

04;07;12

Эксперименты с плазмонаполненным стержневым пинч-диодом на генераторе МИГ

© С.А. Сорокин

Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: s.sorokin@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 16 июня 2010 г.)

Представлены результаты экспериментов по формированию источника рентгеновского излучения миллиметрового размера на основе плазмонаполненного стержневого пинч-диода. Эксперименты выполнены на сильноточном генераторе МИГ. Инжекцией плазмы в межэлектродный зазор до области плазмонаполненного диода осуществлялось обострение импульса напряжения на диоде и укорочение его длительности. Для обеспечения вывода излучения из вакуумной камеры в приосевом направлении производилось инвертирование положений катода и анода с помощью устройства „конволют“. Продемонстрировано, что энергия низкоимпедансного сильноточного генератора может быть с высокой эффективностью передана в электронный пучок, сфокусированный на кончик стержневого анода с площадью около 1 mm^2 . При использовании в качестве анода заточенного на конус вольфрамового стержня диаметром 1.5 mm получен источник рентгеновского излучения с длительностью импульса до 30 ns , размером около 1 mm и поглощенной дозой до 0.042 Gy за импульс, измеренный LiF термолюминесцентным дозиметром в 1 m от источника за экраном из алюминия толщиной 5 mm .

Введение

В последние годы интенсивно развивается физика и техника мощных импульсных источников с размером около 1 mm высокоэнергетических квантов ($0.02\text{--}10 \text{ MeV}$), главным образом, для радиологии быстропротекающих гидродинамических процессов. В качестве драйверов для электронных диодов радиографических источников применяются импульсные ускорители на базе формирующих линий и так называемой IVA (Inductive Voltage Adder) технологии [1]. С целью получения источника излучения высокой яркости для фокусировки интенсивного потока электронов на излучающую мишень применяются диоды нескольких конфигураций: пинч-диоды, стержневые пинч-диоды (rod-pinch diodes), параксиальные диоды и диоды с магнитной изоляцией (magnetically immersed diodes). Принцип работы этих диодов рассмотрен, например, в обзорном докладе [2]. Поскольку рабочее напряжение диода в значительной степени предопределено требуемой в конкретной задаче проникающей способностью излучения (энергией квантов излучения), то передаваемая в диод мощность и, как результат, излученная доза определяются импедансом диода. Параксиальные диоды и диоды с магнитной изоляцией имеют характерный импеданс около 150Ω . Пинч-диоды и стержневые пинч-диоды (диоды с самопинчеванием) имеют характерный импеданс $40\text{--}50 \Omega$. Импеданс стержневого пинч-диода может быть существенно снижен инжекцией плазмы в межэлектродный зазор [3–6]. Плазмонаполненный стержневой пинч (ПНСП)-диод (plasma-filled rod-pinch diode) в начальной стадии короткозамкнут инжектированной плазмой, которая сгребается (в режиме „снежного плуга“) лоренцевой силой ($\mathbf{J} \times \mathbf{B}$) к иглообразному кончику стержневого

анода. Тонкий вакуумный зазор формируется в разреженной плазме, когда движущаяся плазма достигает кончика иглы (см. рис. 1). Характерный импеданс ПНСП-диода составляет единицы Ω , поэтому с учетом миниатюрных размеров диода плотности тока и энергии в электронном пучке практически на два порядка превышают их величину в традиционных вакуумных диодах. В качестве драйвера такого устройства могут быть использованы низкоимпедансные сильноточные генераторы, построенные в ряде стран в 80-е и 90-е годы прошлого века для исследования быстрых Z-пинчей. Вместе с тем плазмонаполненный диод совмещает функции низкоимпедансного электронного диода и плазменного прерывателя тока (уменьшение длительности и увеличение пикового значения импульса напряжения на диоде). Благодаря потенциально высокому удельному параметрам (по сравнению с вакуумными диодами) ПНСП-диоды несомненно представляют практический интерес как инструмент для импульсной рентгеновской радиологии. Кроме того, в связи с высокой плотностью энергии электронного пучка, фокусируемого на кончик анодного стержня в плазмонаполненном стержневом пинч-диоде, такое устройство может быть использовано для генерации сгустков плазмы с высокой плотностью энергии.

