

04;07;12

О распределении по энергиям электронов пучка при объемном наносекундном разряде в воздухе атмосферного давления

© В.Ф. Тарасенко, И.Д. Костыря, В.К. Петин, С.В. Шляхтун

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

(Поступило в Редакцию 28 февраля 2006 г.)

Проведены исследования распределения по энергиям электронов пучка и рентгеновских квантов при объемном наносекундном разряде в воздухе атмосферного давления. Зарегистрировано несколько групп электронов с повышенной энергией. Показано, что основной вклад в амплитуду тока пучка, измеряемую за тонкими фольгами, дают электроны, имеющие энергию в десятки–сотни keV (меньшую амплитуды максимального напряжения на промежутке). Подтверждено, что быстрые электроны (с энергией в единицы–десятки keV) появляются на 100–500 ps раньше основного пика тока пучка и приводят к увеличению длительности импульса тока пучка и существенному увеличению его амплитуды. Показано, что электроны с аномальной энергией (большей амплитуды максимального напряжения на промежутке) дают малый вклад в ток пучка (менее 5%). Изучены спектры рентгеновского излучения, формируемого в газовых диодах различной конструкции. Анализируются методики измерений амплитуды тока субнаносекундного электронного пучка и механизм формирования быстрых и убегающих электронов при объемных разрядах в газах повышенного давления.

PACS: 52.80.Mg

Введение

Рентгеновское излучение [1–4] и пучок электронов [5] при импульсном газовом разряде в плотных газах были получены сравнительно давно. В экспериментах [1–5] на промежуток подавались высоковольтные напряжения с амплитудой в десятки–сотни киловольт наносекундной длительности. Наиболее важные результаты по изучению рентгеновского излучения и пучков электронов при импульсных разрядах в газах атмосферного давления, полученные до 2002 г., обобщены в обзорах [6–8], а также представлены в статьях [9–14].

В последние годы исследования в этом направлении снова стали актуальными. Это обусловлено новыми экспериментальными [15–23] и теоретическими [24,25] (см. также ссылки в [25]) результатами по формированию убегающих электронов, которые рассмотрены в обзорах [26–28]. Существенное увеличение амплитуды сверхкороткого лавинного электронного пучка (СЛЭП [15]), формируемого в газовом диоде при атмосферном давлении, позволило применить такие пучки для формирования объемного разряда в импульсном CO₂-лазере [29] и для возбуждения импульсной катодолюминесценции в различных кристаллах [30,31]. Кроме того, в распоряжении экспериментаторов появились новые осциллографы (типа TDS6604) с полосой 6 GHz и разрешением 20 GS/s (20 точек на 1 ns), которые позволили существенно улучшить качество измерений субнаносекундных импульсов в режиме однократных импульсов и при малых частотах повторения.

Цель данной работы — провести исследования формы и амплитуды тока пучка электронов, формируемого в газовых диодах, а также распределения электронов и

квантов рентгеновского излучения по энергиям в широком энергетическом интервале. Данную работу отчасти стимулировала критическая статья Л.П. Бабича [32], в которой по принципиальным вопросам (распределение электронов по энергиям, амплитуда тока пучка, механизм генерации убегающих электронов и т.д.) сделаны ошибочные утверждения.

1. Экспериментальная аппаратура и методики

Экспериментальные исследования были проведены с использованием четырех генераторов наносекундных импульсов РАДАН-220 [33], РАДАН-303 [34] (два генератора с разной длительностью переднего фронта импульса напряжения) и генератора с твердотельными коммутаторами SM-3NS [35,36], которые подключались к газонаполненным диодам. Генератор РАДАН-220 имел волновое сопротивление 20 Ω и формировал на разрядном промежутке в режиме холостого хода импульс напряжения с амплитудой ~ 220 kV, длительностью на полувысоте ~ 2 ns и переднем фронте в передающей линии ~ 0.5 ns.

Генератор РАДАН-303А имел волновое сопротивление 45 Ω и формировал импульсы напряжения с длительностью на полувысоте ~ 5 ns, амплитудой на согласованной нагрузке от 50 до 170 kV (напряжение холостого хода до 340 kV) и длительностью фронта импульса напряжения в передающей линии ~ 1.5 ns.

Генератор РАДАН-303В имел волновое сопротивление 45 Ω и формировал импульсы напряжения с длительностью на полувысоте ~ 3 ns, амплитудой на

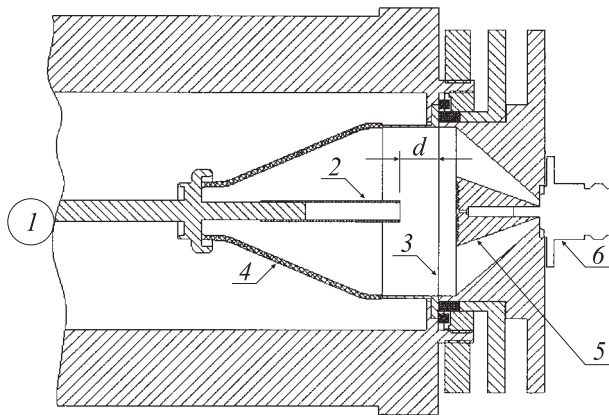


Рис. 1. Конструкция газового диода и коллектора: 1 — генератор, 2 — катод, 3 — анод, 4 — изолятор, 5 — коллектор, 6 — разъем.

согласованной нагрузке от 85 до 200 кВ (напряжение холостого хода до 400 кВ) и длительностью фронта импульса напряжения в передающей линии ~ 1.2 ns.

Генератор SM-3NS подробно был описан в [35,36]. После его срабатывания в передающей линии (50Ω) формировался импульс напряжения амплитудой ~ 150 кВ, длительностью 1.4 ns и временем нарастания на уровне 0.1–0.9 не более 0.25 ns. Все четыре генератора, а также генераторы СИНУС и АРИНА использовались ранее для получения электронного пучка и рентгеновского излучения в газовых диодах, а также для формирования плотных объемных разрядов при атмосферном давлении без предыонизации [15–23,37–41].

Газонаполненный диод во всех генераторах был образован катодом с малым радиусом кривизны и плоским анодом (рис. 1). Конструкции газовых диодов, используемые с генераторами РАДАН и SM-3NS, были описаны в работах [19,21–23]. Газонаполненные диоды были изготовлены с использованием изолятора от промышленной рентгеновской трубки ИМА-350Д [42]. Во всех экспериментах диоды заполнялись воздухом атмосферного давления. Вывод электронного пучка осуществлялся через Al-фольгу толщиной $45 \mu\text{m}$, металлическую сетку или Al-фольгу различной толщины. Катодом служила трубка из стальной фольги толщиной $50 \mu\text{m}$ и диаметром ~ 6 mm. Расстояние d между катодом и анодом могло изменяться от 5 до 18 mm. В качестве ослабляющих фильтров применялись фольги из алюминия и меди различной толщины (h). В экспериментах также применялся открытый газовый диод [22]. В этом случае фольга убиралась, а разряд формировался между торцом катода и внутренней цилиндрической поверхностью анода. Измерения тока пучка при работе с открытым газовым диодом не проводилось, так как пучок полностью поглощался в корпусе газового диода.

