

04;07;10

Объемное рентгеновское излучение в газовых диодах при атмосферном давлении

© И.Д. Костыря, В.Ф. Тарасенко, А.Н. Ткачев, С.И. Яковленко

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск

E-mail: (VFT@loi.hcei.tsc.ru)

Институт общей физики РАН, Москва

E-mail: syakov@kapella.gpi.ru

Поступило в Редакцию 25 июля 2006 г.

Проведены экспериментальные и теоретические исследования формирования рентгеновского излучения и пучков быстрых электронов в воздухе и азоте атмосферного давления. Показано, что мягкое рентгеновское излучение регистрируется не только из области газового диода с плотным разрядом, а преимущественно из области слаботоочного разряда. Показано, что при формировании пучка быстрых электронов в промежутке фронт импульса напряжения играет не менее существенную роль, чем амплитуда напряжения, а напряженность электрического поля на катоде имеет оптимум.

PACS: 52.80.Tn

1. В последние годы снова возрос интерес к изучению быстрых разрядов в неоднородном электрическом поле, которые являются источниками рентгеновского излучения и пучков убегающих электронов [1–14]. Первые работы в этом направлении были выполнены сравнительно давно (см. обзоры [15,16] и ссылки в них). Однако до настоящего времени природа мягкого рентгеновского излучения (~ 10 keV) из газовых диодов не вполне изучена, в частности, не определено влияние основных параметров (амплитуды и длительности фронта импульса напряжения, радиуса кривизны катода и т.д.) на характеристики рентгеновского излучения и быстрых электронов, получаемых в различных газах при атмосферном давлении.

Цель данной работы — провести исследования механизма формирования мягкого рентгеновского излучения и пучков быстрых электронов в воздухе и азоте атмосферного давления.

2. Экспериментальные исследования были проведены с использованием пяти импульсных генераторов [2–13], в том числе с индуктивным накопителем энергии [7,10], с разной длительностью переднего фронта импульса напряжения и различной амплитудой. Напряжение холостого хода генераторов могло изменяться от 20 до 400 kV, а длительность переднего фронта импульса напряжения от 0.3 до 10 ns. Импульсы напряжения подавались на газовые диоды с катодом малого радиуса кривизны. Конструкция газового диода с выводом пучка электронов и (или) рентгеновского излучения через фольгу приведена в работе [2], в этом случае плотный разряд формировался между катодом и фольгой. Рентгеновское излучение регистрировалось как за фольгой с торца газового диода, так и сбоку газового диода через специальное окно. Конструкция открытого газового диода приведена в работе [10], в этом случае плотный разряд формировался между катодом и внутренней поверхностью цилиндрического анода, а рентгеновское излучение регистрировалось с открытого торца газового диода.

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. Экспозиционная доза рентгеновского излучения определялась с помощью дозиметров VICTOREEN (Model 541R) и Argow-Tech, Inc (Model 138), которые были чувствительны к излучению с энергией квантов более 60 и более 16 keV соответственно. Кроме того, мы регистрировали импульсы рентгеновского излучения с помощью полупроводникового детектора СППД11-04, временное разрешение которого составляло $\sim 1.5 \text{ ns}$. Энергетический спектр рентгеновского излучения оценивался по его ослаблению после прохождения фильтров, изготовленных из алюминиевой или медной фольги различной толщины.

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

3. При подаче на газовый диод наносекундных импульсов напряжения от всех пяти генераторов, как и в предыдущих наших работах [2–13], формировался объемный (диффузный) разряд. Разряд состоял из отдельных диффузных „струй“, которые начинались с катода и, расширяясь, замыкались на аноде. Также наблюдались струи, которые не достигали анода (импульсный коронный разряд). В местах примыкания струй к катоду были видны яркие катодные пятна. Данный тип разряда был

получен в воздухе атмосферного давления при изменении длительности фронта импульса напряжения и его амплитуды в широких пределах. Напряжение холостого хода генераторов изменялось от 20 до 400 kV, а длительность переднего фронта импульса напряжения — от 0.3 до 10 ns. Длительность импульса на полувысоте равнялась 2–10 ns и была фиксированной для каждого генератора. При изменении конструкции катода (игла, трубка из фольги, шары диаметром 7 и 40 mm) также формировался диффузный разряд.

