

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Анализ нового механизма убегания электронов и рекордных токов убегающих электронов, достигнутых в разрядах в плотных газах¹

Л.П. Бабич

Показано, что предложенный в статье В.Ф. Тарасенко и С.И. Яковленко (УФН 174 953 (2004)) "новый" критерий убегания электронов в плотных газах критерием убегания не является, а "верхняя кривая" зависимости $U(Pd)$ не существует. Реален лишь Z-образный участок $U(Pd)$ в области малых Pd , известный для гелия с начала 1930-х годов. Уменьшение ионизационного коэффициента с ростом E/P и наличие Pd_{\min} в гелии известны с того же времени. Подвергаются сомнению "рекордные" токи убегающих электронов при $P = 1$ атм. Предлагаемый в обсуждаемой статье механизм ускорения давно известен, а интерпретация на его основе "рекордных" токов убегающих электронов является подгонкой под формулу, означающую отсутствие размножения электронов, но "понимаемую" авторами как критерий убегания. В механизм формирования объемных разрядов не вносится ничего нового, но делаются ошибки.

PACS numbers: 41.75.Fr, 51.50.+v, 52.80.Dy

Содержание

There are more things between cathode and anode than are dreamt in your philosophy.

H. Raether

1. Введение (1069).
 2. Новый критерий убегания электронов в плотных газах (1071).
 - 2.1. Замечания общего характера.
 - 2.2. О критике традиционного "локального" критерия убегания электронов.
 - 2.3. О таунсендовском режиме ионизации.
 - 2.4. Новый "нелокальный" критерий убегания электронов.
 - 2.5. Неадекватность коэффициента Таунсенда в области больших E/P .
 - 2.6. Верхняя ветвь кривых зависимости пробивного напряжения от Pd . Минимальное Pd , при котором возможен пробой.
 3. Об участии убегающих электронов в развитии объемных разрядов в плотных газах (1081).
 4. О рекордных токах убегающих электронов (1085).
 - 4.1. Эффективность генерации убегающих электронов.
 - 4.2. Формирование пучка убегающих электронов.
 5. Заключение (1089).
- Список литературы (1090).

¹ Комментарии к статье В.Ф. Тарасенко и С.И. Яковленко "Механизм убегания электронов в плотных газах и формирование мощных субнаносекундных электронных пучков" *УФН* 174 953 (2004).

Л.П. Бабич. Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607188 г. Саров, Нижегородская обл., просп. Мира 37, Российская Федерация
Тел. (831-30) 4-45-98. Факс (831-30) 4-57-38
E-mail: babich@elph.vniief.ru

Статья поступила 28 февраля 2005 г.

1. Введение

В 2003–2004 гг. опубликован ряд статей по экспериментам и теории убегающих электронов (УЭ) в плотных газах с результатами, которые могли бы иметь далеко идущие следствия [1–12]. По мнению авторов, эти работы сформировали новое понимание механизма формирования пучка УЭ в газах.

1. "В отличие от обычно принятых локальных критериев убегания электронов" предложен "нелокальный" критерий [1, 2, 10].

2. "Критическое напряжение" представлено как функция произведения давления P на межэлектродное расстояние d , которая "содержит дополнительно верхнюю ветвь, описывающую отсутствие самостоятельного разряда при достаточно быстро поданном высоком напряжении на электродах" [1, 2].

3. В газовых разрядах при атмосферном давлении получены пучки УЭ субнаносекундной длительности с амплитудой тока на два порядка большей, чем в работах Российского федерального ядерного центра — Всероссийского научно-исследовательского института экспериментальной физики (РФЯЦ — ВНИИЭФ) [14–19]: доля УЭ в [3–9, 12] оказалась равной нескольким процентам по сравнению с сотыми долями процента в [14–19].

4. "...Без (внешнего, Л.Б.) источника предыонизации сформирован объемный разряд... Показано, что механизм ... объемного разряда связан с появлением быстрых электронов...", которые "...обеспечивают эффективную предыонизацию газа между катодом и анодом..." [8].

Авторы [1–13] претендуют на новизну, ниспровергающую результаты, достигнутые в течение десятилетий.

Во ВНИИЭФ выполнены пионерские работы и в течение нескольких десятилетий исследовались разряды в плотных газах, в основном при $P = 1$ атм, развивающиеся в режиме УЭ. Хотя в экспериментах ВНИИЭФ использовались генераторы импульсов высокого напряжения с характеристиками, близкими к характеристикам генераторов, использованных в работах [3–9], но число УЭ всегда было на два порядка меньше, чем в [3–9], при одинаковых условиях в газовых диодах. Выполнен большой объем экспериментальных исследований электрическими и оптическими методами. Результаты большей их части не опубликованы: во избежание недостоверности менялась редакция экспериментов, измерения многократно повторялись. В опубликованных работах (см. [18, 19] и цитированную в них литературу) исследована эволюция оптического излучения разряда в пространстве и времени и измерены спектры излучения с разрешением во времени, измерены пространственно-временные характеристики УЭ и их энергетические распределения, установлен момент генерации УЭ, исследовано рентгеновское излучение УЭ и т.д. На основании внутренне непротиворечивой интерпретации результатов исследований различных сторон разряда предложена модель самосогласованного развития разряда и ускорения электронов.

Интерпретация авторами [1–12] собственных экспериментов чисто умозрительна. Интерпретируются только интегральные снимки свечения и осциллограммы напряжения и тока УЭ, так как в распоряжении авторов нет спектров свечения, эволюции свечения в пространстве и времени, спектров УЭ и других характеристик, позволяющих судить более объективно о динамике разряда. Авторы утверждают, что пучок УЭ "...формируется в стадии, когда плазма, образующаяся на катоде, приближается к аноду на *малое* расстояние" [4, 8, 12], но это не показано ни экспериментально, ни численным моделированием динамики разряда в самосогласованном поле, а просто декларируется. Общепринятый приведенный к единичному давлению коэффициент Таунсенда $\alpha_T(E, P)/P$ авторы [1, 2, 12] обозначают $\xi(E/P)$, но называя $\xi(E/P)$ "универсальной функцией", придают ей какой-то новый смысл, без которого, по-видимому, генерацию УЭ разрядами в плотных газах описать невозможно.

Авторы нового критерия [1, 2, 10, 12] исходят из того "...что, вопреки принятой точке зрения, в газоразрядной плазме механизм убления электронов совсем не такой, как в полностью ионизованной плазме", а термину "убегание" придают смысл, отличный от термина "ускорение" (например, [1, с. 268]). В этом случае целесообразно ввести новый термин, так как с самого начала [20, 21] под убеганием понималось ускорение, точнее, если включить и релятивистские энергии, — непрерывный набор энергии в условиях, когда электрон, "*убегая от столкновений*" [22, 31] с атомарными частицами все же испытывает некоторое число столкновений, в том числе и ионизирующих: "...an electron is runaway if it does not circulate through all energy states available to it at a given E/N , but on average moves towards high-energy states" [22]. Здесь N — концентрация атомарных частиц. Уместно заметить, что явление УЭ предсказано не Giovanelli в

1949 г. [23], как считают авторы [1, 12], а Вильсоном в 1924 г. [20], а термин УЭ введен Эддингтоном в 1926 г. [21]. Принципиальное отличие явления УЭ в полностью ионизованной плазме и слабоионизованном газе состоит не в том, что в плазме "кулоновские сечения падают квадратично с ростом энергии", как считают авторы [1], а в том, что в плазме с высокой степенью ионизации уже при небольшом превышении направленной скорости электронов над тепловой возбуждаются коллективные степени свободы, ограничивающие ускорение. Что же касается взаимодействий электронов с атомарными частицами, то они кулоновские независимо от того, ионизованы частицы или нет, причем, "квадратично с ростом энергии" уменьшаются сечения упругих столкновений, в которых доминирует рассеяние на ядре, а сечения неупругих взаимодействий с атомными электронами уменьшаются обратно пропорционально энергии [24–26].

Невозможно согласиться с тем, что "...принципиальная разница явлений убления в кулоновской плазме и газе...обусловлена тем, что в полностью ионизованной плазме не рождаются новые электроны..., а ускоряются имеющиеся" [1, 2], поскольку любая плазма создается из неионизованного вещества. Иное дело, что в известных моделях явления УЭ в сильно ионизованной плазме переходный процесс, насколько мне известно, игнорируется и сразу же описывается убегание с силой трения за счет упругих столкновений электронов с ионами, обычно, с протонами, возможно, за исключением работы [27].

В предлагаемой работе выполнен анализ новой теории УЭ и результатов численного моделирования, хотя последнее непросто, поскольку в расчетах на ЭВМ многое остается скрытым от читателя. Сделана попытка оценить достоверность экспериментальных результатов [3–9, 12], что является почти безнадежной задачей: необходимо оценивать чистоту эксперимента, а это чаще всего вопрос квалификации и добросовестности экспериментатора. В случае анализируемых работ [3–9] эта задача осложнена неполнотой описания постановки экспериментов и неаккуратностью. Так, в статье [3] "...конструкция диода была подобной (*чему?* — Л.Б.), она описана в [6]", но в [6] описаны два сильно отличающихся катода: в промежутке с одним катодом электрическое поле было близко к однородному, с другим — поле было резко неоднородным. В анализируемых работах нет осциллограмм полного тока, нет кривых поглощения УЭ и т.д. В статье [7] сообщается о регистрации тока пучка электронов 140 А с энергией 150 кэВ в диоде, "заполненном гелием", но при каком давлении не сообщается. На рисунке 3 статьи [6] приводятся осциллограммы токов УЭ, генерируемых разрядами в воздухе при $P = 1$ атм. Токи регистрировались за анодом в воздухе и в вакууме, но какие из осциллограмм можно сделать выводы, если регистрация в воздухе и в вакууме велась в экспериментах с разными генераторами и принципиально различными конфигурациями катодов?

В названии статьи [12] речь идет о "формировании мощных субнаносекундных электронных пучков", но формирования нет, а есть самопроизвольная генерация импульсов, потоков, но не пучков, УЭ в результате обычного приложения к газовому промежутку импульса достаточно высокого напряжения.

2. Новый критерий убегания электронов в плотных газах

2.1. Замечания общего характера

1. Критикуя традиционный "локальный" критерий убегания электронов в плотных газах и предлагая новый "нелокальный" критерий, авторы [1, 2, 10, 12] перемешали два процесса: *набор энергии* электронами и их *размножение*.

2. Нельзя описывать высокоэнергетическую часть функции распределения по энергиям (ФРЭ) УЭ в терминах величин, средних по ФРЭ всех свободных электронов.

3. Критерий убегания и энергетический порог убегания введены много лет назад для наглядности и имеют смысл в детерминистическом описании кинетики УЭ, которое не вполне адекватно их природе. В настоящее время, когда численное моделирование является доступным, необходимо развивать стохастические методы описания, как соответствующие природе явления.

2.2. О критике традиционного "локального" критерия убегания электронов

Остановившись "...кратко на основных моментах вывода локального критерия...", авторы [10, 12] пишут со ссылкой на Ю.П. Райзера [28]: "Считается, что в установившемся потоке электронов от катода к аноду распределение близко к моноэнергетическому". Неправда, на с. 74 Райзер, как подход к описанию УЭ, излагает "...приближение "моноэнергетических" электронов. Предполагается, что в каждой точке... присутствуют электроны одной определенной энергии..." [28]. Приближение оправдывается поведением сечений "...при больших энергиях..." [28]. Речь идет именно о приближении пригодном для описания УЭ, но никак не всего "установившегося потока".

Критикуя традиционный критерий убегания, авторы [10, 12] исходят из уравнения баланса энергии ε вдоль координаты x , отсчитываемой от катода

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = eE - F(\varepsilon), \quad (1)$$

где в качестве силы трения $F(\varepsilon)$ используется формула Бете для удельных энергетических потерь электронов. По их мнению "обычный подход приводит к локальному критерию для напряженности электрического поля, определяющему условие, при котором, как принято считать, появляется много УЭ. Этот критерий состоит в том, что напряженность поля должна превышать значение, при котором энергия, набранная электроном на длине свободного пробега, уравнивается с максимальной потерей энергии на ионизацию газа" [12]. Под традиционным локальным критерием авторы [1, 10, 12] понимают неравенство

$$E > E_{\text{кр1}} = \frac{F_{\text{max}}}{e}, \quad (2)$$

где E — локальная напряженность поля, F_{max} — максимальное значение $F(\varepsilon)$. Они пишут, что при выполнении (2) согласно "...обычной точке зрения все электроны непрерывно ускоряются". Очевидно, что при выполнении (2) ускоряются электроны даже с нулевой начальной энергией, так как $d\varepsilon/dx > 0$, но поскольку процесс стохастический и выполнение (2) ограничено в пространстве и

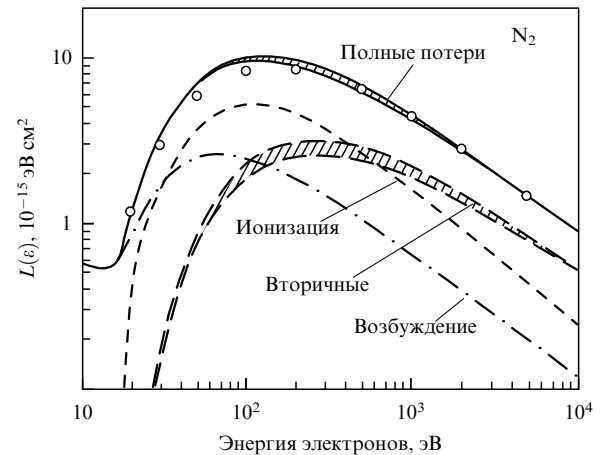


Рис. 1. Удельные потери энергии электронов в азоте [30]. $L(\varepsilon) = L_1(\varepsilon)P/N$.

времени растущей проводимостью газа, то только "...часть электронов... получает возможность непрерывно ускоряться вплоть до анода" [29].

Условие убегания электронов в газе в виде неравенства

$$\frac{eE}{P} > \frac{L_1(\varepsilon)}{\mu} \quad (3)$$

с самого начала было записано через функцию удельных энергетических потерь электрона $L_1(\varepsilon)$ с энергией ε (рис. 1), для которой использованы полуэмпирические формулы работы [30], а затем добавлен средний косинус угла рассеяния μ [18]. В области малых энергий $L_1(\varepsilon)$ гораздо точнее формулы Бете. Но в (3) важнее наличие зависимости от ε , что допускает энергетический порог убегания $\varepsilon_{\text{th}}(E/P)$, а (2) — это частный случай, когда $\varepsilon_{\text{th}} = 0$ (см. ниже подробнее). Если, например, в некотором интервале времени в окрестности максимума импульса напряжения (2) выполняется для всех электронов, то на спаде импульса ε_{th} растет, и ускоряться могут электроны все больших энергий.

По мнению авторов [12] формула

$$eE_{\text{кр1}} = \frac{4\pi e^3 ZN}{2,72I}$$

для газа "качественно похожа" на формулу

$$eE_{\text{кр1}} = \frac{4\pi e^3 AN_i}{T}$$

для полностью ионизованной водородной плазмы с концентрацией ионов N_i и температурой T . Формулы похожи, если считать температурой величину $2,72AI$, равную, например, в азоте 2200 эВ, что абсолютно нереально. На самом деле, в полностью ионизованной плазме $eE_{\text{кр1}} = 0,214 (4\pi e^3 AN_i/T)$ [31, 73], и если формулу Бете усреднить по максвелловской ФРЭ, то получится формула, отличающаяся лишь множителем Z [18, 19]. Следует отметить, как бы мало ни было критическое поле, высокая проводимость полностью ионизованной плазмы препятствует его созданию, так что вопреки мнению авторов [12] режим "просвиста", когда ускоряются все электроны, невозможен, но в более слабых полях реализуется "частичное убегание", когда в режим

Таблица. Азот, $P = 100$ торр [12]

E/P , В см ⁻¹ торр ⁻¹	α_T/P , см ⁻¹ торр ⁻¹ [12]	$(eE/P)/(\alpha_T/P)$, кэВ	α_T , см ⁻¹	α_T^{-1} , см	E , МВ см ⁻¹
10^3	10	0,1	10^3	10^{-3}	0,1
10^4	2	5	200	5×10^{-3}	1
2×10^4	0,5	40	50	2×10^{-2}	2
$0,8 \times 10^5$	10^{-3}	$0,8 \times 10^5$	0,1	10	8

ускорения вовлекаются электроны с энергиями $\varepsilon > \varepsilon_{th}(E)$ [31]. Это ограничение справедливо и для газового разряда.

2.2.1. Об ограничении средней энергии УЭ вследствие размножения электронов. На основании уравнения для средней энергии электронов

$$\frac{d\langle\varepsilon\rangle}{dx} = eE - F(\langle\varepsilon\rangle) - \alpha_T \langle\varepsilon\rangle \quad (4)$$

авторы [10, 12] доказывают, что "...даже при выполнении условия $E > E_{cr1}$ средняя энергия электронов вовсе не будет неограниченно расти с ростом x , даже если полностью пренебречь силой трения", поскольку (4) "...содержит член, описывающий "размазывание" энергии, приобретаемой электронами от поля, на все электроны, включая вторичные. Поэтому, даже если пренебречь торможением в газовой среде (при $F(\varepsilon) = 0$), средняя энергия электронов будет ограничена $\langle\varepsilon\rangle < \langle\varepsilon\rangle_{max} = eE/\alpha_T$. Следовательно, придавать (1) смысл уравнения для средней энергии электронов и считать распределение электронов моноэнергетическим — нельзя". Но если пренебречь силой трения, то условие (2) принимает вид $E > 0$.

Уравнение (1), как приближение одного "среднего" электрона, по существу, является "моноэнергетическим" приближением для всего потока электронов и в такой интерпретации никак не способно описывать высокоэнергетические "хвосты" ФРЭ. Для описания высокоэнергетических УЭ в "моноэнергетическом" приближении необходимо усреднять только "хвосты", и, конечно же, для этого использовать уравнение (1) можно.

О низкой эффективности "размазывания" энергии в сильных полях можно судить по зависимостям α_T/P от E/P , полученным авторами нового критерия убегания [12]. В таблице приведена энергия $(eE/P)/(\alpha_T/P)$, вычисленная для азота на основании зависимости α_T/P от E/P при $P = 100$ торр, приведенной на рис. За статьи [12]. При увеличении E/P в 80 раз величина α_T/P уменьшилась в 10^4 раз, как следствие уменьшения $\sigma(\varepsilon)$ с ростом ε , а $(eE/P)/(\alpha_T/P)$ выросла почти в 10^6 раз. Поскольку α_T/P уменьшается с ростом E/P , то быстро растущая энергия $(eE/P)/(\alpha_T/P)$, приобретаемая электроном на пути α_T^{-1} , размазывается по все медленнее растущему числу электронов, которые с большей вероятностью становятся убегающими. Для $10^3 - 10^4$ В см⁻¹ торр⁻¹ эта энергия не превышает нескольких кэВ, но в полях с такими E/P , действительно, генерируется много УЭ с энергиями, близкими к приложенному напряжению [18, 19]. Создание полей с напряженностью $E = 1$ МВ см⁻¹ в газе — дело вообще фантастическое, но результаты последней строки таблицы просто за пределами, так как даже при давлении $P = 100$ торр, для которого в [12] приведены результаты расчетов, напряженность оказывается близкой к внутриатомной.

Но, посмотрим, насколько корректно уравнение (4), которое авторы [10, 12] получили, исключив dn/dx в "законе сохранения энергии" [12]:

$$\frac{dn(\varepsilon)}{dx} = neE - nF(\langle\varepsilon\rangle), \quad (5)$$

с помощью уравнения баланса для концентрации электронов n

$$\frac{dn}{dx} = \alpha_T n, \quad (6)$$

где $\alpha_T n$ отвечает за ионизирующие столкновения. Эти уравнения являются урезанными уравнениями для моментов ФРЭ [31], в которых $\langle\varepsilon\rangle$ есть средняя энергия всех электронов, а не только УЭ высоких энергий.

