

04;07;12

## Рентгеновское излучение при формировании объемных разрядов наносекундной длительности в воздухе атмосферного давления

© И.Д. Костыря,<sup>1</sup> В.Ф. Тарасенко,<sup>1</sup> А.Н. Ткачев,<sup>2</sup> С.И. Яковленко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт сильноточной электроники СО РАН,  
634055 Томск, Россия  
e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
119991 Москва, Россия  
e-mail: syakov@kapella.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 8 апреля 2005 г.)

Исследовано формирование наносекундных разрядов в воздухе атмосферного давления при различной полярности импульса напряжения и различной геометрии разрядного промежутка. Показано, что при использовании наносекундных импульсов высокого напряжения в широком диапазоне экспериментальных условий на объемный характер разряда конструкция электродов и полярность импульса напряжения не оказывают существенного влияния. Форма разряда между двумя игольчатыми электродами при большом расстоянии асимметрична, но конфигурация свечения разряда слабо зависит от знака потенциала, подаваемого на электрод. При подаче отрицательных импульсов напряжения на потенциальный электрод зарегистрировано рентгеновское излучение как с поверхности анода, так и из объема. Показано, что при субнаносекундной длительности фронта импульса напряжения и диффузном характере разряда рентгеновское излучение наблюдается из ярко светящейся области коронного разряда. 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 при напряженности поля  $E/p < 170 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$ . При  $E/p > 170 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$  имеет место убегание группы быстрых электронов. Лобовые столкновения и приводят к излучению рентгеновских квантов из объема.

PACS: 52.80.-s

### Введение

Впервые рентгеновское излучение из заполненного воздухом атмосферного давления разрядного промежутка с неоднородным электрическим полем зарегистрировано, по-видимому, в работе [1], при подаче на промежуток микросекундных импульсов высокого напряжения. Свойства рентгеновского излучения из разрядной плазмы, создаваемой наносекундным импульсом, исследованы в работе [2]. На промежуток в конфигурации острие–плоскость подавались импульсы напряжения амплитудой до 200 кВ с полной длительностью 170 ns и фронтом 10 ns. Потенциальным электродом (катодом) являлось острие. Эффективная энергия рентгеновского излучения, измеренная в [2], составила 6 keV и не зависела от местоположения на оси межэлектродного промежутка. Максимальная интенсивность рентгеновского излучения регистрировалась после переключения промежутка разрядной плазмой 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  $\sim 200 \text{ A}$  [4–6] при максимуме на распределении электронов по энергиям 60–80 keV, что приводило к формированию жесткого рентгеновского излучения за счет торможения электронов на аноде.

В работах [7,8] показано, что полярность импульса напряжения и форма потенциального электрода существенно не влияют на объемный характер разряда при использовании наносекундных импульсов напряжения с амплитудой  $\sim 150 \text{ kV}$ . При этом рентгеновское излучение регистрировалось только при отрицательной полярности потенциального электрода. Тот факт, что форма разряда слабо зависит от полярности напряжения, объясняется предложенной ранее моделью [9,10] распространения разряда за счет размножения фоновых электронов (см. также [3,11,12]).

Цель данной работы — исследование условий формирования объемного разряда и рентгеновского излучения при пробое импульсами высокого напряжения наносекундной длительности воздуха атмосферного давления, и свойства объемного разряда, формируемого без источника дополнительной предьонизации, а также свойства импульсного коронного разряда, при этом яркое свечение плазмы наблюдалось только у потенциального электрода, а также уменьшалась амплитуда тока разряда [13].

