

Источник рентгеновского излучения для облучения объектов большой площади

© В.К. Петин, С.В. Шляхтун, В.И. Орешкин, Н.А. Ратахин

Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: shljakhtun_s@ovpe.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 14 июня 2007 г.)

Приведены результаты экспериментов с трехкольцевым большеплощадным диодом, проводившиеся на импульсном генераторе МИГ. Генератор МИГ позволяет получать в бегущей волне электрические импульсы мощностью около 2 TW при длительности импульса на полувысоте 50–60 ns (1.2–1.4 TW, 80–90 ns в наших экспериментах). В использованном режиме работы импульсного генератора МИГ амплитуда тока через нагрузку составляла 2 MA (ток релятивистского электронного пучка) при напряжении на диоде ~ 500 kV. Нагрузкой являлся большеплощадный вакуумный диод с тремя кольцевыми катодами. В данном режиме за счет согласования выходного сопротивления генератора МИГ с сопротивлением нагрузки в энергию релятивистского электронного пучка удалось передать до 20% от энергии, запасенной в конденсаторной батарее. В результате при торможении пучка на конденсированной фольговой мишени получены следующие параметры источника излучения: средняя энергия квантов ~ 70 keV; площадь облучения — 500 cm²; длительность импульса излучения на полувысоте — 65 ns; флюенс энергии в полном спектре — 2 J/cm²; доля рентгеновского излучения (диапазон 10–100 keV) во флюенсе $\sim 50\%$.

PACS: 52.59.-f

Введение

В середине 70-х годов прошлого столетия были созданы высоковольтные импульсные генераторы с характерным временем нарастания тока и напряжения ~ 100 ns и мощностью около тераватта. На установках этого класса стали проводиться исследования релятивистских электронных пучков и высокотемпературной плазмы лайнеров, или быстрых Z-пинчей [1–5]. В настоящее время в мире насчитывается около 15 генераторов [6] с мощностью выше 1 TW и током более 1 MA, причем значительная часть этих генераторов сосредоточена в США и России. В последние годы повышенное внимание к этим исследованиям связано с успешными экспериментами по сжатию многопроволочных лайнеров, осуществленными на установке Z, Сандия (Sandia)μ, США [7,8]. В ходе экспериментов на установке Z, проводимых при уровне тока 15–20 MA, были получены рекордные выходы теплового излучения свыше 1.5 MJ, открывающие новые перспективы в проблеме управляемого термоядерного синтеза. Другое направление исследований на генераторах данного класса — получение релятивистских электронных пучков и создание на их основе источников жесткого рентгеновского излучения [9–11], в частности в спектральном диапазоне (10–100) keV. При этом, если облучаемые площади невелики ($5–50$ cm²), то используются сильноточные пинч-диоды, при облучении больших площадей целесообразно использовать большеплощадные диоды с несколькими катодами. В последнем случае основной задачей является повышение мощности излучения, которое может быть достигнуто лишь за счет повышения тока пучка, так как повышение напряжения на диоде

ведет к увеличению доли гамма-квантов ($h\nu > 100$ keV) в спектре. В связи с этим основной задачей, которая решалась в ходе выполнения данной работы, являлось увеличение тока вакуумного диода.

Мощные большеплощадные источники рентгеновского излучения созданы в США на установках BlackJack-5, PROTO-II [9,10,12] с электрической мощностью ~ 10 TW. Однако эти результаты были получены в несогласованном режиме работы генератора, т.е. при выходном сопротивлении последнего, значительно превышающем сопротивление вакуумного диода. В данной работе задача увеличения тока релятивистского электронного пучка решалась путем оптимизации выходных характеристик вакуумного диода с целью наибольшего согласования выходного сопротивления генератора и импеданса диода.

1. Постановка задачи

Вакуумные диоды для получения полей излучения большой площади > 100 cm² со средним импедансом диода $0.35–0.5$ Ω могут быть реализованы на основе кольцевых диодов с симметричным растеканием тока по внутренним и внешним токопроводам [9,10,13]. Поскольку параметры выходных импульсов излучения определяются кроме электронного диода и другими элементами узла нагрузки, необходимо определиться с принципами конструирования блока нагрузки для заданного источника излучения. Блок нагрузки состоит из секционированного изолятора, собранного из полиэтиленовых изоляторных и градиентных колец из нержавеющей стали, магнитно-изолированной вакуумной линии (МИВЛ) и

вакуумного диода, образованного катодом и фольговым или массивным анодом (мишенью).

