

УДК 03;04;10

ОБЪЕМНЫЕ РАЗРЯДЫ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ В ВОЗДУХЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ И РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ РАЗРЯДНОГО ПРОМЕЖУТКА

И. Д. Костыря¹, В. Ф. Тарасенко¹, А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко

Экспериментально исследован характер наносекундного разряда в воздухе атмосферного давления. Показано, что разряд между двумя игольчатыми электродами при большом расстоянии несимметричен, но конфигурация свечения разряда не зависит от знака потенциала, подаваемого на электрод. Зарегистрировано рентгеновское излучение в объемных разрядах, в частности, в коронном разряде. Рентгеновское излучение наблюдается в основном не с поверхности анода, а из объема, и лишь при подаче отрицательного потенциала на незаземленный электрод. Проведены расчеты установившихся средних значений скорости и энергии быстрых электронов в азоте. Показано, что лобовые столкновения определяют тот факт, что средняя скорость группы быстрых электронов постоянна. Эти лобовые столкновения и приводят к излучению рентгеновских квантов.

В работах [1, 2] было зарегистрировано рентгеновское излучение из разрядного промежутка острие–плоскость, заполненного воздухом атмосферного давления, после переключения промежутка разрядной плазмой. Эффективная энергия рентгеновского излучения, измеренная в работе [2], составила 6 кэВ и не зависела от места на оси

¹Институт сильноточной электроники СО РАН, пр. Академический, 2/3, Томск, 634055, Россия, E-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru.

межэлектродного промежутка. Максимальная интенсивность рентгеновского излучения регистрировалась у катода. В работах, подытоженных в обзоре [3], сообщалось о формировании мощных субнаносекундных электронных пучков при достижении критического поля между плазмой и анодом. В этом режиме при объемном разряде в воздухе атмосферного давления была получена амплитуда тока пучка за фольгой более 200 ампер [4] при максимуме на распределении электронов по энергиям ~ 80 кэВ, что приводило к формированию жесткого рентгеновского излучения при торможении электронов на аноде. В работах [5, 6] было показано, что полярность импульса напряжения и форма потенциального электрода существенно не влияют на объемный характер разряда при использовании наносекундных импульсов напряжения с амплитудой ~ 100 кВ. При этом жесткое рентгеновское излучение за анодом регистрировалось только при отрицательной полярности потенциального (незаземленного) электрода.

Цель данной работы – исследовать условия формирования объемного разряда и рентгеновского излучения при пробое импульсами высокого напряжения наносекундной длительности воздуха атмосферного давления. Исследовался объемный разряд без источника дополнительной ионизации, а также коронный разряд, не перемыкающий разрядный промежуток.

Экспериментальная установка. Экспериментальные исследования были проведены с использованием генератора наносекундных импульсов от рентгеновского аппарата АРИНА [7]. Генератор формировал импульсы напряжения с амплитудой до 150 кВ (напряжение холостого хода при высокоомной нагрузке). Длительность импульса напряжения на полувысоте составляла несколько наносекунд и изменялась в зависимости от нагрузки. Длительность фронта импульса напряжения была менее 1 нс. На выходе генератора был установлен специально разработанный изолятор с внешним диаметром 160 мм, благодаря которому даже при зазоре между катодом и анодом 67 мм завершенного пробоя по поверхности изолятора в воздухе не наблюдалось. К генератору крепилась камера, изготовленная из медной фольги толщиной 200 мкм. Внутренний диаметр камеры равнялся 160 мм, с противоположной от генератора стороны камера заканчивалась плоским медным электродом (электрод N 1). В ряде экспериментов в центре плоского медного электрода устанавливался электрод в виде иглы высотой 25 мм (электрод N 2). Боковая цилиндрическая стенка камеры имела прямоугольное окно длиной 11 см и шириной 5 см. В качестве потенциального электрода использовалась трубка диаметром 6 мм из стальной фольги толщиной 50 мкм (электрод N 3),

или электрод в виде иглы (электрод N 4). Эксперименты были проведены в воздухе при зазорах 22, 41, 54 и 67 мм. Давление воздуха равнялось 1 атм. При проведении экспериментов изменялись полярность напряжения, межэлектродное расстояние и тип электродов.

Интегральная картина свечения разряда фотографировалась фотоаппаратом ЗЕНИТ на пленку РФ-3. Кроме того, регистрировалось рентгеновское излучение по засветке пленки РФ-3, которая помещалась в черную бумагу толщиной 95 мкм и располагалась у бокового окна камеры на расстоянии 8 см от оси разряда.

