излучающей плазмы. До 200 нс от начала разрядного тока плазма не имеет определенной структуры (рис. 4а). После 200 нс от начала разряда можно наблюдать развитие филаментной структуры, которая возникает на аноде (рис. 4б–д). Сжатие разрядной плазмы в компактный пинч происходит непредсказуемым образом на временах 400–700 нс от начала разряда. На временах $t > 700$ нс наблюдается распад плазменной структуры.

Более детальную информацию о филаментации можно получить с помощью четырехсекторной камеры обскуры, см. рис. 5. Временные интервалы между последовательными изображениями составляют 15 нс. Можно видеть, что плазма на стадии филаментации относительно стабильна, не наблюдается никаких быстрых движений филаментов на масштабе времени порядка 50 нс. Быстрое движение возникает на стадии пинчевания, что демонстрируется на рис. 6. Здесь представлено развитие змейковой неустойчивости, происходящее на масштабе времени меньшем 15 нс (рис. 6б, в).

Разряды с молибденовым анодом показывают другое поведение плазмы. После начальной фазы (см. рис. 7а) в разрядной плазме в ряде случаев

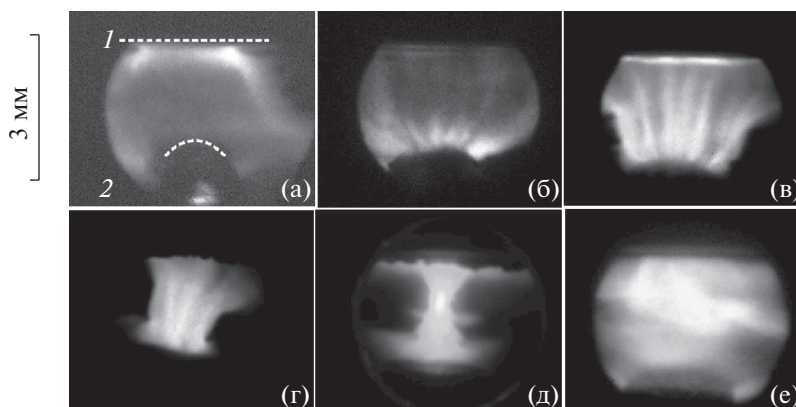


Рис. 4. Эволюция излучающей плазмы в разрядах с Al анодом: 1 – положение катода, 2 – положение анода. Изображения были получены в различных разрядах на следующих временах по отношению к началу разряда: 154 (а), 400 (б), 474 (в), 644 (г), 640 (д), 1014 нс (е). Кадр (д) соответствует стадии пинчевания, кадр (е) – распаду излучающей разрядной плазмы.

возникает стратификация, образуются слои преимущественно перпендикулярно оси разряда. При этом филаментация никогда не наблюдается. Рисунки 7б–д дают типичные структуры, возникающие на временном интервале $200 < t < 700$ нс. Детали этой структуры невоспроизводимы. Пинчевание плазмы, как и в случае Al анода, происходит в промежутке $400 \leq 700$ нс (рис. 7д). Пинчевание происходит не в каждом разряде, во всех зарегистрированных случаях пинчевания нет выраженной структуры страт. Структура страт может проследиваться в распадной стадии, см. рис. 7е. Измерения с четырехсекторной камерой-обскурой показывают отсутствие быстрого движения структуры слоев на масштабе времени 50 нс, см. рис. 8. Как и в случае Al анода, быстрые

изменения пространственной структуры происходят только в момент пинчевания, см. рис. 9. Интенсивность излучения в этот момент более чем на порядок выше интенсивности в остальное время разряда, поэтому амплитуда стробирующего импульса на МКП здесь уменьшена.

