

# Убегание электронов и генерация мощных субнаносекундных пучков в плотных газах

Тарасенко В.Ф. ([VFT@loi.hcei.tsc.ru](mailto:VFT@loi.hcei.tsc.ru)) (1), Яковленко С.И. (2)

(1) Институт сильноточной электроники СО РАН,  
(2) Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

## 1. Введение

Последние годы удалось достичь существенного продвижения теоретических и экспериментальных исследований импульсного пробоя плотных газов и формирования в плотных газах мощных электронных пучков [1-7]. В этих исследованиях можно выделить два направления. Первое связано с новым пониманием механизма убегания основной массы электронов и с генерацией в плотных газах мощных субнаносекундных электронных пучков (до 200 А) в газах атмосферного давления. Второе – с созданием в плотных газах объемных разрядов наносекундной длительности, основанных на распространении волны размножения электронов фона.

Эти явления тесно взаимосвязаны. С одной стороны, быстрые электроны осуществляют фоновую ионизацию газа, подготавливая распространение волны размножения электронов фона. С другой стороны, волна размножения, приближаясь к аноду, приводит к тому, что выполняется нелокальный критерий убегания электронов и в прианодной области генерируется субнаносекундный электронный пучок убегающих электронов.

Результаты исследований [1-7] являются качественно новым шагом по сравнению с серией работ одной из групп ВНИИЭФ, наиболее полно описанных в монографии [8]. В [1-7] и других работах научных групп из ИСЭ СО РАН и ИОФ РАН выявлены, реализованы и объяснены условия получения субнаносекундных электронных пучков с амплитудой в сотни ампер. Однако в недавней публикации [9] вся концепция [1-7] поставлена под сомнение: утверждается, что теория во всех аспектах неверна, а все эксперименты сомнительны, поскольку аналогичных результатов в этой группе ВНИИЭФ ранее получить не удалось.

Мы не согласны со всеми основными положениями критики, представленной в [9]. Однако, ввиду большого количества неверных, неточных и тенденциозных утверждений в [9] нет смысла их все подробно анализировать. Такая дискуссия заняла бы очень много места и была бы интересна только узкому кругу специалистов. Значительно полезнее представить краткий обзор новых научных результатов, подтверждающих концепцию [5-7], что мы и делаем ниже. Важно также указать на несколько ключевых ошибок работы [9], к ко-

торым в первую очередь следует отнести утверждения о бессмысленности понятия коэффициента Таунсенда в сильных полях и о преимущественной генерации электронов с аномальной энергией.

## 2. Теоретические аспекты

### 2.1. О применимости понятия коэффициента Таунсенда в сильных полях

В работах, подытоженных в [5-7] было показано, что Таунсендовский механизм размножения электронов справедлив даже для сильных полей, при которых в уравнении движения отдельного электрона можно пренебречь ионизационным трением электрона о газ. Ранее считалось (см., например, [9,11,12]), что при столь сильных полях почти все электроны переходят в режим непрерывного ускорения (просвиста), подобно тому, как это имеет место в полностью ионизованной плазме (см., например, [13,14]).

Понимание того, что таунсендовский коэффициент размножения электронов  $\alpha_i$  справедлив и в очень сильных полях, привело к нескольким важным выводам. В частности, был предложен нелокальный критерий убегания электронов. На его основе вычислены двузначные зависимости некоторого критического напряжения  $U_{cr}$  от произведения давления  $p$  на расстояние между электродами  $d$ . Эта зависимость разделяет область эффективного размножения электронов и область, в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться.

Как уже отмечалось, вся концепция [1-7] полностью отвергается в работе [9]. Ключевым моментом критики теории на самом деле является утверждение [9, с. 1078], что введение  $\alpha_i$  как функции  $E/p$  ( $E$  - напряженность поля,  $p$  - давление газа) является для сильных полей физически бессмысленным. По мнению автора [9], функция распределения электронов, а с нею и частота ионизации и коэффициент Таунсенда при больших  $E/p$  даже в однородном поле должны явно зависеть от координат.

Если бы это утверждение работы [9] было бы правильным, то это действительно поставило бы под сомнение многие положения концепции [1-7]. Однако это ключевое утверждение [9] неверно. Ниже мы получим не зависящее от координат аналитическое выражение для функции распределения при больших значениях и проверим это выражение численным моделированием.

*Аналитическое рассмотрение.* Функцию распределения электронов по энергии в сильном поле можно получить из простых соображений (она получена А.Н. Ткачевым и С.И. Яковленко). Пусть функция распределения  $f(\varepsilon, x)$  дает число электронов с энергией  $\varepsilon$  на расстоянии  $x$  от катода. Будем считать, что при движении электронов в точку  $x$  из точки  $x - dx$  энергия электрона принимает значение  $\varepsilon$ , если в точке  $x - dx$  она имела значение  $\varepsilon -$

$eE \cdot dx$ . Это означает, что мы пренебрегли силой трения электронов о газ. Число электронов, пришедших в точку  $x$ , определяется выражением:

$$v(\varepsilon - eE \cdot dx) \cdot f(\varepsilon - eE \cdot dx, x - dx) = v(\varepsilon) \cdot \left( 1 - \frac{eE \cdot dx}{2\varepsilon} \right) \cdot \left( f(\varepsilon, x) - \frac{\partial f(\varepsilon, x)}{\partial \varepsilon} \cdot eE dx - \frac{\partial f(\varepsilon, x)}{\partial x} \cdot dx \right),$$

где  $v(\varepsilon)$  – скорость электрона, соответствующая энергии  $\varepsilon$ . В стационарном случае, приравнивая число пришедших электронов числу ушедших электронов  $v(\varepsilon) \cdot f(\varepsilon, x)$ , имеем уравнение:

$$\frac{\partial f}{\partial \varepsilon} = -\frac{1}{eE} \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{1}{2\varepsilon} f.$$

Ищем его решение в виде произведения  $f(\varepsilon, x) = N_e(x) \cdot \psi(\varepsilon)$ , где  $N_e(x)$  – плотность электронов в точке  $x$ ;  $\psi(\varepsilon)$  – распределение электронов по энергиям. Учитывая определение коэффициента Таунсенда  $dN_e(x)/dx = \alpha_i \cdot N_e(x)$  имеем:

$$\frac{d\psi}{d\varepsilon} = -\left( \frac{\alpha}{eE} + \frac{1}{2\varepsilon} \right) \psi.$$

Решением этого уравнения является выражение:

$$\psi(\varepsilon) = \frac{1}{\sqrt{\pi\varepsilon}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\max}^*}\right),$$

где  $\varepsilon_{\max}^* = eE/\alpha_i$ .

В ряде задач представляет интерес не распределение электронов по энергии в некоторой точке  $\psi(\varepsilon)$ , а распределение по энергии электронов, проходящих через плоскость, перпендикулярную полю  $\phi(\varepsilon) \propto v \cdot \psi(\varepsilon)$ . Нормированное на единицу распределение по энергии электронов, пересекающих плоскость, параллельную плоскости катода имеет вид:

$$\phi(\varepsilon) = \left(1/\varepsilon_{\max}^*\right) \exp\left(-\varepsilon/\varepsilon_{\max}^*\right). \tag{1}$$

Эти выражения для функций  $\psi(\varepsilon)$  и  $\phi(\varepsilon)$  справедливы для достаточно больших расстояний  $x \gg \alpha_i^{-1}$ . Отметим, что средние значения энергии для функций распределения  $\psi(\varepsilon)$  и  $\phi(\varepsilon)$  отличается вдвое:

$$\langle \varepsilon \rangle_{\psi} = \int_0^{\infty} \psi(\varepsilon) d\varepsilon = \varepsilon_{\max}^* / 2, \quad \langle \varepsilon \rangle_{\phi} = \int_0^{\infty} \phi(\varepsilon) d\varepsilon = \varepsilon_{\max}^*.$$

Отметим, что величина  $\varepsilon^*_{\max}$ , фигурирующая в (1), является установившейся, т.е. максимальной средней, энергией электронов. Она следует и из закона сохранения энергии:

$$\frac{d(N_e \varepsilon^*)}{dx} = eEN_e, \text{ откуда } \frac{d\varepsilon^*}{dx} = eE - \alpha_i \varepsilon^*,$$