Экспериментальные результаты. Проведенные исследования позволили получить следующие данные:

1. При обеих полярностях импульса напряжения и величине зазора 20 – 40 мм с электродами N 3 и N 4 в качестве потенциального и электродом N 1 в качестве заземленного, как и в работах [5, 6], стабильно формировался объемный разряд. Плазма разряда состоит из сравнительно однородного столба, перемыкающего промежуток по наикратчайшему пути. Также наблюдаются отдельные “струи”, которые начинаются на металлическом стержне потенциального электрода и оканчиваются, не достигая стенок камеры. В месте примыкания к потенциальному электроду каждой из струй, а также в центральной части основного разряда видны более яркие точки (катодные или анодные пятна). Увеличение промежутка до 67 мм привело к формированию коронного разряда, в котором яркое свечение наблюдалось только у потенциального электрода, рис. 1а. Отметим, что при этом в 1 – 2 импульсах из десяти наблюдался не коронный разряд, а заверенный пробой промежутка. При этом ярко светящаяся плазма у потенциального электрода замыкалась на противоположный электрод цилиндрическим объемным “каналом” (рис. 1а), с меньшей интенсивностью свечения в центре промежутка.

2. При использовании двух электродов в виде игл также стабильно формируется объемный разряд (рис. 2). Объемный характер разряда не зависел от полярности потенциального электрода, а внешний вид свечения разряда с двух игл несимметричен. При увеличении межэлектродного зазора разряд у заземленного электрода имеет форму цилиндра, диаметр которого существенно не изменяется при увеличении межэлектродного зазора.

3. Регистрация рентгеновского излучения с помощью фотопленки показала, что только при подаче импульсов напряжения отрицательной полярности на электроды

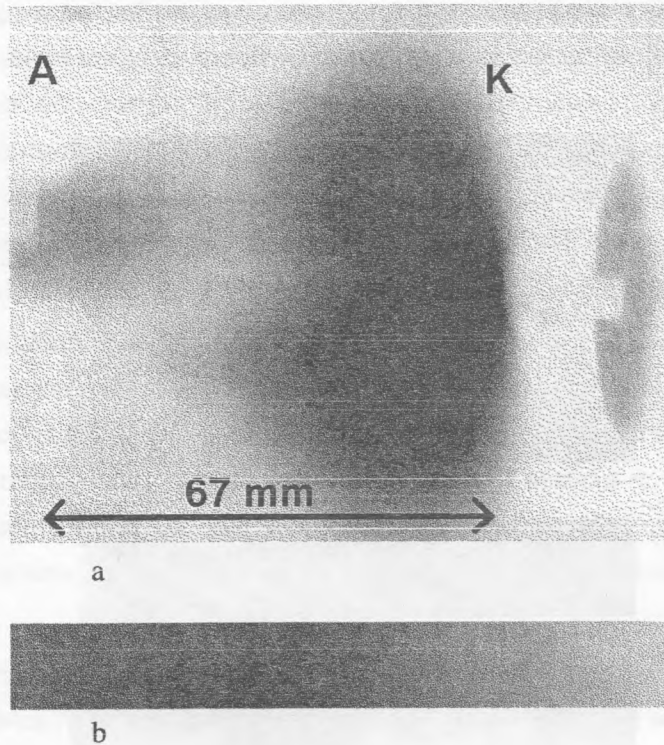


Рис. 1. Фотографии (негативы) свечения разряда при отрицательной полярности импульсов напряжения на правом потенциальном электроде (а) и автограф рентгеновского излучения на фотопленке (b). Межэлектродный зазор 67 мм, слева электрод N 1 (плоский), справа электрод N 3 (трубка). а – съемка за 10 импульсов; b – съемка за 15 импульсов.

N 3 и N 4 интенсивность и энергия квантов рентгеновского излучения достаточно для засветки пленки, помещенной в черную бумагу толщиной 95 мкм. Рентгеновское излучение регистрируется при подаче на потенциальный электрод напряжения отрицательной полярности как при объемном разряде (рис. 2b), так и при коронном разряде (рис. 1b). Форма разряда, как мы уже отмечали, при смене полярности существенно не изменялась. Из рис. 1 и рис. 2 видно, что наибольшее почернение пленки наблюдается в центре промежутка. Рентгеновское излучение регистрируется в основном из разрядной плазмы между электродами. Это предполагает получение рентгеновского излучения при торможении электронов о газ. Оценки проникающей способности квантов рентгеновского излучения показали, что при их энергии 5 кэВ и более будет происходить засветка фотопленки, помещенной в конверт из черной бумаги. Как мы уже отмеча-

ли, эффективная энергия рентгеновского излучения, измеренная в работе [2], составила 6 кэВ и не зависела от места на оси межэлектродного промежутка.