4. ЭУФ-СПЕКТРЫ РАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ

Уровень сигнала в спектрометре ниже, чем в камере-обскуре, поэтому время экспозиции было увеличено с 10 до 35 нс. На начальной стадии разряда $t < 200$ нс в спектральном диапазоне 5–15 нм не удается зарегистрировать никаких спектральных линий для обоих вариантов анода. Эта стадия соответствует заполнению разрядного промежутка относительно холодным паром материала ка-

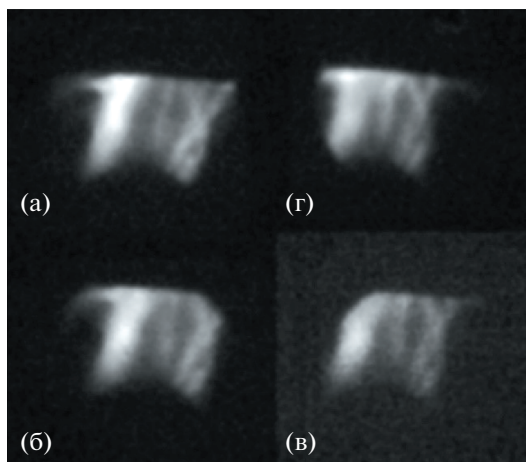


Рис. 5. Серия изображений, полученная с помощью 4-кадровой камеры-обскуры для разряда с Al анодом на стадии филаментации: 550 (а), 565 (б), 580 (в), 595 нс (г).

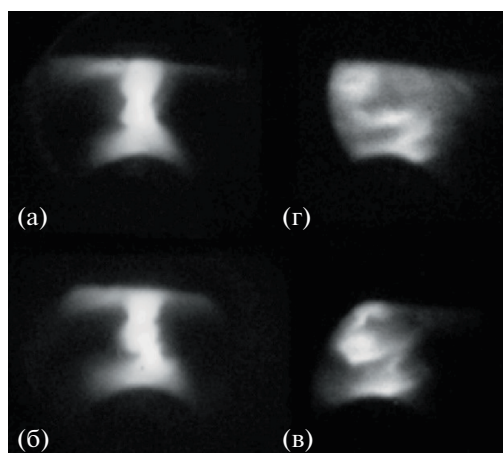


Рис. 6. Серия изображений, полученная с помощью 4-кадровой камеры-обскуры для разряда с Al анодом на стадии пинчевания: 660 (а), 675 (б), 690 (в), 705 нс (г).

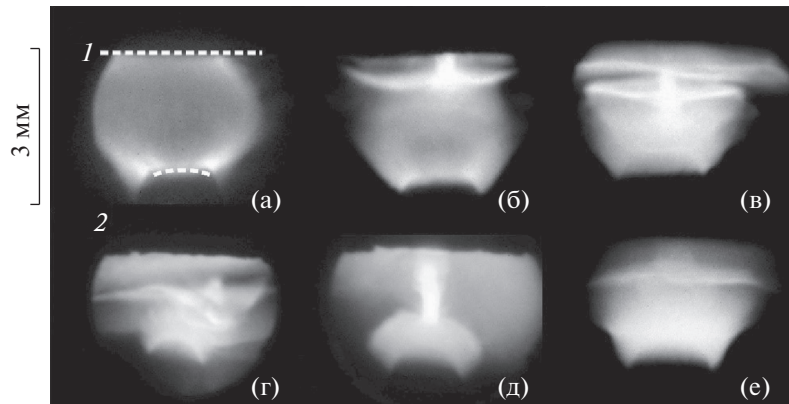


Рис. 7. Эволюция излучающей плазмы в разрядах с Мо анодом: 1 – положение катода, 2 – положение анода. Изображения были получены в различных разрядах на следующих временах по отношению к началу разряда: 178 (а), 234 (б), 439 (в), 400 (г), 660 (д), 840 нс (е).

тода (железо). ЭУФ-спектр разряда с Al анодом на стадии филаментации представлен на рис. 10. Наиболее заселенными ионизационными состояниями здесь являются Al IV, Al V и Al VI (потенциалы ионизации соответственно 120, 153.7 и 190.5 эВ [12]. В момент пинчевания интенсивность спектра возрастает более чем на порядок и необходимо уменьшать амплитуду стробирующего импульса с 800 до 650 В во избежание насыщения детектора. Появляются переходы в Al VII и Al VIII (потенциалы ионизации 241.1 и 284.6 эВ), см. рис. 11. Спектральные линии более низких кратностей здесь также присутствуют (Al IV, Al V, Al VI), их положение соответствует спектру на рис. 10. Средний потенциал ионизации в случае ионизационного равновесия связан с электронной температурой [13]. В зависимости от типа

равновесия плазмы (локально термодинамическое или корональное) электронная температура может быть оценена как 0.1–0.2 от среднего потенциала ионизации ионов плазмы. Это составит величину 20–40 эВ для стадии филаментации и более высокое значение для стадии пинчевания. Эффективность спектрометра падает для длин волн менее 6 нм, поэтому мы не можем судить о наличии в плазме K-ионов Al и соответственно дать определенную оценку температуры для стадии пинчевания. Так как у нас нет прямых свидетельств ионизационного равновесия, приведенная оценка дает нижнюю границу для электронной температуры Al плазмы на стадии филаментации.