$n_i$ ;  $\varepsilon^*$ , eV;  $u_d$ , km/s

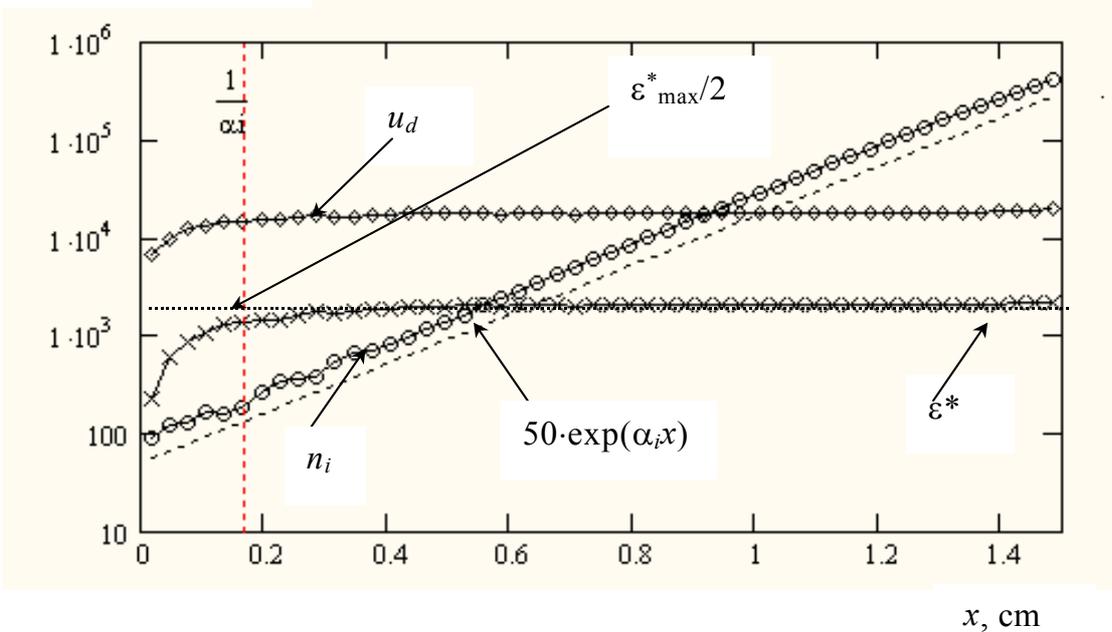


Рис. 1. Характеристики размножения электронов в зависимости от расстояния до катода  $x$  при следующих параметрах: плотность гелия  $N_{\text{He}} = 5.15 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  ( $p = 16 \text{ Тор}$ ),  $d = 15 \text{ мм}$ ,  $E = 24 \text{ кВ/см}$ , ( $E/p = 1.5 \text{ кВ/см} \cdot \text{Тор}$ ).

Кружки – количество рожденных ионов  $n_i$ ; пунктир – экспоненциальная зависимость при  $\alpha_i = 5.9 \text{ см}^{-1}$ ,  $\alpha_i d \approx 9$ ; ромбы – средняя энергия электронов  $u_d$ ; косые кресты – средняя энергия электронов  $\varepsilon^*$ .

соответственно  $\varepsilon^*_{\max} = eE/\alpha_i$  при  $x \gg 1/\alpha_i$ , когда  $d\varepsilon^*/dx = 0$ . Здесь  $\varepsilon^*$  – средняя энергия электронов.

**Результаты моделирования.** Приведенный выше вывод выражения (1) для функции распределения электронов по энергиям  $\phi(\varepsilon)$  опирается на предположение о независимости коэффициента Таунсенда  $\alpha_i$  от координаты. Этот факт подтвержден численными расчетами (см. рис. 1). В расчетах [5-7] коэффициент Таунсенда  $\alpha_i$  определялся как множитель в показателе экспоненты, аппроксимирующей рассчитанное число актов ионизации  $n_i(x) \propto \exp(\alpha_i x)$  для разных расстояний до катода  $x$ . Расчеты показали, что при любых значениях напряженности поля экспоненциальная зависимость  $n_i(x) \propto \exp(\alpha_i x)$ ,  $\alpha_i = \text{const}$  имеет место, когда  $x \gg \alpha_i^{-1}$ . При этом от  $x$  не зависят также и дрейфовая скорость электронов  $u_d$  и средняя энергия электронов  $\varepsilon^*$ .

Ниже представлены расчеты функции распределения электронов по энергии  $\phi(\varepsilon)$ , непосредственно проверяющие формулу (1) на примере гелия. Моделирование размножения и переноса электронов в гелии было проведено, как и в [1], на основе одной из модификаций метода частиц.

Вычислялись функции  $f(\varepsilon, x)$  распределения по энергии  $\varepsilon$  всех электронов, пересекающих плоскость в заданной точке  $x = d$ . Расчеты проведены для значения  $E/p = 1.5$  кВ/см·Тор, при котором согласно традиционному подходу [8,10,11] независимо от значения  $d$  должны преобладать убегающие электроны. Это значение соответствует спадающему участку зависимости  $\alpha_i$  от  $E/p$  [5-7].

Как и следовало ожидать исходя из концепции [5-7], эти функции для разных значений  $d$  при  $d \gg \alpha_i^{-1}$  совпадают (см. рис. 2) при нормировке распределений на единицу  $\int f(\varepsilon, d)d\varepsilon = 1$  (значение  $\alpha_i$  определено указанным выше способом). Видно, что при больших энергиях  $\varepsilon \ll eEd$  функции распределения для разных значений  $d$  просто ложатся друг на друга. При небольших значениях  $\alpha_i \cdot d$  увеличивается количество электронов на конце распределения (при  $\varepsilon \approx eEd$ ). Это и есть убегающие электроны, которые доминируют при  $\alpha_i \cdot d < 1$ .

Отсюда следует, что является неверным утверждение [9] о возникающей в сильных полях зависимости от координат, как функции распределения, так и других величин (частоты ионизации  $\nu_i = u_d \alpha_i$  и коэффициента Таунсенда  $\alpha_i$ ) при  $d \gg \alpha_i^{-1}$ . Соответственно, ошибочны и вытекающие из него утверждения о физической бессмысленности коэффициента Таунсенда для сильных полей.

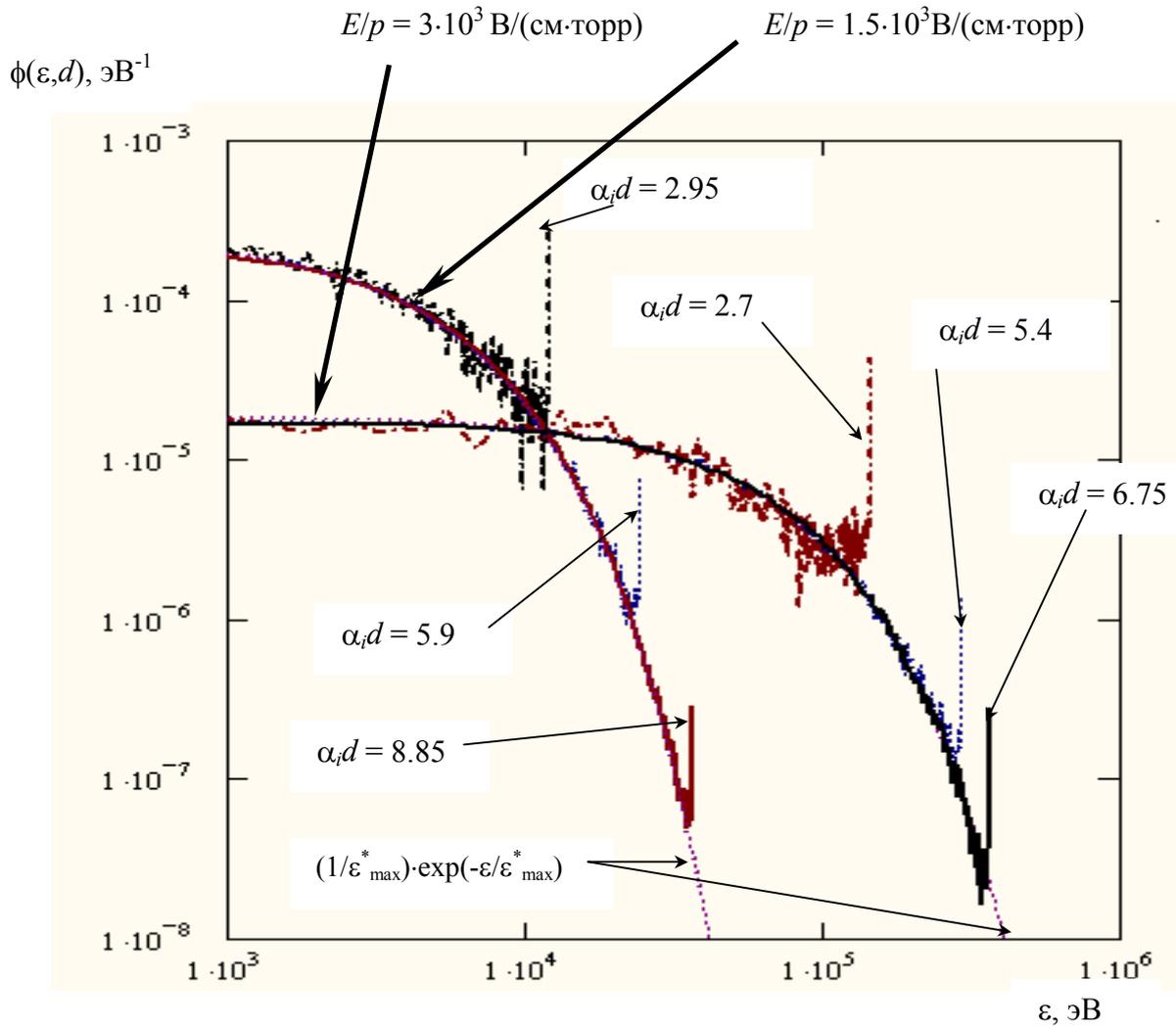


Рис. 2. Нормированные на единицу функции распределения по энергии электронов, достигших координаты  $x = d$  для разных значений расстояния между электродами  $d$ .

