

04;07;12

Пространственно-временные параметры рентгеновского излучения диффузного атмосферного разряда

© А.Г. Репьев, П.Б. Репин

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

(Поступило в Редакцию 23 марта 2007 г.)

Многоканальным фотоэлектронным методом исследовано рентгеновское излучение наносекундного диффузного разряда. Разряд формировался в воздухе атмосферного давления в промежутке стержень (катод)–плоскость длиной 6–12 см при умеренно высокой скорости нарастания напряжения $1.1 \cdot 10^{13}$ V/s и амплитуде импульса 160–280 kV. Установлено, что регистрируемое излучение анизотропно и является тормозным излучением электронов, ускоренных до энергии 30–80 keV в прикатодной области в начале фазы проводимости разряда. Наблюдаемые в экспериментах закономерности излучательных и электротехнических параметров разряда объяснены на основе механизма усиления напряженности электрического поля в прикатодной области, связанного с кратковременным устранением экранирующего влияния объемных зарядов в процессе перехода разряда из стадии переключения промежутка в стадию проводимости.

PACS: 52.80.Pi

Введение

Известно, что короткоимпульсные диффузные разряды, формируемые в воздухе атмосферного давления в геометрии „стержень (катод)–плоскость“, сопровождаются рентгеновским излучением [1–4]. В сильно перенапряженных разрядах, развивающихся при субнаносекундной длительности фронта импульса напряжения, доза и интенсивность рентгеновского излучения достаточны для уверенной регистрации [2,3]. Однако большая скорость развития разрядных процессов, сопряженная с высоким уровнем электромагнитных помех, затрудняет проведение исследований по изучению пространственно-временной связи электротехнических и излучательных параметров разряда. Как следствие, в настоящее время отсутствует единая точка зрения на механизм генерации ускоренных электронов и рентгеновского излучения в сильно перенапряженных газовых разрядах [2,3]. При умеренно высокой скорости роста напряжения на промежутке ($\sim 10^{13}$ V/s) развитие разряда протекает медленней, чем при субнаносекундной длительности фронта импульса напряжения, что позволяет достаточно надежно установить временную последовательность разрядных процессов, включая генерацию рентгеновского излучения [1,4,5]. В частности, установлено, что импульс рентгеновского излучения наблюдается в момент перехода стадии переключения разряда в фазу проводимости. Интенсивность рентгеновского излучения увеличивается с ростом задержки фазы переключения разряда относительно подачи напряжения на промежуток [4,5]. Размер источника рентгеновского излучения, определенный фотографическим методом, по крайней мере, не меньше размеров диффузного свечения разряда [1]. Прикатодная область в рентгеновском диапазоне спектра излучает более интенсивно, чем остальные области разряда. Эф-

фективная энергия рентгеновского излучения составляет ≈ 6 keV [1].

Основную проблему для исследователей в случае умеренно высокой скорости роста напряжения на промежутке представляет малая интенсивность рентгеновского излучения в сочетании с ее статистическими вариациями от импульса к импульсу. Тем не менее использование методик регистрации рентгеновского излучения с повышенной чувствительностью [4,5] позволяет получить новые данные о процессах в перенапряженных газовых разрядах.

В настоящей работе приводятся результаты исследования пространственно-временных параметров рентгеновского излучения наносекундных разрядов, развивающихся при умеренно высокой скорости нарастания напряжения, полученные при помощи специально разработанной многоканальной диагностики. Проводимое исследование представляется важным для понимания механизма генерации рентгеновского излучения перенапряженных разрядов в плотных газовых средах [1–5].

Экспериментальная аппаратура

Эксперименты проводились на подробно описанном в работе [1] стенде, основной частью которого является экранированная разрядная камера размером 60 × 60 см. На оси камеры смонтирована электродная система, образованная стержневым катодом $\varnothing 1$ см и плоскостью $\varnothing 18$ см. Межэлектродный зазор h варьировался от 6 до 12 см с шагом 1 см. Выбор диапазона h обусловлен увеличением вероятности перехода диффузной формы разряда в искровую при $h \leq 6$ см [6] и заметным уменьшением тока разряда при $h \geq 12$ см. В экспериментах применялся осесимметричный катод из нержавеющей

стали с пулеобразным торцом, радиус острия катода 0.2 mm. При данной конфигурации катода вероятность реализации одноканальной формы свечения разряда, отличающейся более высокой стабильностью разрядных характеристик от импульса к импульсу, составляет $\approx 70\%$ [6]. Плоский анод геометрически является частью заземленного основания камеры и имеет электрический контакт с корпусом камеры через резистивный малоиндуктивный токовый шунт. Напряжение на разрядном промежутке регистрировалось при помощи резистивного делителя. В качестве источника импульсного напряжения использовался трансформатор на отрезках кабельных линий, запитываемый генератором наносекундных импульсов. Полная длительность импульса напряжения на разрядном промежутке и скорость его нарастания практически не зависят от h и составляли 180 ns и $1.1 \cdot 10^{13}$ V/s соответственно. Амплитуда напряжения достигала 250 kV, ток разряда — 650 A.

Для исследования пространственно-временных параметров рентгеновского излучения разряда использовался в основном модифицированный фотоэлектронный метод на основе быстродействующего фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Пять одинаковых датчиков рентгеновского излучения подключались к одному ФЭУ при помощи отрезков световода одинаковой длины, при этом повышалась чувствительность диагностики. В ряде экспериментов осуществлялась многоканальная регистрация рентгеновского излучения при помощи тех же датчиков, подключенных к ФЭУ отрезками световода разной длины. Аналогичный подход применялся ранее [4] при исследовании динамики оптического излучения разряда.