Ток пучка электронов измерялся с помощью коллектора и шунтов. В данных экспериментах в основном использовался коллектор, показанный на рис. 1. Коллектор состоял из металлического конуса, образующего с корпусом линию с волновым сопротивлением 50Ω , которая

соединялась с коаксиальным кабелем, имеющим волновое сопротивление 50Ω . Основание конуса, обращенное к фольге, имело диаметр 20 mm. Данная конструкция коллектора позволяла регистрировать импульсы тока пучка с длительностью на полувысоте ~ 0.1 ns. Для регистрации импульсов напряжения использовались емкостные делители напряжения, которые устанавливались в передающей линии генератора SM-3NS [35,36] или напротив газового диода в генераторе РАДАН-303 [19]. Регистрация импульсов тока разряда, а в ряде экспериментов и тока пучка, осуществлялась с помощью шунтов, собранных из малоиндуктивных сопротивлений ТВО-0.125 (суммарное сопротивление шунтов было 0.1, 0.08 и 0.05 Ω). Полная энергия пучка электронов определялась на ускорителе РАДАН-220 с помощью калориметра ИМО-2 [17].

Для измерения сигналов с емкостного делителя, шунта и коллекторов использовался цифровой осциллограф TDS6604 (6 GHz, 20 GS/s). Для соединения измерительных электродов с осциллографом применялись широкополосные коаксиальные кабели и аттенюаторы 142-NM фирмы Barth Electronics с полосой пропускания 30 GHz. Разрешение системы регистрации при использовании осциллографа TDS6604 достигало 0.05 ns.

Интегральная картина свечения разряда фотографировалась через сетку или окно пленочным фотоаппаратом ЗЕНИТ или цифровым фотоаппаратом Olympus Camedia C-2020 Z.

Экспозиционная доза рентгеновского излучения определялась с помощью дозиметров VICTOREEN (Model 541R) и Arrow-Tech Inc. (Model 138), которые были чувствительны к излучению с энергией квантов более 60 и более 16 keV соответственно. Дозиметры устанавливались на расстоянии 0.7–5 cm от плоскости фольги перпендикулярно оси катода. Кроме того, рентгеновское излучение фиксировалось по засветке пленки РФ-3, которая помещалась в черную бумагу толщиной $\sim 100 \mu\text{m}$ и располагалась с торца газового диода на различных расстояниях от сетки или (и) фольги.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

2.1. Форма разряда в газовом диоде

При подаче на газовый диод наносекундных импульсов напряжения от всех четырех генераторов формировался объемный (диффузный) разряд. Свойства разряда исследовались нами ранее в работах [15,18–23,37–41]. Разряд состоит из отдельных диффузных струй, которые начинались с катода и, расширяясь, замыкались на аноде. Фотографии такого разряда в воздухе атмосферного давления между трубчатым катодом и фольгой приведены в [18,19,21,27]. Также могли наблюдаться струи, которые не достигали анода (импульсный коронный разряд). В местах примыкания струй к катоду были видны

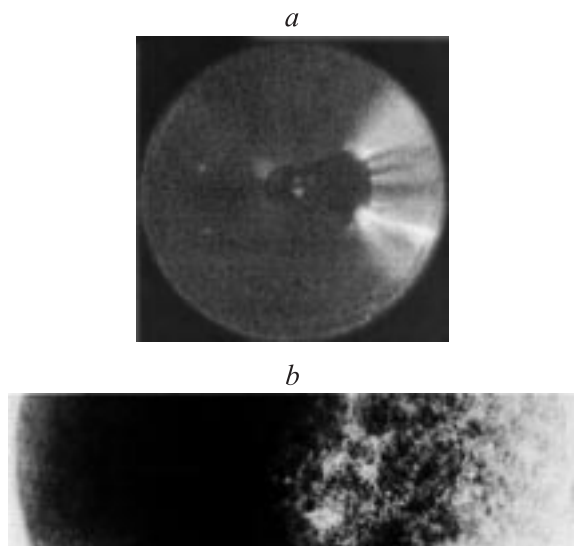


Рис. 2. Фотографии разряда в открытом газовом диоде с дополнительным сегментом на катоде (*a*) и автографа рентгеновского излучения за 10 импульсов на фотопленку, помещенную на расстоянии ~ 10 mm (*b*). Генератор РАДАН-220. Фотографии сделаны в одном масштабе, внутренний диаметр корпуса газового диода 48 mm.

яркие катодные пятна. В данных экспериментах было обнаружено, что наряду с основным разрядом в местах с максимальным усилением электрического поля имеет место диффузный разряд между катододержателем и цилиндрическим корпусом газового диода, который занимает большую часть объема газового диода и имеет малую интенсивность свечения. Местоположение основного (плотного) разряда можно изменять при изменении конструкции электродов. Это облегчало регистрацию слабого диффузного свечения в остальном объеме газового диода. Так, на рис. 2, *a* показан плотный разряд между катодом из медной фольги толщиной 0.25 mm, которая имела форму сектора, и корпусом газового диода. В этих опытах фольга убиралась, и использовался открытый газовый диод [22]. На рис. 2, *a* видно яркое свечение плотного диффузного разряда (справа) и излучение слабой интенсивности между катододержателем (в центре) и анодом (корпусом газового диода). При использовании катода в виде трубки в открытом газовом диоде плотный разряд наблюдался практически по всему сечению торца газового диода (фотографии разряда в открытом газовом диоде приведены в работе [22]). Основной особенностью данных разрядов является генерация электронных пучков и рентгеновского излучения.

2.2. Длительность и амплитуда тока пучка

Осциллограммы тока пучка с коллектора за AlBe-фольгой и сеткой с прозрачностью 64%, а также только за сеткой с прозрачностью 64%, полученные при максимальном разрешении системы регистрации (запись только на один луч цифрового осциллографа

TDS6604, 0.05 ns между точками регистрации), приведены на рис. 3. Межэлектродный зазор *d* при этом равнялся 11 mm. Осциллограммы импульсов напряжения с емкостного делителя и импульса тока пучка с коллектора за AlBe-фольгой и за сеткой с прозрачностью 64% приведены на рис. 4. На рис. 4 записано по две серии из 10 осциллограмм тока пучка и напряжения, при этом использовались регистрационные кабели одинаковой длины. Видно (рис. 3 и 4), что длительность импульса СЛЭП на полувысоте составляет ~ 0.1 ns, что соответствует практически предельному разрешению используемой системы регистрации и результатам наших последних работ [23,43,44], в которой использовалась подобная система измерений. Отметим, что разрешение осциллографа TDS максимально при использовании одного луча. Осциллограммы тока пучка подобной формы и длительности были зарегистрированы в проведенной серии экспериментов при использовании всех генераторов. На рис. 3 и 4 приведены осциллограммы тока пучка, регистрируемые при выводе пучка через фольгу и сетку, установленную за фольгой, а также только за сеткой или фольгой. Благодаря используемой системе регистрации удалось зафиксировать важные отличия в форме осциллограмм тока пучка. Во-первых, при выводе пучка только через сетку или тонкие фольги (толщиной менее $10 \mu\text{m}$ для алюминия) на осциллограмме тока регистрируется предымпульс, который опережает основной пик на 100–500 ns (рис. 3, *b* и 4, *b*). Впервые о наблюдении предымпульса сообщалось в работе [43].