В Naval Research Laboratory (США) на генераторе Gamble II (1 MA , 2 MV , 100 ns) были проведены первые эксперименты с ПНСП-диодами и получены многообещающие результаты. При размере источника излучения около 1 mm измеренная CaF_2 термолюминесцентным дозиметром интегральная за импульс доза излучения составляла около 0.2 Gy в 1 m от диода [4,5]. В работе [5] по мере увеличения плотности инжектированной плазмы импеданс ПНСП-диода во время максимума

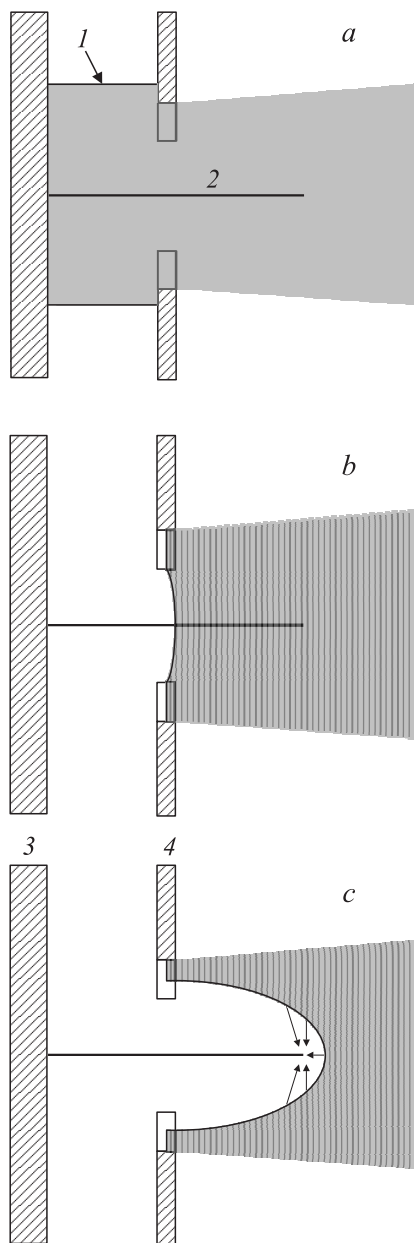


Рис. 1. Иллюстрация последовательности событий в ПНСП-диоде: 1 — токовый слой, 2 — плазма, 3 — анод, 4 — катод.

излучения изменялся от 7 до 0.6Ω , что в принципе позволяет реализовать хорошее согласование с генератором Gamble II (2Ω). В настоящей работе представлены эксперименты с ПНСП-диодом на сильноточном генераторе МИГ (1.3 MV , 0.65Ω , 80 ns) [7]. Одна из задач этой работы — создать такое исходное распределение массы инжектированной плазмы, которое обеспечило бы накопление магнитной энергии на временном интервале, сравнимом с длительностью импульса напряжения генератора (стадия короткозамкнутого диода), а также, сравнительно высокий импеданс (несколько Ω) электронного диода (стадия формирования вакуумного зазора у кончика анодного стержня). Иллюстрация