### Экспериментальная установка

Экспериментальные исследования были проведены с использованием двух генераторов наносекундных импульсов АРИНА (генератор № 1) [14] и РАДАН-220 (генератор № 2) [15]. Генератор № 1 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 ns. На выходе генератора был установлен специально разработанный изолятор с внешним диаметром 160 мм, благодаря которому даже при зазоре между катодом и анодом в 67 мм завершеного пробоя по поверхности изолятора в воздухе не наблюдалось. К генератору крепилась камера, изготовленная из медной фольги толщиной 200 мкм. Внутренний диаметр камеры — 160 мм, с противоположной от генератора стороны камера заканчивалась плоской медной пластиной (электрод № 1). В ряде экспериментов в центре плоского медного электрода устанавливался электрод № 2 в виде иглы высотой 25 мм. Боковая цилиндрическая стенка камеры имела прямоугольное окно 11×5 см. В качестве потенциального электрода № 3 использовалась трубка диаметром 6 мм из стальной фольги толщиной 50 мкм или игла (электрод № 4). Плоский медный электрод имел в центральной части отверстие диаметром 40 мм, которое закрывалось AlBe-фольгой толщиной 50 мкм (электрод № 5), условия пробоя промежутка с данным электродом были такие же, как и с электродом № 1. Эксперименты были проведены в воздухе при зазорах между электродами 22, 41, 54 и 67 мм, давление воздуха — 1 атм. В ходе экспериментов изменялись полярность напряжения на потенциальном электроде, межэлектродное расстояние и тип электродов.

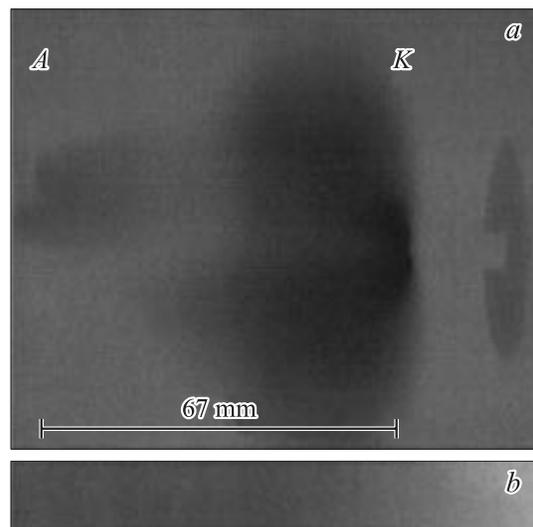
Генератор № 2 формировал импульсы напряжения с амплитудой холостого хода ~ 220 кВ и длительностью фронта импульса напряжения ~ 0.3 ns [15]. Эксперименты на генераторе № 2 также проводились при давлении воздуха 1 атм с электродом № 3, который во всех экспериментах являлся катодом, и с электродом № 5, который во всех экспериментах являлся анодом. Зазор газового промежутка изменялся от 10 до 20 мм.

Интегральная картина свечения разряда снималась фотоаппаратом „Зенит“ на пленку РФ-3 или цифровым фотоаппаратом. Кроме того, регистрировались рентгеновское излучение по засветке пленки РФ-3, которая помещалась в черную бумагу толщиной 95 мкм и располагалась у бокового окна камеры генератора № 1 на расстоянии 8 см от оси разряда или за электродом № 5 обоих генераторов.

## Результаты эксперимента

Проведенные исследования позволили получить следующие данные:

1. При обоих полярностях импульса напряжения генератора № 1 и величине зазора 22 и 41 мм с электродами №№ 3 и 4 (потенциальные), электродами №№ 1 и 5 (заземленные), как и в работах [7,8], стабильно формировался объемный разряд. Плазма разряда состояла