При больших амплитудах импульса напряжения на промежутке и короткой длительности переднего фронта импульса напряжения было обнаружено, что наряду с интенсивным свечением плотного разряда в местах наибольшей концентрации электрического поля наблюдается слабое свечение всего объема газового диода. Причем при регистрации рентгеновского излучения на фотопленку, установленную параллельно направлению тока в промежутке, оказалось, что слаботочный разряд приводит к большей засветке фотопленки, чем плотный основной разряд. На рис. 1, *a* показано свечение разряда в промежутке с торца газового диода при убранной фольге. Плотный разряд формировался между катодом из медной фольги толщиной 0.25 mm, которая имела форму сектора, и корпусом газового диода или между острием и корпусом газового диода. На рис. 1, *a* видно яркое свечение плотного диффузного разряда (справа) и излучение слабой интенсивности между катододержателем (в центре) и анодом (корпусом газового диода). Однако интенсивность рентгеновского излучения, регистрируемого на фотопленку, оказалась существенно большей из области слаботочного разряда (рис. 1, *b*).

При разряде между катодом и фольгой (обычная конструкция газового диода [2]) рентгеновское излучение регистрировалось как сбоку от оси разряда, так и за фольгой с торца газового диода (рис. 1, *c*). Однако наибольшее потемнение фотопленки в этих экспериментах наблюдалось за фольгой вблизи оси разрядного промежутка, из области с плотным разрядом. Кроме того, при разряде между катодом и фольгой рентгеновское излучение в центре промежутка обладало большой проникающей способностью, засветка фотопленки наблюдалась за фольгой из меди.

Измерения амплитуды и формы рентгеновского импульса излучения с помощью датчика СППД11-04 и дозиметров подтвердило, что интенсивность рентгеновского излучения максимальна на оси разряда. Таким образом, в газовом диоде реализуются два механизма

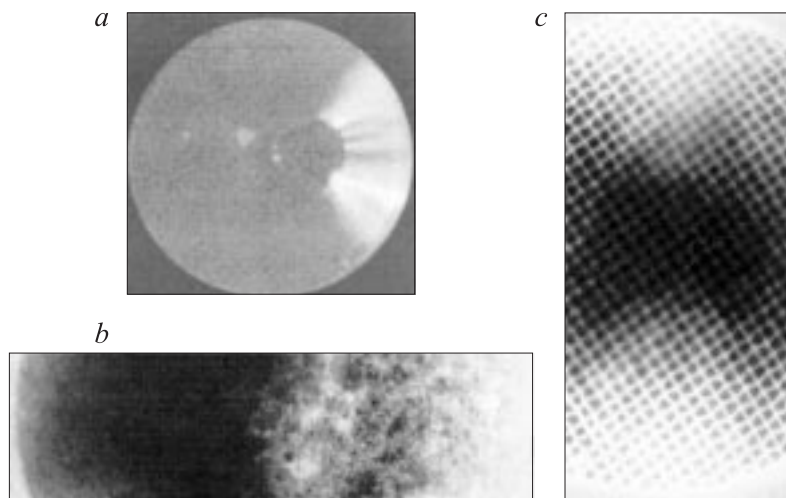


Рис. 1. Фотографии свечения разряда в открытом газовом диоде с дополнительным сегментом на катоде (*a*) и автографа рентгеновского излучения за 10 импульсов на фотопленку, помещенную на расстоянии ~ 10 mm (*b*). Фотографии сделаны в одном масштабе, внутренний диаметр корпуса газового диода 48 mm. Автограф рентгеновского излучения за медной фольгой толщиной $50 \mu\text{m}$ и сеткой, диаметр засветки фотопленки 48 mm (*c*). Генератор РАДАН-220.

формирования рентгеновского излучения. Первый механизм определяет формирование мягкого рентгеновского излучения из области разряда со слабой интенсивностью свечения, которая занимает практически весь объем газового диода. Второй механизм определяется формированием сверхкороткого лавинного электронного пучка (СЛЭП [11]) между плазмой, расширяющейся от катода, и анодом.

На интенсивность рентгеновского излучения, формируемого за счет обоих механизмов, существенное влияние оказывает конструкция катода, причем имеется оптимум для радиуса кривизны катода. Так, например, использование катода в виде иглы приводило к уменьшению интенсивности рентгеновского излучения, формируемого за счет СЛЭП. Интенсивность рентгеновского излучения также зависела от фронта импульса напряжения и его амплитуды. Уменьшение длительности фронта импульса напряжения, как правило, приводило к увеличению

интенсивности мягкого рентгеновского излучения из газового диода и более жесткого из анода.

4. Для выявления того, как влияют на распределение быстрых электронов крутизна и амплитуда импульса напряжения, было проведено моделирование движения и размножения наиболее быстрых электронов лавины методом, изложенным в работах [12,13,17,18].

