

04;07;12

Спектры электронов и рентгеновских квантов при диффузном наносекундном разряде в воздухе атмосферного давления

© Е.Х. Бакшт, А.Г. Бураченко, А.В. Козырев, И.Д. Костыря, М.И. Ломаев, В.К. Петин, Д.В. Рыбка, В.Ф. Тарасенко, С.В. Шляхтун

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

(Поступило в Редакцию 28 ноября 2007 г. В окончательной редакции 4 марта 2008 г.)

Экспериментально и теоретически исследованы спектры электронов и рентгеновского излучения, генерируемые в наносекундных разрядах в воздухе атмосферного давления. Получены данные о динамике формирования разряда в неоднородном электрическом поле. Подтверждено, что при пробое промежутков с катодом малого радиуса кривизны импульсами напряжения с амплитудой > 100 kV, фронтом ~ 1 ns и менее генерируются убегающие электроны с энергией от единиц до сотен keV, среди которых можно выделить три группы с разными значениями энергии. Подтверждено, что формирование объемного разряда обусловлено электронами, которые генерируются у катода и в промежутке, а основной вклад в пучок электронов за фольгой дают электроны второй группы с максимальной энергией, которая примерно соответствует напряжению на промежутке во время генерации электронного пучка. Рентгеновское излучение из газового диода генерируется за счет торможения электронов пучка как в материале анода, так и в промежутке. Показано, что число электронов (электроны третьей группы) с энергией, большей, чем энергия, набираемая убегающими электронами в отсутствие потерь за счет максимального напряжения на промежутке, существенно меньше, чем число электронов второй группы.

PACS: 41.75.Fr

Введение

Впервые рентгеновское излучение при пробое промежутка, заполненного гелием атмосферного давления, было зарегистрировано в [1], а при разряде в воздухе атмосферного давления в работе [2]. Рентгеновское излучение, а также пучки убегающих электронов, при пробое газовых промежутков в неоднородном электрическом поле исследовались во многих работах (см. обзоры [3,4] и статьи [5–21], а также ссылки в них). Данный вопрос имеет фундаментальное значение, поскольку убегающие электроны и рентгеновское излучение, которое генерируется при торможении электронов с повышенной энергией, влияют на ионизационные процессы в газе, а это определяет, в частности, пробивное напряжение и форму разряда. Однако данные о спектрах электронов, приводимые в известных работах, сильно отличаются для различных условий эксперимента.

В работе [5], где электронный пучок впервые был получен за фольгой при атмосферном давлении воздуха, регистрировались электроны с различной энергией, в том числе с энергией, превышающей напряжение на промежутке. В работе [6] на основе результатов измерений на магнитном спектрометре сообщалось, что пучок электронов, генерируемый в воздухе атмосферного давления, состоит в основном из электронов с аномальной энергией. Под аномальной энергией понимается энергия электронов, большая, чем полученная убегающими электронами в отсутствие потерь при максимальном напряжении на промежутке. В [6] максимумы на распределение электронов по энергиям превышали

энергии при максимальном напряжении на промежутке (150–210 kV) в 1.5–1.7 раза, а доля электронов с энергией менее 200 keV была мала. Отметим, что в работе [6] нет обоснования применимости используемого магнитного спектрометра для изменения характеристик пучка электронов с импульсом наносекундной длительности. Как было показано в [8], длительность импульса тока пучка, генерируемого при атмосферном давлении воздуха, не превышает 100 ps. Кроме того, магнитный спектрометр в [6] не был предназначен для регистрации электронов с энергией менее 50 keV.

Исследования с использованием метода ослабляющих фильтров, проведенные в [7–10], показали, что при диффузном наносекундном разряде в воздухе атмосферного давления число убегающих электронов за анодом с аномальной энергией сравнительно мало. Основной вклад в ток пучка при напряжении на промежутке ~ 150 kV давали электроны с энергией до 60–150 keV и с энергией до 60 keV [8]. Причем полное число электронов, регистрируемых за тонкой фольгой [20], более чем на порядок превышало число электронов пучка (10^9), полученное в работах [3,5,6]. В работе [11], опубликованной в 2005 г., Л.П. Бабич, опираясь только на свои прежние результаты [6], продолжает утверждать, что пучок электронов, генерируемый в воздухе атмосферного давления, состоит в основном из электронов с аномальной энергией. Наши измерения распределения электронов по энергиям, а также рентгеновских квантов, проведенные с использованием генератора РАДАН-303 двух модификаций, подтвердили, что в спектре убегающих электронов доля электронов с аномальной энергией мала [9,10,14].

Цель настоящей работы — экспериментально и теоретически исследовать при наносекундном разряде в воздухе атмосферного давления распределение электронов и рентгеновских квантов по энергиям. Исследования проводились для условий формирования в промежутке диффузного (объемного) разряда, при котором амплитуды тока пучка и экспозиционные дозы рентгеновского излучения за фольгой были максимальны. Распределение рентгеновских квантов по энергиям было определено в тех же условиях, что и распределение электронов по энергиям. Это послужило дополнительной проверкой получаемых результатов. В работе использовались методики, апробированные при измерении пучков электронов с длительностью импульса ~ 100 ps [20,21].

1. Экспериментальная аппаратура и методики

Экспериментальные исследования были проведены с использованием газового диода, наполненного воздухом атмосферного давления, который подключался к импульсным наносекундным генераторам. Генераторы РАДАН-220 [22] имели волновое сопротивление $\sim 20 \Omega$ и формировали на разрядном промежутке в режиме холостого хода импульс напряжения с амплитудой ~ 230 kV (генератор № 1) или ~ 270 kV (генератор № 2), длительностью на полувысоте ~ 2 ns при согласованной нагрузке и переднем фронте ~ 0.5 ns. Генераторы РАДАН-220 по сравнению с генератором РАДАН-303, который использовался в [8,10] для исследования распределения электронов по энергиям, имели волновое сопротивление, в два раза меньшее (20Ω вместо 45Ω). Это позволило увеличить ток пучка (число электронов за фольгой) [20]. Также использовался генератор № 3 с амплитудой импульса напряжения в режиме холостого хода ~ 150 kV, длительностью на полувысоте ~ 1 ns при согласованной нагрузке и переднем фронте ~ 0.5 ns.