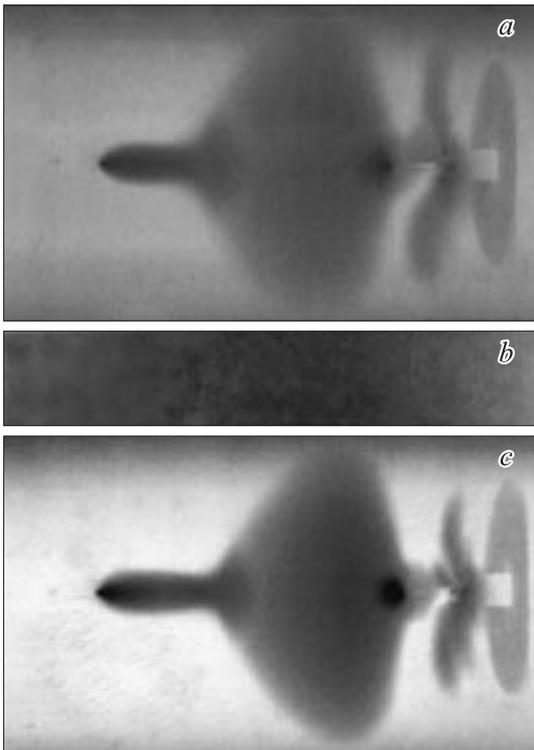


**Рис. 1.** Фотографии свечения разряда при отрицательной полярности импульсов напряжения на правом потенциальном электроде (а) и автограф рентгеновского излучения на фотопленке (b). Межэлектродный зазор 67 мм, слева электрод № 1, справа электрод № 3. а — съемка за 10 импульсов; b — съемка за 15 импульсов. Генератор № 1.

из сравнительно однородного цилиндра или конуса, перемыкающего промежуток. Кроме того, наблюдались отдельные „струи“, начинавшиеся на металлическом стержне потенциального электрода и оканчивавшиеся, не достигнув 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. 1, а. Отметим, что при этом в 1–2 импульсах из десяти наблюдался не коронный разряд, а завершённый пробой промежутка. При этом ярко светящаяся плазма у потенциального электрода замыкалась на противоположный электрод цилиндрическим объемным „каналом“, рис. 1, а, с меньшей интенсивностью свечения в центре промежутка.

2. При использовании двух электродов в виде игл (№№ 2 и 4) также стабильно формируется объемный разряд, рис. 2. Объемный характер разряда не зависел от полярности потенциального электрода, но внешний вид свечения разряда с двух игл при больших зазорах был несимметричен. При увеличении межэлектродного зазора разряд у заземленного электрода имел 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 №№ 3 и 4 интенсивность и энергия квантов рентгеновского излучения достаточна для засветки пленки, помещенной в черную бумагу толщиной 95 мкм.



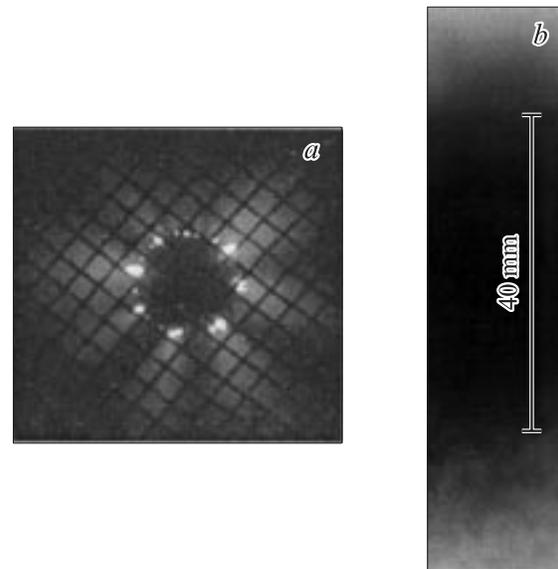
**Рис. 2.** Фотографии свечения разряда при отрицательной (*a*) и положительной (*c*) полярности импульсов напряжения на потенциальном электроде и автограф рентгеновского излучения на фотопленке при отрицательной полярности на потенциальном электроде (*b*). Межэлектродный зазор 54 мм, слева электрод № 2, справа электрод № 4. *a, c* — съемка за 10 импульсов; *b* — съемка за 50 импульсов. Генератор № 1.