В процессе моделирования отслеживалось общее число электронов n . Если это число на некотором временном шаге превышало заданное значение n_{\max} , то выполнялась процедура отбрасывания части медленных электронов, так чтобы число оставшихся было равно заданному значению n_{\min} . Оставлялись электроны с максимальными значениями проекции импульса на направление поля. Перед отбрасыванием вычислялись и запоминались средние значения координаты вдоль поля r_1 , энергии ε_1 и импульса p_1 , а также уточнялось распределение электронов по полной энергии $F_{1\varepsilon}(\varepsilon)$ и по проекции импульса на направление поля по всем рассматриваемым электронам $F_{1p}(p_x)$. После отбрасывания вычислялись и запоминались средние координаты r_2 , энергии ε_2 и импульса p_2 , а также уточнялось распределение электронов по полной энергии $F_{2\varepsilon}(\varepsilon)$ и по проекции импульса на направление поля по всем электронам в группе самых быстрых электронов $F_{2p}(p_x)$. Далее рассматривалось движение и размножение этих, самых быстрых, электронов пока $n < n_{\max}$.

В отличие от [12,13,17,18], здесь моделировалось движение электронов в неоднородном поле. Считалось, что частицы двигаются между обкладками сферически или цилиндрически симметричного конденсатора. Отметим, что геометрия для сферически симметричного конденсатора лучше соответствует напряженности поля вблизи электрода в форме штыря. Кроме того, в отличие от [12,13,17,18], рассматривалось не постоянное поле, а импульс, задаваемый по нескольким временным точкам. Конкретнее, в представленных расчетах временная зависимость потенциала на электроде (на расстоянии от центра катода $r = r_0$, где r_0 — радиус катода) задавалась в виде ступеньки конечной крутизны:

$$U_0(t) = \begin{cases} U_1(t/t_1), & t < t_1, \\ U_1, & t \geq t_1. \end{cases}$$

Расчеты показывают, что зависимость среднего радиуса (центра тяжести) совокупности быстрых электронов r_1 от времени t качественно

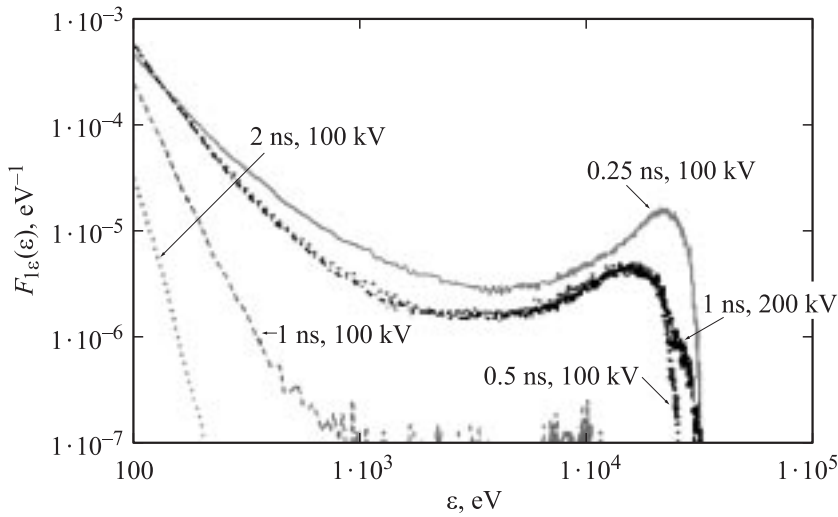


Рис. 2. Распределения быстрых электронов лавины по энергии ϵ для различных значений времени нарастания напряжения t_1 и амплитуды импульса напряжения U_1 . Плотность молекул азота $N = 3.2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, радиус катода $r_0 = 1 \text{ mm}$, $n_{\text{max}} = 2000$, $n_{\text{min}} = 1000$. Распределения нормированы на единицу $\int_0^{\infty} F_{1\epsilon}(\epsilon) d\epsilon = 1$.

меняется при разных значениях t_1 и U_1 . Количество жестких частиц растет не только с повышением напряжения U_1 , но и с укорочением фронта импульса t_1 (рис. 2). Например, при напряжении $U_1 = 100 \text{ kV}$ при времени нарастания импульса $t_1 = 0.25 \text{ ns}$ в области энергий $\epsilon \approx 20 \text{ keV}$ электронов примерно в два раза больше, чем при $t_1 = 0.5 \text{ ns}$, а при $t_1 > 0.5 \text{ ns}$ электроны в этой области практически отсутствуют.