Конструкция датчиков рентгеновского излучения подробно описана в работе [5]. Внутри датчика рентгеновское излучение преобразуется в световое при помощи пластмассового сцинтиллятора (3% *n*-терфенила + 0.06% РОРОР в полистироле, время высвечивания < 1 ns) размером $50 \times 3 \times 3$ mm, покрытого алюминиевой фольгой толщиной 20 μ m. Расположенные на торцах сцинтиллятора зеркала направляют излучение в световод, причем одно из зеркал имеет отверстие, применяемое при калибровках. Входная апертура датчика составляет 50×3 mm. Для соединения датчиков с фотоумножителем использовался кварцевый световод, обеспечивающий передачу находящегося в максимуме спектральной чувствительности ФЭУ излучения сцинтиллятора практически без дисперсии.

Выходной сигнал с фотоумножителя, импульс напряжения на разрядном промежутке и ток разряда регистрировались при помощи цифрового осциллографа с полосой пропускания 500 MHz. Сшивка осциллограмм производилась с погрешностью не более 0.5 ns для тока и напряжения и ~ 2 ns — для рентгеновского импульса после соответствующих калибровок с учетом длины световодов и измерительных кабелей, пролетного времени ФЭУ, расстояния между разрядом и датчиками. При проведении временных калибровок использовалось

излучение импульсного азотного лазера (длина волны 337 nm, длительность импульса ≈ 10 ns), воздействующее одновременно на сцинтилляторы датчиков и на быстрый полупроводниковый фотодиод (время нарастания импульса < 2 ns), подключенный вместо шунта к тракту регистрации тока разряда.

Экспериментальные результаты

Исследование параметров рентгеновского излучения в зависимости от межэлектродного зазора

В данной серии экспериментов использовались пять параллельно включенных датчиков рентгеновского излучения (X_1 – X_5), расположенных вокруг прикатодной области разряда, интенсивно излучающей в рентгеновском диапазоне [1,5]. Длинная сторона каждого датчика ориентировалась перпендикулярно оси разрядного промежутка в плоскости, ортогонально пересекающей ось разряда на расстоянии 1 cm от катода. Расстояние между осью промежутка и каждым датчиком составляло 10 cm. При изменении h датчики перемещались вместе с катодом. Параллельное (при помощи отрезков световода одинаковой длины) подключение датчиков к ФЭУ обеспечивало повышение чувствительности методики, при этом динамический диапазон регистрации рентгеновского импульса, определяемый уровнем электромагнитных помех, составлял ≈ 25 .

Было установлено, что во всем исследованном диапазоне межэлектродных зазоров 6–12 cm одноканальная форма диффузного свечения разряда сопровождается рентгеновским излучением в большинстве (до 95%) разрядных импульсов. Амплитуда сигнала рентгеновского излучения при всех h варьируется от импульса к импульсу в пределах динамического диапазона используемой методики. При этом усредненная по нескольким десяткам разрядных импульсов амплитуда сигнала рентгеновского излучения от величины межэлектродного зазора зависит слабо: с ростом h отмечено уменьшение менее чем на 20%. Усредненная длительность (по основанию) и время нарастания (по уровню 0.1–0.9) рентгеновского импульса также практически не зависят от h и составляют ≈ 22 и 6 ns соответственно. Следует отметить, что электротехнические характеристики разряда заметным образом зависят от h . Амплитуда напряжения на разрядном промежутке с ростом h повышается в среднем от 165 до 250 kV, ток разряда при этом уменьшается от 650 до 180 A.

Установлено, что независимо от величины h параметры рентгеновского излучения подчиняются общим закономерностям, ранее установленным для $h = 10$ cm [4,5]. Интенсивная генерация рентгеновского излучения регистрируется в момент перехода разряда из стадии перемыкания межэлектродного промежутка в фазу проводимости, наблюдается корреляция параметров импульса рентгеновского излучения с временными параметрами тока разряда, основным из которых является τ (рис. 1).

Величина τ характеризует время запаздывания основных разрядных процессов относительно подачи напряжения на промежуток и представляет собой задержку начала тока смещения, соответствующую движению заряженных частиц от катода к аноду в фазе переключения промежутка [4]. На осциллограмме тока разряда (рис. 1) ток смещения — это участок протяженностью от τ до t_p , предшествующий току проводимости. Начало тока проводимости t_p определяется по резкому росту токового сигнала. Величина τ для всех h статистическим образом варьируется от импульса к импульсу в пределах $2 \text{ ns} \leq \tau \leq t_p$.