Газовый диод имел внутренний диаметр ~ 50 mm и зазор между катодом и плоским анодом из различных видов фольги $5\text{--}16$ mm [10]. В ряде экспериментов использовался корпус газового диода из медной фольги толщиной $250 \mu\text{m}$, который имел отверстия диаметром $300\text{--}400 \mu\text{m}$ в плоском аноде и боковой стенке. Это позволило регистрировать рентгеновское излучение разряда с помощью камеры-обскуры. Кроме того, при выводе пучка электронов через отверстие в центре фольги исследовалось влияние поперечного магнитного поля от самарий-кобальтовых магнитов на отклонение пучка электронов. В качестве потенциального электрода (катода) в газовом диоде применялись трубки диаметром $5\text{--}6$ mm из фольги толщиной $50\text{--}100 \mu\text{m}$, которые закреплялись на катододержателе (см. рис. 1 в [10]). При этом использовались фольги из нержавеющей стали и титана. Кроме того, применялись стальные катоды в виде иглы и шарика диаметром 9.5 mm.

Интегральная картина свечения разряда фотографировалась цифровым фотоаппаратом Olympus Camedia

C-2020 Z. Экспозиционная доза рентгеновского излучения определялась с помощью дозиметра Argow-Tech, Inc (Model 138), который был чувствителен к излучению с энергией квантов более 16 keV. Дозиметр устанавливался на расстоянии $0.1\text{--}0.3$ cm от плоскости фольги перпендикулярно оси катода. В экспериментах изучалось влияние толщины и материала фильтра (фольги) на амплитуду тока пучка и характеристики рентгеновского излучения. При этом в качестве анода или для ослабления тока пучка убегающих электронов применялись алюминиевая фольга толщиной $10\text{--}400 \mu\text{m}$ и медная фольга толщиной $20\text{--}1000 \mu\text{m}$. Кроме того, рентгеновское излучение и пучок электронов фиксировались по засветке пленки РФ-3, которая помещалась в черную бумагу толщиной $\sim 100 \mu\text{m}$.

Как показали исследования, засветка фотопленки была максимальной при воздействии на нее электронов и мягкого рентгеновского излучения. Форма импульсов рентгеновского излучения регистрировалась с помощью полупроводникового детектора СППД11-04, временное разрешение которого составляло ~ 2 ns. Детектор был предназначен для регистрации рентгеновских квантов с энергией от 0.4 до 40 keV и обладал большой чувствительностью к электронам пучка. Для измерения электрических сигналов использовались цифровые осциллографы TDS6604 (6 GHz, 20 GS/s) или TDS-3034 (0.3 GHz, 2.5 GS/s).

2. Экспериментальные результаты

2.1. Пространственные формы разряда

При подаче наносекундных импульсов напряжения на промежуток с катодом малого радиуса кривизны в воздухе атмосферного давления формировался как диффузный (объемный), так и контрагированный разряд. Причем объемная стадия разряда предшествовала контрагированной и в режимах, в которых наблюдался искровой разряд. С увеличением разрядного промежутка ($d > 12$ mm) в газовом диоде со всеми тремя генераторами в большинстве импульсов формировался диффузный разряд [4,23,24]. Разряд имел форму отдельных диффузных струй или конусов, расширяющихся к аноду. Диаметр ярко светящейся области у анода на межэлектродном зазоре 12 mm не превышал 16 mm. В остальной части газового диода при съемках фотоаппаратом свечение разряда не регистрировалось.

Однако при экранировке излучения основного разряда, как и в работах [10,23,24], свечение слабой интенсивности регистрировалось по всему объему газового диода. Осциллограммы тока разряда и тока пучка электронов за фольгой, а также импульсов напряжения на промежутке и тока пучка электронов за фольгой приведены на рис. 1.

При напряжении холостого хода генератора ~ 150 kV напряжение на промежутке во время генерации пучка электронов было в ~ 1.5 раза меньше напряжения холостого хода, что обусловлено формированием сильного разряда. Ток через разрядный промежуток

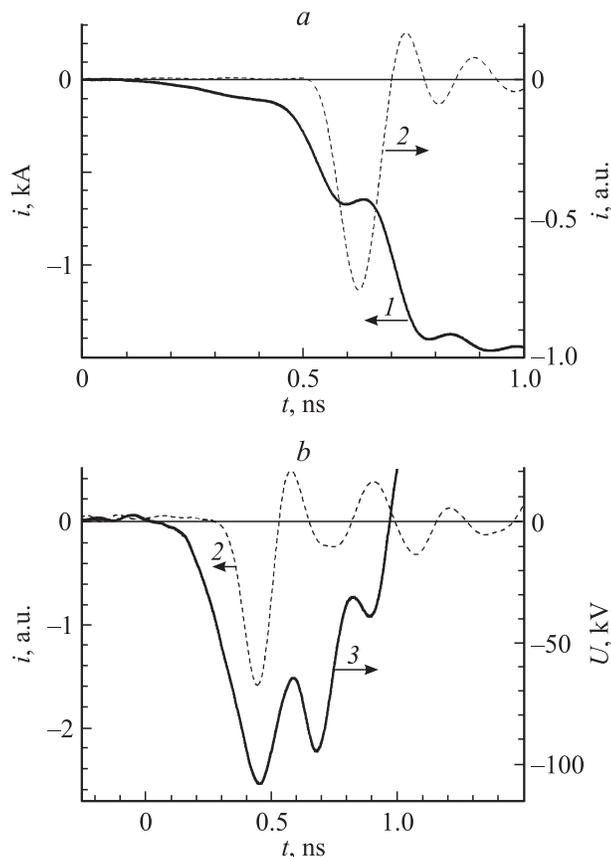


Рис. 1. *a* — осциллограммы тока разряда, полученные с помощью шунта на полосковых линиях (1) и тока электронного пучка (2). Генератор № 2. Межэлектродный промежуток — 16 мм. *b* — осциллограммы тока электронного пучка (2) и напряжения на межэлектродном промежутке (3). Генератор № 3, осциллограммы тока разряда и электронного пучка, а также тока пучка и напряжения синхронизированы во времени. Межэлектродный промежуток — 8 мм.

начинался на фронте импульса напряжения и достигал максимальной амплитуды после генерации тока пучка. Максимальные амплитуды тока пучка за фольгой и экспозиционные дозы рентгеновского излучения регистрировались при диффузном разряде в газовом диоде, поэтому далее основное внимание будет уделено характеристикам электронного пучка и рентгеновского излучения для разряда данного типа.