Плотность гелия  $N = 5.15 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  ( $p = 16 \text{ торр}$ ). При  $E = 24 \text{ кВ/см}$ , ( $E/p = 1.5 \text{ кВ/см} \cdot \text{торр}$ ),  $d = 5 \text{ мм}$ ,  $10 \text{ мм}$  и  $15 \text{ мм}$ . Острые пики соответствуют значениям максимальной энергии электронов (убегающие электроны):  $eEd = 1.2 \cdot 10^4 \text{ эВ}$ ;  $2.4 \cdot 10^4 \text{ эВ}$ ;  $3.6 \cdot 10^4 \text{ эВ}$ . При  $E = 48 \text{ кВ/см}$ , ( $E/p = 3 \text{ кВ/см} \cdot \text{Торр}$ ),  $d = 30 \text{ мм}$ ,  $60 \text{ мм}$  и  $75 \text{ мм}$ :  $eEd = 1.44 \cdot 10^5 \text{ эВ}$ ;  $2.88 \cdot 10^5 \text{ эВ}$ ;  $3.6 \cdot 10^5 \text{ эВ}$ .

## 2.2. О причинах преобладания медленных электронов на больших расстояниях

В однородном поле наиболее существенным условием, независимости коэффициента Таунсенда от координаты является требование большого расстояния между электродами  $d \gg \alpha_i^{-1}$ . Дело в том, что набор энергии электронов с расстоянием в однородном поле растет линейно, а число электронов – экспоненциально и это приводит к преобладанию электронов, не успевших ускориться, и к ограничению средней энергии электронов при  $x \gg \alpha_i^{-1}$ .

Этот факт подробно обсужден в [5-7]. Там, исходя из закона сохранения энергии

группы электронов  $\frac{d(N_e \varepsilon^*)}{dx} = eEN_e - F(\varepsilon^*)N_e$ , уравнение для средней энергии электрона

$\varepsilon^*$  записано в виде:

$$\frac{d\varepsilon^*}{dx} = eE - F(\varepsilon^*) - \alpha_i \varepsilon^* . \quad (1)$$

Здесь  $x$  – расстояние до катода,  $N_e(x)$  – плотность электронов в точке  $x$ ,  $F(\varepsilon)$  – сила трения, обусловленная столкновениями электрона с атомами газа, учтено, что  $dN_e/dx = \alpha_i N_e$ .

Это уравнение содержит в правой части отрицательный член  $\alpha_i \varepsilon^*$ , описывающий «размазывание» энергии, приобретаемой электронами от поля на все электроны, включая вновь рожденные. Поэтому, даже если пренебречь силой трения и положить  $F(\varepsilon) = 0$  (например, когда  $eE \gg F$ ), средняя энергия электронов ограничена той энергией, которую электрон может набрать на длине размножения  $\varepsilon^* < \varepsilon_{\max}^* = eE / \alpha_i$ .

По мнению автора [9] третий член формулы (1), учитывать не следует, поскольку сила трения, вычисляемая по формуле Бете, содержит энергию, передаваемую второму электрону. Конечно, тот факт, что в силе трения Бете учтена энергия вторичного электрона, хорошо известен, и не было необходимости это долго доказывать в работе [9]. Достаточно отослать к учебникам. Но сила торможения, учитывая потери на образование электронов с ненулевой энергией, сама по себе не описывает изменение средней энергии, приходящейся на электрон, обусловленное изменением числа электронов. Это разные физические эффекты, что видно даже из разной зависимости от энергии этих величин:  $\alpha_i \varepsilon \approx \text{const}$ ;  $F(\varepsilon) \propto 1/\varepsilon$ .

Например, если бы электроны рождались с нулевой энергией, а энергия ионизации атомов газа была бы пренебрежимо мала, то средняя энергия, приходящаяся на электрон все равно бы падала с возникновением этих новых электронов нулевой энергии и это привело бы к ограничению средней энергии. Соответствующих члены в уравнении баланса тепла всегда учитываются при рассмотрении процессов с изменением числа частиц (см., например, [14, с. 36; 15, с. 72]).

Наконец, формула (1) является всего лишь качественной иллюстрацией того хорошо известного факта, что за счет увеличения числа электронов падает их средняя энергия, о чем прямо написано в работах [5-7]. В получении конкретных результатов формула (1) вообще не используется. В то же время сам факт ограничения средней энергии и скорости виден непосредственно из результатов численного моделирования, не использующего силу торможения Бете. Средняя энергия электронов перестает зависеть от координаты  $x$ , направленной по полю, при любых полях, если  $x$  достаточно велико (см. рис. 1 и соответствующие

рисунки в работах [5-7]). Это видно и из рис. 2. Автор [9] мог бы сам проверить численным моделированием факт ограничения средней энергии с ростом  $x$ . Однако, комментируя почти каждую фразу нашего обзора, он игнорирует этот результат, являющийся одним из основных и противоречащий главному положению критики [9].

Итак, вопреки критике [9], на достаточно большом расстоянии от катода  $x \gg \alpha_i^{-1}$  начинают преобладать еще неускоренные вторичные электроны, и это ограничивает среднюю скорость и энергию электронов. Это имеет место и для значений  $E/p$ , при которых согласно традиционному локальному критерию [10-12] независимо от значения  $x$  должны преобладать убегающие электроны.

### 2.3. О нелокальном критерии убегания электронов

В работах, подытоженных в [5-7], было предложено считать, что убегающие электроны начинают преобладать в том случае, когда расстояние между электродами  $d$  становится сравнимым с характерной длиной размножения, т.е. обратным коэффициентом Таунсенда  $\alpha_i^{-1}$ . Соответствующий нелокальный критерий, определяющий граничное значение напряженности поля  $E_{cr}$  имеет вид:  $\alpha_i(E_{cr}, p)d = 1$ .

Этот факт доказывают расчеты, из которых следует, что при  $\alpha_i d < 1$  убегающие электроны преобладают в спектре электронов, долетевших до анода. Это видно и из рис. 2. Разумеется, нелокальный критерий можно было бы записать и в более строгой форме:

$\int_0^d \alpha_i(E_{cr}, p, x) dx = 1$ . Однако такое усложнение не имеет глубокого смысла, поскольку этот критерий носит качественный характер.

Критерий ухода значительной доли электронов из промежутка между плоскими электродами в [5-7] записан в виде:

$$pd \cdot \xi(U_{cr}/pd) = 1.$$

Здесь  $\xi(E/p) = \alpha_i(E, p)/p$ ,  $U = Ed$ , при этом  $U_{cr} = E_{cr}d$ . Эта формула дает неявную зависимость критического напряжения  $U_{cr}$  от произведения расстояния между электродами на давление  $pd$ , т.е. кривую, названную кривой ухода  $U_{cr}(pd)$ . Кривая ухода, разграничивает на плоскости  $(U_{cr}, pd)$  область размножения электронов и область в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев существенно размножиться. Она двузначна ввиду немонотонности  $\xi(E/p)$ .

Автор [9] утверждает, что верхняя ветвь кривой ухода (кривая убегания), соответствующая формированию большой доли убегающих электронов, отсутствует (с. 1069) и предлагает нам пересмотреть критерий убегания (с. 1090).

Однако существование переходной области от режима, эффективного размножения к режиму при котором преобладают электроны, ускорившиеся до энергии  $\approx eU$ , очевидно из общих соображений, связанных с падением всех сечений при больших энергиях. Кроме того, это проверено нами непосредственно численными расчетами, представленными в виде кривых равной эффективности формирования убегающих электронов, как функции  $pd$ . Расчеты показывают [5-7], что при не очень больших значениях эффективности  $\eta \leq 20\%$  кривые убегания практически совпадают с кривыми равной эффективности  $\eta(U, pd) = \text{const}$ .