В случае разрядов с Мо анодом на стадии спокойной плазмы в рабочем диапазоне спектромет-

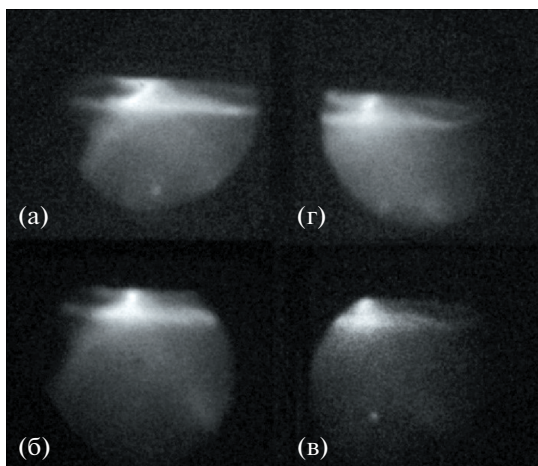


Рис. 8. Серия изображений, полученная с помощью 4-кадровой камеры-обскуры для разряда с Мо анодом на стадии стратификации: 400 (а), 415 (б), 430 (в), 445 нс (г).

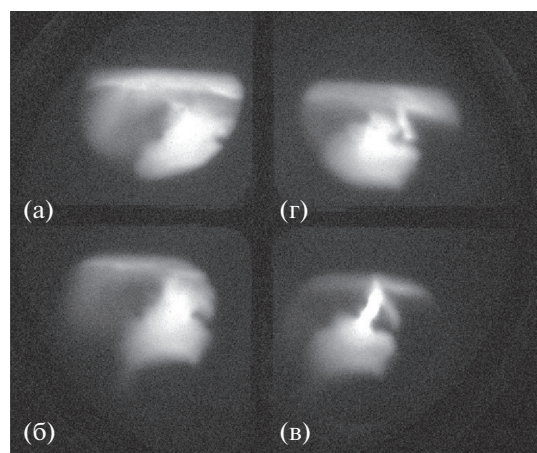


Рис. 9. Серия изображений, полученная с помощью 4-кадровой камеры-обскуры для разряда с Мо анодом на стадии пинчевания: 640 (а), 655 (б), 670 (в), 685 нс (г).

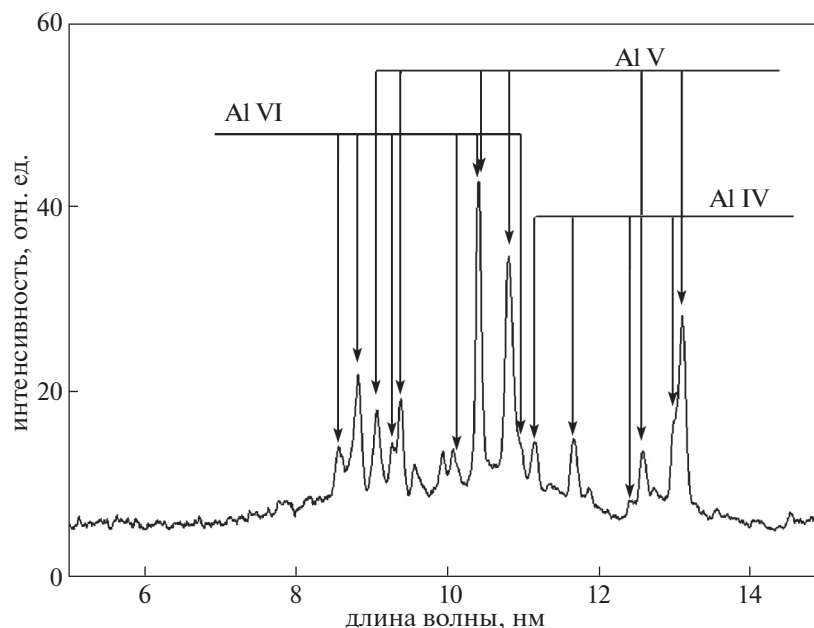


Рис. 10. ЭУФ-спектр излучения плазмы разряда с Al анодом на стадии филаментации (486 нс).

