

О роли ускоренных электронов в формировании структуры свечения наносекундного диффузного разряда в воздушном промежутке стержень—плоскость

© В.С. Покровский,¹ П.Б. Репин,¹ А.Н. Трушкина²

¹ Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,

607188 Саров, Нижегородская обл., Россия

² Саровский физико-технический институт филиал Национального исследовательского ядерного университета,

Московский инженерно-физический институт,

607186 Саров, Нижегородская обл., Россия

e-mail: repin@ntc.vniief.ru

Поступило в Редакцию 6 июня 2019 г.

В окончательной редакции 6 июня 2019 г.

Принята к публикации 10 июля 2019 г.

Проведено исследование диффузного разряда в промежутке стержень (катод)—плоскость с межэлектродным зазором 10 см в воздухе атмосферного давления. Напряжение на катоде составляло 370–390 кВ при длительности импульса на полувысоте ~ 70 ns. Установлено, что в зависимости от времени задержки формирования разряда меняющейся от импульса к импульсу в пределах 3–15 ns ток разряда и амплитуда импульса рентгеновского излучения изменялись от 100 до 200 А и от 20 до 250 относительных единиц соответственно. Выявлена связь между амплитудой импульса рентгеновского излучения и структурными параметрами свечения разряда. Показано, что при большой величине задержки формирования разряда определяющую роль в формировании продольной структуры свечения играют быстрые электроны с энергией менее 30 keV, ускоренные в сильном электрическом поле вблизи катода. Быстрые электроны ионизуют периферийные области разряда, увеличивают его сечение, чем обеспечивается падение плотности тока, удельной вложенной энергии и интенсивности свечения на расстоянии от катода, соответствующем пробегу электронов в воздухе.

Ключевые слова: газовый разряд, рентгеновское излучение, структура свечения, быстрые электроны.

DOI: 10.21883/JTF.2020.02.48808.234-19

Введение

Высоковольтный диффузный разряд нано- и субнаносекундного диапазонов длительностей, формируемый в протяженных промежутках с резконеоднородным распределением электрического поля в воздухе атмосферного давления, интенсивно исследуется в последние десятилетия [1–7]. Интерес к этому виду разряда обусловлен как практическим применением, так и необходимостью углубления фундаментальных знаний о природе газового разряда [5,8–10]. Обнаружен целый ряд интересных явлений, таких как генерация рентгеновского излучения [2,3–5,7,8], пучков электронов [4,5,7], в том числе сильноточных [5], периодическая структура [1,5–7] и микроструктура токовых каналов разряда [3,5,7], вариация электрических и излучательных параметров разряда от импульса к импульсу при неизменных внешних условиях формирования разряда [2–4,7], в том числе многообразие форм свечения [2,7,10].

Тело свечения короткоимпульсного одноканального диффузного разряда в промежутке стержень (катод)—плоскость с межэлектродным зазором 10 см в воздухе атмосферного давления имеет продольную (вдоль направления электрического поля) структуру:

на некотором расстоянии от катода наблюдается существенный спад, а затем подъем интенсивности свечения. Впервые об этой интересной особенности свечения разряда и об обнаруженной связи между параметрами продольной структуры с амплитудой регистрируемого импульса рентгеновского излучения (РИ) сообщается в [7]. Там же высказано предположение о том, что провал свечения разряда связан с ускоренными электронами, тормозное излучение которых регистрируется в экспериментах в виде импульса РИ. Отметим, что аналогичная особенность свечения присутствует и на представленных в [10] изображениях наносекундного диффузного разряда, развивающегося в геометрии стержень (анод)—плоскость в воздухе атмосферного давления. Однако в [10] эта особенность свечения разряда никак не комментируется.

В настоящей работе представлены результаты систематических исследований продольной структуры свечения короткоимпульсного одноканального диффузного разряда в промежутке стержень (катод)—плоскость с межэлектродным зазором 10 см в воздухе атмосферного давления и связи ее параметров с электротехническими и излучательными (в рентгеновском диапазоне спектра) характеристиками разряда.

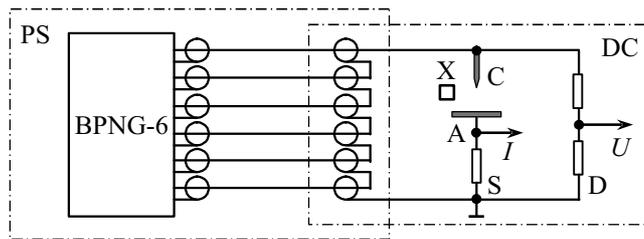


Рис. 1. Электрическая схема установки: PS — источник питания, DC — разрядная камера, C — катод, A — анод, S — токовый шунт, D — делитель напряжения, X — датчик рентгеновского излучения.

1. Описание установки и применяемые методики

Эксперименты проводились на установке, принципиальная электрическая схема которой представлена на рис. 1. Подробное описание установки можно найти в [2–4,7]. Исследуемый разряд формировался в воздухе атмосферного давления в промежутке между стержневым катодом $\varnothing 1$ см и плоским анодом $\varnothing 24$ см. Межэлектродный зазор 10 см. Обращенный к аноду торец катода имеет пулеобразную форму: поверхность торца сопряжена с боковой цилиндрической поверхностью катода при помощи вращения дуги окружности радиусом 3 см, радиус острия составляет 0.2 мм. При данной конфигурации катода вероятность реализации одноканальной формы свечения разряда составляет не менее 0.7 [2]. Качество поверхности электродов контролировалось при помощи бинокулярного микроскопа МБС-10.

В качестве источника питания используется блочный импульсный наносекундный генератор БИНГ-6 [11], нагруженный на шестиступенчатый трансформатор из отрезков коаксиального кабеля длиной 17 м.

Разрядный промежуток размещен внутри экранированной камеры диаметром 60 см и высотой 60 см. На верхней крышке камеры смонтированы элементы, обеспечивающие последовательное соединение отрезков кабелей трансформатора, с выводом максимального напряжения на находящийся на оси камеры катод. Анодная площадка контактирует с заземленным дном камеры через токовый шунт, предназначенный для диагностики токового импульса разряда. Импульс напряжения на разрядном промежутке регистрировался с помощью резистивного делителя.