используемой в работе конфигурации электродов и инжектированной плазмы, а также последовательности событий в плазмонаполненном стержневом пинч-диоде, ведущих к формированию интенсивного электронного потока на кончик анода, показаны на рис. 1. На рис. 1, *a* показано начальное положение плазмы. Выбором диаметра и плотности инжектированного столба плазмы определяется время его радиального сжатия током генератора. Стержневой диод исходно короткозамкнут, и (после запуска генератора) энергия накапливается в индуктивной нагрузке. После имплозии плазменного столба на ось (анодный стержень) стадия радиального движения токового слоя переходит в стадию аксиального движения (рис. 1, *b*). Так как давление магнитного поля обратно пропорционально квадрату радиуса, то процесс аксиального движения сравнительно скоротечен и по сути проявляется в оттеснении плазмы от анодного стержня в радиальном направлении и (как ожидается) завершается быстрым ростом импеданса (формирование диода) при выходе токового слоя на кончик анодного стержня (рис. 1, *c*). Таким образом, в рассматриваемой конфигурации плазмонаполненный диод совмещает функции плазменного прерывателя тока (уменьшение длительности и увеличение пикового значения импульса напряжения) и низкоимпедансного электронного диода. Схема с передачей энергии генератора вначале в индуктивную нагрузку, а затем в электронный пучок потенциально позволяет повысить напряжение на диоде (для повышения эффективности конверсии энергии электронов в излучение) и снизить длительность его импульса для повышения временного разрешения радиографического источника. Все это в определенной степени снимает проблему согласования импедансов генератора и диода, что важно в условиях изменяющегося импеданса ПНСП-диода.

1. Экспериментальная установка

Схема эксперимента показана на рис. 2. Так как внутренние электроды водяных линий генератора МИГ заряжаются отрицательно, то для обеспечения вывода излучения из вакуумной камеры в приосевом направлении осуществляется инвертирование положений катода и анода с помощью устройства „конволют“. Высоковольтный катод выносится за анод с помощью 6 стержней и отверстий в анодном диске вакуумной передающей линии, как показано на рис. 1. Такое устройство применяется для того, чтобы исключить экранировку источника излучения (кончика стержня) от исследуемого объекта анодным стержнем и элементами его крепления. Плазма создается с помощью капиллярного разряда и поступает в межэлектродный зазор через сопло кольцевого сечения. Отверстие капилляра диаметром 1 mm сделано в тефлоновой втулке. На выходе капилляра имеется конусное расширение. Схема питания плазменной пушки содержит конденсатор ИК40-5 ($C = 5 \mu\text{F}$, V до 40 kV) и управляемый высоковольтный разрядник. Полупериод

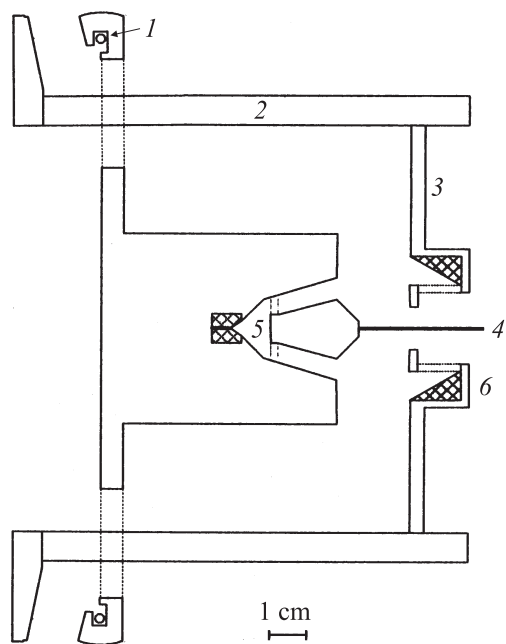


Рис. 2. Схема эксперимента с ПНСП-диодом: 1 — магнитный зонд, 2 — стержни „конволута“, 3 — катодный диск, 4 — анодный стержень, 5 — плазменная пушка, 6 — отражатель.