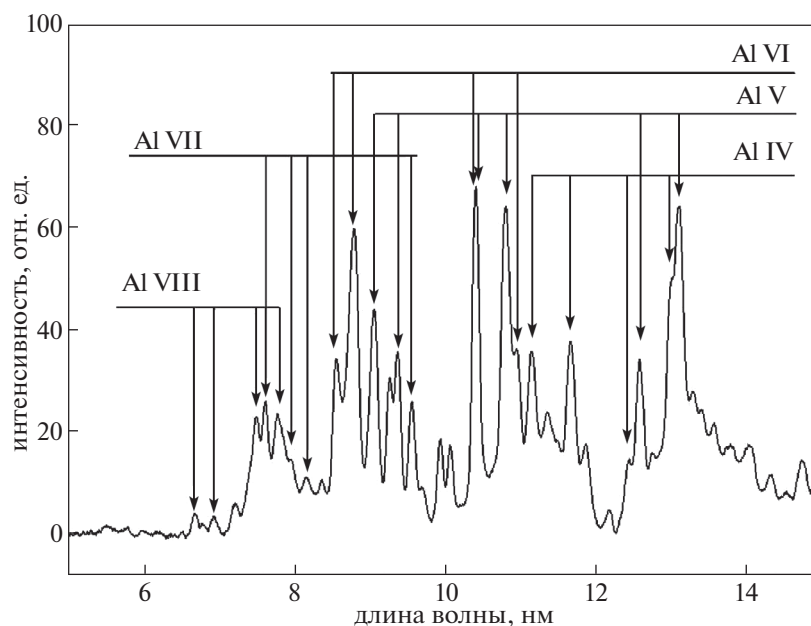


Рис. 11. ЭУФ-спектр излучения плазмы разряда с Al анодом в момент пинчевания (604 нс).

ра наблюдаются линии ионов железа Fe VII и Fe VIII, см. рис. 12. Их потенциалы ионизации составляют 126 и 151.06 эВ соответственно. Линейчатые спектры ионов Mo преобладают только на стадии пинчевания, см. рис. 13. Наиболее интенсивные спектральные линии отождествлены с переходами в ионах Mo согласно [12], но не все зарегистрированные линии удалось идентифицировать с помощью базы данных [12]. Надежно

установлено присутствие в плазме ионов Mo XIV–Mo XVII, имеющих потенциалы ионизации 302.6, 544, 591 и 646 эВ соответственно. Нижняя оценка электронной температуры на стадии пинчевания составляет 50–100 эВ. В рабочий диапазон попадают также переходы в ионах Mo VIII–Mo XIII, но имеющегося спектрального разрешения недостаточно для их надежной идентификации. Отметим, что присутствие в плазме