Повышение количества высокоэнергетичных электронов с увеличением крутизны фронта объясняется тем, что при коротком фронте электрон набирает энергию вблизи катода, а при пологом фронте — на значительном расстоянии от катода, где поле существенно меньше. Энергия даже наиболее быстрых электронов при коротких импульсах $t_1 = 0.25 \text{ ns}$ не достигает предельной величины eU_1 . Это связано с торможением электронов о газ, в частности с лобовыми столкновениями, роль которых установлена в [12,13,17,18].

Расчеты показали также, что зависимость распределения электронов по энергиям от радиуса катода r_0 является немонотонной. Количество быстрых электронов в жестком „хвосте“ имеет максимум при некотором значении r_0 . При дальнейшем росте r_0 увеличивается максимальная энергия, приобретаемая быстрыми электронами, но уменьшается их количество. Это связано с более пологим пространственным распределением поля при больших r_0 . При пологом поле на фронте импульса электроны успевают набрать большую энергию.

Формирование же пучка убегающих электронов и соответствующее рентгеновское излучение более жестких квантов с энергией $\sim eU_1$ происходит за счет механизма, изложенного в обзорах [4,7,8] (см. также [11,18,19]). Он состоит в том, что за фоновой предыонизацией следует волна размножения электронов фона. Когда волна размножения приближается к аноду, выполняется нелокальный критерий убегания основной массы электронов в газе [4,7,8,11,18,19] и формируется мощный субнаносекундный импульс пучка убегающих электронов.

5. Таким образом, в данной работе приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований формирования рентгеновского излучения и пучков быстрых электронов в воздухе и азоте атмосферного давления при разрядах в разрядных промежутках с неоднородным распределением электрического поля. Показано, что мягкое рентгеновское излучение регистрируется не только из области газового диода с плотным разрядом, а преимущественно из области слаботоочного разряда. Экспериментально подтверждено, что рентгеновское излучение при увеличении длительности фронта импульса напряжения в основном излучает разрядный промежуток с наибольшей интенсивностью излучения в прикатодной области. Показано, что для получения большей жесткости рентгеновского излучения фронт импульса напряжения играет не менее важную роль, чем амплитуда напряжения, а напряженность поля на катоде имеет оптимум.

Данная работа выполнена при поддержке МНТЦ (проект № 2596 и проект № 2706).

Список литературы

- [1] Ретин П.Б., Ретьев А.Г. // ЖТФ. 2004. Т. 74. В. 7. С. 33–37.
- [2] Тарасенко В.Ф., Алексеев С.Б., Орловский В.М., Шнак В.Г., Шунайлов С.А. // ЖТФ. 2004. Т. 74. В. 8. С. 30–34.

- [3] Костыря И.Д., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В. // ЖТФ. 2004. Т. 74. В. 8. С. 35–40.
- [4] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [5] Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф. // Изв. вузов. Физика. 2004. № 12. С. 85–86.
- [6] Костыря И.Д., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 7. С. 65–69.
- [7] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. // Physica scripta. 2005. V. 72. N 1. P. 41–67.
- [8] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. // Plasma Devices and Operations. 2005. V. 13. N 4. P. 231–279.
- [9] Костыря И.Д., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 11. С. 19–26.
- [10] Тарасенко В.Ф., Любутин С.К., Рукин С.Н., Словицкий Б.Г., Костыря И.Д., Орловский В.М. // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 11. С. 69–74.
- [11] Тарасенко В.Ф., Костыря И.Д. // Изв. вузов. Физика. 2005. Т. 48. № 12. С. 40–51.
- [12] Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // ЖТФ. 2006. Т. 76. В. 7. С. 64–69.
- [13] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I., Shunailov S.A., Kostyrya I.D., Tkachev A.N. // Laser Physics. 2006. V. 16. N 3. P. 526–533.
- [14] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 10. С. 7–13.
- [15] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. В. 7. С. 49–82.
- [16] Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филигин И.В. // УФН. 1994. Т. 164. В. 3. С. 263–286.
- [17] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Кр. сообщ. по физике ФИАН. 2005. № 10. С. 8–19.
- [18] Yakovlenko S.I. // Laser Physics. 2006. V. 16. N 3. P. 403–426.
- [19] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. Об убегании электронов и генерации мощных субнаносекундных пучков в плотных газах. Препринт ИОФ РАН. 2006. № 43. 24 с.