Кроме тока и напряжения в экспериментах регистрировалось сопровождающее разряд рентгеновское излучение (РИ), а также контролировался визуально и фотографировался внешний вид разряда.

Для регистрации РИ использовался датчик (X на рис. 1), основу которого составлял пленочный сцинтиллятор EJ-208 производства Eljen Technology (США) [12]. Набор из пяти пластин сцинтиллятора размером 0.7×4.2 см суммарной толщиной 1 мм защищался от свечения разряда в видимом диапазоне фильтром из

алюминиевой фольги толщиной $7 \mu\text{m}$. К торцу набора сцинтилляторов пристыкован световод $\varnothing 800 \mu\text{m}$ фирмы „Стекло ЛТД“, обеспечивающий передачу импульса свечения сцинтиллятора на фотоумножитель СФФТ-3 [13].

Электрический отклик ФЭУ, а также сигналы с токового шунта и резистивного делителя напряжения регистрировались цифровым осциллографом с полосой пропускания 500 МГц.

Поскольку наибольшая интенсивность РИ реализуется в прикатодной области [4], датчик располагался на расстоянии 1 см ниже острия катода. По горизонтальной оси датчик находился на расстоянии 6 см от оси разряда, в этом случае, как показали эксперименты, обеспечивается регистрация сигнала РИ в подавляющем большинстве разрядных импульсов при отсутствии воздействия плазмы разряда на детектор.

Фотографирование разряда осуществлялось фотоаппаратом Canon 400D DIGITAL с расстояния 2.5 м. Синхронизация затвора фотоаппарата и срабатывания ИП обеспечивалась вручную.

2. Экспериментальные результаты

В экспериментах установлено, что формирование разряда подчиняется закономерностям, выявленным ранее [2–4]. Характерные осциллограммы импульсов напряжения (U), тока разряда (I) и РИ (X) представлены на рис. 2.

Амплитуда напряжения на разрядном промежутке составляет 370–390 кВ. Ток разряда и амплитуда импульса РИ варьируются от импульса к импульсу в соответствии

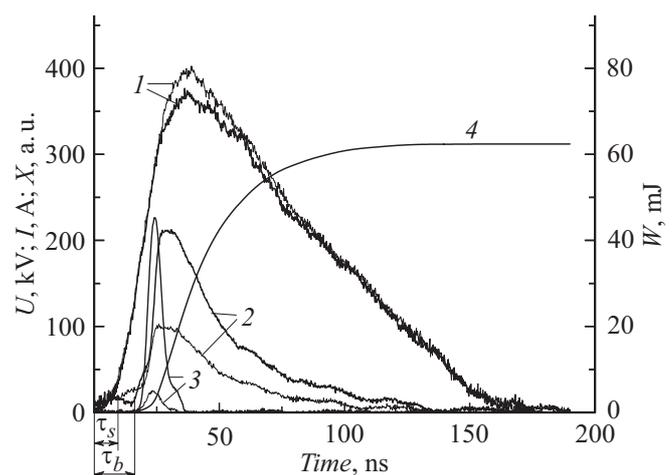


Рис. 2. Осциллограммы импульсов напряжения (U), тока разряда (I) и РИ (X), а также энерговклада $E = \int_0^t U \cdot Id\xi$ (W) в случае большой (толстые линии) и малой (тонкие линии) амплитуды сигнала РИ. τ_s , τ_b — время запаздывания основных разрядных процессов относительно подачи напряжения на промежуток (задержка начала тока смещения, соответствующего движению заряженных частиц от катода к аноду в фазе перемывания промежутка).

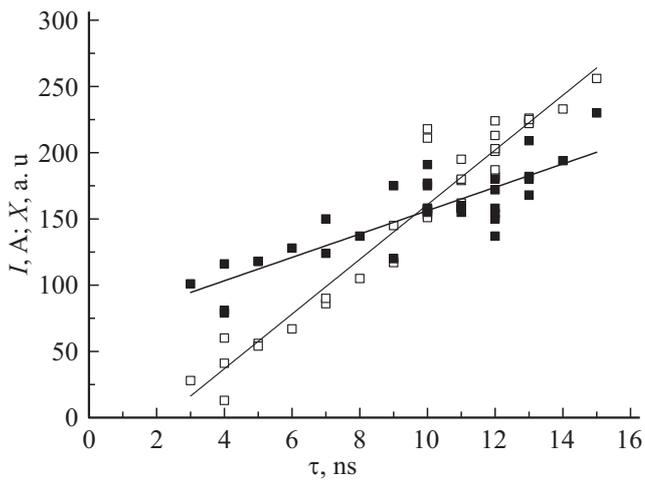


Рис. 3. Зависимость тока разряда (■) и амплитуды импульса РИ (□) от величины τ .

структуры тела свечения разряда с величиной τ и с зависящей от нее амплитудой импульса РИ (рис. 4).

При небольшой амплитуде рентгеновского импульса снижение интенсивности свечения регистрируется ближе к середине разрядного промежутка. С ростом амплитуды РИ минимум интенсивности свечения разряда становится более выраженным и смещается ближе к катоду (рис. 4).

Для более детального выявления отличий структуры свечения одноканальных диффузных разрядов с разной амплитудой импульса РИ строились продольные и поперечные оси разряда (на разных расстояниях от катода) профили интенсивности их изображений с разрешением до 16 бит. При этом для корректного количественного сравнения параметров тел свечения разрядов построение профилей интенсивности проводилось после

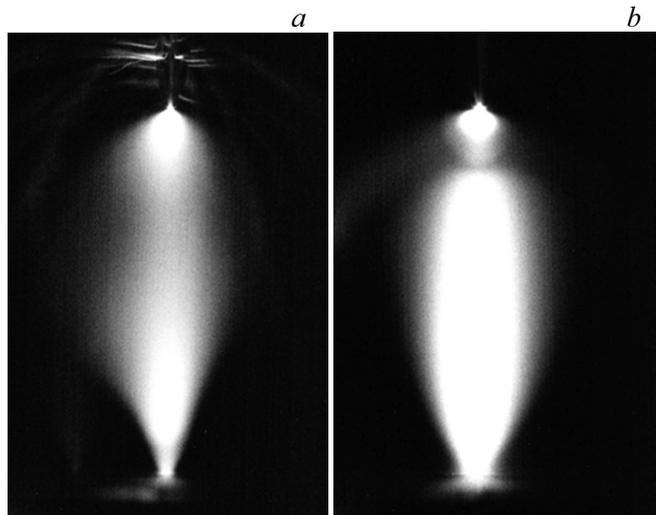


Рис. 4. Внешний вид разрядов с малой (a) и большой (b) амплитудой импульса РИ.