2.2. Параметры пучка убегающих электронов

Длительность и амплитуда тока пучка за фольгой, а также распределение электронов пучка по энергиям зависят от многих параметров: конструкции газового диода, межэлектродного зазора, длительности и амплитуды импульса напряжения, материала катода и т.д. [8,10,14–16,20,21].

На рис. 1 приведена осциллограмма тока пучка, полученная при разрешении коллектора ~ 100 ps в условиях, близких к оптимальным для получения максимальных

амплитуд тока пучка за фольгой. Длительность импульса тока пучка при регистрации с малых площадок фольги (~ 1 см²) коллектором с диаметром приемной части 3 мм была короче 90 ps и ограничивалась разрешением осциллографа TDS6604 [21]. Амплитуда тока пучка с генератором № 2 при выводе через алюминиевую фольгу толщиной 10 μ m достигала 50 А при длительности импульса тока пучка на полувысоте 90 ps. Предполагалось, что длительность импульса тока пучка составляет ~ 90 ps. Точно измерить эту длительность со всей площади фольги (диаметр 50 мм) пока не удастся, так как коллектор с высоким разрешением (до 50 ps — в [21]) измеряет ток площадки диаметром не более 3 мм.

На рис. 2 приведены кривые ослабления электронного пучка, полученные при различных межэлектродных зазорах и катодах. Для катода из шарика и при оптимальном зазоре 5 мм (кривая 1) наблюдается сильное ослабление пучка электронов фольгой толщиной 10–30 μ m. Следовательно, в пучке содержится большое число электронов со сравнительно малой энергией. Еще большее влияние на амплитуду тока пучка электронов оказывает толщина фольги при использовании катода в виде иглы. Так, при катоде в виде иглы и межэлектродном зазоре 12 мм за фольгой толщиной 10 μ m амплитуда тока пучка составляет $\sim 15\%$ от амплитуды тока пучка при катоде в виде шарика. Амплитуды тока пучка за сеткой (коллектором регистрируются электроны с энергией более 5 keV) отличаются примерно в 2.5 раза. Таким образом, при замене шарика на иглу доля низкоэнергетических электронов в пучке увеличивается.

Наибольшие значения амплитуды тока пучка были получены при использовании катода в виде трубки из нержавеющей стали, в том числе за относительно толстой фольгой. Эти амплитуды тока пучка за фольгой регистрировались при межэлектродном зазоре 10–12 мм. При уменьшении межэлектродного зазора

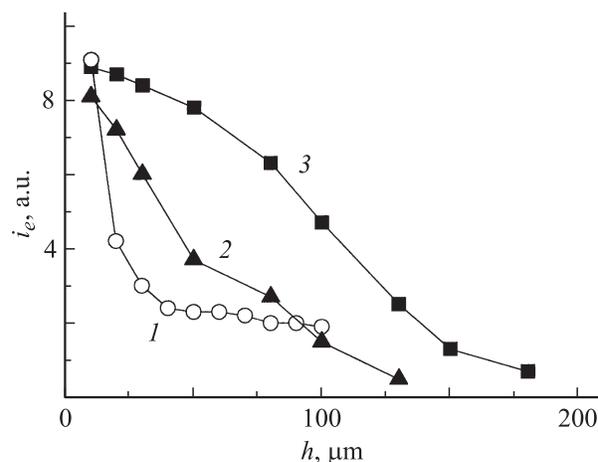


Рис. 2. Кривые ослабления электронного пучка, полученные для катода в виде шарика при межэлектродном зазоре 5 мм (1), для катода в виде трубки при межэлектродном зазоре 8 (2) и 14 мм (3). Генератор № 1.

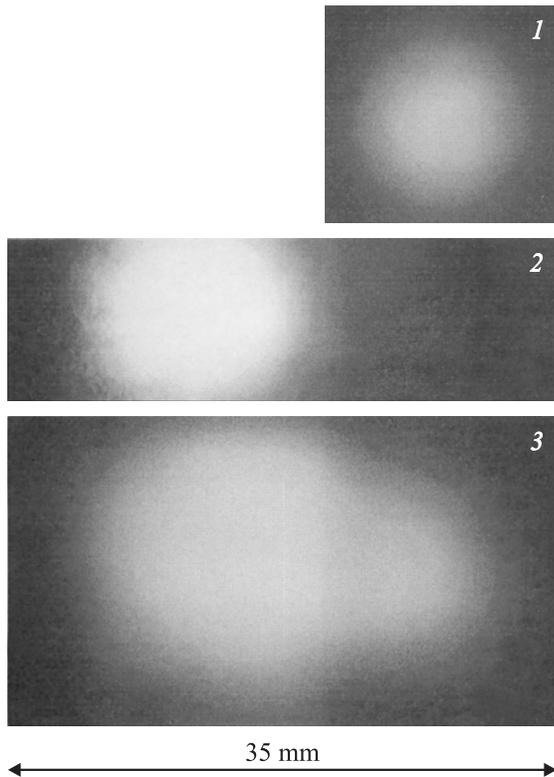


Рис. 3. Отклонение электронов пучка в поперечном магнитном поле, выведенных через отверстие диаметром $350\ \mu\text{m}$ в медной диафрагме, 1 — автограф электронного пучка на фотопленке, полученный за 30 импульсов в отсутствие магнитного поля; 2 — автограф электронного пучка, полученный за 400 импульсов в присутствии поперечного магнитного поля с индукцией $B = 0.06\ \text{T}$; 3 — наложение двух автографов электронного пучка — без магнитного поля (справа) и в присутствии магнитного поля с индукцией $B = 0.06\ \text{T}$ (слева). Генератор № 1.

число электронов, проходящих через толстые ослабители, уменьшалось (см. кривые 2 и 3 на рис. 2). При использовании трубчатого катода из титана вместо катода из нержавеющей стали амплитуда тока пучка уменьшалась, и увеличивалось ослабление пучка при увеличении толщины фольги.

