

03;04;12

Микроструктура токового канала диффузного разряда в электродной системе стержень—плоскость в воздухе атмосферного давления

© А.Г. Репьев, П.Б. Репин, В.С. Покровский

Российский федеральный ядерный центр
 Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
 607188 Саров, Нижегородская область, Россия
 e-mail: ra30@yandex.ru, repin@ntc.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 28 апреля 2006 г.)

Методом автографов исследована микроканальная структура токового канала диффузного разряда, формируемого в воздухе атмосферного давления в промежутке „стержень (катод)—плоскость“ при межэлектродном зазоре 10 см. На пулеобразный катод $\varnothing 1$ см с радиусом острия 0.2 мм подавался импульс напряжения амплитудой 240 кВ длительностью 180 нс с временем нарастания 14 нс, ток разряда достигал 350 А. Установлено, что в плоскости анода диаметр разрядного канала от импульса к импульсу варьируется от 2.5 до 9.7 мм. Автограф канала состоит из 170–9500 микроканалов со средним по автографу диаметром 5–20 μm . Параметры микроструктуры не коррелируют с взаимосвязанными вариациями основных электрических характеристик и импульса рентгеновского излучения разряда. Показано, что формирование микроструктуры обусловлено развитием со стороны анода катодонаправленных плазменных образований. Обосновано предположение о едином механизме формирования структуры токовых каналов и анодной микроструктуры диффузных наносекундных разрядов, развивающихся при атмосферном давлении в промежутках с резко неоднородным распределением электрического поля.

PACS: 52.80.-s

Известно, что короткоимпульсные (≤ 100 нс) диффузные разряды, формируемые в воздушных промежутках с резко неоднородным распределением электрического поля при высоком (вплоть до атмосферного) давлении газа, сопровождаются рентгеновским излучением (РИ) [1–7] в широком диапазоне экспериментальных условий (геометрия промежутка, скорость роста напряжения, ток разряда и др.). Это обуславливает разнообразие механизмов, предложенных для объяснения генерации РИ. При этом в качестве предпосылки моделей формирования быстрых (время нарастания импульса напряжения < 1 нс) разрядов [4–6] выступает необходимость повышения средней энергии электронов до переключения межэлектродного зазора. Возможность появления группы ускоренных электронов и их тормозного излучения после переключения промежутка в столь быстро развивающихся разрядах не рассматривается [4–6], что отчасти объясняется сложностью получения достоверных данных о временной привязке импульса РИ. В то же время в диффузных разрядах, формируемых при сравнительно малой (до 10^{14} В/с) скорости роста напряжения на промежутке в геометриях стержень—плоскость [1,8] и „провода—параллельная плоскость“ в трехэлектродной системе провода—сетка—плоскость [7], импульсы РИ наблюдаются после переключения промежутка. Обнаружение в [7] микроструктуры диффузных токовых каналов разряда позволило предложить механизм генерации РИ в трехэлектродных системах [7,9], связанный с ускорением электронов в микроканалах (диаметр $\sim 5 \mu\text{m}$) с пониженной вследствие их теплового расширения плотностью газа. Это обуславливает актуальность исследования микроструктуры токовых ка-

налов диффузных разрядов и ее связи с генерацией рентгеновского излучения.

Разряд в геометрии стержень—плоскость [1,8,10] представляется удобным объектом для такого исследования по ряду причин. Во-первых, важно выяснить, существует ли связь микроструктуры и генерации рентгеновского излучения в такой геометрии. Во-вторых, разрядные процессы, происходящие в промежутках стержень—плоскость [1,8,10] и проволока—плоскость [11–13] представляются аналогичными, о чем свидетельствуют подобие внешнего вида разряда и ряда электротехнических и излучательных характеристик, в том числе в рентгеновском диапазоне. В-третьих, разряд между стержнем и плоскостью при определенных условиях преобладающим образом формируется в виде одиночного диффузного канала [10], что дает возможность корректного изучения связи структурных и электротехнических характеристик без интегрирования по большому числу не строго одновременно развивающихся каналов [12].

Необходимо отметить, что развитие разряда в трехэлектродных системах [7,9] происходит более сложным образом, чем в двухэлектродной геометрии. Процессы, обуславливающие генерацию рентгеновского излучения, происходят в промежутке между проволокой и параллельной ей сеткой [7], но заметное влияние на них оказывает ненулевой потенциал сеточного электрода. Переход к двухэлектродной геометрии „провода—плоская сетка“ путем закорачивания промежутка сетка—плоскость ведет к резкому падению интенсивности генерируемого рентгеновского излучения до значений, близких к порогу чувствительности исполь-

зуемой в [7] диагностики. В связи с этим не следует ожидать, что постановка экспериментов в геометрии стержень—плоскость даст однозначный ответ о механизме генерации РИ в трехэлектродных системах [7,9].