Вариации τ сопровождаются изменением параметров рентгеновского излучения (рис. 2) и ряда других разрядных характеристик [4]. Увеличение τ ведет к росту амплитуды рентгеновского импульса (рис. 2, *a*) и времени t_0 — задержки его появления относительно подачи напряжения на промежуток (рис. 2, *c*). При этом импульсы рентгеновского излучения с наибольшей амплитудой, как правило, регистрируются при максимальных значениях скорости переключения разрядного промежутка — $h/(t_p - \tau)$, которые с ростом h снижаются от 4.6 до 2.1 cm/ns. Зависимость от τ времени начала тока проводимости проявляется только при τ , сравнимых с t_p (рис. 2, *b*), что связано с естественным ограничением $t_p > \tau$. При малых τ t_p принимает постоянное значение для данного межэлектродного зазора и растет от 11 до 18 ns с ростом h от 6 до 12 cm. Совместное действие зависимостей $t_0(\tau)$ и $t_p(\tau)$ (рис. 2, *b, c*) приводит к тому, что начало рентгеновского импульса при вариации τ смещается относительно начала тока проводимости, однако величина такого смещения при постоянном межэлектродном зазоре не превышает 5 ns и снижается при уменьшении h . Более того, поскольку для больших h разность $t_p - t_0$ с ростом τ меняет знак, то $|t_p - t_0| \leq 3 \text{ ns}$ во всем исследованном диапазоне h . При этом в разрядных импульсах с малыми τ при

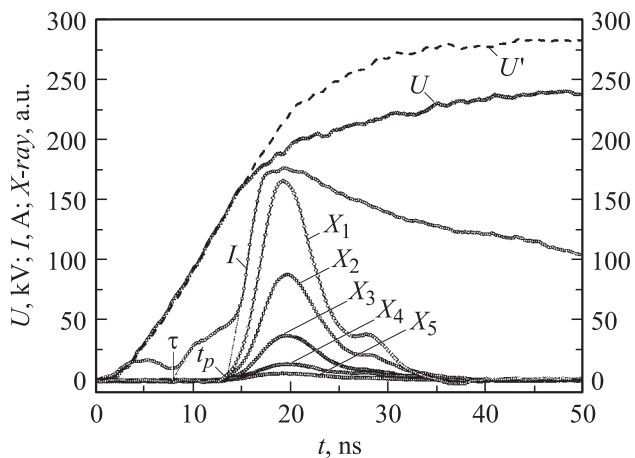


Рис. 1. Характерные осциллограммы импульсов напряжения (U), тока разряда (I) и рентгеновского излучения (X_1 – X_5). U_{XX} — напряжение, близкое к напряжению холостого хода генератора.

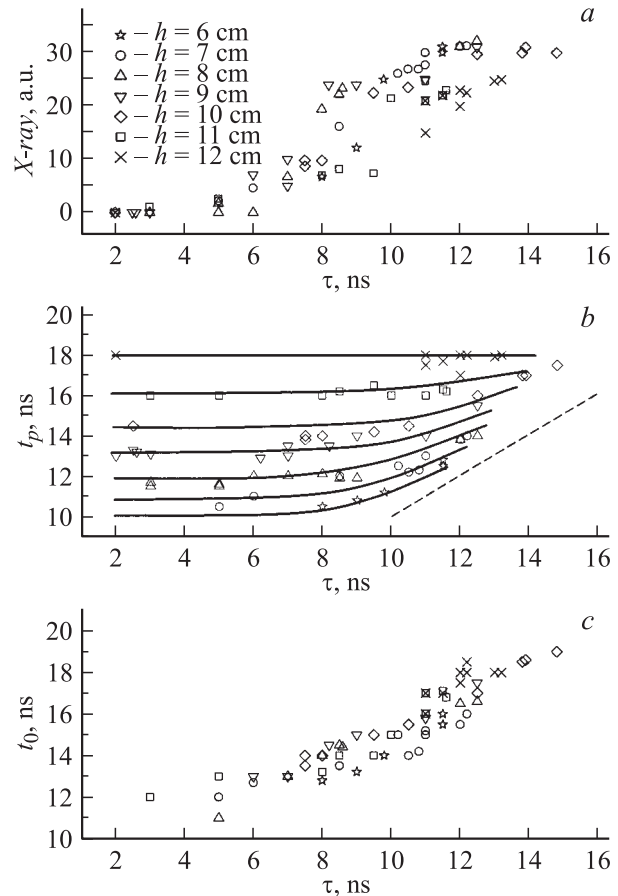


Рис. 2. Зависимость амплитуды (*a*) и начала (*c*) рентгеновского излучения, а также начала тока проводимости (*b*) от τ при разных межэлектродных зазорах. Штриховая линия — $t_p = \tau$.

$h \geq 10 \text{ cm}$ регистрируется, как правило, опережающее появление рентгеновского излучения относительно тока проводимости, при $h \leq 9 \text{ cm}$ $t_0 > t_p$ при всех τ .

Исследование пространственно-временной динамики рентгеновского излучения

В этом разделе представлены результаты экспериментов по регистрации рентгеновского излучения из разных областей разрядного промежутка одновременно несколькими датчиками. Датчики соединялись в ФЭУ отрезками световода разной длины (от 5 до 52 m). Длина каждого световода выбиралась таким образом, чтобы обеспечить поочередное воздействие сигналов разных датчиков на катод ФЭУ: задержка распространения по световоду каждого следующего светового импульса превышает длительность предыдущих. Индивидуальная чувствительность датчиков с учетом ослабления сигналов в световодах и время распространения импульсов по световодам определялись описанным выше способом. Ошибка измерения относительных временных интервалов рентгеновских сигналов, полученных в одном разрядном импульсе, не превышала 1 ns.