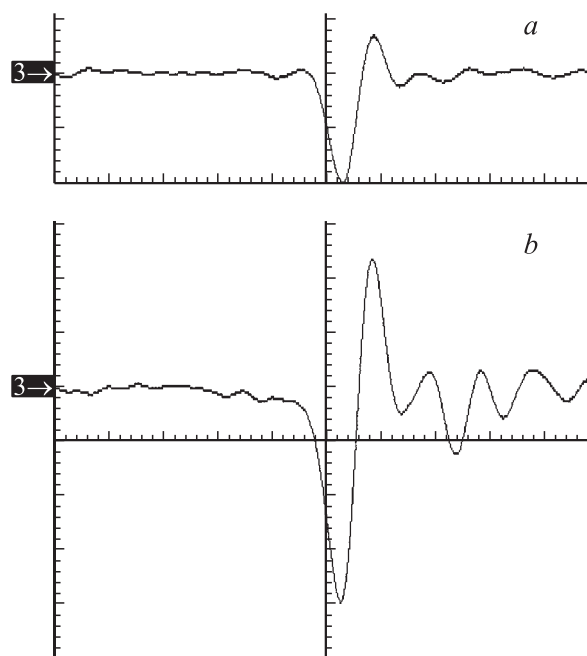


Рис. 3. Осциллограммы импульсов тока пучка уходящих электронов, полученные на генераторе РАДАН-303В при выводе пучка электронов через AlBe-фольгу толщиной $45 \mu\text{m}$ и сетку с прозрачностью 64% (*a*), а также только через сетку с прозрачностью 64% (*b*). Масштаб по горизонтали 0.2 ns/div, масштаб по вертикали 48 V/div (приведено напряжение на коллекторе).

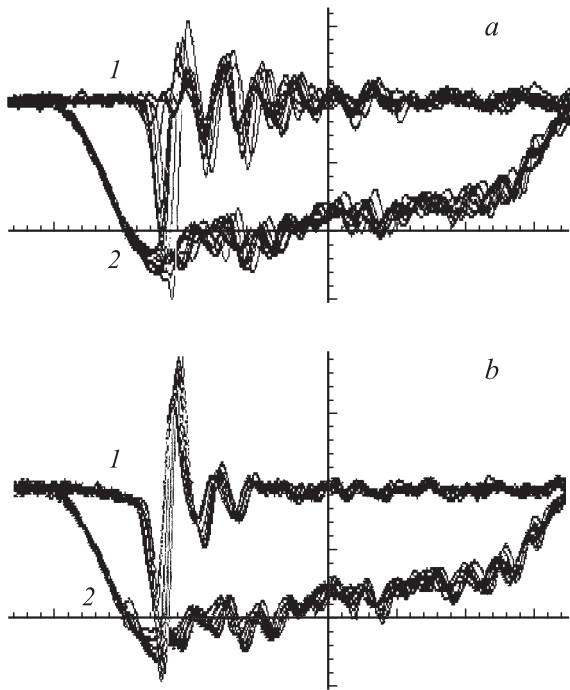


Рис. 4. Осциллограммы импульсов тока пучка убегающих электронов (1) и импульсов напряжения на промежутке (2), полученные на генераторе РАДАН-303В при выводе пучка электронов через AlBe-фольгу толщиной $45\ \mu\text{m}$ (пара верху) и через сетку с прозрачностью 64% (пара внизу). Для каждого опыта записано по 10 осциллограмм. Масштаб по горизонтали $0.5\ \text{ns/div}$, масштаб по вертикали для тока пучка $50\ \text{V/div}$ (приведено напряжение на коллекторе) и для напряжения на промежутке — $64\ \text{kV/div}$.

Во-вторых, наблюдается существенное увеличение амплитуды тока пучка. На рис. 3 видно, что при выводе пучка через сетку амплитуда тока примерно в 2 раза больше, чем при выводе пучка через ту же сетку и AlBe-фольгу толщиной $45\ \mu\text{m}$. Эти изменения в осциллограмме тока пучка обусловлены наличием в пучке быстрых электронов с энергией $10\text{--}50\ \text{keV}$. На рис. 4 максимальные амплитуды токов примерно одинаковы, это связано с тем, что $\sim 60\%$ электронов тока пучка поглощается сеткой. При этом наложение 10 импульсов подтверждает стабильное появление предимпульса на осциллограмме тока пучка (рис. 4, *b*).

В-третьих, при использовании для вывода пучка одной сетки регистрируется значительное увеличение амплитуды положительного выброса после окончания тока пучка. Увеличение амплитуды положительного выброса, по-видимому, связано с обратным током емкости коллектора через плазму, созданную электронным пучком. Быстрые электроны с относительно малой энергией (единицы–десятки keV) более эффективно ионизируют воздух между коллектором и сеткой. Кроме того, на рис. 4 видно, что при уменьшении задержки до появления основного пика тока пучка относительно подачи импульса напряжения на промежуток амплитуда тока пучка для данных условий уменьшается. Эксперименты

по выводу пучка через толстые алюминиевые фольги $100\ \mu\text{m}$ показали, что время максимумов тока пучка при тонких фольгах или сетке и толстых фольгах с точностью до $0.1\ \text{ns}$ совпадает для импульсов тока пучка с наибольшими амплитудами.

Проведенные исследования также показали, что измерения амплитуды тока пучка при его субнаносекундной длительности весьма сложны и сильно отличаются при использовании шунтов и коллекторов различных конструкций. Коллектор, нагруженный на коаксиальный кабель с волновым сопротивлением $50\ \Omega$ и согласованный с ним, имеет хорошее временное разрешение, но существенно занижает амплитуду тока пучка. На рис. 5 приведена зависимость амплитуды плотности тока пучка, регистрируемой на подобный коллектор с разрешением $0.2\ \text{ns}$ при выводе пучка через отверстия различного диаметра. Диафрагма из алюминиевой фольги толщиной $170\ \mu\text{m}$ устанавливалась сразу же за AlBe-фольгой. На зависимости (рис. 5) есть два характерных участка. При малых диаметрах отверстия, когда регистрируемый ток пучка сравнительно мал, регистрируется наибольшая плотность тока пучка. В этих условиях и напряжение на коллекторе наименьшее. Причем, как показали дополнительные измерения, амплитуда тока пучка электронов при улучшении временного разрешения коллектора пропорционально увеличивается, для условий на рис. 5 при разрешении коллектора $\sim 0.1\ \text{ns}$ — примерно в 2 раза. На втором участке кривой (рис. 5) при диаметрах отверстия более $3\ \text{mm}$ наблюдается слабая зависимость амплитуды тока пучка от диаметра отверстия. Поэтому с коллектором мы обычно проводили измерения амплитуды тока пучка в относительных единицах, используя второй участок кривой на рис. 5.