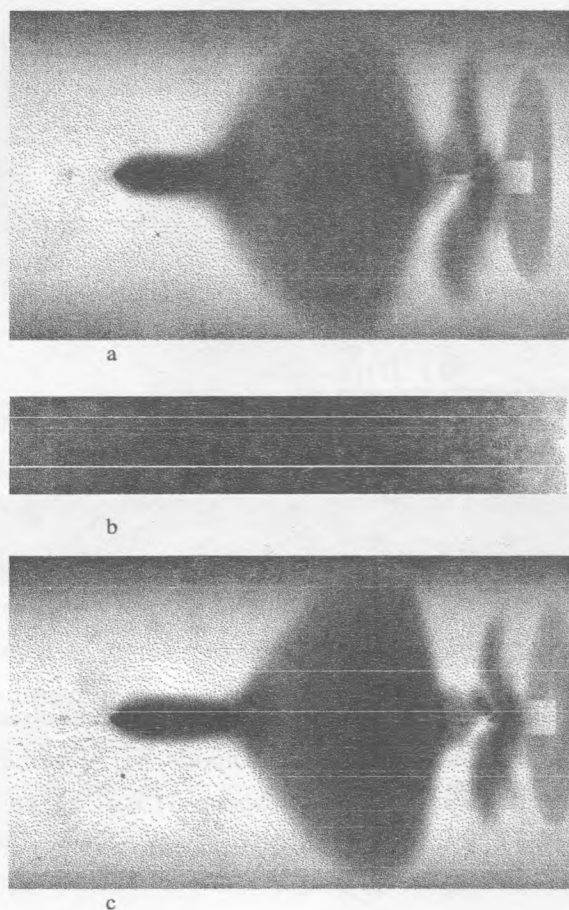


Рис. 2. Фотографии (негативы) свечения разряда при отрицательной (а) и положительной (с) полярности импульсов напряжения на потенциальном электроде и автограф рентгеновского излучения на фотопленке при отрицательной полярности на потенциальном электроде (b). Межэлектродный зазор 54 мм, слева электрод N 2 (игла), справа электрод N 4 (игла). а, с – съемка за 10 импульсов; b – съемка за 50 импульсов.

Особо обсудим два интересных момента. Во-первых, разряд между двумя игольчатыми электродами при большом расстоянии между ними несимметричен, но конфигурация свечения разряда не зависит от знака потенциала, подаваемого на электрод. Во-вторых, рентгеновское излучение наблюдается в основном не с поверхности анода, а из объема и лишь при подаче отрицательного потенциала.

Несимметрия разряда объясняется тем, что один из электродов заземлен и, соответственно, имеет одинаковый (нулевой) потенциал с корпусом камеры. Поэтому напряженность поля вблизи потенциального (незаземленного) электрода оказывается больше, чем возле заземленного электрода. Действительно, часть силовых линий, концентрирующихся на потенциальном электроде, имеют другой конец на корпусе камеры, что ослабляет поле на заземленном электроде. Из-за разной напряженности поля вблизи электродов разряд несимметричен.

Независимость вида свечения от знака потенциала, подаваемого на электрод, объясняется механизмом распространения волны размножения фоновых электронов, предложенным в работах [8 – 10]. Этот механизм не зависит от направления вектора напряженности поля. Ввиду того, что напряженность поля вблизи потенциального электрода больше, разряд начинается с потенциального электрода. Расширение разряда связано с расхождением силовых линий при удалении от потенциального электрода.

Рентгеновское излучение порождается быстрыми электронами, ускоряющимися вблизи поверхности электрода (или плазменного образования) с малым радиусом кривизны. Быстрые электроны бегут впереди волны размножения в том случае, когда подается отрицательное напряжение. В ходе столкновений, существенно меняющих направление их скорости, излучаются рентгеновские кванты. Это объясняет объемный характер рентгеновского излучения. В случае положительного потенциала впереди волны размножения нет быстрых электронов и, соответственно, не наблюдается рентгеновского излучения. По-видимому, небольшого количества фоновых электронов оказывается достаточно для возникновения волны размножения при любом знаке потенциала.