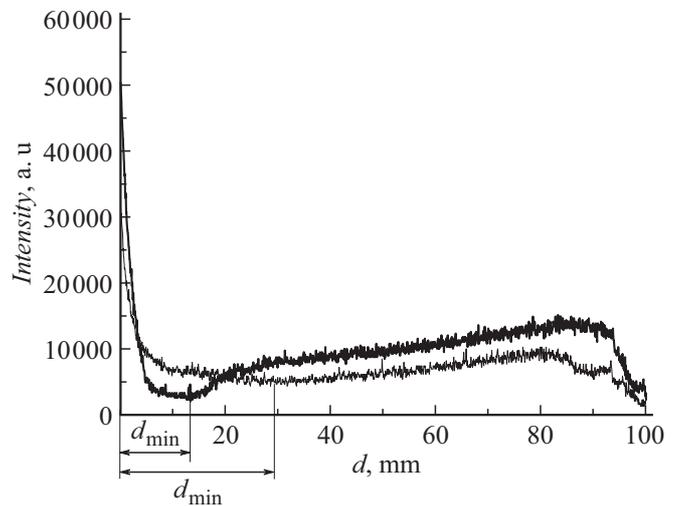


Рис. 5. Продольные (вдоль осевой линии) профили интенсивности свечения разрядов с малой (тонкие линии) и большой (толстые линии) амплитудой импульса РИ соответственно.

с величиной τ (рис. 2, где τ_s и τ_b относятся к разряду с малой и большой амплитудой РИ соответственно). Увеличение τ сопровождается линейным ростом тока разряда и амплитуды импульса РИ (рис. 3). Как будет ясно из дальнейшего изложения, под малой и большой амплитудой импульса РИ следует понимать величины менее 60 и более 80 относительных единиц соответственно.

Преобладающей формой свечения разряда в экспериментах является одноканальная диффузная с явно выраженной продольной (вдоль силовых линий электрического поля) структурой тела свечения разряда (рис. 4). Распределение интенсивности свечения вдоль разрядного промежутка имеет немонотонный характер. При этом, как и в [7], наблюдается связь продольной

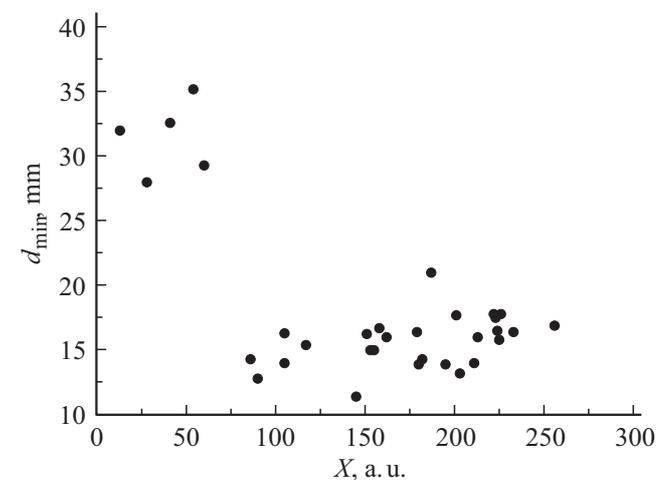


Рис. 6. Зависимость расстояния от катода до минимума интенсивности свечения разряда (d_{min}) от амплитуды импульса РИ (X).

