

02;04;10

Тормозное излучение быстрых электронов в длинных газовых промежутках

© *Е.В. Орешкин, С.А. Баренгольц, А.В. Огинов,
В.И. Орешкин, С.А. Чайковский, К.В. Шпаков*

Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва
Институт сильноточной электроники, Томск
E-mail: oreshkinev@scalpnet.ru

Поступило в Редакцию 28 декабря 2010 г.

Проанализированы результаты экспериментов по разряду в длинных газовых промежутках в воздухе атмосферного давления при амплитуде импульса напряжения до 800 кВ и времени его нарастания 150–200 нс. В экспериментах зарегистрирован импульс излучения длительностью 10–20 нс в диапазоне энергии фотонов > 5 кеВ. Показано, что импульс излучения обусловлен переходом электронов в режим „убегания“ с головки анодонаправленных стримеров. Расчетный спектр регистрируемого тормозного излучения имеет максимум, который соответствует энергии фотонов приблизительно 15 кВ. Наличие максимума в спектре тормозного излучения обусловлено поглощением фотонов молекулами газа, в котором происходит разряд.

Явление пробоя газа в сильных электрических полях известно уже более 200 лет. На протяжении этого периода оно интенсивно исследовалось и к настоящему времени нашло свое применение в различных технических приложениях [1]. Однако, несмотря на огромный прогресс в исследовании данного явления, далеко не все процессы, протекающие при пробое газа в электрических полях, достаточно хорошо изучены. Прежде всего, это касается закономерностей формирования рентгеновского излучения при импульсном пробое. Целью данной работы являлось исследование разрядов высокого давления в длинных разрядных промежутках на установке, созданной в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (Москва) на базе генератора импульсных напряжений (ГИН) установки ЭРГ (электронный релятивистский генератор). ГИН обеспечивает нарастание напряжения до 800 кВ за времена порядка 150–200 нс. Импульс напряжения подается в открытую

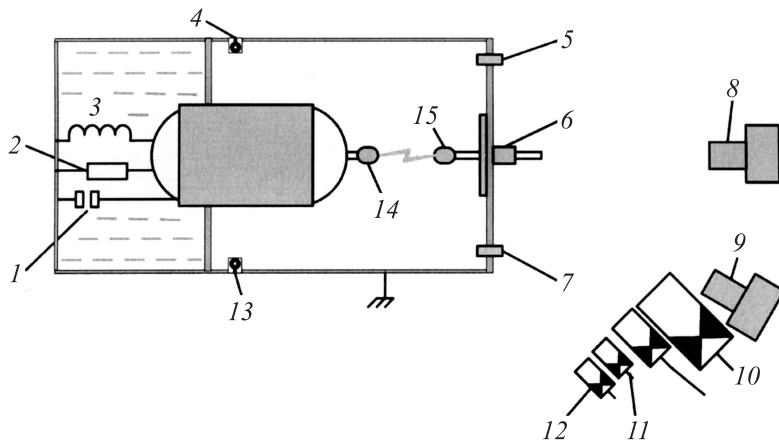


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — емкостный делитель, 2 — активный делитель, 3 — ввод от ГИН, 4, 13 — магнитные зонды, 5, 7 — пояса Роговского, 6 — анодный шунт, 8, 9 — интегральные фотокамеры, 10 — сцинтилляционные детекторы, 11 — детектор УФ-излучения, 12 — ФЭУ на видимый свет, 14 — катод, 15 — анод.

разрядную камеру, в которой смонтирована аксиально-симметричная система с полусферическими электродами с радиусом закругления 2 см и зазором 50 см. Высоковольтный электрод — катод; рабочий газ — воздух при атмосферном давлении. Схема эксперимента представлена на рис. 1.

В экспериментах использовались следующие виды диагностики. Активный делитель для измерения напряжения на зозоре. Пояса Роговского и шунты для измерения тока. Оптическая съемка разряда проводилась с помощью цифрового фотоаппарата Canon 1000 D в режиме открытого затвора. Временное разрешение при съемке обеспечивалось за счет применения метода оборванного разряда [2]. Для регистрации временной зависимости излучения различных диапазонов (рентгеновского, ультрафиолетового, видимого) использовались фотоэлектронные умножители (ФЭУ).