Автор [9] на с. 1086, вопреки написанному у нас в [5] на с. 960, пишет, что кривые равной эффективности получены из кривых убегания с использованием некоторой связи. Нет, кривые равной эффективности получены в результате прямого численного моделирования, и тот факт, что они совпадают с кривыми убегания как раз и говорит о целесообразности введенного нами критерия убегания.

### 3. Эксперименты

#### 3.1. Экспериментальная аппаратура и методики

При критике наших экспериментальных результатов, главные утверждения в [9] следующие. Во-первых, утверждается, что электроны пучка сформированного в воздухе атмосферного давления есть в основном аномально ускоренные электроны, т.е. электроны, имеющие энергию большую, чем может обеспечить пиковое напряжение на промежутке (см. стр.1090, а также рис. 9 в [9]). Во-вторых, утверждается, что амплитуды тока пучка убегающих электронов в наших работах измерены неверно и сильно завышены. На с. 1087 даже говорится, что измерялся не ток пучка, а наводки (ток смещения).

Оба эти утверждения [9] ошибочны. Во-первых, как показали наши эксперименты, основу электронов пучка составляют не аномальные электроны. Во-вторых, большие амплитуды пучка подтверждены представленными ниже более поздними измерениями амплитуд пучков убегающих электронов и экспозиционных доз рентгеновского излучения. Обвинение в измерении наводок вообще несерьезно, поскольку регистрация тока и энергии электронного пучка проводилась за фольгами или густыми сетками, которые плотно закрывали газовый диод. Эта особенность методики измерений описана во всех наших работах.

Обратим также внимание на следующее. В статье [9] и монографии [8] используются экспериментальные данные по измерениям энергии убегающих электронов только из публикации [16] 1985 года. При этом в еще более ранней работе [17], в которой были впервые зарегистрированы электроны с аномальной энергией, доля электронов с энергией меньшей

напряжения на промежутке считалась основной (см. рис. 1 в [17]), но этот факт никак не комментируется в [9].

Ниже мы приводим экспериментальные результаты, полученные в 2005 году с использованием осциллографа с предельно доступным сейчас временным разрешением, а также измерения в одних условиях распределения по энергии электронов пучка и спектра рентгеновского излучения. Все экспериментальные результаты, представленные ниже, были получены при заполнении газового диода воздухом атмосферного давления. Выбор воздуха был сделан для более корректного сравнения результатов нашей работы с результатами, обсуждаемыми в [9].

Экспериментальные исследования проведены с использованием четырех генераторов наносекундных импульсов РАДАН-220 [19], РАДАН-303 [20], АРИНА [21] и генератора с твердотельными коммутаторами SM-3NS [22], которые подключались к газонаполненным диодам. Газонаполненный диод был образован катодом с малым радиусом кривизны и плоским анодом. Все генераторы использовались ранее для получения электронного пучка и рентгеновского излучения в газовых диодах, а также для формирования плотных объемных разрядов. Подробно характеристики генераторов и конструкции газовых диодов описаны в [19-28]. Вывод электронного пучка осуществлялся через AlBe фольгу толщиной 45 мкм, Al фольгу различной толщины или сетку. Отметим, что генераторы РАНАН, АРИНА и SM-3NS имеют существенно меньшие размеры, а также индуктивность газового диода, по сравнению с генератором, описанным в [8,9], который имеет внутренний диаметр линии 30 см (см. рис.5.1.1 [8]).

Ток пучка электронов измерялся с помощью коллекторов. Коллектор №1 и №2, позволяли регистрировать импульсы тока пучка с длительностью на полувысоте  $\sim 0.1$  нс. Коллектор №1, включал в себя латунный конус, образующий с корпусом коллектора линию с волновым сопротивлением 50 Ом. Линия соединялась с коаксиальным кабелем с волновым сопротивлением 50 Ом. Основание конуса, обращенное к фольге, имело диаметр 20 мм. Коллектор №2 имел подобную конструкцию [28], но был меньшего размера. В ряде экспериментов использовался коллектор №3 с временным разрешением  $\sim 0.2$  нс. Для регистрации импульсов напряжения применялись емкостные делители напряжения, которые устанавливались в передающей линии генератора SM-3NS [22,25] или напротив газового диода в генераторе РАДАН-303 [4]. Для измерения сигналов с емкостного делителя, шунта и коллекторов использовался цифровой осциллограф TDS6604 (6 ГГц, 20 точек на 1 нс).

Интегральная картина свечения разряда фотографировалась фотоаппаратом ЗЕНИТ на цветную пленку и пленку РФ-3 или цифровым фотоаппаратом.

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 кэВ, соответственно. Кроме того, рентгеновское излучение фиксировались по засветке пленки РФ-3, которая помещалась в черную бумагу толщиной ~100 мкм и располагалась с торца газового диода или сбоку. Полная энергия электронного пучка за фольгой измерялась в ряде экспериментов калориметром ИМО-2 [27].

### 3.2. О длительности и амплитуде тока пучка убегающих электронов

Измерения амплитуды и длительности тока пучка убегающих электронов были проведены с газовым диодом, как мы уже отмечали, закрытым фольгой или густой сеткой. На рис. 3 показаны осциллограммы импульсы тока пучка электронов за AlBe фольгой толщиной 45 мкм в режиме однократных импульсов, полученные на генераторе РАДАН-303 [28]. Осциллограммы были получены при максимальном разрешении системы регистрации (50 пс между точками записи цифрового осциллографа). Видно, что длительность импульса тока пучка на полувысоте составляет ~100 пс, что соответствует практически предельному разрешению системы используемой системы регистрации. Осциллограммы тока пучка подобной формы и длительности были зарегистрированы при использовании всех генераторов.

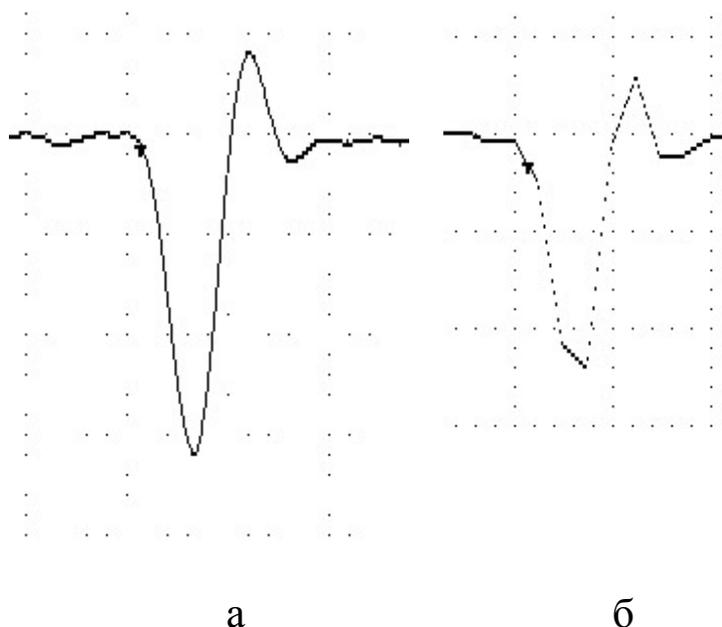
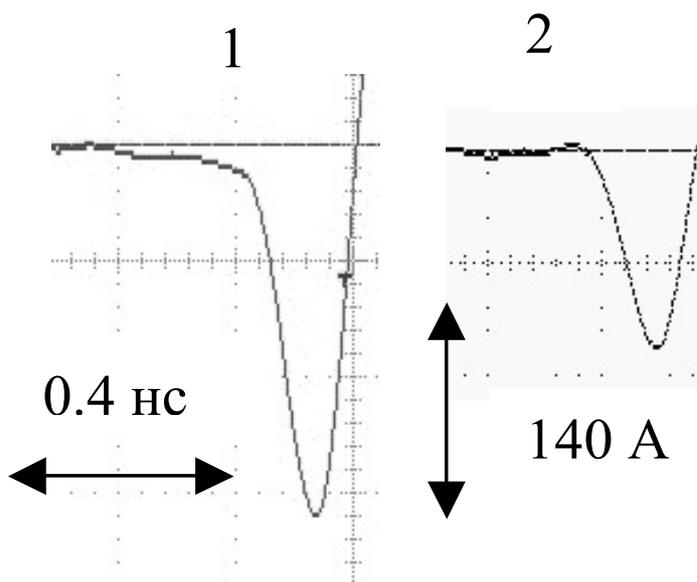


Рис. 3. Осциллограммы импульсов тока пучка убегающих электронов за AlBe фольгой толщиной 45 мкм [28]. Расстояние катод – анод  $d = 12$  мм. Генератор РАДАН-303. Масштаб по горизонтали 200 пс/деление, масштаб по вертикали 60 А/деление. Запись осциллограмм при соединении точек по закону синуса (1) и прямыми линиями (2). Коллектор №2.