Ниже приведена строгая процедура объединения уравнений баланса плотности энергии и концентрации по книге [31]. Но сразу же укажем, что появление в (4) члена $-\alpha_T \langle\varepsilon\rangle$ неверно, так как сила трения F , представленная в [12] формулой Бете, уже содержит энергию ε_s , передаваемую вторичному электрону, а не только средние пороговые энергии ионизации ε_{ion} и возбуждения атомарных частиц ε_{ex} [25, 26, 32] (см. ниже формулу (26)). Физическая несостоятельность (4) очевидна: на среднем пути между последовательными актами ионизации $1/\alpha_T$ "средний" электрон полностью теряет свою энергию, и к этой потере добавляются потери за счет силы трения $F(\langle\varepsilon\rangle)$, что явно невозможно. Некорректность есть следствие того, что в терминах гидродинамического приближения, каковым является исходное уравнение (5), нет ни первичных, ни вторичных электронов, а есть электронный газ с плотностью энергии $n\langle\varepsilon\rangle$. Поэтому $F(\langle\varepsilon\rangle)$ в уравнении (5) есть не полная сила трения, а лишь ее часть, отвечающая за потери ε_{ion} и ε_{ex} : см. ниже формулу (14) с учетом (18).

2.2.2. Уравнения для моментов ФРЭ. Строгие уравнения для нулевого и второго моментов ФРЭ, записанной как произведение $\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = n(\mathbf{r}, t)f(\mathbf{p}, t)$, имеют следующий вид [31]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div } n\mathbf{u} = \frac{\delta n}{\delta t}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial n\langle\varepsilon\rangle}{\partial t} + \text{div } \langle v\varepsilon \rangle + n\mathbf{u}e\mathbf{E} = \frac{\delta(n\langle\varepsilon\rangle)}{\delta t}, \quad (8)$$

где \mathbf{v} — скорость, \mathbf{u} — направленная (гидродинамическая) скорость ($\mathbf{u} \uparrow \downarrow \mathbf{E}$) и \mathbf{p} — импульс электрона, $e > 0$ — элементарный заряд, $\int f(\mathbf{p}, t) d\mathbf{p} = 1$, $\langle\varepsilon\rangle = \int \varepsilon f(\mathbf{p}, t) d\mathbf{p}$, $\langle v\varepsilon \rangle = \int v\varepsilon f(\mathbf{p}) d\mathbf{p}$.

Далее анализ ведется с акцентом на ионизирующих столкновениях электронов. Опустив зависимость от углов, под ФРЭ будем понимать $f(p, t)$. Тогда, в пренебрежении малыми потерями в упругих соударениях,

получаются в остальном строге интегралы столкновений:

$$\frac{\delta n}{\delta t} = n 4\pi \int_0^\infty (\text{St}_{\text{ion}}\{f(p, t)\} + \text{St}_{\text{ex}}\{f(p, t)\}) p^2 dp, \quad (9)$$

$$\frac{\delta n(\varepsilon)}{\delta t} = n 4\pi \int_0^\infty \varepsilon (\text{St}_{\text{ex}}\{f(p, t)\} + \text{St}_{\text{ion}}\{f(p, t)\}) p^2 dp, \quad (10)$$

где

$$\text{St}_{\text{ex}} = Nv [f(p', t) \sigma_{\text{ex}}(p') \left(\frac{p'}{p}\right)^2 - f(p, t) \sigma_{\text{ex}}(p)], \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \text{St}_{\text{ion}} = Nv \int_{\varepsilon + \varepsilon_{\text{ion}}}^\infty d\varepsilon' (\sigma_{\varepsilon'}(\varepsilon', \varepsilon))_{\text{ion}} \left(\frac{p'}{p}\right)^2 f(p', t) - \\ - Nv \sigma_{\text{ion}}(\varepsilon) f(p, t) \end{aligned} \quad (12)$$

— операторы, описывающие возбуждение и ионизацию атомарных частиц электронным ударом [32, 33], σ_{ex} — суммарное сечение возбуждения, $(\sigma_{\varepsilon'}(\varepsilon', \varepsilon))_{\text{ion}}$ — дифференциальное сечение ионизации. Штрихами обозначены величины до взаимодействия. Подставляя (11) и (12) в (9) и (10), получаем для интегралов столкновений выражение

$$\frac{\delta n}{\delta t} = n \langle v_{\text{ion}} \rangle, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\delta n(\varepsilon)}{\delta t} = -n \varepsilon_{\text{ex}} \langle v_{\text{ex}} \rangle + \\ + nN \int_{\varepsilon_{\text{ion}}}^\infty d\varepsilon' v' f(\varepsilon') \int_0^{\varepsilon' - \varepsilon_{\text{ion}}} d\varepsilon \varepsilon (\sigma_{\varepsilon'}(\varepsilon', \varepsilon))_{\text{ion}} - \\ - nN \int_{\varepsilon_{\text{ion}}}^\infty d\varepsilon \varepsilon v \sigma_{\text{ion}}(\varepsilon) f(\varepsilon), \end{aligned} \quad (14)$$

которые будем редуцировать к формам, допускающим сравнение со столкновительными членами уравнений (5) и (6). Порядок интегрирования в двойном интеграле изменен и использованы соотношения $\varepsilon' - \varepsilon = \varepsilon_{\text{ex}}$, $d\varepsilon = v dp$ и $4\pi f(p', t) p'^2 = v f(\varepsilon', t)$. Здесь частоты возбуждения v_{ex} и ионизации v_{ion} и полное сечение ионизации σ_{ion} определяются следующими интегралами:

$$\langle v_{\text{ex}} \rangle = N \int_{\varepsilon_{\text{ex}}}^\infty \sigma_{\text{ex}}(\varepsilon) v f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (15)$$

$$\langle v_{\text{ion}} \rangle = N \int_{\varepsilon_{\text{ion}}}^\infty \sigma_{\text{ion}}(\varepsilon) v f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ion}}(\varepsilon) = \int_0^{(\varepsilon - \varepsilon_{\text{ion}})/2} d\varepsilon' (\sigma_{\varepsilon}(\varepsilon, \varepsilon'))_{\text{ion}} = \\ = \frac{1}{2} \int_0^{\varepsilon - \varepsilon_{\text{ion}}} d\varepsilon' (\sigma_{\varepsilon}(\varepsilon, \varepsilon'))_{\text{ion}}. \end{aligned} \quad (17)$$

Напомним, что коэффициент ионизации Таунсенда, входящий в уравнение (4), есть $\alpha_T = \langle v_{\text{ion}} \rangle / u$.

2.2.3. Энергия, теряемая газом свободных электронов в ионизирующих соударениях. Применив теорему о среднем к внутреннему интегралу двойного интеграла уравнения (14), получим для ионизационной части интеграла столк-

новений

$$\begin{aligned} nN \int_{\varepsilon_{\text{ion}}}^\infty d\varepsilon' v' f(\varepsilon') \frac{\varepsilon' - \varepsilon_{\text{ion}}}{2} 2\sigma_{\text{ion}}(\varepsilon') - \\ - nN \int_{\varepsilon_{\text{ion}}}^\infty d\varepsilon \varepsilon v \sigma_{\text{ion}}(\varepsilon) f(\varepsilon) = \\ = -nN \varepsilon_{\text{ion}} \int_{\varepsilon_{\text{ion}}}^\infty d\varepsilon' v' f(\varepsilon') \sigma_{\text{ion}}(\varepsilon') = -n \langle v_{\text{ion}} \rangle \varepsilon_{\text{ion}}, \end{aligned} \quad (18)$$

где $\varepsilon_{\text{ion}} \langle v_{\text{ion}} \rangle$ есть средняя мощность силы трения вследствие потерь энергии, равной порогу ионизации. Следовательно, в ионизирующих соударениях плотность энергии газа свободных электронов $n \langle \varepsilon \rangle$ за время $\Delta t = 1 / \langle v_{\text{ion}} \rangle$ уменьшается на величину $n \varepsilon_{\text{ion}}$, что очевидно. Остальная энергия, приобретаемая электронами от поля (минус потери на возбуждение), действительно, "...размазывается на все электроны, включая вторичные..." [10, 12], но утверждать это при описании в терминах средних величин, как делают авторы [10, 12] на основании уравнения (4), невозможно, поскольку, повторим, при описании в рамках сплошной среды нет газов первичных или вторичных электронов, а есть единый электронный газ.

Итак, мы показали, что в уравнение (5) включена не полная сила трения. Ее часть, отвечающая за передачу вторичному электрону энергии ε_s , в (5) отсутствует.

2.2.4. Потери энергии "среднего" электрона. Следуя авторам [10, 12], объединим (7) и (8), но так, как это сделано в книге [31]:

$$\frac{\partial \langle \varepsilon \rangle}{\partial t} + \frac{\text{div } n \langle v \varepsilon \rangle}{n} - \langle \varepsilon \rangle \frac{\text{div } n u}{n} = -\mathbf{u} \mathbf{E} + \frac{\delta \langle \varepsilon \rangle}{\delta t}, \quad (19)$$

где

$$\frac{\delta \langle \varepsilon \rangle}{\delta t} = \frac{1}{n} \left(\frac{\delta \langle n \varepsilon \rangle}{\delta t} - \frac{\delta n}{\delta t} \langle \varepsilon \rangle \right). \quad (20)$$

1. Явный вид интеграла столкновений (20) с учетом (13) и (14):

$$\begin{aligned} \frac{\delta \langle \varepsilon \rangle}{\delta t} = -\varepsilon_{\text{ex}} \langle v_{\text{ex}} \rangle + \\ + N \int_{\varepsilon_{\text{ion}}}^\infty d\varepsilon' v' f(\varepsilon') \int_0^{\varepsilon' - \varepsilon_{\text{ion}}} d\varepsilon \varepsilon (\sigma_{\varepsilon'}(\varepsilon', \varepsilon))_{\text{ion}} - \\ - N \int_{\varepsilon_{\text{ion}}}^\infty d\varepsilon \varepsilon v \sigma_{\text{ion}}(\varepsilon) f(\varepsilon) - \langle \varepsilon \rangle \langle v_{\text{ion}} \rangle. \end{aligned} \quad (21)$$

В отличие от уравнения (4) за ионизацию здесь отвечают три члена, из которых один положителен, и, следовательно, вывод авторов [10, 12] о том, что "...средняя энергия электронов ...ограничена..." величиной eE/α_T не очевиден.

2. С учетом (18) уравнение (21) приводится к следующему виду:

$$\frac{\delta \langle \varepsilon \rangle}{\delta t} = -\varepsilon_{\text{ex}} \langle v_{\text{ex}} \rangle - (\varepsilon_{\text{ion}} + \langle \varepsilon \rangle) \langle v_{\text{ion}} \rangle. \quad (22)$$

Как и в уравнении (4), здесь энергетические потери "среднего" электрона в среднем ионизирующем событии превышают его энергию на величину порога ионизации. Это противоречие является следствием того, что средняя

мощность ионизационной силы трения $\langle F_{\text{ion}}(\varepsilon)v \rangle$ заменена в результате объединения произведением средних величин $(\varepsilon_{\text{ion}} + \langle \varepsilon \rangle) \langle v_{\text{ion}} \rangle$.

3. Чтобы выделить $\langle F(\varepsilon)v \rangle$ в явном виде, используем редуцированную форму ионизационного оператора с выделенными "слабыми" взаимодействиями [32, 34, 35]

$$\text{St}_{\text{ion}} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 F_{\text{ion}}(\varepsilon) f(p) + Nv \int_{2\varepsilon + \varepsilon_{\text{ion}}}^{\infty} d\varepsilon' (\sigma_{\varepsilon'}(\varepsilon', \varepsilon))_{\text{ion}} \left(\frac{p'}{p}\right)^2 f(p') \quad (23)$$

и дифференциальное представление оператора St_{ex} [32]

$$\text{St}_{\text{ex}} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 f(p, t) F_{\text{ex}}(p). \quad (24)$$

Тогда интеграл (20) принимает вид

$$\frac{\delta \langle \varepsilon \rangle}{\delta t} = -\langle F(\varepsilon)v \rangle + N \int_{\varepsilon_{\text{ion}}}^{\infty} d\varepsilon' v' f(\varepsilon') \times \times \int_0^{(\varepsilon' - \varepsilon_{\text{ion}})/2} (\sigma_{\varepsilon'}(\varepsilon', \varepsilon))_{\text{ion}} \varepsilon d\varepsilon - \langle \varepsilon \rangle \langle v_{\text{ion}} \rangle, \quad (25)$$

в котором полная сила трения включает потери первичного электрона на ионизацию $\varepsilon_{\text{ion}} + \varepsilon_s$ и возбуждение атомарных частиц [25, 26, 32]

$$F(\varepsilon) = F_{\text{ion}} + F_{\text{ex}} = N \int_0^{(\varepsilon - \varepsilon_{\text{ion}})/2} (\varepsilon_{\text{ion}} + \varepsilon_s) (\sigma_{\varepsilon}(\varepsilon, \varepsilon_s))_{\text{ion}} d\varepsilon_s + N \sum_i \varepsilon_{\text{ex}}^{(i)} \sigma_{\text{ex}}^{(i)}(\varepsilon). \quad (26)$$

Уравнение (4) является грубым приближением к стационарному варианту точного уравнения (8) с интегралом столкновений (21). Для нашего анализа важнее следующее: если по теореме о среднем выделить из интеграла в (25) энергию $\langle \varepsilon \rangle$, то получается выражение *точно компенсирующее* $-\langle \varepsilon \rangle \langle v_{\text{ion}} \rangle$, и в потерях остается только средняя мощность полной силы трения $-\langle F(\varepsilon)v \rangle$.

Вывод авторов [10, 12] о том, что "...средняя энергия электронов ...ограничена..." величиной eE/α_T неверен и есть следствие небрежного обращения со средними величинами и игнорирования того, что $F(\varepsilon)$ уже содержит ε_s . Делать далеко идущие выводы по физике УЭ на основании уравнений для моментов ФРЭ, тем более, урезанных — бессмысленно, поскольку они получаются интегрированием по всем энергиям $\varepsilon \in (0, \infty)$. Строгое описание УЭ возможно только в рамках стохастических подходов, как соответствующих природе явления, и, что крайне важно, с обязательным учетом углового рассеяния.

Конечно, приближенное описание можно вести в терминах средних величин, используя, как минимум, две группы уравнений: одну — для УЭ с усреднением в интервале $[\varepsilon_{\text{th}}, \infty)$, а другую — для электронов в подпороговой области с усреднением в интервале $(0, \varepsilon_{\text{th}}]$, если $F_{\text{min}} < eE < F_{\text{max}}$. Например, в [36] использовано трехгрупповое приближение, где группа $[0, \varepsilon_{\text{th}}]$ разбита на две. Согласно стохастическому моделированию лавины релятивистских УЭ для $F_{\text{min}} < eE \ll F_{\text{max}}$, чем больше eE в этой области, тем меньше средняя энергия УЭ $\langle \varepsilon \rangle$ в связи с уменьшением порога ε_{th} , но больше число

УЭ [37, 38], причем $\langle \varepsilon \rangle$ крайне слабо зависит от E в интервале $eE/F_{\text{min}} = 2-8$. Последнее понятно из выражения $\langle \varepsilon \rangle_{\text{прибл}} \approx (eE - F_{\text{min}}) \lambda_e(E)$, согласно которому $\langle \varepsilon \rangle$ оценивается величиной, набираемой электроном с малой начальной энергией ε_0 ($\varepsilon_{\text{th}} \leq \varepsilon_0 \ll \langle \varepsilon \rangle$) на расстоянии, равном длине размножения УЭ λ_e ($\varepsilon \geq \varepsilon_{\text{th}}$), которая уменьшается с ростом E . Набор энергии в поле конкурирует с рождением вторичных электронов, но в отличие от (5), — только вторичных УЭ, начальная энергия подавляющего большинства которых много меньше $\langle \varepsilon \rangle$, но больше, чем ε_{th} . При этом рождается огромное количество электронов в подпороговой области энергий, но нельзя же их усреднять с УЭ. Если, следуя авторам [10, 12], сделать это, то никакой лавины релятивистских УЭ не получится. Использование моментов ФРЭ для описания УЭ возможно, если $eE > F_{\text{max}}$, когда $\varepsilon_{\text{th}} = 0$, и, следовательно, любой вторичный электрон со сколь угодно малой начальной энергией продолжает набирать энергию, но УЭ с высокими энергиями могут маскироваться большим количеством УЭ низких энергий. Этого не будет в случае $eE \gg F_{\text{max}}$.

2.3. О таунсендовском режиме ионизации

В аннотации к статье [12] утверждается: "Показано, что таунсендовский механизм размножения электронов справедлив даже для сильных полей, при которых можно пренебречь ионизационным трением электронов". О каком размножении электронов может идти речь, если ионизацией пренебрегается? Авторы [1, 2] считают, что при разрядах в газе "убегание электронов реализуется в рамках таунсендовского механизма ионизации..., при котором набираемая в поле энергия компенсируется затратами на ионизацию и возбуждение газа". Но такова ситуация в любом газовом разряде, где нет УЭ. Непонятно, как электроны могут убегать, т.е. ускоряться, если приобретаемая энергия тут же "компенсируется". Возникает впечатление, что под убеганием понимается нечто иное! Авторы последовательны в применении "таунсендовского механизма ионизации": на этой основе они интерпретируют результаты своих экспериментов [3-9], выполненных в области больших Pd и высоких перенапряжениях относительно статического пробивного напряжения, когда механизм Таунсенда неприменим. Даже при малых перенапряжениях в плотных газах реализуется стримерный механизм пробоя в самосогласованном электрическом поле, а при больших, достигаемых при использовании импульсов напряжения с субнаносекундным фронтом, пробой всегда определяется предыонизацией газа потоком УЭ, ускоренных на фронте первичных лавин и стримеров, инициированных автоэлектронной эмиссией (АЭЭ) и развивающихся в прикатодной области.

Основополагающим в работах [1-12] является утверждение, заключающее в себе, по мнению авторов, "критерий убегания": "...УЭ возникают тогда, когда характерная длина размножения (обратный коэффициент Таунсенда) становится сравнимой или превосходит расстояние между электродами (?Л.Б.)" [1, 2]. Откуда же берутся электроны, если размножения вдоль d нет? Авторы противоречат себе: получается, что в газовом разряде, как и "...в полностью ионизованной плазме не рождаются новые электроны..., а ускоряются имеющиеся" [1, 2], и нет никакой разницы. Как может убегание электронов реализоваться "...в рамках таунсен-

довского механизма ионизации...". Если ионизации электронами вообще нет? Цитированное утверждение применимо, в какой-то степени, например, к "открытому разряду" при пониженных давлениях, развитие которого, в сущности, самосогласованно с внешним источником электронов [39–41], но в общем случае оно неверно, особенно для разрядов в плотных газах при больших перенапряжениях, с которыми велись эксперименты, описанные в статьях [3–9].

Анализируя "таунсендовский механизм размножения", авторы [1] на основании кинетического уравнения (КУ) без электрического поля показывают экспоненциальный рост числа электронов вдоль координаты, при этом демонстрируя непонимание смысла компонентов КУ: по их мнению "...ситуация, когда *приход* электронов в данный интервал *скоростей* за счет неупругих столкновений компенсируется их *уходом* из данной точки *пространства*, описывается уравнением..." (выделено мною, Л.Б.)

$$v_x \frac{\partial}{\partial x} (n_e(x)) f(x, v) = n_e(x) N \int \sigma_{\text{нст}}(v, v') v' f(x, v') dv', \quad (27)$$

где $n_e(x)$ — концентрация электронов, $f(x, v)$ — локальная функция распределения электронов по скоростям v в точке $x \in [0, d]$, $\sigma_{\text{нст}}(v, v')$ — сечение неупругих взаимодействий. Как может поступление жидкости ("электронов" [1]) в один резервуар ("интервал скоростей" [1]) компенсироваться стоком из другого ("данная точка пространства" [1]), если, образно выражаясь, "резервуары" не соединены: их физическая размерность разная? На самом деле (27) означает, что изменение во времени $n_e(x) f(x, v)$ в данном элементе фазового объема $dx dv$ за счет *притока* и *стока* электронов в конфигурационном пространстве точно равно *источнику* (сток в уравнении (27) игнорируется) за счет всех неупругих столкновений.

