

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Механизм убегания электронов в плотных газах и формирование мощных субнаносекундных электронных пучков

В.Ф. Тарасенко, С.И. Яковленко

Рассматривается новое понимание механизма генерации пучка убегающих электронов в газах. Показано, что таунсендовский механизм размножения электронов справедлив даже для сильных полей, при которых можно пренебречь ионизационным трением электронов. Предложен нелокальный критерий убегания, определяющий универсальную для данного газа двузначную зависимость критического напряжения от pd (p — давление газа, d — расстояние между электродами), имеющую в отличие от известных кривых Паушена дополнительную верхнюю ветвь и разделяющую разрядный промежуток на область эффективного размножения электронов и область, которую они покидают, не успев размножиться. Обсуждаются эксперименты по получению пучков с субнаносекундной длительностью импульса и амплитудой в десятки сотни ампер при атмосферном давлении различных газов, а также реализация объемного наносекундного разряда с большой удельной мощностью возбуждения без предыонизации разрядного промежутка от дополнительного источника.

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

Содержание

1. Введение (953).
 2. Размножение электронов и убегающие электроны (954).
2.1. Локальный критерий убегания электронов. 2.2. Размножение электронов. 2.3. Нелокальный критерий убегания. 2.4. О критерии зажигания самостоятельного разряда.
 3. Формирование пучков электронов в плотных газах (961).
3.1. Эксперименты по формированию пучков электронов в плотных газах. 3.2. О механизме формирования пучка электронов при атмосферном давлении.
 4. О формировании наносекундного разряда при атмосферном давлении (965).
4.1. Эксперименты по формированию объемного разряда при атмосферном давлении без дополнительного источника предыонизации. 4.2. О механизмах предыонизации. 4.3. Фронт размножения фона в неоднородном поле.
 5. Заключение (970).
- Список литературы (970).

1. Введение

В настоящем обзоре рассмотрены три аспекта физики разрядов в газах при давлении порядка атмосферного, связанные с генерацией мощных субнаносекундных электронных пучков. Во-первых, дан обзор работ, которые сформировали новое понимание механизма генерации пучка убегающих электронов в газах (раздел 2). Во-вторых, изложены результаты экспериментов по получению электронных пучков субнаносекундной длительности с рекордно большой амплитудой тока в газонаполненных диодах атмосферного давления (раздел 3). В-третьих, анализируются некоторые свойства объемных разрядов наносекундной длительности, позволившие получить эти мощные пучки (раздел 4).

Как известно, в полностью ионизованной плазме, находящейся в достаточно сильном электрическом поле реализуется режим убегания (или "просвиста") электронов, который характеризуется тем, что основная масса электронов на длине свободного пробега получает от поля больше энергии, чем теряет в упругих столкновениях, и электроны непрерывно ускоряются. Явление убегания электронов в плазме предсказано давно [1] — были проведены численные расчеты [2, 3] и аналитическое рассмотрение для слабых полей [4]. Это явление имеет существенное значение для диагностики и энергобаланса примесей в плазме токамаков [5].

Явление убегания электронов наблюдается и в газах (см. приведенные ссылки в обзоре [6] и монографиях [7, 8]). На его основе в газах небольшой плотности создаются так называемые открытые разряды [9–13], используемые, в частности, для накачки лазеров [9, 14, 15]. Принято считать, что убегание электронов в газе

В.Ф. Тарасенко. Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055 Томск, просп. Академический 2/3, Российская Федерация
Тел. (3822) 49-16-85. Факс (3822) 49-24-10
E-mail: vtf@loi.hcei.tsc.ru

С.И. Яковленко. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119942 Москва, ул. Вавилова 38, Российская Федерация
Тел. (095) 132-82-80, (095) 132-81-45. Факс (095) 135-79-22
E-mail: syakov@kapella.gpi.ru, s.yakov@g23.relcom.ru

Статья поступила 3 декабря 2003 г.,
после доработки 14 апреля 2004 г.

описывается примерно так же, как и в полностью ионизованной плазме, т.е. предполагается, что оно возникает, когда сила, действующая на электрон со стороны электрического поля, превышает силу торможения [6–8]. Однако из численного моделирования и аналитического рассмотрения следует вывод, что в газе достаточно большой протяженности не происходит непрерывного ускорения основной массы электронов [16–19]. При сколь угодно больших величинах напряженности поля для подавляющего большинства электронов, начиная с некоторых значений расстояния от катода, имеет место таунсендовский режим ионизации, 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.

Обычный подход [6–8] приводит к локальному критерию для напряженности электрического поля, определяющему условие, при котором, как принято считать, появляется много убегающих электронов. 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.

В разделе 2 рассмотрены причины, по которым обычный подход не может применяться к основной массе электронов в условиях их размножения и соответственно локальный критерий не может использоваться для описания условий формирования мощного пучка убегающих электронов в газе. Предложен нелокальный критерий убегания электронов в виде универсальной для данного газа двузначной зависимости для "критического" напряжения U_{cr} от pd (p — давление газа, d — расстояние между плоскими электродами). Эти кривые отделяют область эффективного размножения электронов от области, в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться. Приведены результаты моделирования коэффициентов Таунсенда для гелия, неона, ксенона, азота и гексафторида серы.

Изучение механизма формирования убегающих электронов в газе сейчас приобретает особую актуальность в связи с получением электронных пучков субнаносекундной длительностью с рекордно большой амплитудой тока (~ 70 А в воздухе, ~ 200 А в гелии [20–25]) при атмосферном давлении. В разделе 3 изложены результаты экспериментов по генерации мощных субнаносекундных электронных пучков при атмосферном давлении и рассмотрены некоторые аспекты механизма формирования электронного пучка при выполнении нелокального критерия убегания электронов. Установлено, что электронный пучок формируется на стадии, когда плазма, образующаяся на катоде, подходит к аноду на малое расстояние. Она как бы приближает катод к аноду, что приводит к выполнению нелокального критерия убегания электронов. При этом напряжение U и параметр pd оказываются вблизи верхних ветвей кривых, характеризующих критерий ухода электронов без размножения.

Стадия формирования плазменного катода, приближающегося к аноду, рассмотрена в разделе 4. Продемонстрирован режим самостоятельного наносекундного разряда в плотном газе, когда напряжение на промежутке максимально в квазистационарной стадии разряда. При этом удельная мощность энерговода может

превышать 400 МВт см $^{-3}$. Рассмотрена роль преионизации быстрыми электронами, эмитируемыми плазменными выступами на катоде, а также волна размножения электронов от анода к катоду.

2. Размножение электронов и убегающие электроны

2.1. Локальный критерий убегания электронов

2.1.1. Традиционный подход. Остановимся кратко на основных моментах вывода локального критерия убегания электронов (подробный вывод см., например, в [6, с. 53], [7, с. 71], [8, с. 74]). Считается, что в установившемся потоке электронов от катода к аноду распределение близко к моноэнергетическому [8]. Для энергии электрона ε , находящегося в электрическом поле напряженности E , в наиболее простом случае используется следующее уравнение баланса:

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

Здесь x — расстояние от катода, $F(\varepsilon)$ — сила трения, обусловленная столкновениями электрона с атомами газа. Для силы трения в нерелятивистском случае часто используется [7] простое выражение, основанное на приближении Бете:

$$F(\varepsilon) = \frac{2\pi e^4 ZN}{\varepsilon} \ln\left(\frac{2\varepsilon}{I}\right). \quad (2)$$

Здесь Z — число электронов в атоме или молекуле нейтрального газа, N — плотность частиц нейтрального газа, I — средняя энергия неупругих потерь. Несмотря на грубый характер приближения (2), оно, как и более точные расчеты, дает максимум зависимости силы от энергии электрона $F_{max} = F(\varepsilon_{max})$ (рис. 1), который достигается при $\varepsilon_{max} = 2,72I/2$. Для гелия $I = 44$ эВ, $\varepsilon_{max} = 2,72I/2 = 60$ эВ; более точный расчет дает $\varepsilon_{max} \approx 100$ эВ. Для азота $I = 80$ эВ, $\varepsilon_{max} = 2,72I/2 = 109$ эВ; более точный расчет дает $\varepsilon_{max} \approx 103$ эВ.

Согласно традиционному подходу [6–8] условием получения убегающих электронов в газе является требование большой напряженности поля $E > E_{cr1}$, где критическая напряженность поля E_{cr1} определяется макси-

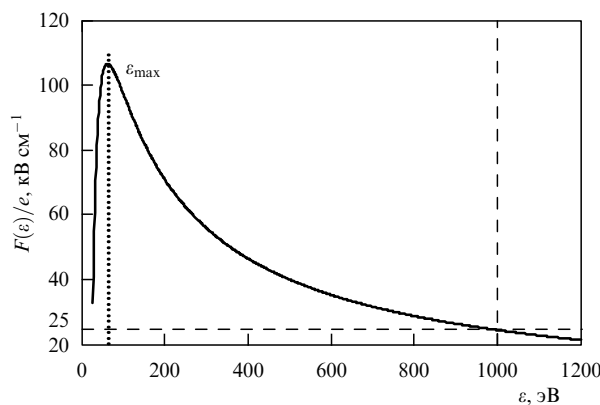


Рис. 1. Зависимость от энергии электрона силы ионизационного торможения, отнесенной к заряду электрона, для гелия при атмосферном давлении.

мальным значением силы торможения, $E_{cr1} = F_{max}/e$. Например, при использовании (2) для критического поля имеем [7]:

$$E_{cr1} = \frac{4\pi e^3 ZN}{2,72I}, \quad \text{или} \quad \frac{E_{cr1}}{p} = 3 \times 10^3 \frac{Z}{I} [\text{В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}], \quad (3)$$

где p — давление газа при 300 К, а I измеряется в электронвольтах. Для гелия, например, $E_{cr1}/p \approx 140 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$, для азота $E_{cr1}/p \approx 590 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$.

Критерий $E > E_{cr1}$ является локальным в том смысле, что критическое поле E_{cr1} определяется только свойствами нейтральных частиц и плотностью газа в рассматриваемой точке пространства.

Приведем простые соображения, объясняющие, почему режим просвиста, т.е. непрерывного ускорения основной доли электронов в газах, на самом деле не реализуется даже при $E > E_{cr1}$, если расстояние до катода достаточно велико.

2.1.2. Ограничение средней энергии вследствие размножения электронов. Обратим внимание на важный факт. Даже при выполнении условия $E > E_{cr1}$ средняя энергия электронов вовсе не будет неограниченно расти с ростом x , даже если полностью пренебречь силой трения. Дело в том, что приведенное в разделе 2.1.1 рассмотрение не учитывает принципиальный момент — размножение электронов. Отметим, что хотя факт размножения электронов является общеизвестным [6–8], влиянию этого процесса на критерий убегания электронов обычно не придавалось значения.

Для определения средней энергии электронов ε^* надо исходить не из (1), а из уравнения, учитывающего изменение числа электронов. В простейшей форме, на уровне приближения (1), закон сохранения энергии имеет вид

$$\frac{d(N_e \varepsilon^*)}{dx} = eEN_e - F(\varepsilon^*)N_e, \quad (4)$$

где $N_e(x)$ — плотность электронов в точке x . Учитывая, что $dN_e/dx = \alpha_i N_e$, где α_i — таунсендовский коэффициент размножения электронов, из (4) получим уравнение для средней энергии ε^*

$$\frac{d\varepsilon^*}{dx} = eE - F(\varepsilon^*) - \alpha_i \varepsilon^*. \quad (5)$$

В отличие от (1) уравнение (5) содержит в правой части отрицательный член $\alpha_i \varepsilon^*$, 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: $\varepsilon^* < \varepsilon_{max}^* = eE/\alpha_i$. Следовательно, придавать (1) смысл уравнения для среднего значения энергии электронов и считать распределение электронов моноэнергетическим — нельзя.

