

Источники электромагнитного излучения на основе малоиндуктивного протяженного z -разряда

© В.А. Бурцев,¹ В.В. Забродский,¹ Н.В. Калинин,¹ Е.П. Большаков²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
194021 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: Burtsev321@gmail.com; nvkalinin@rambler.ru

² Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова,
196641 Санкт-Петербург, Россия

Проведены и проанализированы результаты экспериментального и численного исследования модельных источников электромагнитного излучения на основе малоиндуктивного протяженного z -разряда, питаемого от генератора высоковольтных импульсов посредством длинной передающей линии. Показано, что применение бегущей волны скользящего разряда позволяет осуществлять электрический пробой длинных промежутков в широком диапазоне изменения начального давления газа и создавать плазменный шнур при умеренных зарядных напряжениях генератора. Обнаружен новый непинчевой природы механизм генерации излучения в мягкой рентгеновской области спектра с большей эффективностью преобразования введенной электрической энергии в энергию инвертированной среды.

Введение

Применение быстрых протяженных z -разрядов привело к созданию компактных (table-top) лазеров во многих странах после пионерской работы [1]. Этот тип лазера работает на неоноподобных ионах аргона с длиной волны генерации 46.9 nm в экстремально-ультрафиолетовой (ЭУФ) части спектра со столкновительной накачкой активной среды пинчующимся продольным разрядом. Для предварительной ионизации газа используется дополнительный слаботочный продольный разряд, при этом для проникновения электрического поля в объем разрядной трубки и пробоя длинных межэлектродных промежутков внутренний диаметр коаксиального обратного токопровода существенно превышает внутренний диаметр разрядной трубки.

Несмотря на многочисленные попытки создания коротковолновых ЭУФ-лазеров капиллярного типа на многократно ионизованных ионах газов и паров, способных генерировать в области 13.5 nm, подобных лазеров до сих пор практически нет. Дело в том, что с уменьшением длины волны генерации резко увеличивается требование к удельной мощности накачки активной среды. При этом очень важно, чтобы к концу импульса накачки в электрической цепи оставалась минимальная неиспользованная энергия, которая после импульса неизбежно рассеется в разрядной трубке, если не применять специальную технику диссипации этой энергии. Иначе это вызовет излишнюю нагрузку на стенки капиллярной трубки и сократит срок ее жизни, что и происходило на практике [2].

Авторами настоящей работы в течение ряда последних лет развиваются источники на малоиндуктивных протяженных z -разрядах с тесной геометрией электродной системы, которая позволяет минимизировать магнитную энергию в системе. Однако при этом возникает проблема предварительной ионизации газа, которая не может решаться традиционным способом. Решение этой

проблемы было найдено в использовании скользящего лавинного разряда, передний фронт которого, достигая выходного трубчатого электрода, зажигает основной продольный самостоятельный разряд. Питание этих разрядов осуществляется от единого генератора высоковольтных импульсов через длинную транспортирующую линию, исключая влияние отраженных волн на процессы генерации.

Полученные результаты публиковались в трудах международных конференций [3–7]. Публикация настоящей работы вызвана необходимостью освещения некоторых результатов, не представленных ранее в печати, но важных для понимания всего комплекса рассмотренных вопросов, а также анализа с современных позиций актуальности и перспективности подобных исследований.

1. Экспериментальная установка

Работы велись с применением двух модификаций экспериментальной установки, отличающихся подводом энергии от генератора высоковольтных импульсов. В первой из них использовалась однокабельная 75 Ω транспортирующая линия (рис. 1), во втором случае — 8-кабельная 9 Ω линия с дисковым токосборным узлом и высоковольтными разъемами (подробное описание приведено в [8]).

Разрядная нагрузка в обоих случаях представляла собой керамическую трубку с внутренним диаметром 5.5 mm и наружным диаметром 10.5 mm, длина рабочей части трубки в первом случае равнялась 50 mm, во втором случае — 100 mm. Коаксиальный обратный токопровод прилегал к керамической трубке, которая обматывалась лавсановой пленкой для усиления радиальной электрической прочности. Транспортирующие линии имели длину ~ 10 m, чтобы возвращающиеся от генератора отраженные волны не затрудняли проведение

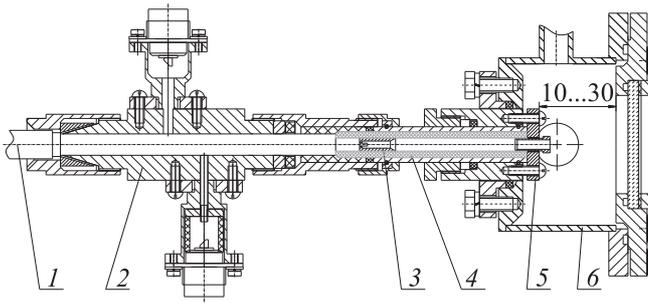


Рис. 1. Однокабельный источник излучений: 1 — коаксиальный кабель, 2 — блок датчиков, 3 — высоковольтный электрод, 4 — керамическая трубка, 5 — выходной электрод, 6 — вакуумная камера.

экспериментальных и расчетных исследований и понимание полученных результатов.

Поскольку электрическое поле проникает в такую малоиндуктивную трубку на расстояние, соизмеримое с диаметром коаксиального токопровода, то обычно применяемый дополнительный разряд для предварительной ионизации газа в данном случае не годится. Поэтому авторы применяли скользящий разряд, для зажигания которого внутренний трубчатый электрод отрицательной полярности имел острую кромку, эмитирующую в сильном поле электроны, а тонкостенная керамическая трубка способствовала прохождению существенных радиальных емкостных токов. В связи с тем, что для транспортирующей линии разрядная трубка представляла разомкнутый конец, напряжение на ее входе удваивалось, что способствовало сильному размножению электронов в лавинах и увеличению скорости движения фронта лавинного разряда в продольном направлении.

Источник излучений снабжен вакуумной камерой для откачки и напуска рабочего газа, в данном случае аргона. Выходной фланец камеры снабжался либо оптическим окном для визуальных наблюдений и фотографирования разряда, либо устройствами измерений различных видов излучений.