На рис. 3 демонстрируется отклонение в поперечном магнитном поле электронов пучка, выведенных через отверстие диаметром $350\ \mu\text{m}$ в медной фольге толщиной $250\ \mu\text{m}$ (пучок генерировался и транспортировался в воздухе атмосферного давления). Наложение поперечного магнитного поля и подача на газовый диод импульсов напряжения на генератор № 1 привели к смещению центра автографа на фотопленке на $\sim 11\ \text{mm}$ и увеличению диаметра автографа в 1.6 раза (см. рис. 3). Для получения на фотопленке автографов с примерно одинаковой плотностью почернения при наложении магнитного поля пришлось по порядку увеличить число импульсов. Это обусловлено тем, что электроны с энергией менее $100\ \text{keV}$ отклонялись магнитным полем и не попадали на фотопленку. Расчет смещения элек-

тронного пучка при движении электронов в поперечном магнитном поле по формуле из [25] показал, что среднее смещение электронов пучка должно наблюдаться при их средней энергии около $\sim 160\text{--}180\ \text{kV}$. При этом исходя из проведенных оценок тормозящей силой за счет столкновений с молекулами газа можно пренебречь.

2.3. Рентгеновское излучение из газового диода

Энергия квантов рентгеновского излучения из газового диода и их число зависят от конструкции газового диода, длительности фронта и амплитуды импульса напряжения, а также материала анода. Наибольшая интенсивность рентгеновского излучения (экспозиционная доза в данных экспериментах, а также амплитуда сигнала, поступающего с полупроводникового детектора в работе [24]) регистрировалась за фольгой из меди толщиной $20\ \mu\text{m}$ в условиях формирования сильноточного лавинного электронного пучка (СЛЭП [26]) с максимальной амплитудой [20]. Средняя экспозиционная доза за один импульс с генератором № 2 в серии из тридцати импульсов составила $\sim 1.5\ \text{mR}$, что более чем на порядок превышает экспозиционную дозу рентгеновского излучения, полученную в [4,5] при заполнении газового диода воздухом атмосферного давления. Регистрируемая длительность импульса рентгеновского излучения в этих условиях определялась разрешающей способностью имеющегося детектора СППД11-04 и составила на полувысоте $\sim 2\ \text{ns}$.

Амплитуда сигнала при одинаковых фильтрах и расстояниях от границы ярко светящейся области разряда в оптимальных условиях была в несколько раз больше за анодом, чем сбоку. Форма импульса рентгеновского излучения за анодом и сбоку от оси разряда при данном разрешении детектора совпала. Отметим, что и приемник СППД11-04, и рентгеновские пленки регистрируют

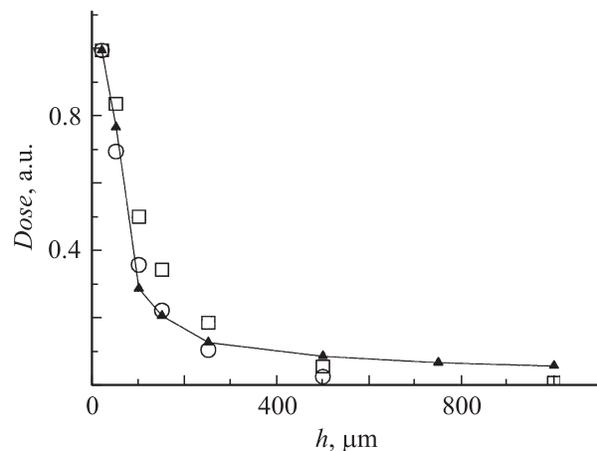


Рис. 4. Зависимость экспозиционной дозы от толщины медного фильтра. ▲ — экспериментальные точки; □ — расчет для моноэнергетического пучка с энергией $150\ \text{keV}$; ○ — расчет для пучка с равномерным распределением электронов по энергиям в диапазоне энергий $0\text{--}150\ \text{keV}$.

как рентгеновское излучение, так и электроны тока пучка. Для отсечки тока пучка в ряде экспериментов мы использовали самарий-кобальтовые магниты.

На рис. 4 (треугольники) приведена зависимость экспозиционной дозы от толщины медного фильтра, полученная в экспериментах с генератором № 1. Видно, что экспозиционная доза наиболее сильно уменьшается при увеличении толщины фильтра от 20 до 100 μm .

3. Расчет спектров рентгеновских квантов за фильтрами различной толщины

Для того чтобы можно было хотя бы на качественном уровне оценить спектр рентгеновского излучения по замерам интенсивности после прохождения его через фольги различной толщины h , было проведено теоретическое моделирование этого процесса. Надо отдавать отчет в том, что обратная задача восстановления спектра исходного излучения по результатам измерения его интегрального воздействия является „некорректной задачей“ математической физики, и результаты моделирования прямой задачи могут служить лишь в качестве оценки возможных гипотез о спектрах реального источника. В основу анализа положим два варианта спектра быстрых электронов в наносекундном разряде.

Первый вариант — это моноэнергетический спектр с фиксированной энергией электронов. Этот вариант может рассматриваться применительно к случаю, когда быстрые электроны генерируются в течение очень короткого промежутка времени, пока ускоряющее их напряжение несущественно изменяется во времени (например, когда быстрые электроны появляются только на начальных стадиях пробоя, а затем быстро покидают промежуток). Данный спектр близок к спектру, о получении которого сообщалось в работах [3,6,11].

Второй вариант — это равномерный спектр быстрых электронов, энергия которых лежит в диапазоне от нуля до максимального значения. Этот вариант применим, когда быстрые электроны генерируются с примерно равной интенсивностью. Данная ситуация реализуется при существенном изменении напряжения на электродах при генерации пучка электронов. Второй вариант нам представляется более реалистичным применительно к наносекундному разряду в газе высокого давления, когда именно рост тока разряда фактически ограничивает напряжение на промежутке за счет его падения на волновом сопротивлении генератора. Этот спектр более близок к спектру, полученному в работах [8,10,20].