Применение низкоомных шунтов из сопротивлений ТВО для регистрации тока пучка давало в этих условиях различные амплитуды, которые в зависимости от конструкции шунта и его сопротивления составляли

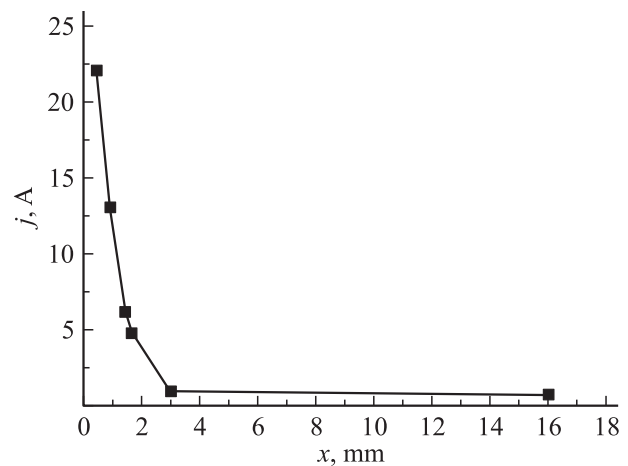


Рис. 5. Зависимость плотности тока пучка электронов, регистрируемой коллектором за Al-фольгой толщиной $10\ \mu\text{m}$ при различных диаметрах диафрагмы. Генератор SM-3NS.

от нескольких десятков до нескольких сотен ампер. Форма тока пучка, при аккуратно изготовленном шунте, обычно соответствовала форме тока, регистрируемого коллектором (см. конструкцию на рис. 1). Отметим, что существенное влияние напряжения на шунте на его показания при измерении амплитуды коротких импульсов пучка электронов было показано в [45].

Для измерений амплитуды тока пучка лучше всего применять калориметрический метод. Данная методика для пучков наносекундной длительности была ранее изучена в [45] и рекомендовалась для использования. Для определения (оценки) амплитуды тока пучка с помощью калориметра надо измерять его энергию. Кроме того, определяется распределение электронов по энергиям и длительность тока пучка на полувысоте. Далее, используя эти данные, можно рассчитать амплитуду тока пучка электронов. Проведенные нами измерения амплитуд тока пучка калориметрическим методом дали его величину при атмосферном давлении воздуха ~ 100 А и более. Максимальная амплитуда тока пучка ~ 400 А была получена на генераторе РАДАН-220 за Al-фольгой толщиной $\sim 10 \mu\text{m}$ при минимальных размерах и индуктивности используемого газового диода [23]. Катодом в этих экспериментах являлся стальной шар диаметром 9.5 mm. Отметим, что при заданном межэлектродном зазоре и длительности переднего фронта импульса напряжения существует оптимум по амплитуде импульса напряжения. При увеличении амплитуды импульса напряжения время до появления основного пика тока пучка уменьшается, и пучок начинает формироваться на фронте импульса напряжения. Амплитуда тока пучка при этом начинает уменьшаться. Как было показано в [21], максимальные токи пучка электронов регистрируются за фольгой при формировании пучка электронов в момент достижения максимума напряжения на промежутке.

Измерения с помощью шунтов полного разрядного тока показали, что импульс разрядного тока запаздывал относительно импульса напряжения на ~ 0.4 ns (измерения при напряжении холостого хода 280 kV на генераторе РАДАН-303В) и опережал максимум тока пучка на ~ 0.4 ns. Амплитуда тока разряда при объемном разряде в газовом диоде составляла 1–5 kA и зависела от используемого генератора, конструкции катода и межэлектродного зазора. На фронте импульса тока разряда стабильно регистрировался короткий пик с амплитудой, примерно равной максимальной амплитуде тока разряда. Как показано в [44], газовый диод является источником мощного электромагнитного излучения.

2.3. Распределение электронов тока пучка по энергиям

Измерения распределения электронов по энергиям на всех четырех генераторах подтвердили результаты, полученные на генераторах РАДАН-303 [23], где сообщалось о регистрации трех групп электронов с различной энергией. На рис. 6 приведены кривые ослабления для электронов, зарегистрированных у анода из сетки.

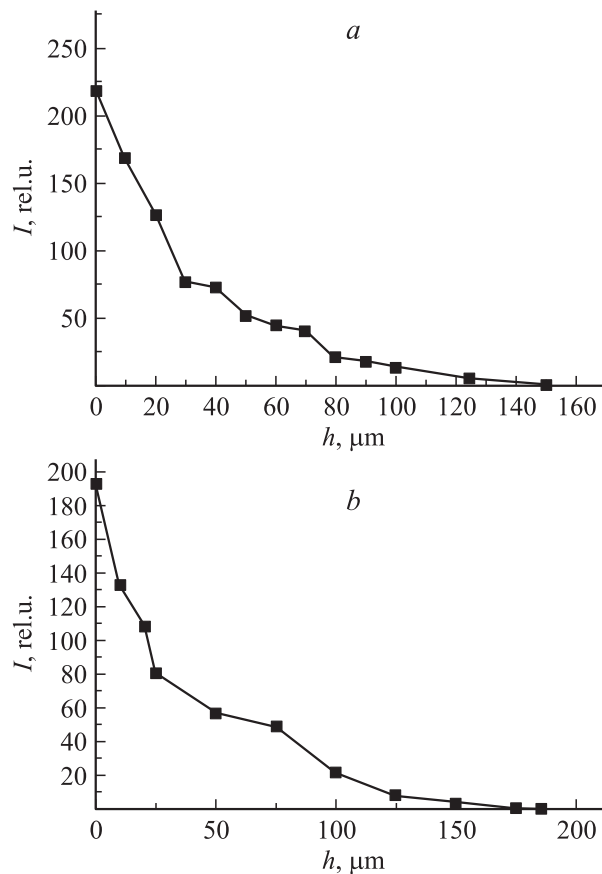


Рис. 6. Кривые поглощения электронов пучка при изменении толщины фильтров из алюминия, устанавливаемых в качестве анода. Генератор SM-3NS (a) и генератора РАДАН-303В (b). Точки при $h = 0$ и все остальные получены при аноде из сетки с прозрачностью 64%. Максимальное напряжение на промежутке ~ 150 kV. Относительные единицы амплитуды тока на графиках соответствуют напряжениям с коллектора.

На основании этих кривых можно также выделить три группы электронов. Для обоих генераторов в первой группе (быстрые электроны) энергия электронов не превышает ~ 50 keV. Большинство электронов данной группы поглощается в AlBe-фольге толщиной $45 \mu\text{m}$. Изменения на осциллограммах тока пучка (рис. 3 и 4) как раз и обусловлены отсечкой фольгой электронов первой группы. Быстрые электроны формируются у катода и в промежутке, за счет двух различных механизмов (подробно см. обсуждение в разд. 3).