Амплитуда тока пучка определялась из энергии пучка электронов, измерянной калориметром [27], длительности импульса тока пучка на полувысоте и распределения электронов по энергиям (см. следующий раздел). Как было показано в [29], такие измерения при малых длительностях тока пучка наиболее точны. Показания, получаемые с коллекторов, могут быть как больше [29], так и меньше амплитуд тока пучка, определенных с помощью калориметра. Однако относительные измерения амплитуды тока пучка удобно делать с помощью коллекторов. Оценки амплитуды тока пучка убегающих электронов дают в оптимальных условиях ее величину в сотни ампер [28,30-34], что соответствует результатам наших первых работ [1-7]. Отметим, что использование осциллографов TDS с меньшей полосой, чем у TDS6604, приводило к пропорциональному уменьшению амплитуды тока пучка электронов и увеличению его длительности на полувысоте [30], поэтому в наших первых работах мы сообщали о большей длительности тока пучка электронов и, соответственно, о меньшей его амплитуде.

Осциллограммы тока пучка при выводе его через сетку с прозрачностью 64% и через



эту сетку и Al фольгу толщиной 20 мкм показаны на рис.4 (генератор SM-3NS) [35]. Из осциллограммы на рис.4(1) следует, что часть электронов появляются на ~200 пс раньше основного импульса тока [34,35]. Эти электроны имеют сравнительно малую энергию (до ~40 кэВ) и не регистрируются за фольгой из Al толщиной 20 мкм, рис.4(2).

Рис. 4. Осциллограммы тока пучка убегающих электронов. Вывод пучка электронов через сетку с прозрачностью 64% (1) и через сетку и Al фольгу толщиной 20 мкм (2) [35]. Генератор SM-3NS. Коллектор №1.

На рис. 5 приведены осциллограммы импульсов напряжения на промежутке и тока пучка, снятые за фольгами разной толщины. При толщине фольги 125 мкм амплитуда тока пучка уменьшилась почти на два порядка, что указывает на малое количество электронов с аномальной энергией в пучке. В данных условиях для каждой фольги снималось не-

ка пучка, снятые за фольгами разной толщины. При толщине фольги 125 мкм амплитуда тока пучка уменьшилась почти на два порядка, что указывает на малое количество электронов с аномальной энергией в пучке. В данных условиях для каждой фольги снималось не-

сколько осциллограмм. Видно, рис.5а, что имеется оптимальная задержка появления тока пучка относительно импульса напряжения, и, что при оптимальной задержке разброс в амплитуде тока пучка не превышает 10%. За толстой фольгой не регистрируются импульсы тока пучка с малыми задержками, так как эти электроны имеют меньшую энергию. В механизме формирования электронных пучков, приводимом в [8,9], сложно объяснить данный экспериментальный факт. Также из рис. 5 видно, что после формирования тока пучка на осциллограмме импульса напряжения появляется разброс от импульса к импульсу.

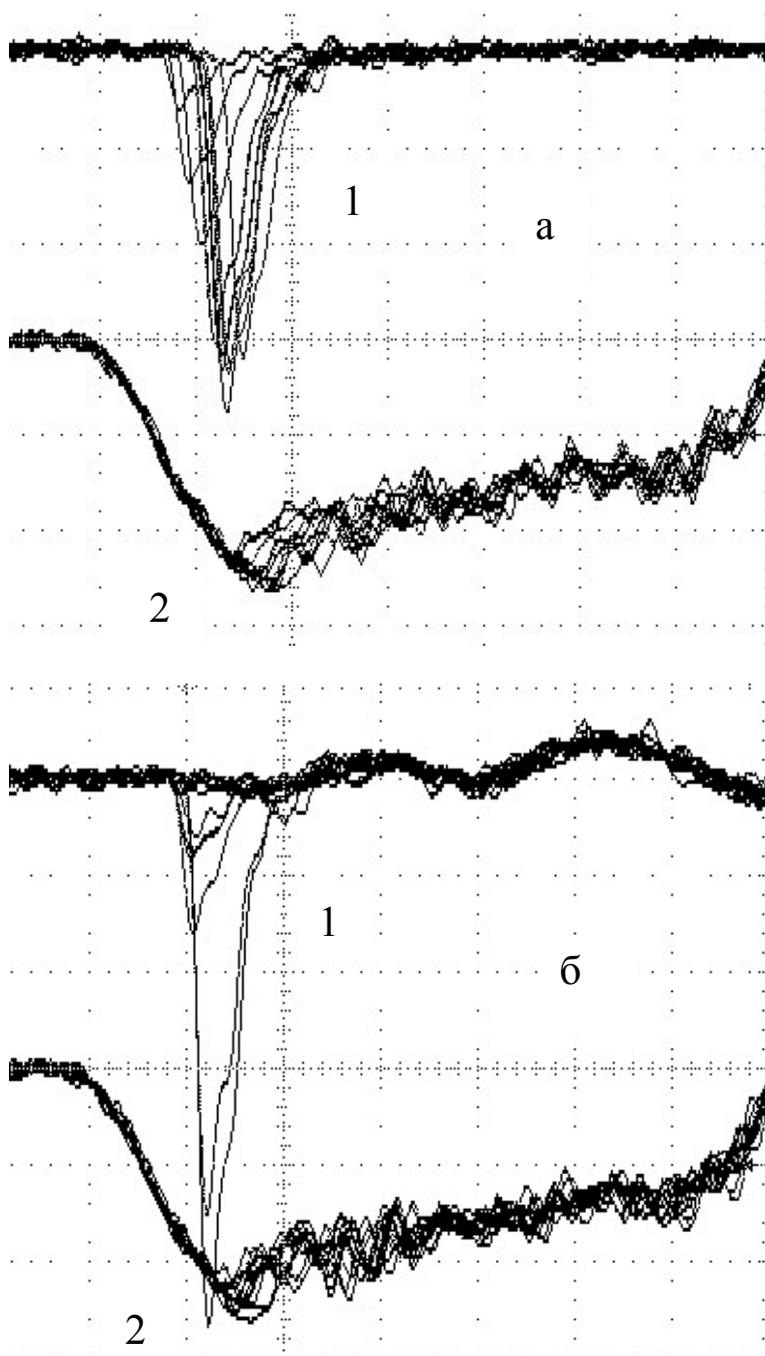


Рис. 5. Осциллограммы импульсов тока пучка электронов (1) и импульсов напряжения на промежутке (2), полученные за Al фольгой различной толщины [28]. а – масштаб по горизонтали 500 пс/деление, масштаб по вертикали 60 А/деление, толщина Al фольги толщиной 25 мкм; б –

масштаб по горизонтали 500 пс/деление, масштаб по вертикали 0.6 А/деление, толщина Al фольги толщиной 125 мкм. Генератор РАДАН-303. Коллектор №2.

Один из основных аргументов автора [9] против экспериментальных данных [5,7] состоит в том, что ранее в одной из групп ВНИИЭФ при гораздо более высоких напряжениях не получали таких больших токов. Однако дело в том, что в экспериментах ВНИИЭФ [8] не было согласования времени подхода плазмы к аноду с временем выхода напряжения на максимум (см. рис. 5). В то же время, как указано в [5,7] имеет место оптимум по различным параметрам, в частности по амплитуде напряжения (см. рис. 11 в [5]). Этот оптимум достигается при своевременным выходе параметров на кривую убегания. Если бы, как полагает автор [9], кривой убегания не существовало, то генерация мощных пучков была бы вообще невозможна.

«Непопадание в оптимум», в экспериментах [8] обусловлено в первую очередь неоптимальной конструкцией газового диода. Как указано в [5,7], амплитуда тока пучка очень сильно зависит от конструкции и индуктивности газового диода [5,7].

Возможно, отрицательную роль сыграла также и ориентация исследований этой группы ВНИИЭФ на поиск мощных пучков, состоящих в основном из аномально ускоренных электронов. Отметим, что в ряде экспериментов и во ВНИИЭФ наблюдали уменьшение амплитуды тока пучка с ростом напряжения (см. рис. 5.2.1 в [8]) но не обратили на это достаточного внимания.

Итак, вопреки утверждениям работы [9] большие амплитуды пучка соответствующие измерениям [5,7] имеют место. Более того, поздние и более точные измерения дают даже несколько большие токи.