Далее, по „известному“ спектру электронов с помощью известной методики и формул, имеющих в работе [27], вычислялся формирующийся на аноде спектр тормозного рентгеновского излучения $J_0(\omega)$. Спектр $J_0(\omega)$ в первом варианте оказался линейной, а во втором варианте — квадратичной функцией энергии квантов $\hbar\omega$. На следующем этапе учитывалась различная длина поглотителя, который проходят рентгеновские

кванты от места своего рождения x до задней поверхности фольги (анода). В этом случае учитывались неоднородное поглощение энергии электронов в объеме анода $D(x)$ (в частности, использовалось понятие экстраполированной длины пробега электронов) и возможность части быстрых электронов выйти через поверхность фольги. В расчет принимались коэффициент поглощения за счет фотоэффекта $\tau(\omega)$ и коэффициент ослабления за счет комптоновского эффекта $\mu(\omega)$. Коэффициент поглощения излучения за счет фотоэффекта τ (в cm^{-1}) обычно рассматривают по эмпирической формуле [27]:

$$\frac{\tau}{\rho} = 30.5 \frac{Z^{3.94}}{A} \frac{1}{(\hbar\omega)^3}. \quad (1)$$

Коэффициент ослабления потока излучения за счет комптоновского рассеяния μ (в cm^{-1}) [27]:

$$\frac{\mu}{\rho} = 0.4 \frac{Z}{A} \frac{mc^2}{2\hbar\omega + mc^2}. \quad (2)$$

Здесь Z и A — атомный номер и массовое число вещества анода, ρ — плотность вещества в gm/cm^3 , $\hbar\omega$ — энергия квантов, выраженная в keV, mc^2 — энергия покоя электрона.

В результате можно было рассчитать спектр прошедшего рентгеновского излучения за анодной фольгой толщиной h :

$$J(\omega) = J_0(\omega) d\omega \int_0^h D(x) \exp\{-[\tau(\omega) + \mu(\omega)](h-x)\} dx. \quad (3)$$

В качестве примера такого расчета на рис. 5, *a* приведен спектр тормозного излучения, возникающего при торможении моноэнергетического пучка электронов с энергией 150 keV на медном аноде различной толщины. На рис. 5, *b* приведен спектр тормозного излучения для равномерного спектра быстрых электронов. Во втором случае число квантов за анодной фольгой толщиной 20 μm значительно больше, чем за фольгой толщиной 50 μm . Отметим, что подобная картина наблюдается в эксперименте.

Зная спектр прошедшего излучения, можно вычислить его интегральную интенсивность как функцию толщины анода. Два семейства точек, соответствующие двум вариантам спектра быстрых электронов — моноэнергетическому и равномерному, наложены на экспериментальную зависимость (см. рис. 4). Как видно из сравнения расчета с экспериментом, при малой толщине анодной фольги наблюдается неплохое совпадение для равномерного спектра электронов. Но в экспериментах имеется длинный „хвост“, регистрируемый при больших значениях толщины анода. Его не удается объяснить в рамках упрощенной модели. Можно предположить, что рентгеновские кванты с повышенной энергией генерируются при торможении электронов с энергией, большей, чем та, которая набирается убегающими электронами в отсутствие потерь при максимальном напряжении на промежутке.

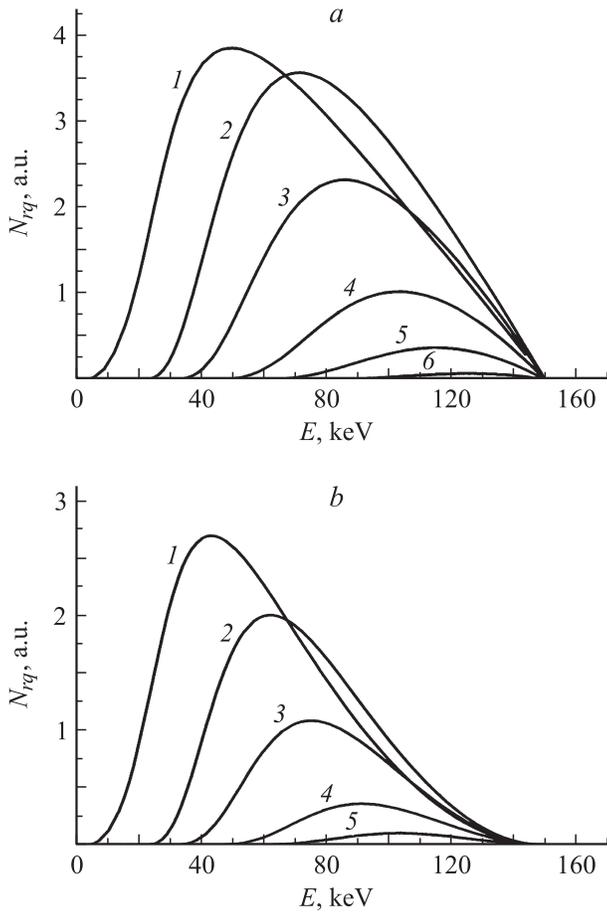


Рис. 5. *a* — расчетный спектр тормозного излучения, возникающего при торможении моноэнергетического пучка электронов с энергией 150 keV на медном аноде (толщина анода — 20 (1), 50 (2), 100 (3), 250 (4), 500 (5) и 1000 (6) μm). *b* — расчетный спектр тормозного излучения для равномерного спектра быстрых электронов в диапазоне энергий 0 – 150 keV (толщина анода — 20 (1), 50 (2), 100 (3), 250 (4) и 500 (5) μm).

Максимальная экспозиционная доза, измеряемая за фильтром, зависит от его толщины и от энергии электронов, которые падают на фильтр. При толщине фильтра из меди 20 μm максимальная экспозиционная доза должна регистрироваться при энергии электронов моноэнергетического пучка ~ 150 keV, а при увеличении энергии электронов моноэнергетического пучка до 250 keV за медным фильтром толщиной 50 μm .

4. Восстановление спектров электронов и рентгеновских квантов по кривым ослабления

Определение спектра генерируемого пучка производилось методом ослабления электронного пучка алюминиевыми фильтрами различной толщины. Для восстановления электронного спектра представим исходный пучок в

виде суперпозиции N моноэнергетических групп электронов с энергией $E_1, E_2, E_3 \dots E_N$ и интенсивностью I_1, \dots, I_N соответственно. В качестве интенсивности может выступать как заряд (или количество электронов), так и ток электронного пучка. При прохождении через какой-либо барьер его интенсивность уменьшается до

$$I_b = \sum_{i=1}^N I_i \tau_i, \quad (4)$$

где τ_i — коэффициент прохождения. Для определения коэффициента прохождения электронов с энергией E_i сквозь фильтр толщиной b в диапазоне энергий 0.01–30 MeV можно использовать известную [28] эмпирическую формулу:

$$\tau_i = [1 + \exp(-s_i)] / \{1 + \exp[(s_i + 2)(b/R_{Ei}) - s_i]\}, \quad (5)$$