Так как выход фотонного излучения с $h\nu \leq 100 \text{ keV}$ при торможении ускоренных электронов в мишени пропорционален мощности прикладываемого к диоду электрического импульса, целесообразно стремиться к согласованному режиму работы установки, когда блок нагрузки безындуктивен и сопротивление диода максимально близко к волновому сопротивлению передающей линии. Необходимость минимизации индуктивности элементов блока нагрузки требует максимального уменьшения длины секционированного изолятора и зазоров МИВЛ. В то же время элементы блока нагрузки должны обеспечивать генерацию стабильного электронного пучка с нужными параметрами при минимальных потерях энергии. Последние появляются из-за преждевременного перекрытия по поверхности секционированного изолятора, утечек в МИВД, преждевременного замыкания электронного диода образующейся плазмой. Как правило, средняя напряженность электрического поля на поверхности секционированного изолятора без его пробоя импульсами длительностью десятки наносекунд на полувысоте не превышает 100 kV/cm . Геометрический импеданс и соответственно зазоры МИВЛ, согласно [14], для напряжений $U \leq 1.3 \text{ MeV}$ выбираются из условия $Z_0 \geq 3.3Z_l$, где Z_0 — геометрический импеданс МИВЛ, $Z_l = U_l/I_l$ — импеданс нагрузки, где U_l — напряжение на нагрузке, I_l — ток в нагрузке.

Ускоренный в вакуумном диоде одно- или многокольцевой электронный пучок, стабилизированный собственными магнитными полями токов, растекающихся во внутреннем и внешнем обратных токопроводах, при взаимодействии с анодом (Ta, $10\text{--}50 \mu\text{m}$) конвертирует энергию ускоренных электронов в энергию рентгеновского излучения. При этом формируется рентгеновский излучатель (источник), состоящий из одного или нескольких кольцевых изотропных источников со средними диаметрами, равными средним диаметрам использованных кольцевых катодов и шириной кольца, примерно равной ширине выемок в кольцевых катодах. Поле излучения изотропных колец легко рассчитать по формулам, приведенным в работе [15]. Количество кольцевых катодов в диоде, их диаметры и распределение токов в нем определяются облучаемой площадью и требуемой однородностью поля излучения. Наилучшая однородность поля излучения реализуется в диодах с максимальным количеством катодов. В свою очередь, максимальное количество кольцевых катодов ограничено необходимостью подвода к ним энергии по магнитоизолированным линиям. Оптимальной конфигурацией диода с облучаемой площадью в 500 cm^2 является диод с тремя кольцевыми катодами.

Вакуумные диоды с кольцевыми пучками представляют собой набор параллельных пинч-диодов с токами, стягивающимися с кромок кольцевых катодов к средней линии колец. Таким образом, трехкольцевой диод является набором шести пинч-диодов с параллельно

соединенными импедансами. Импеданс каждого диода в кольцевой системе определяется, в первом приближении, парapotенциальной моделью с учетом уменьшения геометрического зазора анод–катод до эффективного из-за движения плазмы в зазоре с типичной скоростью $4 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$. Согласно парapotенциальной модели, ток в диоде вычисляется по известной формуле [16]

$$I = 8.5\gamma \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) r / d_{\text{eff}} [\text{kA}], \quad (1)$$

где r — радиус катода, d_{eff} — эффективный зазор в диоде, $\gamma = 1 + \frac{eU}{mc^2}$ — релятивистский фактор, U — напряжение на диоде, mc^2 — энергия покоя электрона. Вводя переменную $R_d = U/I$, обозначающую сопротивление диода, с учетом (1) имеем

$$R_d = \frac{U}{I} = \frac{mc^2(\gamma - 1)}{eI} = \varphi(\gamma) d_{\text{eff}}/r. \quad (2)$$

Видно, что сопротивление диода зависит от отношения зазора к радиусу катода, умноженному на некую функцию $\varphi(\gamma)$. Проанализировав поведение $\varphi(\gamma)$ в интересующей нас области напряжений $0.5 \leq U \leq 2 \text{ MV}$, можно заметить, что в этой области $\varphi(\gamma)$ слабо зависит от U и равняется $22\text{--}23 \Omega$, следовательно, для оценки сопротивления диода можно использовать выражение

$$R_d = (22\text{--}23) d_{\text{eff}}/r = (22\text{--}23) (d - V_p \tau_f)/r, \quad (3)$$

где d — геометрический зазор в диоде (см), r — радиус катода (см), τ_f — длительность переднего фронта