Для питания скользящих и сильноточных продольных разрядов использовался генератор высоковольтных импульсов, содержащий двойную формирующую линию с бумагомасляным диэлектриком, коммутирующий линейный разрядник с искажением электрического поля и выходного обостряющего разрядника. Генератор способен выдавать на согласованную нагрузку импульсы напряжения величиной до 100 кВ с длительностью до 100 нс и фронтом до 8 нс [3].

2. Скользящий лавинный разряд

Результаты, описываемые в разд. 2 были получены на экспериментальной установке первой модификации, которая использовалась на первом этапе работ.

Время движения фронта разряда от острой кромки до переднего среза выходного трубчатого электрода фиксировалось по моменту резкого нарастания полного разрядного тока и сколу напряжения на входе в трубку, возникающими при замыкании электродов плазмой и переходе линии к режиму короткого замыкания. На врезке рис. 2 приведены осциллограммы разрядного тока и напряжения на входе трубки, буквами А и В обозначены фазы скользящего и продольного сильноточного разрядов.

Исследование зависимости времени движения фронта скользящего разряда τ от начального давления аргона, выполненное на установке первой модификации, показало наличие широкого минимума в диапазоне 0.1–100 Торг (рис. 2). Скорость распространения фронта в районе этого минимума достигает при входном напряжении, равном двойному напряжению падающей волны $U_{\text{cap}} = 2I_{\text{inc}} = 120 \text{ kV}$, максимального значения $\sim 10^9 \text{ cm/s}$. При увеличении давления за этим диапазоном задержка основного разряда растет, но при приближении величины давления к атмосферному снова наблюдается падение задержки. Левая ветвь кривой после роста переходит в насыщение при давлении ниже 10^{-1} Torr .

На основе анализа элементарных процессов, происходящих в разрядной трубке, можно попытаться объяснить обнаруженный характер этой зависимости.

Как показал расчет электрического поля в капилляре, продольная составляющая напряженности падает в e раз на расстоянии, примерно равном внутреннему диаметру обратного токопровода D . Заменим это экспоненциальное распределение равномерным распределением с равными площадями. В этом случае электроны, эмитированные с острой кромки кольцевого высоковольтного электрода, будут совершать электрический дрейф в постоянном поле вдоль трубки со скоростью u_e . Время движения фронта лавинного разряда до переднего края

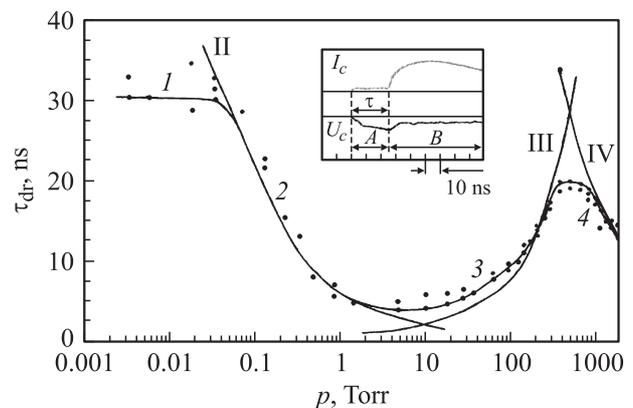


Рис. 2. Зависимость времени пробега фронтом скользящего разряда до выходного электрода от начального давления аргона: 1–4 — отдельные ветви экспериментальных данных; II–IV — кривые, рассчитанные по формулам (3)–(5); $U_{\text{inc}} = 60 \text{ kV}$.

распределения поля составит величину D/u_e . Будем считать, что в этот момент начинается заряд керамического коаксиального конденсатора, локализованного в положении D , с постоянной времени $\rho C_l D$, где C_l — погонная емкость. В результате этого заряда потенциал острой кромки электрода перемещается на глубину D , а электрическое поле заполнит следующий интервал D . Электроны лавин продолжает дрейф вдоль трубки, и подобный процесс будет повторяться пока лавинный фронт не достигнет выходного электрода. В данной модели полное время распространения скользящего разряда до выходного электрода будет определяться выражением

$$\tau = l/u_e + \rho C. \quad (1)$$

Первый член этого выражения, имеющий дрейфовую природу, будет зависеть от давления и вида рабочего газа, а также от напряженности электрического поля. Дрейфовую скорость электронов можно выразить через подвижность μ_e , т.е. $u_e = \mu_e E$, далее через частоту столкновений электронов с атомами газа ν_{ea} , затем через усредненное сечение столкновений по функции распределения электронов по тепловым скоростям $\langle v_e \sigma \rangle \approx \bar{v}_e \sigma_{ea}$. В результате получаем выражение для дрейфового члена времени распространения лавинного (таунсендовского) разряда

$$\tau_{dr} \approx 20 l \bar{v}_e \sigma_{ea} \frac{p}{E}, \quad (2)$$

где \bar{v}_e — средняя тепловая скорость электронов, σ_{ea} — сечение взаимодействия электронов со средней тепловой скоростью с атомами газа.

Теперь следует конкретизировать сечение взаимодействия. Сначала рассмотрим экспериментальную часть 3 графика $\tau_{dr} = f(p)$. Основным процессом взаимодействия электронов с атомами в этом диапазоне давлений при выбранной напряженности поля, оцененной как $E_0 \approx U_{cap}/r_{edge}$, где r_{edge} — радиус закругления кромки электрода, следует считать упругие столкновения. Используя экспериментальные данные по $\sigma_{tr} = d(\bar{\epsilon}_e)$, $\bar{\epsilon}_e = f(E_0/p)$, приведенные в [9,10,14], и получая из них аппроксимационно-интерполяционные соотношения, можно найти следующее простое выражение:

$$\tau_{dr} = 3 \cdot 10^{-6} l \frac{p}{E_0}, \quad (3)$$

где E_0 — напряженность поля, соответствующая высоте прямоугольного распределения.