тока в разрядном контуре составляет около $4.5 \mu\text{s}$. Масса инжектированной в межэлектродный зазор плазменной оболочки определяется зарядным напряжением конденсатора и задержкой запуска генератора относительно момента срабатывания плазменной пушки. Плазменный поток направляется к анодному стержню с помощью конусного тефлонового отражателя. После отражателя плазма проходит через „беличье колесо“, поддерживающее дисковый катод. Генератор запускается в тот момент времени, когда область между соплом (анодом) и катодным диском заполняется относительно плотной плазмой, а область кончика анодного стержня достигает лишь передний низкоплотный фронт плазменного потока. Ожидаемая последовательность процессов в такой конфигурации ПНСП-диода описана во Введении. В начальной стадии разряда нагрузкой генератора по сути является плазменный лайнер (Z-пинч). Ток протекает от сопла к катодному диску по внешней границе плазменной струи, сгребая ее к оси. При этом происходит накопление магнитной энергии в индуктивном контуре. По мере выхода плазменной оболочки на ось (анодный стержень) начинается процесс аксиального движения токового слоя с последующим формированием вакуумного зазора у кончика анодного стержня. С водяной стороны проходного „вода-вакуум“ изолятора установлен резистивный делитель напряжения. Для измерения тока применялись магнитные зонды. Напряжение на диоде V_d восстанавливалось вычитанием измеренной зондом индуктивной составляющей $L(dI/dt)$ (L — индуктивность электрического контура после места установки делителя напряжения, I — ток) из напряжения у проходного изо-

лятора V (сигнала резистивного делителя). Нульмерное моделирование динамики движения плазмы показывает, что член dL/dt в суммарном импедансе нагрузки существен лишь до выхода плазменной оболочки на ось (анодный стержень), т.е. до формирования диода. Мощность дозы рентгеновского излучения измерялась кремниевым p-i-n-диодом, а интегральная за импульс доза — LiF термолюминесцентным дозиметром (ТЛД). Измерения производились на оси диода в 1 метре от него. Для получения изображения источника излучения в собственных лучах применялась камера-обскура. Линия наблюдения камеры была направлена радиально на кончик анодного стержня. В качестве стержневого анода использовался вольфрамовый провод диаметром 1.5 mm. Кончик стержня затачивался на конус на длине 3–10 mm. Внутренний диаметр катодного диска — 14 mm.

2. Результаты экспериментальных исследований

На рис. 3 показаны осциллограммы резистивного делителя, магнитного зонда (приведена к напряжению на индуктивности контура $L(dI/dt)$, где L — индуктивность контура при начальном положении плазмы) и p-i-n-диода для одного из выстрелов с инжектированной плазмой (анодный стержень — вольфрам диаметром 1.5 mm, заточенный на конус на длине 4 mm, стержень выходит за срез катодного кольца на 10 mm). Видно, что первые 20 ns сигнал магнитного зонда соответствует сигналу напряжения у изолятора, т.е. диод короткозамкнут плазмой. Излучение (сигнал с p-i-n-диода) в это время отсутствует. Затем происходит отставание сигнала магнитного зонда, связанное с движением плазмы (с ростом индуктивности контура и, в частности, с присутствием импеданса dL/dt) с последующим его быстрым спадом

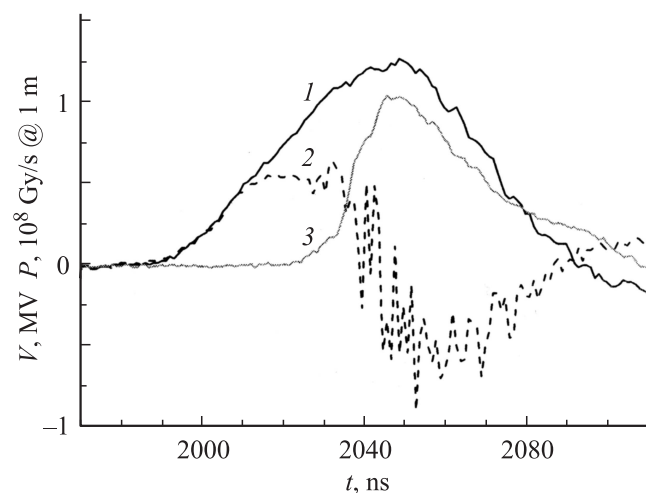


Рис. 3. Осциллограммы активного делителя напряжения (1), магнитного зонда (2) и p-i-n-диода (3) для выстрела с инжектированной плазмой (анодный стержень — вольфрам диаметром 1.5 mm).