Рентгеновское излучение регистрируется при подаче на потенциальный электрод напряжения отрицательной полярности, как при объемной, рис. 2, *b*, так и при коронном разряде, рис. 1, *b*. Форма разряда, как мы уже отмечали, при смене полярности существенно не изменялась. Из рис. 1 и 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 кватов рентгеновского излучения показали, что при их энергии 5 keV и более будет происходить засветка фотопленки, помещенной в конверт из черной бумаги. Это соответствует измерениям эффективной энергии рентгеновского излучения из плазмы, проведенным в работе [2], где она составила 6 keV и не зависела от местоположения на оси межэлектродного промежутка.

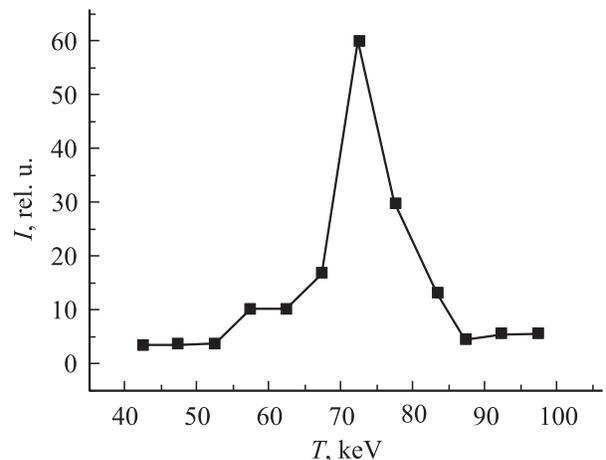
4. При реализации условий формирования СЛЭП [3–6], (СЛЭП — сверхкороткий лавинный электронный пучок [16]), основной вклад в регистрируемое рентгеновское излучение давало тормозное излучение из анода. На рис. 3 показан автограф, полученный на генераторе № 2 с электродом

№ 3 (катод) и электродом № 5 (анод) в результате одновременного воздействия электронный пучком и рентгеновским излучением на фотопленку, помещенную за AlBe-фольгой на расстоянии 8 мм, а также изображение свечения разряда, полученное при фотографировании разряда через сетку. В этом случае для засветки фотопленки было достаточно одного импульса.

Измерение дозы рентгеновского излучения за фольгой с помощью дозиметра, который имел внешний диаметр 1 см, дало экспозиционную дозу на расстоянии 5 см от фольги  $\sim 100$  за импульс. Дозиметр мог регистрировать рентгеновские кванты с энерги-



**Рис. 3.** Фотографии свечения разряда через сетку с шагом 1.2 мм (*a*) и автограф рентгеновского излучения на фотопленке, расположенной на расстоянии 8 мм от электрода № 5 (*b*). Генератор № 2, межэлектродный зазор 16 мм, съемка в обоих случаях за 1 импульс.



**Рис. 4.** Распределение электронов по энергиям за AlBe-фольгой толщиной 50 мкм, полученное на генераторе № 2 при межэлектродном зазоре 16 мм.

ей более 60 keV. На рис. 4 приведено распределение электронов по энергиям, полученное на генераторе № 2 методом фольг. Видно, что максимум на данной кривой соответствует энергии электронов 80 keV. При использовании генератора № 1 и электрода № 1 в качестве анода наибольшее почернение фотопленки, помещенной у бокового окна камеры, при межэлектродном зазоре 22 mm также регистрировалось у анода. Все эти данные показывают, что в условиях формирования СЛЭП рентгеновское излучение из анода имеет большую интенсивность и большую энергию квантов.

Суммируя экспериментальные результаты, отметим две важные особенности. 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 в зависимости от условий эксперимента регистрируется как с поверхности анода, так и из объема, но в обоих случаях 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. Ввиду различной напряженности поля вблизи электродов разряд несимметричен.

Независимость вида свечения от знака потенциала, подаваемого на электрод, объясняется механизмом распространения волны размножения фона [9,10] (см. также [3,11,12]). 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 изменяющих 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.