Эксперименты проводились на подробно описанном в [1] стенде, основной частью которого является экранированная цилиндрическая разрядная камера диаметром 60 и высотой 60 см. На оси камеры смонтирована электродная система, образованная стержневым катодом $\varnothing 1$ и плоскостью $\varnothing 18$ см. В экспериментах использовался полированный осесимметричный катод из нержавеющей стали с пулеобразным торцом: поверхность торца сопряжена с цилиндрической поверхностью катода вращением дуги окружности радиусом 3 см (радиус острия катода — 0.2 mm). При данной конфигурации катода обеспечивается высокая (~ 0.7) вероятность реализации одноканальной диффузной формы разряда [10], разряд характеризуется стабильностью ряда пространственных и электрических параметров. Плоский анод геометрически является частью заземленного основания камеры и имеет электрический контакт с корпусом камеры через резистивный малоиндуктивный токовый шунт. Приложенное к разрядному промежутку напряжение регистрируется при помощи резистивного делителя. В качестве источника питания стенда применяется трансформатор на отрезках кабельных линий, запитываемый генератором наносекундных импульсов. Амплитуда напряжения на разрядном промежутке составляет 240 kV при полной длительности импульса 180 и времени нарастания 14 ns. Ток разряда достигал 350 А. Контролировался визуально и фотографировался внешний вид разряда. Характеристики структуры и микроструктуры разряда в плоскости анода исследовались методом автографов [7,13,14], оставляемых токовыми каналами на тонких ($\sim 2 \mu\text{m}$) слоях сажи, наносимых на анод.

При исследовании рентгеновского излучения разряда применялся модифицированный фотоэлектронный метод на основе быстродействующего фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Аналогичный подход использовался при исследовании динамики излучения разряда в оптическом диапазоне спектра [8]. К ФЭУ при помощи отрезков световода одинаковой длины подключались специально разработанные датчики РИ (рис. 1).

Датчик преобразует рентгеновское излучение в световое при помощи пластмассового сцинтиллятора 1 (3% *n*-терфенила + 0.06% РОРОР в полистироле, время высвечивания < 1 ns). Повышение чувствительности датчика достигается за счет участия в светосборе эффекта полного внутреннего отражения: световые лучи отражаются от полированных граней к торцам сцинтиллятора. Расположенные на торцах сцинтиллятора зеркала 2 и 3 направляют излучение в световод 4 (3 имеет отверстие по середине для калибровочного световода 5). Сцинтиллятор покрыт двумя слоями алюминиевой фольги 6 суммарной толщины $20 \mu\text{m}$. Фольга отсекает излучение оптического диапазона и, кроме

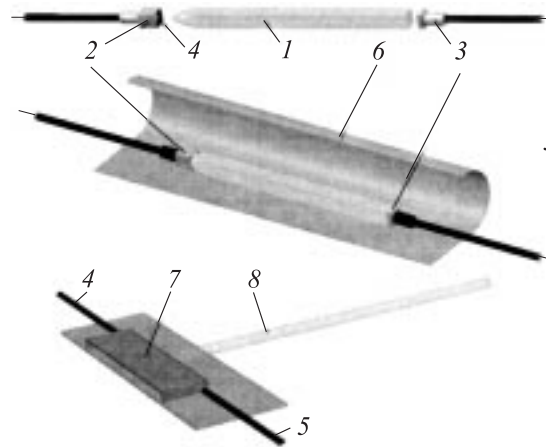


Рис. 1. Конструкция датчика РИ: 1 — сцинтиллятор, 2 — параболическое зеркало, 3 — плоское зеркало, 4 — световод к ФЭУ, 5 — световод для калибровки, 6 — фольга, 7 — корпус-коллиматор, 8 — держатель.

того, участвует в светосборе, частично отражая свет внутрь датчика. Внутренние элементы датчика находятся в диэлектрическом П-образном корпусе-коллиматоре 7, жестко закрепленном на стеклянном держателе 8. Кварцевый световод 4 соединяет датчик с фотоумножителем, при этом благодаря согласованию оптических элементов излучение сцинтиллятора передается по световоду практически без дисперсии и находится вблизи максимума спектральной чувствительности ФЭУ. Следует отметить, что габаритные размеры датчика $50 \times 3 \times 3$ mm практически не искажают форму рентгеновского импульса, так как удвоенное время прохождения светового луча по сцинтиллятору существенно меньше длительности исследуемого сигнала.