В случае, когда по каким-либо причинам ионизация отсутствует ($\alpha_i = 0$), традиционный подход, основанный на уравнении (1), оказывается справедливым. Например, в полностью ионизованной плазме торможение осуществляется за счет упругих кулоновских столкновений, и подробное рассмотрение дает выражение для критического поля $E_{cr1} = 4\pi e^3 AN/T$ (см., например, [3]), каче-

ственно похожее на (3). Здесь A — так называемый кулоновский логарифм, N — плотность заряженных частиц, T — температура плазмы.

Разумеется, уравнение (5), как и уравнение (1), — приближенное. Оно, в частности, является одномерным и не учитывает, что вторичный электрон обладает некоторой энергией. Однако в отличие от традиционного подхода уравнение (5) достаточно прозрачно иллюстрирует, что при экспоненциальном размножении электронов их средняя энергия, а соответственно и средняя скорость не могут непрерывно увеличиваться с ростом x . На некотором расстоянии (см. раздел 2.3) можно положить, что $d\varepsilon^*/dx = 0$, $\varepsilon^* = \text{const}$.

Из вышесказанного следует, что для большинства электронов таунсендовский режим размножения (в котором доля постоянно ускоряющихся электронов мала) реализуется даже в полях с большой напряженностью $E > E_{cr1}$, когда согласно обычной точке зрения все электроны непрерывно ускоряются. Разумеется, некоторое количество быстрых электронов действительно постоянно ускоряются. Более того, они могут играть существенную роль в предыонизации газа (см. раздел 4.2). Однако доля этих постоянно ускоряющихся электронов должна на некотором расстоянии от катода стать малой по сравнению с общим числом электронов, поскольку средняя энергия электронов на этом расстоянии перестает расти. Рассмотрим в связи с этим результаты численного моделирования.

2.2. Размножение электронов

2.2.1. Используемая модель. Для того чтобы подтвердить предположение о том, что понятие коэффициента Таунсенда не теряет смысл даже при $E > E_{cr1}$, было проведено моделирование размножения и убегания электронов в He [16], Ne¹, Xe [17], N₂ [19] и SF₆ [18] на основе одной из модификаций метода частиц [26]. Рождавшиеся на катоде электроны имели хаотически направленную скорость и начальную энергию, распределенную по Пуассону со средним значением $\varepsilon_0 = 0,2$ эВ. Многократная и ступенчатая ионизация, а также взаимодействие электронов друг с другом и экранировка внешнего поля не учитывались. На малых временных шагах решались уравнения движения всех электронов, и с вероятностями, определяемыми сечениями элементарных процессов, разыгрывались упругие и неупругие столкновения.

Ниже приведены результаты для плоских электродов, находящихся на расстоянии d под напряжением U . Хотя в реальных экспериментах существенную роль играет неоднородность плазмы (см. разделы 3 и 4), указанная плоская модель позволяет выявить многие важные аспекты физики пробоя газа (о методе рассмотрения в случае коаксиальных цилиндров см. [26]).

Для гелия учитывалось возбуждение состояний ²S, ²S', ²P, ²P', для ксенона — состояния 5p⁵6s ($J = 1$) с энергией $E = 8,44$ эВ. В случае гелия использовались данные работ [27–29], а в случае ксенона — [26, 30, 31]. Сечение взаимодействия электрона с молекулой азота определялось по данным работ [32–43]. Учитывалось возбуждение 10 низших электронных состояний моле-

¹ Расчеты для неона проведены А.Н. Ткачевым, А.А. Феденевым и С.И. Яковленко.

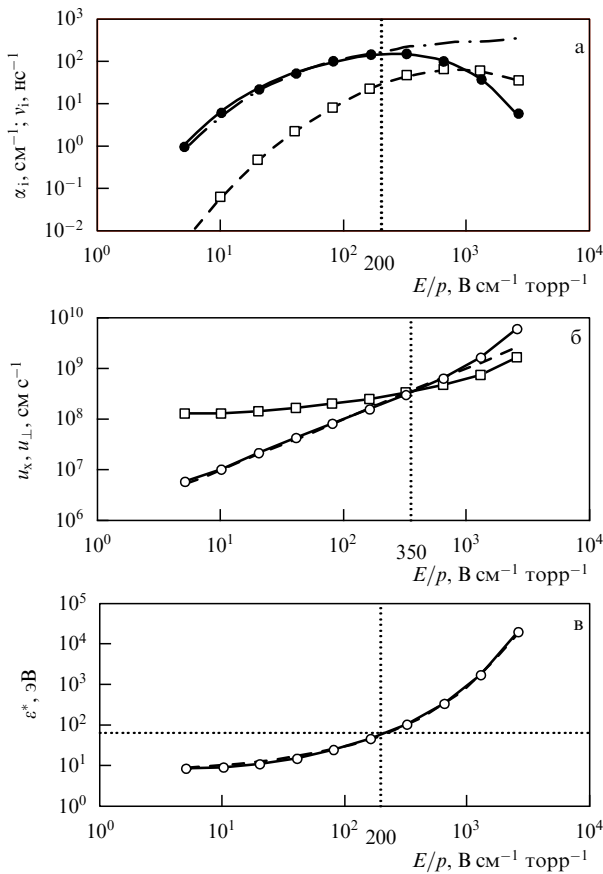


Рис. 2. Зависимость ионизационных и дрейфовых характеристик для гелия от приведенной напряженности поля E/p . Точки получены при различных значениях напряженности поля. Везде, где не оговорено иначе, $N = 3,22 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($p = 100 \text{ торр}$). (а) Нормированные на давление значения коэффициента Таунсенда α_i/p (черные кружки) и частоты ионизации ν_i/p (квадраты). Жирная сплошная кривая соответствует аппроксимации (7), штрихпунктирная кривая — аппроксимации (6). (б) Средняя проекция скорости электронов на ось x , направленную по электрическому полю, u_x (кружки) и средний модуль скорости u_{\perp} в плоскости, перпендикулярной оси x (квадраты). Штриховая прямая — линейная зависимость $u_x = 10^6(E/p) \text{ см с}^{-1}$, где единица измерения E/p — $1 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$. (в) Средняя энергия электрона. Получено моделированием при различных значениях напряженности поля. Штриховая кривая — зависимость $\varepsilon^* = 5,5 \exp(\sqrt{E/(40p)}) \text{ эВ}$, где единица измерения E/p — $1 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$.

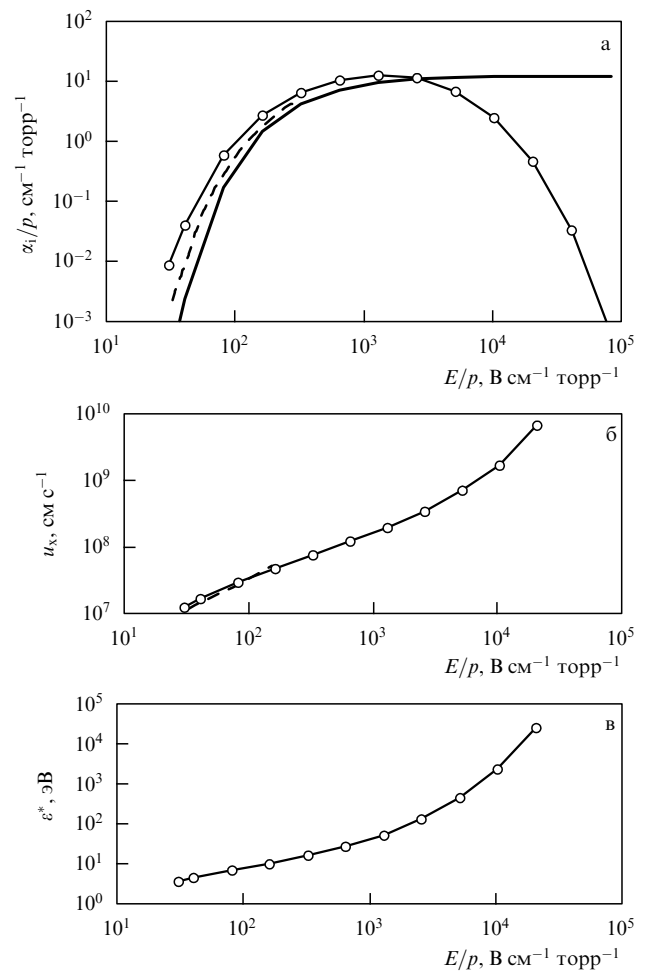


Рис. 3. Зависимость ионизационных и дрейфовых характеристик от приведенной напряженности поля E/p для азота N_2 . Точки получены при различных значениях напряженности поля при $p = 100 \text{ торр}$ ($N = 3,22 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$). (а) Нормированные на давление значения коэффициента Таунсенда α_i/p (кружки), полученные из результатов моделирования при различных значениях напряженности поля. Жирная сплошная кривая соответствует аппроксимации (6), штриховая кривая — результатам моделирования [27]. (б) Средняя проекция скорости электронов на ось x , направленную по электрическому полю, u_x (кружки), штриховая кривая — результаты моделирования [27]. (в) Средняя энергия электронов.

кулы азота и 8 низших колебательных уровней. При моделировании процессов в SF_6 использовались сечения и энергозатраты, основанные на данных работ [44–46].

2.2.2. Таунсендовский режим ионизации. Расчеты [16–19] показывают, что при всех рассмотренных значениях приведенной напряженности поля и достаточно больших расстояниях между электродами d действительно имеет место таунсендовский режим ионизации, а убегающие электроны практически отсутствуют. Тот факт, что режим ионизации именно таунсендовский, подтверждается тем, что с ростом расстояния x от катода, начиная с некоторых значений x , всегда происходит экспоненциальное возрастание числа актов возбуждения и рождения электронов. При этом на достаточно больших расстояниях от катода устанавливаются не зависящие от x значения средней энергии электронов ε^* и средней проекции их скорости на ось x . Максимум функции распре-

деления электронов, долетевших до анода, приходится на малые величины энергии $\varepsilon^* \ll eU$. Как уже отмечалось, все эти признаки таунсендовского режима ионизации имеют место как при $E/p \leq E_{\text{ср1}}/p$, так и при $E/p > E_{\text{ср1}}/p$. Важно лишь, чтобы расстояние d между электродами было достаточно большим (см. ниже и [16]).