Жесткое рентгеновское излучение регистрируется в условиях, когда формируется электронный пучок. Этот

пучок формируется при выполнении нелокального критерия убегания электронов [3,12], когда плазма, образуемая на катоде, подходит к аноду на малое расстояние. Плазма как бы приближает катод к аноду, что приводит к выполнению нелокального критерия убегания электронов. Для выполнения этого условия и эффективной генерации электронного пучка при атмосферном давлении необходимо использовать генераторы с длительностью фронта импульса напряжения  $\sim 1$  ns и менее.

## 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. [17]). Иницирующий лавину электрон рождался в начале координат с хаотически направленной скоростью и начальной энергией, распределенной по Пуассону со средним значением  $\varepsilon_0 = 0.2$  eV.

На малых временных шагах решались уравнения движения всех рассматриваемых электронов и разыгрывались упругие и неупругие столкновения с атомами. Ниже представлены результаты моделирования движения быстрых электронов в азоте. Используются характеристики столкновений из работы [18]. При этом сечения ионизации экстраполированы в релятивистскую область так же, как это сделано для гелия в работах [19,20].

Существенным отличием было также то, что использовалось следующее выражение для распределения по углам электрона, рассеянного на атоме:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{\text{const}}{\left(1 + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right)^2},$$

где  $\varepsilon$  — кинетическая энергия налетающего на нейтрал электрона,  $\varepsilon_1 = \frac{\hbar^2}{8m r_0}$  — некоторая характеристическая энергия.

Это выражение основано на борновском приближении для потенциала Юкавы  $V(r) = V_0 \exp(-r/r_0)$ . Для азота положено  $\varepsilon_1 = 2$  eV. Ранее в работах [17–20] использовалось выражение из работы [21], дающее неверную асимптотику для больших углов рассеяния и больших скоростей налетающего электрона.

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  $\varepsilon_1$  и импульса  $p_1$ , а также уточнялось

распределение электронов по полной энергии  $F_{1\varepsilon}(\varepsilon)$  и проекция импульса на направление поля по всем рассматриваемым электронам  $F_{1p}(p_x)$ . После отбрасывания вычислялись и запоминались средние координаты  $l_2$ , энергии  $\varepsilon_2$  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 быстрых электронов  $F_{2p}(p_x)$ . Далее рассматривалось движение и размножение этих быстрых электронов, пока  $n < n_{\max}$ .

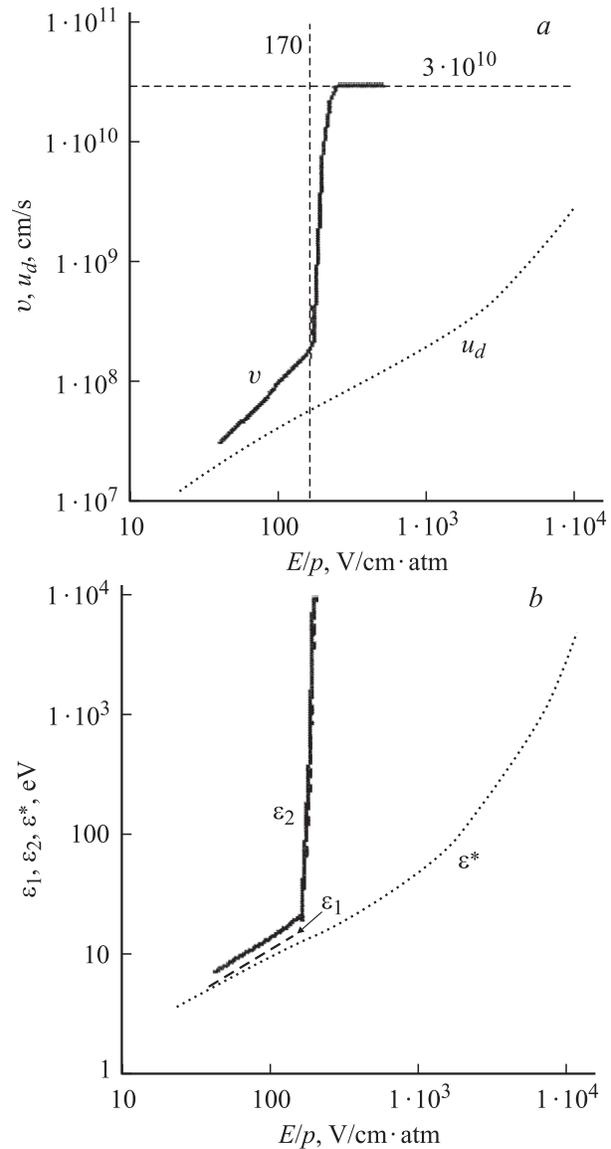
**Результаты расчетов.** Была проведена серия расчетов с целью исследования параметров установившегося движения групп быстрых электронов как функция напряженности электрического поля  $E$ . Давление  $p$  полагалось 1 atm ( $N \approx 2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  при комнатной температуре). Было положено  $n_{\max} = 2000$ ,  $n_{\min} = 1000$ .