В экспериментах датчики располагались вокруг прикатодной области разряда, интенсивно излучающей в рентгеновском диапазоне [1]. Длинная сторона каждого датчика ориентировалась перпендикулярно оси разрядного промежутка в плоскости, ортогонально пересекающей ось разряда на расстоянии 1 см ниже катода. Расстояние между каждым из шести датчиков и осью промежутка составляло 10 см. Датчики подключались к ФЭУ параллельно при помощи отрезков световода одинаковой длины, что обеспечивало повышение чувствительности регистрации РИ. Динамический диапазон регистрации рентгеновского импульса (отношение максимально регистрируемой амплитуды сигнала к уровню электромагнитных помех) составлял ~ 25 . Выходной сигнал с фотоумножителя, импульс напряжения на разрядном промежутке и ток разряда регистрировались при помощи цифрового осциллографа с полосой пропускания 500 MHz. Сшивку осциллограмм производилась с точностью не хуже 0.5 для тока и напряжения и ~ 2 ns для рентгеновского импульса после соответствующих калибровок с учетом длин световодов и измерительных кабелей, пролетного времени ФЭУ, расстояния между разрядом и датчиками рентгеновско-

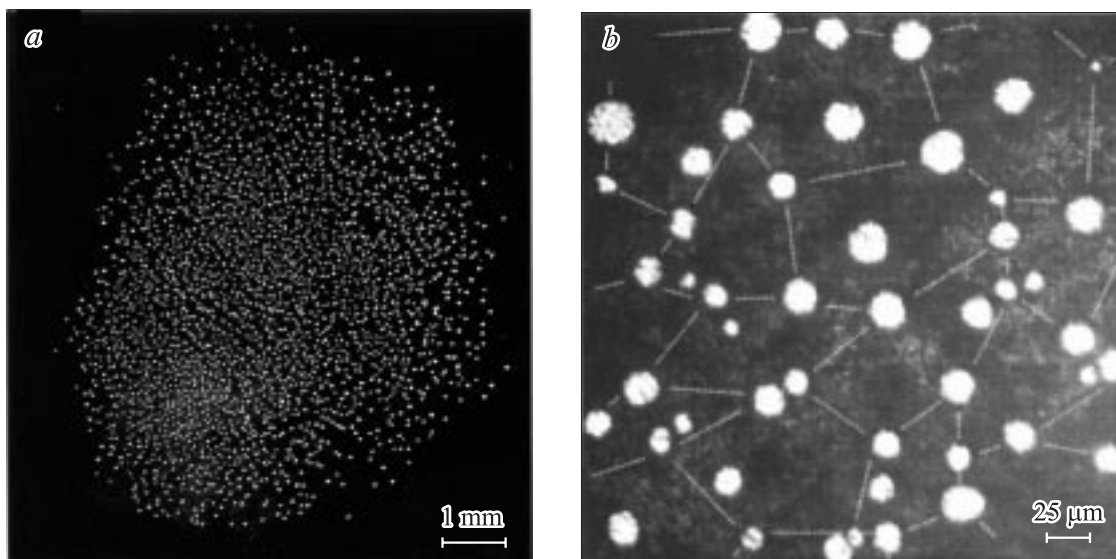


Рис. 2. Автограф разряда (*a*) и увеличенный участок автографа (*b*): $N = 3070$; $D_{mk} = 12.7 \mu\text{m}$; линиями соединены автографы микроканалов, расположенные в гексагональных позициях.

го излучения. При проведении временных калибровок использовалось излучение импульсного азотного лазера (длина волны 377 nm , длительность $\sim 10 \text{ ns}$), воздействующее одновременно на сцинтилляторы датчиков (через световоды 5 рис. 1) и на быстрый полупроводниковый фотодиод (время нарастания импульса $< 2 \text{ ns}$), подключенный вместо шунта к тракту регистрации тока разряда.

В экспериментах обнаружено, что автограф диффузного канала разряда в плоскости анода имеет внутреннюю структуру, т.е. состоит из большого числа микроканалов малого диаметра (рис. 2). Распределение микроканалов по сечению автографа имеет достаточно равномерный характер — можно выделить регулярные ячейки (рис. 2, *b*), размер которых, как правило, возрастает от центра к периферии автографа. При анализе результатов экспериментов за диаметр D канала разряда принималось расстояние между центрами наиболее удаленных друг от друга микроканалов. Если микроканалы заполняли область, отличную от круга, использовалось среднее арифметическое значение между максимальным и минимальным размерами изучаемого объекта. При характерных величинах D в несколько mm точность измерения диаметра канала составляла $\pm 10 \mu\text{m}$. Точность измерения диаметра микроканала составляла $\pm 0.5 \mu\text{m}$ (микроканалы диаметром $\leq 1 \mu\text{m}$ учитывались как равные $1 \mu\text{m}$). Следует отметить, что характерный размер частиц сажевого покрытия составляет $< 0.1 \mu\text{m}$ и не ограничивает разрешающую способность применяемой методики регистрации микроструктуры разряда. Ошибка подсчета числа N микроканалов в отпечатке токового канала определялась экспериментально наблюдаемой вероятностью обнаружения объектов, не имеющих отношения к микроструктуре изучаемого автографа (например, дефекты сажи), и не превышала 1%.