Вторая группа электронов (убегающие электроны) имеет один или несколько максимумов, в диапазоне энергий ~ 40 – 150 keV (максимальное напряжение на разрядном промежутке для условий рис. 3 и 4), причем энергия электронов в этих максимумах меньше напряжения на промежутке. Согласно предложению, высказанному в работах [15–17], СЛЭП формируется между плазмой объемного разряда, расширяющейся от катода, и фольгой. Регистрация нескольких максимумов на распределении электронов по энергиям в диапазоне ~ 40 – 150 keV [23] (изгибы на кривых ослабления,

рис. 6), по-видимому, связана с влиянием объемного заряда.

Третья группа электронов имеет энергию больше, чем энергия электронов, ускоренных в вакууме при максимальном напряжении на промежутке, но вклад этих электронов в ток пучка мал (менее 5%), причем максимум на распределении аномальных электронов по энергиям в условиях наших экспериментов не регистрировался. Как мы уже отмечали, максимальное напряжение на промежутке для условий (рис. 3, 4 и 6, *b*) составляло ~ 150 kV. Полученные данные принципиально отличаются от результатов, представленных в [6] и [32], где утверждается, что в данных условиях преимущественно должны формироваться аномальные электроны с энергией, превышающей напряжение на промежутке.

2.4. Распределение по энергиям рентгеновских квантов

На рис. 7, *a* приведена кривая ослабления рентгеновского излучения, регистрируемого у фольги для генератора РАДАН-303В для тех же условий, что и кривая

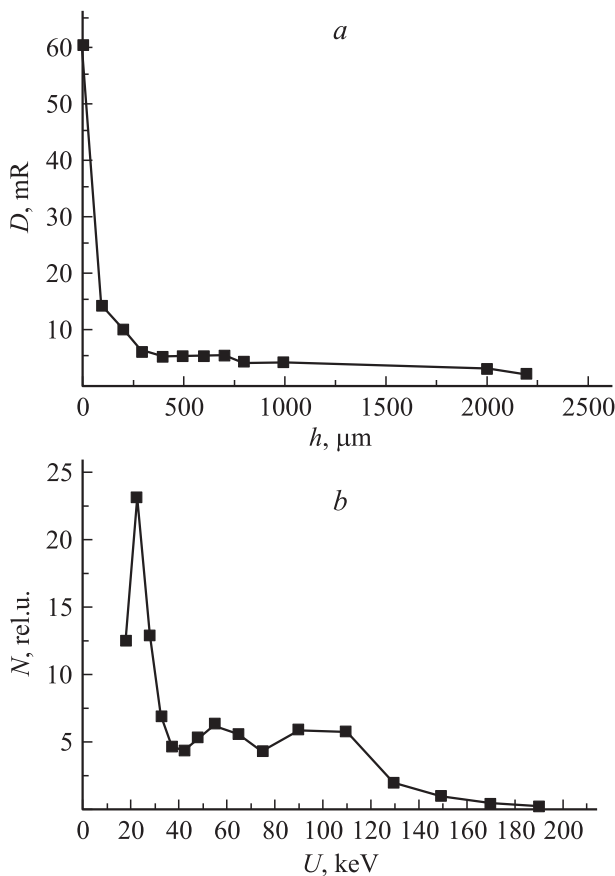


Рис. 7. Кривая поглощения рентгеновских квантов при изменении толщины медных фильтров, устанавливаемых за AlBe-фольгой толщиной $45 \mu\text{m}$ (*a*) и распределение рентгеновских квантов по энергиям (*b*), полученные при подаче на газонаполненный диод импульсов напряжения от генератора РАДАН-303. Максимальное напряжение на промежутке ~ 150 kV.

ослабления электронов на рис. 6, *b*. Зависимость, приведенная на рис. 7, *a*, была получена при использовании медных ослабителей. Видно, что за фольгой наблюдаются рентгеновские кванты с различной энергией.

На рис. 7, *b* приведена кривая распределения рентгеновских квантов по энергиям. Определение спектра излучения осуществляется методом поглощения по использованной в [46] и описанной в [47] методике. Суть метода поглощения заключается в определении фотонного спектра по результатам измерений дозы излучения за фильтрами из материала поглотителя переменной толщины.

Задача восстановления спектра сводится к решению интегрального уравнения

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \varphi(E)k(x, E)dE = D(x),$$

где $D(x)$ — доза излучения за фильтром толщиной x ; $\varphi(E)$ — число квантов в спектре излучения с энергией E ; $k(x, E)$ — вклад в дозу излучения от одного кванта с энергией E за фильтром толщиной x .

В дискретном виде решение интегрального уравнения сводится к решению системы уравнений

$$\sum_{j=1}^N F_j k_{i,j} = D_i,$$

где D_i — доза, измеряемая детектором за фильтром толщиной x_i , $i = 1, \dots, M$ (M — число детекторов);

$F_j = \int_{E_j}^{E_{j+1}} \varphi(E)dE$ — число квантов в энергетическом

интервале $E_j - E_{j+1}$, $\{E_j\}$ $j = 1, \dots, N + 1$ — заданное энергетическое разбиение; $k_{i,j}$ — доза излучения от одного кванта в энергетическом интервале со средней энергией \bar{E}_j за фильтром толщиной x_i , определяется расчетным путем. Наличие погрешности измерения дозы D_i и погрешности расчета $k_{i,j}$ делает задачу восстановления спектра по ограниченному набору измерений доз некорректной, для получения физически обоснованного решения используется априорная информация об искомом спектре излучения, априорный спектр рассчитывается методом Монте-Карло по известному электронному спектру ускорителя. Решение получается при оптимизации расхождения между дозами, измеренными в эксперименте и рассчитанными по априорному спектру (решение удовлетворяет экспериментам в пределах их погрешности и наиболее близко к априорной информации). В качестве априорного спектра для воздуха атмосферного давления мы использовали рассчитанный нами спектр электронов для кривой ослабления (рис. 6, *b*) и спектр из [6] и [32], приведенный в этих работах на рис. 12 и 9 соответственно.

На рис. 7, *b* показано распределение по спектру рентгеновских квантов, полученное на основе спектра электронов для кривой ослабления на рис. 6, *b*. На нем

также можно выделить три группы рентгеновских квантов, причем вторая группа имеет два максимума, что соответствует кривым поглощения на рис. 6, *b* и 7, *a*. Основной вклад в первую группу дает излучение с относительно малой энергией квантов (из промежутка и анода), а вторая и третья формируются при торможении пучка на аноде. В третьей группе присутствуют кванты с энергией, превышающей напряжение на промежутке, но их доля мала. Попытка использовать априорный спектр из работ [6] и [32] не дала физического результата.