На рис. 2 нанесена кривая III, полученная с применением этого выражения (емкостная часть времени пролета фронта пренебрежена).

Что касается части 2 графика $\tau_{dr} = f(p)$, то в данном диапазоне давлений при выбранной напряженности поля основным видом взаимодействия электронов с атомами газа являются неупругие столкновения, в первую очередь ионизационные удары. Из-за очень высоких значений E/p сечение ионизации σ_i сильно уменьшается, и электроны уходят в режим ускорения (убегаящие

электроны). При этом не удается объяснить увеличение времени распространения скользящего разряда при уменьшении давления газа. Однако если применить замену экспоненциального распределения напряженности поля вдоль поверхности камеры не на эквивалентное однородное распределение, а на комбинацию узкой зоны сильного поля и широкой зоны относительно слабого поля, то удастся получить нужное решение. Узкая зона дает быстрые электроны, которые, ударяясь в стенку, дают медленные вторичные электроны. Эти электроны, дрейфуя в зоне слабого поля, рожают лавины с сильным размножением. Средняя тепловая скорость электронов соответствует левой части зависимости $\sigma_i = f(\bar{\epsilon}_e)$, что и определяет характер зависимости $\tau_{dr} = f(p)$ в рассматриваемом диапазоне давлений. Полученное выражение для ветви II имеет вид

$$\tau_{dr} = 0.54 \cdot 10^{-9} l \left[10^{-2} \left(\frac{E_0}{p} \right)^{0.5} - 13 \left(\frac{p}{E_0} \right)^{0.5} \right]. \quad (4)$$

В полученном выражении учтен пороговый характер процесса ионизации. Величина напряженности поля в зоне слабого поля составляет $\sim 1/20$ часть от амплитудного значения поля при экспоненциальном распределении и не играет существенной роли. Результаты расчета, выполненного по формуле (4), приведены на рис. 2 в виде кривой I.

Ветви 1 и 4 требуют отдельного рассмотрения. Отметим лишь, что ветвь 1 представляет скользящий разряд в вакууме, при котором важные роли принадлежат бомбардировке стенки ускоренными электронами и эмиссии вторичных электронов, а также испарению и ионизации материала поверхностных пленок (газовое наполнение в районе ветви 1 роли не играет).

Ветвь 4 проявляется при $p \geq 300 \text{ Torr}$, когда средняя тепловая скорость начинает соответствовать левой ветви $\sigma_{tr} = f(\bar{\epsilon}_e)$. В этом случае увеличение давления приводит к уменьшению средней энергии электронов и сечения ионизации и, следовательно, времени распространения фронта скользящего разряда. В итоге имеем

$$\tau_{dr} = 0.18 \cdot 10^{-9} l (E_0/p)^{0.5}. \quad (5)$$

Результаты расчетов по этой формуле приведены на рис. 2 в виде кривой IV. Как можно видеть, наблюдается удивительно хорошее согласие расчетных результатов с экспериментальными кривыми, учитывая приближенность предложенной модели и далекую экстраполяцию сечений взаимодействия электронов с атомами в сторону больших E/p из-за отсутствия литературных данных.

На вставках рис. 3 приведены осциллограммы разрядного тока и напряжения на входе в трубку при различных начальных давлениях газа и соответственно при различных временах пробега фронтом скользящего разряда межэлектродного промежутка. Отметим, что при больших временах пробега наблюдается сильный обостряющий эффект, приводящий к „сжатию“ передней части импульса тока и обострению его переднего

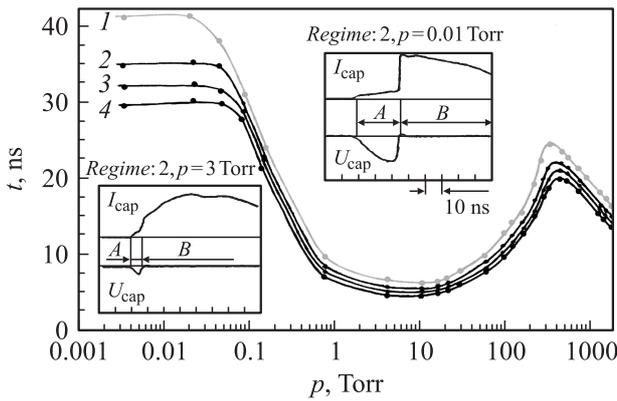


Рис. 3. Зависимости времени пробега фронтом скользящего разряда до выходного электрода от начального давления аргона при различных напряжениях падающей волны. U_{inc} , kV: 1 — 40, 2 — 50, 3 — 60, 4 — 70.

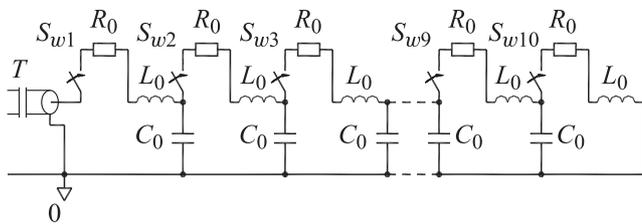


Рис. 4. Эквивалентная схема капиллярной нагрузки, питаемой через транспортирующий кабель T от генератора высоковольтных импульсов E .

фронта. Интересно, что при приближении к минимуму времени пробега, имеющемуся при $p \sim 8-10$ Torr, со стороны малых давлений происходит скол импульса напряжения, и формируется как бы его задний фронт. Время пробега никогда не становится нулевым, что означало бы бесконечную скорость фронта. Здесь проявляется некая фундаментальность, но ясно, что длительность фронта напряжения должна быть менее ~ 5 ns, иначе может наступить неустойчивость скользящего разряда.

Хорошее совпадение экспериментальных и расчетных результатов позволило продолжить использовать предложенную модель скользящего разряда, но уже с точки зрения электротехники. Рассмотрим разрядную трубку как закороченную на конце искусственную линию, каждое звено которой представляет отрезок трубки длиной D с параметрами C_0, L_0 (рис. 4). В отличие от работы [11] в звенья вставим сопротивление отрезка плазменного цилиндра R_0 и ключ S_w с задержкой включения относительно предыдущего звена Δt , имитирующей прохождение фронтом скользящего разряда отрезка трубки длиной D . Величину Δt берем из экспериментальных данных или расчетных результатов, соответствующих выбранному значению начального давления газа p (рис. 3).