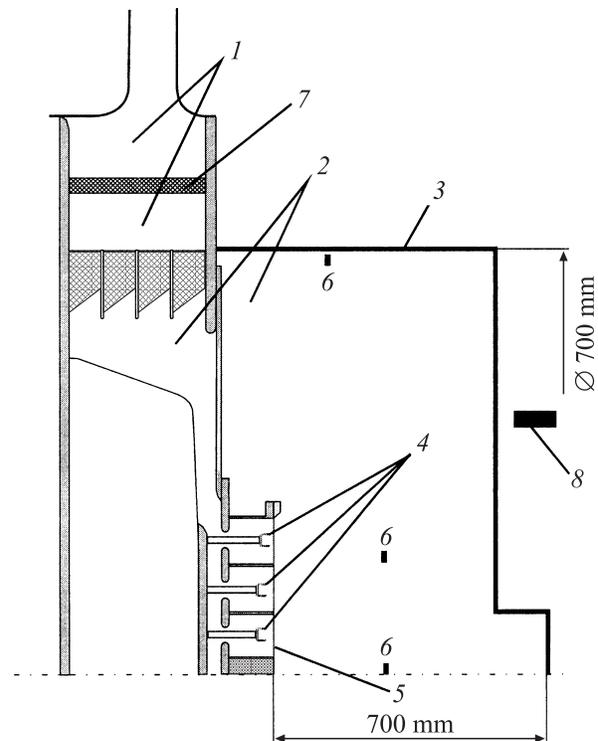


Рис. 1. Схема блока нагрузки: 1 — вода, 2 — вакуум, 3 — корпус вакуумной камеры, 4 — катоды, 5 — фольговый анод, 6 — детекторы LiF, 7 — делитель напряжения, 8 — кремниевый детектор СКД1-01.

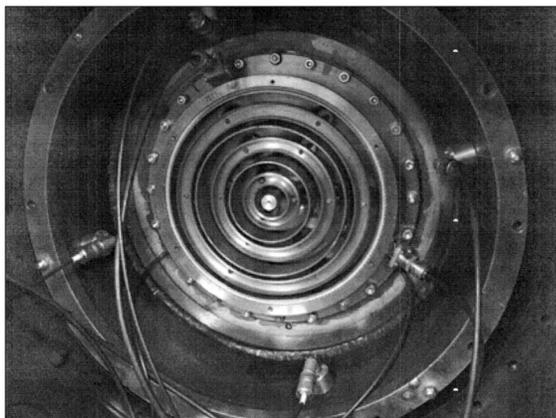


Рис. 2. Фотография трехкольцевого диода.

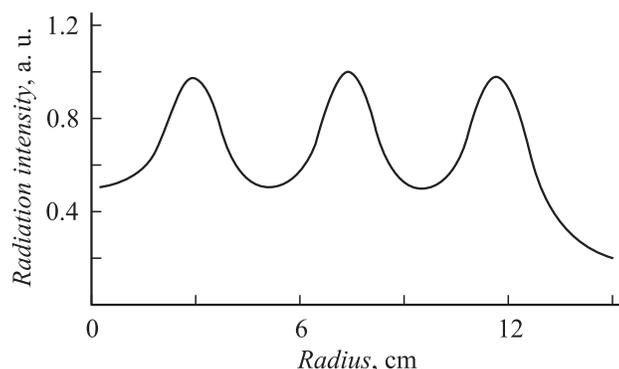


Рис. 3. Распределение интенсивности излучения за мишенью (5 mm от мишени), рассчитанное в соответствии с [15] в зависимости от расстояния по радиусу до оси: для диода со средними диаметрами катодов 56, 142 и 232 mm.

импульса пучка до максимума (s), V_p — скорость распространения плазмы, приблизительно равная $4 \cdot 10^6$ cm/s.

На рис. 1 схематично изображен узел нагрузки с фрагментом водяной передающей линии с выходным импедансом 0.37Ω и трехкольцевым диодом для создания источника рентгеновского излучения с облучаемой площадью 500 cm^2 . Диод образован укрепленными на шпильках стальными кольцевыми катодами с кольцевыми выемками шириной 10, 12 и 14 mm во внутреннем, среднем и наружном катодах соответственно, симметричными средней линии кольца (для предотвращения преждевременного замыкания диода плазмой), и фольговым или массивным анодом.

Геометрические размеры трехкольцевого диода рассчитывались в соответствии с приведенными выше рекомендациями для импульса мощности пучка длительностью на полувысоте 52 ns, а также в соответствии с опытом исследования двухкольцевого диода [13]. Расчетные размеры диода были следующими: средние диаметры катодов 56, 142 и 230 mm; первоначальные зазоры в кольцах — 9, 13 и 7 mm от внутреннего диода к наружному соответственно для диода с суммарным импедансом 0.35Ω . Импеданс каждого кольца обратно

пропорционален соответствующему току и составляет 2.8, 1.5 и 0.6Ω от внутреннего диода к наружному соответственно.

Внешний вид трехкольцевого диода со стороны катода представлен на рис. 2, а на рис. 3 показано рассчитанное в соответствии с формулами [15] распределение интенсивности излучения по радиусу на расстоянии 0.5 cm за фольговым анодом (оптимальное расстояние для облучения площади в 500 cm^2 излучением с неоднородностью экспозиционной дозы 1:2). Этого расстояния достаточно для отсечки электронов с энергией 1 MeV полиэтиленовым поглотителем толщиной 5 mm для предотвращения взаимодействия электронов пучка с облучаемым объектом.