Расчеты показали, что при  $E/p < 170 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$  группы быстрых электронов не испытывают постоянно ускорения. 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 новые электроны оказываются недалеко от электронов, их породивших. Действительно, при прохождении расстояния  $l$  возникает 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  $v = v_1 \approx v_2$ .

При  $E/p > 170 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$  характер движения электронов радикально меняется. Средняя энергия электронов неограниченно растет со временем, а скорость вырастает до скорости света. Иначе говоря, имеет место режим убегающих электронов.

Установившиеся значения средних скоростей  $v$  и энергий  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  электронов представлены на рис. 5. Видно, что скорости и энергии группы быстрых электронов начинают заметно превышать значения дрейфовой скорости  $u_d$  и средней энергии электронов  $\varepsilon^*$  в лавине [3,12,18] в азоте при  $E/p > 100 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$ . При  $E/p > 170 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$  средняя скорость устанавливается близкой к скорости света, но среднее значение энергии неограниченно растет.

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  $F_{1\varepsilon}(\varepsilon)$ ,  $F_{2\varepsilon}(\varepsilon)$ . Расчеты показывают, что при не очень больших полях ( $E/p < 40 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$ ) распределение близко к гауссову. При  $E/p < 80 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$  распределение  $F_{1p}(p_x)$  остается близким к симметричному, но при положительных проекциях импульса



**Рис. 5.** Зависимость установившихся средних значений скорости движения быстрых электронов  $v = v_1 \approx v_2$  (a) и установившихся значений средней энергии  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  (b) для азота от приведенной напряженности поля  $E/p$ .  $u_d$  — дрейфовая скорость электронов лавины;  $\varepsilon^*$  — средняя энергия электронов лавины (по данным [3,12,18]).

преобладают более быстрые электроны  $F_{2p}(p_x)$  (2-й группы). Начиная с  $E/p > 80 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$  асимметрия распределения становится более явно выраженной, а электроны 2-й группы преобладают лишь в „хвосте“ при положительных значениях проекции импульса. При  $E/p > 170 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$  распределение не устанавливается. Отметим, что при использовании выражения работы [21] для распределения по углам электрона, рассеянного на атоме, приводит к тому, что убегающих (постоянно набирающих энергию электронов) не возникает даже при больших значениях  $E/p$ . Это связано с некорректностью этого выражения для больших энергий электронов.

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 при  $E/p < 170 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$ . Лобовые столкновения и приводят, по-видимому, к излучению рентгеновских квантов.

Отметим, что согласно теории, подытоженной в обзоре [22], убегающие электроны могут размножаться. Однако это происходит на больших длинах ( $\sim 50 \text{ m}$  в атмосфере азота) и не может играть существенной роли в рассматриваемых условиях.