Наличие значительной доли электронов с энергией, не превышающей напряжения на промежутке, подтверждают и измерения экспозиционной дозы двумя дозиметрами VIC-TOREEN (Model 541R) и Arrow-Tech Inc. (Model 138), которые были чувствительны к излучению с энергией квантов более 60 и более 16 keV. Измеряемая доза для второго дозиметра за тонкими фильтрами, например за фольгой из Al толщиной 170 μm , была в 6 раз больше, чем для первого дозиметра. Тогда как при толщине медного фильтра 100 μm отличие в показаниях дозиметров уменьшалось до ~ 2.5 раза, а при толщине медного фильтра 200–300 μm эта разница сократилась до 2 раз. Величина экспозиционной дозы, измеряемой дозиметром Arrow-Tech Inc., при толщине медного фильтра 300 μm уменьшилась более чем на порядок. Все это подтверждает наличие большого числа электронов с энергией меньшей, чем энергия электронов, определяемая максимальным напряжением на промежутке.

На рис. 8 приведены автографы суммарного воздействия рентгеновского излучения и пучка электронов на фотографическую пленку, установленную за сеткой, а также за сеткой и фольгами различной толщины. Почернение пленки зависит от энергии рентгеновских квантов, а также от энергии электронов, которая, в свою очередь, зависит от материала и толщины фольги (анода). На рис. 8 видны две характерные области. В центре на рис. 8, *a*, *b*, *c* более сильная засветка обусловлена как электронным пучком, так и рентгеновским излучением. Медная фольга толщиной 45 μm (рис. 2, *d*) практически полностью поглощает электронный пучок. При этом экспозиционная доза рентгеновского излучения, регистрируемого дозиметром Arrow-Tech Inc., за этой фольгой больше в ~ 2 раза, чем за Al-фольгой толщиной 50 μm , а почернение пленки при этом уменьшается как в центре, так и по краям. Следовательно, наибольший вклад в почернение пленки РФ-3 дает мягкое рентгеновское излучение. Почернение пленки на периферии обусловлено в основном мягким рентгеновским излучением. Отметим, что отпечаток сетки (рис. 8) на периферии имеет четкие края.

На рис. 2, *b* почернение левой половины пленки обусловлено рентгеновским излучением из области разрядного промежутка, свечение которой имеет малую яркость. Вклад области с плотным разрядом (рис. 2, *b*) в засветку пленки относительно мал, и пленка имеет засветку в виде отдельных пятен. По-видимому, в области плотного разряда формируются отдельные струи

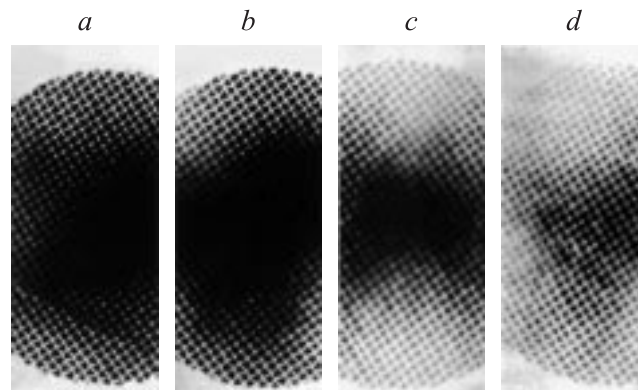


Рис. 8. Фотографии почернения фотопленки РФ-3 за один импульс, помещенной в черную бумагу толщиной 100 μm и расположенной после сетки с ячейкой $1 \times 1 \text{ mm}$ и прозрачностью 64% и различных фольг, при $d = 12 \text{ mm}$. Генератор РАДАН-220. *a* — одна сетка, *b* — сетка и Al-фольга толщиной 50 μm , *c* — сетка и Al-фольга толщиной 100 μm , *d* — сетка и Cu-фольга толщиной 40 μm . Диаметр автографа 50 mm.

электронов пучка и потоки рентгеновского излучения. Почернение пленки в экспериментах с открытым диодом максимально напротив области слаботоочного разряда, из которой генерируется рентгеновское излучение по всему объему газового диода. Из данных экспериментов следует, что в диффузном разряде, который удалось зафиксировать во всем объеме газового диода, присутствуют быстрые электроны. В результате торможения этих электронов на молекулах газа генерируется рентгеновское излучение по всем направлениям.

В основной области разряда с ярким свечением также формируются быстрые электроны. Часть этих электронов регистрировалась за сеткой и тонкими фольгами (см. разд. 2.2). Примечательно, что о мягком рентгеновском излучении из газовых диодов сообщалось во многих работах [4,5,10,13,23,48], при этом фронт импульса напряжения на промежутке изменялся от долей наносекунды до 10 ps, а его амплитуда составляла сотни киловольт. Положение максимумов и их число на распределении рентгеновских квантов по энергиям зависит от длительности переднего фронта импульса напряжения. Причем при больших длительностях переднего фронта регистрируются электроны только из первой группы, так в работе [48] максимум на распределении соответствовал энергии рентгеновских квантов 6 keV.

Некоторая доля зарегистрированных ранее [5] и в настоящей работе быстрых электронов имеет аномальную энергию, соответственно эти электроны приводят к появлению жесткого рентгеновского излучения. Речь идет об энергии электрона $\varepsilon > eU$, где e — заряд электрона, U — максимальная разность потенциалов, подаваемая на электроды. Появление таких аномальных электронов в [6,32] связывают с эффектом так называемого поляризационного самоускорения на кончике стримера. Его механизм был предсказан в [49]. Поляризационное самоускорение возникает при синхронном движении

максимума электрического поля, сконцентрированного на кончике стримера, и электрона, непрерывно ускоряющегося в этом поле. Однако, как известно, концентрация электронов в стримере сравнительно мала, и сложно предположить, что при формировании стримера большое число электронов ускорится до аномальной энергии. Плотная плазма формирующегося искрового канала (лидера), прорастающего от катода к аноду, имеет достаточно высокую концентрацию электронов, но в условиях генерации мощных электронных пучков [15–24, 26–28] не наблюдается искрового пробоя. Более того, когда возникают искровые каналы, эффективность генерации пучка резко падает [20]. Ниже мы покажем, что можно объяснить появление аномальных электронов, а также части быстрых электронов, используя основную идею работы [49], однако не связывая ее с наличием стримера или лидера.

3. О механизме генерации пучка убегающих электронов и рентгеновского излучения

Исходя из результатов настоящей работы можно сформулировать следующую последовательность физических процессов при генерации быстрых электронов и рентгеновского излучения в газонаполненных диодах с катодом малого радиуса кривизны и плоским анодом. Отметим, что полученные результаты, подтверждая наши предыдущие данные [15–24, 26–28, 37–41, 43, 44], дополняют их новыми важными особенностями работы газовых диодов. Новые данные были получены благодаря применению современной измерительной техники.