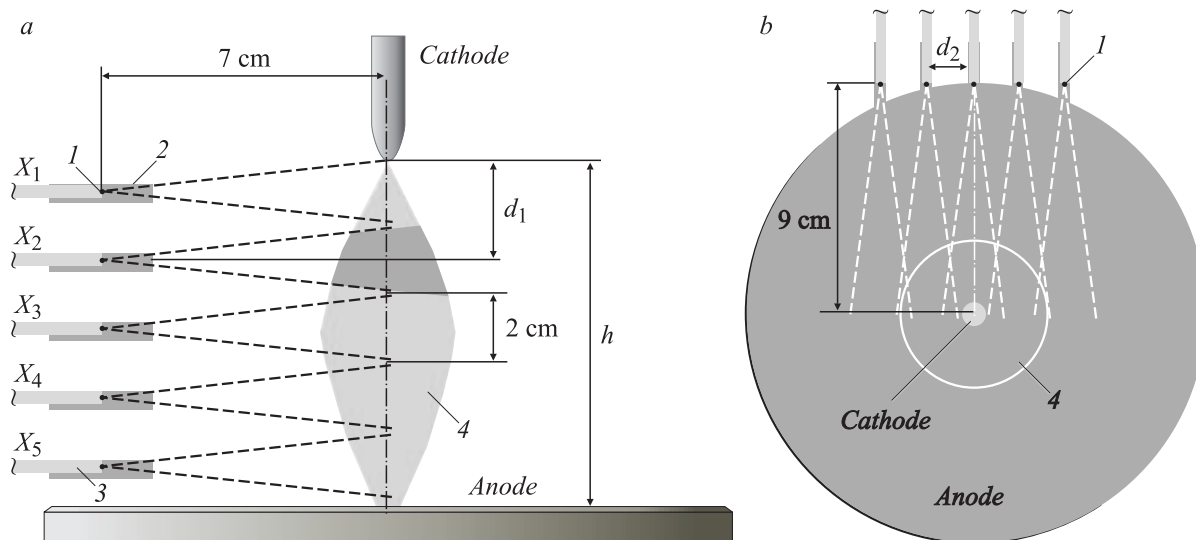


Рис. 3. Расположение датчиков перпендикулярно (*a*) и параллельно (*b*) оси разряда (*1* — датчик, *2* — корпус-коллиматор, *3* — державка, *4* — область свечения разряда, d_1 — расстояние от оси датчика до острия катода, d_2 — расстояние от оси датчика до оси разряда).

Расположение датчиков рентгеновского излучения представлено на рис. 3. Датчики снабжались коллиматорами, обеспечивающими регистрацию излучения из разных областей разряда, обозначенных на рисунке пунктирными линиями, т.е. каждый датчик регистрировал рентгеновское излучение из довольно толстого (≈ 2 см) слоя разрядного промежутка, расположенного на расстоянии d_1 от острия катода (рис. 3, *a*) или d_2 — от оси разряда (рис. 3, *b*). В ортогональном к плоскости рисунка направлении поле зрения датчиков с учетом их длины (5 см) превышало поперечный размер свечения разряда (рис. 3, *a*) и величину межэлектродного зазора (рис. 3, *b*).

Типичные осциллограммы сигналов рентгеновского излучения с датчиков, размещенных напротив разных по длине промежутка областей разряда (см. рис. 3, *a*) при $h = 10$ см, совместно с импульсами напряжения на промежутке и тока разряда представлены на рис. 1. Видно, что начало рентгеновских сигналов практически совпадает с началом тока проводимости (моментом t_p). Начало и момент максимума сигналов рентгеновского излучения, регистрируемые из разных областей разрядного промежутка, соответственно совпадают друг с другом в пределах погрешности измерений (1 ns). Анализ большого числа осциллограмм, полученных в том числе и при смене датчиков местами, позволил выявить тенденцию опережающего начала сигнала рентгеновского излучения из прикатодной области по сравнению с сигналами из других областей разрядного промежутка, при этом скорость распространения от катода к аноду фронта рентгеновского излучения составляет не менее 10^{10} см/с. Аналогичная картина наблюдается для всех исследованных h .

Сигнал рентгеновского излучения наибольшей амплитуды регистрируется датчиком, расположенным напро-

тив прикатодной области разряда (рис. 3, *a*, датчик X_1), амплитуды сигналов остальных датчиков коррелируют с амплитудой сигнала датчика X_1 и, в среднем, экспоненциально убывают с ростом d_1 . Зависимость амплитуды сигналов рентгеновского излучения из разных по длине промежутка областей разряда одноканальной формы при $h = 10$ см, нормированных на наибольшую амплитуду рентгеновского сигнала в каждом разрядном импульсе, представлена на рис. 4, *a*. Аналогичное соотношение между сигналами рентгеновского излучения из разных вдоль оси разряда областей межэлектродного промежутка наблюдается и для остальных h . Полученные при этом данные с учетом коллимации датчиков и разброса от импульса к импульсу удовлетворительно аппроксимируются той же зависимостью, что и для $h = 10$ см (сплошная кривая на рис. 4, *a*).

Следует отметить, что близкая к представленной на рис. 4, *a* картина пространственного распределения источника рентгеновского излучения вдоль оси промежутка наблюдалась при исследовании разряда фотографическим методом [1].