Расчеты, проведенные для гелия, неона, ксенона, азота и гексафторида серы (рис. 2–6) показывают, что коэффициент размножения $\alpha_i = (1/N_e) dN_e/dx$, как и принято считать, пропорционален плотности (давлению) газа и может быть записан в виде $\alpha_i(E, p) = p\zeta(E/p)$, где $\zeta(E/p)$ — функция, характерная для данного газа. Для гелия и ксенона известна следующая аппроксимация [8, 47], базирующаяся на экспериментальных данных:

$$\zeta\left(\frac{E}{p}\right) = A \exp\left[-B\left(\frac{p}{E}\right)^{1/2}\right], \quad (6)$$

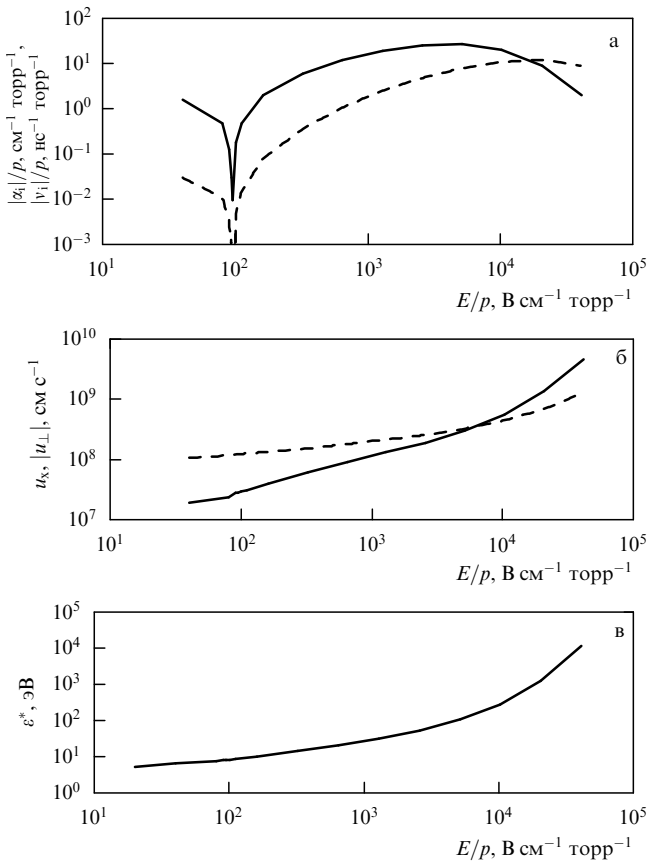


Рис. 4. Зависимость ионизационных и дрейфовых характеристик от приведенной напряженности поля E/p для SF_6 . Точки получены при различных значениях напряженности поля при $p = 100$ торр. (а) Нормированные на давление значения модуля коэффициента Таунсенда $|\alpha_i|/p$ (сплошная кривая) и частоты ионизации $|v_i|/p$ (штриховая кривая). (б) Средняя проекция скорости электронов на ось x , направленную по электрическому полю, u_x (сплошная кривая), и средний модуль скорости $|u_{\perp}|$ в плоскости, перпендикулярной оси x (штриховая кривая). (в) Средняя энергия электрона.

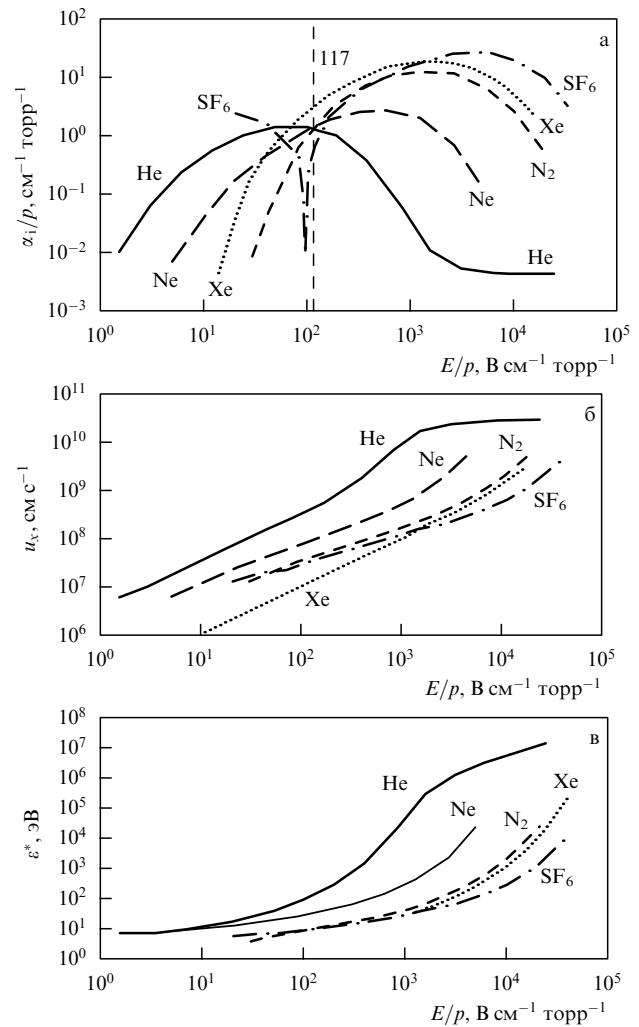


Рис. 6. Зависимость ионизационных и дрейфовых характеристик от приведенной напряженности поля для He, Ne, Xe, N_2 , SF_6 . (а) Нормированные на давление значения коэффициента Таунсенда α_i/p . (б) Средняя проекция скорости электронов на ось x , направленную по электрическому полю, u_x . (в) Средняя энергия электронов. При расчетах характеристик гелия учтены релятивистские эффекты.

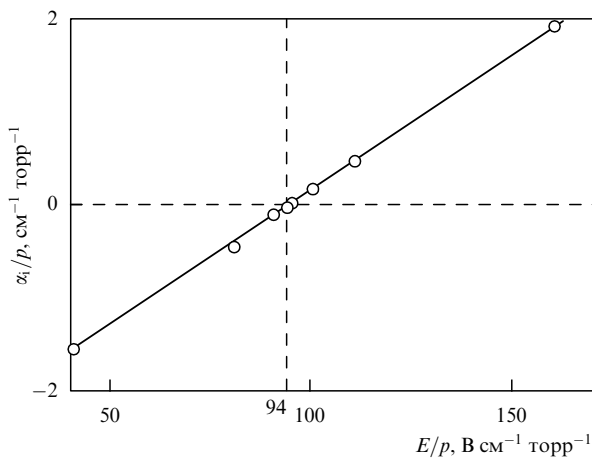


Рис. 5. Зависимость коэффициента размножения для SF_6 в переходной области. Кружки — расчеты; сплошная кривая — линейная зависимость $2,87 \times 10^{-2} E/p - 2,7$, где единица измерения E/p — $1 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$.

где $A = 4,4 \text{ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$, $B = 14 \text{ В см}^{-1/2} \text{ торр}^{-1/2}$ для гелия; $A = 65,3 \text{ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$, $B = 36,1 \text{ В см}^{-1/2} \text{ торр}^{-1/2}$ для ксенона.

Однако расчеты показывают (см. рис. 2, 6), что эта аппроксимация верна, лишь когда приведенная напря-

женность поля не превышает некоторого значения, $E/p < (E/p)_{\text{max}}$; для гелия $(E/p)_{\text{max}} = 200 \text{ В торр}^{-1} \text{ см}^{-1}$; для ксенона $(E/p)_{\text{max}} = 1500 \text{ В торр}^{-1} \text{ см}^{-1}$. При больших значениях E/p коэффициент размножения α_i начинает уменьшаться. Падение α_i с ростом E/p связано с уменьшением сечения ионизации при больших энергиях.

В связи с этим в [16, 17] предложена аппроксимация коэффициента Таунсенда, описывающая его падение:

$$\xi\left(\frac{E}{p}\right) = A \exp\left[-B\left(\frac{p}{E}\right)^{1/2} - C\frac{E}{p}\right], \quad (7)$$

где $A = 5,4 \text{ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$, $B = 14 \text{ В см}^{-1/2} \text{ торр}^{-1/2}$, $C = 0,0017 \text{ см торр В}^{-1}$ для гелия; $A = 7,2 \text{ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$, $B = 16,1 \text{ В см}^{-1/2} \text{ торр}^{-1/2}$, $C = 7 \times 10^{-3} \text{ см торр В}^{-1}$ для неона; $A = 45 \text{ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$, $B = 31,1 \text{ В см}^{-1/2} \text{ торр}^{-1/2}$, $C = 1,7 \text{ см торр В}^{-1}$ для ксенона.

В случае азота используется следующая, основанная на экспериментальных данных аппроксимация [8, 47]:

$$\xi\left(\frac{E}{p}\right) = A \exp\left(-B\frac{p}{E}\right), \quad (8)$$

где $A = 12 \text{ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$, $B = 342 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$ при $E/p = 100 - 600 \text{ В торр}^{-1} \text{ см}^{-1}$; $A = 8,8 \text{ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$, $B = 275 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$ при $E/p = 27 - 200 \text{ В торр}^{-1} \text{ см}^{-1}$.

Расчеты для азота дают $(E/p)_{\text{max}} = 1500 \text{ В торр}^{-1} \text{ см}^{-1}$ (см. рис. 3).

Отметим, что значение пиковой напряженности поля E_{max} неплохо согласуется с приведенной в разделе 2.1.1 оценкой для E_{cr1} , особенно если учесть грубый характер формулы (2). 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} .

2.2.3. Коэффициент Таунсенда в электроотрицательном газе. Представляет интерес рассмотрение механизма размножения электронов в электроотрицательном газе, т.е. в газе с большим сечением прилипания электронов к молекулам. Ввиду конкуренции прилипания и размножения электронов заранее не ясно, в какой мере к электроотрицательному газу применимо понятие коэффициента Таунсенда. В то же время электроотрицательные газы широко используются в различных разрядах, в частности при накачке эксимерных и химических лазеров. В работе [18] рассмотрено размножение и убегание электронов в SF_6 , поскольку для этого газа наиболее хорошо известны характеристики столкновения молекул с электронами.

Расчеты показывают (см. рис. 4, 6), что при достаточно большом значении $E/p > 94 \text{ В торр}^{-1} \text{ см}^{-1}$ и достаточно больших расстояниях между электродами $d > \alpha_i^{-1}$ действительно имеет место таунсендовский режим ионизации. Основные характеристики этого режима качественно выглядят так же, как в случае гелия, неона, ксенона и азота (см. рис. 2, 3, 6). Функция $\xi(E/p)$ имеет максимум при $(E/p)_{\text{max}} \approx 5 \text{ кВ торр}^{-1} \text{ см}^{-1}$.

Существенной особенностью электроотрицательного газа является то, что при напряженности поля меньшей некоторого значения (для SF_6 при $E/p < 94 \text{ В торр}^{-1} \text{ см}^{-1}$) электроны, испускаемые с катода, не размножаются, а преимущественно прилипают к молекулам. При этом устанавливается режим прилипания в некотором смысле противоположный режиму размножения, но, как и режим размножения, характеризующийся экспоненциальной зависимостью как электронного тока, так и числа актов неупругих столкновений. В то же время средняя энергия электронов ε^* и скорости u_x , u_{\perp} не зависят от x . Однако коэффициент размножения становится в этом режиме отрицательным (отрицательный коэффициент Таунсенда).

Прилипание преобладает при таких полях, $E/p < 94 \text{ В торр}^{-1} \text{ см}^{-1}$, при которых средняя энергия электронов $\varepsilon^* < 10 \text{ эВ}$ становится существенно меньше первого порога ионизации газа (20 эВ). В области смены знака коэффициент размножения линейно зависит от приведенной напряженности поля (см. рис. 5).

Отметим, что согласно экспериментальным данным [8] пробой SF_6 происходит при $E/p > 117 \text{ В торр}^{-1} \text{ см}^{-1}$, когда $\xi(E/p) > 0$ (см. рис. 6). В экспериментах [48] установлено, что объемный разряд в SF_6 при $E/p \approx 117 \text{ В торр}^{-1} \text{ см}^{-1}$ тоже перестает формироваться.

2.2.4. Убегание электронов при релятивистских скоростях. Поскольку возможно создание генераторов, в которых мегавольтные напряжения достигаются за наносекунду, представляет интерес вопрос: насколько применимо понятие коэффициента Таунсенда при релятивистских скоростях электронов? Этот вопрос рассмотрен на примере гелия². При учете релятивистских эффектов (см. рис. 6) зависимость коэффициента Таунсенда α_i от E/p после прохождения максимума при $E/p \approx 263 \text{ кВ торр}^{-1} \text{ см}^{-1}$ резко падает, но затем вследствие ограничения средней скорости выходит на почти постоянное значение, после чего начинает слабо расти. Это происходит при $E/p \approx 6,6 \text{ МВ торр}^{-1} \text{ см}^{-1}$, когда $\varepsilon^* \approx 0,5 \text{ МэВ}$, $u_x \approx 2,3 \times 10^{10} \text{ см с}^{-1}$.