Вся трактовка "таунсендовского механизма" на основе уравнения (27) неверна, потому что в нем отсутствует напряженность поля E . Таунсендовский, как стримерный и любой иной локальный механизм, предполагает, что для данной E функция распределения $\Phi(x, v) = n_e(x) f(x, v)$ не зависит от времени, т.е. все электроны, оказавшиеся в данном физически бесконечно малом объеме, релаксируют к ФРЭ, определяемой локальной E , за время, гораздо меньшее характерных времен макроскопических процессов, прежде всего, времени изменения локальной E вследствие накопления пространственных зарядов. В соответствующем одномерном стационарном КУ

$$v \frac{\partial \Phi(x, v)}{\partial x} + eE \frac{\partial \Phi(x, v)}{\partial v} = N [\text{St}_{\text{el}}\{\Phi\} + \text{St}_{\text{ex}}\{\Phi\} + \text{St}_{\text{ion}}\{\Phi\}] \quad (28)$$

каждый из операторов столкновений (упругих $\text{St}_{\text{el}}\{\Phi\}$, возбуждения $\text{St}_{\text{ex}}\{\Phi\}$, ионизирующих $\text{St}_{\text{ion}}\{\Phi\}$) состоит из двух компонентов, отвечающих за приход и уход электронов в $dx dv$ (см., например, [31–36]), чего нет в уравнении (27), где присутствует только источник. Далее поступают не так, как делают авторы [1], которые "показывают" экспоненциальное размножение в отсут-

ствии поля, а, наоборот, полагают (см., например, [42])

$$\Phi(x, v) = n_e(x) f(x, v) = \exp(\alpha_T x) f(v), \quad (29)$$

откуда следует уравнение

$$\frac{\alpha_T}{N} v f(v) + \frac{eE}{mN} \frac{\partial f(v)}{\partial v} = \text{St}_{\text{el}}\{f\} + \text{St}_{\text{ex}}\{f\} + \text{St}_{\text{ion}}\{f\}, \quad (30)$$

решая которое, находят α_T/N как функцию E/N . Развита и другие подходы, но во всех случаях учитывается локальное электрическое поле.

И, наконец, выводя из (27) тривиальное уравнение $dn_e/dx = \alpha_T n_e$ для экспоненциального нарастания числа электронов вдоль x , авторы фактически используют урезанную процедуру получения уравнения для нулевого момента ФРЭ

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div } n_e \mathbf{v} = v_{\text{ion}} n_e$$

из нестационарного КУ [31]. Если ФРЭ не зависит от t , то $\partial n_e / \partial t = 0$, и в одномерном случае остается $dn_e/dx = \alpha_T n_e$, т.е. то, что доказывают авторы, а это общеизвестно [24, 28].

Частота ионизации v_{ion} зависит от E/N как интеграл (16) от сечения ионизации $\sigma_{\text{ion}}(\varepsilon)$, а не от "...полного сечения неупругого столкновения электрона с нейтралом..." [1] $\sigma_{\text{нст}}(v)$, как в формулах (2) работы [1], где, кстати, v_{ion} вообще не зависит от E/N , поскольку в уравнении (27) отсутствует силовой член eE . Коэффициент Таунсенда есть корень уравнения

$$v_{\text{ion}} - \alpha_T v_d + \alpha_T^2 D = 0,$$

где D — коэффициент диффузии электронов [42], а не $\alpha_T = v_{\text{ion}}/v_d$.

Авторы [1] утверждают, что "...в основе модели Таунсенда лежат два основных предположения: а) о компенсации возникающих при данном x электронов их дрейфом, что и подразумевается в уравнении (27); б) о независимости формы распределения электронов по скоростям от x ". Ничего подобного: в таунсендовском механизме пробы во внешнем однородном поле U/d [24, 28]

а) отсутствует искажение внешнего поля пространственными зарядами, вследствие чего реализуется экспоненциальное размножение электронов по всему промежутку длиной d с постоянным $\alpha_T(U/Pd)$, в отличие, например, от стримерных моделей, в которых α_T зависит от x из-за эффектов пространственных зарядов;

б) ионизация в газовом объеме развивается самосогласованно с γ -процессами на катоде;

в) пробой развивается как серия последовательных генераций лавин, поддерживаемых γ -процессами.

Правда, в статьях [10, 12] авторы пишут: "При сколь угодно больших величинах напряженности поля для подавляющего большинства электронов имеет место ... таунсендовский режим, который характеризуется двумя моментами. Во-первых, число актов ионизации экспоненциально растет с расстоянием от катода. Во-вторых, средняя скорость и энергия электронов не зависят от этого расстояния". Да, во-первых и во-вторых — верно, а вот в целом — нонсенс: таунсендовский режим ограничен относительно небольшими Pd и E/P . При достаточно

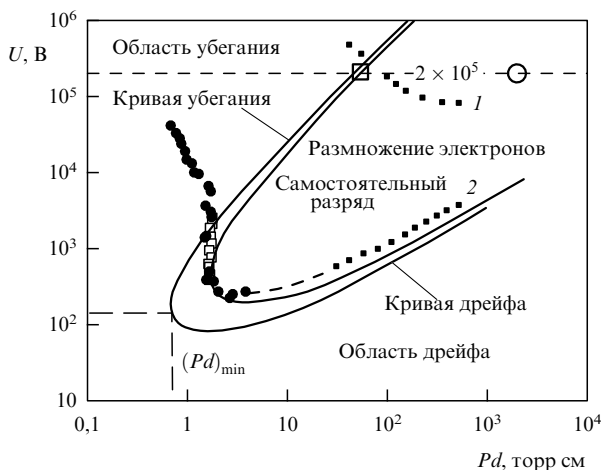


Рис. 2. Зависимости $U(Pd)$ в гелии для однородного поля. Рисунок взят из статьи [12]. Штриховая кривая — экспериментальные данные из [28]; кружки — эксперименты Пеннинга [52]. Большой кружок соответствует максимальному значению напряжения в экспериментах [4] при атмосферном давлении и расстоянии между электродами $d = 28$ мм. Большой квадрат соответствует ситуации, когда "плазменный катод" приближен к аноду на расстояние $d = 0,7$ мм [12]. Дополнительно черными квадратами изображены результаты измерений $U(Pd, \tau_U)$, опубликованные в [18, 19]: 1 — большое перенапряжение (длительность фронта импульса напряжения $\tau_U < 0,5$ нс), 2 — статика ($\tau_U \rightarrow \infty$).

больших значениях этих параметров реализуется стримерный механизм пробоя, когда катодные процессы несущественны и важнейшую роль играют пространственные заряды. О пробое перенапряженных промежутков сказано выше.

Заметим, что в неоднородном поле ФРЭ и, следовательно, $\alpha_T(E(x)/P)$ зависят от x , но механизм пробоя может оставаться таунсендовским до тех пор пока вклад УЭ не станет велик, так, что описание разряда в терминах локального $\alpha_T(E(x)/P)$ становится неадекватным (см., например, [28, 43]). Более того, нелокальность $\alpha_T(E(x)/P)$ оказывается очень сильной в неоднородных полях с очень большими E/P , как показано в [44] для области катодного падения потенциала тлеющего разряда (гелий, $U_{\text{cath}} = 150$ В, $E/P \in [0; 231]$ В см⁻¹ торр⁻¹), хотя из-за малого U_{cath} доля электронов с энергиями в области падающих сечений крайне мала. Таунсендовский механизм реализуется приблизительно в области $Pd \leq 200$ [24] или $Pd \leq 1000$ торр см [28], но авторы [1, 12] "распространили" его до более чем 1000 торр см (рис. 2) и невероятных перенапряжений.

2.4. Новый "нелокальный" критерий убегаия электронов

Формула

$$\alpha_T(E_{\text{cr}}, P)d = Pd \frac{\alpha_T}{P} \equiv Pd \zeta \left(\frac{E_{\text{cr}}}{P} \right) = 1, \quad (31)$$

предлагается авторами работ [1, 2, 10, 12] как новый "нелокальный" критерий убегаия. В [1] E_{cr} не определена, но, по-видимому, это напряженность, обеспечивающая "заметное число УЭ" [1]. Из [10, 12] уже ясно, что соответствующая "кривая $U_{\text{cr}}(Pd)$... является универсальной для данного газа", которую авторы называют "кривой ухода электронов". По-видимому,

$U_{\text{cr}} = E_{\text{cr}}d$. Авторы [12] подчеркивают, "...что значение E_{cr}/P зависит от Pd в отличие от $E_{\text{cr}1}/P$ (см. формулу (2), Л.Б.), определяемой локальным критерием и зависящей только от характеристик нейтралов". Но никогда критерий убегаия не определялся формулой (2). Это делают сами авторы [12]. Наш критерий (3) зависит от энергии конкретного электрона и направления его движения относительно направления электрической силы, что принципиально отличает его от формулы (31), в которой α_T есть результат усреднения по ФРЭ всех свободных электронов.

Ценность уравнения (4) состоит в том, что после его опубликования стал ясен смысл, который вкладывался авторами [1, 2] в критерий (31). До этого трактовка (31) как условия убегаия электронов вообще выглядела нелепо, поскольку эта формула означает, что число электронов в межэлектродном промежутке длиной d увеличивается в e раз, и критерием убегаия не является, как не содержащая динамических величин. "Критерий убегаия" (31) тривиален:

$$d = \frac{1}{\alpha_T} \approx \frac{v_d}{v_{\text{ion}}} \approx \frac{v_d}{v_{\text{Te}}} \lambda_{\text{ion}} \leq \lambda_{\text{ion}}. \quad (32)$$

Более того, этот критерий довольно гибок: "Вообще говоря, имеется некоторый произвол в выборе правых частей выражений (31). Правые части (31) можно положить равными не единице, а например π или $1/\pi$. Однако ясно, что выбор константы в правой части непринципиален" [12, с. 960].

Авторы [1, 2, 10, 12] считают соотношение (31) нелокальным, но это не так, поскольку α_T зависит от локальной напряженности $E = E_{\text{cr}}$. Они пишут: "Обычно же считают, что УЭ возникают, когда значение E/P превышает некоторую критическую величину, не зависящую от d ". Именно с наличием в "критерии" (31) межэлектродного расстояния d они связывают нелокальность. Но это абсолютная нелепость. Подадим на острый катод высокое напряжение, например, сотни киловольт, и поскольку падение потенциала происходит вблизи катода, так что $eE \sim eU/r \gg F_{\text{max}}$, где r — радиус кривизны острия, получим большой поток ускоренных электронов, каким бы ни было расстояние до анода.

Непонятно, как совместить "...критерий появления заметного числа УЭ..." (31), означающий по существу отсутствие размножения, с утверждением, что в режиме убегающих электронов "...таунсендовский механизм размножения электронов остается в силе для данных E и P , если значение d достаточно велико" [1], но по сравнению с чем велико d , коль оно ограничено условием (31)? Под таунсендовским авторы понимают экспоненциальное размножение с $\alpha_T = \text{const}$ при данном E/P . Лавина релятивистских электронов [34, 35, 37, 38, 45] также усиливается по экспоненте, но какое отношение имеет это обстоятельство к таунсендовскому механизму пробоя? Убегаие тем и характерно, что размножение определяется не локальным E/N , к которому срелаксирована ФРЭ, а предысторией кинетики электронов, когда их распределение по энергиям и углам в данной точке \mathbf{r}_2 определяется не локальным $E(\mathbf{r}_2)$, а падением потенциала

$$\Delta\phi = \int_{\mathbf{r}_1}^{\mathbf{r}_2} \mathbf{E}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$$

вдоль смещения электрона $\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ и всеми взаимодействиями вдоль траектории, соответствующей смещению. Следует использовать либо последовательно стохастическое описание (КУ, метод Монте-Карло и т.п.), либо детерминистическое, например в приближении сплошной среды. В последнем случае необходимо использовать уравнения, по крайней мере, для двух первых моментов ФРЭ [31]. В трактовке (31) как критерия убегания смешаны два процесса: размножение, описываемое в приближении сплошной среды уравнением

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} n_e \mathbf{v} = \nu_{\text{ion}} n_e,$$

и ускоренное движение (в "критерии убегания" (31) движения вообще нет), детерминистическое описание которого ведется в терминах уравнения для первого момента ФРЭ, простейшее представление которого имеет следующий вид

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\mathbf{E} - \frac{\mathbf{p}}{p} F(\varepsilon), \quad (33)$$

где для эффективной силы трения $F(\varepsilon)$ в нерелятивистской области энергий ниже границы справедливости борновского приближения целесообразно использовать полуэмпирические функции потерь энергии на единице пути (см. рис. 1) [18, 19, 29, 46]. В модификации метода частиц, который авторы [1, 10, 12] используют для численного моделирования, наверняка используется уравнение движения, но почему его нет в критерии убегания?

Критерий убегания (2) авторы [1, 10, 12], считают локальным. На самом деле для ускорения электронов критерии, подобные (2) или (3), должны выполняться в некоторой пространственной области, что и означает нелокальность и необходимость решать уравнение (33). В результате, как подчеркивают Ульянов и Чулков, α_T "...определяется не только локальным значением параметра E/P , который постоянен по промежутку (имеется в виду случай однородного внешнего поля, Л.Б.), но и расстоянием (т.е. $\Delta\varphi$ и всеми взаимодействиями, Л.Б.), пройденным электроном..., а также процессами на аноде" [47]. Если аппроксимировать $F(\varepsilon)$ гладкой функцией в области низких энергий, то для $eE < F_{\max}$ и $eE > F_{\min}$ уравнение $eE = F(\varepsilon)$ имеет три корня $\varepsilon_1 < \varepsilon_2 < \varepsilon_3$ [48]. Корень ε_1 , находящийся в области низких энергий, соответствует устойчивому состоянию. Здесь справедлива концепция локальности: электроны движутся направленно со скоростью дрейфа v_d , меньшей хаотической ("тепловой") скорости

$$v_d = v_d(\varepsilon_1) \ll v_{\text{Te}}(\varepsilon_1).$$

Корень ε_2 находится в области падающих сечений. Он соответствует абсолютно неустойчивому состоянию и является порогом убегания ε_{th} , который был введен еще А.В. Гуревичем [49], а позже — в нашей работе [29] в терминах полуэмпирических функций потерь на единице пути [30]: в области $\varepsilon > \varepsilon_{\text{th}}$ электрон непрерывно ускоряется. Третье устойчивое состояние ε_3 реализуется в релятивистской области, которая здесь не обсуждается. Понятие ε_{th} используется при решении КУ, чтобы отделить область убегания от "резервуара" [50] медленных электронов. Критерий (2) означает $\varepsilon_{\text{th}} = 0$.

Численным моделированием "таунсендовского режима ионизации" в гелии методом частиц авторы [1] показали, что УЭ "практически отсутствуют" для E/P вплоть до $5000 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$, если $d \gg \alpha_T^{-1}$. Очень странный результат, поскольку максимум энергетических потерь в гелии равен $67 \text{ эВ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$ [30]. В стохастическом описании важно определение УЭ, поскольку невозможно ввести строгий порог убегания ε_{th} . Например, в численном моделировании методом Монте-Карло, выполненном в [50], убегаящими считались электроны, достигшие 4 кэВ . В гелии при $P = 1 \text{ атм}$ и $E = 200 \text{ кВ см}^{-1}$ ($E/P \approx 270 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$) все электроны достигали 4 кэВ за $0,03 \text{ нс}$. В численном эксперименте [1], где моделирование велось вдоль координаты $x \in [0, d]$, разумно считать убегаящими электроны с ε , близкой к $e\varphi(x)$, т.е. на аноде — к eU . Согласно рис. 2е статьи [1], доля электронов с $\varepsilon \geq 10 \text{ кэВ}$ весьма значительна: $\sim \exp(-10/4,2)$, хотя $\alpha_T d \approx 9$.

Авторов [12] завораживает "неплохое", по их мнению, согласие полученных ими значений E_{cr1}/P и $(E/P)_{\max}$, при которой α_T достигает максимума, например для азота $E_{\text{cr1}}/P \approx 590 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$ и $(E/P)_{\max} = 1500 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$ [12]. Они пишут: "Ясно, что в действительности величина E_{cr1} определяет не условие непрерывного ускорения основной массы электронов с ростом x , а условие падения коэффициента размножения Таунсенда при $E > E_{\text{cr1}}$. В этом смысле приведенные выше значения E_{\max} есть просто уточненные значения E_{cr1} ". Согласия, положим, никакого нет: есть различие в 2,5 раза, а точнее — в 4,2 раза, так как в действительности $E_{\text{cr1}}/P = L_{1,\max} = 356 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$ [18, 19, 30] (см. рис. 1). То обстоятельство, что E_{cr1}/P и $(E/P)_{\max}$ отличаются все-таки в разы, а не на порядки, есть следствие доминирования процесса ионизации в окрестности максимума энергетических потерь $L(\varepsilon)$ или, что эквивалентно, силы трения $F(\varepsilon)$. Как видно на рис. 1, в азоте потери на ионизацию после 30 эВ превышают потери на возбуждение.

Обсуждая явление УЭ по результатам численного моделирования, авторы [1] пишут, что при $d < \alpha_T^{-1}$ "...существенная часть электронов непрерывно ускоряется...", т.е. все-таки под "убеганием" авторы понимают ускорение! Но откуда берутся эти УЭ, если $\alpha_T d < 1$? Сравнивая подписи к рис. 2 ($d = 15 \text{ мм}$) и к рис. 4 ($d = 1 \text{ мм}$) статьи [1], можно заключить, что на рис. 4 [1] изображен просто начальный участок графиков, представленных на рис. 2 [1], на котором устанавливается экспоненциальный ("таунсендовский" [1]) режим размножения, о чем свидетельствует неустановившаяся ФРЭ на рис. 4 [1], имеющая вид шума, и никакого убегания нет.

Объяснение, почему $u_x \ll u_{\perp}$ в слабых полях и $u_x \gg u_{\perp}$ в сильных, тривиально и общеизвестно. Смущает результат, согласно которому компоненты скорости электронов вдоль и поперек вектора электрической силы оказываются одинаковыми при $E/P = 350 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$, поскольку максимум энергетических потерь в гелии равен $67 \text{ эВ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$ [30]. Как указано выше, согласно моделированию методом Монте-Карло без перенормировок при $E/P \approx 270 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$ за время $0,03 \text{ нс}$ доля электронов с энергией 4 кэВ становилась равной 1 [50]. Угловое рассеяние неспособно скомпенсировать фокусирующий эффект столь сильного поля.

2.5. Неадекватность коэффициента Таунсенда в области больших E/P

Для обсуждаемого вопроса существенно то, что при очень больших E/P концепция локального коэффициента ионизации вообще неадекватна: в сильном поле, даже однородном, распределение электронов по энергиям настолько сильно меняется в пространстве, что величина $\alpha_T(E/P)$ не сохраняет постоянного значения во всем промежутке. В сильных полях "...ионизационный коэффициент в данной точке x совпадает с обратной величиной длины пробега электрона для ионизации... при соответствующей этой точке энергии $\varepsilon(x)$ " [28].