На рис. 2 представлены временные зависимости импульса напряжения на промежутке длиной 50 см и импульса излучения в диапазоне $> 5 \text{ keV}$. Импульс излучения длительностью 10–20 ns появляется примерно на 280 ns от начала импульса напряжения. По сравнению с

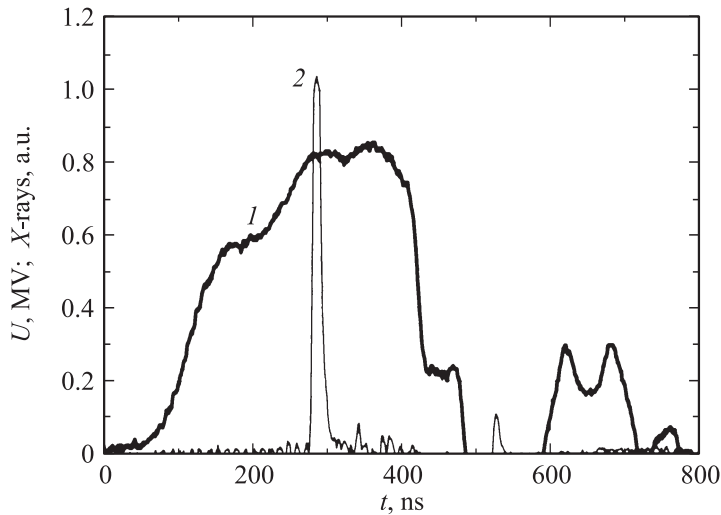


Рис. 2. Временные зависимости импульса напряжения (кривая 1) и импульса рентгеновского излучения в диапазоне > 5 keV (кривая 2).

излучением в диапазоне > 5 keV интенсивность излучения в диапазоне выше 30 keV существенно ниже, причем часто импульс отсутствует. Было предположено, что появление излучения связано с эволюцией стримеров, которые развиваются как с катода, так и с анода. Длина стримеров измерялась методом оборванного разряда, и в момент импульса излучения составляла 1–2 см для анодонаправленных стримеров.

Анализ экспериментальных результатов проводился с помощью численной модели, которая описывает движение электрона в электрическом поле с учетом потерь энергии вследствие столкновений, испускания тормозного излучения и поглощения испущенных фотонов в газе, заполняющем межэлектродный промежуток. Уравнение, описывающее изменение энергии электрона в процессе ускорения, имеет вид [3,4]

$$\frac{d\varepsilon_k}{dx} = eE - \left(\frac{\partial Q}{\partial x} \right)_S - \left(\frac{\partial Q}{\partial x} \right)_R, \quad (1)$$

где ε_k и e — кинетическая энергия и заряд электрона, E — напряженность электрического поля, $\left(\frac{\partial Q}{\partial x} \right)_S$ и $\left(\frac{\partial Q}{\partial x} \right)_R$ — неупругие и радиационные потери, приходящиеся на единицу длины (силы торможения).

При движении электрона в газе сила торможения за счет неупругих потерь может быть записана в виде [5]

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial x}\right)_s = \frac{e^4 Z n_a}{8\pi\epsilon_0^2 m v^2} \ln\left(\frac{2mv^2\epsilon_k}{J^2}\right), \quad (2)$$

где Z — заряд ядра атомов газа, в котором движется электрон; n_a — концентрация атомов газа; J — средняя энергия неупругих потерь, являющаяся константой газа (для азота и воздуха $J = 75\text{--}80\text{ eV}$ [3]); m и v — масса и скорость электрона соответственно; ϵ_0 — электрическая постоянная.

Оценки показывают, что для условий данного эксперимента сила торможения за счет радиационных потерь много меньше силы торможения за счет неупругих потерь. Тогда в нерелятивистском пределе из (1) с учетом (2) можно найти значение критического электрического поля, которое соответствует максимуму силы торможения и при котором все электроны переходят в режим непрерывного ускорения [3]:

$$E_{cr} = \frac{e^3 Z n_a}{2.718 \cdot 4\pi\epsilon_0^2 J}. \quad (3)$$

Для азота при атмосферном давлении критическое значение напряженности поля равно приблизительно 440 kV/cm .

При вычислении спектрального распределения тормозного излучения использовалось выражение, приведенное в [6]. Спектр излучения рассчитывался как без поглощения излучения в газе, так и с его учетом. В последнем случае учитывалось поглощение в слое воздуха толщиной $d \approx 100\text{ см}$, что соответствовало расстоянию от центра зазора до детектора в экспериментах. Ослабление излучения на выходе из газоразрядной камеры оценивалось следующим образом:

$$W = W_0 \exp(-kd),$$

где W_0 — интенсивность излучения в месте испускания фотона; k — коэффициент поглощения фотонов молекулами воздуха [7,8].