2.3. Нелокальный критерий убегания

2.3.1. Критическое напряжение. Таунсендовский режим ионизации устанавливается на некотором расстоянии от катода $x \sim \alpha_i^{-1}$, соответствующем характерной длине размножения. Если расстояние между электродами невелико, $d < \alpha_i^{-1}$, то картина размножения электронов радикально отличается от таунсендовской (подробности см. в [16]). Существенная часть электронов непрерывно ускоряется: с увеличением расстояния x от катода растет как x -компонента скорости электронов, так и средняя энергия ε^* . При этом пик функции распределения по энергии электронов, долетевших до анода, приходится на максимальное значение энергии $eU = eEd$, приобретаемой электроном при пролете от катода до анода.

В работах [16–19], в отличие от традиционного подхода [6–8], предложено считать, что убегающие электроны начинают преобладать, когда расстояние между электродами d становится сравнимым с характерной длиной размножения, т.е. с обратным коэффициентом Таунсенда α_i^{-1} . Убегающие электроны при $\alpha_i d < 1$ преобладают и в спектре электронов, долетевших до анода. Соответственно критерий, определяющий граничное значение напряженности поля E_{cr} , имеет вид

$$\alpha_i(E_{\text{cr}}, p)d = 1.$$

Выделим в коэффициенте Таунсенда в качестве множителя давление или плотность газа и используем то, что второй множитель будет являться функцией только приведенной напряженности поля E/p : $\alpha_i(E, p) = p \xi(E/p)$. Для плоских электродов $E = U/d$, при этом $E_{\text{cr}} = U_{\text{cr}}/d$. Тогда критерий ухода электронов из промежутка между плоскими электродами приобретает вид

$$pd \xi \left(\frac{E_{\text{cr}}}{p} \right) = 1, \quad \text{или} \quad pd \xi \left(\frac{U_{\text{cr}}}{pd} \right) = 1. \quad (9)$$

Соотношение (9) дает неявную зависимость критического напряжения $U_{\text{cr}}(pd)$ от произведения расстояния между электродами на давление pd (рис. 7, 8). Кривая $U_{\text{cr}}(pd)$ отделяет область эффективного размножения электронов от области, в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться, и

² Расчеты с учетом релятивистских эффектов проведены А.Н. Ткачевым и С.И. Яковленко.

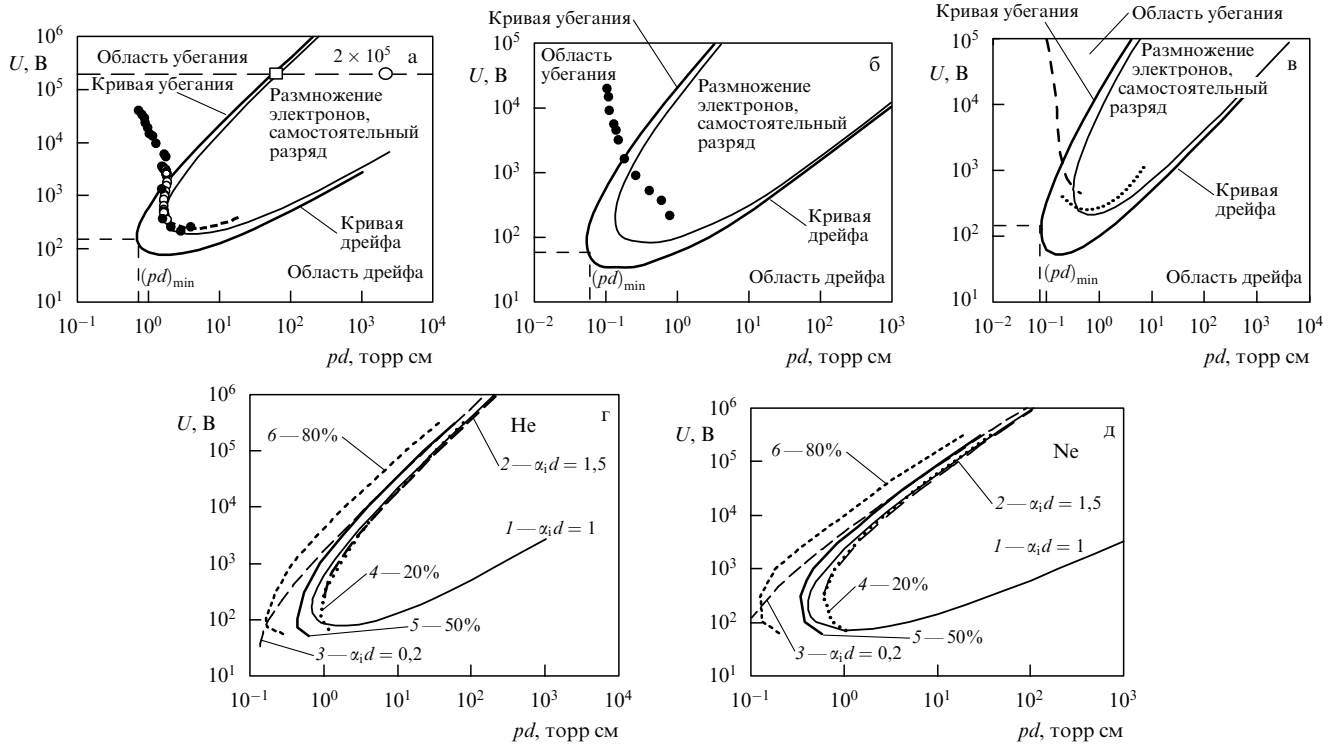


Рис. 7. Универсальные кривые, характеризующие уход, убежание и размножение электронов. Кривые $U_{cr}(pd)$, разграничивающие области ухода и размножения электронов (сплошные жирные кривые) в гелии (а), в ксеноне (б) и в азоте (в); кривые $U_{br}(pd)$, характеризующие критерий зажигания разряда (сплошные тонкие кривые), а также кривые равной эффективности и кривые убежания в гелии (г) и неоне (д). На рисунках а, б черные точки — результаты экспериментов [51], для кривых $U_{br}(pd)$ полагается, что $L = \ln(1 + 1/\gamma) = 2,45$. На рисунке а штриховая кривая — экспериментальные данные из [8]; кружки — эксперименты Пеннинга [50]. Большой кружок соответствует максимальному значению напряжения в экспериментах [24] при атмосферном давлении и расстоянию между электродами $d = 28$ мм. Большой квадрат соответствует ситуации, когда "плазменный катод" приближен к аноду на расстояние $d = 0,7$ мм. На рисунке в для кривой $U_{br}(pd)$ принято $L = \ln(1 + 1/\gamma) = 4,0$; пунктирная кривая — экспериментальные данные из [8], штриховая кривая — расчеты [40]. На рисунках г, д: 1 — кривые убежания при $\alpha_i d = 1$; 2 — кривые убежания при $\alpha_i d = 1,5$; 3 — кривые убежания при $\alpha_i d = 0,2$; 4–6 — кривые эффективности соответственно при $\eta = 20\%$, 50% , 80% . Эффективность η определялась как доля электронов, пришедших на анод с энергией, превышающей две трети от энергии, набираемой при свободном движении, $\epsilon > 2eU/3$.

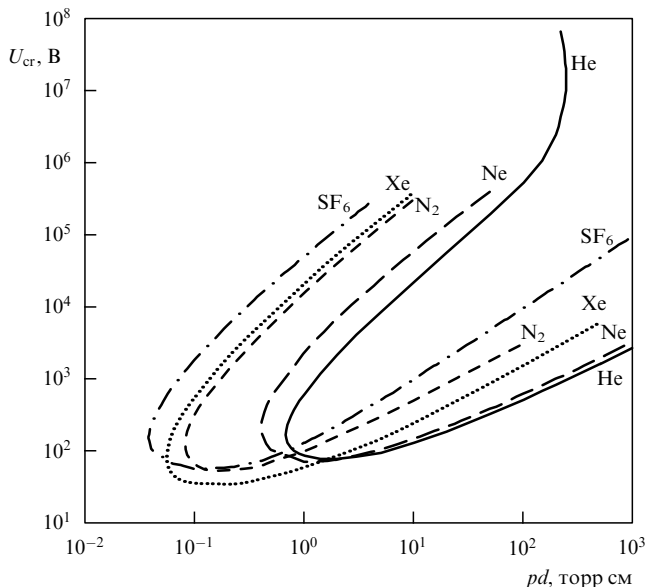


Рис. 8. Универсальные кривые $U_{cr}(pd)$, разграничивающие области ухода и размножения электронов для He, Ne, Xe, N₂ и SF₆. При расчетах характеристик гелия учтены релятивистские эффекты.

является универсальной для данного газа. Будем называть ее кривой ухода электронов (escape curve).

Отметим, что значение E_{cr}/p зависит от pd в отличие от величины E_{cr1}/p , определяемой локальным критерием и зависящей только от характеристик нейтралов. Поэтому по своей сути эти величины совершенно различны: $E_{cr1}/p \approx (E/p)_{max}$, как уже отмечалось в разделе 2.2, соответствует пику коэффициента Таунсенда, а E_{cr}/p определяет критерий ухода электронов.

2.3.2. Нижняя и верхняя ветви кривой ухода. Наличие максимума у зависимости $\xi(E/p)$ определяет подковообразную форму зависимости $U_{cr}(pd)$ для самых разных газов (см. рис. 7). Отметим, что с математической точки зрения, удобнее было бы поменять местами оси абсцисс pd и ординат U_{cr} , т.е. рассматривать pd как функцию U_{cr} . Однако мы этого не делаем, чтобы не отступать от традиции, связанной с кривыми Пашена (см. раздел 2.4).

На кривой ухода электронов $U_{cr}(pd)$ можно выделить нижнюю и верхнюю ветви. Граничной точкой между ними будем считать точку поворота, т.е. точку, в которой достигается минимальное значение $pd = (pd)_{min}$. Покажем, что эта точка соответствует максимуму функции $\xi(x)$.

Рассмотрим pd как функцию U_{cr} . Для условия $d(pd)/dU_{cr} = 0$, соответствующего минимуму зависимости pd от U_{cr} , из выражения (9) имеем $\xi'(x) = 0$, что отвечает максимуму зависимости $\xi(x)$. Таким образом, граничная точка, определяемая как минимальное значе-

ние pd на кривой $U_{cr}(pd)$, как раз соответствует тому значению приведенной напряженности поля $E/p = (E/p)_{max}$, при котором приведенный коэффициент Таунсенда $\alpha_i/p = \xi(E/p)$ проходит через максимум.

Существование верхней ветви кривой ухода $U_{cr}(pd)$ обусловлено падением коэффициента Таунсенда с ростом E/p . Падение коэффициента Таунсенда, в свою очередь, вызвано уменьшением сечения ионизации с ростом энергии налетающего электрона, и тем, что с возрастанием E/p энергия размножающихся электронов увеличивается. Область над верхней кривой соответствует ситуации, когда электроны, набирая большую энергию за время свободного пробега, покидают разрядный промежуток, не успевая эффективно размножиться из-за малых сечений ионизации при больших энергиях. Поэтому область над верхней ветвью кривой ухода естественно называть областью убегания (просвиста) электронов, а верхнюю часть кривой — кривой убегания (gunaway curve).

Нижняя ветвь кривой соответствует растущей части зависимости приведенного коэффициента Таунсенда α_i/p от E/p . В этой области электроны за время свободного пробега успевают набрать сравнительно небольшую энергию, которая соответствует растущей части зависимости сечения ионизации от энергии электрона. Область под нижней кривой $U_{cr}(pd)$ отвечает ситуации, когда электроны дрейфуют от катода к аноду, не набирая энергии, достаточной для эффективного размножения. Поэтому область под нижней ветвью кривой ухода естественно называть областью дрейфа электронов, а нижнюю часть кривой — кривой дрейфа (drift curve).