## Выводы

Таким образом, показано, что при использовании наносекундных импульсов высокого напряжения в широком диапазоне экспериментальных условий на объемный характер разряда, конструкция электродов и полярность импульса напряжения не оказывают существенного влияния. При подаче отрицательных импульсов напряжения на потенциальный электрод, независимо от его конструкции, зарегистрировано как жесткое рентгеновское излучение с поверхности анода, так и мягкое рентгеновское излучение из объема. Показано, что при субнаносекундной длительности фронта импульса напряжения и диффузном характере разряда рентгеновское излучение наблюдается из ярко светящейся области коронного разряда. Форма разряда между двумя игольчатыми электродами при большом расстоянии несимметрична, но конфигурация свечения разряда слабо зависит от знака потенциала, подаваемого на электрод.

Жесткое рентгеновское излучение регистрируется с поверхности анода в условиях, когда формируется СЛЭП. СЛЭП формируется при выполнении нелокального критерия убегания электронов [3,12], когда плазма, образующаяся на катоде, подходит к аноду на малое расстояние. Объемное рентгеновское излучение из разрядного промежутка обусловлено наличием группы быстрых электронов,двигающихся впереди волны размножения. Объемный характер рентгеновского излучения обусловлен лобовыми столкновениями этих быстрых электронов с атомами газа.

Итак, экспериментальные факты (в первую очередь — независимость вида разряда от знака напряжения) свидетельствуют о том, что при наносекундном разряде в плотном газе распространение разряда обусловлено размножением фоновых электронов [3,10–12].

## Список литературы

- [1] Тарасова Л.В., Худякова Л.Н. // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 8. С. 1530–1533.
- [2] Ретин П.Б., Ретьев А.Г. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 33–37.
- [3] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.

- [4] Tarasenko V.F., Skakun V.S., Kostyrya I.D., Alekseev S.B., Oklovskii V.M. // Laser and Particle Beams. 2004. Vol. 22. N 1. P. 75–82.
- [5] Алексеев С.Б., Губанов В.П., Орловский В.М., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф. // ДАН. 2004. Т. 398. № 5. С. 611–614.
- [6] Алексеев С.Б., Губанов В.П., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 20. С. 35–41.
- [7] Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф. // Изв. вузов. Физика. 2004. Т. 47. № 12. С. 94–95.
- [8] Костыря И.Д., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 65–69.
- [9] Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 9. С. 12–20.
- [10] Яковленко С.И. // ЖТФ. 2004. Т. 34. Вып. 9. С. 47–54.
- [11] Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 4. С. 76–82.
- [12] Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // CEJP. 2004. Vol. 2(4). P. 579–635 ([www.cesj.com/physics.html](http://www.cesj.com/physics.html))
- [13] Arnold E., Lonaev M.I., Lisenko A.A., Skakun V.S., Tarasenko V.F., Tkachev A.N., Shiits D.V., and Yakovlenko S.I. // Las. Phys. 2004. Vol. 14. N 6. P. 809–817.
- [14] Месяц Г.А. // Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. 704 с.
- [15] Яландин М.И., Шпак В.Г. // ПТЭ. 2001. № 3. С. 5–31.
- [16] Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Шунайлов С.А. // Изв. вузов. Физика. 2003. Т. 46. № 3. С. 94–95.
- [17] Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // Las. Phys. 2002. Vol. 12. N 7. P. 1022–1028.
- [18] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 7. С. 14–24.
- [19] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Кр. сообщ. по физ. ФИАН. 2004. № 2. С. 43–51.
- [20] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 4. С. 118–121.
- [21] Surendra M., Graves D.B., Jellum G.M. // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 41. N 2. P. 1112–1125.
- [22] Гуревич А.В., Зыбин К.П. // УФН. 2001. Т. 171. № 116. С. 1177–1199.