где $s_i = f_1 \exp[f_2 / (1 + 0.042E_i^{1.86})]$; $f_1 = 10.63/Z^{0.232}$; $f_2 = 0.22/Z^{0.463}$; E_i — энергия электронов в единицах m_0c^2 ; R_{Ei} — экстраполированный пробег электронов с энергией E_i в материале фольги. Для нахождения значений экстраполированного пробега электронов в веществе использовалась формула [29]:

$$R_{Ei} = a_1 \left[\frac{1}{a_2} \ln(1 + a_2 w_i) - \frac{a_3 a_i}{(1 + a_4 w_i^{a_5})} \right],$$

где $w_i = E_i/m_0c^2$ (E_i — энергия электрона, m_0c^2 — энергия покоя электрона, равная 0.511 MeV), $a_1 = 0.2335A/Z^{1.209}$, $a_2 = 1.78 \cdot 10^{-4} Z$, $a_3 = 0.9891 - 3.01 \cdot 10^{-4} Z$, $a_4 = 1.468 - 1.18 \cdot 10^{-2} Z$, $a_5 = 1.232/Z^{0.109}$ (A — атомная масса, Z — атомный номер). Погрешность определения экстраполированного пробега по данной формуле для $E_0 < 1$ MeV составляет не более 8.4%.

Задача определения количества электронов в группах сводилась к подбору таких значений интенсивностей моноэнергетических групп электронов, при которых рассчитанная кривая ослабления электронного пучка максимально совпадала бы с экспериментальной кривой ослабления для набора фильтров, используемого в эксперименте.

В результате подбора был найден электронный спектр, при котором различие экспериментального и расчетного ослабления электронного пучка за каждым из фильтров составило менее $\pm 15\%$. На рис. 6 приведены экспериментальная кривая ослабления электронного пучка алюминиевыми фильтрами различной толщины (генератор № 1), а также расчетная кривая ослабления для пучка с подобранными интенсивностями групп электронов. Подобранный спектр электронов для этих условий приведен на рис. 7.

Для проверки достоверности подобранного электронного спектра решалась прямая задача генерации тормозного излучения методом Монте-Карло при падении электронного пучка с полученным спектром на медные мишени различной толщины, при этом рассчитывались экспозиционные дозы рентгеновского излучения за мишенью [30,31] и сравнивались с экспериментом. Анализ

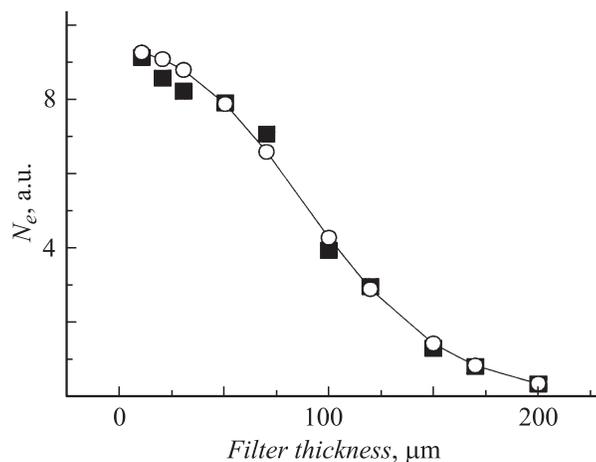


Рис. 6. Расчетные (—○—) и экспериментальные (■) точки кривой ослабления электронного пучка алюминиевыми фильтрами различной толщины. Генератор № 1, зазор 12 mm.

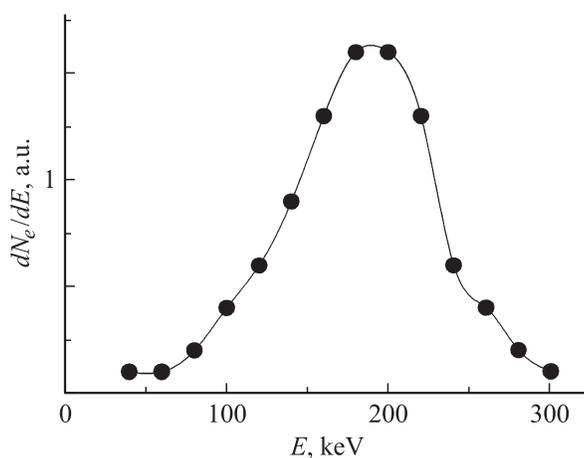


Рис. 7. Восстановленный спектр электронного пучка. Генератора № 1, зазор 12 mm.

полученных данных показал, что рассчитанные экспозиционные дозы рентгеновского излучения в 5 mm за мишенью хорошо согласуются с экспериментальными (отклонение экспериментальных доз от расчетных менее $\pm 15\%$) для большинства мишеней, за исключением толщины в 20 μm (рис. 8). Отклонение экспериментальной дозы от расчетной для мишени толщиной в 20 μm составило $\sim 40\%$.

По имеющимся экспериментальным данным невозможно определить методом ослабления количество электронов в пучке с энергией менее 40 keV из-за большой толщины используемых фильтров и отсутствия измерений без поглощающих фильтров. Кроме того, при падении электронов на фольгу под углами, отличными от 90° , электроны с малыми значениями энергии имеют наибольшее относительное ослабление. Отметим, что изменение в широких пределах количества электронов с энергией менее 40 keV в пучке при расчетах экспозиционных доз по методу Монте-Карло не влияет

на соотношение расчетной и экспериментальной доз тормозного излучения за медными мишенями разной толщины.

На рис. 9,а приведены зависимости коэффициента пропускания моноэнергетических электронных пучков различных энергий от толщины алюминиевого фильтра (кривые 1-5) и экспериментальная кривая ослабления электронного пучка (кривая 6), полученная при использовании генератора № 2. Кривые 1-5 получены из расчета по формуле (5), приведенной в [28] для моноэнергетического электронного пучка с различными значениями энергии. Видно, что большое количество низкоэнергетических электронов (см. кривую 6) поглощается в первом фильтре. На рис. 9,б приведено восстановленное распределение электронов пучка по энергиям, полученное при использовании кривой 6 на рис. 9,а. В распределении электронов пучка по энергиям (см. рис. 7 и рис. 9,б) можно выделить три характерные группы электронов: низкоэнергетичные ($< 40\text{--}80\text{ keV}$), электроны с энергией в диапазоне $80\text{--}280\text{ keV}$ и с высокой энергией ($280\text{--}340\text{ keV}$).