На кривой ухода электронов $U_{cr}(pd)$ при учете релятивистских эффектов можно выделить три ветви (см. рис. 8). Появление на кривой убегания еще одной точки поворота и, следовательно, дополнительной по сравнению с нерелятивистским случаем третьей ветви, связано с возрастанием из-за релятивистских эффектов сечения ионизации при больших энергиях. В отличие от нерелятивистского случая при $pd > 230$ торр см, размножение электронов происходит при любых напряжениях на разрядном промежутке, превышающих пороговое значение, определяемое кривой дрейфа.

2.3.3. Кривые эффективности формирования электронного пучка. Из определения кривой убегания ясно, что она качественно характеризует долю убегających электронов. Вообще говоря, имеется некоторый произвол в выборе правых частей выражений (9). Правые части в (9) можно положить равными не единице, а например π или $1/\pi$. Однако ясно, что выбор константы в правой части непринципиален. Полагая, например, $\alpha_i d = A = \text{const}$, получим для новой величины U'_{cr} уравнение $pd \xi(U'_{cr}/pd) = A$. Отсюда следует простая связь этих величин: $U_{cr}(pd) = U'_{cr}(pd/A)/A$. При использовании логарифмических масштабов кривая $U'_{cr}(pd)$ получается из кривой $U_{cr}(pd)$ сдвигом по осям.

Хотя кривая ухода качественно характеризует границу размножения и убегания электронов, она не определяет непосредственно долю убегających электронов. Для выявления количественных характеристик были проведены расчеты непосредственно доли убегających электронов η как функции U и pd . При этом эффективность определялась как доля электронов, пришедших на анод с энергией, превышающей две трети от энергии,

набираемой при свободном движении, $\varepsilon > 2eU/3$. Результаты расчета представлены в виде кривых равной эффективности на плоскости (U, pd) (рис. 7г, д).

Расчеты показывают, что при довольно низких значениях эффективности, $\eta \leq 20\%$, кривые убегания практически совпадают с кривыми равной эффективности. При более высоких значениях эффективности кривые убегания совпадают с кривыми равной эффективности лишь при больших значениях U и pd .

2.4. О критерии зажигания самостоятельного разряда

2.4.1. Верхняя ветвь кривой зажигания самостоятельного разряда. Кривую, определяющую критерий зажигания разряда, обычно находят из условия, что каждый электрон должен породить достаточное число ионов, чтобы за счет вторичной электронной эмиссии на катоде родился еще один электрон. Соответственно потенциал зажигания разряда $U_{br}(pd)$ определяют следующим условием (см., например, [8]):

$$\alpha_i(E, p)d = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right), \quad \text{или} \quad pd \xi \left(\frac{U_{br}}{pd} \right) = L, \quad (10)$$

где $L \equiv \ln(1 + 1/\gamma)$, γ — коэффициент вторичной эмиссии электронов.

Сравнивая выражения для критериев зажигания разряда (10) и критериев убегания электронов (9), получаем связь между кривыми ухода и зажигания: $U_{br}(pd) = L U_{cr}(pd/L)$. Эта связь использована при построении кривых $U_{br}(pd)$ на рис. 7.

По сравнению с известной кривой зажигания Пашена полученная зависимость $U_{br}(pd)$ содержит принципиально новую информацию. Как известно, кривые Пашена характеризуются правой и левой ветвями, идущими от минимума $U_{br}(pd)$ в область больших и малых значений pd . Однако кривая зажигания самостоятельного разряда должна содержать согласно [16–19] еще и верхнюю ветвь, обусловленную падением α_i с ростом E/p . Важным следствием проведенного выше рассмотрения является также наличие минимального значения $(pd)_{min}$, при котором еще возможно зажигание самостоятельного разряда за счет размножения электронов в результате ионизации газа в газоразрядном промежутке.

Заметим, что на возможный срыв горения разряда при больших напряжениях было указано в работе [49].

2.4.2. Сравнение с экспериментами при низком давлении.

Следует, однако, отметить, что кривая зажигания $U_{br}(pd)$ не носит такого общего характера, как кривая ухода $U_{cr}(pd)$. Кривая ухода $U_{cr}(pd)$ является универсальной характеристикой данного газа, в то время как кривая зажигания $U_{br}(pd)$ зависит от модели, описывающей зажигание разряда, в частности, от свойств электродов. Например, верхняя ветвь маскируется электродными явлениями и может наблюдаться лишь в открытых разрядах или при достаточно коротких импульсах. Это видно из сравнения результатов наших расчетов с экспериментальными данными для обычных катодов (см. рис. 7).

Как показал еще Пеннинг в 1932 г. [50], кривая Пашена для гелия имеет некоторую петлю с точкой поворота при $pd \approx 1,5$ торр см (рис. 7а). Эта точка поворота хорошо согласуется с приведенными в разделе 2.4.1 результатами расчетов [16]. Пеннинг высказал правиль-

ное предположение, что эта петля обусловлена наличием максимума зависимости сечения ионизации от энергии электрона. Однако такая точка зрения не получила широкой поддержки. По-видимому, это связано с тем (см., например, [51]), что в других инертных газах подобной петли не наблюдается, хотя сечения ионизации для всех элементов имеют максимум. Кроме гелия такого рода петля наблюдалась лишь в ртути [52].

Дело в том, что та часть кривой Пашена, которая лежит левее точки $(pd)_{\min}$, отражает другой механизм зажигания разряда, слабо связанный с размножением электронов в газе. Об этом говорит также и тот факт, что кривые Пашена в этой области зависят от свойств материала не только катода, но и анода [51]. Механизм, описывающий левую ветвь кривых Пашена для гелия, исследовался в работе [53]. Установлено, что трехзначность кривой $U_{br}(pd)$ в области $pd \sim (pd)_{\min}$ обусловлена конкуренцией различных механизмов образования электронов в объеме и на электродах: таунсендовской ионизации; вторичной электронной эмиссии с катода под воздействием быстрых ионов и атомов, образующихся при перезарядке ионов; рассеяния электронов на аноде.

Результаты экспериментов с газами при атмосферном давлении представлены в разделах 3.1 и 4.1. Современная наносекундная техника позволила "проскочить" нижнюю ветвь кривой Пашена и оказаться вблизи кривой убегания до того, как газоразрядная плазма полностью закоротила межэлектродный промежуток.

3. Формирование пучков электронов в плотных газах

3.1. Эксперименты по формированию пучков электронов в плотных газах

3.1.1. Предыстория. В работах [54, 55] впервые было зарегистрировано рентгеновское излучение при атмосферном давлении (в воздухе [54] и в гелии [55]). Это свидетельствовало о наличии ускоренных электронов. Обнаружение ускоренных электронов при атмосферном давлении привлекло внимание многих исследователей к изучению условий их генерации и формирования рентгеновского излучения в газонаполненных диодах при повышенном давлении (см. обзор [6] и приведенные там ссылки). Однако амплитуды тока пучков электронов, создаваемых в молекулярных газах при атмосферном давлении, до недавнего времени не превышали долей ампера [6]. В 2002 г. получены результаты [20–22], показывающие, что можно существенно увеличить амплитуду электронного пучка, формируемого в газовом диоде при атмосферном давлении. Эксперименты проводились с молекулярными газами (воздух, азот), со смесью $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$, а также с He.

Сильноточный электронный пучок был получен при средних значениях параметра E/p как больших критического значения, $E/p \gg E_{cr1}/p$ [21], так и существенно меньших его, $E/p \ll E_{cr1}/p$ [20–23]. Последний результат требовал объяснения. Поэтому для объяснения формирования пучка электронов при $E/p \ll E_{cr1}/p$ в [20, 22, 23] было высказано предположение, что при распространении к аноду образовавшейся у катода плазмы происходит перераспределение электрического поля вдоль разрядного промежутка и в части промежутка между плазмой и фольгой достигается значение поля,

большее E_{cr1} . Иначе говоря, при рассмотрении механизма возникновения пучка в [20, 22, 23] средние значения E/p , реализуемые в экспериментах, сравнивались с критическими E_{cr1}/p , которые были рассчитаны в [7] исходя из традиционного локального критерия убегания электронов (см. раздел 2.1). После появления работы [16] в качестве критического поля был принят параметр E_{cr}/p , определяемый нелокальным критерием (9) [24]. Соответственно было выдвинуто предположение, что основной импульс тока возникает, когда параметр E/p приближается к E_{cr}/p , а точка на плоскости (U, pd) — к "кривой убегания" (см. раздел 3.2).

Сначала изложим экспериментальные результаты [20–25] по исследованию режима формирования электронного пучка в газовом диоде, при котором за анодом достигаются максимальные амплитуды тока пучка.

3.1.2. Экспериментальная установка и методики. Исследования были проведены с использованием трех генераторов наносекундных импульсов с емкостными накопителями энергии (типа СИНУС и РАДАН), которые подробно описаны в [56–58], а также четвертого генератора с индуктивным накопителем энергии [59]. Схематично экспериментальная установка на основе первых трех генераторов представлена на рис. 9. Первый из генераторов импульсов, подробно описанный в работе [56], формировал на согласованной нагрузке 30 Ом импульс с напряжением ~ 200 кВ и длительностью на полувысоте ~ 3 нс при фронте импульса напряжения ~ 1 нс. Импульс напряжения подавался на катод 2 при давлении в газовом промежутке $10^{-2} - 760$ торр.

Использовались два различных катода. Первый катод представлял собой набор трех цилиндров (диаметры 12, 22, 30 мм) из Ti-фольги толщиной 50 мкм, вставленных друг в друга и закрепленных на дюралево-подложке диаметром 36 мм. Все цилиндры имели общую ось. Высота цилиндров уменьшалась на 2 мм от цилиндра с меньшим диаметром к цилиндру с большим диаметром. Второй катод был выполнен из графита в виде таблеток диаметром 29 мм, края которой были закруглены, а выпуклая сторона с радиусом кривизны 10 см была обращена к фольге. Графитовый катод устанавливался на медном держателе диаметром 30 мм. Вывод электронного пучка осуществлялся через AlBe-фольгу 3 толщиной 45 мкм. Зазор газового промежутка изменялся от 10 до 28 мм.

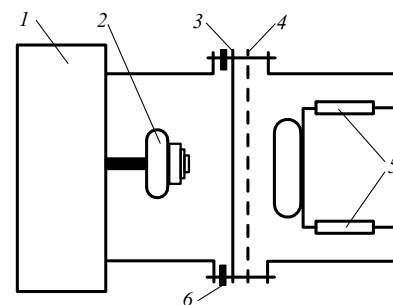


Рис. 9. Блок-схема экспериментальной установки [22]: 1 — генератор, 2 — катод, 3 — фольга или сетка, 4 — дополнительная фольга для измерения энергии электронов пучка, 5 — шунт для измерения тока пучка, 6 — шунт для измерения полного тока в газовом диоде.

Второй генератор (РАДАН-303) имел волновое сопротивление 45 Ом и формировал на согласованной нагрузке импульсы напряжения от 50 до 170 кВ (напряжение холостого хода до 340 кВ) при длительности импульса напряжения на полувысоте ~ 5 нс и фронте импульса напряжения ~ 1 нс [57]. Напряжение на газовом промежутке могло плавно изменяться при изменении зазора основного разрядника.