Итак, бегущая волна скользящего разряда имитируется волной напряжения, распространяющейся вдоль

искусственной линии в течение времени, определяемом не только параметрами C_0, L_0 , но и полным временем коммутации $n\Delta t$, соответствующим экспериментально или расчетным путем найденным значениям τ . По достижении волной напряжения замкнутого конца искусственной линии возникает разряд транспортирующей кабельной линии T через сопротивления nR_0 , что имитирует режим основного разряда с двойным устоявшимся током, так как $nR_0 \ll \rho$.

Теперь с помощью стандартной программы P-Spice решаем прохождение импульса напряжения ступенчатой формы с фронтом τ_u . Находим напряжение на входе линии и ток, текущий через замкнутый конец (рис. 5). Как видим, решение правильно описывает эффекты обостряющего действия скользящего разряда на разрядный ток и скалывающего действия на входное напряжение, если сравнить найденные осциллограммы с экспериментальными, приведенными на врезках рис. 3. Если колебания, соответствующие переходным процессам, происходящим при подключении звеньев сосредоточенными параметрами, усреднить, то сравнение будет еще более разительным. Так, оценка усредненного тока на стадии движения волны по линии дает величину ~ 200 А, т.е. 0.1 амплитудного значения полного тока короткого замыкания, что практически совпадает с током скользящего разряда перед прибытием его на выходной электрод на соответствующей осциллограмме, приведенной на врезке рис. 3. При более тщательном выборе входных параметров для счета и эксперимента можно добиться количественного совпадения выходных результатов по току и напряжению на обеих стадиях разряда — скользящей и основной.

Подобными расчетами можно пользоваться как при обработке экспериментальных результатов, так и при проведении расчетно-проектных работ. Заметим также полезность такого модельно-расчетного подхода как дополнение к экспериментам, когда получить информацию в опытах слишком сложно или затратно. Это относится в данном случае, например, к продольному движению фронта скользящего лавинного разряда и переходу его

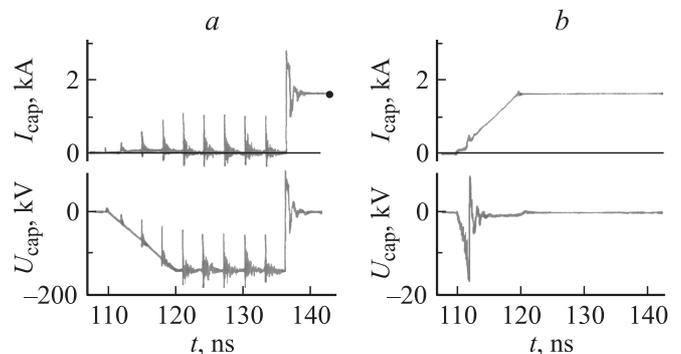


Рис. 5. Временные зависимости разрядного тока и напряжения на входе трубки при длительности фронта волны $\tau_{u_{inc}} = 10$ ns. a — $n\Delta t = 30$ ns, b — $n\Delta t = 3$ ns, что соответствует $p = 0.01$ и $p = 3$ Torr.

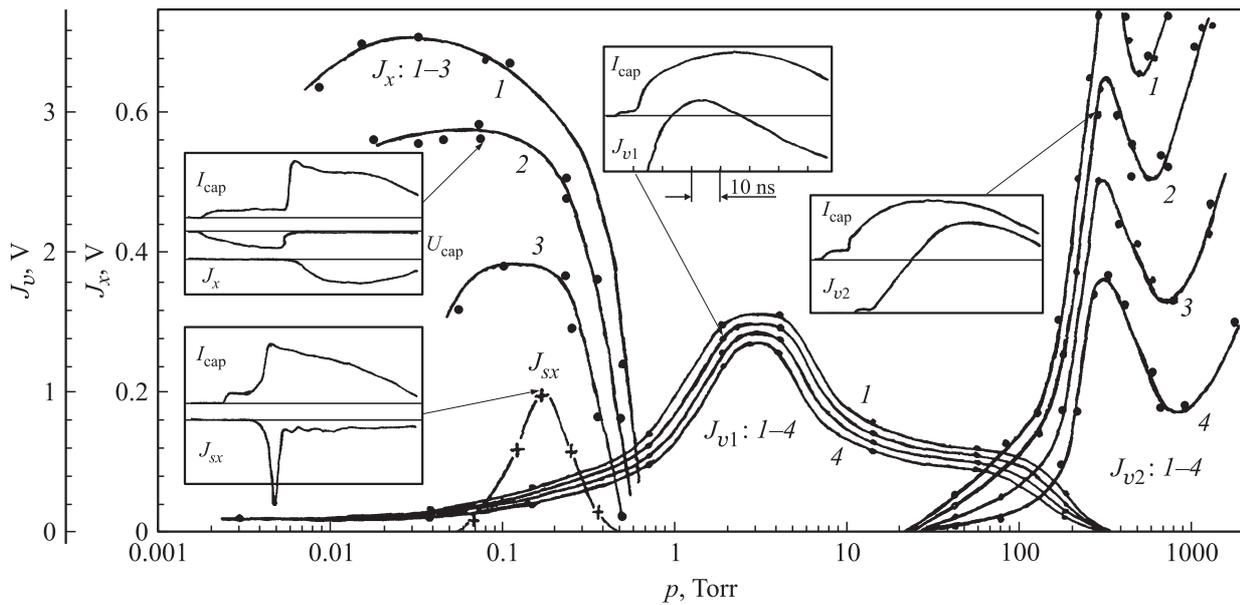


Рис. 6. Зависимости амплитуд первого и второго импульсов видимого излучения J_{v1} , J_{v2} , а также амплитуд импульсов жесткого и мягкого рентгеновского излучения J_x , J_{sx} соответственно от начального давления аргона при различных напряжениях падающей волны. U_{ins} , kV: 1 — 70, 2 — 60, 3 — 50, 4 — 40.