При подаче на промежуток импульса напряжения с наносекундным фронтом электрическое поле концентрируется на макро- и микро неоднородностях катода. Это вызывает автоэлектронную эмиссию электронов с катода, которая усиливается за счет положительного объемного заряда. Концентрация поля на макро- и микро неоднородностях катода, а также, возможно, на образовавшихся вследствие взрывной эмиссии электронов [42] сгустках плотной плазмы, приводит на фронте импульса напряжения к ускорению части электронов до энергии в единицы–десятки keV . Эти быстрые электроны ионизируют газ и создают в прикатодной области начальные электроны, из которых в нарастающем во времени электрическом поле развиваются электронные лавины. Отрицательный заряд образовавшегося на границе плазмы электронного облака лавин и возрастающее на промежутке напряжение также приводят к ускорению части электронов до энергий в единицы–десятки keV . Формирование диффузного (объемного) разряда в промежутке доказывает, что концентрация начальных электронов, появившихся за счет усиления электрического поля у катода и в промежутке, достаточно для перекрытия головок отдельных электронных лавин до достижения ими критического размера и образования стримера. Отметим, что потери энергии

быстрых электронов уменьшаются при увеличении их энергии и напряженности электрического поля [8]. Все это определяет формирование диффузного разряда в промежутке при высоких давлениях без предыонизации промежутка от дополнительного источника.

Передимпульс на осциллограмме тока пучка, регистрируемый при использовании в качестве анода сетки или тонкой фольги (рис. 3, *b* и 4, *b*) обусловлен быстрыми электронами. Эти электроны, как мы уже отмечали, появляются у катода и в промежутке за счет усиления электрического поля. При этом, как показали данные эксперименты, объемный разряд формируется не только на местах максимальной концентрации электрического поля между катодом и анодом, а и практически во всем объеме газового диода. Соответственно быстрые электроны присутствуют во всем объеме газового диода, что приводит к генерации мягкого рентгеновского излучения при столкновениях с молекулами воздуха. Данный вывод доказывает засветка левой части пленки на рис. 2, *b*. Мы считаем, что для получения подобных автографов рентгеновского излучения (рис. 2, *b* и 8) недостаточно быстрых электронов, сформированных за счет усиления поля на микро- и макронеоднородностях катода. Необходим второй механизм ускорения электронов. Таким механизмом, как мы уже отмечали, является появление быстрых электронов в промежутке за счет избыточного отрицательного разряда на головках электронных лавин и на фронте расширяющейся плазмы объемного разряда. Поляризационное самоускорение электронов имеет место не только на головке стримера и лидера, а также в сильном электрическом поле на быстро формирующихся лавинах объемного разряда, которые успевают перекрыться до формирования стримера. Причем такой механизм имеет место, как в плотном объемном разряде, так и при разряде с относительно малой плотностью тока. Отметим, что при наносекундном фронте импульса высокого напряжения по поверхности диэлектрика может развиваться поверхностный разряд [42], который также осуществляет предыонизацию во всем объеме промежутка. Это может оказывать влияние как на формирование объемного разряда, так и на появление быстрых электронов у анода. Объемный разряд, инициируемый пучком электронов лавин (ОРИПЭЛ [15]), был использован нами для получения генерации на атомарных переходах ксенона [37, 38]. Быстрые электроны являются причиной мягкого рентгеновского излучения, регистрируемого из промежутка. Таким образом, при достаточно крутом фронте подаваемого на электроды высокого напряжения стример во время формирования разряда не успевает возникнуть или, возникнув, переходит в объемную стадию разряда. Энергия быстрых электронов зависит от фронта импульса напряжения и уменьшается при увеличении длительности фронта.

Ряд авторов [6] и мы в наших экспериментах наблюдали уменьшение интенсивности излучения плазмы в видимой области спектра на расстоянии $\sim 5 \text{ mm}$ от катода. Эти темные области нельзя отнести к катодным областям тлеющего разряда из-за высокого давления газа в

промежутке. Можно предположить, что в этой области происходит смена механизма предьонизации. Быстрые электроны, образовавшиеся за счет усиления поля на неоднородностях у катода, осуществляют предьонизацию только части промежутка у катода. В остальной части промежутка быстрые электроны формируются за счет появления большого избыточного заряда на границе плотной плазмы. Наличие двух механизмов приводит в ряде экспериментов к уменьшению интенсивности излучения в промежутке, обычно в области, расположенной ближе к катоду.

Благодаря предьонизации быстрыми электронами и неоднородному распределению электрического поля в промежутке формируется волна ионизации [25–28], которая распространяется от катода к аноду и за короткое время (доли–единицы наносекунд) переключает промежуток. Высокие скорости волн ионизации были зарегистрированы в работах [7,14]. При приближении фронта ионизации к аноду между плазмой и анодом достигается критическое поле и формируется пучок убегающих электронов субнаносекундной длительности (~ 0.1 ns в данных экспериментах). Короткая длительность тока пучка определяется быстрым „переключением“ промежутка плазмой после достижения критического поля у анода. При этом максимум на распределении электронов по энергиям соответствует энергиям электронов меньшим, чем напряжение на разрядном промежутке при формировании пучка. Отметим, что избыточный объемный отрицательный заряд на фронте расширяющейся от катода плотной плазмы приводит к увеличению расстояния между анодом и фронтом плазмы, на котором достигается критическое поле и формируется СЛЭП. Для определения критического поля следует использовать нелокальный критерий, предложенный в [25].

Появление электронов с энергией, превышающей максимальное напряжение на разрядном промежутке, обусловлено дополнительным ускорением электронов в растущем электрическом поле избыточным отрицательным зарядом на границе плазмы, распространяющейся от катода. При этом важно, чтобы фронт плазмы (волны ионизации) приблизился к аноду при максимальном напряжении на промежутке.

В данной работе не удалось зафиксировать точное время появления сгустков плотной плазмы на катоде (взрывной эмиссии электронов [42]) и установить ее роль в формировании быстрых и убегающих электронов. Эти исследования планируется выполнить в будущем, но из измерений тока разряда в газовом диоде и опытов со срезающим разрядником в газовом диоде [21] следует, что сгустки плотной плазмы появляются у катода на фронте импульса напряжения, длительность которого была менее 1 ns.

Заключение

Таким образом, в данной работе приведены результаты экспериментальных исследований электронных пучков и рентгеновского излучения, формируемых в газонаполненных диодах. На разрядный промежуток с

неоднородным распределением электрического поля подавались наносекундные импульсы напряжения с наносекундным и субнаносекундным фронтом. Изучены распределения по энергии электронов пучка и рентгеновских квантов при объемном наносекундном разряде в воздухе атмосферного давления. Подтверждено, что в газовом диоде формируется несколько групп электронов с повышенной энергией. Показано, что основной вклад в амплитуду тока пучка, измеряемую за тонкими фольгами, дают убегающие и быстрые электроны (СЛЭП), имеющие энергию в десятки–сотни keV (меньшую амплитуды максимального напряжения на промежутке). Установлено, что быстрые электроны (с энергиями в единицы–десятки keV) появляются на 100–500 ps раньше основного пика тока пучка и приводят к существенному увеличению его амплитуды. Подтверждено [23], что электроны с аномальной энергией (большей амплитуды максимального напряжения на промежутке) дают малый вклад в ток пучка (менее 5%), а время их генерации с точностью до 0.1 ns совпадает со временем генерации основного пика сверхкороткого лавинного электронного пучка (СЛЭП). Обнаружено мягкое рентгеновское излучение из всего объема газового диода, свечение которого при пробое имеет малую интенсивность.