и переполяриванием на фоне роста сигнала р-і-п-диода. Разумно предположить, что к этому моменту происходит сгребание инжектированной плазмы (в режиме „снежного плуга“) к кончику анодного стержня и образование около него вакуумного зазора (диода).

На рис. 4 показано напряжение на активной нагрузке V_d , вычисленное вычитанием индуктивной составляющей из сигнала резистивного делителя, а на рис. 5 показан импеданс нагрузки R (включающий импеданс диода R_d и член dL/dt), вычисленный делением напряжения на ток ($R = V_d/I$). Присутствие импедансов dL/dt и R_d разнесено во времени. Импеданс dL/dt (не более 0.5Ω) превалирует примерно до 2030 ns (до выхода плазменной оболочки на ось), затем (с началом формирования вакуумного зазора) определяющим является R_d . Отметим, что восстановление V_d и R произведено до 2065 ns (около 75 ns от начала импульса напряжения на изоляторе). В это время происходит пробой вакуумной

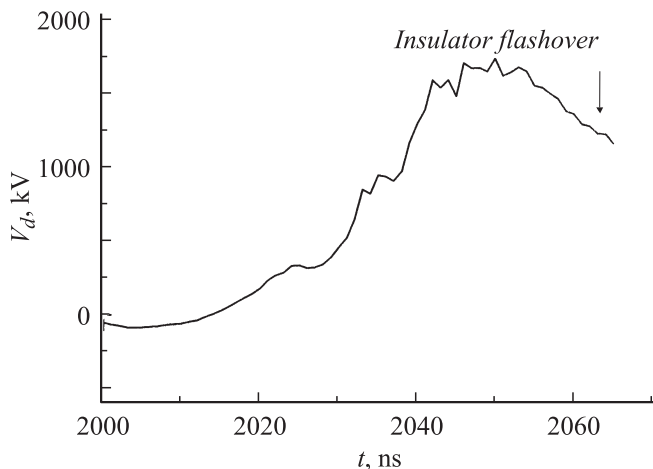


Рис. 4. Напряжение на активной нагрузке V_d , вычисленное вычитанием индуктивной составляющей из сигнала резистивного делителя.

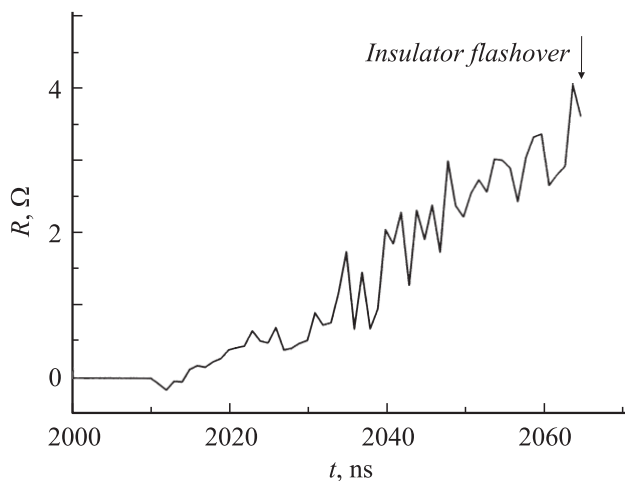


Рис. 5. Импеданс нагрузки R (включающей импеданс диода R_d и член dL/dt), вычисленный делением напряжения на ток ($R = V_d/I$).