Установлено, что основные структурные параметры автографов токовых каналов варьируются от импульса

к импульсу, так же как и электротехнические и излучательные характеристики разряда [1,8,10]. Диаметр автографа изменяется от 2.5 до 9.7 mm , средний по автографу диаметр микроканалов D_{mk} — от 5 до $20 \mu\text{m}$. При этом в большинстве исследованных автографов распределение микроканалов по диаметрам хорошо аппроксимируется функцией Гаусса с максимумом вблизи D_{mk} . Число микроканалов в отпечатке разрядного канала составляет 170 – 9500 . Отметим, что указанные значения D , D_{mk} и N совпадают с зарегистрированными параметрами микроструктуры в геометрии проволока–плоскость [13,14].

В экспериментах установлено, что одноканальная диффузная форма разряда сопровождается РИ в большинстве (до 95%) разрядных импульсов. Амплитуда импульса РИ варьируется в достаточно широких пределах, но применение датчиков с повышенной чувствительностью и расширенным динамическим диапазоном обеспечивает регистрацию РИ практически в каждом разрядном импульсе. Отметим, что обычным фотоэлектронным методом наличие РИ обнаруживается лишь у трети разрядных импульсов [1].

Подтверждена и уточнена обнаруженная ранее [8] корреляция амплитуды рентгеновского импульса с временем запаздывания основных разрядных процессов относительно подачи напряжения на промежуток — τ , определяемым как задержка начала тока смещения (ток смещения — участок осциллограммы тока разряда, непосредственно предшествующий резкому росту тока, и соответствующий фазе перемыкания промежутка). Величина τ статистическим образом варьируется от импульса к импульсу в пределах 2 – 12 ns . С ростом τ аналогично данным [8] наблюдается экспоненциальное увеличение амплитуды рентгеновского импульса (рис. 3) и повышение интенсивности основных разрядных процессов. Амплитуда тока разряда в среднем линейно

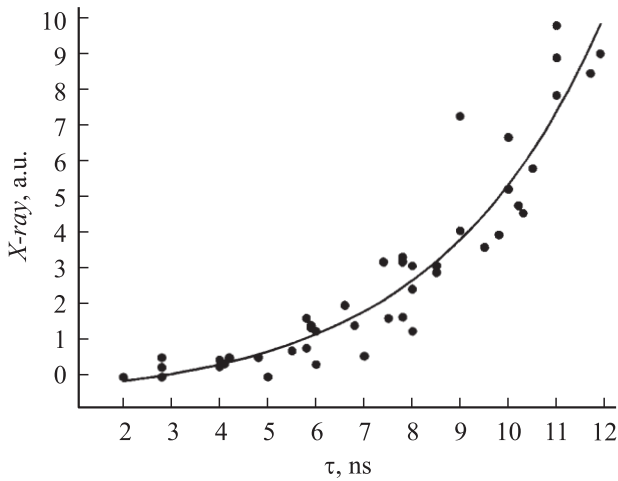


Рис. 3. Зависимость амплитуды рентгеновского импульса от задержки начала тока смещения.

возрастает от 160 до 350 А, а максимальная величина тока смещения, обусловленного движением заряженных частиц в стадии переключения промежутка, возрастает от 40 до 70 А. Задержка рентгеновского импульса относительно подачи напряжения на промежуток с ростом τ в среднем увеличивается от 12 до 17 ns. При этом задержка начала тока проводимости (определяемая по резкому росту тока) в среднем возрастает от 13 до 16 ns, полная длительность и время нарастания рентгеновского импульса возрастают от 20 до 24 и от 5 до 7 ns соответственно. Таким образом, как и ранее [8], интенсивная генерация рентгеновского излучения наблюдается в момент перехода стадии переключения разрядного промежутка в фазу проводимости, и основные параметры импульса рентгеновского излучения коррелируют (через τ) с параметрами тока разряда.

В экспериментах установлено, что основные структурные параметры автографов токовых каналов разряда D , N и D_{mk} не коррелируют с амплитудой рентгеновского импульса (рис. 4).

Если бы генерация рентгеновского излучения исследуемого разряда была связана с ускорением электронов в термически расширенных микроканалах [7], интенсивность излучения возрастала бы с ростом плотности тока в микроканале и соответствующим снижением плотности газа. В экспериментах не обнаружена зависимость параметров рентгеновского излучения от средней плотности тока в микроканале $j_{mk} = 4I/N\pi D_{mk}^2$ (I — амплитуда тока разряда). Напротив, аномально высокому значению плотности тока $\sim 3 \cdot 10^6$ А/см² (рис. 4, d), зарегистрированному в одном из разрядных импульсов, соответствует малая амплитуда рентгеновского импульса.