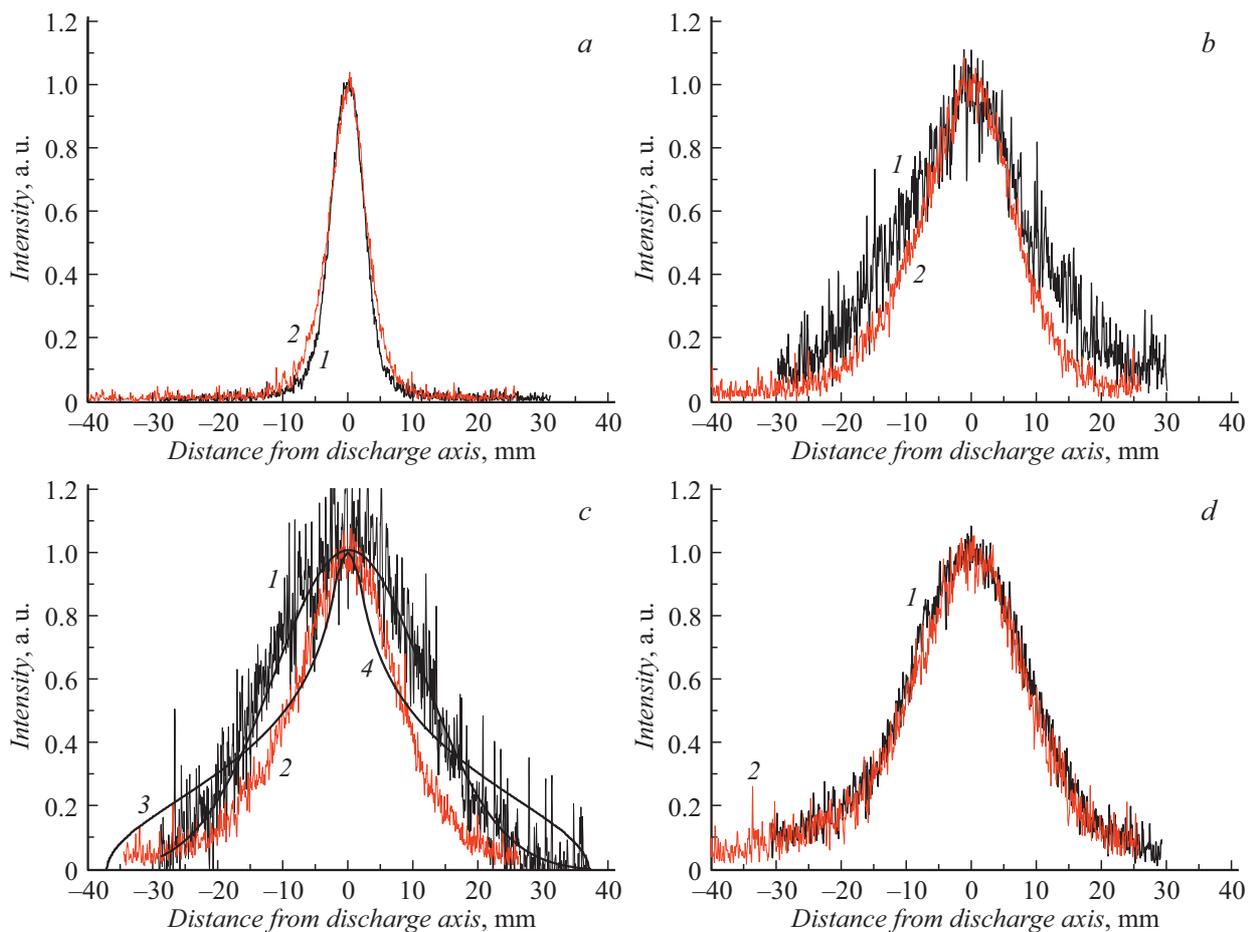


Рис. 7. Нормированные поперечные профили интенсивности свечения разряда с малой (2) и большой (1) амплитудой импульса РИ при разных значениях d : a — 3, b — 12, c — 15, d — 24 мм. Аппроксимация профиля интенсивности функцией Гаусса (3) и восстановленный профиль плотности энергии (4).

объединения изображений пары разрядов в один файл. В ряде случаев для повышения разрешения в области минимума интенсивности свечения использовалось исключение из области построения профилей наиболее яркой прикатодной области разряда.

Для примера на рис. 5 показаны продольные профили интенсивности свечения, полученные для фотографий, представленных на рис. 4.

Видно, что на большей части разрядного промежутка распределения интенсивности свечения у разрядов с большой и малой амплитудой импульса РИ подобны друг другу. Для разряда с малой амплитудой импульса РИ после резкого спада интенсивности в прикатодной области характерно достаточно плавное изменение интенсивности с формированием слабо выраженного минимума свечения в центральной части промежутка. При этом отношение интенсивностей свечения в минимуме и в максимуме (в прианодной области) составляет более 1/2, а протяженность области с пониженной интенсивностью свечения на полувысоте интенсивности превышает 50 мм. При расстояниях от катода (d) более 25–30 мм распределение интенсивности свечения у разрядов с

большой амплитудой импульса РИ имеет тот же характер, но с большей величиной интенсивности свечения, что обусловлено соотношением токов у разрядов с малой и большой амплитудой импульса РИ (рис. 3). В то же время у разрядов с большой амплитудой импульса РИ в области $5 < d < 25$ мм наблюдается ярко выраженная особенность свечения, отсутствующая в разрядах с малой амплитудой импульса РИ. Это узкая область слабого свечения с отношением интенсивностей свечения в минимуме и в максимуме (в прианодной области) не превышающим 1/4. Протяженность этой области по уровню половинной интенсивности менее 15 мм. При этом в области минимума интенсивность свечения в два и более раз ниже, чем в разрядах с малой амплитудой РИ. По сравнению с разрядами с малой амплитудой импульса РИ минимум интенсивности свечения сдвинут к катоду. На рис. 6 представлено распределение величины расстояния от катода до минимума интенсивности свечения разряда (d_{\min}) в зависимости от амплитуды импульса РИ. Видно, что экспериментальные точки группируются вблизи двух значений $d_{\min} : \sim 32$ мм при малой (< 60 относительных единиц) амплитуде

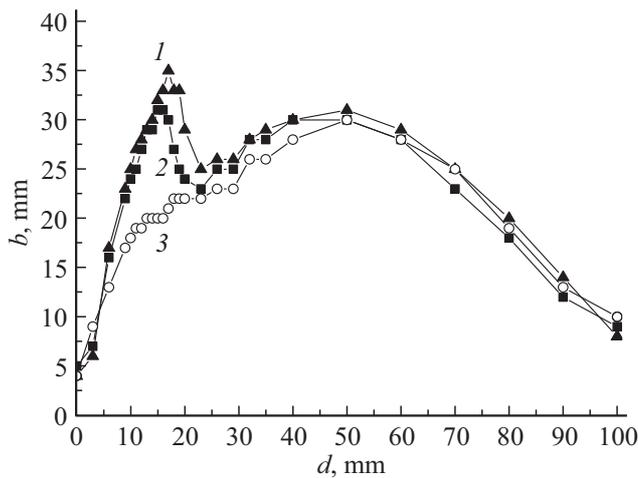


Рис. 8. Зависимость ширины поперечных профилей на полувысоте интенсивности от расстояния до катода для разрядов с различной амплитудой импульса РИ: 1 — 201, 2 — 182, 3 — 28 а.е.

импульса РИ и ~ 16 мм при большой (> 80 относительных единиц) амплитуде импульса РИ.

Поперечные профили интенсивности свечения строились с шагом 3 мм вдоль оси разряда. Для наглядности сравнения проводилась нормировка профилей на максимальную величину интенсивности в данном сечении данного изображения разряда. Примеры нормированных профилей представлены на рис. 7. В непосредственной близости от катода и на расстояниях от катода $d > 24$ мм нормированные поперечные профили у разрядов с большой и малой амплитудой РИ практически совпадают друг с другом. Отличия наблюдаются в интервале расстояний от катода $6 \leq d < 24$ мм и связаны в основном с уширением профилей для разрядов с большой амплитудой РИ. Максимальное отличие ширины профилей достигается в области минимальных значений интенсивности свечения разряда. Более детально зависимость ширины профилей b от расстояния до катода представлена на рис. 8.