Для восстановления спектра электронов по энергиям в ряде работ [4,7,8,32] применялась упрощенная методика, в которой также использовалась кривая ослабления электронного пучка $N_i(d_i)$, либо $I_{mi}(d)$, где N_i — количество электронов, а I_{mi} — максимальная амплитуда тока электронного пучка, регистрируемые за фильтром толщиной d_i . Отметим, что кривой $I_{mi}(d)$ можно воспользоваться, если форма и временная привязка тока пучка за различными фильтрами остаются неизменными, а изменяется только амплитуда тока. Количество электронов N_i , проходящих через фильтры определенной толщины, вычислялось по осциллограммам тока пучка. Затем, с помощью интерполяции данных из таблиц [33] каждой толщине фильтра d_i , сопоставлялась энергия электронов ε_i , соответствующая максимальному пробегу электронов в веществе фильтра, равному толщине i -го фильтра.

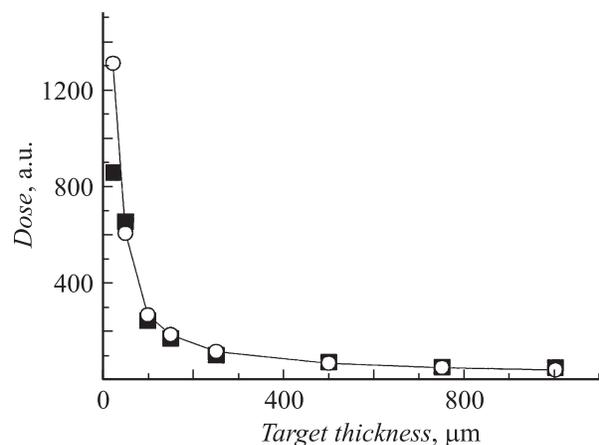


Рис. 8. Расчетные (○) и экспериментальные (■) значения экспозиционной дозы рентгеновского излучения за мишенью (фольгой). Генератор № 1, зазор 12 mm.

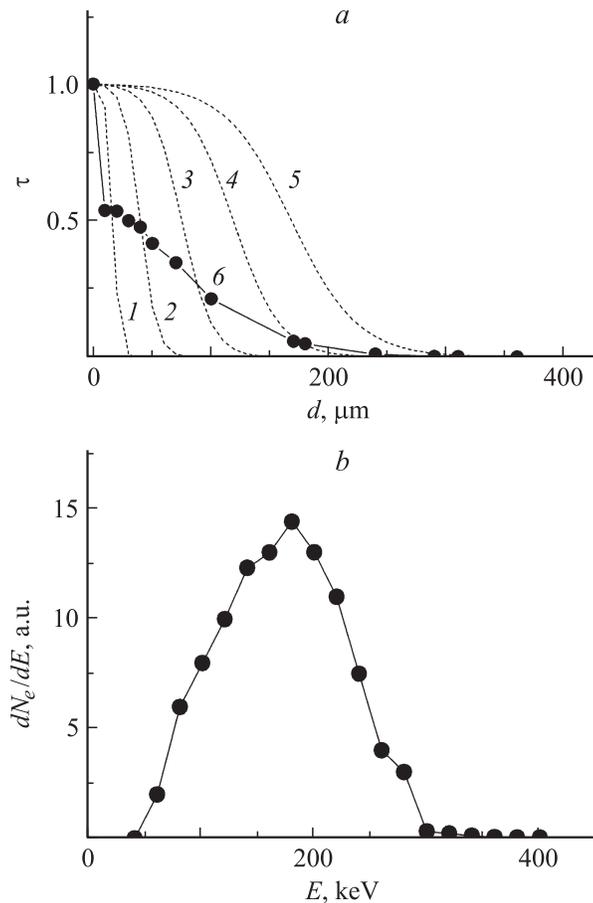


Рис. 9. *a* — расчетные зависимости коэффициента пропускания моноэнергетических электронных пучков различных энергий от толщины алюминиевого фильтра (кривые 1–5) и экспериментальная кривая ослабления электронного пучка (кривая 6). Генератор № 2, зазор 10 mm. Энергия электронов 1 — 50, 2 — 100, 3 — 150, 4 — 200, 5 — 250 keV. *b* — восстановленное распределение электронов пучка по энергиям, полученное при использовании кривой 6 на рис. 9, *a*.

Для каждого энергетического интервала $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i$ вычислялась средняя спектральная плотность электронов

$$\Delta N/\Delta\varepsilon = (N_i - N_{i+1})/(\varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i).$$

В результате получалась гистограмма распределения спектральной плотности электронов по энергии. Аналогичным образом можно построить и гистограмму спектральной плотности для максимальных амплитуд тока электронного пучка — $\Delta I/\Delta\varepsilon$. При таком подходе пренебрегается поглощением в i -м фильтре электронов с энергией, большей, чем энергия ε_i . Это приводит к смещению максимума спектрального распределения электронов в сторону более низких энергий и уширению спектра по сравнению с истинным. Результат можно несколько улучшить (уменьшить смещение максимума), если вместо максимального пробега электронов в веществе использовать экстраполированный пробег.

5. О механизме генерации электронов пучка

При подаче на промежуток импульсов высокого напряжения за счет усиления поля на микро- и макронеоднородностях катода на фронте импульса достигается высокая напряженность электрического поля. Это приводит к автоэмиссии с катода на переднем фронте импульса напряжения. Эмитируемые электроны за счет усиления электрического поля у катода приобретают энергию, достаточную для их убегания (быстрые электроны) в прикатодной области усиленного электрического поля. При удалении от микроострий на катоде и кромки катода напряженность электрического поля уменьшается, и быстрые электроны теряют свою энергию, в основном на ионизацию частиц в прикатодной области. Образовавшиеся вторичные и автоэмиссионные электроны в растущем электрическом поле за счет увеличения напряжения на промежутке инициируют развитие электронных лавин. Концентрация начальных электронов настолько велика, что головки лавин перекрываются до образования стримера, и у катода образуется сравнительно плотная плазма диффузного разряда, фронт которой движется с большой скоростью от катода к аноду. На фронте плотной плазмы, который образуют головки лавин, возникает избыточный отрицательный заряд. При достижении плазмой определенного размера и соответственно уменьшении зазора между фронтом плазмы и анодом, а также за счет увеличения напряжения на промежутке между границей плазмы и анодом достигается критическое поле E_{cr} (см. кривые С.И. Яковленко для равномерного электрического поля в [4]) и генерируется основной поток электронов (электроны второй группы). Увеличение энергии электронов происходит за счет их ускорения напряжением на промежутке, а увеличение тока пучка — за счет вторичных электронов, часть из которых также переходит в режим убегания. Электроны второй группы создают начальную концентрацию электронов в промежутке, обеспечивая движение фронта волны ионизации.