Проведенные оценки с использованием зарегистрированных в экспериментах параметров структуры автографа разрядного канала и тока разряда показывают, что механизм термического расширения микроканалов [7] не может обеспечить ко времени начала рентгеновского импульса заметного падения плотности газа в

микроканалах. Таким образом, экспериментально наблюдаемые факты свидетельствуют о неприменимости к исследуемому разряду механизма генерации рентгеновского излучения на основе термического расширения микроканалов.

Более вероятным представляется предложенный в [8] механизм генерации рентгеновского излучения, заключающийся в том, что в процессе формирования прикатодного слоя на стыке фаз переключения и проводимости напряженность электрического поля вблизи катода оказывается достаточной для появления группы быстрых электронов, тормозное излучение которых и регистрируется в экспериментах. Роль микроструктуры в таком механизме генерации РИ может быть только

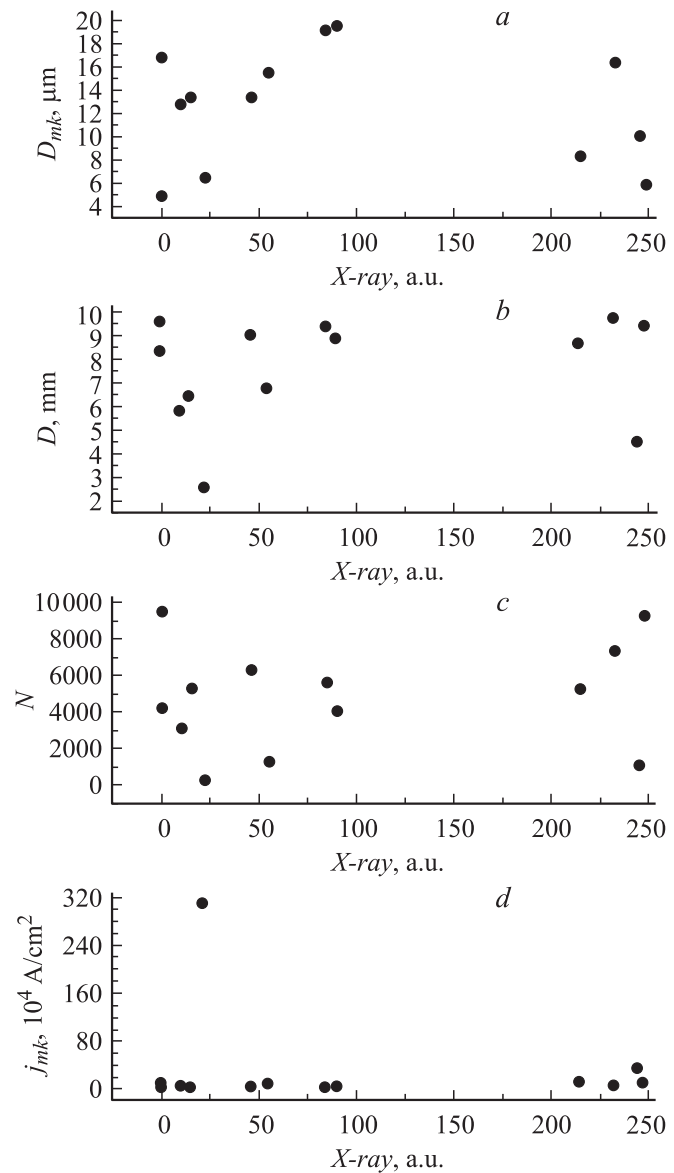


Рис. 4. Зависимость параметров микроструктуры от амплитуды рентгеновского импульса (D_{mk} — средний по автографу диаметр микроканала, D — диаметр автографа, N — число микроканалов в автографу, j_{mk} — средняя плотность тока в микроканале).

опосредованной: если вариации параметров микроструктуры ведут к изменению проводимости токового канала, то это может повлиять на процесс формирования прикатодного слоя при переходе разряда в фазу проводимости и характеристики РИ. И здесь немаловажным представляется ответ на вопрос о механизме образования микроструктуры.

В работах [7,15] было высказано предположение, что формирование микроструктуры осуществляется за счет развития неустойчивости поверхности плазменного образования, распространяющегося в межэлектродном промежутке в фазе переключения. В [16] было проведено аналитическое исследование устойчивости фронта ионизации, соответствующего некоторому участку поверхности анодонаправленного стримера, и показано, что токи, возникающие вдоль фронта при развитии неустойчивостей, ограничивают инкремент их нарастания и длину волны возмущений. Из результатов [16] следует, что для условий настоящей работы и других исследований разрядов в геометриях „провода (катод)—плоскость“ [7,12,13], „стержень (катод)—плоскость“ [8] (скорость распространения плазменных образований в фазе переключения промежутка $10^8 - 10^9$ см/с, концентрация электронов в их головках $10^{11} - 10^{13}$ см⁻³) максимальный инкремент нарастания соответствует длине волны развивающихся возмущений порядка миллиметра и более. С учетом характерных расстояний между каналами многоканальных разрядов и размеров автографов токовых каналов это фактически означает, что в фазе переключения распространение анодонаправленных плазменных образований осуществляется устойчивым образом. Это не позволяет объяснить образование микроструктуры токовых каналов диффузных разрядов развитием возмущений на поверхности головок анодонаправленных плазменных образований.