В предположении изотропности излучения его интенсивность от каждого кольца определяется током в этом кольце. Оптимальное соотношение токов в трехкольцевом диоде для достижения заданной неоднородности излучения 1:2 составляет 1:2.7:5.1, от внутреннего кольца к наружному.

2. Результаты экспериментов

Эксперименты с трехкольцевым большеплощадным диодом проводились в Институте сильноточной электроники СО РАН (Томск) на установке МИГ [17,18] с электрической мощностью до 2 TW. Генератор МИГ является многоцелевым импульсным генератором, в котором в зависимости от вида нагрузки могут быть реализованы различные режимы работы. На основе генератора МИГ могут быть созданы различные источники электромагнитного излучения: в режиме работы на плазменный лайнер [19] при амплитуде тока до 3 MA может быть реализован источник мягкого рентгеновского излучения с энергией квантов 0.1–5 keV с мощностью свыше 2 TW; в режиме вакуумного диода могут быть реализованы источники как жесткого рентгеновского излучения (с энергией квантов 10–100 keV [11,13]), так и гамма-квантов с $h\nu > 100 \text{ keV}$ (со средней энергией квантов до 1.2 MeV [20]).

Генератор МИГ построен по следующей схеме: линейный импульсный трансформатор—водяные формирующие линии—нагрузка. В качестве накопителя энергии использовалась конденсаторная батарея, состоящая из конденсаторов ИК-40-5 с общей запасаемой энергией $\sim 400 \text{ kJ}$. Линейный импульсный трансформатор с ударной емкостью 180 nF передает часть запасенной в конденсаторной батарее энергии в первую формирующую линию с электрической длиной 75 ns и волновым сопротивлением 1.3 Ω . После срабатывания одноканального неуправляемого водяного разрядника часть энергии передается во вторую формирующую линию с электрической длиной 26 ns и импедансом 0.65 Ω , затем после коммутации девятиканального водяного разрядника до 120 kJ энергии мощностью 1.2–1.4 TW поступает через передающую линию (волновой трансформатор с входным сопротивлением 0.65 и выходным — 0.35 Ω) в

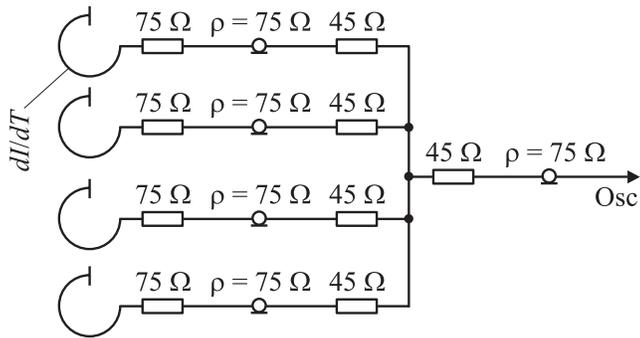


Рис. 4. Схема суммирования сигналов с флюксометров: dI/dt — производная тока, ρ — волновое сопротивление кабеля. Osc — осциллограф.

нагрузку. Для уменьшения предимпульса до допустимого уровня в зазоре девятиканального коммутатора установлена „земляная“ плоскость.

Вакуум в ускорительной трубке $(1-4) \cdot 10^{-4}$ Торр создавался диффузионным паромасляным насосом без вымораживания. Напряжение в области секционированного изолятора измерялось двухступенчатым делителем напряжения [21]. Первая ступень этого делителя — жидкостная, на водном растворе КСl (сопротивление жидкостной ступени — 110Ω), а вторая ступень собрана на сопротивлениях ТВО. Распределение токов в контуре измерялось несколькими способами: самоинтегрирующими поясами Роговского [22], интегрированием сигналов с флюксометров. Производная тока измерялась четырьмя флюксометрами, расположенными симметрично по окружности одного радиуса с суммированием сигналов с каждого флюксометра по схеме (рис. 4) и регистрацией одного суммарного сигнала.

Флюксометры экранированы от высоковольтного электрода медными пластинками — экранами. Чувствительность электрических датчиков определялась расчетным путем, без учета затухания сигнала в 45 метрах кабеля РК-75-9-12. Графики тока и напряжения на последующих рисунках приведены без учета затухания сигналов в кабелях. Учет затухания сигналов в кабелях приводит к увеличению амплитудных значений: токов — на 4, напряжений — на 5%. Значения токов и напряжений приведены с учетом затуханий сигналов в измерительных трактах. Измерение дозы ионизирующего излучения в экспериментах с электронными диодами производилось дозиметрами ДТГ-4 (LiF), мощность дозы излучения регистрировалась кремниевым детектором СКД1-01.