При расположении датчиков параллельно оси разрядного промежутка (рис. 3, *b*) импульсы рентгеновского излучения, идентичные представленным на рис. 1, зарегистрированы из областей разряда, находящихся на расстоянии d_2 от оси вплоть до 8 см. Временные параметры регистрируемых импульсов свидетельствуют о практически одновременной генерации рентгеновского излучения из разных по ширине промежутка областей разряда в начале фазы проводимости. Зависимость нормированной амплитуды сигналов рентгеновского излучения от расстояния d_2 представлена на рис. 4, *b*. Как видно из рисунка, наиболее интенсивно излучают примыкающие к оси области разряда радиусом до 4 см. Следует отметить, что вблизи середины промежутка

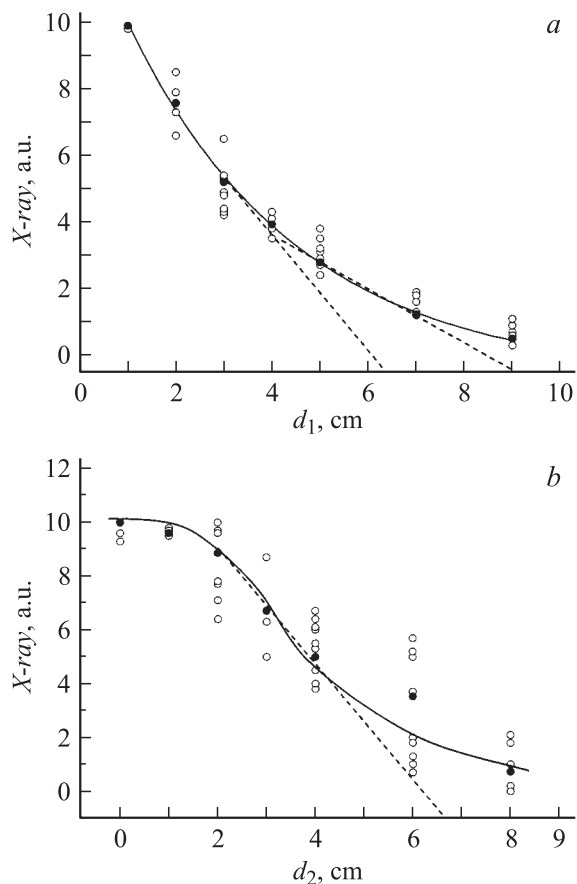


Рис. 4. Зависимость нормированной амплитуды сигналов рентгеновского излучения при $h = 10$ см: *a* — от расстояния d_1 , *b* — от расстояния d_2 (● — усредненные для $d_1 = \text{const}$ и $d_2 = \text{const}$ значения, сплошные линии — аппроксимация усредненных значений).

радиус разряда с одноканальной формой свечения, измеренный по интегральным фотографиям, выполненным в условиях, соответствующих рис. 4, *b*, составляет ≈ 2.5 см [6], т.е. поперечный размер области разряда, интенсивно излучающей в рентгеновском диапазоне, превышает размер свечения разряда в оптическом диапазоне. Дополнительные данные о пространственном распределении интенсивности рентгеновского излучения разряда представлены ниже.

Регистрация рентгеновского излучения вдоль оси разряда

В отдельной серии экспериментов при $h = 10$ см датчики рентгеновского излучения располагались на расстоянии 25–70 мм от анода, выполненного в данном случае из алюминиевой фольги толщиной $20 \mu\text{m}$. Коллиматоры датчиков были обращены в сторону разрядного промежутка. В такой постановке экспериментов датчики находятся по ходу движения генерируемых в разрядном промежутке электронов. Для выяснения возможного вклада электронов в показания датчиков в

ряде экспериментов фольговый анод заменялся сеткой с ячейкой 1 мм геометрической прозрачностью ≈ 0.6 , изготовленной из латунной проволоки диаметром 1 мм. При этом предполагалось, что анод из сетки будет одинаковым образом (в соответствии с геометрической прозрачностью) ослаблять потоки рентгеновского излучения и электронов, в то время как поглощение этих потоков в фольговом аноде должно быть существенно различным. В случае рентгеновского излучения с эффективной энергией 6 keV [1] алюминиевая фольга толщиной $20 \mu\text{m}$ ослабит поток лишь на $\approx 50\%$ [7], ослабление по электронам должно быть заметно сильнее ($20 \mu\text{m}$ — это экстраполированный пробег электронов с энергией ≈ 100 keV в алюминии [8]). Установлено, что амплитуда сигналов, снимаемых с датчиков, сопоставима с амплитудой сигналов, регистрируемых при расположении датчиков сбоку от разряда (см. предыдущий раздел), и убывает с ростом расстояния между датчиком и анодом. Амплитуда сигналов не меняется после замены фольгового анода на анод из латунной сетки. С учетом практического отсутствия сигнала рентгеновского излучения из прианодной области (см. рис. 4, *a*) это свидетельствует о малом вкладе электронов в регистрируемое под анодом проникающее излучение разряда. Следует отметить, что сигналы с датчиков регистрируются независимо от места расположения анодных концов разрядных каналов: непосредственно над датчиками при одноканальной форме разряда или вне зоны видимости датчиков — при многоканальной. Данный факт подтверждает результаты описанных выше экспериментов о том, что источник рентгеновского излучения не связан с прианодной областью разряда, а находится на глубине разрядного промежутка.

Используемая конструкция датчиков при размещении их под анодом не обеспечивает получения информации о распределении источника рентгеновского излучения из-за низкого пространственного разрешения. Попытки улучшить разрешение до требуемого уровня за счет более сильной коллимации ведут к снижению амплитуды сигналов до фоновых значений. В связи с этим исследование пространственного распределения интенсивности рентгеновского излучения в поперечном сечении разрядного промежутка проводилось фотографическим методом при помощи специально разработанной кассеты 1 (рис. 5) с рентгеночувствительной пленкой.