Этот вывод подтверждается наблюдаемыми в данной работе группами микроканалов, выстроенных в линии (рис. 5, *a, b*). Анализ поверхности анода после удаления сажевого покрытия показал, что эти микроканалы сформировались вдоль неглубоких (1–5 мкм) царапин шириной от 1 до 15 мкм. Специально поставленный эксперимент с нанесенной на поверхность анода надписью (рис. 5, *d*) и прижатыми к поверхности проволоками $\varnothing 10$ и 20 мкм (рис. 5, *f*) подтвердил (рис. 5, *c, e*), что микроканалы разряда привязываются к микронеровностям анода. Дефекты сажевого слоя (в верхнем левом углу на рис. 5, *c*) тоже могут влиять на формирование микроструктуры.

Если развитие микроканалов разряда осуществлялось со стороны катода в фазе переключения разрядного промежутка, расположение микроканалов не зависело бы от микронеровностей анода — величина поля вблизи анода даже за счет усиления поля микронеровностями была бы ничтожно мала по сравнению с полем перед головками, обеспечивающими вынос потенциала катода.

Вышеизложенное дает основание полагать, что микроструктура токовых каналов исследуемого разряда

существует только вблизи анода, а ее формирование происходит в самом конце фазы переключения разрядного промежутка за счет усиления поля в прианодной области в момент приближения головки плазменного образования к аноду. Собственно микроканалы представляют собой катодонаправленные плазменные образования, прорастающие со стороны анода, аналогичные наблюдавшимся ранее встречным плазменным образованиям: быстрым волнам ионизации при малых и средних давлениях газа [17] и разрядным каналам при давлении ~ 1 атм. [12], развивающимся от электрода с большим радиусом кривизны.

Последовательность процессов, приводящих к образованию микроканалов, можно представить следующим образом. При приближении к аноду плазменного образования, распространяющегося от катода в фазе переключения разрядного промежутка, происходит локальное усиление электрического поля в зазоре между головкой плазменного образования и анодом. Вблизи поверхности анода в условиях ионизации быстрыми электронами и фотоионизации, сопровождающими продвижение головки разрядного канала, формируется плазменный слой, неустойчивость поверхности которого приводит к развитию микроканалов. При этом в идеальном случае плоской геометрии прианодной плазменной оболочки распределение микроканалов по сечению автографа должно иметь регулярный характер. В самом деле, из рис. 2, *b* видно, что расположение микроканалов в плоскости анода можно аппроксимировать периодической гексагональной структурой. При этом отношение числа микроканалов, находящихся в гексагональных позициях, к общему числу микроканалов на различных участках зарегистрированных автографов (100–500 микроканалов) составляет 0.8–1. Наблюдаемые отклонения от регулярности распределения микроканалов связаны с неоднородностями на поверхности анода, искажающими электрическое поле на обращенной к катоду границе плазменного слоя. Сильная зависимость инкремента нарастания неустойчивости плазменной оболочки от напряженности поля [16] приводит к тому, что даже слабых возмущений поля достаточно для нарушения регулярного характера микроструктуры, что наглядно проявляется в визуализации вытянутых вдоль анода неоднородностей за счет привязки к ним части микроканалов (рис. 5).

Для оценки параметров прианодного плазменного слоя с неустойчивой границей воспользуемся результатами [16]. Это представляется допустимым, несмотря на то что там был [16] рассмотрен анодонаправленный стример и не принята во внимание фотоионизация, которая может играть заметную роль для катодонаправленных плазменных образований. Дело в том, что в нашем случае развитие прианодного плазменного слоя происходит в предионизованном пространстве, и фотоионизацией по-прежнему можно пренебречь. Переходя в систему координат распространяющегося от катода плазменного образования, пренебрегая смещением анодного плазменного слоя и приравнивая длину волны воз-