Видно, что в области минимума интенсивности свечения зависимости $b(d)$ для разрядов с большой и малой амплитудой импульса РИ имеют радикальные отличия друг от друга. Для разрядов с малой амплитудой импульса РИ по мере удаления от катода наблюдается практически монотонный рост $b(d)$, а у разрядов с большой амплитудой импульса РИ вблизи d_{\min} формируется мощный пик на зависимости $b(d)$. Пиковая величина b почти в два раза превосходит значение, реализующееся в разряде с малой амплитудой РИ на том же расстоянии от катода. При этом чем выше амплитуда импульса РИ, тем выше пиковое значение b .

Кроме того, обращает на себя внимание резкий спад $b(d)$ после достижения пикового значения. Это в совокупности с данными рис. 5 говорит о сильной

локализации области провала свечения в разрядах с высокой амплитудой РИ.

3. Обсуждение экспериментальных результатов

Регистрируемый в экспериментах отличительный признак разрядов с резко выраженной продольной структурой свечения (рис. 4, *b*) это большая величина τ и, как следствие [2–4], большая амплитуда тока разряда и импульса РИ (рис. 3). Определенным дальнедействием, способным повлиять на структуру свечения разряда, обладает рентгеновское излучение и/или процесс его генерации. Как показано в [4], регистрируемое в разряде данного вида РИ является тормозным излучением электронов, ускоренных в сильном электрическом поле вблизи катода, реализующемся в результате кратковременного устранения экранировки прикатодной области после переключения промежутка. В связи с этим наиболее вероятной причиной резко выраженной продольной структуры свечения в разрядах с большой амплитудой импульса РИ является ионизация достаточно протяженных областей межэлектродного пространства быстрыми электронами с соответствующим снижением плотности тока, удельного энерговыделения и интенсивности свечения в этих областях.

Полагая, что область минимума интенсивности свечения разряда соответствует пробегу быстрых электронов в воздухе атмосферного давления, получим, что энергия быстрых электронов в разрядах с большой амплитудой РИ с $d_{\min} = 15–17$ мм (рис. 6) составляет 30 keV [14]. Это полностью совпадает с нижней границей диапазона энергии электронов, определенной в [4] путем усреднения данных большого числа разрядных импульсов. Отметим, что в разрядах с большой амплитудой РИ количество быстрых электронов с ростом их энергии, по-видимому, достаточно быстро уменьшается в области энергий более 30 keV. Об этом свидетельствует резкий спад зависимости $b(d)$ после достижения пикового значения при d_{\min} (рис. 8).

Исходя из конструкции, геометрии расположения и регистрируемых сигналов датчика РИ, попытаемся оценить нижнюю границу концентрации n_e вторичных электронов, рождаемых быстрыми электронами. Воспользуемся энергетическими соображениями. Обозначим через W полную энергию пучка, содержащего некоторое число быстрых электронов с энергиями $\varepsilon < \varepsilon_{\max}$. За ε_{\max} с учетом данных [4] примем 100 keV. Основные потери энергии быстрых электронов в указанном диапазоне энергий в воздухе атмосферного давления — это ионизационные, на излучение расходуется k_{rad} доля от W . Для получения оценки снизу величины n_e будем полагать, что источник РИ точечный и находится вблизи катода. Тогда падающая на датчик энергия РИ составит $Wk_{\text{rad}}S/4\pi r$, где r — расстояние от торца катода до датчика (~ 6 см), а S — площадь датчика (3 см²). Через

фольгу датчика проходит k_f часть этой энергии, k_{sc} доля которой поглощается в сцинтилляторе. Поглощенная в сцинтилляторе энергия РИ с коэффициентом конверсионной эффективности [12] k_{cc} высвечивается в оптическом диапазоне спектра, и частично с коэффициентом k_{lc} попадает в световод, в котором часть энергии поглощается, а остальная с коэффициентом k_{abs} попадает на фотокатод ФЭУ площадью S_k . В ФЭУ эта энергия преобразуется в электрическую энергию, импульс которой регистрируется на осциллографе. Ток на выходе ФЭУ линейно (с коэффициентом k_{PMT}) связан с мощностью потока световых квантов, падающих на единицу площади фотокатода [13]. Измеряемой на осциллографе величиной является амплитуда U импульса напряжения, поступающего на его вход, линейно связанная с током ФЭУ через $\rho = 50 \Omega$ — волновое сопротивление измерительного тракта. Тогда полная энергия пучка быстрых электронов

$$W = \frac{4\pi \cdot r^2 U h \nu \cdot t_{0.5} S_k}{\rho \cdot S (k_{rad} k_f k_{sc} k_{ce} k_{lc} k_{abs}) k_{PMT}}, \quad (1)$$

где $t_{0.5} \sim 10 \text{ ns}$ — длительность импульса РИ на полувысоте, а $h \nu$ — энергия оптических квантов, падающих на фотокатод ФЭУ.

Рассмотрим какие значения могут принимать коэффициенты в скобках в знаменателе (1). В области низких энергий электронов ($\varepsilon < 1 \text{ MeV}$) определяющий вклад в потери энергии в веществе дают неупругие ионизационные процессы взаимодействия с атомными электронами, включающие ионизацию атомов, потери на излучение составляют малую долю от полных потерь энергии электрона [15]. Тогда для упрощения расчетов без потери точности можно положить, что k_{rad} равен отношению удельных радиационных и ионизационных потерь при распространении электронов в веществе. Расчеты показывают, что в диапазоне энергий электронов от нескольких килоэлектронвольт до 100 keV k_{rad} меняется достаточно сильно (от $\sim 10^{-6}$ до $2.3 \cdot 10^{-4}$ соответственно), но остается достаточно малым для обоснованности используемого подхода для его оценки.