Обсудим причину появления импульса излучения в экспериментах. При напряжении 800 kV и длине промежутка 50 см средняя напряженность электрического поля составляет 16 kV/cm , а вблизи катода, за счет его геометрии, приблизительно в $2\text{--}2.5$ раза больше.

В таком поле для перехода в режим „убегания“ электрон, согласно выражению (1), должен иметь энергию $> 10 \text{ keV}$. К моменту появления импульса излучения на электродах появляются стримеры. Характерные размеры анодонаправленных стримеров: радиус r_s не более 0.05 см , длина $L_s \approx 1-2 \text{ см}$. Положим, что стример представляет собой идеально проводящий цилиндр длиной L_s , оканчивающийся полусферой радиусом r_s , а расстояние до анода много больше длины стримера. Тогда коэффициент обострения поля на головке стримера будет можно оценить из следующего выражения [3]:

$$\beta = \frac{E}{E_{av}} \approx \frac{L_s/r_s}{\ln(2\sqrt{L_s/r_s}) - 1},$$

а спад поля по направлению к аноду можно оценить как

$$E(x) \approx E_{av} \left[1 + (\beta - 1) \left(\frac{r_s}{r_s + x} \right)^n \right]. \quad (4)$$

Здесь $x = 0$ соответствует поверхности стримера; E_{av} — среднее значение напряженности электрического поля в межэлектродном зазоре. Показатель степени n различен для различных геометрий (точные решения получены методом конформного отображения для таких фигур вращения, как сфера, эллипсоид и т.д. [9]) и может изменяться от 2 до 3.

Так как поле быстро спадает на масштабах r_s , то для создания условия непрерывного ускорения электронов поле на головке стримера должно быть больше E_{cr} , определенного выражением (4). Длина стримера и напряженность электрического поля на его головке E_{sc} , при которых электроны переходят в режим непрерывного ускорения, определялись из решения уравнения (1), в котором поле задано выражением (4). Результаты этого решения приведены на рис. 3. Как видно из этого рисунка, в условиях экспериментов на установке ЭРГ длина стримера, при которой достигаются условия убегания, составляет от 1.2 до 3 см, а при малых радиусах стримера напряженность поля на его головке в момент убегания может значительно превышать E_{cr} .

Так как расчетная длина стримеров, при которой реализуются условия убегания, и экспериментально измеренная длина стримера, при которой возникает импульс излучения, хорошо согласуются, то можно сделать вывод, что импульс излучения обусловлен переходом электронов в режим убегания с головки стримера.