к сильноточному продольному разряду, что можно было бы зарегистрировать оптическими методами сбоку трубки, но это связано с большими конструктивными и диагностическими трудностями.

3. Исследование излучательных характеристик разрядов в малоиндуктивной нагрузке

Сначала рассмотрим экспериментальные результаты, полученные на однокабельной модельной экспериментальной установке. На рис. 6 представлена сводная картина зависимостей амплитуд сигналов с различных датчиков излучения от начального давления аргона и зарядного напряжения генератора, а также во врезках осциллограммы полного разрядного тока и сигналов с датчиков, зарегистрированные при различных давлениях. С ростом давления наблюдается замещение излучения видимого диапазона, содержащегося в первом импульсе J_{v1} , видимым излучением, содержащимся во втором импульсе J_{v2} , что помогает распознать осциллограммы тока и интенсивности видимого излучения. В диапазоне давлений 20–300 Torr наблюдается одновременное излучение обоих импульсов, которое разделяется благодаря различной динамике амплитуд, смещению центров тяжести импульсов, их различному спектральному составу. Так, центр тяжести первого импульса смещен к началу основного тока, центр тяжести второго импульса смещен к концу импульса. Первый импульс содержит преимущественно фиолетовую компоненту, второй — в основном красно-оранжевую.

При соизмеримых усилениях фотоусилителей на стадии скользящего разряда видимого излучения практически нет. Таким образом, определение скользящего лавинного разряда как темного разряда оправдано; лишь при предельных усилениях обнаруживается слабое свечение. Кстати, это относится и к началу первого импульса, следующего с задержкой за быстрым фронтом основного тока.

Подобное поведение свечения разряда подтверждают результаты скоростного фотографирования разряда с торца трубки. На рис. 7 приведены два кадра свечения разряда, полученные с торца трубки с помощью ПЗС-камеры типа K008 компании Vifo со временем экспозиции 1.8 ns. Левый кадр, снятый при максимальном усилении, попал на стадию скользящего лавинного разряда при начальном давлении ~ 0.5 Torr, когда эта стадия длится ~ 10 ns. Картина представляет кольцеобразное размытое слабосветящееся изображение, обладающее

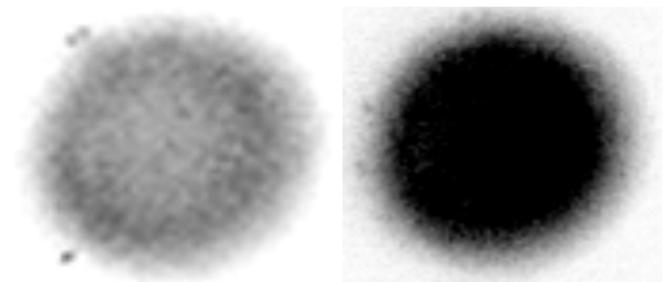


Рис. 7. Фотографии свечения плазмы, полученные с торца трубки на стадии скользящего разряда (левый кадр), и стадии продольного сильноточного разряда (правый кадр); $p = 0.5$ Torr. $U_{inc} = 60$ kV.

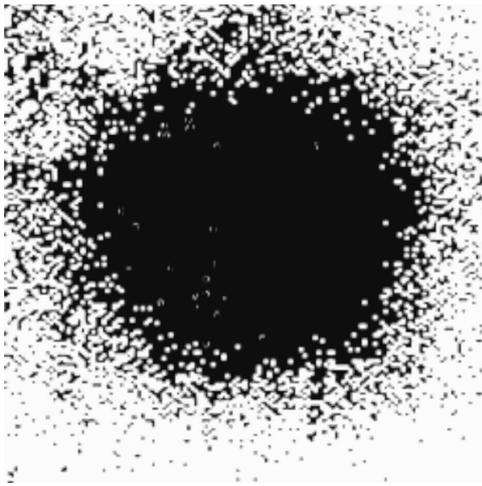


Рис. 8. Отпечаток рентгеновского пучка на пленке, защищенной черной плотной бумагой; $p = 0.01$ Торг.

высокой азимутальной симметрией. Правый кадр представляет несколько пересвеченное, но достаточно однородное изображение основного продольного разряда. Детальное фотографирование этой стадии разряда не обнаружило явно выраженного пинчевания. Он скорее носит характер слабокомпрессионного z -пинча.

Остановимся подробнее на рентгеновских измерениях (рис. 6). Жесткое излучение выводилось через бериллиевое $50\ \mu\text{m}$ окно и регистрировалось с помощью пластического сцинтиллятора, длинного световода и фотоумножителя. Применялись дополнительные алюминиевые фольги для того, чтобы оценивать жесткость излучения по методу поглощающих фольг. Проведенные оценки показали, что жесткая компонента излучения имеет энергию квантов порядка $15\text{--}20\ \text{keV}$. Временная зависимость интенсивности этой компоненты в основном коррелирует с формой основного продольного тока, кроме его фронтальной части. На стадии скользящего разряда подобное излучение не прослеживается (см. верхнюю правую врезку на рис. 6).

С использованием рентгеновской пленки РФ-3, завернутой в черную плотную бумагу и расположенной на расстоянии $50\ \text{mm}$ от среза выходного трубчатого электрода, получен отпечаток рентгеновского пучка за 50 импульсов (рис. 8). Диаметр ядра отпечатка соответствует диаметру сквозного отверстия электрода, равного $3.5\ \text{mm}$, т.е. существенного расширения пучка на данном расстоянии не обнаруживается. То, что это отпечаток рентгеновского пучка, а не электронного луча, было доказано воздействием на него поперечного магнитного поля, не повлекшего за собой изменение полученной картины свечения.

Обнаруженный тонкий пучок жесткого рентгеновского излучения заслуживает специального изучения.