Зависимости напряжения падающей волны $U_f = 1/2(U + I\rho + LdI/dt)$, мощности падающей волны $P_f = U_f^2/\rho$, энергии падающей волны $W_f = \int P_f dt$ и сопротивления диода $R_d = \frac{(U - L_d dI/dt)}{I}$ рассчитывались из экспериментальных осциллограмм напряжения на делителе U , тока в нагрузке I и производной тока dI/dt . Здесь ρ — выходной импеданс передающей линии, L_d — индуктивность от осевой линии делителя напряжения до

оси диода включительно, L — индуктивность от выхода передающей линии до осевой линии делителя. L_d определяется из осциллограмм U и dI/dt , полученных в экспериментах с короткозамкнутым диодом, по формуле

$$L_d = \frac{\int U dt}{\int (dI/dt) dt}$$

(где интегрирование производится по первому полупериоду импульса напряжения и dI/dt) и сравнивается с L_{dg} , рассчитанной из геометрии ускорительной трубки. Индуктивность L определяется расчетным путем. Значения мощности и энергии в падающей волне и в диоде далее приведены с учетом затухания сигналов в измерительных трактах.

На установке МИГ проведены две серии экспериментов с трехкольцевыми катодами: с блоком нагрузки большой индуктивности и с малоиндуктивным блоком нагрузки.

2.1. Эксперименты с блоком нагрузки большой индуктивности

Целью этой серии экспериментов являлось определение параметров подводимого к блоку нагрузки электрического импульса и распределения токов по кольцам диода и, при необходимости, коррекция их распределения изменением зазоров анод–катод. Длина секционированного изолятора выбиралась исходя из опыта предыдущей работы с пинч-диодом на установке МИГ [11,13,20]. В данной серии экспериментов суммарная высота изоляторных колец составляла 175 mm, т.е. была достаточной для работы без перекрытия поверхности диода. Корректные измерения мегаамперных токов поясами Роговского вблизи электронного диода при зазорах магнитно-изолированной линии, близких к предельным (полученным из условия магнитной самоизоляции), практически невозможны из-за бомбардировки поверхностей поясов электронами. Поэтому при проведении данной серии экспериментов зазоры магнитно-изолированной линии в 3 раза превышали предельные. Полная индуктивность блока нагрузки от оси диода до выхода передающей линии составляла 32 nH.

Индуктивность блока нагрузки от оси диода до оси делителя из опыта короткого замыкания составила 27 nH, расчетная индуктивность из геометрии этой части нагрузки — 27 nH. Анодом служила стальная пластина толщиной 1 mm. На рис. 5 приведена фотография автографа трехкольцевого пучка на аноде.

В ходе данной серии экспериментов получены: мощность падающего электрического импульса — до 1.2 TW; длительность падающего импульса на полувысоте — 82 ns; суммарная мощность, передающаяся в диод, — 0.6 TW; длительность импульса мощности в диоде на полувысоте — 78 ns. Ток в блоке нагрузки достигал 1.4 MA, суммарный импеданс диода в максимуме излучения — 0.3–0.4 Ω , длительность импульса мощности излучения на полувысоте — 50–55 ns. Зазоры анод–катод в диодах

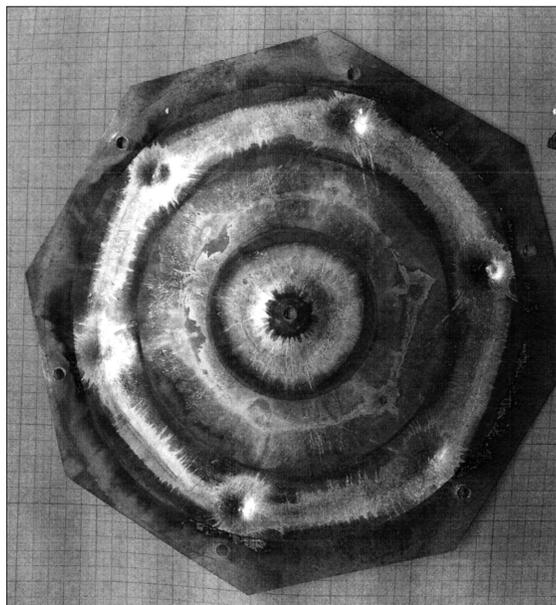


Рис. 5. Автограф электронного пучка на стальной мишени.

по результатам экспериментов скорректированы до 6,3, 8,7 и 12 mm для наружного, среднего и внутреннего диодов соответственно. Зазоры такой величины использовались в следующей серии экспериментов с малоиндуктивным фольговым диодом.