### **3.3. О распределении электронов по энергиям**

Из осциллограмм на рис. 4 и рис. 5 следует, что в пучке имеются электроны с различными энергиями. Часть быстрых электронов появляется на 200-300 пс раньше основного импульса тока. При использовании для вывода пучка сетки или тонкой фольги (Al толщиной 10 мкм и тоньше) быстрые электроны с энергией несколько десятков кэВ достигают коллектора, приводят к появлению предимпульса, и дают увеличение амплитуды тока пучка в основном пике (рис.4).

Измерения распределения электронов по энергиям показали, что в пучке присутствует, по меньшей мере, три группы электронов, рис.6. В первой группе энергия электронов обычно не превышает 60 кэВ, и именно электроны этой группы привели к появлению предимпульса на осциллограмме тока, рис.4(1), а также дали вклад в увеличение амплитуды тока пучка убегających электронов через сетку.

Вторая группа электронов имеет максимум в распределении электронов по энергиям в области 100-150 кэВ. Энергия электронов в этом максимуме меньше напряжения на промежутке. Во второй группе электронов может быть несколько максимумов, рис. 6а и результаты расчетов в [36].

Третья группа электронов имеет энергию, большую напряжения на промежутке, но вклад этих электронов в ток пучка мал (менее 5%). Это так называемые аномально ускоренные электроны. Отметим, что в оптимальных условиях электроны второй группы дают основной вклад в амплитуду электронного пучка регистрируемого за фольгой. В [37] такие пучки было предложено называть сверхкороткими лавинными электронными пучками (СЛЭП).

Отметим, что выводы о преобладании не аномальных, а обычных убегающих электронов подтверждает также публикация Объединенного института высоких температур РАН [38]. В ней сообщается, что «максимум спектра быстрых электронов приходится на энергии 60-100 кэВ» (см. стр.77-78). При этом в работе [38] использовались наносекундные импульсы напряжения амплитудой ~400 кэВ. Кроме того, в [38] «число быстрых электронов, образующихся при пробое, существенно выше, чем в [39]» (результаты обзора [39] повторены в монографии [8]). Это также говорит о неоптимальности условий экспериментов [8, 39].

Итак, прямые измерения показывают, что, вопреки утверждениям [9], основу электронов пучка составляют не аномально ускоренные электроны, а убегающие электроны [5,7].

### 3.3. Характеристики рентгеновского излучения

На рис. 6б приведено распределение рентгеновских квантов по энергиям, полученное на генераторе РАДАН-303, для условий на рис. 6а. Каждая точка на рис. 6б получена из экспозиционной дозы рентгеновского излучения усредненной за 300 импульсов при частоте повторения импульсов 5 Гц. Для ослабления использовались фильтры, изготовленные из меди. Видно, что наблюдается хорошее совпадение характера обоих распределений. Можно выделить группы электронов и рентгеновских квантов с различными энергиями (менее 40 кэВ; 40-150 кэВ; с энергией более 150 кэВ, которая превышает напряжение на промежутке). На рис.7 приведены автографы рентгеновского излучения и тока пучка, полученные на фотопленке за Al фольгами различной толщины. Видно, что при увеличении толщины фольги диаметр автографа на пленке уменьшается. Диаметр автографа при толстых фольгах начинает соответствовать диаметру СЛЭП.

Автограф рентгеновского излучения, полученный сбоку от разрядной области, показан на рис. 8. Там же показаны фотография свечения разряда и автограф рентгеновского излучения и электронного пучка за AlBe фольгой толщиной 45 мкм. На основании экспе-

риментов с пленками и дозиметрами можно сделать вывод, что мягкое рентгеновское излучение из разрядной области излучается во все стороны от промежутка. Излучение при воздействии СЛЭП на анод сосредоточено в меньшем угле, и, как и следовало ожидать, рентгеновское излучение от электронов с аномальной энергией регистрируется в наименьшем угле и при большом расстоянии от фольги. Экспозиционная доза за один импульс при выводе пучка электронов через AlBe фольгу составила  $\sim 330$  мкР для генератора РАДАН-220 (расстояние от фольги  $h = 1$  см). Разница в показаниях дозиметров VICTOREEN (Model 541R) и Agrow-Tech, Inc (Model 138), которые были чувствительны к излучению с энергией квантов более 60 и более 16 кэВ, соответственно, составляла в зависимости от условий от 2 до 6 раз. Это также подтверждает малую долю в пучке электронов с аномальной энергией.

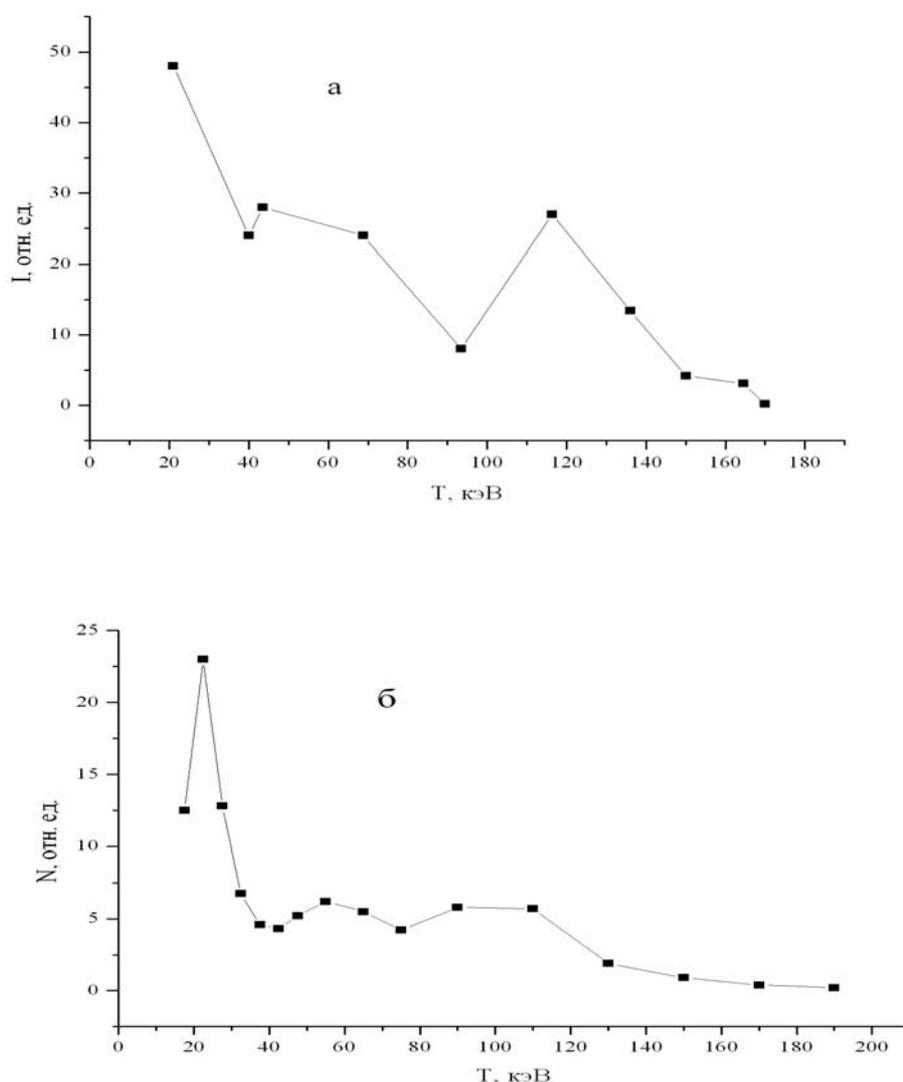


Рис. 6. Распределения электронов (а) и рентгеновских квантов (б) по энергиям. Генератор РАДАН-303, максимальное напряжение на промежутке  $\sim 150$  кВ.