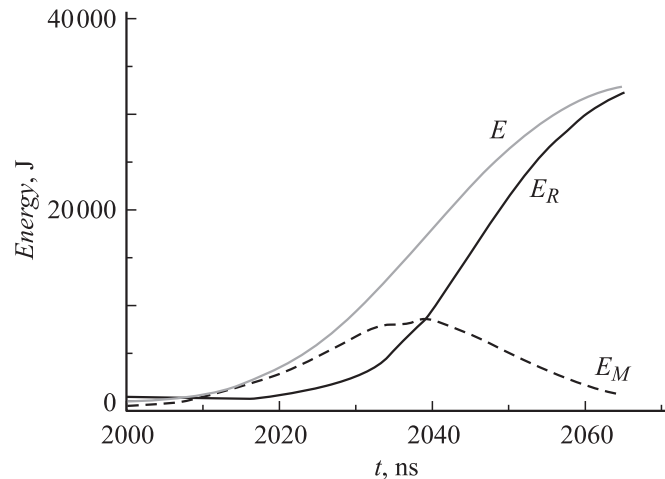


Рис. 6. Эволюция энергии переданной в нагрузку E_R (получена интегрированием по времени I^2R), энергии переданной в нагрузку и индуктивности контура E (получена интегрированием по времени IV) и магнитной энергии в индуктивности контура $E_M = E - E_R$.

поверхности разделительного (вода–вакуум) изолятора и в дальнейшем электрическая цепь становится не односвязной (сигнал делителя напряжения не связан с процессами в нагрузке). Из рис. 5 видно, что импеданс диода около пика излучения достигает $2-3 \Omega$. При этом напряжение на диоде (1.7 MV) превышает напряжение генератора (1.25 MV у разделительного изолятора).

На рис. 6 показана эволюция энергии, переданной в нагрузку E_R (получена интегрированием по времени I^2R), энергии, переданной в нагрузку, и индуктивности контура E (получена интегрированием по времени IV) и магнитной энергии в индуктивности контура $E_M = E - E_R$. Таким образом, до пробоя изолятора в нагрузку передается около 32 kJ , из них около 2.5 kJ (до 2030 ns) в кинетическую энергию плазмы (импеданс dL/dt) и около 30 kJ в энергию электронного и ионного пучков (в диод). Основная часть энергии приходится на электронный пучок. Вместе с тем основанная на расчетах [8] оценка энергии электронного пучка, соответствующей излученной дозе, дает около 10 kJ , т. е. не весь электронный ток фокусируется на анодный стержень. Имеют место утечки электронного тока на анодо-держатель (и, возможно, в „конволюте“). Это подтверждают как „следы“ электронного пучка на анодо-держателе, так и полученные с помощью рентгеновской камеры-обскуры изображения (в собственных лучах) анодо-держателя. Таким образом, в кончике анодного стержня объемом около 1 mm^3 выделяется около 10 kJ энергии. При этом, как видно из обскурограмм (рис. 7), плотность выделения энергии у самого кончика острия существенно выше средней по объему. Это обстоятельство представляется привлекательным с точки зрения исследований по созданию ступков плазмы с высокой плотностью энергии. В рассматриваемом выстреле поглощенная доза в 1 m от источника (измеренная в при-

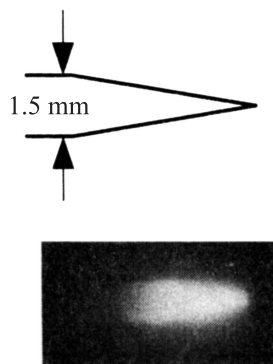


Рис. 7. Профиль анодного стержня (вверху) и обскурограмма (внизу) для выстрела с ПНСП-диодом. Диаметр вольфрамового стержня 1.5 mm. Положения профиля стержня и обскурограммы в направлении вдоль оси диода совмещены.

осевом направлении LiF ТЛД детектором за алюминием толщиной 5 mm) составляет 0.042 Gy. Отметим, что поглощенная доза для LiF близка к поглощенной дозе для воздуха. Оцененный по обскурограмме эффективный размер источника излучения в приосевом направлении составляет не более 1 mm.