Кассета с фотопленкой, размещенная под анодом из алюминиевой фольги толщиной $20 \mu\text{m}$, экспонировалась через отверстия-коллиматоры $\varnothing 2.5 \times 14$ мм рентгеновским излучением от 50–100 разрядных импульсов. Характерный профиль почернения изображения, полученного на пленке кассеты 1, представлен в нижней части рис. 5. Видно, что источник сопровождающего разряд рентгеновского излучения характеризуется неравномерным по поперечному сечению разряда распределением дозы излучения. По мере приближения к оси промежутка интенсивность излучения возрастает нелинейным образом. Анализ распределения почернения позволяет

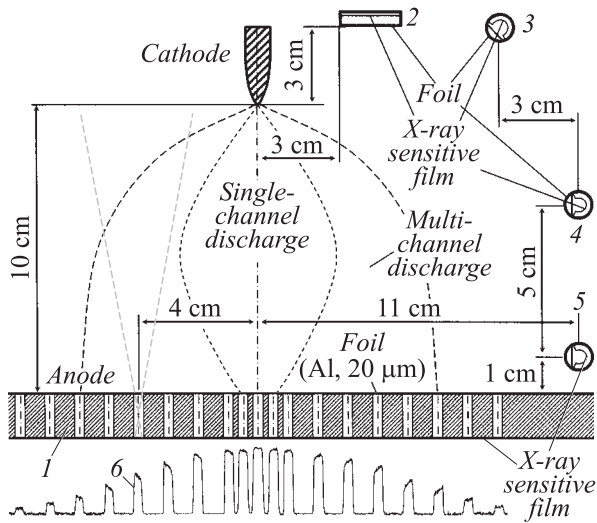


Рис. 5. Исследование пространственных параметров источника рентгеновского излучения разряда фотографическим методом (1–5 — кассеты с рентгеночувствительной пленкой, 6 — профиль почернения пленки в кассете 1).

утверждать, что размеры источника рентгеновского излучения в поперечном оси направлении по крайней мере не меньше размеров области диффузного свечения разряда, что хорошо согласуется с распределением точек на рис. 4, *b*, а также с данными работы [1], где пространственное распределение источников рентгеновского излучения разряда исследовалось теньвым методом.

Исследование угловой направленности рентгеновского излучения

Из представленных выше данных следует, что в рентгеновском диапазоне исследуемый разряд излучает примерно с одинаковой интенсивностью в направлении, перпендикулярном оси разрядного промежутка, и параллельно оси в направлении от катода к аноду. Угловое распределение интенсивности рентгеновского излучения в верхнем (рис. 3, *a*, рис. 5) полупространстве, ограниченном плоскостью, проходящей через торец катода параллельно аноду, исследовалось как с помощью сцинтилляционных датчиков, так и фотографическим методом. В первом случае верхний датчик (см. рис. 3, *a*) размещался на позициях, образованных его поворотом по часовой стрелке в плоскости рисунка от первоначального положения на угол 30° , 45° и 60° вокруг оси, проходящей через точку $d_1 = 1$ см на оси разрядного промежутка. С учетом коллимации датчика в его поле зрения во всех позициях попадала наиболее интенсивно излучающая в рентгеновском диапазоне прикатодная область разряда. Остальные датчики оставались на прежних позициях и использовались как контрольные. В серии из нескольких десятков разрядных импульсов для всех трех указанных позиций датчика не удалось зарегистрировать сигнал рентгеновского излучения. С кон-

трольных датчиков при этом регистрировались сигналы различной амплитуды в пределах динамического диапазона методики.

Полученные с использованием сцинтилляционных датчиков данные были подтверждены посредством более чувствительной (за счет возможности суммирования дозы излучения от большого числа разрядных импульсов) фотографической методики. Кассеты с фотопленкой, защищенной от оптического излучения алюминиевой фольгой толщиной $20 \mu\text{m}$, размещались в соответствии с рис. 5 (кассеты 2–5). Пленки экспонировались рентгеновским излучением от 50–100 разрядных импульсов и проявлялись одновременно в одном и том же растворе. В ряде экспериментов кроме или вместо кассет, указанных на рис. 5, использовались дополнительные кассеты большого размера ($\varnothing 10$ см), в том числе снабженные масками и устанавливаемые над катодом (по рис. 5) на разных расстояниях от его торца (0.5–4 см). В кассетах, размещаемых в непосредственной близости от торца катода, вместо алюминиевой фольги использовалась светонепроницаемая диэлектрическая пленка толщиной $70 \mu\text{m}$. Такая же защита от оптического излучения использовалась и в кассете, размещенной примерно вдоль силовой линии электрического поля, выходящей из анода на расстоянии ≈ 12 см от оси разряда и заканчивающейся на катоде на расстоянии ≈ 4 –5 см от его торца. В экспериментах установлено, что наибольшая плотность почернения пленок в кассетах, размещаемых выше катода (по рис. 5), как минимум в несколько раз меньше, чем у пленок в контрольных кассетах 4 и 5.

Таким образом, рентгеновское излучение исследуемого разряда анизотропно: интенсивность излучения, выходящего из разрядного промежутка в полупространство, ограниченное снизу (по рис. 3, *a*, рис. 5) плоскостью, проходящей параллельно аноду через торец катода, существенно ниже, чем интенсивность излучения в других направлениях.