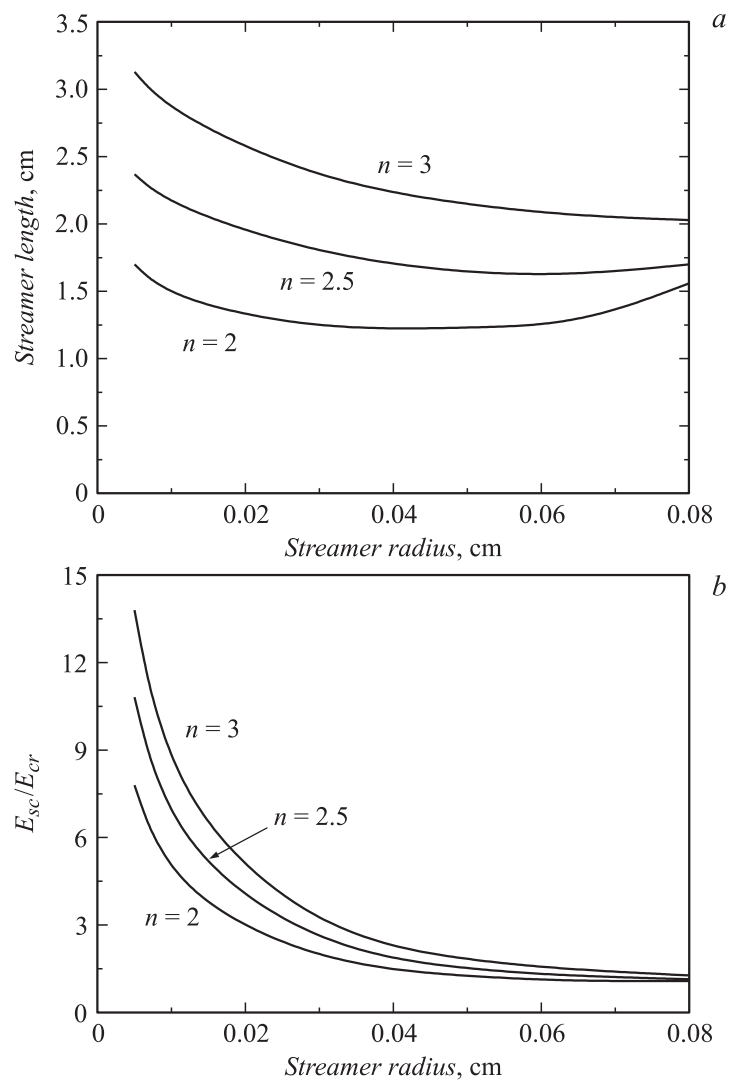


Рис. 3. Зависимость от радиуса стримера при различных показателях степени спада поля n при $E_{av} = 16 \text{ kV/cm}$: a — длина стримера, при которой электроны переходят в режим непрерывного ускорения; b — отношения E_{sc}/E_{cr} .

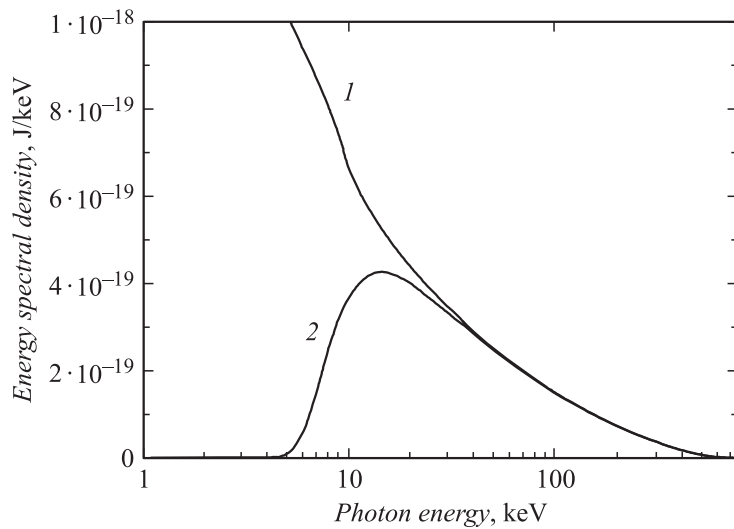


Рис. 4. Спектральная плотность энергии излучения электрона в поле, возмущенном стримером. Кривая 1 — спектр без учета поглощения; кривая 2 — спектр с учетом поглощения излучения слоем воздуха толщиной 100 см.

На рис. 4 показана спектральная плотность энергии излучения одного электрона при возмущенном распределении поля (формула (4)) для стримера, радиус которого равнялся 0.05 см, а длина — 1.6 см. При расчете спектра тормозного излучения считалось, что разрядный промежуток наполнен воздухом, который состоит из азота (78% от массы), кислорода (21%) и аргона (1%). Как видно из рис. 4, излучение электрона, выходящее за пределы газоразрядной камеры, имеет максимум, обусловленный поглощением фотонов молекулами газа. Максимум лежит приблизительно при 15 keV, а диапазон, в котором энергия излучения изменяется в два раза, составляет 7.5–60 keV.

Таким образом, результаты работы показывают, что в разрядах атмосферного давления в длинных разрядных промежутках импульс рентгеновского излучения обусловлен переходом электронов в режим убегания с головки анода направленного стримера. Спектр тормозного излучения имеет максимум, наличие которого обусловлено поглощением фотонов молекулами газа, в котором происходит разряд.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ: грант № 10-08-01283_а, грант № 10-08-01249-а.

Список литературы

- [1] *Месяц Г.А.* // Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004.
- [2] *Стекольников И.С.* Природа длинной искры. М.: Изд-во Академии наук СССР, 1960. С. 10.
- [3] *Королев Ю.Д., Месяц А.Г.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991.
- [4] *Гуревич А.В.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1296.
- [5] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Квантовая механика. М.: Наука, 1988. Т. 3.
- [6] *Зельдович Я.В., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. С. 219.
- [7] *Henke B.L., Elgin R.L.* // X-Ray Anal. 1970. V. 13. P. 639–664.
- [8] *Машикович В.П., Кудрявцева А.В.* Защита от ионизирующих излучений: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1995. 496 с.
- [9] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1988. Т. 8.