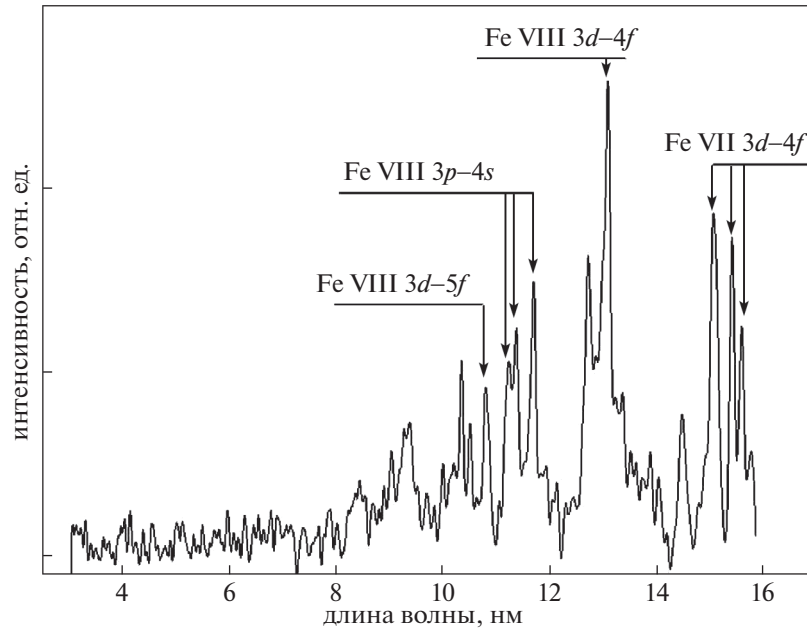


Рис. 12. УФ-спектр излучения плазмы разряда с Мо анодом на стадии стратификации (484 нс).

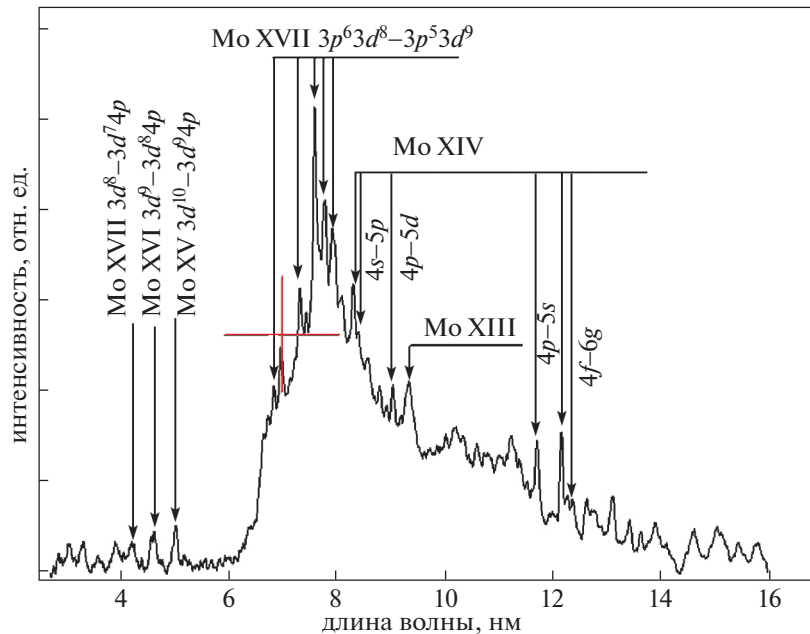


Рис. 13. УФ-спектр излучения плазмы разряда с Мо анодом в момент пинчевания (624 нс).

разрядов линий ионов железа, из которого сделан катод, свидетельствует о меньшей скорости эрозии анода в процессе развития разряда с Мо анодом.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Можно предположить, что процесс эрозии анода оказывает существенное влияние на формирование пространственной структуры разряд-

ной плазмы. Этот момент уже отмечался ранее в литературе [14]. Оценим эффективность эрозии анода разрядным током на начальной стадии разряда. К моменту времени $t \sim 200$ нс от начала разряда разрядный ток достигает значения 40 кА. Изображения камеры-обскуры показывают, что этот ток распределен по поверхности анода площадью порядка 1 мм^2 . Для оценки мощности тепловой нагрузки P на поверхность анода нужна

оценка энергии электронов, приходящих на анод. Она зависит от электронной температуры плазмы, контактирующей с анодом и от структуры плазменного слоя около анода. Возьмем в качестве грубого приближения для этой энергии электронную температуру, оцененную из ЭУФ-спектров $T_e \sim 50$ эВ. Тогда плотность мощности тепловой нагрузки на вершине анода $P \sim 10^8$ Вт/см². Пробег электронов в материале анода меньше, чем 1 мкм [15], но на масштабе времени $t \sim 100$ нс объем анода, поглотивший тепло, будет определяться теплопроводностью. Характерная длина теплопроводности составляет величину $x_k = (4kt/c\rho)^{1/2}$, где k – теплопроводность, c – теплоемкость и ρ – плотность материала анода. Так, для случая Al, $x_k = 6$ мкм для Mo – $x_k = 4$ мкм. Удельное количество выделившегося тепла составит 150 Дж/моль для случая Al и 230 Дж/моль для случая Mo. Эти величины сравнимы с теплотой испарения для Al (294 Дж/моль) и Mo (590 Дж/моль). Учитывая, что сделанная оценка имеет точность порядка величины, можно сделать вывод о возможности испарения анода и возникновения пара в межэлектродном промежутке с плотностью до 10^{19} – 10^{20} атомов в см³ (характерный объем порядка 10 мм⁻³).