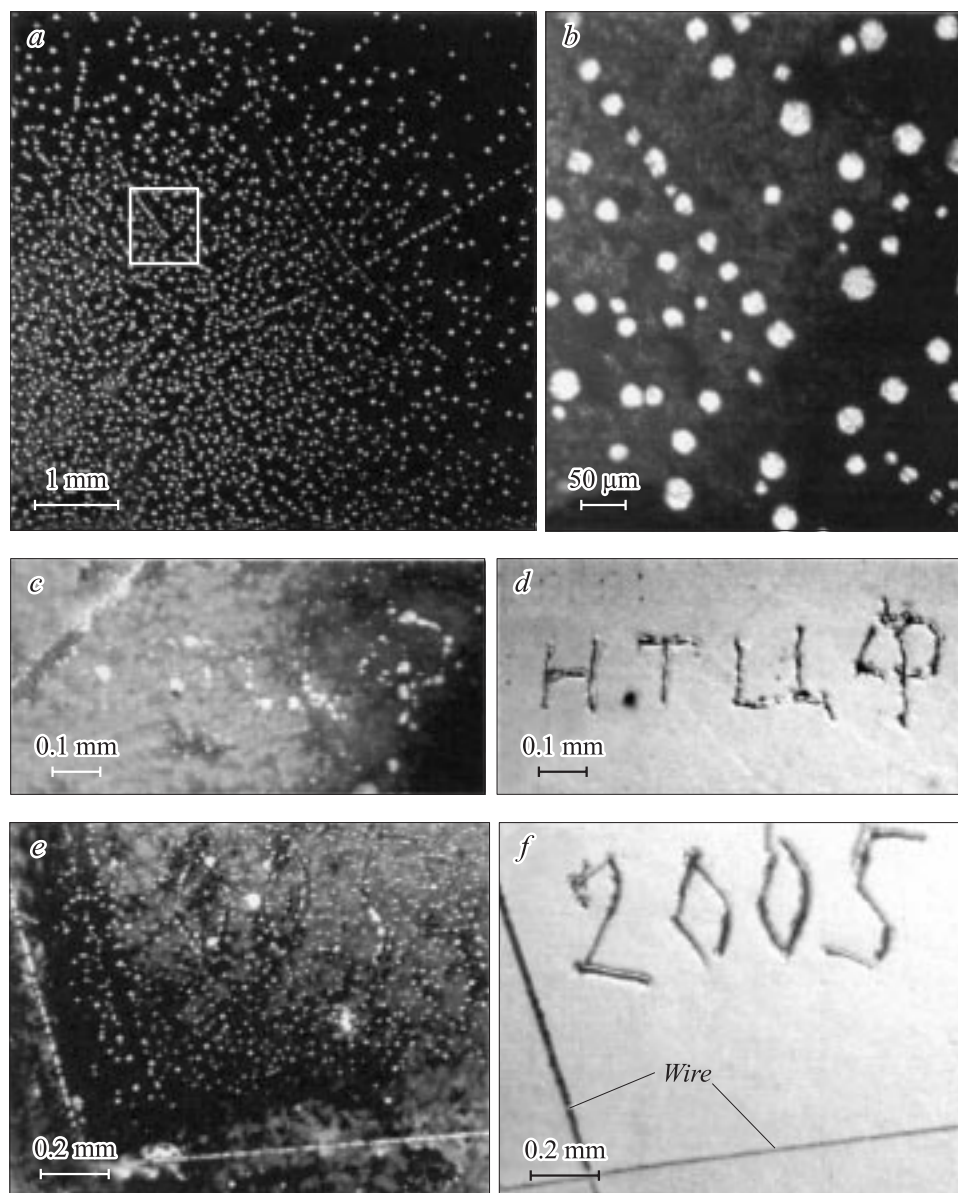


Рис. 5. Фрагменты автографов разряда вблизи микро неоднородностей анода: *a* — при царапинах глубиной $\sim 3 \mu\text{m}$; *b* — увеличенный участок автографа *a*; *c*, *e* — при искусственных микро неоднородностях, фотографии которых после удаления сажевого слоя представлены на *d* и *f* соответственно.

мущений с максимальным инкрементом нарастания [16], наблюдаемым в эксперименте расстояниям между микроканалами, получим, что концентрация электронов в прианодном слое составляет $\sim 10^{10} \text{cm}^{-3}$, а время развития неустойчивости не превышает $5 \cdot 10^{-10} \text{s}$. Полученные таким образом оценки параметров прианодной плазменной оболочки представляются вполне разумными для условий наших экспериментов.

Очевидна аналогия происхождения структуры разряда в прикатодной и прианодной областях. И там, и там формирование структуры токовых каналов разряда подчиняется единому механизму — распаду плазменной приэлектродной оболочки, образованной в предшествующей стадии разряда. Наиболее наглядно об

этом свидетельствует одинаковый (с учетом масштаба) внешний вид каналов и микроканалов на фотографиях прикатодной (рис. 6, *a*) и прианодной (рис. 6, *b*) областей разряда. Фотографию микроканалов в прианодной области (рис. 6, *b*) удалось получить при увеличении интенсивности свечения диффузного разряда за счет уменьшения межэлектродного зазора до 6 см. Отметим, что такое же подобие внешнего вида разряда в прикатодной и прианодной области наблюдается и для разрядов в геометрии проволока–плоскость [12,13]. Отличие геометрических параметров структуры разряда в прикатодной и прианодной областях обусловлено различными характеристиками соответствующих плазменных оболочек.