Коэффициенты k_f и k_{sc} зависят от энергии квантов РИ и определяют спектральную чувствительность датчика РИ. Найдем k_f и k_{sc} , используя данные библиотеки [16]. Для алюминиевой фольги толщиной 7 mkm k_f заметно отличается от единицы только для квантов с энергией менее 10 keV . Для упрощения нахождения k_{sc} положим, что сцинтиллятор состоит из углерода. Заметим, что это соответствует задаче оценки снизу величины n_e . В этом случае для квантов малой энергии (менее 10 keV) k_{sc} близок к единице, и уменьшается с ростом энергии квантов. Например, для квантов с энергией более 20 keV в модельном сцинтилляторе толщиной 1 mm поглощается менее нескольких процентов от падающей на него энергии РИ. В итоге спектральная чувствительность датчика (произведение k_f и k_{sc}) имеет максимум при энергии квантов $\sim 5 \text{ keV}$, но в диапазоне

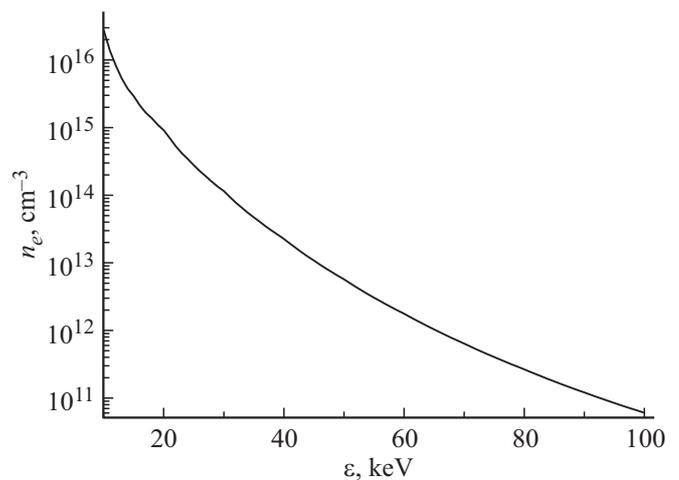


Рис. 9. Рассчитанная по (2) зависимость концентрации вторичных электронов от энергии быстрых электронов.

энергий квантов от 20 до 100 keV меняется не более чем в 4 раза (снижается с ростом энергии квантов). В ходе расчетов для каждой величины энергии быстрых электронов будем использовать значения коэффициентов k_f и k_{sc} , соответствующие энергии квантов РИ в максимуме интенсивности тормозного излучения, т.е. $2/3$ от энергии электронов [17].

Конверсионная эффективность сцинтиллятора по данным производителя составляет 9200 квантов на 1 MeV поглощенной энергии [12]. Тогда величина $h\nu/k_{ce}$ в (1) составляет $\sim 100 \text{ eV}$. Для целей оценки снизу величины n_e коэффициент светосбора k_{lc} в датчике РИ примем равным $1/6$, т.е. положим, что в световод попадают все кванты, высвечивающиеся в сцинтилляторе в сторону торца, у которого установлен световод. Поглощением света в световоде пренебрежем: $k_{abs} = 1$.

Поскольку практически вся энергия ускоренных электронов затрачивается на ионизацию среды, то для нахождения n_e надо полную энергию пучка быстрых электронов по (1) разделить на энергозатраты на рождение одного вторичного электрона ω и на объем среды, в котором ускоренные электроны расходуют всю свою энергию. Этот объем ограничим полусферой с центром на торце катода и радиусом, равным пробегу электрона с данной энергией в воздухе атмосферного давления [14]. В итоге получим

$$n_e = \frac{6U h \nu \cdot t_{0.5} S_k}{\omega \cdot \rho \cdot S \cdot r \cdot (k_{rad} k_f k_{sc} k_{ce} k_{lc} k_{abs}) k_{PMT}}. \quad (2)$$

Энергозатраты на рождение одного вторичного электрона ω по данным [18] практически не зависят от энергии быстрых электронов и составляют менее 100 eV . Для целей оценки снизу величины n_e примем $\omega = 100 \text{ eV}$. Результаты расчета по (2) для $U = 200 \text{ V}$ (вольты соответствуют относительным единицам на рис. 2, 3) с использованием выше указанных значений, входящих в выражение величин, представлены на рис. 9. Следует

отметить, что расчет проведен без учета спектрального распределения быстрых электронов. Каждая точка на кривой рис. 9 получена в предположении, что все электроны пучка быстрых электронов имеют одинаковую энергию.

Сравним результаты расчета по (2) с концентрацией электронов, обеспечивающей регистрируемый в эксперименте ток. Воспользуемся простым соотношением: $j = n_e V e$, где j — плотность тока разряда, V и e — дрейфовая скорость и заряд электрона соответственно. Оценку j проведем, используя профили интенсивности свечения разряда (рис. 7). Будем полагать, что интенсивность свечения на интегральных по времени изображениях разряда пропорциональна плотности вложенной в разряд энергии, а плазма разряда прозрачна для собственного излучения. Тогда, используя обратное преобразование Абеля [19], из профилей интенсивности свечения разряда можно восстановить радиальное распределение плотности вложенной энергии. Однако прямое использование для этой процедуры экспериментальных данных невозможно в связи с заметной зашумленностью кривых. В то же время, как видно из рис. 7, с, экспериментальные профили без ущерба для точности проводимых оценок можно аппроксимировать функцией Гаусса и уже к ней применить обратное преобразование Абеля. В результате получаем радиальный профиль распределения плотности вложенной энергии по радиусу разряда (рис. 7, с). Предположим далее, что это распределение после максимума тока не зависит от времени, а напряженность электрического поля в выделенном сечении разряда одинакова вблизи оси и на периферии разряда. Тогда полученное радиальное распределение плотности вложенной энергии представляет собой радиальное распределение плотности тока. Проинтегрировав это распределение по радиусу разряда и сопоставив полученное значение с амплитудой импульса тока, получим выраженное в абсолютных величинах распределение плотности тока на момент максимума тока. В частности, для представленного на рис. 7, с распределения плотность тока на оси разряда составляет 18 A/cm^2 . Следует отметить, что для того же разрядного импульса усредненное по радиусу разрядного канала значение плотности тока, определяемое как ток разряда, деленный на площадь канала, радиус которого равен ширине профиля свечения на полувысоте интенсивности в поперечном сечении разряда, соответствующем рис. 7, с, имеет хорошо согласующееся с полученной величиной значение — 6 A/cm^2 .