Моделирование распространения быстрых электронов. О методе моделирования. Для того чтобы исследовать характер движения быстрых электронов в объеме, было проведено моделирование на основе одной из модификаций метода частиц (подробнее см. [11]). Иницирующий лавину электрон рождался в начале координат с хаотически направленной скоростью и начальной энергией, распределенной по Пуассону со средним значением $\epsilon_0 = 0.2 \text{ эВ}$.

На малых временных шагах решались уравнения движения всех рассматриваемых электронов, и разыгрывались упругие и неупругие столкновения с атомами. Движение электронов рассматривалось на основе релятивистской механики, также как в работах [12, 13]. Взаимодействие электронов друг с другом не учитывалось. Ниже представлены результаты моделирования движения быстрых электронов в азоте. Используются

характеристики столкновений из работы [14]. При этом сечения ионизации экстраполированы в релятивистскую область так же, как это сделано для гелия в работах [12, 13].

Ввиду того, что за всеми рожденными электронами проследить невозможно, был применен следующий метод. Прослеживались координаты и импульсы группы самых быстрых электронов. 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 n_{min} . Оставлялись электроны с максимальными значениями проекции импульса на направление поля. Перед отбрасыванием вычислялись и запоминались средние значения координаты вдоль поля l_1 , энергии ϵ_1 и импульса p_1 , а также уточнялось распределение электронов по полной энергии $F_{1\epsilon}(\epsilon)$ и по проекции импульса на направление поля по всем рассматриваемым электронам $F_{1p}(p_x)$. После отбрасывания вычислялись и запоминались средние координаты l_2 , энергии ϵ_2 и импульса p_2 , а также уточнялось распределение электронов по полной энергии $F_{2\epsilon}(\epsilon)$ и по проекции импульса на направление поля по всем электронам в группе быстрых электронов $F_{2p}(p_x)$. Далее рассматривалось движение и размножение этих быстрых электронов пока $n < n_{max}$.

Результаты расчетов. Расчеты показали, что группы быстрых электронов не испытывают постоянного ускорения. Соответственно, была проведена серия расчетов с целью исследовать параметры установившегося движения групп быстрых электронов как функции напряженности электрического поля E . Давление полагалось равным одной атмосфере: $p = 1 \text{ атм}$ ($N \approx 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре). Было положено $n_{max} = 2000$, $n_{min} = 1000$.

Расчеты показывают, что за сравнительно короткое время порядка обратной частоты ионизации $t \sim 1/\nu_i$ устанавливается некоторое постоянное значение как скорости, так и энергии. При этом среднее значение координаты x для всех электронов l_1 и для наиболее быстрых электронов l_2 практически не отличалось $l = l_1 \approx l_2$. Это объясняется малой величиной ионизационного пробега (обратного коэффициента Таунсенда $1/\alpha_i$) по сравнению со средней координатой l , так что родившиеся электроны оказываются недалеко от электронов, их породивших. Действительно, при прохождении расстояния l происходит много актов ионизации: $\alpha_i l \gg 1$, $\nu_i \tau \gg 1$. Соответственно, одинакова установившаяся скорость движения центров тяжести всех электронов и наиболее быстрых электронов $v = v_1 \approx v_2$.