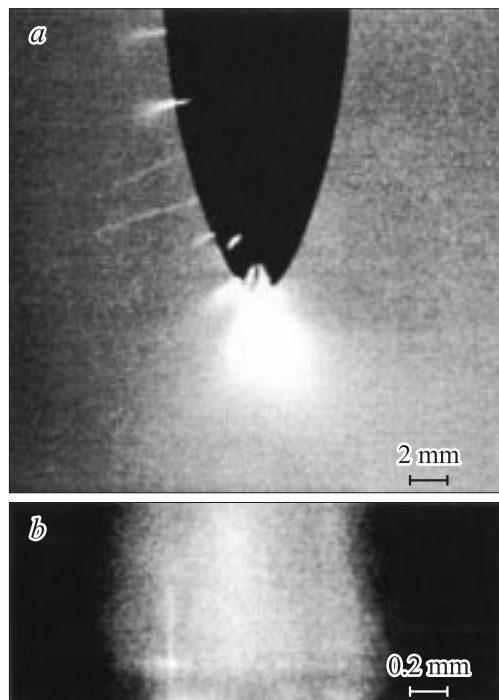


Рис. 6. Внешний вид разряда (*a* — прикатодная, *b* — прианодная область).

Дополнительным свидетельством единого механизма развития анодной микроструктуры и каналной структуры разряда является разница в периоде микроканальной структуры, развивающейся с проволочек разного диаметра. Более высокое поле у проволоки меньшего диаметра ($10\ \mu\text{m}$ — горизонтальная проволока на рис. 5, *e*) обеспечивает меньшее расстояние между микроканалами, чем у проволоки большего ($20\ \mu\text{m}$) диаметра. Точно такая же зависимость от диаметра проволоки–катода наблюдается при формировании структуры многоканального диффузного разряда в электродной системе „проволока–параллельная плоскость“ [11].

Таким образом, в результате проведенных экспериментов показано, что формирование анодной микроструктуры токового канала диффузного разряда в электродной системе стержень (катод)–плоскость в воздухе атмосферного давления обусловлено развитием со стороны анода катодонаправленных плазменных образований. Обнаружен регулярный характер анодной микроструктуры исследуемого разряда. Обосновано предположение о едином механизме формирования структуры токовых каналов и анодной микроструктуры диффузных наносекундных разрядов, развивающихся при атмосферном давлении в промежутках с резко неоднородным распределением электрического поля. Установлено, что параметры микроструктуры токовых каналов разряда в прианодной области не коррелируют с взаимосвязанными вариациями основных электрических характеристик и импульса рентгеновского излучения разряда, наличие микроструктуры не оказывает влияния на процесс генерации рентгеновского излучения исследуемого разряда.

Список литературы

- [1] Репин П.Б., Репьев А.Г. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 33–37.
- [2] Тарасенко В.Ф., Любутин С.К., Слободковский Б.Г., Костыря И.Д. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 14. С. 88–94.
- [3] Бабич Л.П. и др. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. Вып. 4. С. 166–169.
- [4] Бабич Л.П. // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 9. С. 1846–1851.
- [5] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [6] Бабич Л.П. и др. // Радиофизика. 1982. Т. 25. № 10. С. 1131–1137.
- [7] Буранов С.Н., Горохов В.В., Карелин В.И., Репин П.Б. // Исследования по физике плазмы / Под ред. В.Д. Селемира, А.Е. Дубинова. Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 1998. С. 39–67.
- [8] Репин П.Б., Репьев А.Г. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 1. С. 75–82.
- [9] Буранов С.Н., Горохов В.В., Карелин В.И. и др. // Квантовая электроника. 1991. Т. 18. № 7. С. 891–893.
- [10] Данченко Е.Г., Репин П.Б., Репьев А.Г. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 60–64.
- [11] Павловский А.И., Воинов М.А., Горохов В.В. и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 1. С. 64–71.
- [12] Буранов С.Н., Горохов В.В., Карелин В.И. и др. // ТВТ. 1991. Т. 29. Вып. 2. С. 383–385.
- [13] Репин П.Б., Репьев А.Г. // Исследования по физике газового разряда / Под ред. В.Д. Селемира, А.Е. Дубинова. Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2003. С. 143–172.
- [14] Репин П.Б., Репьев А.Г. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 5. С. 128–130.
- [15] Перминов А.В., Тренькин А.А. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 9. С. 52–55.
- [16] Синкевич О.А. // ТВТ. 2003. Т. 41. № 5. С. 695–705.
- [17] Starikovskaia S.M., Anikin N.B., Pancheshnyi S.V. et al. // Plasma Sources Sci. and Techn. 2001. Vol. 10. P. 344–355.