Вернемся к рис. 6. С помощью полупроводникового Si-диода, защищенного от излучения видимого диапазона алюминиевой фольгой толщиной $2\ \mu\text{m}$, зарегистрировано

ЭУФ-излучение. Диод использовался без смещения и работал как регистратор фотоэда. Сигнал J_{sw} появлялся примерно при $p_0 \sim 0.1$ Торг, выходил на максимум при 0.2 Торг и исчезал при давлении газа выше 0.4 Торг. В этом диапазоне давлений еще наблюдалось жесткое рентгеновское излучение, однако оно не регистрируется Si-диодом. Добавление еще одной $2\ \mu\text{m}$ фольги приводило практически к исчезновению ЭУФ-сигнала, что позволило оценить жесткость квантов $h\nu$ по логарифму отношения сигналов. Учитывая неоднозначную зависимость массового коэффициента поглощения от энергии квантов в этом диапазоне спектра, можно оценить ее как величину $15\text{--}80\ \text{eV}$ ($83\text{--}15.5\ \text{nm}$). Отметим также, что длительность ЭУФ-сигнала намного меньше длительности импульса жесткого рентгеновского излучения, и он приходился на фронтальную часть импульса тока (см. правую нижнюю врезку на рис. 6).

4. Исследование ЭУФ-излучения сильноточных малоиндуктивных протяженных разрядов

Из экспериментальных результатов, полученных на установке первой модификации, а именно обнаружение ЭУФ-излучения в узкой зоне начального давления аргона привлекло внимание авторов благодаря возможности его использования при создании коротковолновых лазеров. В связи с этим исследования этого явления были продолжены на установке второй модификации, способной работать при больших разрядных токах благодаря подключению 8 кабелей транспортирующей линии и в

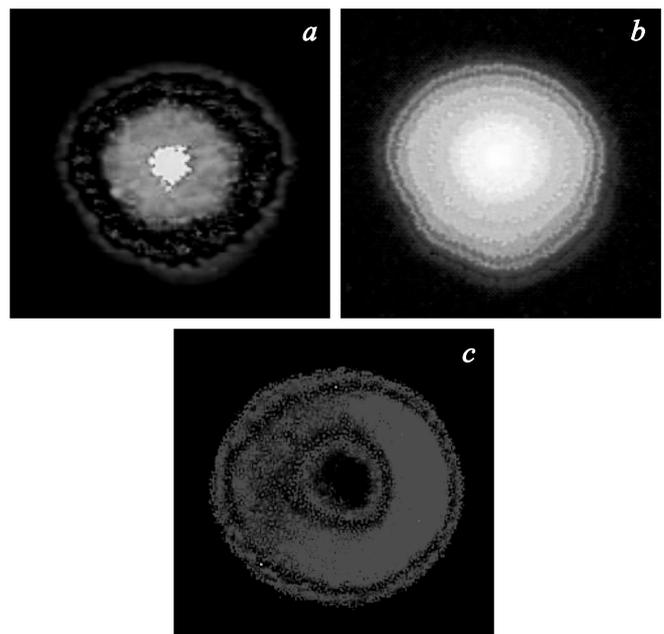


Рис. 9. Ослабленные поглощающими нейтральными оптическими фильтрами интегральные во времени картины свечения разряда при $p_0 = 0.1$ (a), 0.3 (b) и 0.6 Торг (c). Аг. $U_{\text{ins}} = 50\ \text{kV}$.

более протяженных разрядных трубках (длина рабочей части 100 mm).

Как показало интегральное фотографирование разряда с торца трубки, при малых давлениях в отличие от однокабельного источника происходит эффективное пинчевание разряда (рис. 9, *a*), при больших давлениях, как и прежде, имеет место либо слабо компрессионный пинч (*b*), либо разряд все время остается на стенках трубки (*c*).

Осциллографирование полного тока и сигнала с диода обнаружило при низких давлениях аргона предымпульс ЭУФ-излучения, который возникает еще на стадии скользящего разряда (рис. 10, *a*) и пропадает при увеличении давления (*b*). Основной пик излучения начинается всегда почти одновременно с резким возрастанием тока и не может вызываться пинчеванием разряда даже при малых давлениях, когда пинч все же происходит.

Отметим, что при использовании защитной фольги основной пик как бы срывается, в то время как при открытом диоде спад более регулярный. Более того, амплитуда сигнала резко возрастает и после спада имеет длительный пьедестал (рис. 11). Это говорит о нали-

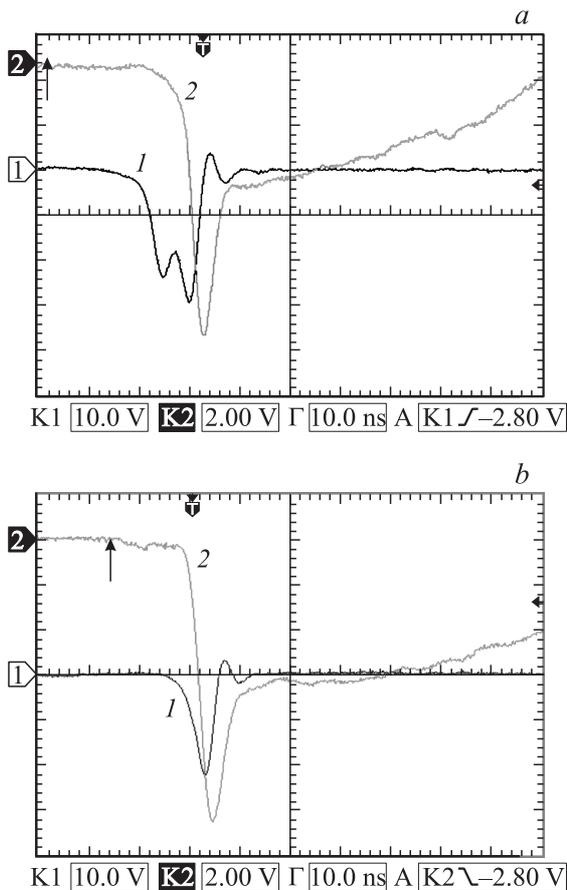


Рис. 10. Осциллограммы сигналов с Si-дио́да (1) и полного тока с фольгового шунта (2) для начального давления газа $p_0 = 0.08$ (*a*) и 0.2 Torr (*b*). Напряжение заряда ДФЛ $U_0 = 60$ kV. Толщина поглощающей фольги $0.8 \mu\text{m}$. Стрелками показаны моменты возникновения скользящего разряда.