Скорость дрейфа электронов найдем, используя данные [20] и расчетную величину напряженности электрического поля в данном сечении без учета объемных зарядов, исходя из амплитудного значения импульса напряжения на разрядном промежутке.

Тогда для рассматриваемого сечения (рис. 7, с) вблизи $d = d_{\min}$ в разряде с большой амплитудой импульса РИ в максимуме тока будем иметь $n_e = 10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Сравнивая это значение с данными рис. 9, получаем, что

пучок быстрых электронов с упомянутой выше энергией 30 keV , при торможении генерирующий импульс РИ с параметрами, регистрируемыми в экспериментах, может обеспечить концентрацию электронов, достаточную для протекания тока, измеряемого в экспериментах.

Следует отметить, что к окончанию действия пучка быстрых электронов (импульса РИ) в разряд вкладывается не более 15% энергии (рис. 2). С учетом интегрального по времени характера фотографий анализируемые изображения разряда формируются в основном после завершения процесса генерации быстрых электронов и РИ. При этом часть вторичных электронов и потерявших свою энергию быстрых электронов достаточно быстро трансформируется в процессе трехчастичного прилипания [21] к электроотрицательным компонентам воздушной среды в малоподвижные отрицательные ионы, не участвующие в переносе тока разряда. Но и в этом случае для обеспечения действия быстрых электронов на регистрируемую структуру свечения разряда не требуется их избыточного количества, поскольку характерное время спада тока после максимума (совпадающего с окончанием импульса РИ) и соответственно требуемой концентрации электронов, сопоставимо с характерным временем процесса прилипания.

Резкий спад зависимости $b(d)$ при $d > d_{\min}$ в разрядах с большой амплитудой импульса РИ означает резкое сокращение площади сечения разряда и возрастание плотности тока. В рамках предлагаемого механизма формирования структуры свечения логично предположить, что концентрация электронов на расстоянии от катода, большем d_{\min} , по крайней мере, не выше, чем при $d = d_{\min}$. В этом случае рост плотности тока может быть обусловлен только ростом скорости дрейфа электронов, что в свою очередь требует роста напряженности электрического поля. А это может быть обусловлено накоплением вблизи d_{\min} отрицательного заряда малоподвижных ионов в упомянутом выше процессе прилипания вторичных и потерявших свою энергию быстрых электронов.

В случае если быстрые электроны играют роль в формировании структуры свечения и в разрядах с малой амплитудой импульса РИ, то логично предположить, что энергия быстрых электронов в этих разрядах должна быть увеличена по сравнению с разрядами с большой амплитудой импульса РИ до $40 - 50 \text{ keV}$ в соответствии с равенством величины d_{\min} (рис. 6) пробегу электронов в воздухе атмосферного давления [14]. Такое увеличение энергии быстрых электронов представляется вполне возможным в рамках механизма развития разряда, предложенного в [2–4] по аналогии с [1]. В самом деле, на ранней стадии разряда в интервале времени от нуля до τ (рис. 2) вблизи катода формируется оболочка ионизованного газа [1–4]. Из оболочки в сторону анода прорастают слабопроводящие плазменные образования, имеющие потенциал катода и экранирующие его поле. В момент контакта плазменных образований с анодом экранирующее действие снимается и в сильном поле вблизи

катода реализуется ускорение быстрых электронов [2–4]. При большой величине τ толщина прикатодной оболочки превышает дебаевский радиус, оболочка находится в плазменном состоянии, ускоряющее электроны поле определяется не геометрией катода, а размерами прикатодной плазменной оболочки. В разрядах с малой величиной τ прикатодная оболочка к моменту генерации РИ не успевает перейти в плазменное состояние, ускоряющее электроны поле задается геометрией катода и, несмотря на пониженное напряжение, напряженность этого поля может быть более высокой, чем в разрядах с большой величиной τ , электроны ускоряются до более высоких энергий. Следует отметить, что ключевым моментом в такой трактовке событий является переход прикатодной оболочки при большой величине τ в плазменное состояние. Косвенным подтверждением возможности такого перехода является немонотонный характер зависимости $d_{\min}(X)$ (рис. 6). Скачок $d_{\min}(X)$ при $X \sim 60–70$ относительных единиц может означать, что в условиях экспериментов для перехода прикатодной оболочки в плазменное состояние требуется время $\tau \sim 6–7$ ns, соответствующее данной амплитуде импульса РИ (рис. 3). При этом независимость d_{\min} , а следовательно, и энергии быстрых электронов от X и τ при $\tau > 7$ ns объясняется тем, что рост напряжения с ростом τ компенсируется ростом размеров прикатодной плазменной оболочки.

Полагая, что энергия быстрых электронов в разрядах с малой амплитудой импульса РИ составляет 40–50 keV в соответствии с данными рис. 9 с поправкой на величину X в данных разрядах, получим, что концентрация вторичных электронов в области вблизи d_{\min} не превышает $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. В то же время концентрация электронов, обеспечивающая регистрируемый в эксперименте ток в разрядах с малой амплитудой РИ практически такая же, как в разрядах с большой амплитудой импульса РИ $n_e = 10^{13}–10^{14} \text{ см}^{-3}$. В самом деле, снижение тока разряда в ~ 2 раза (рис. 3), компенсируется уменьшением площади сечения в ~ 1.5 раза (рис. 8).