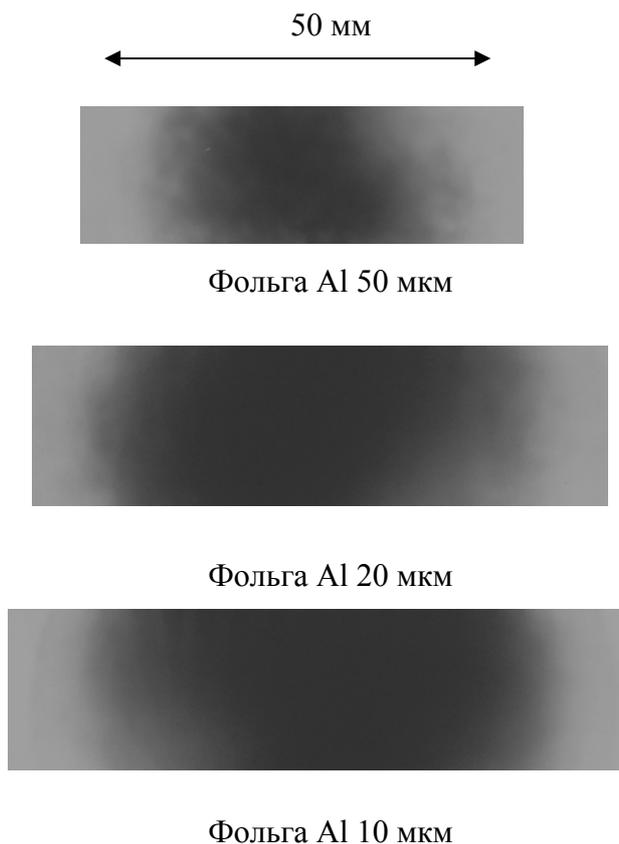


Рис.7. Фотографии почернения фотопленки РФ-3, помещенной в черную бумагу толщиной 100 мкм при  $d = 16$  мм между катодом и фольгой. Генератор РАДАН-220.

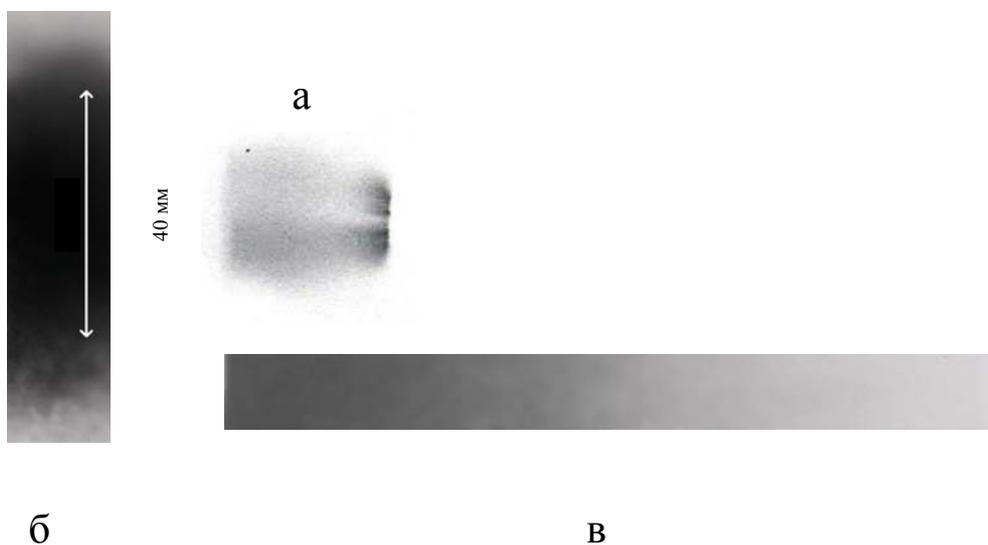


Рис. 8. . Фотография свечения разряда через боковое окно (а), а также почернения фотопленки, расположенной за фольгой на расстоянии 8 мм (б), и сбоку от разрядного промежутка на расстоянии 8 см (в). Генератор АРИНА,  $d = 22$  мм.

Итак, измерения рентгеновских спектров и их сопоставление с измеренными в тех же условиях распределениями электронов показывают, что, вопреки утверждениям [9], основу электронов пучка составляют не аномально ускоренные электроны, а убегающие электроны [5,7].

#### **4. Развитие тематики**

##### **4.1. О недавних публикациях**

После обзоров [5-7] появился ряд публикаций, развивающих исследования формирования быстрых электронов и импульсного пробоя плотных газов.

Было показано, что имеет место мягкое рентгеновское излучение, формируемое в разрядном промежутке [40,41]. Рентгеновское излучение при формировании объемных разрядов наблюдалось в частотном режиме при частоте следования импульсов до 3 кГц [25,33,35]. В газовых диодах удалось выделить три группы убегающих электронов [28,34]. Было показано, что при наносекундной длительности импульса напряжения в неоднородном электрическом поле формируются объемные разряды с высокими удельными энергетическими кладами при любой полярности электрического импульса [4,26,31,40,41]. Это подтверждает гипотезу о наличии волны размножения электронов фона, у которой скорость не зависит от знака напряженности поля [5-7,42,43].

Благодаря значительным амплитудам тока пучка, формируемого в газовом диоде, он был использован для формирования объемного разряда в CO<sub>2</sub> лазере атмосферного давления [44,45] и для возбуждения люминесценции в кристаллах [46,47], в том числе в алмазе [47].

##### **4.2. Механизм формирования пучков убегающих электронов и рентгеновского излучения из газонаполненных диодов**

Разумеется, предстоит еще много работы по уточнению механизмов генерации мощных пучков убегающих электронов и формированию объемных разрядов в газонаполненных диодах, состоящих из катода с малым радиусом кривизны и плоского анода, и находящихся под воздействием высоковольтного импульса напряжения наносекундной длительности с субнаносекундным фронтом. Однако общие черты этих механизмов согласуются со следующей качественной картиной.

При подаче на промежуток импульса напряжения с наносекундным фронтом электрическое поле концентрируется на макро- и микронеоднородностях катода. Это вызывает автоэлектронную эмиссию электронов из катода, которая может усиливаться за счет накап-

ливаемого объемного заряда ионов. Далее происходит взрыв микроострий, и ток с катода обеспечивается за счет взрывной эмиссии электронов.

Концентрация поля на макро - и микронеоднородностях катода, а также на образовавшихся плотных сгустках плазмы, приводит на фронте импульса напряжения к ускорению части электронов (быстрые электроны) до энергий единицы-десятки кэВ. Небольшая доля этих электронов может дополнительно ускориться за счет так называемого поляризационного самоускорения электронов [48,52].

Быстрые электроны создают в прикатодной области, а затем, по мере возрастания напряжения, и во всем промежутке, фоновую ионизацию. Из фоновых электронов в нарастающем во времени электрическом поле развиваются электронные лавины. От катода к аноду распространяется волна размножения электронов фона [42]. Это приводит к формированию диффузного (не искрового) разряда при высоких давлениях без источника дополнительной предыонизации.

Формирование диффузного (объемного) разряда в промежутке доказывает, что концентрация начальных электронов на малых расстояниях от катода достаточна для перекрытия отдельных лавин до достижения ими критического размера и, соответственно, образования стримера. Небольшая ступенька на осциллограмме тока пучка, при выводе его через сетку или тонкую фольгу, обусловлена быстрыми электронами, которые появляются у катода и в промежутке за счет концентрации электрического поля. Быстрые электроны, формируемые за счет концентрации электрического поля у катода и в промежутке, являются причиной мягкого рентгеновского излучения, регистрируемого из промежутка.

Итак, благодаря предыонизации быстрыми электронами и неоднородному распределению электрического поля в промежутке формируется волна размножения электронов фона [5-7,42,43], которая распространяется от катода к аноду, и за короткое время (обычно - доли наносекунд) переключает промежуток. При приближении фронта ионизации к аноду между плазмой и анодом достигается критическое поле и формируется СЛЭП (пучок убегающих электронов субнаносекундной длительности,  $\sim 0.1$  нс 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.

Появление малой группы электронов с энергией, превышающей максимальное напряжение на разрядном промежутке, в основном обусловлено поляризационным самоускорением [48,52] электронов на фронте распространяющейся от анода плазмы волны размноже-

ния фона, а не на головке стримера у катода, как утверждается в [8,9,39]. Дело в том, что когда возникают искровые каналы, эффективность генерации пучка резко падает [49].

Изложенная выше картина качественно согласуется со всеми имеющимися экспериментальными данными, в том числе, с новыми экспериментальными результатами.

## 5. Заключение

Итак, основные критические положения работы [9] не соответствуют действительности.

1. Является неверным ключевое утверждение [9] о возникающей в сильных полях зависимости от координат, как функции распределения, так и других величин (частоты ионизации и коэффициента Таунсенда). Это проверено прямым численным моделированием.
2. Неверным является утверждение [9], что падение средней энергии электронов за счет увеличения числа низкоэнергетических электронов учтено в силе торможения. Ограничение средней энергии электронов, как функции расстояния до анода демонстрирует прямое численное моделирование.
3. Неверным является утверждение [9], об отсутствии верхней ветви кривой ухода (т.е. кривой убегания), разграничивающей области эффективного размножения электронов и преобладания убегających электронов. Это демонстрируют результаты численного моделирования доли электронов пучка, среди электронов дошедших до анода. Если бы, как полагает автор [9], кривой убегания не существовало, то генерация мощных пучков была бы вообще невозможна.
4. Ошибочным является утверждение [9] о преобладании аномальных электронов в пучке убегających электронов, сформированном в воздухе при атмосферном давлении. Прямые измерения в одних условиях распределения по энергии электронов пучка и спектра рентгеновского излучения показывают, что аномальные электроны составляют менее 5% от электронов пучка.
5. Ошибочным является утверждение [9] о малых амплитудах токов пучков убегających электронов, полученных в [2, 4-7]. Более того, поздние и более точные измерения дают даже несколько большие токи. «Непопадание в оптимум», в экспериментах [8] обусловлено в первую очередь неоптимальной конструкцией газового диода.