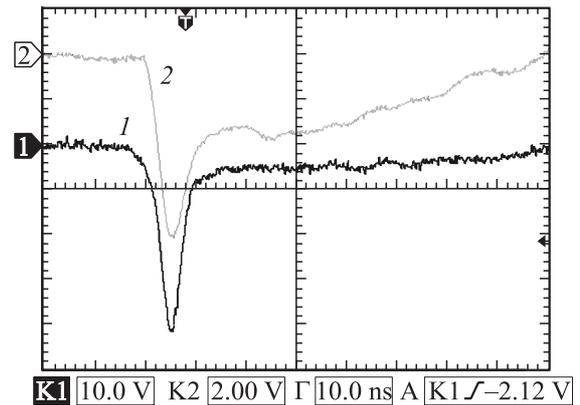


Рис. 11. Осциллограммы сигналов с открытого диода (1) и полного тока с шунта (2) при $p_0 = 0.2$ Torr, $U_{\text{inc}} = 60$ kV.

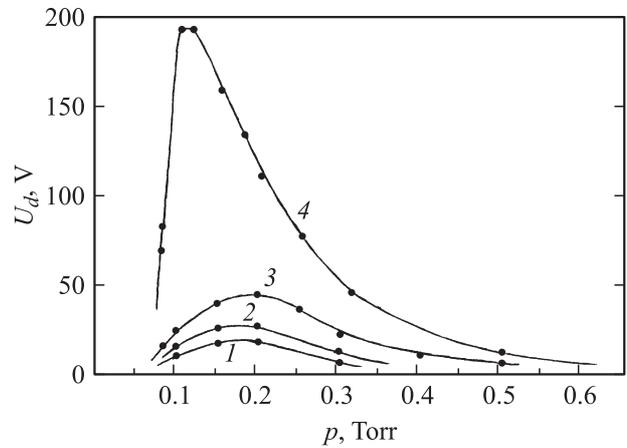


Рис. 12. Зависимости амплитуд основного пика излучения от начального давления аргона при различных толщинах алюминиевых фольг. 1 — 4, 2 — 2, 3 — $0.8 \mu\text{m}$, 4 — открытый диод.

чи релаксирующего плазменного шнура, в котором в самом начале наблюдается генерация ЭУФ-компоненты. Отметим также резкий пик основного продольного тока, практически совпадающий с основным пиком ЭУФ-излучения. При использовании первой модификации установки пик тока только обозначался (см. нижнюю правую врезку на рис. 6).

На рис. 12 представлены зависимости амплитуды основного пика излучения от начального давления аргона при использовании алюминиевых фольг различной толщины. Видно, что увеличение толщины до $4 \mu\text{m}$ ослабляет поток излучения, но он все же остается значимым при начальном давлении ~ 0.2 Torr, что говорит о наличии достаточно жесткой компоненты. Методом поглощающих фольг с использованием пар поглотителей различной толщины была произведена оценка величины средней энергии квантов в первом и втором пиках. Второй пик предоставляет больше возможностей для изучения и практического применения при создании ЭУФ-лазеров, поскольку генерация происходит по всей

длине трубки и возможно его вынужденное усиление. Первый же пик вызывается генерацией излучения при приближении фронта скользящего разряда к выходному электроду и поэтому не вызывает интереса.

В максимуме зависимости амплитуд пика от давления газа были произведены оценки линейного коэффициента поглощения Le , а по нему энергии квантов для двух пар фольг $0.8-2$ и $2-4 \mu\text{m}$. Из экспериментов определялся логарифм отношения интенсивностей прошедшего излучения через первую и вторую фольги $\ln(I_1/I_2) = (h_2 - h_1)/L_e$. В первом случае средняя энергия фотона составляла 800 eV ($\lambda \sim 1.5 \text{ nm}$), во втором случае — 1200 eV (0.5 nm). Эти оценки являются минимальными, так как в этом диапазоне энергий кривая ослабления потока квантов в алюминии не является однозначной, как показали вычисления с помощью программы, разработанной в Национальной лаборатории Беркли, США и доступной для использования в Интернете [12].

Пролить свет на механизм генерации ЭУФ-мягкого рентгеновского излучения (ЭУФ-МР-излучения) может измерение напряжения на входе разрядной трубки. Для этого один из кабелей был отключен от токосборного узла источника и нагружен на делитель напряжения, который служил для измерения напряжения падающей волны U_{inc} . Через освободившийся высоковольтный разъем к токосборному диску был подсоединен второй делитель для измерения напряжения на входе разрядной трубки U_{cap} . На рис. 13 приведены типичные осциллограммы этих напряжений, а также полного разрядного тока.

Заметим, что начало скользящего разряда задерживается относительно подачи напряжения на трубку примерно на 10 ns . Это так называемое время статического выжидания пока появятся лавиноспособные

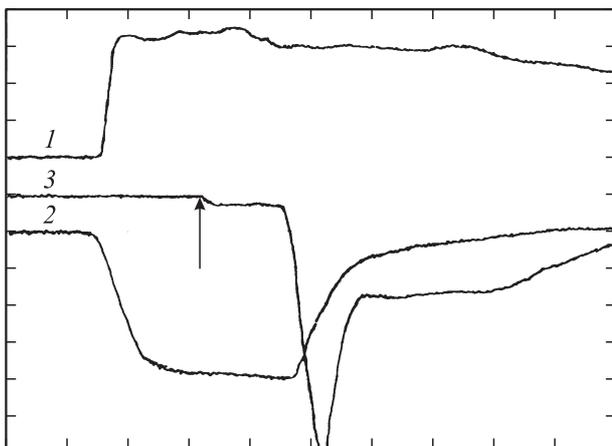


Рис. 13. Осциллограммы напряжений падающей волны (1), входного напряжения на разрядной трубке (2) и полного разрядного тока (3) в безразмерных единицах. Стрелкой показано начало скользящего разряда. Временная развертка 10 ns/div . $U_0 = U_{\text{inc}} = 60 \text{ kV}$.