Обсуждение экспериментальных результатов

Анализ результатов проведенных экспериментов позволяет утверждать, что регистрируемое рентгеновское излучение является тормозным излучением электронов, ускоренных вблизи катода при переходе разряда из фазы перемигания промежутка в фазу проводимости. Локализация области ускорения электронов в прикатодной области следует их характера распределения интенсивности рентгеновского излучения по промежутку (рис. 4, 5) и обусловлена сильной неоднородностью напряженности электрического поля между электродами. Вблизи острия катода компоненты напряженности поля вдоль и перпендикулярно оси электродной системы имеют сопоставимые значения, что и обеспечивает наличие ускоренных электронов на заметных расстояниях от оси разрядного промежутка (рис. 4, *b*, рис. 5). Кроме того, после перемигания промежутка только вблизи катода

могут реализоваться области поля с напряженностью, способной обеспечить ускорение электронов до энергии ε как минимум несколько десятков keV. Данная оценка снизу для ε следует из скорости распространения фронта рентгеновского излучения вдоль оси промежутка $> 10^{10}$ cm/s, что соответствует энергии электронов 30 keV и более.

Оценку сверху энергии электронов можно получить из распределения интенсивности рентгеновского излучения, выходящего из разных областей разрядного промежутка (рис. 4). Поскольку энергетические потери на тормозное излучение пропорциональны энергии электронов [7,8], то при размерах области ускорения электронов, много меньших h , зависимости, представленные на рис. 4, являются аналогом кривых поглощения электронов, характерный вид которых близок к кривой на рис. 4, *b* [8]. На кривой рис. 4, *a* отсутствует плоская часть при малых d_1 и следующий за ней прямолинейный участок — характерные особенности кривых поглощения электронов [8]. Это может быть связано с недостаточным пространственным разрешением используемой методики при исследовании несимметричного (в отличие от случая рис. 4, *b*) относительно плоскости расположения детекторов распределения рентгеновского излучения в прикатодной области.

Следуя обычной процедуре нахождения энергии электронов по кривой поглощения [8], аппроксимируем спадающий участок кривых (рис. 4) прямыми линиями (обозначены пунктиром) и в точках пересечения этих прямых с осью абсцисс получим значения экстраполированного пробега электронов — 6.5 cm для рис. 4, *b* и 6.5–9 cm — для рис. 4, *a*. Данным значениям экстраполированного пробега в воздухе атмосферного давления соответствует $\varepsilon = 65–80$ keV [9]. Полученная таким образом оценка энергии электронов представляется разумной, поскольку электроны с $\varepsilon \geq 100$ keV имеют пробег в воздухе, превышающий h , и должны были бы регистрироваться за анодом-сеткой и обеспечивать рост сигнала из прианодной области за счет эффективного торможения в сплошном аноде.

Диапазону энергий электронов 30–80 keV хорошо соответствует экспериментально наблюдаемое угловое распределение рентгеновского излучения, по крайней мере в части нижней границы указанного диапазона. Тормозное излучение электронов с $\varepsilon < 30$ keV имеет диаграмму направленности в виде знака бесконечности ∞ в любой плоскости, проходящей через вектор скорости электрона, и должно было бы иметь существенно меньшую интенсивность при регистрации за анодом по сравнению с интенсивностью в перпендикулярном оси разряда направлении.

Здесь уместно сделать два замечания относительно кажущихся противоречий полученных результатов с классическими представлениями о тормозном излучении электронов.

1. С учетом практически полного поглощения быстрых электронов воздушная среда межэлектродного

зазора в нашем случае представляет собой „толстую“ мишень, для которой тормозное излучение практически изотропно [7]. Однако данные представления развиты для плотных металлических мишеней, поглощающих не только электроны, но и большую часть генерируемого ими излучения. В итоге угловое распределение выходящего из „толстой“ мишени тормозного излучения теряет присущую ему анизотропию и формируется с учетом поглощения в мишени и вклада излучения от рассеянных электронов [7]. В условиях наших экспериментов детекторы рентгеновского излучения размещены внутри „мишени“ и регистрируют реальную картину углового распределения тормозного излучения электронов.

2. Распределение интенсивности тормозного излучения по длинам волн имеет максимум при длине волны, в 1.5 раза большей коротковолновой границы, соответствующей максимальной энергии падающих электронов [7,8]. Иногда это является основанием для сопоставления эффективной энергии тормозного излучения $h\nu_{\text{эф}}$ и энергии генерирующих его электронов в виде $h\nu_{\text{эф}} = 2/3\varepsilon$. В нашем случае $h\nu_{\text{эф}}$, определенная по регистрации дозы излучения, поглощенного в фотоэмульсии после ослабления в фольгах различной толщины, составляет ≈ 6 keV [1], что заметно меньше $2/3$ от любого значения ε из указанного выше диапазона 30–80 keV. На самом деле никакого противоречия здесь нет, поскольку распределение интенсивности тормозного излучения по частотам (энергиям) является монотонной убывающей функцией [7], а это приводит к тому, что при нахождении $h\nu_{\text{эф}}$ по ослаблению дозы излучения в фильтрах основной вклад в дозу дает низкоэнергетичная часть излучения [2].