Третий из использованных генераторов (РАДАН-220) имел волновое сопротивление 20 Ом и формировал на разрядном промежутке импульс напряжения с амплитудой до 220 кВ и длительностью на полувысоте ~ 2 нс при фронте импульса напряжения $\sim 0,3$ нс [58]. Исследовались, как и в большинстве работ, посвященных изучению рентгеновского излучения и быстрых электронов в газовых диодах, плоский анод и катод малого размера, что обеспечивало дополнительное усиление электрического поля у катода. Конструкция газового диода для обоих генераторов РАДАН была одинаковой и подобной используемой в [20, 22–25]. Катод был выполнен из стальной трубки диаметром 6 мм и толщиной стенки 50 мкм, закрепленной на металлическом стержне такого же диаметра, либо из графитового стержня диаметром 6 мм с закругленными или острыми краями. Плоский анод, через который осуществлялся вывод электронного пучка, был образован либо AlBe-фольгой толщиной 40 мкм, либо Al-фольгой толщиной 10 мкм, либо сеткой с прозрачностью по свету 20–70%. Расстояние между катодом и анодом изменялось от 13 до 20 мм. В ряде экспериментов разрядный промежуток помещался в газовую камеру с окнами, что позволяло обеспечить откачку и изменять состав и давление газов в разрядном промежутке.

В четвертом генераторе применялся индуктивный накопитель энергии с прерывателем тока на основе SOS-диодов (SOS — semi-conducting opening switch), которые включались параллельно нагрузке [59, 60]. Четвертый генератор формировал на разрядном промежутке импульсы напряжения с амплитудой ~ 50 кВ и длительностью на полувысоте ~ 15 нс при фронте импульса напряжения 7–15 нс. С этим генератором использовались разрядные промежутки двух типов. Выполненный из фольги анод был плоским, а катод имел малый радиус кривизны и был изготовлен из стальной фольги толщиной 50 мкм в виде трубки диаметром 6 мм или лезвия длиной 8 см с закругленными краями. Расстояние между катодом и анодом могло изменяться от 8 до 30 мм.

Для регистрации сигналов с емкостного делителя, цилиндров Фарадея и шунтов применялся осциллограф TDS-684B с полосой 1 ГГц (5 точек на 1 нс) или осциллограф TDS-334 с полосой 0,3 ГГц (2,5 точки на 1 нс). Свечение разряда фотографировалось цифровым фотоаппаратом. Интегральный сигнал излучения разряда регистрировался с помощью вакуумного фотодиода ФЭК-22, сигнал с которого подавался на осциллограф TDS-334.

3.1.3. Результаты измерений. Основные экспериментальные результаты следующие. Как было показано в [20–25], в неоднородном электрическом поле при катоде малого размера и коротком фронте напряжения в разрядном промежутке существует режим разряда, при котором в газовом диоде при атмосферном давлении формируется электронный пучок с амплитудой тока

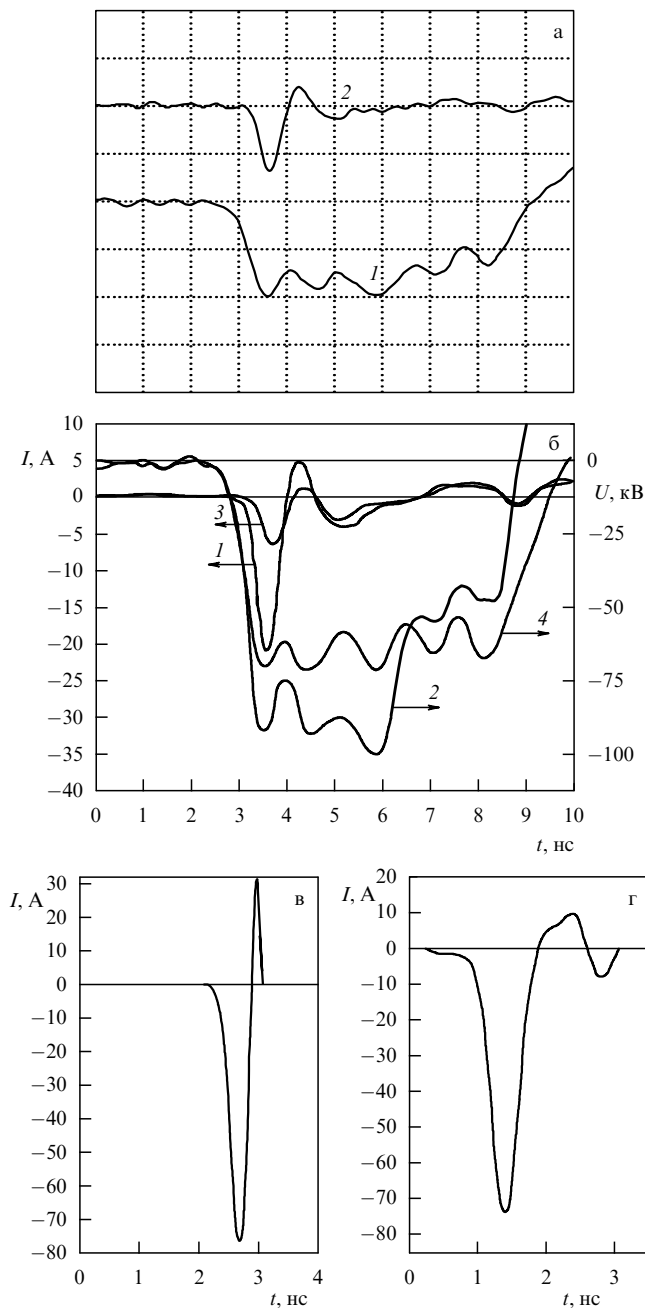


Рис. 10. (а) Осциллограммы напряжения на газовом диоде (кривая 1) и тока пучка электронов (кривая 2) [23], по оси абсцисс — 1 нс на клетку, по оси ординат — 27 А и 1 кВ на клетку. (б) Осциллограммы импульсов тока (кривые 1, 3) пучка электронов за AlBe-фольгой толщиной 40 мкм и импульсов напряжения (кривые 2, 4) на газовом диоде, полученные на втором генераторе в воздухе при атмосферном давлении. Зазор в диоде $d = 16$ мм, напряжение холостого хода генератора 260 кВ (кривые 1, 2) и 155 кВ (кривые 3, 4). (в, г) Осциллограммы импульсов тока пучка электронов за AlBe-фольгой толщиной 40 мкм, полученные на третьем генераторе. Зазор в диоде $d = 16$ мм, диаметр коллектора на рис. в и г соответственно 20 и 50 мм. (Из работы [24].)

десятки-сотни ампер. Электронный пучок возникает на фронте импульса напряжения и имеет в воздухе длительность импульса тока на полувысоте $\sim 0,3$ нс (рис. 10а) или менее. Амплитуда тока пучка при давлении воздуха в диоде 1 атм достигает 35 А при выводе пучка через AlBe-фольгу толщиной 40 мкм для второго генератора и 75 А для третьего. Замена воздуха на гелий приводит к

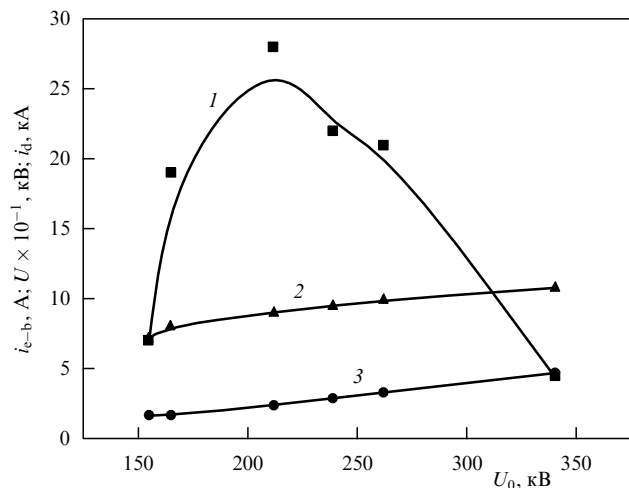


Рис. 11. Зависимости тока пучка электронов за AlBe-фольгой толщиной 40 мкм (1), напряжения на разрядном промежутке (2) и тока разряда (3) от напряжения холостого хода второго генератора. (Из работы [24].)

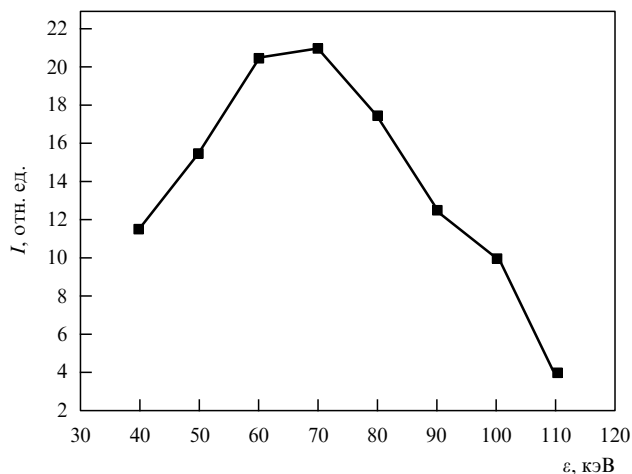


Рис. 12. Распределение электронов пучка по энергиям при давлении воздуха в диоде 1 атм, полученное методом фольг на первом генераторе при напряжении холостого хода 270 кВ. Зазор в диоде $d = 17$ мм. (Из работ [20, 25].)

увеличению амплитуды тока пучка. При атмосферном давлении гелия в оптимальных условиях на первом генераторе за AlBe-фольгой получен ток электронного пучка более 200 А.

При увеличении амплитуды напряжения максимум тока пучка сдвигается к началу импульса напряжения и при максимальных значениях напряжения заканчивается на его фронте (рис. 10б). При уменьшении напряжения время запаздывания пучка электронов увеличивается до ~ 1 нс, и пучок регистрируется в начале квазистационарной фазы импульса напряжения. Амплитуда тока пучка при этом существенно уменьшается. Анализ осциллограмм тока пучка за фольгой при изменении ее толщины показал, что увеличение толщины фольги приводит к смещению максимума тока пучка к началу импульса напряжения. При толщине фольги 10 мкм максимум тока пучка регистрировался после первого максимума импульса напряжения, а при ее максимальной толщине — до первого максимума на осциллограмме напряжения.

Если зафиксировать межэлектродное расстояние, длительность фронта импульса напряжения, сорт и давление газа (в данном случае воздух при 1 атм), то регистрируется достаточно узкий диапазон оптимальных значений напряжения холостого хода генератора, при которых наблюдаются максимальные амплитуды тока пучка электронов за фольгой (рис. 11). Амплитуда тока пучка за фольгой на втором генераторе достигала максимума при напряжении около 210 кВ. Однако в этих условиях амплитуды импульсов напряжения на разрядном промежутке и тока разряда имеют практически линейную зависимость от амплитуды напряжения холостого хода второго генератора (см. кривые 2 и 3 на рис. 11). Данный результат будет прокомментирован в разделе 4.3. Отметим, что амплитуда напряжения третьего генератора составляла около 220 кВ, что соответствует оптимальным условиям для получения тока пучка в газовом диоде (см. рис. 11). При этом волновое сопротивление второго генератора было в два раза меньше волнового сопротивления первого, а ток пучка за фольгой для второго генератора, как мы отмечали

выше, был вдвое больше. Двукратное увеличение амплитуды тока пучка можно связать с двукратным уменьшением волнового сопротивления.

Электроны пучка в оптимальном режиме для воздушного диода имеют среднюю энергию, которая составляет $\sim 60\%$ от энергии, соответствующей максимальному напряжению на разрядном промежутке (для второго генератора средняя энергия порядка 65 кэВ). Типичное распределение электронов сформированного пучка по энергиям показано на рис. 12. Видно, что распределение имеет большую полуширину. Полувысота этого распределения соответствует энергии электронов от 40 до 100 кэВ, т.е. электроны пучка формируются при различных напряжениях на разрядном промежутке. Подобные зависимости амплитуды тока от напряжения холостого хода второго генератора были получены при замене фольги на сетку, при этом амплитуда тока пучка обычно уменьшалась с уменьшением прозрачности сетки.