электроны и его необходимо уменьшить, чтобы избежать существенных разбросов моментов старта лавин.

Рассмотрев совместно приведенные на рис. 13 осциллограммы с осциллограммами на рис. 11, можно увидеть, что основной пик ЭУФ-МР-излучения приходится на середину среза напряжения на трубке, а начинается в момент резкого нарастания тока и спада напряжения. Эту фазу разряда можно назвать высоковольтным самостоятельным разрядом с высокой напряженностью продольного электрического поля ($10-20 \text{ kV/cm}$), которая может быть достаточной для ухода электронов в режим убегания. Подобный эффект известен давно и применяется многими исследователями для получения в разрядах наносекундных электронных пучков, например, в газонаполненных и вакуумных диодах [13,14]. В работе [15] пучок убегающих электронов, получаемый в разряде с полым катодом, инжектировался в капилляр для накачки активной среды на многократно ионизованных ионах. В данном случае убегающие электроны рождаются по всей длине разрядной трубки, приобретают энергию от продольного электрического поля, еще не успевшего упасть, и теряют ее в неупругих столкновениях, связанных с ионизацией и возбуждением все более глубоких уровней ионов. Резкий пик продольного тока связан с долей быстрых электронов в проведении этого тока. Срыв генерации ЭУФ-МР-излучения объясняется не полной обдиркой ионов, а падением электрического поля и срывом процесса убегания электронов. Таким образом, совершается как бы ступенчатая накачка плазмы многозарядных ионов, происходят генерация и усиление рентгеновского излучения по всей длине протяженной разрядной трубки. Для подтверждения этого непинчового механизма генерации коротковолнового излучения необходимы дальнейшие исследования.

Заключение

Осуществлен режим предварительной ионизации газа в малоиндуктивном протяженном разряде ($\sim 1.5 \text{ nH/cm}$, 150 mm) в виде бегущей волны скользящего лавинного разряда, формирующегося при относительно низких рабочих напряжениях двойной формирующей линии (ДФЛ) (до 100 kV). После достижения фронтом волны выходного электрода и замыкания электродов скользящий разряд переходит в сильноточный z -разряд с перестройкой конфигурации электрического поля. Передающая линия импульсной системы питания работает на малоиндуктивную разрядную нагрузку на стадии скользящего разряда как на разомкнутый конец с удвоением напряжения и на стадии сильноточного разряда как на короткое замыкание с удвоением разрядного тока.

Показано, что подобный разряд является многодиапазонным источником коллимированного излучения от видимого света до жесткого рентгена, который может найти применение во многих областях знаний, включая биомедицинские.

Обнаружен новый механизм генерации ЭУФ-МР-излучения в малоиндуктивных протяженных разрядах, который является более сильным по сравнению с механизмом, основанным на пинчующемся разряде. Для выяснения возможности создания таким образом источников когерентного ЭУФ-МР-излучения необходимо проведение спектроскопических исследований при переменной длине капиллярной трубки.

Авторы выражают искреннюю благодарность В.И. Чернобровину за участие в наладке оборудования и проведении экспериментов и И.В. Мирошникову за проведение скоростного фотографирования разрядов.

Настоящая работа проводилась при поддержке грантов № 10-08-01042 и 12-08-01028 Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Rocca J.J., Shlyaptsev V.N., Tomasel E.G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. N 16. P. 2192–2195.
- [2] Gonzalez J.J., Fratti M., Rocca J.J. et al. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 65. P. 026 404-9.
- [3] Burtsev V.A., Bolshakov E.P., Ivanov A.S., Kalinin N.V. et al. // Proc. of the 9th Intern. Conf. X-ray lasers. Beijing. China. 2004. P. 167–170.
- [4] Burtsev V.A., Bolshakov E.P., Ivanov A.S., Kalinin N.V. et al. // Proc. of the 15th Intern. Conf. High Power Particle Beams St.-Petersburg, Russia. 2004. P. 450–453.
- [5] Burtsev V.A., Bolshakov E.P., Ivanov A.S., Kalinin N.V. et al. // Proc. of the 15th IEEE Intern. Pulsed Power Conf. Monterey, CA, USA, 2005. P. 265–268. IEEE T. Plasma Sci. 2006. Vol. 34. N 5. Part 1. P. 1929–1933.
- [6] Burtsev V.A., Bolshakov E.P., Kalinin N.V. et al. // Proc. of the 10th Intern. Conf. X-ray lasers Berlin, Germany, 2006. Springer Proc. Phys. Vol. 115. P. 676–686.
- [7] Burtsev V.A., Kalinin N.V. // Proc. of the Conf. Pulsed Power and Plasma Science. Albuquerque, New Mexico, USA, 2007. IEEE 2007. P. 1695–1698.
- [8] Бурцев В.А., Большаков Е.П., Калинин Н.В. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Электрофизическая аппаратура. 2010. Вып. 5(31). С. 251–264.
- [9] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [10] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 221 с.
- [11] Kolacek K., Bohacek V., Schmit Yu. et al. // Proc. of the 12th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams Israel, 1998. IEEE. Part 1. P. 619–622.
- [12] Center for X-ray Optics. Interactions with matter. <http://www.cxro.lbl.gov>.
- [13] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. // Plasma Devices Oper. 2005. Vol. 13. P. 231–279.
- [14] Mesyats G.A., Korovin S.D., Sharypov K.A. et al. // Phys. Tech. Lett. 2006. Vol. 32. N 1. P. 35–44.
- [15] Favre M., Choi P., Wyndham E. et al. // Proc. of the 28th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases Prague, Czech Republic, 2007. P. 73.