Сделанная оценка тепловой нагрузки анода не дает большого запаса, поэтому возможно различие режимов испарения для случаев Al и Mo, которое может быть одной из причин, приводящей к различной пространственной структуре разрядной плазмы для рассматриваемых случаев. Так, причиной филаментации для разрядов с Al анодом может быть неоднородное по поверхности анода испарение. На это обстоятельство указывает наличие процесса роста отдельных филаментов, что можно видеть на рис. 4б. Возможны и другие механизмы, например, филаментация в разрядах плазменного фокуса связывается с тепловой неустойчивостью [16, 17]. Во всяком случае, сравнительно медленное движение плазмы в случаях филаментации и стратификации указывает на маловероятность их возникновения вследствие МГД-неустойчивости.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение для диагностики плазмы разряда низкоиндуктивной вакуумной искры детектора на основе МКП, позволяющего регистрировать изображения в ЭУФ-диапазоне с наносекундным временным кадровым разрешением, позволило обнаружить особенности самоорганизации разрядной плазмы на стадии предшествующей пинчеванию. В случае применения алюминиевого анода в разряде возникает филаментация – плазма разбивается на нити (филаменты), ориентиро-

ванные вдоль оси разряда. Если анод изготовлен из молибдена, то в разряде возникают плазменные слои (страты), ориентированные преимущественно перпендикулярно оси разряда. Причиной найденной особенности может быть различие режимов испарения анода под действием разрядного тока. Понимание механизма образования плазмы в разряде низкоиндуктивной вакуумной искры важно для решения проблемы создания источников ЭУФ-излучения, поэтому представляется актуальным теоретическое моделирование разрядной плазмы с учетом процесса эрозии анода, которое может дать адекватное объяснение найденной особенности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Cohen L., Feldman U., Schwartz M., Underwood J.H.* // J. Optical Soc. America. 1968. V. 56. P. 842.
2. *Lie T.N., Elton R.C.* // Phys. Rev. 1971. V. A3. P. 865.
3. *Schwob J.L., Fraenkel B.S.* // Phys. Lett. 1972. V. 40A (1). P. 83.
4. *Wong C.S., Lee L.* // Rev. Sci. Instrum. 1984. V. 55. P. 1125.
5. *Корон Е.Д., Мейерович Б.Э., Сидельников Ю.В.* // УФН. 1979. Т. 129. С. 87.
6. *Башутин О.А., Савёлов А.С., Вовченко Е.Д.* // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 883.
7. *Raevskiy I.F., Sarantsev S.A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. V. 666. P. 012033
8. *Koshelev K.N., Pereira N.R.* // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. R21.
9. *Shan B., Yanagidaira T., Shimoda K., Hirano K.* // Rev. Sci. Instr. 1999. V. 70. P. 1688.
10. *Antsiferov P.S., Dorokhin L.A., Krainov P.V.* // Rev. Sci. Instr. 2016. V. 87. P. 053106. <https://doi.org/10.1063/1.4945654>
11. *Kita T., Harada T., Nakano N., Kuroda H.* // Appl. Opt. 1983. V. 22. P. 512.
12. *Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J. and NIST ASD Team.* NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.1), [Online]. <http://physics.nist.gov/asd> [2013, October 24]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2013.
13. *Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А.* Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979.
14. *Башутин О.А., Вовченко Е.Д., Додулад Э.И., Савёлов А.С., Саранцев С.А.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 261.
15. *Katz L., Penfold A.S.* // Rev. Mod. Phys. 1952. V. 24. P. 28.
16. *Soto L., Pavez C., Castillo F., Veloso F., Moreno J., Auluck S.K.H.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 072702. <https://doi.org/10.1063/1.4886135>
17. *Kubes P., Paduch M., Cikhardt J., Kortanek J., Cikhardtova B., Rezac K., Klir D., Kravarik J., Zielinska E.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 122706. <https://doi.org/10.1063/1.4903906>