Как уже отмечалось, работы развивающие направления [1-7] продолжаются, и уже получены новые результаты, как по формированию электронных пучков в различных газах при повышенных давлениях, так и по формированию объемных разрядов без предыонизации [25-28,33-36,49-54]. Мы предполагаем, что мощные сверхкороткие электронные пучки

и разряды, формируемые без источника дополнительной ионизации, найдут широкое применение в науке и технике.

В настоящее время в России имеется большое количество рентгеновских аппаратов МИРА, НОРА и АРИНА, которые выпускались промышленно, а также генераторы и ускорители РАДАН, СИНУС и SM-3NS, разработанные в Институте сильноточной электроники СО РАН и Институте электрофизики УрО РАН. Информацию о генераторах МИРА, НОРА, АРИНА, РАДАН, СИНУС и SM-3NS можно найти в монографии [21]. Конструкция газовых диодов довольно проста, особенно при заполнении его воздухом атмосферного давления. Для изготовления изолятора газового диода, как показали наши исследования, лучше всего использовать стандартные рентгеновские трубки ИМА-350Д, их описание см. в [21]. Также можно использовать и изоляторы от трубок ИМА-150Э, но в этом случае наблюдался шунтирующий пробой в газовом диоде. Итак, имея любой из вышеперечисленных генераторов в лаборатории, сравнительно легко создать простой малогабаритный ускоритель, формирующий мощный электронный пучок с длительностью импульса на полувысоте  $\sim 0.1$  нс.

Мы приглашаем всех специалистов к участию в этих исследованиях.

## Литература

1. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. Письма в ЖЭТФ **77** (5) 264 (2003)
2. Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Орловский В.М., Ткачев А.Н., Шунайлов С.А. Письма в ЖЭТФ **77** 737 (2003)
3. Бойченко А.М., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. Письма в ЖЭТФ **78** (11), с. 1223 (2003)
4. Тарасенко В.Ф., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И., Орловский В.М., Алексеев С.Б. Письма в ЖТФ **29** (21) 1 (2003)
5. Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. УФН **174**(9) 953 (2004)
6. A.N. Tkachev, S.I. Yakovlenko. Central European Journal of Physics (CEJP) **2**(4) 579 (2004) ([www.cesj.com/physics.html](http://www.cesj.com/physics.html))
7. V.F. Tarasenko, S.I. Yakovlenko. Physica scripta. Vol. 72(1), p. 41-67, 2005
8. Babich L P High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: Theory, Experiment, and Natural Phenomena (ISTC Science and Technology Series, Vol. 2) (Arlington, VA: Futurepast, 2003)
9. Бабич Л.П., УФН. **175** (10) 1069-1091 (2005)
10. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов М.: Наука, 1991
11. Ю.П. Райзер. Физика газового разряда. М.: Наука. 1992. – 536 с.

12. Трубников Б.А. Столкновения частиц в полностью ионизованной плазме // Вопросы теории плазмы. Вып. 1 / Под ред. М.А. Леонтовича. - М.: Госатомиздат, 1963. - С. 98-182.
13. Сивухин Д.В. Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме // Вопросы теории плазмы. Вып. 4 / Под ред. М.А. Леонтовича. - М.: Госатомиздат, 1964. - С. 81-187.
14. Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. Излучение ионов в неравновесной плотной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1986. 160 с.
15. Газовые и плазменные лазеры. Под ред. С.И. Яковленко. (М.: Наука, 2005). 820 с. Серия «Энциклопедия низкотемпературной плазмы». Под ред. В.Е. Фортова.
16. Бабич Л.П., Лойко Т.В. ЖТФ **55**(5) 956 (1985)
17. Тарасова Л.В., Худякова Л.Н., Лойко Т.В., Цукерман В.А. ЖТФ **44**(3) 564 (1974)
18. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Тарасова Л.В. ЖТФ **48**(8) 1617 (1978)
19. Загулов Ф.Я., Котов А.С., Шпак В.Г., Юрике Я.Я., Яландин М.И. ПТЭ №2 146 (1989)
20. Яландин М.И., Шпак В.Г. ПТЭ №3 5 (2001)
21. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника (М.: Наука, 2004)
22. Аличкин Е.А., Любутин С.К., Пономарев А.В., Рукин С.Н., Словиковский Б.Г. ПТЭ № 4 106 (2002)
23. Алексеев С.Б., Губанов В.П., Орловский В.М., Степченко А.С., Тарасенко В.Ф. ПТЭ № 4 81 (2003)
24. Алексеев С.Б., Губанов В.П., Костыря И.Д., Орловский В.М., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф. Квантовая электроника, **34** (11) 1007 (2004)
25. Тарасенко В.Ф., Любутин С.К., Рукин С.Н., Словиковский Б.Г., Костыря И.Д., Орловский В.М. ЖТФ **75**(11) 69 (2005)
26. Костыря И.Д., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. Письма в ЖТФ **31**(11) 19 (2005)
27. Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф. Письма в ЖТФ **29**(10) 29 (2003)
28. Tarasenko V.F., Shpak, V.G., and Shunailov S.A., Kostyrya I.D. Laser and Particle Beams **23**(4) 545 (2005)
29. Шпак В.Г. ПТЭ № 3 165 (1980)
30. Tarasenko V.F., Skakun V.S., Kostyrya I.D., Alekseev S.B., Orlovskii V.M. Laser and Particle Beams **22**(1) 75 (2004).
31. Алексеев С.Б., Губанов В.П., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф. Письма в ЖТФ **30**(20) 35 (2004)
32. Алексеев С.Б., Губанов В.П., Орловский В.М. и др. ДАН **398**(5) 611 (2004)

33. Тарасенко В.Ф., Любутин С.К., Словицкий Б.Г., Костыря И.Д. Письма в ЖТФ **31**(14) 88 (2005)
34. Тарасенко В.Ф., С.Б Костыря И.Д. Изв. ВУЗов: Физика №12 40 (2005)
35. Tarasenko V.F. Appl. Phys. Lett. **88** (8) 1077 (2006)
36. Jiang W., Yatsui K., Orlovskii V.M., Tarasenko V.F. Proceedings of Int. conf. BEAMS-2004. Saint-Peterburg. 2005. P.174-177.
37. Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Шунайлов С.А. Изв. ВУЗов: Физика №3 94 (2003)
38. Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Поляков Д.Н. Письма в ЖТФ **25** (18) 74 (1999)
39. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. УФН **160** (7) 49 (1990)
40. Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. ЖТФ **76**(3) 64 (2006)
41. Тарасенко В.Ф., С.Б Костыря И.Д. Изв. ВУЗов: Физика №12 85 (2004)
42. Яковленко С.И., ЖТФ, 2004, Т. 34, Вып. 9, с. 47-54.
43. Яковленко С.И., Письма в ЖТФ, 2005 Т.31, Вып. 4, с. 76-82
44. Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф. Квантовая электроника **33**(12) 1059 (2003)
45. Alekseev S.B., Orlovskii V.M., V.F. Tarasenko, A.N. Tkachev, Yakovlenko, Laser physics 14, No 6, 795-808 (2004).
46. Липатов Е.И., Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Алексеев С.Б., Рыбка Д.В. Письма в ЖТФ **31**(6) 29 (2005)
47. Липатов Е.И., Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Алексеев С.Б., Рыбка Д.В. Квантовая электроника **35**(8) 780 (2005)
48. Аскаръян Г.А. Труды ФИАН **66** 66 (1973)
49. Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. ЖТФ **75** (12) 89 (2005)
50. Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. Plasma Devices and Operations, **13**(4), 231 (2005).
51. Ткачев А.Н., С.И. Яковленко. Письма в ЖТФ **31** (21), 68-72 (2005)
52. Яковленко С.И. Письма в ЖТФ **32** (6) 15 (2006)
53. Yakovlenko S. I. Laser Physics Vol. **16**, No. 3, pp. 403-426, 2006
54. Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I., Shunailov S.A., Kostyrya I.D., and Tkachev A.N. Laser Physics. V. **16**. No.3. P.526 – 533, 2006.