Исследование влияния величины межэлектродного зазора на ток пучка в воздухе, проведенное на втором и третьем генераторах в случае катода из стальной трубки, показало, что при уменьшении зазора от 16–17 мм наблюдается уменьшение тока пучка за фольгой. Тот же эффект наблюдался при увеличении зазора до 18 мм. При зазоре более 18 мм в газовом диоде второго и третьего генераторов наблюдался частичный пробой на боковую металлическую стенку газового диода. Зависимость амплитуды тока пучка в воздухе, полученная на ускорителе 3 (см. рис. 9), приведена на рис. 13. Видно, что при зазоре 16 мм регистрируется максимум амплитуды.

Важная информация содержится в осциллограмме импульса тока (рис. 10в), которая была зарегистрирована на коллекторе малого размера при предельном разрешении системы регистрации. Во-первых, при съемке с предельным временным разрешением видно, что длительность импульса тока пучка не превышает 0,3 нс, и, во-вторых, спад амплитуды тока пучка имеет субнаносекундную длительность. Таким образом, после достижения максимума тока пучка условия для формирования пучка электронов в газовом диоде очень быстро

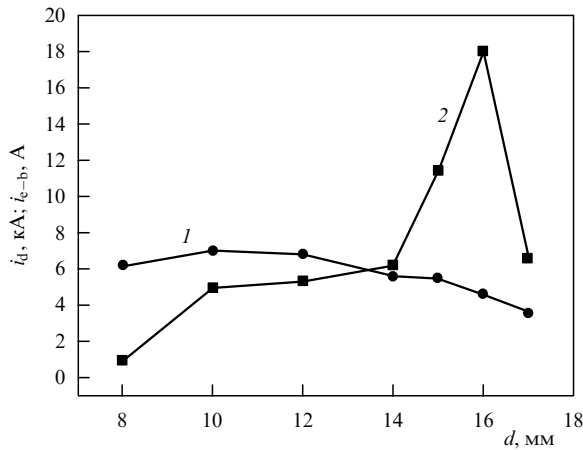


Рис. 13. Зависимость амплитуды тока разряда (1) и тока пучка за AlBe-фольгой толщиной 40 мкм (2) от расстояния между анодом и катодом. Третий генератор, катод первого типа, давление воздуха 1 атм. Разрешение системы регистрации 1 нс.

нарушаются, хотя напряжение на газовом диоде существенно не изменяется.

На рисунке 14а показаны фотографии свечения разряда в воздухе, полученные при съемке с торца генератора через сетку с прозрачностью $\sim 50\%$, а также под углом. Разряд является объемным, и только у катода видны яркие пятна. Из фотографии на рис. 14б (съемка сбоку) видно, что в разрядном промежутке регистрируется свечение, которое имеет вид диффузных струй с общим диаметром у анода не менее 12 мм. Диаметр светящегося пятна на люминесцентном экране, образованного под действием электронного пучка, полученного на третьем генераторе в воздухе при давлении 1 атм, на расстоянии от фольги, равном 1 см, составил 4 см.

Таким образом, максимальные амплитуды тока пучка, сформированного в газовом диоде, достигаются при субнаносекундном фронте импульса напряжения, определенных напряжениях генератора и объемном разряде в виде "струй".

3.2. О механизме формирования пучка электронов при атмосферном давлении

Как уже отмечалось, при трактовке результатов рассмотренных экспериментов мы опираемся на нелокальный критерий (9) появления большого числа электронов, уходящих из объема без размножения [16, 17]. Этот критерий, строго говоря, сформулирован для плоских электродов. Особенности, связанные с неоднородностью плазмы будут рассмотрены в разделе 4.2.

В механизме образования пучка электронов при пробое газа атмосферного давления мы выделяем две фазы: фазу формирования объемного разряда и следующую за ней фазу непосредственной генерации пучка электронов. В общих чертах дело обстоит следующим образом. Еще на фронте импульса напряжения образуется плазма, которая за время порядка наносекунды закорачивает разрядный промежуток. Эта плазма и является источником электронов пучка. Такой, приближающийся к аноду плазменный катод [61, 62] как бы сокращает расстояние между электродами d . В результате реализуются условия, близкие к условиям для

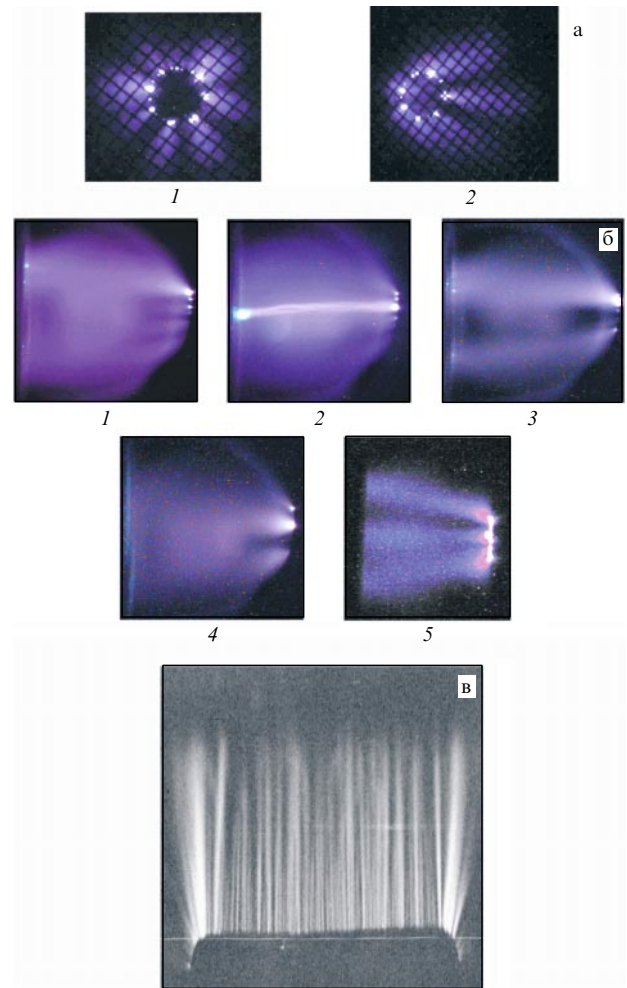


Рис. 14. Фотографии свечения разряда: (а) при съемке с торца (1) и под углом (2), третий генератор, размер ячейки сетки $1 \times 1 \text{ мм}^2$ (из работы [24]); (б) в аргоне (1, 2), криптоне (3, 4) и воздухе (5) при съемке сбоку, снимки 1, 3, 5 получены при давлении газа 1 атм, а 2 и 4 — соответственно при 0,75 и 0,25 атм, третий генератор, межэлектродный зазор 16 мм; (в) при аноде из фольги и катоде в виде лезвия, $d = 30 \text{ мм}$, четвертый генератор (из работы [59]).

кривой убегания (см. раздел 2.3), даже если в начале движения плазмы параметры соответствовали области таунсендовского размножения электронов.

Например, полагая для условий экспериментов [21, 24] $d = 28 \text{ мм}$, $U = 200 \text{ кВ}$, при $p = 1 \text{ атм}$ имеем $pd = 2 \times 10^3 \text{ см торр}$. Соответствующая точка на плоскости (U, pd) отмечена на рис. 7а большим кружком. Видно, что для выполнения критерия убегания электронов значение pd должно быть ниже экспериментального значения примерно в 30 раз. Выполнение критерия убегания электронов может произойти в моменты времени, когда распространяющаяся от катода плазма приблизилась к аноду. Критерий убегания при $U = 200 \text{ кВ}$ удовлетворяется для $pd = 55 \text{ см торр}$, например, он удовлетворяется при $d = 0,7 \text{ мм}$ (эта точка на рис. 7а отмечена большим квадратом).

Стадия формирования разряда в газонаполненном диоде обсуждается в разделе 4.2.

4. О формировании наносекундного разряда при атмосферном давлении

4.1. Эксперименты по формированию объемного разряда при атмосферном давлении без дополнительного источника предьонизации

Для формирования объемного разряда при повышенных давлениях атомарных и молекулярных газов, а также их смесей обычно используется предварительная ионизация разрядного промежутка различными источниками ионизирующего излучения [7]. Плазма такого разряда широко применяется в импульсных лазерах на плотных газах [63]. Известно также [6] о возможном получении диффузного разряда без предварительной ионизации газа при атмосферном давлении в неоднородном электрическом поле при наносекундных длительностях импульса возбуждения. В этом случае на разрядный промежуток подаются короткие импульсы напряжения с крутым фронтом (от нескольких наносекунд до долей наносекунды). Однако причины и условия формирования объемного разряда в неоднородном наносекундном электрическом поле ранее не исследовались, а удельные энергоклады не превышали 100 МВт см^{-3} . В этом разделе приведены результаты исследований формирования объемного разряда в неоднородном электрическом поле при наносекундной длительности импульсов напряжения [23, 24, 59].

В экспериментах использовались генераторы наносекундных импульсов, описанные в разделе 3.1. Эксперименты по зажиганию объемного разряда проводились в воздухе, азоте, гелии, неоне, аргоне и криптоне.

На основе измерений импульсов напряжения на газовом диоде и тока разряда, а также наблюдений за формой разряда в разрядном промежутке установлено следующее. В широком диапазоне экспериментальных условий между трубчатым катодом с острой кромкой и анодом во всех исследованных газах формируется объемный разряд в виде диффузных конусов или "струй" (см. рис. 14). Разряд остается диффузным при различных давлениях, и только у катода видны яркие пятна, которые появляются на фронте импульса напряжения. Отметим, что объемный разряд можно получать как в условиях, соответствующих формированию интенсивного электронного пучка с энергией электронов в десятки-сотни килоэлектронвольт (см. раздел 3.1), так и в условиях, когда электронный пучок за фольгой не регистрируется.

При уменьшении межэлектродного зазора, изменении конструкции катода или изменении давления на фоне диффузного разряда могут наблюдаться отдельные каналы (см. фотографию 2 на рис. 14б), а в неоптимальных условиях (например при малых зазорах) разряд может переходить в искровую стадию. С увеличением напряжения генератора при оптимальном зазоре на фоне объемного разряда также появляются более светлые нитевидные каналы, а на осциллограмме напряжения регистрируется спад напряжения (осциллограмма 2 на рис. 10б). На рисунках 14а и 14б приведены фотографии свечения разряда в воздухе, полученные при виде сбоку в случае анода из фольги, а также с торца и под углом в случае сетчатого анода. Как мы отмечали, разряд имеет форму объемных струй, которые начинаются от ярких пятен на катоде. При катоде в

виде лезвия разряд также формируется в виде диффузных струй (рис. 14в).

Разрядный ток регистрируется с очень малой задержкой (доли наносекунды) относительно времени подачи напряжения на разрядный промежуток. Величина и длительность разрядного тока при объемном характере разряда зависят от параметров генератора, межэлектродного зазора, давления и сорта газа. Так, для первого генератора при напряжении холостого хода $\sim 270 \text{ кВ}$ амплитуда тока разряда составила $\sim 2400 \text{ А}$. При сохранении объемного характера разряда в течение 3 нс для первого генератора плотность тока у анода достигала 3 кА см^{-2} , удельная энергия, вложенная в газ, — 1 Дж см^{-3} , удельная мощность энерговода — более 400 МВт см^{-3} . При длительности объемной стадии 5 нс плотность тока на аноде достигала $1,5 \text{ кА см}^{-2}$, удельная мощность энерговода $\sim 200 \text{ МВт см}^{-3}$, удельная энергия, вложенная в газ, также $\sim 1 \text{ Дж см}^{-3}$. В условиях данного эксперимента регистрируется режим самостоятельного разряда, при котором напряжение на разрядном промежутке максимально в квазистационарной стадии разряда, т.е. на фронте импульса напряжения в разрядном промежутке концентрация электронов велика. Отметим, что обычно при подаче на разрядный промежуток импульса напряжения с крутым фронтом, даже при использовании ультрафиолетовой или рентгеновской предьонизации на нем возникает пик перенапряжения, а только затем формируется квазистационарная стадия разряда [63, 64].