В рассмотренном выстреле задержка τ между запуском плазменной пушки и началом импульса напряжения на проходном изоляторе (тока в блоке нагрузки) составляла 4.6 μ s. При такой задержке формирование диода начинается через 40–50 ns после начала импульса напряжения на проходном изоляторе (т.е. около его максимального значения). Накопленная к этому времени в индуктивном контуре магнитная энергия сравнительно невелика и составляет около 8.5 kJ. Поэтому энергия в диод поступает главным образом напрямую от генератора, а обострение импульса напряжения на диоде невелико. При задержках более 4.6 μ s с увеличением задержки τ увеличивается и время от начала импульса напряжения на изоляторе до формирования диода. При этом эффект формирования диода сохраняется, по крайней мере до тех пор, пока формирование диода начинается до окончания импульса напряжения на изоляторе (около 100–120 ns от начала импульса напряжения на изоляторе), однако доза и ее мощность излучения значительно снижаются (практически на порядок при задержке $\tau = 5.2 \mu$ s и формировании диода через 100 ns от начала импульса напряжения на изоляторе). По-видимому, по мере того как с увеличением задержки возрастает плотность инжектированной плазмы в области кончика анодного стержня, импеданс диода и, как следствие, напряжение на диоде снижаются. При задержке $\tau < 4.6 \mu$ s плазма не успевает достичь области кончика анодного стержня. В выстрелах с такой задержкой плазма в межэлектродном зазоре лишь обеспечивает некоторое обострение импульса напряжения на диоде, а диод работает в вакуумном высокоимпедансном режиме. Доза излучения в таких выстрелах составляла 0.006–0.01 Gy.

Производились также сравнительные выстрелы без инжекции плазмы [6]. В таких выстрелах измеренная

мощность дозы соответствует напряжению V у проходного изолятора (индуктивная составляющая $L(di/dt)$ в этом случае мала), согласно скейлингу зависимости выхода излучения от напряжения на диоде (см. [8]) и величине критического тока для вакуумного стержневого пинч-диода [8]. Пиковая мощность дозы составляет около $(3-7) \cdot 10^5$ Gy/s @ 1 m. Интегральная за импульс доза — 0.005–0.008 Gy. На обскурограммах наблюдается однородное излучение с конусной части анодного стержня с последующим, по мере удаления от конусной части, его затуханием на длине 3–10 mm. Отметим, что в плазмонаполненном диоде пучок фокусируется на существенно меньшую площадь кончика анодного стержня.

3. Обсуждение результатов

Проведем сравнение доз излучения, полученных в этих экспериментах и в экспериментах на Gamble II [5]. Прямое сравнение затруднено тем, что измерения производились различными дозиметрами, а именно LiF ТЛД в этих экспериментах и CaF₂ ТЛД в экспериментах на Gamble II. При сравнимых в обеих работах напряжениях на диоде и одинаковых экранах перед дозиметрами (алюминий толщиной 5 mm) в работе [5] при энергии электронов в пучке около 50 kJ измеренные CaF₂ ТЛД дозы излучения составляли около 0.2 Gy. В данной работе при энергии электронов в пучке около 30 kJ измеренные LiF ТЛД дозы излучения составляли около 0.04 Gy.

На рис. 8 приведены зависимости от отношения массовых энергетических коэффициентов поглощения LiF и CaF₂ и ослабления интенсивности излучения алюминием толщиной 5 mm от энергии квантов. Из рисунка видно, что в спектральном диапазоне излучения 20–60 keV, в котором пропускание излучения алюминием толщиной 5 mm достаточно велико, коэффициент поглощения CaF₂ (а следовательно, и поглощенная

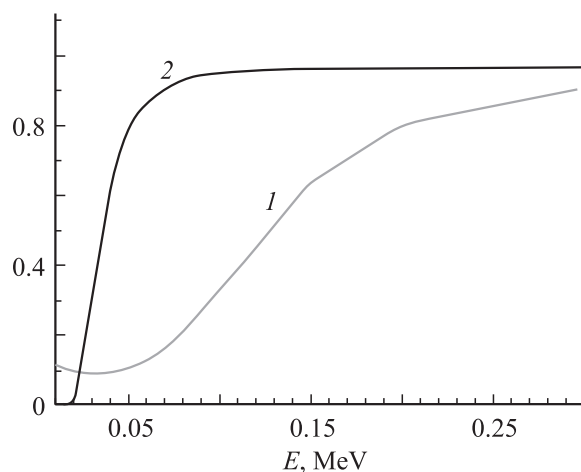


Рис. 8. Зависимости от энергии квантов отношения массовых энергетических коэффициентов поглощения LiF и CaF₂ (1) и ослабления интенсивности излучения алюминием толщиной 5 mm (2).