На основании изложенного, есть все основания полагать, что в отличие от разрядов с большой величиной τ и большой амплитудой импульса РИ в разрядах с малой величиной τ и малой амплитудой РИ быстрые электроны не принимают участия в формировании локальных особенностей продольной структуры свечения разряда. В то же время с учетом результатов [4], где зарегистрированы электроны с энергией до 80 keV, вышеприведенные соображения об особенностях формирования прикатодной оболочки и энергии быстрых электронов в разрядах с большой и малой амплитудой РИ остаются в силе. В разрядах с малой амплитудой РИ быстрые электроны могут играть роль, хотя и не основную, в ионизации среды на всем протяжении разрядного промежутка.

Заключение

В результате исследования совокупности электротехнических, излучательных параметров и параметров структуры свечения наносекундного диффузного разряда в воздухе атмосферного давления в промежутке стержень (катод)–плоскость с межэлектродным зазором 10 см установлено, что в ряде режимов формирования разряда тело его свечения имеет явно выраженную особенность в виде резкого спада интенсивности свечения на некотором расстоянии от катода. При этом площадь сечения разряда в области минимальной интенсивности свечения имеет максимальное значение и резко падает с ростом расстояния от катода. Выявлена однозначная связь параметров структуры тела свечения разряда со статистически меняющимися от импульса к импульсу временем запаздывания основных разрядных процессов относительно подачи напряжения на промежуток — задержкой начала тока смещения, соответствующего движению заряженных частиц от катода к аноду в фазе переключения промежутка, и амплитудой импульса рентгеновского излучения, сопровождающего разряд.

Показано, что при большой величине задержки формирования разряда определяющую роль в формировании локального минимума свечения играют быстрые электроны с энергией менее 30 keV, ускоренные в сильном электрическом поле вблизи катода, реализующемся в результате кратковременного устранения экранировки прикатодной области после переключения промежутка. Быстрые электроны ионизируют периферийные области разряда, увеличивают его сечение, чем обеспечивается падение плотности тока, удельной вложенной энергии и интенсивности свечения на удалении от катода, соответствующем пробегу электронов в воздухе атмосферного давления. Накопление в области минимального свечения отрицательного заряда малоподвижных ионов, образующихся в результате прилипания вторичных и потерявших свою энергию быстрых электронов, ведет к росту напряженности электрического поля и скорости дрейфа электронов, чем обеспечивается непрерывность тока, несмотря на резкий спад сечения разряда после локального минимума свечения при невозрастающей концентрации электронов.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Павловский А.И., Воинов М.А., Горохов В.В., Карелин В.И., Репин П.Б. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 1. С. 64–72.
- [2] Репьев А.Г., Репин П.Б. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 1. С. 75–82. [Rep'ev A.G., Repin P.B. // Plasma Phys. Report. 2006. Vol. 32. N 1. P. 72–78.]

- [3] Репьев А.Г., Репин П.Б., Покровский В.С. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып.1. С. 56–62. [Rep'ev A.G., Repin P.B., Pokrovskii V.S. // Tech. Phys. 2006. Vol. 52. N 1. P. 52–58.]
- [4] Репьев А.Г., Репин П.Б. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 1. С. 78–85. [Rep'ev A.G., Repin P.B. // Tech. Phys. 2008. Vol. 53. N 1. P. 73–80.]
- [5] Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления // Под ред. В.Ф. Тарасенко. Томск: STT. 2015. 568 с. [Generation of runaway electron beams and X-rays in high pressure gases. Ed. Victor F. Tarasenko. V. 1. Techniques and Measurements. NY.: Nova Science Publishers. 2016. 405 p.]
- [6] Winands G.J.J., Liu Z., Pemen A.J.M. van Heesch E.J.M., Yan K. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. Vol. 41. P. 234001.
- [7] Buranov S.N., Gorokhov V.V., Karelin V.I., Repin P.B., Rep'ev A.G., Trenkin A.A. // In „Generation of runaway electron beams and X-rays in high pressure gases“ ed. Victor F. Tarasenko. Vol. 1. Techniques and Measurements. NY.: Nova Science Publishers, 2016. P. 193–219.
- [8] Павловский А.И., Буранов С.Н., Горохов В.В., Карелин В.И., Репин П.Б. // Квант. электрон. 1991. Т. 13. № 7. С. 891–893.
- [9] Буранов С.Н., Воеводин С.В., Воеводина И.А., Зубеев П.С., Карелин В.И., Репин П.Б., Селемир В.Д., Усачева С.Ю. // ТВТ. 2005. Т. 43. № 3. С. 1–7.
- [10] Tardiveau P., Moreau N., Bentaleb S., Postel C., Pasquiers S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. P. 175202.
- [11] Kudasov B.G., Pavlov S.S., Tanankin V.A. Module pulse nanosecond generators (BING) for universal high-voltage synchronization systems // Digest of technical papers 11-th IEEE International Pulsed Power Conference, Baltimore, Maryland USA, June 29–July 2, 1997. Ed. Cooperstein G., Vitkovitsky I. 1998. P. 1572.
- [12] Электронный ресурс. Режим доступа: <http://www.eljentechnology.com>
- [13] Бараночников М.Л. Приемники и детекторы излучений. Справочник. М.: ДМК Пресс, 2017. 1041 с.
- [14] Бете Г.А., Ашкин Ю. Экспериментальная ядерная физика. Т. 1 / Под ред. Э. Сегре. М.: ИЛ, 1955. С. 143.
- [15] Моисеев А.А., Иванов В.И. Справочник по дозиметрии и радиационной гигиене. М.: Энергоатомиздат, 1984. 296 с.
- [16] Callen D.E., Hubbel J.H., Kissel L. EPDL 97: The Evaluated Photon Data Library 97' Version // Lawrence Livermore National Laboratory, Report UCRL-50400. 1997. Vol. 6. Rev. 5.
- [17] Хараджа Ф.Н. Общий курс рентгенотехники. М.: ГЭИ, 1956. 564 с.
- [18] Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А., Осипов В.В., Рыжов В.В., Тарасенко В.Ф. Инжекционная газовая электроника. Новосибирск: Наука, 1982. 240 с.
- [19] Преображенский Н.Г., Пикалов В.В. Неустойчивые задачи диагностики плазмы. Новосибирск: Наука, 1982. 237 с.
- [20] Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 672 с.
- [21] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Издат. дом Интеллект, 2009. 736 с.