"Численным моделированием" авторы [12] доказывают, "... что понятие коэффициента Таунсенда не теряет смысл даже при $E > E_{cr1}$...". Конечно, можно формально вычислить α_T для любого E/P , но при больших E/P эта величина, как функция E/P физически бессмысленна. Так, даже в однородном поле с очень большой напряженностью ФРЭ оказывается сильно нелокальной, частота ионизации

$$\langle v_{ion}(\mathbf{r}) \rangle = N \int_{\varepsilon_{ion}}^{\infty} \sigma_{ion}(\varepsilon) v f(\varepsilon, \mathbf{r}) d\varepsilon$$

и направленная скорость меняются в пространстве. В результате $\alpha_T = \langle v_{ion} \rangle / v_d$ оказывается зависящим от \mathbf{r} , но коэффициент α_T , вычисляемый как $N_e^{-1}(dN_e/dx)$ [12], где N_e — локальное число электронов, остается постоянным во всем газоразрядном промежутке, поскольку $E/P = \text{const}$. По этой причине расчеты $\alpha_T(E/P)$, выполненные в большом числе опубликованных работ, всегда ограничивались разумными значениями E/P . По этой же причине в области сильных полей необходимо использовать локальную частоту ионизации $\langle v_{ion} \rangle$ или локальную ионизационную длину свободного пробега [28].

Значения $E/P = 10^4 - 10^5$ В см⁻¹ торр⁻¹, для которых вычислена зависимость $\alpha_T(E/P)$ при $P = 100$ торр [12] (см. таблицу), — фантастические. Достаточно посмотреть на последнюю колонку таблицы. В экспериментах [3–9] пробой сантиметрового промежутка происходил на фронте импульса напряжения холостого хода за доли наносекунды, так что на промежутке напряжение не достигало и 100 кВ. Даже при использовании импульсов высокого напряжения мегавольтного диапазона с длительностью фронта $\ll 1$ нс, генераторы которых не существуют, пробой в газе произойдет гораздо раньше, чем реализуются поля с напряженностью $E \sim 1$ МВ см⁻¹.

Авторы [1] доказывают, что приведенная в их работе со ссылкой на монографию [28] формула

$$\alpha_T \left(\frac{E}{P} \right) = 4,4P \exp \left(-\frac{14P}{E} \right) \quad (34)$$

для гелия "...верна лишь для сравнительно небольшой приведенной напряженности поля $E/P < 200$ В см⁻¹ торр⁻¹" [1]. Но никто никогда не утверждал, что эта формула в гелии верна для любых E/P . В той же монографии на с. 74 прямо написано, что такая аппроксимационная "...формула неприменима к очень сильным полям". Для аппроксимационных формул всегда указывается интервал E/P , где они справедливы (см., например, [24, 28]). Так, в статье [44] дана аппроксимация известных измерений для гелия [51], в монографии [28]

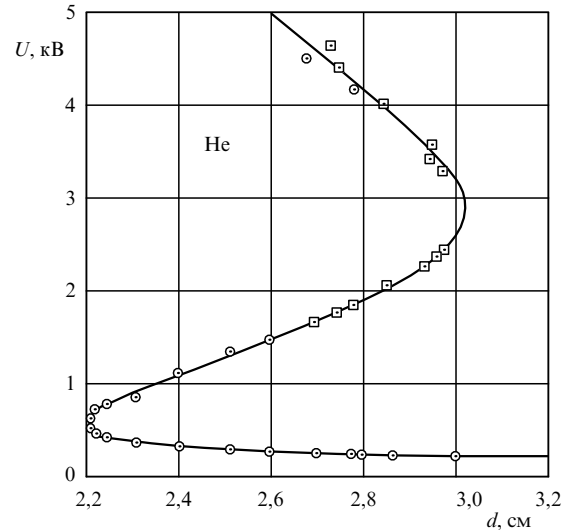


Рис. 3. Зависимость пробивного напряжения U_{br} в гелии от d при Pd ниже соответствующих минимальному пробивному напряжению, $P = 0,84$ торр [52, 53].

даны еще три аппроксимации:

$$\alpha_T \left(\frac{E}{P} \right) = 6,5P \exp \left(-16,4 \sqrt{\frac{P}{E}} \right) \quad [44],$$

$$\alpha_T \left(\frac{E}{P} \right) = 3P \exp \left(-\frac{34P}{E} \right)$$

$$\text{для } \frac{E}{P} = 20 - 150 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1} \quad [28], \quad (35)$$

$$\alpha_T \left(\frac{E}{P} \right) = 4,4P \exp \left(-14 \sqrt{\frac{P}{E}} \right)$$

$$\text{для } \frac{E}{P} < 100 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1} \quad [28].$$

Цитируя [28], авторы [1] явно перемешали эти формулы и опустили область их справедливости. В следующей статье [2] уже приводится правильно последняя формула, но область справедливости вновь игнорируется. Так же поступают и авторы обзора [12].

Авторы [1, 2, 10, 12] "открыли", что функция $\alpha_T(E/P)$, пройдя через максимум, убывает с дальнейшим ростом E/P и это связано с убывающей зависимостью $\sigma_{ion}(\varepsilon)$ в области достаточно больших ε , но Пеннинг еще в 1931 г. объяснил Z-образный участок зависимости пробивного напряжения $U_{br}(Pd)$ в гелии для малых Pd (рис. 3) на основе этих зависимостей $\alpha_T(E/P)$ и $\sigma_{ion}(\varepsilon)$ [52]. Это изложено, в частности, в широко известной монографии Мика и Крэга [53]. Указанное поведение $\alpha_T(E/P)$ в связи с уменьшением $\sigma_{ion}(\varepsilon)$ описано в монографии [28, с. 74]. Давно известны вышедшие на "плато" эмпирические зависимости $\alpha_T(E/P)$ [24, 28, 54], из которых ясно, что α_T будет уменьшаться при дальнейшем увеличении E/P . Укажем только несколько из множества работ, в которых рассчитана зависимость $\alpha_T(E/P)$ или, что эквивалентно α_T/N от E/N с максимумом. Так, численным моделированием методом Монте-Карло это сделано для азота [22], гелия (рис. 4) и неона [55]. Поскольку в [55] моделирование велось с учетом анизотропии углового рассеяния, то, возможно, по этой причине максимум α_T в гелии оказался при $E/P \approx 350$ В см⁻¹ торр⁻¹, а не

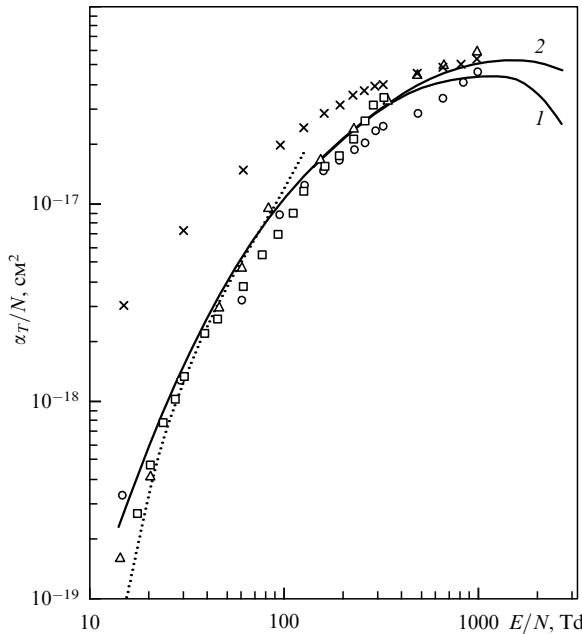


Рис. 4. Ионизационный коэффициент Таунсенда α_T в гелии. Сплошные линии — расчет [44] (1 — использовано сечение упругого рассеяния, 2 — изотропное рассеяние). Изображены измерения α_T , в частности, треугольники [51], крестики — измерения в коммерчески чистом гелии. 1 Td = 0,338 В см⁻¹ торр⁻¹.

при 200 В см⁻¹ торр⁻¹, как в статьях [1, 2], или < 100 В см⁻¹ торр⁻¹, как в статье [12]. Методом КУ максимум $\alpha_T(E/P)$ получен, например, в статье [72], где точность ограничена приближением слабой анизотропии.

Авторам [10, 12] "...заранее неясно, в какой мере к электроотрицательному газу применимо понятие коэффициента Таунсенда...". Как известно, в электроотрицательных газах используется эффективный коэффициент Таунсенда [28] как разность коэффициента ионизации Таунсенда и коэффициента прилипания η : $\alpha_{\text{eff}} = \alpha_T - \eta$, отрицательная в области малых E/P . Прояснение авторы [10, 12] сводят к понятию отрицательного коэффициента размножения Таунсенда и к вычислению для гексафторида серы зависимости модуля $|\alpha_T - \eta|$ от E/P , изображенной на рис. 3 [10] и рис. 4 [12]. Авторы игнорируют обширную литературу по измерениям и расчетам α_{eff} , α_T , η и транспортных величин в гексафториде серы, позаимствовав лишь сечения элементарных взаимодействий электронов.

Авторы [12] пишут: "При учете релятивистских эффектов (см. рис. 6) зависимость ... α_T от E/P после прохождения максимума при $E/P \approx 263$ кВ торр⁻¹ см⁻¹ резко падает, но затем выходит на почти постоянное значение, после чего начинает слабо расти. Это происходит при $E/P \approx 6,6$ МВ торр⁻¹ см⁻¹...". Но на рис. 6 [12] α_T достигает максимума при $E/P < 100$ В см⁻¹ торр⁻¹, а расчеты выполнены приблизительно до $E/P = 30$ кВ см⁻¹ торр⁻¹. Цитата взята из раздела 2.2.4 статьи [12] "Убегание электронов при релятивистских скоростях". Об убегании в нем ничего нет, а вновь исследуется вопрос о применимости коэффициента Таунсенда, но уже "...при релятивистских скоростях электронов" [12]. Исследования, по существу, тоже нет: просто вычисляется число актов ионизации на единице пути. Но выполнять такое исследование не имеет смысла. Дейст-

вительно, согласно рис. 6а статьи [12] для $E/P = 30$ кВ см⁻¹ торр⁻¹ $\alpha_T/P \approx 5 \times 10^{-3}$ см⁻¹ торр⁻¹ и $(eE/P)/(\alpha_T/P) \approx 6$ МэВ. Из-за эмиссии электронов с катода немислимо в течение наносекунды держать напряжение 6 МВ при давлениях порядка десятков и сотен торр. Подчеркнем, что это напряжение падает на одной ионизационной длине $\alpha_T^{-1} \approx 2-20$ см, которая согласно критерию (31) равна длине межэлектродного промежутка d . Если, следуя рекомендации авторов [12, с. 960], положить правую часть (31) равной $1/\pi$, то напряжение падает на длине $\pi d > d$!

2.6. Верхняя ветвь кривых зависимости пробивного напряжения от Pd .

Минимальное Pd , при котором возможен пробой

"Сравнивая" формулу (31) с α_T , записанным как $P\xi(E_{\text{cr}}/P)$, где ξ задается формулами (8) и (7) соответственно в статьях [1] и [12], и условие зажигания разряда

$$Pd\xi\left(\frac{E_{\text{br}}}{P}\right) = L, \quad (36)$$

которое, на самом деле, верно лишь при $Pd \leq 200$ торр см, авторы [1, 2, 12] получают "...связь между кривыми ухода и зажигания..." [1, с. 267; 2, с. 59; 12, с. 960]

$$U_{\text{br}}(Pd) = L U_{\text{cr}}\left(\frac{Pd}{L}\right), \quad (37)$$

где U_{br} — пробивное напряжение и L есть функция коэффициента вторичной электронной эмиссии с катода γ :

$$L = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) = 2,89. \quad (38)$$

Критерии убегания (31) и пробоя (36) в сущности одно и то же вследствие слабой зависимости L от γ . Как цитировалось выше, авторы [12] сами считают правую часть (31) довольно произвольной.

Заметим, что γ есть функция E/P . Так, в работе [47] использованы $\gamma \in [0,27; 1,38]$ для

$$\frac{E}{P} \in \sim [1000; 8000] \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1},$$

в силу чего $L < 1,45$, т.е. существенно меньше, чем (38). Более того, судя по рис. 2 статьи [2] и рис. 5 статьи [1] (см. также рис. 2 данной статьи), авторы полагают, что условие (36) справедливо для всех Pd , а это абсолютно неверно, так как даже в случае пробоя при постоянном напряжении приблизительно с $Pd \approx 200$ торр см необходимо, как минимум, учитывать поля пространственных зарядов [24, 28, 53, 56].

Претензия авторов [1] на то, что они открыли "...верхнюю ветвь ($U_{\text{br}}(Pd)$, Л.Б.), обусловленную падением α_T с ростом E/P ...", безосновательна. Немонотонный характер кривой $U_{\text{br}}(Pd)$ в гелии открыт Пеннингом в 1931 г. [47, 52, 53]. В области малых Pd кривая действительно изгибается вверх и вправо, но вскоре вновь поворачивает вверх и влево, образуя Z-образный участок, что связано с зависимостью γ от E/P и включением ионизации газа ионами и быстрыми атомами, которую

учитывал Пеннинг и которую авторы [1, 2, 10, 12] игнорируют.

Численное моделирование $U_{br}(Pd)$ в гелии в области малых Pd выполнено Ульяновым и Чулковым методом Монте-Карло с учетом ионизации газа электронами, ионами и быстрыми атомами и с учетом γ -процессов на катоде за счет ионов (γ_i), быстрых атомов (γ_a) и атомов в метастабильных состояниях (γ_m), причем учтена зависимость γ от E/P [47]. В случае $\gamma_a = 0$ Ульянов и Чулков получили "верхнюю ветвь" $U_{br}(Pd)$, которая объяснена ими так же, как в [1, 2], но гораздо раньше и со ссылкой на работу Пеннинга. Учет $\gamma_a(E/P)$ позволил Ульянову и Чулкову получить полностью Z -образный участок зависимости $U_{br}(Pd)$. В гелии γ_a начинает меняться на верхнем участке кривой $U_{br}(Pd)$, направленном направо, что и приводит, в конце концов, к Z -образному участку, тогда как в большинстве газов γ_a начинает меняться до того, как начинает сказываться уменьшение сечения ионизации, так что $U_{br}(Pd)$ не поворачивает направо. Так, результатом аналогичного моделирования для водорода в области малых Pd явилась обычная гладкая кривая Пашена [57]. В [2] Ткачев и Яковленко пишут: "По-видимому, та часть кривой Пашена, которая лежит левее точки Pd_{min} , отражает другой механизм зажигания разряда, слабо связанный с размножением электронов в газе". Действительно, надо учитывать все процессы в газе и на электродах с участием ионов, быстрых атомов и фотонов, как в [47, 57], а не ограничиваться простейшим размножением электронов в газе по экспоненте. Z -образную зависимость $U_{br}(Pd)$ в гелии наблюдали Гусева [58], Дикиджи, Клярфельд [59]. В статьях [2, 4] авторы ссылаются на экспериментальные работы Пеннинга, Дикиджи и Клярфельда, по-прежнему игнорируя расчеты Ульянова и Чулкова.

Следует указать "эффект предельного напряжения", который согласно Колбычеву [60] приводит к ограничению пробоя "верхней кривой". В отличие от [1, 2], где рассмотрение ведется в терминах $\alpha_T(E/P)$, Колбычев непосредственно использовал зависимость $\sigma_{ion}(\varepsilon)$ с энергией ε , зависящей от x . Подчеркнем, что Ткачев и Яковленко, как и Колбычев, не учитывали ионизацию газа атомарными частицами, играющую важнейшую роль на левой ветви кривых Пашена, и возможность АЭЭ, которая способна снять ограничение пробоя "верхней кривой". Следует также отметить, что в отличие от работ Пеннинга, Ульянова и Чулкова, согласно которым для изгибания кривой $U_{br}(Pd)$ вверх и вправо принципиально важен учет зависимости γ от E/P , предсказания "верхней кривой" Ткачевым и Яковленко [1, 2] и "эффекта предельного напряжения" Колбычевым [60] сделаны для $\gamma = \text{const}$.

Ткачев и Яковленко считают, что им принадлежит "...обнаружение минимального значения Pd_{min} , при котором еще возможно зажигание самостоятельного разряда (для гелия $Pd_{min} = 1,8$ торр см)" [1]. В действительности $Pd_{min} \approx 1,85$ торр см для гелия получено экспериментально в работах Пеннинга, Гусевой, Дикиджи и Клярфельда [52, 58, 59]. Следует отличать это Pd_{min} от значения Pd , где $U_{br}(Pd)$ проходит через минимум. Согласно расчетам Ульянова и Чулкова $Pd_{min} \approx 0,8$ торр см. Расхождение с экспериментом может быть связано с тем, что даже небольшие примеси к гелию других газов сильно сказываются на зависимости $U_{br}(Pd)$ из-за участия реакций ассоциативной ионизации

$A + A^* \rightarrow A_2^+ + e^-$ [24] (см. на рис. 4 результаты измерений $\alpha_T(E/N)$ в коммерчески чистом гелии). Удивительно, как из (36) с $\gamma = \text{const}$ авторам [1] удалось получить $Pd_{min} \approx 1,8$ торр см. Ведь в экспериментах [52, 58, 59], скорее всего, использовался коммерчески чистый гелий. Правда, в статье [2] приведена на порядок меньшая величина $Pd_{min} \approx 0,17$ торр см. По-видимому, это Pd , где направо поворачивает $U_{cr}(Pd)$, а не $U_{br}(Pd)$. Судя по структуре приведенной выше цитаты из [1], авторы считают, что Pd_{min} присуще всем газам. На самом деле, как указано выше, — это редкость в связи с меняющимся γ_a .

Авторы [12] уже признают: "Как показал еще Пеннинг в 1932 г. ... кривая Пашена для гелия имеет некоторую петлю с точкой поворота при $Pd \approx 1,5$ торр см", и соглашаются с тем, что "...Пеннинг высказал правильное предположение...", но его "...точка зрения не получила широкой поддержки". Объяснение Пеннингом Z -образного участка $U_{br}(Pd)$ в гелии общепризнано, но Пеннинг связывал его появление не только с наличием максимума у сечения ионизации, как считают авторы [12]. Что же касается "верхней кривой" $U_{br}(Pd)$ в интерпретации авторов [1, 2, 4, 10, 12], то она не существует. В малой области Pd между средней и верхней частью Z -образного участка статической кривой $U_{br}(Pd)$, надежно установленного только для гелия, пробой не развивается. Но если прикладываемое напряжение оказывается над статической кривой $U_{br}(Pd)$, в том числе над верхней частью Z -образного участка в гелии, пробой развивается для любых Pd , причем при достаточно больших перенапряжениях относительно $U_{br}(Pd)$ — в режиме с участием УЭ.

Дифференцируя (31) при условии $d(Pd)/dU_{cr} = 0$, авторы [12] получают $\xi' = 0$, что "...как раз соответствует значению... E/P , при котором α_T/P проходит через максимум". Но дифференцирование (36) при условии $d(Pd)/dU_{br} = 0$ приводит к тому же выводу.

По мнению авторов [1] для наблюдения верхней кривой "...необходимо достаточно быстро поднять напряжение на электродах, пока ионизационная волна не добежала до анода и плазма не закоротила электроды". Но в экспериментах ВНИИЭФ, где использовались импульсы напряжения до 300 кВ с длительностью фронта $\tau_U < 0,5$ нс [16–19], в промежутке с полусферической рабочей поверхностью катода с $r_{cath} = 2$ см при $d = 1$ см, т.е. в почти однородном поле, объемный разряд в гелии при сравнительно малых Pd развивался гораздо выше "верхней кривой". Как видно на рис. 2, измеренная нами кривая $U(Pd)$ [18, 19] пересекает "верхние" кривые $U_{cr}(Pd)$ и $U_{br}(Pd)$, заходя в область, где согласно [1, 2, 4, 10, 12], развивается самостоятельный разряд по механизму Таунсенда, а УЭ нет. В экспериментах ВНИИЭФ в этой области регистрировались интенсивные потоки УЭ, которые не могли не участвовать в развитии пробоя. С другой стороны, в области над "верхними" участками $U_{cr}(Pd)$ и $U_{br}(Pd)$, где согласно концепции авторов [1, 2, 4, 10, 12] разряд не зажигается, в экспериментах ВНИИЭФ развивался пробой в режиме УЭ. То же относится и к другим газам [18, 19].