Генерация электронов с аномальной энергией (третьей группы) обусловлена поляризационным самоускорением небольшой группы электронов на фронте волны ионизации, инициируемой электронами второй группы. Этот эффект для стримера был предсказан теоретически в работе [34]. Для реализации поляризационного самоускорения скорость движения фронта волны ионизации должна соответствовать скорости электронов с аномальной энергией, что достигается только при фронте импульса напряжения короче 1 ns. Ограничение длительности импульса сверхкороткого лавинного электронного пучка обусловлено переключением промежутка волной ионизации и выравниванием в нем электрического поля.

Выводы

Проведенные исследования спектров электронных пучков, регистрируемых при наносекундных разрядах в воздухе атмосферного давления, показали, что на газовом диоде генерируются электроны с различной энергией от единиц килоэлектронвольт до значений, превышающих $E = eU_{\max}$, где U_{\max} — напряжение холостого хода генератора. Основная часть электронов, регистрируемых за фольгой, имеет максимум на распределении электронов по энергиям, который примерно соответствует максимальному напряжению на промежутке. Число электронов с энергией, большей, чем энергия, набираемая электронами в отсутствие потерь за счет максимального напряжения на промежутке, существенно меньше, чем число электронов второй группы.

Результаты данных исследований опровергают результаты работ Л.П. Бабича с соавторами, в которых утверждается, что при наносекундном пробое в воздухе атмосферного давления формируется пучок убегающих электронов, состоящий преимущественно из электронов с аномальной энергией (с энергией, существенно большей, чем энергия, набираемая электронами в отсутствие потерь за счет максимального напряжения на промежутке).

Список литературы

- [1] *Frenkel S., Higland V., Sloan T., Van Dyck, and Wales W.* // Nuclear Instruments and Methods. 1966. Vol. 44. P. 345–348.
- [2] *Станкевич Ю.Л., Калинин В.Г.* // ДАН СССР. 1967. Т. 177. № 1. С. 72–73.
- [3] *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 49–82.
- [4] *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И.* // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [5] *Тарасова Л.В., Худякова Л.Н., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 3. С. 564–568.
- [6] *Бабич Л.П., Лойко Т.В.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 5. С. 956–958.
- [7] *Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 10. С. 29–35.
- [8] *Tarasenko V.F., Shpak V.G., Shunailov S.A., Kostyrya I.D.* // Laser and Particle Beams. 2005. Vol. 23. N 4. P. 545–551.
- [9] *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И.* // УФН. 2006. Т. 176. № 7. С. 793–796.
- [10] *Тарасенко В.Ф., Костыря И.Д., Петин В.К., Шляхтун С.В.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 12. С. 37–46.
- [11] *Бабич Л.П.* // УФН. 2005. Т. 175. № 10. С. 1069–1091.
- [12] *Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Поляков Д.Н.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 18. С. 74–80.
- [13] *Петин П.Б., Ретьев А.Г.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 33–37.
- [14] *Тарасенко В.Ф., Костыря И.Д.* // Изв. вузов. Физика. 2005. Т. 48. № 12. С. 40–51.
- [15] *Месяц Г.А., Коровин С.Д., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 1. С. 35–44.
- [16] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I., Shunailov S.A., Kostyrya I.D., and Tkachev A.N.* // Laser Physics. 2006. Vol. 16. N 3. P. 526–533.
- [17] *Андреев Ю.А., Костыря И.Д., Кошелев В.И., Тарасенко В.Ф.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 5. С. 105–111.
- [18] *Krompholz H.G., Hatfield L.L., Neuber A.A., Kohl K.P., Chaporro J.E., Ryu H.-Y.* // IEEE Trans. of Plasma Sci. 2006. Vol. 34. N 3. P. 927–936.
- [19] *Петин П.Б., Ретьев А.Г.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 1. С. 78–85.
- [20] *Тарасенко В.Ф., Рыбка Д.В., Бакиит Е.Х., Костыря И.Д., Ломаев М.И.* // ПТЭ. 2008. № 2. С. 62–68.
- [21] *Бакиит Е.Х., Балзовский Е.В., Климов А.И., Куркан И.К., Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф.* // ПТЭ. 2007. № 6. С. 100–103.
- [22] *Яландин М.И., Шпак В.Г.* // ПТЭ. 2001. № 3. С. 5–31.
- [23] *Братчиков В.В., Гагаринов К.А., Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 7. С. 34–42.
- [24] *Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 10. С. 41–48.
- [25] *Кухлинг Х.* Справочник по физике. М.: Мир, 1982. 520 с.
- [26] *Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Шунайлов С.А.* // Изв. вузов. Физика. 2003. Т. 46. № 3. С. 94–95.
- [27] *Хараджа Ф.Н.* Общий курс рентгенотехники. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1956. 564 с.
- [28] *Москалев В.А., Сергеев Г.И.* Измерения параметров пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1991, 240 с.
- [29] *Машкович В.П.* Защита от ионизирующих излучений: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1982. 247 с.
- [30] *Kablambaev V.A., Petin V.K., Ratakhin N.A., Chaikovskiy S.A., Shlyakhtun S.V., Fedushchak V.F., Gorelchanik I.E.* // Proc. 13th Int. Conf. on High-Particle Beams. Nagaoka, 2000. Vol. 1. P. 295–298.
- [31] *Байгарин К.А., Зинченко В.Ф., Лихолат В.М., Тимофеев В.В.* // Атомная энергия. 1991. Т. 70. Вып. 6. С. 410–411.
- [32] *Tarasenko V.F., Skakun V.S., Kostyrya I.D., Alekseev S.B., Orlovskii V.M.* // Laser and Particle Beams. 2004. Vol. 22. N 1. P. 75–82.
- [33] *Комар А.П., Круглов С.П., Лопатин И.В.* Измерение полной энергии пучков тормозного излучения от электронных ускорителей. Л.: Наука, 1972. 236 с.
- [34] *Аскарьян Г.А.* // Тр. ФИАН. 1973. Т. 66. С. 66–72.