Амплитудно-временные параметры импульсов рентгеновского излучения, регистрируемых при различных межэлектродных зазорах в совокупности с электротехническими характеристиками разряда, подтверждают и дополняют предложенный в [4] механизм усиления напряженности электрического поля и ускорения электронов вблизи катода на стыке фаз переключения и проводимости разряда. Суть механизма сводится к следующей последовательности процессов. По мере роста напряжения на разрядном промежутке вблизи катода формируется, а затем (в момент времени τ) распадается плазменная оболочка с образованием одного или нескольких [6] плазменных образований, движение которых от катода к аноду регистрируется как ток смещения в фазе переключения промежутка (рис. 1) [4]. Плазменные образования несут потенциал, сопоставимый с потенциалом катода, и экранируют поле вблизи него. Непосредственно после контакта плазменных образований с анодом (в момент времени t_p) их слабоионизованная плазма практически не оказывает влияния на распределение поля в промежутке, которое в этом случае определяется в основном геометрией электродов. С учетом подъема напряжения на промежутке к моменту t_p до ≥ 100 kV (рис. 1) вблизи катода реализуется область сильного поля, достаточного для ускорения электронов. С течением времени напряженность этого поля опять снижается за счет экранировки объемным зарядом электронов, формирующимся в

прикатодной области вследствие обратной зависимости скорости дрейфа электронов от расстояния до катода (в соответствии с распределением поля по промежутку). Процесс ускорения электронов заканчивается [4].

Эффективность ускорения электронов и соответственно интенсивность рентгеновского излучения определяются параметрами области сильного поля вблизи катода, которые, в свою очередь, зависят не только от текущего значения напряжения на промежутке, но и от степени экранировки прикатодной области в фазе перемика промежутка и длительности этой фазы. Это обусловлено тем, что при неполной экранировке формирование объемного заряда, приводящего к срыву ускорения электронов, начинается уже в фазе перемика промежутка, и увеличение ее продолжительности может привести к росту объемного заряда электронов до величины, существенно ограничивающей рост напряженности поля в прикатодной области после перемика промежутка. Характеристикой, однозначно связанной как со степенью экранировки прикатодной области в фазе перемика промежутка, так и с длительностью этой фазы, является время задержки разрядных процессов относительно подачи напряжения на промежутки — τ . В самом деле, увеличение τ означает, что перемика разрядного промежутка начинается при более высоком напряжении (рис. 1). Это обуславливает рост основных параметров плазменных образований — степени ионизации (проводимости) и скорости распространения от катода к аноду [4]. Как следствие — увеличивается экранировка прикатодной области и сокращается время перемика промежутка. Результаты настоящей работы, представленные на рис. 2, б, подтверждают это. Независимость момента начала тока проводимости t_p от τ при малых величинах τ для всех исследованных межэлектродных зазоров означает, что с ростом τ сокращается время перемика промежутка ($t_p - \tau$) и увеличивается скорость движения анодных концов плазменных образований.

Влияние величины h в исследованном диапазоне на рассматриваемые процессы более слабое, чем влияние τ . Увеличение h при прочих равных условиях вызывает рост времени перемика промежутка (рис. 2, б — увеличивается t_p), однако это не ведет к заметному изменению проводимости плазменных образований и степени экранировки прикатодной области, определяемых той величиной τ , при которой началось перемика промежутка. В итоге лишь при небольших τ наблюдается связанное с ростом h снижение экранировки прикатодной области, проявляющееся в опережающем, по сравнению с t_p , начале импульса рентгеновского излучения для $h \geq 10$ см. При больших τ повышенная проводимость плазменных образований приводит к более позднему снятию экранировки прикатодной области для всех h . Преобладающее влияние τ на параметры прикатодной области сильного поля приводит к тому, что зависимость t_0 и интенсивности рентгеновского излучения от h не выявляется на фоне сильной зависимости этих параметров от τ (рис. 2, а, с).

Следует отметить, что укорочение длительности фронта импульса напряжения на промежутке должно иметь те же последствия для рассмотренных процессов, что и увеличение τ . Это дает основание полагать, что описанный механизм ускорения электронов и генерации рентгеновского излучения может с высокой эффективностью работать в сильно перенапряженных газовых разрядах.

Заключение

Исследованы пространственно-временные параметры рентгеновского излучения диффузных газовых разрядов, развивающихся в воздухе атмосферного давления в промежутках типа острие (катод)–плоскость с величиной межэлектродного зазора 6–12 см при умеренно высокой скорости нарастания напряжения $\sim 10^{13}$ V/s. Установлено, что регистрируемое излучение анизотропно и является тормозным излучением электронов, ускоренных до энергии 30–80 keV в прикатодной области в начале фазы проводимости разряда. Интенсивность рентгеновского излучения существенным образом зависит от величины задержки начала перемика промежутка относительно подачи напряжения и практически не зависит от вариации межэлектродного зазора. Наблюдаемые в экспериментах закономерности излучательных и электротехнических параметров разряда объяснены на основе механизма усиления напряженности электрического поля в прикатодной области, связанного с кратковременным устранением экранирующего влияния объемных зарядов в процессе перехода разряда из стадии перемика промежутка в стадию проводимости.

Список литературы

- [1] Репин П.Б., Репьев А.Г. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 33–37.
- [2] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. Вып. 7. С. 49–82.
- [3] Тарасенко В.Ф., Яковенко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. Вып. 9. С. 953–971.
- [4] Репьев А.Г., Репин П.Б. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 1. С. 75–82.
- [5] Репьев А.Г., Репин П.Б., Покровский В.С. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 1. С. 56–62.
- [6] Данченко Е.Г., Репин П.Б., Репьев А.Г. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 60–64.
- [7] Хараджа Ф.Н. Общий курс рентгентехники. М.: ГЭИ, 1956.
- [8] Бете Г.А., Ашкин Ю. Экспериментальная ядерная физика. Т. 1 / Под ред. Э. Сегре. М.: ИЛ, 1955.
- [9] Моисеев А.А., Иванов В.И. Краткий справочник по радиационной защите и дозиметрии. М.: Атомиздат, 1964.