На рисунке 5 статьи [1] авторы [12] изобразили кривую Пашена $U(Pd)$ для статического пробоя в гелии (см. рис. 2) со ссылкой на монографию Райзера [28] так, что при уменьшении Pd приблизительно от 1 до 0,8 торр см пробивное напряжение U возрастает от 1 до

100 кВ, хотя этого участка $U(Pd)$ в [28] нет. Но при постоянном напряжении 50–450 кВ происходит пробой промежутков с $d = 0,2–20$ мм в глубоком вакууме. Под действием импульсов микросекундной длительности 150–2500 кВ пробиваются вакуумные промежутки с $d = 1,7–100$ мм [61]. Экстраполяция результатов измерений и численного моделирования $U(Pd)$, доступных в большом числе публикаций, от статики, например, в работах [18, 19, 28, 47, 52, 53, 57–59], до больших перенапряжений [18, 19], налево в область вакуума позволяет попасть в указанные диапазоны напряжений. Верхняя ветвь $U(Pd)$, нарисованная авторами [1, 2, 10, 12], принципиально уходит направо и вверх к высоким давлениям и напряжениям и, следовательно, не может попасть в область пробоя в вакууме и поэтому не отражает никакой объективной реальности, если только вновь не поворачивает налево и вниз к низким давлениям и напряжениям.

3. Об участии убегающих электронов в развитии объемных разрядов в плотных газах

В обзоре [12] и в [8], с одной стороны, за новый выдается уже известный механизм формирования объемных разрядов в плотных газах с предыонизацией импульсом УЭ [16–19], а с другой — механизм обсуждается умозрительно и противоречиво на основе интегральных снимков внешнего вида разряда в отличие от наших работ, где механизм построен на основе экспериментальных исследований эволюции в пространстве и времени оптического излучения разрядов и его спектров и измеренных характеристиках УЭ и рентгеновского излучения [16–19]. Утверждение "...причины и условия формирования объемного разряда в неоднородном наносекундном...поле разряда ранее не исследовались, а удельные энерговыклады не превышали 100 МВт см^{-3} " [8, 12] вызывает, по крайней мере, недоумение. Сами же авторы ссылаются на обзор [18], где, в частности, излагается механизм "...формирования объемного разряда в неоднородном наносекундном ... поле" [8], причем, в тех же терминах, что и у авторов [8, 12], но детальнее и с более основательными расчетами. Энерговклады в наших работах и в [8, 12] должны совпадать, поскольку характеристики генераторов высокого напряжения и условия в газоразрядных диодах были практически идентичны.

Исследуя роль ускорительных процессов в формировании объемных разрядов, авторы [8] полностью повторили работы ВНИИЭФ, не внося ничего нового в эксперимент, разве что использовали иную конфигурацию электродов. Авторами установлено, что "в широком диапазоне...условий между трубчатым катодом с острой кромкой и анодом...формируется объемный разряд в виде диффузных конусов или струй... и только у катода видны яркие пятна, которые появляются на фронте импульса напряжения" [8, 12], но последнее экспериментально не доказано. Точно такая форма наблюдалась в наших работах [16–19] как в слабо, так и сильно неоднородных полях: "...на катоде формируется один или несколько ярких плазменных сгустков с видимым размером $\ll d$, а остальное пространство вплоть до анода...заполняется диффузным свечением" [18]. На рисунке 5 представлены две фотографии интегрального свечения разряда и развертка свечения во времени [18, 19].

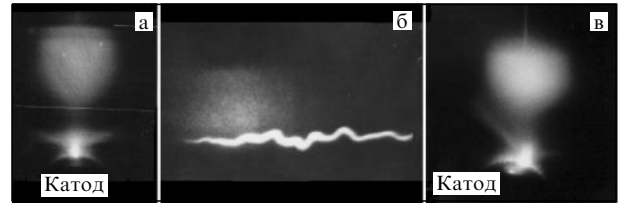
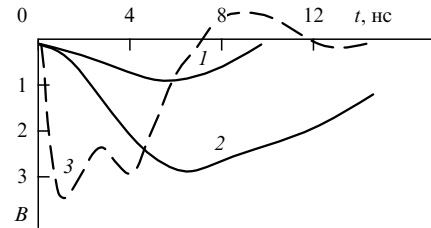


Рис. 5. Пространственно-временная эволюция объемного диффузного разряда в воздухе [18, 19] при $P = 1$ атм, межэлектродное расстояние $d = 15$ мм, острый конический катод с радиусом кривизны вершины $r_{\text{cath}} = 3$ мм, напряжение холостого хода генератора $U_{\text{idle}} \approx 270$ кВ, длительность фронта импульса напряжения $\tau_{\text{idle}} < 0,5$ нс. Здесь B — плотность почернения пленки, обусловленная диффузным свечением (1) и излучением из плотной прикатодной плазмы (2); 3 — осциллограмма газоразрядного тока. Внизу приведены фотографии разряда (а, в) и соответствующая фотохронограмма (б).

Авторы [8, 12] моделируют прикатодный плазменный сгусток идеально проводящим выступом, игнорируя анализ влияния распределения поля в окрестности эллипсоидального плазменного канала на его эволюцию, выполненный Лозанским и Фирсовым [24]. Они выписывают точную формулу для потенциала эллипсоидального выступа на катоде, но так и не воспользовавшись ею, энергию ε , приобретаемую электроном в усиленном поле, оценивают величиной eUa/d . Почему бы сразу, для оценки ε , не умножить напряженность поля вблизи вершины выступа, например, эллипсоидального

$$E_b \approx \frac{U}{d} \frac{(a/r)^2}{A(a/b)} = \frac{U}{d} \frac{a}{A(a/b)b}, \quad (39)$$

на $\sim (2–3)b$? Здесь a и r — длина большой и малой полуосей эллипсоида, b — радиус кривизны вершины. Авторы [8, 12], в конце концов, так и делают, однако без учета формфактора $A(a/b) \sim 10$. Но нужно ли учитывать усиление поля пространственным зарядом плазменных образований в случае катода-фольги с острой кромкой? Энергия, приобретаемая УЭ вблизи вершины неподвижных плазменных образований, вычислялась в работах [29, 46, 62], но с учетом зависимости напряженности от расстояния от вершины и согласованно с энергетическими потерями электронов (см. также [18, 19]).

Гораздо серьезнее следующее замечание. В локальных моделях пробоя, начиная с классической модели Ретера [24, 28, 56], ионизация развивается самосогласованно с ускорением электронов на фронте лавины (стримера): солитон поля, т.е. область с постоянно растущей максимальной напряженностью $E_{f \text{ max}}$, и электроны дрейфуют с растущей скоростью $v_d(E_f(t))$ за счет ионизации газа электронами, захваченными солитоном. Это есть дрейфовое самоускорение электронов, реализующееся, если ФРЭ успевают релаксировать к локальному полю $f(\varepsilon, t) = f(\varepsilon(E_f(t)))$. Как и в работах [18, 19, 29, 46,

62], авторы [8, 12] рассматривают поляризационное ускорение УЭ в поле неподвижного солитона. Однако в нелокальной модели самосогласованность приводит к поляризационному самоускорению УЭ, включающему ускоренное движение солитона [18, 19]. Это — прямая экстраполяция модели Ретера [24, 56] в область столь сильных полей, что ФРЭ не успевает релаксировать к локальному полю на фронте канала $E_f(t)$ [18, 19]. Цель работы [3] — "...определить механизм формирования пучка электронов при малых... E/P в диоде, заполненном воздухом до атмосферного давления". Но по существу авторы излагают простейший механизм ускорения, основы которого были предложены в нашей работе [29], в дальнейшем развитии которого учитывалось самосогласованное движение УЭ и солитона поля [18, 19].

Авторы [8, 12] утверждают: "доказано..., что электронный пучок формируется в стадии, когда плазма, образуемая на катоде, приближается к аноду на малое расстояние" [8, с. 32; 12, с. 954], но нет ли здесь противоречия с тем, что "объемный разряд... формируется благодаря предыонизации быстрыми электронами" [8, с. 37]? Ведь, оценивая энергию УЭ вблизи вершины выступа для $U = 100$ кВ и $d = 28$ мм, как $\varepsilon \approx eUa/d \approx 2-5$ кэВ (1-4 кэВ [12]), авторы [8] принимают длину "выступа" равной $a \approx 1$ мм $\ll d$. Что же все-таки первично: плазма в объеме или пучок УЭ? Вопрос проясняется в статье [12]: по мнению авторов, электроны, ускоренные на фронте прикатодных плазменных образований (плазменные "выступы" на катоде), являются первичными. Не они составляют "...мощный электронный пучок" [12], зарегистрированный в работах [3-9]. Они лишь предыонизируют газ во всем промежутке, в результате чего формируется волна ионизации, после приближения которой к аноду "...в узком слое между образовавшейся в объеме плазмой и анодом удовлетворяется... критерий (31), и возникает мощный электронный пучок" [12]. Но частота ионизации электронами с энергией 1-4 кэВ всего лишь в 0,9-0,7 раз меньше максимальной, следовательно, такие электроны, эффективно ионизуя газ на фронте канала, просто не могут оторваться от него, чтобы предыонизовать промежуток. Канал распространяется самосогласованно с ускорением электронов на его фронте до тех пор, пока УЭ не достигнут столь больших энергий, что частота ионизации окажется недостаточной для привязывания их к фронту канала [18, 19].

Тарасенко и Яковленко явно стремятся подогнать предлагаемый ими механизм формирования объемного разряда под критерий (31). Не логичнее ли считать, имея в виду критерий Ретера и его экстраполяцию в область очень больших перенапряжений [18, 19], что плазменный "выступ" на катоде (ламина, прикатодный стример, канал) развивается самосогласованно с ускорением электронов на его фронте [18, 19], которое вначале можно описывать в дрейфовом приближении как рост скорости дрейфа v_d , согласованный с усилением поля на фронте канала, а с ростом a перейти к строгому описанию в терминах "чистого" ускорения?

Согласно результатам численного моделирования методом Монте-Карло начальной стадии развития ионизации в самосогласованном электрическом поле в азоте при $N = 10^{19}$ см $^{-3}$ ($P \approx 280$ торр) и приведенной напряженности внешнего поля $E/N = 1000$ Тд ($E/P \approx$

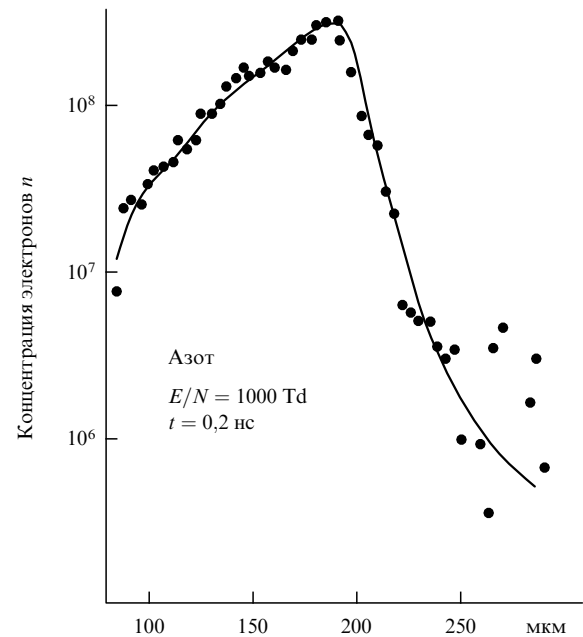


Рис. 6. Концентрация электронов в лавине, проинтегрированная по направлению, перпендикулярному к вектору внешнего поля, азот, $P \approx 280$ торр, $E/P \approx 334$ В см $^{-1}$ торр $^{-1}$ [63].

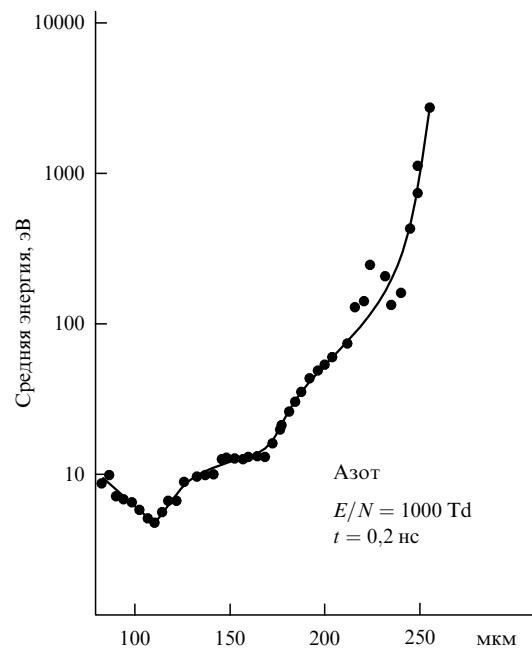


Рис. 7. Энергия электронов в лавине, проинтегрированная по направлению, перпендикулярному к вектору внешнего поля, азот, $P \approx 280$ торр, $E/P \approx 334$ В см $^{-1}$ торр $^{-1}$ [63].

≈ 334 В см $^{-1}$ торр $^{-1}$), к моменту 0,2 нс УЭ проявляются как четко выраженный лидер на фронте лавины на расстоянии $\sim 200-300$ мкм от катода (рис. 6) [63]. Их средняя энергия достигает нескольких кэВ, на порядки превышая среднюю энергию электронов в плазме за фронтом ионизации (рис. 7) [63]. Кстати, в связи со статьей [13] должен отметить, что численное моделирование лавины выполнено в огромном числе работ в рамках различных подходов, в том числе с учетом

самосогласованного поля (см., например, [71, 54]). Ничего нового в структуре лавины авторы [13] не получили.

Авторы [8] оценивают время, за которое перекрываются лавины, как $\lambda_{\text{ion}}(\varepsilon)/v_d$, но это всего лишь время, за которое электрон, дрейфующий со скоростью v_d , проходит расстояние, равное длине свободного пробега УЭ между двумя актами ионизации $\lambda_{\text{ion}}(\varepsilon)$, и к лавинам не имеет отношения. Чтобы понять, перекрываются ли лавины, необходимо сравнивать $\lambda_{\text{ion}}(\varepsilon)$ и путь z_{cr} , проходимый лавиной, инициированной УЭ, до лавинно-стримерного перехода по Ретеру [24, 53, 56]: $z_{\text{cr}}(E)/\lambda_{\text{ion}}(\varepsilon) = \sigma_{\text{ion}}(\varepsilon)Nz_{\text{cr}}(E) \gg 1$. Точнее, необходимо, чтобы в объеме $\sim \pi r_{\text{av}}^2 z_{\text{cr}}$, где r_{av} — радиус лавины, число вторичных электронов N_{sec} за счет ионизации потоком УЭ N_e/S было велико [18, 19]:

$$N_{\text{sec}} \approx \frac{N_e}{S} \sigma_{\text{ion}}(\varepsilon) N \pi r_{\text{av}}^2 z_{\text{cr}} \gg 1. \quad (40)$$

В этом случае лавины перекрываются, контрагированный канал не развивается, разряд приобретает диффузную форму. Авторы [3] оценивают z_{cr} , но неясно зачем. Чтобы показать, что при больших перенапряжениях $z_{\text{cr}} \ll d$? Но это общеизвестно [18, 19, 54]. Более того, авторы [3, 12], игнорируя разработки механизма ускорения электронов на фронте развивающихся прикатодных плазменных формирований как *самосогласованного процесса* [18, 19], излагают отдельные элементы простейшего механизма без самосогласования, предложенного в ранних работах [29, 46]. Электроны аномальной энергии (ЭАЭ, $\varepsilon > eU_{\text{max}}$, где U_{max} — максимальное значение напряжения [18, 19]) противопоставляются электронам "...в пучке со средней энергией..." [3]. Но во внешнем поле с напряженностью $eE < F_{\text{max}}$ нет никакого иного механизма генерации УЭ на фронте стримерного канала, кроме того, что отвечает за генерацию ЭАЭ: со времен Ретера это *самосогласованный процесс поляризации самоускорения* [18, 19]. Иное дело, что энергия УЭ вовсе не должна превышать eU_{max} , как это и наблюдалось при разрядах в воздухе ($P = 1$ атм) под действием микросекундных импульсов напряжения [18, 19].

По мнению авторов [8] "...направление... поля вблизи острия (плазменного "выступа" на катоде, Л.Б.) приводит к почти изотропному испусканию электронов... Однако поле поворачивает электроны к аноду". Неясно, почему резко неоднородное поле у вершины "выступа", уменьшающееся с ростом угла относительно оси симметрии, вызывает изотропную эмиссию, но оно же "...поворачивает электроны к аноду...". Неясно, как могут электроны рождаться "...с хаотически направленной скоростью" [10]. Анализ влияния неоднородности поля на убегающие электроны вблизи фронта лавин (стримеров) выполнен Кунхардтом и Бижевским [46] (см. также [16, 18]). Суть его состоит в следующем [19]. Напряженность поля пространственных зарядов $E_p(\mathbf{r}, t)$ на фронте лавины (стримера) является убывающей функцией угла ψ между векторами напряженности внешнего поля E_0 и поля пространственного заряда $E_p(\mathbf{r}, t)$. Для иллюстрации [19]

$$E_p(\mathbf{r}, t) = E_p(x_a, t) \cos \psi, \quad (41)$$

где $\cos \psi = (E_0, E_p)/E_0 E_p$, а $x_a(t)$ — точка пересечения фронта лавины и ее оси симметрии. Поскольку $E_0 \uparrow \uparrow E_p(x_a, t)$, самосогласованное поле максимально,

$E_{\text{r max}} = E_0 + E_p(x_a, t)$, в точке x_a . Стримероподобное развитие ионизации сохраняется до тех пор, пока электроны в области малых ψ не достигают энергий, заведомо превышающих 1 кэВ, где частота ионизации медленно убывает. На последующих стадиях пробой развивается как канал с "коронай" при больших углах ψ [18, 19]. Порог убегаания ε_{th} минимален в точке x_a . Критерий убегаания последовательно "распространяется" на всю поверхность фронта. По мере смещения точки от оси лавины в область больших углов ψ локальное число УЭ уменьшается. Фактически электроны ускоряются, удаляясь не от поверхности фронта, а выходя из некоторого объема ("зона инжекции" [46]). В результате развивается "конус инжекции" углов ψ таким образом, что наибольшее число УЭ находится в окрестности его оси симметрии [46]. Электроны, ускоряясь, убегают от движущейся фронтальной области с максимальной напряженностью поля, а затем релаксируют (становятся "захваченными" [46]) к локальной энергии $\varepsilon(E_0)$, определяемой внешним полем E_0 , на различных расстояниях от фронта, причем эти расстояния больше для малых углов ψ .

По мнению авторов [8] "...источниками множества перекрывающихся траекторий являются отдельные плазменные образования на катоде", но в наших исследованиях [18, 19] объемный разряд развивался и в случаях одного плазменного образования на катоде, как видно на рис. 5.