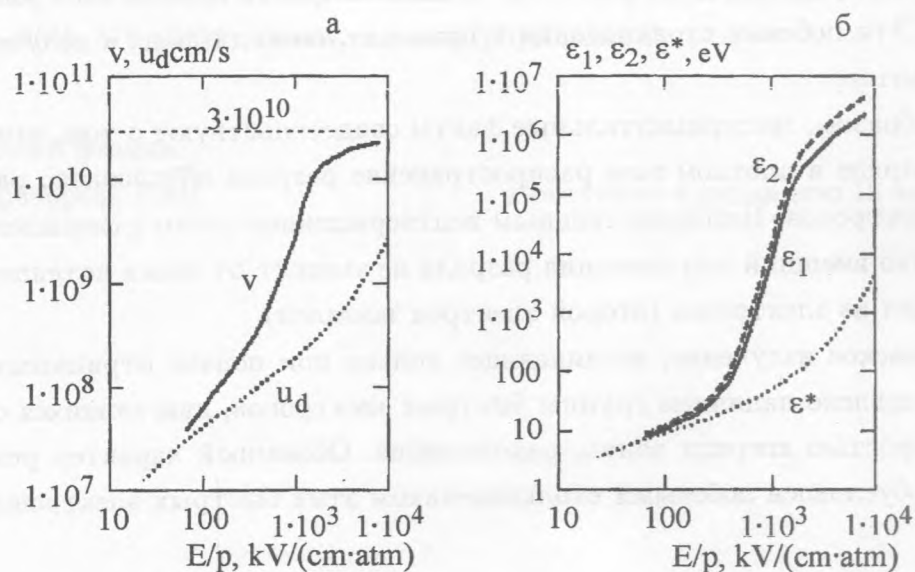


Рис. 3. Зависимость установившихся средних значений скорости движения быстрых электронов $v = v_1 \approx v_2$ (а) и установившихся значений средней энергии ϵ_1, ϵ_2 (б) для азота от приведенной напряженности поля E/p . u_d – дрейфовая скорость электронов лавины; ϵ^* – средняя энергия электронов лавины (по данным [14, 15, 3]).

Установившиеся значения средних скоростей и энергий ϵ_1, ϵ_2 электронов представлены на рис. 3. Видно, что скорости и энергии группы быстрых электронов начинают заметно превышать значения дрейфовой скорости u_d и средней энергии электронов ϵ^* в лавине [5, 6] в азоте при $E/p > 100$ кВ/(см · атм).

Для того чтобы непосредственно продемонстрировать роль лобовых столкновений, разворачивающих направление движения электронов, были проведены расчеты функции распределения электронов по проекции импульса на направление поля $F_{1p}(p_x), F_{2p}(p_x)$ и по полной энергии $F_{1\epsilon}(\epsilon), F_2$. Расчеты показывают, что при не очень больших полях ($E/p < 400$ кВ/(см · атм)) распределение близко к гауссову. При $E/p < 1200$ кВ/(см · атм) распределение близко к симметричному, причем при положительных проекциях импульса преобладают более быстрые электроны (электроны 2-й группы). Начиная с $E/p > 1200$ кВ/(см · атм), асимметрия распределения становится более явно выраженной, а электроны 2-й группы преобладают лишь в “хвосте” при положительных значениях проекции импульса.

Наличие большого числа электронов с отрицательной проекцией импульса на направление поля говорит о большой роли лобовых столкновений. Иначе говоря, лобовые

столкновения определяют тот факт, что средняя скорость группы быстрых электронов постоянна. Эти лобовые столкновения и приводят, по-видимому, к излучению рентгеновских квантов.

Таким образом, экспериментальные факты свидетельствуют о том, что при наносекундном разряде в плотном газе распространение разряда обусловлено размножением фоновых электронов. Непосредственным подтверждением этого утверждения является тот факт, что внешний вид свечения разряда не зависит от знака потенциала, подаваемого на один из электродов (второй электрод заземлен).

Рентгеновское излучение, возникающее только при подаче отрицательного потенциала, обусловлено наличием группы быстрых электронов, двигающихся с постоянной средней скоростью впереди волны размножения. Объемный характер рентгеновского излучения обусловлен лобовыми столкновениями этих быстрых электронов с атомами газа.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Лойко Т. В. ЖТФ, **50**, вып. 2, 392 (1980).
- [2] Репин П. Б., Репьев А. Г. ЖТФ, **74**, вып. 7, 33 (2004).
- [3] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. УФН, **174**, N 9, 953 (2004).
- [4] Алексеев С. Б., Губанов В. П., Орловский В. М., Тарасенко В. Ф. Письма в ЖТФ, **30**, вып. 20, 35 (2004).
- [5] Костыря И. Д., Тарасенко В. Ф. Известия ВУЗов. Физика, **47**, N 12, 95 (2004).
- [6] Костыря И. Д., Орловский В. М., Тарасенко В. Ф., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. ЖТФ, **75** (2005) (в печати).
- [7] Месяц Г. А. Импульсная энергетика и электроника. М., Наука, 2004.
- [8] Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **30**, вып. 9, 12 (2004).
- [9] Яковленко С. И. ЖТФ, **34**, вып. 9, 47 (2004).
- [10] Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **31**, вып. 4, 76 (2005).
- [11] Tkachev A. N. and Yakovlenko S. I. Laser physics, **12**, No 7, 1022 (2002).
- [12] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 2, 43 (2004).
- [13] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. ЖТФ, **75**, вып. 4, 118 (2005).
- [14] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **30**, вып. 7, 14 (2004).

- [15] Tkachev A. N. and Yakovlenko S. I. Central European Journal of Physics (CEJP), 2(4), 579 (2004), (www.cesj.com/physics.html).

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 18 марта 2005 г.