Все приведенные результаты указывают на ошибочность основных утверждений, высказанных в недавней критической статье Л.П. Бабича [32] относительно параметров и механизма формирования пучков электронов в газовых диодах. В частности, в [32] ошибочно утверждается, что в воздухе атмосферного давления формируется пучок электронов, имеющих в основном аномальную энергию, и что в этих условиях генерируется не более 10^9 электронов пучка. Эти ошибки привели в работах Л.П. Бабича (см. обзор [6] и статью [32]) к неправильной трактовке механизма формирования пучков убегающих электронов в газах повышенного давления. Л.П. Бабич продолжает утверждать [32], что пучок электронов, выходящий из газового диода, заполненного воздухом атмосферного давления, состоит в основном из электронов с аномальной энергией, которые формируются у катода на головке стримера за счет поляризационного самоускорения. При этом новые экспериментальные данные в работе [32] отсутствуют, а результаты многих работ (см., например, [5,14]), в которых при использовании напряжений в сотни киловольт сообщалось о получении пучков с энергией электронов, меньшей напряжения на промежутке, игнорируются. Л.П. Бабич игнорирует и результаты своих расчетов параметров пучка электронов в гелии атмосферного давления [50]. В [50] расчетный ток пучка составил 1 kA, а аномальные электроны в расчетах отсутствовали или их концентрация была пренебрежительно мала.

Авторы благодарят В.Г. Шпака и С.Н. Рукина за предоставление генераторов, В.В. Ростова за предоставление дозиметра, а также С.А. Шунайлова, С.К. Любутина, Б.Г. Словиковского за помощь при проведении данной работы.

Список литературы

- [1] Frankel S., Highland V., Sloan T. et al. // 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] Noggle R.C., Krider E.P., Wayland J.R. // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. P. 4746–4748.
- [4] Тарасова Л.В., Худякова Л.Н. // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 8. С. 1530–1533.
- [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., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 49–82.
- [7] Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филигин И.В. // УФН. 1994. Т. 164. № 3. С. 263–286.
- [8] Гуревич А.В., Зыбин К.П. // УФН. 2001. Т. 171. Вып. 11. С. 1177–1199.
- [9] Кремнев В.В., Курбатов Ю.А. // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 4. С. 795–799.
- [10] Павловский А.И., Босамыкин В.С., Карелин В.И., Никольский В.С. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 3. С. 601–604.
- [11] Дашук П.Н., Кулаков С.Л. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 2. С. 69–73.
- [12] Byszewski W.W., Renhold G. // Phys. Rev. A. 1982. Vol. 26. N 5. P. 2826–2831.
- [13] Буранов С.Н., Горохов В.В., Карелин В.И. и др. // Квантовая электроника. 1991. Т. 18. № 7. С. 891–893.
- [14] Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Поляков Д.Н. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 18. С. 74–80.
- [15] Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Шунайлов С.А. // Изв. вузов. Физика. 2003. Т. 46. № 3. С. 94–95.
- [16] Алексеев С.Б., Губанов В.П., Орловский В.М. и др. // ПТЭ. 2003. № 4. С. 81–84.
- [17] Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 10. С. 29–35.
- [18] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Орловский В.М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. Вып. 11. С. 737–742.
- [19] Тарасенко В.Ф., Алексеев С.Б., Орловский В.М. и др. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 8. С. 30–34.
- [20] Алексеев С.Б., Губанов В.П., Орловский В.М. и др. // ДАН. 2004. Т. 398. № 5. С. 611–614.
- [21] Tarasenko V.F., Skakun V.S., Kostyrya I.D. et al. // Laser and Particle Beams. 2004. Vol. 22. N 1. P. 75–82.
- [22] Тарасенко В.Ф., Любутин С.К., Рукин С.Н. и др. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 11. С. 69–74.
- [23] Tarasenko V.F., Shpak V.G., Shunailov S.A., Kostyrya I.D. // Laser and Particle Beams. 2005. Vol. 23. N 4. P. 545–551.
- [24] Jiang W., Yatsui K., Orlovskii V.M., Tarasenko V.F. // Proc. of Int. Conf. „BEAMS–2004“. Saint Petersburg. 2005. P. 174–177.
- [25] Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // CEJP. 2004. Vol. 2. N 4. P. 579–635 (www.cesj.com/physics.html).
- [26] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [27] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. // Phusica scripta. 2005. Vol. 72. N 1. P. 41–67.
- [28] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. // Plasma Devices and Operations. 2005. Vol. 13. N 4. P. 231–279.
- [29] Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф. // Квантовая электроника. 2003. Т. 33. Вып. 12. С. 1059–1061.
- [30] Липатов Е.И., Тарасенко В.Ф., Орловский В.М. и др. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 6. С. 29–33.
- [31] Липатов Е.И., Тарасенко В.Ф., Орловский В.М. и др. // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 8. С. 745–748.
- [32] Бабич Л.П. // УФН. 2005. Т. 175. № 10. С. 1069–1091.
- [33] Загулов Ф.Я., Котов А.С., Шпак В.Г. и др. // ПТЭ. 1989. № 2. С. 146–149.
- [34] Яландин М.И., Шпак В.Г. // ПТЭ. 2001. № 3. С. 5–31.
- [35] Аличкин Е.А., Любутин С.К., Пономарев А.В. и др. // ПТЭ. 2002. № 4. С. 106–111.
- [36] Любутин С.К., Рукин С.Н., Словиковский Б.Г., Цыранов С.Н. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 5. С. 36–46.
- [37] Костыря И.Д., Скакин В.С., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 8. С. 33–40.
- [38] Алексеев С.Б., Губанов В.П., Костыря И.Д. и др. // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. № 11. С. 1007–1010.
- [39] Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф. // Изв. вузов. Физика. 2004. № 12. С. 85–86.
- [40] Костыря И.Д., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф. и др. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 11. С. 19–26.
- [41] Костыря И.Д., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф. и др. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 65–69.
- [42] Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. 704 с.
- [43] Tarasenko V.F. // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 88. N 8. P. 1077–1081.
- [44] Андреев Ю.А., Костыря И.Д., Кошелев В.И., Тарасенко В.Ф. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 5. С. 105–111.
- [45] Шпак В.Г. // ПТЭ. 1980. № 3. 165–167.
- [46] Kablambaev V.A., Petin V.K., Ratakhin N.A. et al. // Proc. 13th Int. Conf. on high-particle beams. Nagaoka. 2000. Vol. 1. P. 295–298.
- [47] Байгарин К.А., Зинченко В.Ф., Лихолат В.М., Тимофеев В.В. // Атомная энергия. 1991. Т. 70. Вып. 6. С. 410–411.
- [48] Ретин П.Б., Ретьев А.Г. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 33–37.
- [49] Аскарьян Г.А. // Тр. ФИАН. 1973. Т. 66. С. 66–72.
- [50] Бабич Л.Р., Куцык И.М. // Теплофизика высоких температур. 1995. Т. 33. № 2. С. 191–199.