Неясен смысл выполненной в [8] оценки концентрации электронов плазмы n_e , при которой длина экранировки внешнего поля l_{sh} равна d . Чтобы $l_{\text{sh}} = d$, необходимо время $d/v_d \approx 18$ нс, т.е. гораздо большее длительности разряда, и экранировки нет. Наоборот, оценивая согласно

$$\frac{E}{l_{\text{sh}}} \approx \frac{en_p}{\varepsilon_0} \approx \frac{eN_e \sigma_{\text{ion}}(\varepsilon) N}{S \varepsilon_0} \frac{\varepsilon_{\text{sec}}}{\varepsilon_{\text{in}}} \approx \frac{I_{\text{RE}} \Delta t_{\text{RE}} \sigma_{\text{ion}}(\varepsilon) N}{S \varepsilon_0} \frac{\varepsilon_{\text{sec}}}{\varepsilon_{\text{in}}} \quad (42)$$

экранировку поля $E \sim 100$ кВ см $^{-1}$ плазмой, созданной в воздухе [3, 8] импульсом УЭ с током $I_{\text{RE}} \sim 100$ А и длительностью $\Delta t_{\text{RE}} \sim 1$ нс [8] или $I_{\text{RE}} \sim 30$ А и $\Delta t_{\text{RE}} \sim 0,4$ нс [3], получим соответственно $l_{\text{sh}} \approx 0,6 \times 10^{-3}$ см или $l_{\text{sh}} \approx 5 \times 10^{-3}$ см для энергии УЭ $\varepsilon \sim 10$ кэВ, $\sigma_{\text{ion}}(\varepsilon) \sim 10^{-17}$ см 2 , отношения средней энергии вторичных электронов к "цене ионизации" $\varepsilon_{\text{sec}}/\varepsilon_{\text{in}} \approx 5$ [18, 19] и площади поперечного сечения разряда $S \sim 10$ см 2 [5]. Поскольку $l_{\text{sh}} \ll d$, а характерное время экранировки $t_{\text{sh}} = l_{\text{sh}}/v_d \sim 0,02-0,2$ нс для скорости дрейфа $v_d \approx 3 \times 10^7$ см с $^{-1}$ [54, 65], то плазма, созданная *только* в результате предыонизации импульсом УЭ, экранирует поле, после чего лавины не развиваются. Объемный разряд формируется легко и просто! Поскольку $v_d = \mu(E/P)$, где μ — подвижность электронов, то согласно (42) t_{sh} практически не зависит от E/P , а определяется фундаментальными характеристиками газа и характеристиками УЭ.

Приведенная оценка экранировки вызывает серьезные сомнения в реальности характеристик УЭ, полученных в так называемом ОРИПЭЛ-разряде (ОРИПЭЛ — объемный разряд, инициируемый пучком электронов лавин) [3, 8], поскольку генерация УЭ ограничена временем экранировки поля плазмой, созданной самими УЭ, которое гораздо меньше Δt_{RE} в [8].

В экспериментах ВНИИЭФ [18, 19] в воздухе при $P = 1$ атм зарегистрированы лишь УЭ аномальной

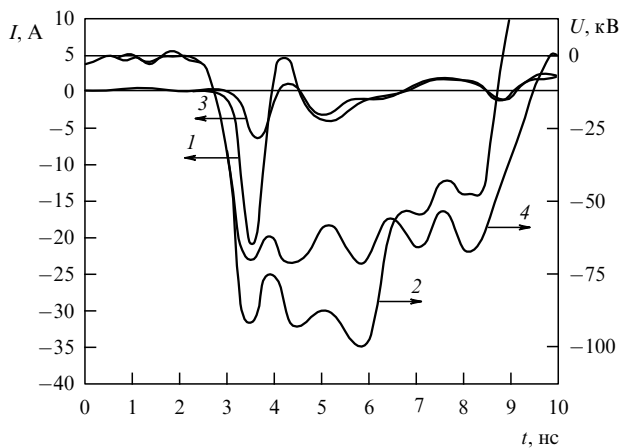


Рис. 8. Осциллограммы импульсов тока УЭ за Al-Be фольгой толщиной 40 мкм (1, 3) и осциллограммы напряжения (2, 4). Воздух при $P = 1$ атм, $d = 16$ мм. Напряжение холостого хода $U_{idle} = 260$ кВ (осциллограммы 1, 2), $U_{idle} = 155$ кВ (осциллограммы 3, 4) [4, 9, 12].

энергии, их число N_e на порядки меньше, так что преионизация не экранировала поле, лавины могли развиваться и, перекрываясь до перехода в стримеры, формировать объемный разряд. На это прямо указано в [18, 19], хотя оценка не приведена: действительно, согласно (40) и (42) $N_{sec} \geq 20-200$ и $l_{sh} \approx 1-10$ см $\geq d$ для числа ЭАЭ $N_e = 10^9$, $P = 1$ атм воздуха, $d = 1$ см, $S = 1-10$ см², $E = 100$ кВ см⁻¹, $\varepsilon(\text{ЭАЭ}) = 300$ кэВ, $\sigma_{ion}(\varepsilon) \geq 5 \times 10^{-19}$ см², $r_{av} \approx 1/2\alpha_T$ [23]. Степень ионизации плазмы импульсом ЭАЭ

$$i = \frac{n_p}{N} \approx \frac{N_e \sigma_{ion}(\varepsilon)}{S} \frac{\varepsilon_{sec}}{\varepsilon_{in}} \sim 10^{-8} - 10^{-9}.$$

В области диффузного свечения объемных разрядов зарегистрировано лишь излучение в молекулярные полосы азота, а излучение линий ионов не обнаружено. Согласно чувствительности аппаратуры последнее означает $i < 10^{-5}$ [16-19], что гораздо больше приведенной выше оценки i . Степени ионизации 10^{-5} соответствует $l_{sh} \approx 10^{-4}$ см $\ll d$.

Приведенные оценки выполнены на основании экспериментальных данных без привлечения сомнительной гипотезы о преионизации газа электронами, ускорившимися на фронте прикатодного канала до энергии 1-4 кэВ и затем оторвавшихся от него.

Возможно, именно прекращение лавинного усиления вследствие экранировки поля имели в виду авторы [3, 9], утверждая, что "...стабилизация амплитуды тока разряда при высоких полях на промежутке ... может быть обусловлена увеличением потерь энергии вторичных электронов при прохождении их через созданную в процессе развития разряда плазму, а также из-за процесса рекомбинации". Тогда, о каких вторичных электронах идет речь и означает ли это утверждение, что в течение нескольких наносекунд, когда напряжение в среднем оставалось постоянным [3, 4, 9, 12] (рис. 8), величина тока также не менялась, поскольку в плазме E мала и электроны не размножаются? Рекомбинация эффективна, если $n_p \beta \Delta t \sim 1$, что в азоте (коэффициент рекомбинации $\beta \approx 10^{-7}$ см³ с⁻¹ [64]) выполняется для $\Delta t \sim 1$ нс в плазме с маловероятной концентрацией

$n_p \sim 10^{16}$ см⁻³: согласно (42) для экранировки поля достаточно концентрации $n_p \sim 5 \times (10^{11} - 10^{12})$ см⁻³, созданной импульсом УЭ. В [3, 4, 9, 12] напряжение держится высоким в течение 5-6 нс. Поэтому в приэлектродных областях напряженность E должна быть более чем достаточной для ускорения электронов даже в однородном поле, хотя вдали от электродов поле было экранированным. Следовательно, как и в экспериментах ВНИИЭФ, все же ток УЭ был гораздо меньше, некоторое время после завершения импульса УЭ развивались лавины, формируя объемный разряд, резко возрастал ток, согласованно уменьшалось напряжение и т.д., как обычно [65].

Интерпретируя результаты экспериментов с аргонном, ксенонном и воздухом в сильно неоднородном поле, авторы [8] выполняют оценки для гелия в однородном поле. Но поле, усиленное вблизи катода вследствие геометрии последнего, намного облегчает ускорение электронов по сравнению со случаем однородного поля. Нет необходимости учитывать усиление поля пространственным зарядом плазменных образований. Более того, плазменные образования на кромке катода (фольга $h = 50$ мкм [8]), скорее всего, ослабляли поле, так как их размер $\gg 50$ мкм: вспомним эффект поляриности в коронном разряде из-за экранировки острого катода положительным пространственным зарядом. Для $U = 100$ кВ и формфактора $A \sim 10$ напряженность поля на кромке $\sim U/Ah \sim 2 \times 10^6$ В см⁻¹ достаточна для интенсивной АЭЭ и взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ) в наносекундной области, если учесть усиление поля микровыступами [65-67]. Поскольку при давлениях ниже 0,01 торр ток ускоренных электронов составлял весь ток в диоде, не исключено, что УЭ при $P = 1$ атм есть просто часть эмиссионных электронов, статистически достигающих анода. В [3, 7] утверждается, что получен пучок УЭ "...при малых значениях параметра $E/P \sim 0,1$ кВ см⁻¹ торр⁻¹, которые были существенно меньше критических для достижения эффекта "убегания электронов" [65]". Но в прикатодной области E/P по крайней мере на порядок больше. Для условий рис. 1 статьи [3] в максимуме импульса напряжения $E/P \approx 80$ кВ см⁻¹ торр⁻¹. Тогда $v_d \approx 3 \times 10^7$ см с⁻¹ [24, 54], $\alpha_T \approx 160$ см⁻¹ [24, 54], и $\alpha_T v_d \Delta t \approx 5$ для $\Delta t = 1$ нс. Это означает, что в среднем поле лавина не может достигнуть критического размера за время ~ 1 нс.

Авторы [3] пишут, что "...у катода... поле усиливается", но не учитывают это важное в условиях их работы обстоятельство: пучок УЭ формируется на фронте прикатодного плазменного образования в сильном поле. Согласно нашим расчетам во внешнем поле даже со слабой неоднородностью (радиус кривизны рабочей поверхности гладкого катода $r_{cath} = 6$ мм) вдали от катода за время $\sim 0,5$ нс, равное длительности фронта тока разряда, лавины практически не развивались при $U_{max} = 240$ кВ и $d = 2$ см [18, с. 69; 19, с. 229], а при $U_{max} \approx 100$ кВ и $d = 1,5$ см за время ~ 1 нс не развивались вовсе [16], но вблизи катода лавины развиваются интенсивно. Но авторам [3] "...понятно, что число электронов в пучке должно быть существенно меньше, чем число электронов в лавинах, а число ЭАЭ должно быть существенно меньше, чем число электронов в пучке со средней энергией". По этому поводу приведем резюме из [16, 19]. В каждом сечении промежутка вне прикатодной плазмы ток проводимости объемных разрядов

складывается из трех компонентов

$$I(x) = I_{RE}(x) + I_{sec}(x) + I_{av}(x), \quad (43)$$

где ток электронных лавин $I_{av}(x)$ обладает максимумом, положение которого в единичном импульсе отодвигается к аноду по мере роста напряжения $U(t)$. В сечении вблизи прикатодной плазмы ток складывается из тока УЭ I_{RE} в темном пространстве и тока в плазме короны. Вблизи анода присутствуют все три составляющие, но в резко неоднородных конфигурациях ток лавин $I_{av}(x)$ здесь равен нулю. Таким образом, проводимость наносекундных объемных разрядов при больших перенапряжениях определяется как УЭ "со средней энергией" [3] (ток $I_{RE}(x)$) и вторичными электронами (ток $I_{sec}(x)$), так и предьонизацией газа импульсом ЭАЭ с дальнейшим лавинным размножением в том и в другом случае. Вклад того или иного механизма зависит от конкретных условий, прежде всего, от геометрии поля и напряжения, реализующегося на промежутке.

4. О рекордных токах убегающих электронов

4.1. Эффективность генерации убегающих электронов

Поскольку в анализируемых работах сообщается о необычайно больших амплитудах токов УЭ, в статье [7] авторы предсказывают доли УЭ. По их мнению, для убегания $\sim 1\%$ электронов необходимо, чтобы на длине свободного пробега электрон приобретал энергию, равную двойной энергии ионизации ε_{ion} ($2\varepsilon_{ion}$ — потенциальная энергия атомного электрона в поле иона [24]), так что пучок УЭ формируется при выполнении условия

$$U > U_{cr1} \equiv Nd\sigma_0 2\varepsilon_{ion}, \quad (44)$$

где σ_0 — сечение ионизации при $\varepsilon = 2\varepsilon_{ion}$. Это неравенство эквивалентно

$$\frac{E}{P} > N_1 \sigma_0 2\varepsilon_{ion}, \quad (45)$$

где $N_1 = 3,54 \times 10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ торр}^{-1}$. Например, в азоте правая часть (45) равна $60 \text{ эВ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$, что ненамного превосходит величину $E/P \approx 45 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$, необходимую для статического пробоя и гораздо меньше максимума неупругих потерь электронов $356 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$ [18, 19, 29, 30]. При $60 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$ доля УЭ не то что не может равняться $\sim 1\%$, но убегание вообще маловероятно. Так, при разрядах в воздухе под действием микросекундных импульсов напряжения с $U_{max} = 70 \text{ кВ}$ в конфигурации $r_{cath} = 3 \text{ мм}$ и $d = 2 \text{ см}$ зарегистрирована доля УЭ всего лишь 5×10^{-7} [18, 19] несмотря на то, что в течение $\sim 100 \text{ нс}$ до начала коллапса напряжения приведенная напряженность поля E/P , вычисленная без учета полей пространственных зарядов для гиперболической аппроксимации катода, равнялась 200 и $70 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$ соответственно у вершины катода и на расстоянии r_{cath} от нее.

Заметим, что для УЭ понятие "длины свободного пробега" имеет смысл только как формальная величина, обратная произведению сечения на концентрацию атомарных частиц, а физический смысл ее неопределен, поскольку между последовательными столкновениями электрон движется в сильном электрическом поле и его энергия существенно меняется.

В статье [2] делается очень сильное заявление: "Если в плазме имеет место внешнее электрическое поле, некоторая доля электронов будет **всегда** ускоряться". Это так кажется! Предлагаю авторам [2] оценить время, которое потребуется для ускорения хотя бы одного электрона до энергии, сравнимой с приложенным напряжением в воздушной плазме при атмосферном давлении со степенью ионизации, например, 10^{-7} в поле с напряженностью, например, 1 В см^{-1} .

"Убегание значительной доли ($\sim 50\%$) имеет место..." при выполнении условия [7]

$$\frac{mN}{eE} \int_0^{\sqrt{2U/m}} \sigma_{ion}(v)v dv > 1, \quad (46)$$

которое выглядит довольно странно, если переписать его следующим образом

$$eE < \int_0^{\sqrt{2meE}} v_{ion}(v) dp \approx \langle v_{ion} \rangle p_{max} = \langle v_{ion} \rangle \sqrt{2meU}. \quad (47)$$

Соотношение (47) не содержит ФРЭ и, следовательно, вообще не способно предсказывать доли УЭ.

Перепишем (47) иначе

$$eE \langle \lambda_{ion} \rangle = \frac{eE}{N \langle \sigma_{ion} \rangle} < \int_0^{\sqrt{2eU/m}} mv dv \approx eU. \quad (48)$$

Да, действительно, в плотном газе на средней длине пробега $\langle \lambda_{ion} \rangle$ между последовательными актами ионизации электрон набирает энергию, меньшую, чем eU , но какое это имеет отношение к убеганию, тем более 50% электронов? Неравенство (48) можно представить в виде (32), т.е. $\langle \lambda_{ion} \rangle < d$, что вообще не имеет отношения к газовому разряду с ионизацией электронами.

Аппроксимируя сечения ионизации формулой $\sigma_{ion} = \sigma_1 \varepsilon_1 / \varepsilon$, авторы [7] получили из (46) другое условие убегания

$$U > U_{cr2} \equiv \frac{Nd\sigma_1 \varepsilon_1 \ln(eU/\varepsilon_1)}{e}, \quad (49)$$

в котором знак неравенства не соответствует знаку в (46). Из этого условия для гелия получена более чем на порядок завышенная величина

$$\frac{E_{cr2}}{P} \approx 3,4 \text{ кВ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}.$$

Численным моделированием методом частиц в [7] получена доля УЭ 50% относительно всех электронов на аноде при $E/P = 5 \text{ кВ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$. Эта величина E/P представляется сильно завышенной, поскольку максимум энергетических потерь в гелии равен $67 \text{ эВ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$ [30]. Так, согласно расчетам по методу Монте-Карло без перенормировок при $E = 100$ и 200 кВ см^{-1} и $P = 1 \text{ атм}$ доля УЭ ($\varepsilon \geq 4 \text{ кэВ}$) в гелии достигает единицы за время $\sim 0,15$ и $0,25 \text{ нс}$ соответственно [50].

Условие (49) можно переписать в виде

$$eE > \frac{\varepsilon \ln(eU/\varepsilon_1)}{\lambda_{ion}(\varepsilon)}, \quad (50)$$

откуда можно грубо оценивать порог убегания ε_{th} , а не долю УЭ, но почему не использовать, как это сделано еще в [29], непосредственно функции потерь энергии на единице пути [18, 19, 30] (см. рис. 1) или хотя бы формулу

Бете, куда включены все неупругие взаимодействия, а не только ионизация?

Оказывается, что "...для катода ... из фольги величина тока пучка росла с ростом давления от 150 до 160 торр, значение параметра E/P при этом уменьшалось от 0,5 до 0,1 В см⁻¹ торр⁻¹" [7]. Очень странный результат. Авторы предлагают сравнить его с результатами численного моделирования (рис. 1 статьи [7]; рис. 15 статьи [12]), согласно которым ток УЭ растет с уменьшением E/P . На самом деле, из рис. 1 [7] и рис. 15 [12] следует, что доля УЭ на аноде относительно полного числа электронов на аноде $\eta = N_{RE}/N_{tot,anod}$ уменьшается с ростом давления. Согласно рис. 1 [7] и рис. 15 [12] с ростом давления растет "...ток УЭ, порождаемых одним электроном $\eta(j/j_0)$, где j_0 — ток с катода, j — ток на анод". Но является ли безразмерная величина током? И растет ли она с ростом P несмотря на то, что E/P уменьшается? Если расписать ее как

$$\eta \frac{j}{j_0} \approx \frac{N_{RE}}{N_{tot,anod}} \frac{N_{tot,anod}/\Delta t}{N_{tot,cath}/\Delta t} = \frac{N_{RE}}{N_{tot,cath}},$$

где $N_{tot,cath}$ — полное число электронов, эмитированных катодом за время Δt , то видно, что она уменьшается с ростом P , поскольку доля УЭ относительно числа эмитированных электронов, естественно, уменьшается с ростом P .

В разделе "Кривые эффективности формирования электронного пучка" авторы [12] развивают мысль о произвольности правой части (31) и, "...полагая, например, $\alpha_T d = A = \text{const} \dots$ ", получают "...простую связь..." U_{cr} со штрихованной величиной U'_{cr} , которая характеризует эффективность: $U_{cr}(Pd) = U'_{cr}(Pd/A)/A$. Используя эту связь, авторы строят кривые "равной эффективности" для УЭ с $\varepsilon \geq 2U/3$. Например, в гелии для $Pd = 20$ торр см при $U = 100$ кВ достигается эффективность $\eta = 80\%$ (рис. 7 и рис. 15 [12]). Но в экспериментах ВНИИЭФ максимальная эффективность генерации УЭ не превышала 10% ($P = 22$ торр, $d = 1$ см, $U_{idle} = 300$ кВ, $\varepsilon \geq 50-60$ кэВ), причем только после нанесения на рабочую поверхность катода насечек, усиливающих эмиссию.

4.2. Формирование пучка убегающих электронов

Чтобы пробоя не было, напряжение должно расти столь быстро, чтобы не успели развиваться прикатодные плазменные образования, а это в области напряжений ~ 100 кВ невозможно из-за АЭЭ, являющейся практически безынерционным процессом. В результате самосогласованно с развитием разряда генерируется импульс УЭ, предыонизирующий промежуток. В статье [4] авторы утверждают, что "...для наблюдения верхней ветви в плотном газе необходимо за доли наносекунды поднять напряжение до сотни киловольт". На самом деле реален лишь Z-образный участок кривой $U_{br}(Pd)$ для статического пробоя в области малых Pd , а распространение "верхней кривой" в область десятков, сотен и даже тысяч торр см [12] есть следствие пренебрежения большим числом элементарных процессов с участием атомарных частиц, АЭЭ, ВЭЭ и полей пространственных зарядов. Вычисление $U_{br}(Pd)$ в области больших Pd на основании механизма Таунсенда, в котором эффекты пространственного заряда несущественны, абсолютно неверно, а в плотных газах при больших перенапряжениях — тем

более. Поскольку эксперименты, описанные в [4, 12], велись в сильно неоднородных полях, а "верхняя кривая" $U_{br}(Pd)$ вычислена для однородного поля, что сами авторы считают "...весьма грубым приближением...", то какую информацию несет помещение на рис. 5 [4] и рис. 7 [12] (см. рис. 2 данной статьи) точки, соответствующей "...максимальному значению напряжения в представленных экспериментах ([4], Л.Б.) при $U_{max} = 200$ кВ, $P = 1$ атм и $d = 28$ мм...?"