2.2. Эксперименты с малоиндуктивным блоком нагрузки

Целью проведения данной серии экспериментов являлось получение максимальных параметров импульса излучения. Суммарная высота изоляторных колец секционированного изолятора была сокращена до 100 mm, и зазоры магнитно-изолированной линии уменьшены в 1,5 раза, поскольку значениями этих параметров определяется индуктивность блока нагрузки. В итоге в данной серии экспериментов полная индуктивность блока нагрузки равнялась 19 nH, индуктивность блока нагрузки от оси диода до оси делителя (из опыта короткого замыкания) — 17 nH, а рассчитанная из геометрии этой части блока нагрузки индуктивность — 16 nH. Анодом являлась танталовая фольга толщиной 20 μm. Мощность падающего на узел нагрузки электрического импульса составляла около 1,25 TW, длительность падающего импульса на полувысоте — 100 ns, суммарная мощность, передающаяся в диод, — до 0,8 TW, длительность импульса мощности в диоде на полувысоте — 88 ns. Напряжение на блоке нагрузки было до 880 kV, ток в блоке нагрузки достигал 2 MA, длительность импульса мощности излучения на полувысоте — 65 ns, импеданс диода вблизи максимума излучения составлял 0,27–0,3 Ω в отличие от 0,3–0,4 Ω в диоде с большой индуктивностью (в серии экспериментов, описанных в

предыдущем разделе), при тех же зазорах, из-за большей длительности импульса в диоде. Изменение импеданса в большую сторону легко регулируется увеличением зазоров анод–катод. Зависимости от времени напряжения на диоде, импеданса диода, тока и импульса мощности рентгеновского излучения для одного из пусков приведены на рис. 6.

Из-за отсутствия прибора с нужной чувствительностью для проведения дозовых измерений вблизи излучателя большеплощадного диода измерения дозы излучения проводились вдали от излучателя с экстраполяцией полученных данных в нужную точку в предположении изотропности излучателя. Измеренные в экспериментах дозы в различных точках приведены в табл. 1.

Дозы в точках 1, 2, 4 соответствуют рассчитанному по формулам [15] полю изотропного источника. Значительное расхождение расчетных (для изотропных колец) и экспериментальных доз излучения было отмечено только в точке 3, что может быть свидетельством нарушения изотропности излучения при больших углах между нормалью к мишени и направлением детектирования из-за его поглощения материалом мишени. Пересчитанное в предположении изотропности значение максимальной дозы излучения на расстоянии 5 mm от мишени составило 22 000–28 000 R. В соответствии с [13,23,24] отношение флюенса (F) к экспозиционной дозе (D) составляет $F/D = (2,2–2,5) 10^{-4} \frac{J/cm^2}{R}$, и

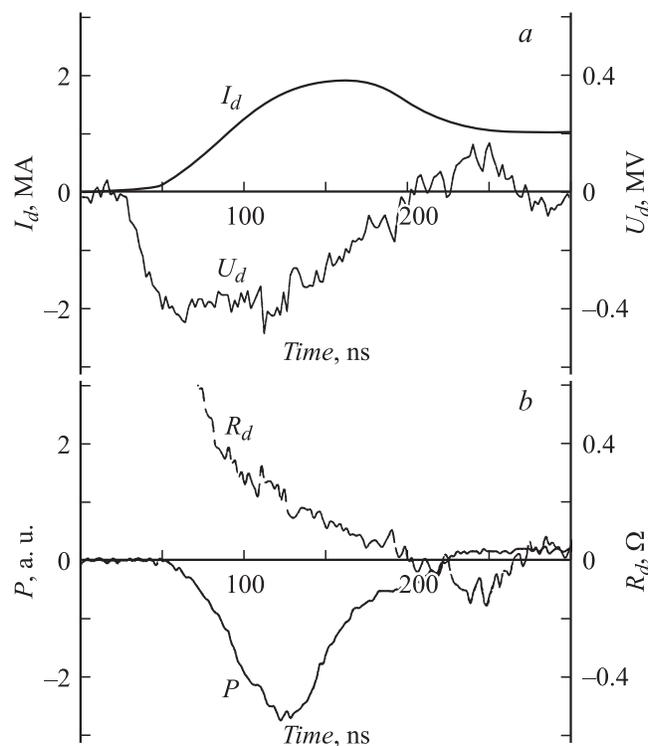


Рис. 6. Зависимости от времени: *a* — напряжения на диоде U_d и тока диода I_d ; *b* — сопротивления диода R_d и импульса мощности рентгеновского излучения (P), полученные в экспериментах с малоиндуктивным блоком нагрузки.