доза) практически на порядок превышают коэффициент поглощения LiF. Чтобы убедиться в том, что излучение из диапазона 10–60 keV (в этом диапазоне пропускание экрана изменяется практически от нуля до 0.9) вносит существенный вклад в дозу излучения, в одном из выстрелов были установлены ТЛД (LiF) перед и за алюминиевым экраном. Доза, измеренная дозиметром перед экраном, в 2.5 раза превышала дозу за экраном. Таким образом, основной вклад в дозу вносит излучение с энергией квантов ниже 60 keV, для которого отношение массовых энергетических коэффициентов поглощения LiF и CaF₂ составляет около 0.1. Приведенные оценки показывают, что эффективность преобразования энергии электронного пучка в рентгеновское излучение в данной работе и в работе [5] приблизительно одинакова. Кроме того, из проведенных измерений следует, что регистрируемые в этой серии экспериментов дозы излучения существенно определяются выбором экрана перед дозиметром и могут быть увеличены уменьшением толщины экрана (расширением регистрируемого спектрального диапазона излучения).

Заключение

В проведенных экспериментах продемонстрировано, что инжекция плазмы в стержневой пинч-диод позволяет существенно увеличить плотность электронного тока на кончик анодного стержня как за счет более низкого импеданса плазмонаполненного диода, так и за счет более плотной фокусировки электронного пучка. Как результат, реализуется источник рентгеновского излучения с большей дозой и меньшими размерами по сравнению с вакуумным стержневым пинч-диодом. Инжекция в межэлектродный зазор перед диодом относительно более плотной плазмы позволяет обострить импульс напряжения на диоде. Для того чтобы на генераторе с отрицательной зарядкой формирующих линий обеспечить вывод из вакуумной камеры излучения стержневого диода в приосевом направлении, в настоящих экспериментах успешно применено устройство типа „конволют“. Показано, что энергия низкоимпедансного высокопоточного генератора может быть с высокой эффективностью передана в электронный пучок, сфокусированный на кончик стержневого анода площадью около 1 mm². При использовании в качестве анода заточенного на конус вольфрамового стержня диаметром 1.5 mm получен источник рентгеновского излучения с длительностью импульса до 30 ns, размером около 1 mm и поглощенной дозой до 0.042 Gy, измеренной LiF термолюминесцентным дозиметром в 1 m от источника за экраном из алюминия толщиной 5 mm.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 09-08-99055.

Список литературы

- [1] Ramirez J.J., Hasti D.E., Corley J.P. et al. // 5th IEEE Pulsed Power Conf. 1985. P. 143–146.
- [2] Maenchen J.E., Cordova S., Griffin F. et al. // 13th Int. Symp. on High Current Electronics. 2004. P. 27–32.
- [3] Miller P.A., Poukey J.W., Wright T.P. // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 35. N 14. P. 940.
- [4] Weber B.V., Comisso R.J., Cooperstein G. et al. // Physics of Plasmas. 2004. Vol. 11. N 5. P. 2916–1927.
- [5] Weber B.V., Allen R.J., Comisso R.J. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2008. Vol. 36. N 2. P. 443–455.
- [6] Сорокин С.А. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 8. С. 86–74.
- [7] Кабламбаев Б.А., Лучинский А.В., Петин В.К., Ратахин Н.А., Сорокин С.А., Федущак В.Ф., Чайковский С.А., Шляхтун С.В. // Вопросы атомной науки и техники. 2001. Вып. 3–4. С. 149.
- [8] Swanekamp S.B., Cooperstein G., Schumer J.W. et al. // IEEE Trans. Plasma. Sci. 2004. Vol. 32. N 5. P. 2004–2016.