Авторы оценивают длительность импульса УЭ по скорости волны ионизации величиной

$$\frac{0,7 \text{ мм}}{10^{10} \text{ см с}^{-1}} \sim 0,01 \text{ нс}.$$

Здесь 0,7 мм есть расстояние между фронтом плазмы и анодом, когда, по мнению авторов, формируется пучок УЭ. Но такой длительности при значениях токов УЭ $I_{RE} = 40$ А [4], 35 и 75 А [12] соответствует число электронов $N_e \simeq (2,5-5) \times 10^9$, близкое к числу ЭАЭ, зарегистрированному в экспериментах ВНИИЭФ в воздухе при $P = 1$ атм [18, 19]. Как это согласуется с постоянным подчеркиванием, что в экспериментах [3-9] реализовано на порядки более эффективное убежание электронов? По мнению авторов, полный ток УЭ 40 А и длительностью $\sim 0,3-1$ нс получается в результате формирования нескольких, точнее, $\sim (0,3-1)/0,01 = 30-100$ каналов, приблизившихся к аноду. Но достаточно одному каналу достигнуть анода, чтобы промежуток "закоротился", после чего напряжение коллапсирует и остальные каналы не достигнут анода. Если же каналы развиваются почти одновременно, то остается в силе оценка 0,01 нс, хотя она выполнена без учета того обстоятельства, что каналы развиваются самосогласованно с ускорением электронов на их фронте. Вероятно, вследствие "закоротки" одним каналом в экспериментах ВНИИЭФ при давлениях, близких к атмосферному, в конфигурации, когда на поверхности катода специально нарезались зубцы, усиливающие эмиссию, не удалось существенно повысить эффективность генерации УЭ [18, 19].

Для разрядов в гелии авторы [7] "...наблюдали четыре характерных режима...".

1. $P = 0,1-1$ торр, $E/P > 70$ кВ см⁻¹ торр⁻¹. Это "известный ускорительный режим" с током УЭ > 1 кА [7].

2. $P = 1-10$ торр, $E/P > 7$ кВ см⁻¹ торр⁻¹. В этом режиме пучок УЭ был зарегистрирован только в отдельных импульсах и только в конфигурации с резко неоднородным полем (катод-фольга) [7].

3. $P = 10-40$ торр, $E/P > 1,5$ кВ см⁻¹ торр⁻¹. В конфигурации с резко неоднородным полем зарегистрирован ток УЭ до 30% относительно тока УЭ в первом режиме [7].

4. $P > 100$ торр, $E/P < 0,7$ кВ см⁻¹ торр⁻¹.

Эксперименты, описанные в [3-9, 12], велись для двух конфигураций катодов: катод-трубка из тонкой (50 мкм) металлической фольги (вариант — три коаксиальные трубки) и графитовый катод в форме выпуклой таблетки. Интерес для понимания эффекта УЭ в плотных газах представляет вторая конфигурация, когда поле близко к однородному. В случае диода с катодом-фольгой увеличение давления по существу означало ухудшение эффективности работы вакуумной ускорительной трубки, работающей в режиме ВЭЭ [66, 67].

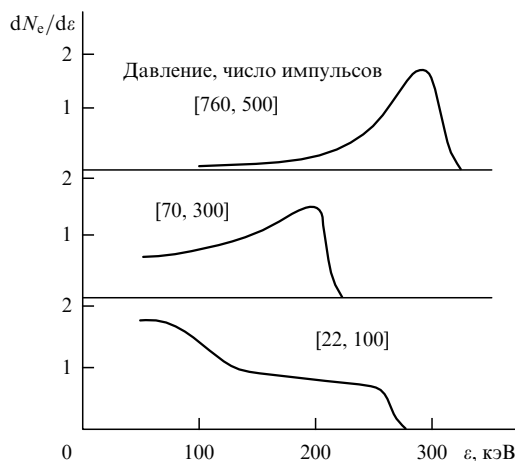


Рис. 9. Распределения УЭ по энергиям при разрядах в воздухе [18, 19]. Напряжение холостого хода: $U_{idle} = 270$ кВ, $\tau_{idle} < 0,5$ нс, $d = 20$ мм, $r_{cath} = 200$ мкм, плоский анод из алюминиевой фольги толщиной 8 мкм.

Генерация УЭ в плотном газе в этой конфигурации представляет интерес для технических применений, но механизм генерации тривиален. В конфигурации с катодом-таблеткой в первых трех режимах УЭ отсутствовали, но в четвертом режиме зарегистрирован ток УЭ 140 А с максимальной энергией электронов 150 кэВ [7]. В первых режимах (малые Pd) пробой с графитового катода мог развиваться по "длинному пути", т.е. на корпус камеры, УЭ, скорее всего, генерировались, но не были зарегистрированы. О пробоях по "длинному пути" свидетельствует неустойчивость регистрации УЭ во втором режиме в конфигурации с резко неоднородным полем. Согласно представлениям авторов [3] для развития ОРИПЭЛ-разряда со СЛЭП-эффектом (СЛЭП — сверхкороткий лавинный электронный пучок) необходимо 10^6 иницирующих электронов. В наносекундном диапазоне пробой инициируется АЭЭ [18, 19, 54, 66], и если с катода-трубки за время ~ 1 нс возможна столь интенсивная (10^6) АЭЭ за счет усиления поля на микровыступах на катоде, то с гладкого катода реальная эмиссия лишь единичных электронов, скорее всего, когда напряжение на промежутке достигнет максимального значения. Тем более невозможна АЭЭ в "предымпulse" [3].

В статьях [6, 9, 12] приведены результаты измерения распределения УЭ по энергиям методом поглощения в металлических фольгах. Вычислительная процедура метода позволяет получать только общее представление об энергии электронов. В высокоэнергетической области из-за страггунга можно получить электроны там, где на самом деле их нет. Это ставит под сомнение сообщение авторов [6, 7] о том, что они наблюдали ЭАЭ. Да их и не видно на распределениях УЭ по энергиям, приведенных в [6, 9]. В экспериментах ВНИИЭФ распределение УЭ по энергиям измерялось методом магнитной спектроскопии [18, 19] (рис. 9). Измерение этим методом спектров потоков УЭ на два порядка более интенсивных, чем в экспериментах ВНИИЭФ, не представляет затруднений.

"В механизме образования пучка..." авторы [12] выделяют "...две фазы: ... формирования объемного разряда и следующую ... фазу генерации пучка... На

фронте импульса напряжения образуется плазма, которая за время порядка наносекунды закорачивает ... промежутки. ... Такой приближающийся к аноду плазменный катод как бы сокращает... d . В результате реализуются условия, близкие к условиям для кривой убегания..." [12, с. 964]. "После достижения максимума тока пучка условия для формирования пучка электронов в газовом диоде очень быстро нарушаются, хотя напряжение существенно не изменяется" [12, с. 963]. Если напряжение после замыкания промежутка плазмой не коллапсирует, а это так, судя по осциллограммам, приведенным в [3, 4, 9, 12] (см. рис. 8), то в приэлектродных слоях напряженность столь велика, что прекращение генерации УЭ просто невозможно.

Поскольку УЭ генерируются в начале импульса напряжения, то может ли оно быть квазипостоянным, как видно из приведенных в [3, 4, 9, 12] осциллограмм, которые иллюстрируются на рис. 8? Соответствующие осциллограммы полного разрядного тока не приводятся ни в одной из работ [3–9, 12]. Поэтому оценим ток проводимости I_{disch} , возникающий в результате предыонизации импульсом УЭ с током I_{RE}

$$I_{disch} \approx en_p v_d S \approx e \frac{I_{RE} \Delta t_{RE} \sigma_{ion}(\epsilon) N}{eS} \frac{\epsilon_{sec}}{\epsilon_{in}} v_d S \approx \\ \approx I_{RE} \Delta t_{RE} \sigma_{ion}(\epsilon) N \frac{\epsilon_{sec}}{\epsilon_{in}} v_d. \quad (51)$$

Согласно [7] $I_{RE} = 140$ А в гелии в конфигурации с графитовым электродом. Пусть $P = 1$ атм. Полагая $\Delta t_{RE} \sim 0,5$ нс, $\sigma_{ion}(\epsilon) \sim 10^{-17}$ см², $v_d = 5 \times 10^7$ см с⁻¹ [1], $\epsilon_{sec}/\epsilon_{in} \approx 3$, получим $I_{disch} \approx 3$ кА, что близко к току $I_{disch, exp} \approx 5-6$ кА, измеренному при P от 20 торр до 1 атм для обеих конфигураций электродов (рис. 1 [7]; рис. 13 [12]). Оценка I_{disch} согласована с оценкой экранировки поля (42): если она завышена, то экранировки нет и идет лавинное усиление предыонизации $\exp(\alpha_T v_d \Delta t)$. В течение времени $\Delta t \sim 0,1$ нс для $E/P = 100$ В см⁻¹ торр⁻¹ $\alpha_T v_d \Delta t \approx 3,5$, что достаточно для $I_{disch, exp} \approx 5-6$ кА. Ток 5–6 кА достигался на фронте импульса напряжения холостого хода вблизи максимума напряжения в рабочем режиме. Следовательно, на внутреннем сопротивлении генератора $R = 30$ Ом [7, 12] падение напряжения равнялось $R I_{disch, exp} \approx 150-180$ кВ. Как же напряжение на газоразрядном промежутке могло быть квазипостоянным ($\sim 60-100$ кВ) в течение нескольких наносекунд или даже расти? Либо напряжение измерялось неверно, либо, что вероятнее, ток УЭ I_{RE} сильно завышен.

Так как "...пучок возникает на фронте импульса напряжения..." [3, 4, 12], то не включает ли измеренный ток УЭ тока смещения, чем может объясняться сильное расхождение с нашими результатами? Так, ток зарядки межэлектродной емкости

$$C \frac{dU}{dt} \approx C \frac{U_{max}}{\tau_U} \approx 10-300 \text{ А}$$

для $C = 0,1-1$ пФ, $U_{max} = 100$ кВ, длительности фронта импульса напряжения $\tau_U = 0,3-1$ нс. Правда, авторы тут же пишут, что "...пучок регистрируется через $\sim 0,5$ нс после приложения импульса напряжения..." [3], но поскольку $\tau_U = 0,3$ нс, то как пучок мог возникнуть на фронте?

Непонятно, почему I_{RE} , как функция напряжения холостого хода генератора U_{idle} , имеет максимум, хотя максимальные значения тока I_{disch} и напряжения U на промежутке монотонно и слабо растут с ростом U_{idle} [4, 9, 12]. Ведь процессы в газе, в том числе генерация УЭ, самосогласованно и напрямую связаны с I_{disch} и U_{max} , а с U_{idle} — опосредованно. В экспериментах ВНИИЭФ число УЭ аномальной энергии практически не зависело от I_{disch} и U_{max} [18, 19]. В [4, 9, 12] при изменении U_{idle} от 160 до 260 кВ ток I_{RE} увеличивался от 20 до 28 А, т.е. менялся довольно слабо, и в пределах мыслимой точности измерений с учетом меняющейся длительности Δt_{RE} число УЭ можно считать постоянным. Но при $U_{idle} = 340$ кВ $I_{RE} \approx 5$ А $\ll 28$ А, что невозможно объяснить ошибками измерений.

В статьях [4, 9, 12] результаты экспериментов в сильно неоднородных полях, когда напряженность внешнего поля у катода уже гарантирует генерацию УЭ, интерпретируются на основе все той же идеи о том, что для убегания электронов, точнее, для выполнения критерия (31) плазма должна приблизиться к аноду на расстояние $\ll d$. Сами оценки на основе усиления поля на фронте прорастающего канала несогласованны: в любом газе при $E/P \sim 1000$ В см⁻¹ торр⁻¹ на фронте канала длиной $a = 8$ мм электроны убегают, но авторы используют концепцию дрейфа, оценивая "...скорость распространения ионизации..." величиной $\sim 3 \times 10^9$ см с⁻¹, чему соответствует $\varepsilon \sim 2,5$ кэВ, а это уже область убегания. Из концепции авторов [4] следует величина размножения электронов $\exp(\alpha_T a) \sim \exp(80)$, невероятная даже для $\alpha_T = 100$ см⁻¹, что намного занижено для условий экспериментов [3–9]. Например, в воздухе при $E/P \sim 100–1000$ В см⁻¹ торр⁻¹ и $P = 750$ торр $\alpha_T \sim 1000–8000$ см⁻¹ [24]. Противоречие устраняется, если иметь в виду, что в очень сильных полях, когда в динамике разряда определяющую роль играют УЭ, описание пробоя плотных газов только в терминах локального коэффициента Таунсенда α_T как величины, усредненной по ФРЭ, неадекватно. В [12] противоречие, казалось бы, устранено введением в механизм формирования объемного разряда предыонизации газового промежутка электронами, ускоренными на фронте прикатодного канала до энергии 1–4 кэВ, но, как указано выше, появляется новое противоречие.

В своей концепции об ускорении электронов на фронте плазменных "струй" (почему не каналов? Л.Б.), приблизившихся к аноду, авторы [4, 12] исходят из интегральных фотографий разряда [8, 9, 12]. Но почему бы не допустить, что "струи" вторичны по отношению к генерации УЭ? Это естественнее, поскольку электроны ускоряются самосогласованно с развитием каналов. Более того, каналы могли сформироваться вообще после стадии формирования пробоя, когда напряжение уменьшается. Стремясь объяснить генерацию УЭ в их экспериментах на основе "нового критерия убегания" и "верхней ветви" $U_{br}(Pd)$, полученных без учета полей пространственных зарядов, авторы проводят оценки все-таки фиктивно учитывая эти поля, используя в качестве d расстояние, на котором фронт канала отстоит от анода. Но в том-то и состоит смысл кривых $U_{br}(Pd)$, что они связывают макроскопические характеристики, U , P , d , а в общем случае и длительность фронта импульса напряжения τ_U [18, 19], где, подчеркнем, d есть межэлектродное расстояние, а микроскопические про-

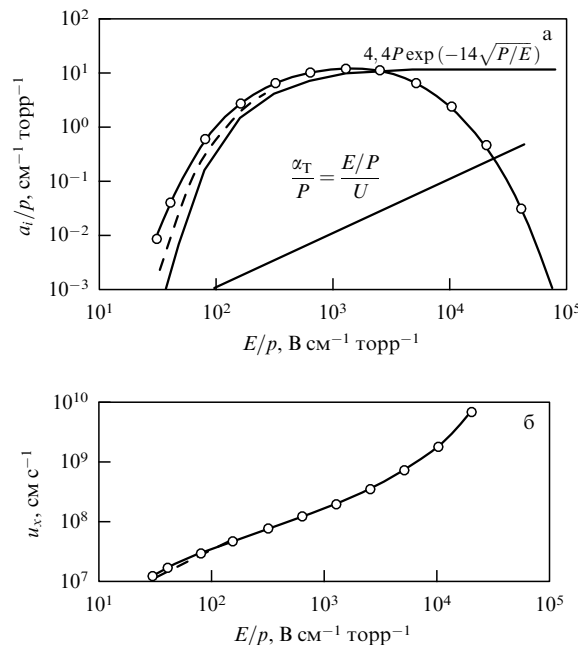


Рис. 10. Зависимость коэффициента ионизации (а) и направленной скорости (б) электронов от E/P для азота [12]. Кружки — результаты численных расчетов при $P = 100$ торр [12]. Приведена линия $\alpha_T/P = E/UP$ при $U = 100$ кВ.

цессы и эффекты пространственного заряда, включая расстояние, на которое распространился канал, скрыты в самих зависимостях $U_{br}(Pd, \tau_U)$.

Механизм генерации УЭ авторов [1, 2, 12] основан на двух положениях:

- 1) концепция коэффициента Таунсенда справедлива для любых E/P ;
- 2) в конце фазы формирования объемного разряда после приближения фронта плазмы к аноду на расстояние $\sim \alpha_T^{-1}$ все приложенное напряжение U падает в прианодном слое толщиной α_T^{-1} , в котором электроны приобретают энергию eU .

Покажем, что эти положения, результаты измерений и расчетов авторов [12] внутренне противоречивы. Оценки выполним для условий, в которых получены осциллограммы тока УЭ и напряжения [4, 9, 12], изображенные на рис. 8: воздух при $P = 1$ атм и $U \sim 100$ кВ. Из равенства тока проводимости в плазме $I_{cond} = en_e v_d$ току смещения

$$I_{ed} = \varepsilon_0 \frac{\partial E_{anod}}{\partial t} S = \varepsilon_0 U \frac{1}{x^2} \frac{dx}{dt} S \approx \varepsilon_0 U \alpha_T^2 u S$$

в слое толщиной $\sim \alpha_T^{-1}$ перед фронтом плазмы, движущимся к аноду со скоростью u , следует

$$n_e \approx \frac{\varepsilon_0 U}{e} \frac{u}{v_d} \left(\frac{\alpha_T}{P} \right)^2 P^2. \quad (52)$$

Согласно положению 2) в прианодном слое $E_{anod} = U/\alpha_T^{-1}$, откуда следует соотношение $\alpha_T/P = E_{anod}/UP$, совместимое с зависимостью α_T/P от E/P , приведенной на рис. 3а [12], если $E/P \approx 30$ кВ см⁻¹ торр⁻¹ и $\alpha_T/P \approx 0,3$ см⁻¹ торр⁻¹ (рис. 10). Выполним две оценки.

1. Скорость дрейфа электронов в плазме с экранированным полем v_d гораздо меньше скорости в невозмущенном внешнем поле $v_d(U/Pd) \sim 10^7$ см с⁻¹ [54] и уменьшается в процессе поляризации плазмы. Согласно

рис. 3б [12] $u \sim 10^{10}$ см с⁻¹ для $E/P \approx 30$ кВ см⁻¹ торр⁻¹. В результате получается абсолютно нереальная оценка концентрации электронов в плазме $n_e \gg 10^{18}$ см⁻³, так как концентрация молекул $N = 2,7 \times 10^{19}$ см⁻³. Оценка n_e сильно противоречит степени ионизации плазмы $i < 10^{-5}$ объемного разряда в воздухе при $P = 1$ атм [17–19]. Измеренному полному току разряда $I_{\text{disch, exp}} \approx 6$ кА (рис. 1 [7]; рис. 13 [12]) и $n_e = 10^{18}$ см⁻³ при $S \sim 10$ см² [5] соответствует $v_d \approx 4 \times 10^3$ см с⁻¹.

2. С другой стороны, ток во внешней цепи должен равняться току смещения в слое толщиной $\sim \alpha_T^{-1}$. Оценка $I_{\text{ед}} \approx 50$ МА при $P = 1$ атм и той же S на много порядков превосходит измеренный разрядный ток.

В статье [5] авторы пишут, что в экспериментах [18] "...токи пучка (УЭ, Л.Б.) малы и, как правило, измеряются по интенсивности рентгеновского излучения". Но это неправда: ни в экспериментах ВНИИЭФ, ни в исследованиях других групп (см. [19, 62, 65] и цитируемую литературу) слабые токи и энергетические распределения УЭ не измерялись столь ненадежным методом, как по характеристикам рентгеновского излучения. В экспериментах ВНИИЭФ измерялись непосредственно число, длительность импульса, эффективная энергия и энергетические распределения УЭ [18, 19]. По этим характеристикам вычислялись спектры и дозы рентгеновского излучения, которые оказались близки к измеренным.