Таблица 1. Экспериментально измеренные и рассчитанные дозы рентгеновского излучения на различных расстояниях от источника (Z — расстояние от плоскости мишени до точки измерения, см; R — расстояние от оси диода до точки измерения, см)

Координата точки, см	1 ($Z = 20; R = 0$)	2 ($Z = 20; R = 20$)	3 ($Z = 4.4; R = 28.8$)	4 ($Z = 20; R = 35$)
Эксперимент, R	1250	600	340	300
Расчет, а.у	1000	600	650	310

Таблица 2. Полученный по результатам эксперимента спектр рентгеновского излучения

J	Спектральный интервал, MeV	Число фотонов в интервале $f(E_j)$, а.у	Коэффициент поглощения в воздухе $\mu(E_j)$, см ² /g	Энергия в интервале, $E_j f(E_j)$, а.у	Доза в интервале $E_j f(E_j) \mu(E_j)$, а.у
1	0.01–0.02	14.00	1.68	0.21	0.3528
2	0.02–0.03	16.40	0.338	0.41	0.13858
3	0.03–0.04	11.90	0.10855	0.4165	0.045211075
4	0.04–0.06	16.60	0.0486	0.83	0.040338
5	0.06–0.08	13.90	0.027	0.973	0.026271
6	0.08–0.1	6.75	0.02355	0.6075	0.014306625
7	0.1–0.125	5.77	0.023625	0.649125	0.015335578
8	0.125–0.15	3.93	0.024475	0.540375	0.013225678
9	0.15–0.2	3.88	0.0258	0.679	0.0175182
10	0.2–0.25	2.57	0.0277	0.57825	0.016017525
11	0.25–0.3	1.83	0.0291	0.50325	0.014644575
12	0.3–0.35	1.30	0.0296	0.4225	0.012506
13	0.35–0.4	0.89	0.0296	0.333	0.0098568
14	0.4–0.5	0.29	0.029325	0.1314	0.003853305

флюенс рентгеновского излучения в 5 mm от мишени по предварительным оценкам должен был составить $\sim 5.5\text{--}7 \text{ J/cm}^2$ при длительности импульса излучения на полувысоте 65 ns.

Флюенс энергии излучения можно определить по дозе и спектру излучения в соответствии с выражением

$$F = 8.9 \cdot 10^{-6} D \frac{\sum_{j=1}^k E_j f(E_j)}{\sum_{j=1}^N E_j f(E_j) \mu(E_j)} \text{ [J/cm}^2\text{]},$$

где $f(E_j)$ — число фотонов в энергетическом интервале со средней энергией E_j , $\mu(E_j)$ — коэффициент поглощения излучения в воздухе, см²/g, D — экспозиционная доза, R, E_j , $f(E_j)$ — в произвольных единицах.

При определении флюенса энергии излучения в полном спектре суммирование в числителе и знаменателе дроби ведется по всем интервалам спектра N , для флюенса энергии рентгеновского излучения с $10 \leq h\nu \leq 100 \text{ keV}$ — суммирование в числителе выражения ведется по интервалам k с энергиями фотонов $h\nu \leq 100 \text{ keV}$.

Спектральный состав излучения по оси диода на расстоянии 670 mm от анода определялся методом фильтров, который заключается в измерении доз излучения за фильтрами различной толщины. По измеренным

дозам и на основе некоторого априорного спектра, выбранного исходя из напряжения и тока в диоде, с помощью компьютера подбирается спектр тормозного излучения, который при прохождении через использованные в эксперименте фильтры давал бы значения доз за фильтрами, наименее отличающиеся от измеренных в эксперименте. Использовался 16-канальный спектрометр с медными фильтрами различной толщины. Полученный по результатам измерений спектр излучения приведен в табл. 2.

При дозе излучения 22 000–28 000 R в 5 mm от мишени максимальное значение флюенса рентгеновского излучения во всем спектре составило $1.6\text{--}2 \text{ J/cm}^2$ (существенно меньше предварительной оценки), при этом доля во флюенсе рентгеновского излучения с энергией квантов 10–100 keV составила $\sim 50\%$.

При измерении доз в один контейнер помещались по два детектора LiF толщиной 1 mm, расположенных один за другим в направлении излучения. Было отмечено, что в измерениях без фильтров значения доз в первом и во втором детекторах отличаются в 1.55 раза, что можно объяснить ослаблением излучения первым детектором. Расчетное ослабление дозы рентгеновского излучения для полученного спектра за детектором LiF составило 1.6 раза, что хорошо согласуется с результатами эксперимента.

В последующем следует уточнить параметры рентгеновского излучения вблизи мишени.