5. Заключение

В силу изложенного безосновательны утверждения авторов [1–12] о том, что они "показали", "обнаружили" и т.п. Авторами не "...показано...", что критическое напряжение..., при котором УЭ составляют значительную долю, является универсальной...функцией..." Pd , а это просто декларируется, и сама "универсальная" функция $\xi(E/P)$ есть известная функция $\alpha_T(E/P)/P$, которую согласно необоснованному мнению авторов [1, 2, 12] предыдущие поколения исследователей газовых разрядов всегда описывали формулой (4) работ [1, 2], как известно, справедливой в ограниченном интервале значений E/P .

Авторы [12] на с. 960 пишут: "Кривая ухода $U_{\text{cr}}(Pd)$ является универсальной характеристикой газа, в то время как кривая зажигания $U_{\text{br}}(Pd)$ зависит от модели, описывающей зажигание разряда, в частности, от свойств электродов". Неверно, кривые $U_{\text{br}}(Pd)$ являются фундаментальными именно потому, что они учитывают не только ионизацию электронным ударом, но также множество других процессов, в том числе, процессы на электродах, а в $U_{\text{cr}}(Pd)$, как следствие соотношения (31) с константой справа, которую авторы [12] считают довольно произвольной, включена только ионизация газа электронным ударом без учета множества элементарных процессов в газе с участием ионов, фотонов, быстрых атомов и того обстоятельства, что разряд развивается в самосогласованном электрическом поле и самосогласованно с электродными процессами. Так, с тем же основанием можно считать АЭЭ фундаментальной, а ВЭЭ [66, 67] нет, но такова природа: при очень большой плотности тока АЭЭ сменяется ВЭЭ, которая оказывается столь же фундаментальной как АЭЭ при малых плотностях тока. Совсем уж нелепо утверждать, что $U_{\text{br}}(Pd)$ зависит от модели, а $U_{\text{cr}}(Pd)$

нет, поскольку она универсальна. Нельзя же считать универсальным линейное уравнение (6), из которого следует критерий (31) и, следовательно, кривая $U_{\text{cr}}(Pd)$: линейный характер протекания любого процесса крайне ограничен. Кривые $U_{\text{br}}(Pd)$ измерены во множестве газов с электродами из различных материалов, а соответствующая модель может быть или не быть адекватной.

Представления авторов [1, 2, 12] могут иметь отношение к "открытому разряду", т.е. разряду при $P \ll 1$ атм, где $\alpha_T d < 1$, но претензии авторов на принципиальную новизну критерия (31) ничем не обоснованы. Доказательство "таунсендовского механизма ионизации" таковым не является, а интерпретация динамики разрядов в плотных газах (вплоть до $P = 1$ атм) при очень высоких перенапряжениях на основе этого механизма неадекватна, как несоответствующая результатам огромного числа экспериментов [18, 19, 24, 28, 53, 54, 56, 62, 65, 66]. Интерпретация экспериментов по УЭ в разрядах в плотных газах при высоких перенапряжениях на основании неравенства $\alpha_T d < 1$ и трактовка результатов численного моделирования неубедительны. Если авторы [1, 2] предполагали создание модели, объединяющей размножение и ускоренное движение электронов, то необходимо было использовать уравнение движения и уравнение баланса числа электронов, а не соотношение (31), означающее, по сути, отсутствие ионизации электронным ударом. Что же касается того, что "...явление убегающего...не определяется преобладанием ускорения над торможением за счет столкновений..." [1], то убегающее со времен опубликования статей Вильсона [20] и Эддингтона [21], действительно, "принято считать" [1] эквивалентным ускоренному или равномерному движению электрона с сохранением энергии в области падающих сечений элементарных взаимодействий, а точнее, согласно [48], в области энергий $\varepsilon \in [\varepsilon_{\text{th}}, \varepsilon_3]$. Суть явления тривиальна: доминирование ускоряющей силы над диссипативной ("убегание от столкновений" [22]), но описание динамики разрядов с УЭ даже в одномерной постановке является сложной задачей, а соответствующие расчеты на ЭВМ крайне трудоемки в связи с необходимостью моделирования в самосогласованном поле кинетики бурно растущего числа электронов в широком энергетическом диапазоне. Известны довольно полные модели, выполнены соответствующие численные расчеты (см., например, [18, 19, 22, 28, 57, 62, 63, 65, 66, 68–70] и цитированную литературу).

Механизм ускорения электронов в плотных газовых средах на фронте поляризующихся плазменных каналов, предлагаемый авторами [3–8, 12], давно опубликован, интерпретация на его основе результатов экспериментов в рамках "нелокального" критерия убегающего (31) не соответствует физике газоразрядных процессов, а само обращение к простейшему варианту поляризационного ускорения является регрессом. В механизм формирования объемных разрядов в плотных газах не вносится ничего нового по сравнению с уже опубликованными работами [16–19], но делаются ошибки.

Авторы [7] утверждают, что "зарегистрировали электроны с аномально высокими энергиями (превышающими eU), о которых сообщалось ранее [14, 18]". В статье [14], опубликованной в 1974 г., действительно, о генерации ЭАЭ сообщалось и также на основании кривых поглощения, но в обзоре 1990 г. [18] приведены

результаты всесторонних экспериментальных исследований: измерены спектры ЭАЭ (см. рис. 9), установлен момент генерации, исследованы зависимости числа ЭАЭ N_e и их энергии от электрических характеристик разряда и генератора импульсов высокого напряжения, выполнен контрольный эксперимент по измерению энергии электронов методом задерживающего потенциала, исследовано тормозное излучение ЭАЭ. Все полученные результаты интерпретированы в рамках непротиворечивого механизма поляризационного самоускорения УЭ, являющегося экстраполяцией стримерного механизма Ретера в область высоких перенапряжений. Заметим, что форма фронта плазмы несущественна для поляризационного самоускорения УЭ: фронт может быть и плоским, как того хотят авторы [12]. Механизм формирования объемных разрядов в воздухе при $P = 1$ атм с предыонизацией импульсом ЭАЭ основан на экспериментально установленных фактах [18, 19]:

1) ЭАЭ генерируются в прикатодной области во время нарастания тока проводимости, что является основным аргументом в пользу предыонизации импульсом ЭАЭ;

2) длительность импульса ЭАЭ $\Delta t_e < 0,5$ нс, а, скорее всего, $\Delta t_e \approx 0,05$ нс;

3) ЭАЭ распределены в узком интервале энергии 180–320 кВ для $d = 0,5–3,5$ см;

4) число ЭАЭ $N_e \approx 10^9$.

Авторы [3, 8] предлагают назвать обнаруженный "...эффект формирования электронного пучка за счет лавинного размножения СЛЭП-эффектом (СЛЭП — сверхкороткий лавинный электронный пучок), а объемный разряд, инициируемый пучком, ... — ОРИПЭЛ-разрядом (ОРИПЭЛ — объемный разряд, инициируемый пучком электронов лавин)" [3]. Но в режимах разрядов [3–9, 11, 12] нет ничего принципиально нового по сравнению с режимами разрядов в плотных газах при высоких перенапряжениях, результаты многолетних исследований которых изложены в [18, 19]. В своих утверждениях о долях УЭ авторы [1–9] допускают произвол. Они считают, что "...найден режимы, отличающиеся по ряду параметров от режимов, описанных в [18, 28, 66]". Нет в [3–9] нового режима разряда! Режим все тот же: на фронте импульса напряжения, а, точнее, во время нарастания импульса тока формируется пучок УЭ.

То новое, на что могут претендовать авторы, — необычайно высокая эффективность генерации УЭ: им как будто удалось вывести из разряда кроме ЭАЭ "обычные" УЭ с энергиями $\varepsilon < eU_{\max}$, на реальность генерации которых прямо указано в [18, 19], но которые не удалось непосредственно обнаружить: в энергетических спектрах УЭ разрядов в воздухе при $P = 1$ атм, измеренных методом магнитной спектроскопии, в интервале энергий $\Delta \varepsilon \approx 50–150$ кэВ УЭ просто отсутствовали [18, 19] (см. рис. 9). Но, действительно ли это удалось авторам [3–9]? При напряжениях, гораздо более высоких, чем в [3–9], во всех экспериментах при $P = 1$ атм, описанных в [18, 19], зарегистрированы только ЭАЭ, хотя слой вещества до детектора были не толще, чем в [3–9]. Эффективная генерация потоков УЭ начинается при уменьшении давления ниже 100 торр: в энергетических спектрах появляются "обычные" УЭ с энергиями в области 50–200 кэВ (см. рис. 9), а длительность импульса УЭ увеличивается с уменьшением давления [18, 19],

приближаясь к длительности импульса высокого напряжения.

Пучок УЭ регистрируется в начале импульса напряжения, а само напряжение практически не уменьшается или даже растет в течение нескольких наносекунд [3, 4, 9]. Если поле в основном объеме экранировано плазмой, в приэлектродных областях его напряженность должна оставаться огромной пока держится высокое напряжение. Почему же тогда длительность импульса УЭ гораздо меньше длительности импульса напряжения, а не равна ей? В связи с сильным электромагнитным излучением от наносекундных генераторов и разряда интересно было бы видеть осциллограммы тока УЭ, напряжения и полного тока разряда в такой редакции эксперимента, чтобы УЭ полностью поглощались в материале, пропускающем электромагнитную наводку.

По сути, во всех статьях [3–9, 12] приводится один экспериментальный результат: по мнению авторов, показана способность высоковольтных наносекундных разрядов при атмосферном давлении генерировать токи УЭ на два порядка большие, чем в экспериментах, описанных в работах [18, 19]. К сожалению, скудость экспериментальной информации не позволяет выполнить строгий анализ и оценить достоверность этого результата. Авторы приводят амплитудное значение полного тока в разряде, его плотность на аноде, но нет ни одной осциллограммы этой важной характеристики. Энергия УЭ определялась по поглощению в металлических фольгах, но ни в одной из семи опубликованных статей по эксперименту не нашлось места для кривой поглощения электронов и описания методики восстановления распределения электронов по энергиям.

Авторы [1, 2, 10, 12] игнорируют множество процессов, фундаментальных в механизме пробоя, сводя его к крайне ограниченному экспоненциальному размножению электронов и не менее ограниченному закону подобия Пашена: при одном и том же Pd , но малом d и большом P пробой развивается не так, как в обратном случае. Например, при $P = 100$ торр и $d = 0,001$ см в пробое должна участвовать АЭЭ с микровыступов, особенно при больших перенапряжениях, а в случае $P = 0,001$ торр и $d = 100$ см это исключено, хотя в обоих случаях $Pd = 0,1$ торр см. Хочется надеяться, что авторы [12] учтут сложность и многообразие микроскопических процессов, отвечающих за развитие газового разряда. Особенно хочется надеяться, что будет пересмотрен "новый" критерий убегания и выполнены аккуратные измерения токов УЭ в разрядах при атмосферном давлении. Если токи УЭ столь велики, как утверждается в статьях [3–7, 12], причем, напряжение после импульса УЭ не коллапсирует, то не за горами время, когда можно будет, просто подавая импульсы высокого напряжения между двумя электродами прямо в открытом воздухе, получать потоки электронов и рентгеновского излучения, сравнимые с потоками, которые сейчас получают с помощью высокотехнологичных вакуумированных ускорительных трубок.

Список литературы

1. Ткачев А Н, Яковленко С И *Письма в ЖЭТФ* 77 264 (2003)
2. Ткачев А Н, Яковленко С И *Письма в ЖТФ* 29 (16) 54 (2003)
3. Тарасенко В Ф, Орловский В М, Шунайлов С А *Иzv. вузов. Физика* 46 (3) 94 (2003)
4. Тарасенко В Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* 77 737 (2003)

5. Алексеев С Б и др. *ПТЭ* (4) 81 (2003)
6. Алексеев С Б, Орловский В М, Тарасенко В Ф *Письма в ЖТФ* **29** (10) 29 (2003)
7. Алексеев С Б и др. *Письма в ЖТФ* **29** (16) 45 (2003)
8. Костыря И Д и др. *Письма в ЖТФ* **30** (10) 31 (2004)
9. Тарасенко В Ф и др. *ЖТФ* **30** (3) 30 (2004)
10. Бойченко А М, Ткачев А Н, Яковленко С И *Письма в ЖЭТФ* **78** 1223 (2003)
11. Яковленко С И, Тарасенко В Ф, в сб. *Труды Звенигородской конф. по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Звенигород, Московская обл., Россия, 16–20 февраля 2004 г., с. 177*
12. Тарасенко В Ф, Яковленко С И *УФН* **174** 953 (2004)
13. Ткачев А Н, Яковленко С И *ЖТФ* **74** (3) 91 (2004)
14. Тарасова Л В и др. *ЖТФ* **44** 564 (1974)
15. Бабич Л П и др. *Письма в ЖТФ* **1** 166 (1975)
16. Бабич Л П, Лойко Т В, Тарасова Л В *Изв. вузов. Радиофизика* **20** 637 (1977)
17. Бабич Л П и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **25** 1131 (1982)
18. Бабич Л П, Лойко Т В, Цукерман В А *УФН* **160** (7) 49 (1990)
19. 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)
20. Wilson C T R *Proc. Cambridge Philos. Soc.* **22** 534 (1924)
21. Eddington A S *Nature* (Suppl.) (2948) 25 (1926)
22. Kunhardt E E, Tzeng Y, Voeuf J P *Phys. Rev. A* **34** 440 (1986)
23. Giovanelli R G *Philos. Mag.* **40** 206 (1949)
24. Лозанский Э Д, Фирсов О Б *Теория искры* (М.: Атомиздат, 1975)
25. Bethe H, Ashkin J, in *Experimental Nuclear Physics* Vol. 1. Pt. 2 (Ed. E Segre) (New York: Wiley, 1953)
26. Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1989)
27. Gurevich A V et al., in *Proc. of the XV Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Minsk, USSR, July 14–18* (Contributed Papers, Pt. II) (Minsk, 1981) p. 603
28. Райзер Ю П *Физика газового разряда* 2-е изд. (М.: Наука, 1992)
29. Бабич Л П, Станкевич Ю Л *ЖТФ* **42** 1669 (1972)
30. Peterson L R, Green A E S *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **1** 1131 (1968)
31. Голант В Е, Жилинский А П, Сахаров И Е *Основы физики плазмы* (М.: Атомиздат, 1977)
32. Бабич Л П *ЖЭТФ* **125** 808 (2004)
33. Holstein T *Phys. Rev.* **70** 367 (1946)
34. Roussel-Dupré R A et al. *Phys. Rev. E* **49** 2257 (1994)
35. Гуревич А В, Зыбин К П *УФН* **171** 1177 (2001)
36. Бабич Л П, Куцык И М *ТВТ* **33** 191 (1995)
37. Бабич Л П и др. *Докл. РАН* **394** 320 (2004)
38. Бабич Л П и др. *Физика плазмы* **30** 666 (2004)
39. Бохан П А, Колбычев Г В *ЖТФ* **51** 1823 (1981)
40. Колбычев Г В *Оптика атмосферы и океана* **14** 1056 (2001)
41. Бохан А П, Бохан П А *Оптика атмосферы и океана* **15** 216 (2002)
42. Thomas W R L *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **2** 551 (1969)
43. Ульянов К Н, Чулков В В *ТВТ* **27** 807 (1989)
44. Tran Ngoc An, Marode E, Johnson P C *J. Phys. D: Appl. Phys.* **10** 2317 (1977)
45. Gurevich A V, Milikh G M, Roussel-Dupré R *Phys. Lett. A* **165** 463 (1992)
46. Kunhardt E E, Byszewski W W *Phys. Rev. A* **21** 2069 (1980)
47. Ульянов К Н, Чулков В В *ЖТФ* **58** 328 (1988)
48. Бабич Л П *ТВТ* **33** 659 (1995)
49. Гуревич А В *ЖЭТФ* **39** 1296 (1960)
50. Bakhov K I, Babich L P, Kutsyk I M *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-28** 1254 (2000)
51. Chanin L M, Rork G D *Phys. Rev.* **133** 1005 (1964)
52. Penning F M *Proc. K. Ned. Akad. Wet.* **34** 1305 (1931)
53. Meek J M, Craggs J D *Electrical Breakdown of Gases* (Oxford: Clarendon Press, 1953) [Мик Д, Крэгс Д *Электрический пробой в газах* (М.: ИЛ, 1960)]
54. Месяц Г А, Бычков Ю И, Кремнев В В *УФН* **107** 201 (1972)
55. Kūčikarpaci H N, Saelee H T, Lucas J J. *Phys. D: Appl. Phys.* **14** 9 (1981)
56. Raether H *Electron Avalanches and Breakdown in Gases* (Washington: Butterworths, 1964) [Петер Г *Электронные лавины и пробой в газах* (М.: Мир, 1968)]
57. Lauer E J, Yu S S, Cox D M *Phys. Rev. A* **23** 2250 (1981)
58. Гусева Л Г *ЖТФ* **40** 2253 (1970)
59. Дикиджи А Н, Клярфельд Б Н *ЖТФ* **25** 1038 (1955)
60. Колбычев Г В *ЖТФ* **52** 511 (1982)
61. Сливков И Н *Процессы при высоком напряжении в вакууме* (М.: Энергоатомиздат, 1986)
62. Byszewski W W, Reinhold G *Phys. Rev. A* **26** 2826 (1982)
63. Kunhardt E E, Tzeng Y *Phys. Rev. A* **38** 1410 (1988)
64. Douglas-Hamilton D H *J. Chem. Phys.* **58** 4820 (1973)
65. Королев Ю Д, Месяц Г А *Физика импульсного пробоя газов* (М.: Наука, 1991)
66. Королев Ю Д, Месяц Г А *Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде* (Новосибирск: Наука, 1982)
67. Месяц Г А *Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга* (М.: Наука, 2000)
68. Macheret S O, Shneider M N, Miles R B *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-30** 1301 (2002)
69. Tzeng Y, Kunhardt E E *Phys. Rev. A* **34** 2148 (1986)
70. Kunhardt E E, Tzeng Y *Phys. Rev. A* **34** 2158 (1986)
71. Кремнев В В, Месяц Г А, Янкевич Ю И *Изв. вузов. Физика* (2) 201 (1972)
72. Атражев В М, Якубов И Т *ТВТ* **23** 625 (1985)
73. Трубников Б А "Столкновения частиц в полностью ионизированной плазме", в кн. *Вопросы теории плазмы* Вып. 1 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 98

Analysis of a new electron runaway mechanism and of record-high runaway electron currents supposedly achieved in dense gas discharges

L.P. Babich

Russian Federal Nuclear Center — All-Russia Scientific Research Institute for Experimental Physics,
 prosp. Mira 37, 607188 Sarov, Nizhnii Novgorod Region, Russian Federation
 Tel. (7-83130) 4-45 98. Fax (7-83130) 4-57 38. E-mail: babich@elph.vniief.ru

The paper by Tarasenko and Yakovlenko's (*Usp. Fiz. Nauk* **174** 953 (2004) [*Phys. Usp.* **47** 887 (2004)]) is critically reviewed. It is shown that their proposed runaway criterion for electrons in dense gases is flawed and that the 'upper' $U(Pd)$ curve does not actually exist. The only real portion of the curve is the Z-shaped small- Pd one, which has been known since the early 1930s for helium (as have the decrease of the ionization coefficient with E/P and the existence of Pd_{\min}). The authors' 'record' values of runaway electron currents at $P = 1$ atm are questioned. The proposed electron acceleration mechanism is long since known, and interpreting it based on the record current idea is in fact fitting a formula which implies no electron multiplication but which the authors 'view' as a runaway criterion. The authors' discussion of the formation mechanism of volume discharges tells nothing new and contains errors.

PACS numbers: 41.75.Fr, **51.50.** + v, 52.80.Dy

Bibliography — 73 references

Received 28 February 2005

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **175** (10) 1069–1091 (2005)

Physics–Uspekhi **48** (10) (2005)