Заключение

В работе представлены результаты экспериментов с трехкольцевым большеплощадным диодом, которые проводились на установке МИГ с электрической мощностью до 2 TW. В описанном режиме работы импульсного генератора МИГ максимальная амплитуда тока через нагрузку достигла 2 МА (ток релятивистского электронного пучка) при напряжении на диоде ~ 500 kV. Нагрузкой являлся большеплощадной вакуумный диод с тремя кольцевыми катодами. Импеданс сильноточных трехкольцевых вакуумных диодов, на основе которых создан источник жесткого рентгеновского излучения большой площади, составил $0.33\text{--}0.37\ \Omega$, т.е. для генератора МИГ, выходное сопротивление которого в данном режиме составляет $0.35\ \Omega$, трехкольцевые вакуумные диоды являются согласованной нагрузкой. Согласование выходного сопротивления генератора МИГ с сопротивлением нагрузки позволило передать в энергию релятивистского электронного пучка до 20% энергии, запасенной в конденсаторной батарее. В результате получены следующие параметры источника рентгеновского излучения: длительность импульса — 65 ns; флюенс энергии в полном спектре составил $1.6\text{--}2\ \text{J}/\text{cm}^2$ на площади $500\ \text{cm}^2$; энергия среднего кванта — 70 keV; доля рентгеновского излучения (10–100 keV) в общем флюенсе — 50%.

Работа поддержана грантом РФФИ № 06-08-96931 и программой президиума РАН „Фундаментальные проблемы релятивистской импульсной и стационарной электроники большой мощности“.

Список литературы

- [1] *Turchi P.J., Baker W.L.* // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. N 11. P. 4936.
- [2] *Алиханов С.Г., Рудаков Д.И., Смирнов В.П., Ямпольский И.Р.* // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 5. Вып. 22. С. 1395.
- [3] *Бакиит Р.Б., Дацко И.М., Ковшаров Н.Ф.* и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 19. С. 1192.
- [4] *Velikovich A.L., Davis J., Oreshkin V.I.* et al. // Phys. Plasma. 2001. Vol. 8. P. 4509–4517.
- [5] *Орешкин В.И., Бакиит Р.Б., Лабецкий А.Ю.* и др. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 13. С. 65–70.
- [6] *Ryutov D.D., Derzon M.S., Matzen M.K.* // Rev. Mod. Phys. 2000. Vol. 72. N 1. P. 167.
- [7] *Sanford T.W., Olson R.E., Bowers R.L.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. N 26. P. 5511.
- [8] *Jons B., Deeney C., Coverdale C.A.* et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiative Transfer. 2006. Vol. 99. P. 341–348.
- [9] *Ware K., Loter N., Montgomery M.* et al. // Digest of 5th IEEE Pulse Power Conf. Arlington. 1985. P. 118–121.
- [10] *Hedemann M.A., Pregonzer A.L., Lee J.R.* // Digest of 6th IEEE Pulse Power Conf. Virginia. 1987. P. 318–321.
- [11] *Петин В.К., Ратахин Н.А., Федущак В.Ф.* // Изв. вузов. Физика. 1995. Т. 38. № 12. С. 40–44.
- [12] *Hedeman M.A., Pregonzer A.L., Posey L.D., Evans D.C., Spence P.W.* // IEEE Transact. on Nuclear. Sci. 1985. Vol. NS-32. N 6. P. 4266–4269.

- [13] *Kablambaev B.A., Petin V.K., Ratakhin N.A.* et al. // Proc. of 13th Int. Conf. on High-Power Particle Beams. Nagaoka. 2000. Vol. 1. P. 295–298.
- [14] *Shope S., Poukey J.W.* // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. P. 3675–3678.
- [15] *Машкович В.П.* Защита от ионизирующих излучений. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1982. 296 с.
- [16] *Miller R.B.* An intriduction to the physics of intense charged particle beams. N.Y.: Plenum Press, 1982. P. 68.
- [17] *Лучинский А.В., Ратахин Н.А., Федущак В.Ф.* // Изв. вузов. Физика. 1997. Т. 40. № 12. С. 67–75.
- [18] *Кабламбаев Б.А., Лучинский А.В., Петин В.К., Ратахин Н.А.* и др. // Вопросы атомной науки и техники. 2001. Вып. 3–4. С. 149.
- [19] *Чайковский С.А., Сорокин С.А.* // Изв. вузов. Физика. 1999. Т. 42. № 12. С. 75–80.
- [20] *Кабламбаев Б.А., Ратахин Н.А., Шляхтун С.В.* // Изв. вузов. Физика. 1999. Т. 42. № 12. С. 26–30.
- [21] *Pellinen D.J., Smit I.* // Rev. Sci. Instr. 1972. Vol. 43. N 2. P. 299–301.
- [22] *Pellinen D.J., Di Capua M.S., Sampayan S.E.* // Rev. Sci. Instr. 1980. Vol. 51. N 11. P. 1535–1540.
- [23] *Волков Е.Н., Коростелев А.Ф., Петин В.К.* и др. // Сб. докл. VII межотраслевой конф. по радиационной стойкости. Снежинск: Изд-во РФЯЦ–ВНИИТФ, 2006. С. 142–150.
- [24] *Анисимов А.В., Махрин В.И., Петин В.К.* и др. // Вопр. атом. науки и техн. 2005. Вып. 3–4. С. 102–104.