4.2. О механизмах предьонизации

4.2.1. Быстрые электроны. Рассмотрим подробнее первую фазу, т.е. механизм формирования плазмы, приближающейся к аноду. Как уже отмечалось, наносекундный разряд при атмосферном давлении на фотографиях выглядит диффузным, т.е. не содержит искровых каналов (см. рис. 14). Лишь возле катода имеются небольшие яркие области свечения плазмы. Как известно, объемный разряд при атмосферном давлении даже в импульсном режиме удается сформировать, только если обеспечена эффективная предьонизация. Естественно предположить, что эта предьонизация обеспечивается быстрыми электронами.

В связи с этим интересно проследить за изменением различных характеристик формируемого электронного пучка в области значений pd , отвечающих кривой убегания электронов. Область значений, представленная на рис. 15, соответствует прямой $U = \text{const}$ на рис. 7а, соединяющей точки, отмеченные кружком и квадратом.

Как и следовало ожидать, доля быстрых электронов начинает резко падать (см. рис. 15, кривая 1) при таких значениях pd , при которых для данного значения U величина $\alpha_i d = pd \xi(U/pd)$, характеризующая убегание электронов, становится сравнимой с единицей (кривая 3). Резкий излом кривых 1, 2 соответствует окрестности точки $pd \approx 55 \text{ торр см}$, когда $pd \xi(U/pd) \approx 1$.

Отметим, что в области параметров, представленной на рис. 15, величина E/p везде превосходит значение $(E/p)_{\text{max}} = 0,2 \text{ кВ торр}^{-1} \text{ см}^{-1}$, при котором начинает уменьшаться коэффициент Таунсенда и когда согласно принятым представлениям должно происходить убегание основной доли электронов. Однако, как видно из рис. 7 и 8, режим убегания электронов реализуется лишь при достаточно малых значениях pd . Это дополнительно демонстрирует обсуждавшееся в разделах 2.1 и 2.3

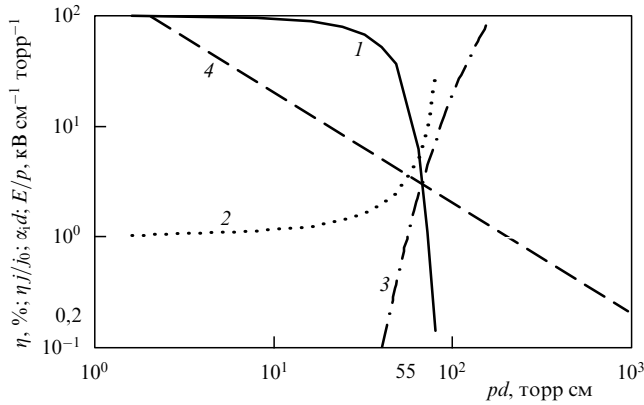


Рис. 15. Зависимость характеристик тока от произведения давления на длину разрядного промежутка в гелии. Кривая 1 — доля электронов пучка η (в процентах) по отношению к полному числу электронов, достигших анода; 2 — ток убегающих электронов, порождаемый одним электроном, $\eta j/j_0$ (j_0 — ток с катода, j — ток на аноде); 3 — параметр, характеризующий убегание электронов $\alpha_i(E, p)d$ при $E = 125 \text{ кВ см}^{-1}$; 4 — приведенная напряженность поля E/p . Электронами пучка считаются электроны с энергией $\varepsilon > 2eU/3$; $d = 16 \text{ мм}$, $U = 200 \text{ кВ}$; $E = 200/16 \text{ кВ мм}^{-1} = 125 \text{ кВ см}^{-1}$.

существенное различие критериев $E/p = (E/p)_{\text{max}} = E_{\text{cr1}}/p$ и $\alpha_i(E_{\text{cr}}, p)d = 1$.

Несколько неожиданным может показаться, что несмотря на падение доли электронов пучка при $U_{\text{cr}}(pd) > U$ их ток вблизи той же точки $pd \approx 55 \text{ торр см}$ резко возрастает (кривая 2). Тем не менее это естественно. С ростом числа актов ионизации должно расти и число быстрых электронов. При этом, конечно, с ростом pd становится все больше электронов с малой энергией по сравнению с числом убегающих электронов. Поэтому доля убегающих электронов падает. Рост тока пучка электронов за анодом с увеличением как p , так и d наблюдался экспериментально [21].

Ввиду размножения убегающих электронов можно ожидать, что они вызовут существенную предыонизацию при еще сравнительно низких значениях напряженности $U < U_{\text{cr}}(pd)$. При этом значительную роль может сыграть неоднородность плазмы.

4.2.2. Концентрация поля. Естественно связать механизм формирования плазмы в объеме между анодом и катодом с появлением быстрых электронов, эмитируемых с упомянутых небольших плазменных выступов на катоде. Быстрые киловольтовые электроны обеспечивают предыонизацию газа между катодом и анодом. Поэтому разряд при атмосферном давлении сравнительно однороден. Рождение быстрых электронов вблизи острия связано с концентрацией поля на концах проводящих выступов плазмы вблизи катода.

Для пояснения рассмотрим результаты известной электростатической задачи о распределении потенциала, когда на катоде имеется проводящий выступ в форме половины вытянутого эллипсоида вращения, ось которого перпендикулярна к плоскостям обкладок [65] (рис. 16а). Распределение потенциала φ имеет вид

$$\varphi(\xi, \zeta) = -\frac{U_0}{d} x(\xi, \zeta) \left\{ 1 - \left[\ln \left(\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} \right) - 2\varepsilon \right]^{-1} \times \left[\ln \left(\frac{\sqrt{1+\xi/a^2} + \varepsilon}{\sqrt{1-\xi/a^2} - \varepsilon} \right) - \frac{2\varepsilon}{\sqrt{1+\xi/a^2}} \right] \right\},$$

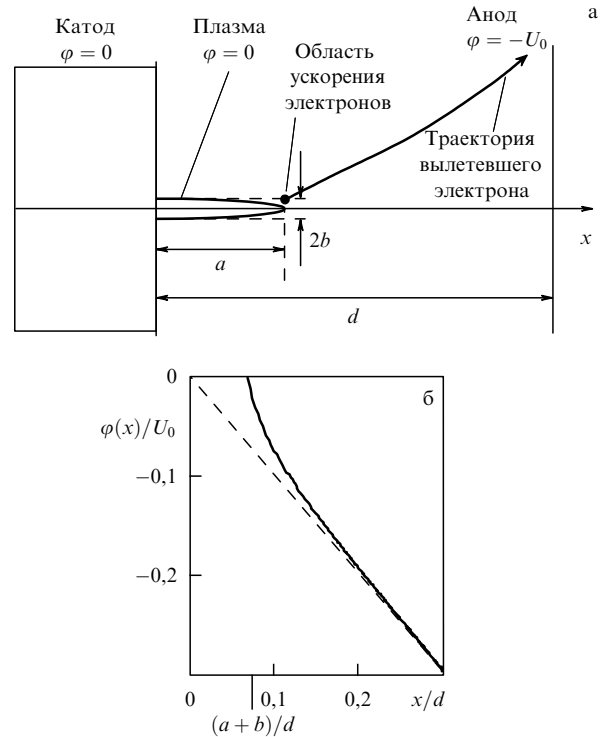


Рис. 16. Геометрия задачи (а) и распределение потенциала (б) вдоль оси x , продолжающей большую ось эллипсоида и отсчитываемой от плоской поверхности катода. В расчетах принято $d = 28 \text{ мм}$, $a = 1 \text{ мм}$, $b = 0,5 \text{ мм}$.

где ξ, ζ — параболические координаты; U_0 — разность потенциалов между плоскими электродами; $x(\xi, \zeta) = (a/\varepsilon)\sqrt{(1+\xi/a^2)(1+\zeta/a^2)}$ — координата вдоль поля; a, b — большая и малая полуоси эллипса соответственно; $\varepsilon = [1 - (b/a)^2]^{1/2}$ — эксцентриситет эллипсоида. Это решение справедливо при $d - a \gg b$.

На основе точного решения (рис. 16б) можно сделать следующий вывод. Падение потенциала вблизи острия, как и следовало ожидать, происходит на расстоянии порядка радиуса его кривизны ($\sim b$). Однако величина этого падения определяется не кривизной острия, а расстоянием от его конца до катода a : $\varphi(a+b) = -U_0(a+b)/d$. Действительно, устремляя радиус кривизны поля к нулю, мы получим бесконечную напряженность поля, но конечную величину падения потенциала $\varphi(a) = -U_0a/d$. Эта величина определяется тем, насколько далеко от катода находится конец острия неоднородности. Разумеется, эти общие выводы о размере области падения поля и о величине падения потенциала справедливы в случае не только эллиптического выступа, но и "иглы" любой формы.

Проведем некоторые оценки. Из фотографий, приведенных на рис. 14, следует, что размер ярких областей вблизи поверхности катода составляет примерно 1 мм. Будем считать, что плотность электронов в области катодного пятна высока, и этот выступ ведет себя как хороший проводник. Проводимость плазмы вокруг выступа будем считать небольшой. В таких условиях формируется распределение потенциала, близкое к рассмотренному выше в модельной электростатической задаче.

Электроны, эмитированные выступом и удалившиеся от его конца на расстояние $\sim (2-3)b$, приобретают энергию $\varepsilon_e \approx eU_0a/d$. Энергия быстрых электронов, спу-

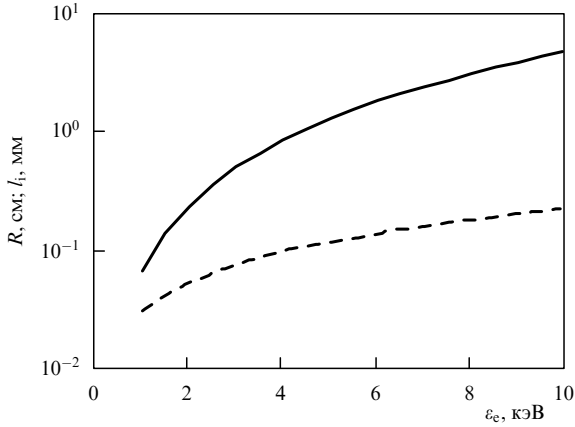


Рис. 17. Зависимость длины пробега R (сплошная кривая) и расстояния между актами ионизации l_i (штриховая кривая) от энергии электрона ε_e . Для зависимости $\sigma_i(\varepsilon_e)$ использована аппроксимация [16].

стя 0,5–1 нс после подачи импульса напряжения на промежуток при пиковом напряжении $U_0 \approx 100$ кВ, будет составлять $\sim 1-4$ кэВ. Длина пробега этих электронов $R = (\varepsilon_e/\varepsilon_i)l_i$ растет квадратично с ростом ε_e (рис. 17) и составляет $R \sim 0,1-1$ см при $\varepsilon_e \sim 1-4$ кэВ. Здесь $\varepsilon_i = 46$ эВ — энергия, затрачиваемая на акт ионизации (энергия образования пары ионов); $l_i = 1/\sigma_i N \approx 0,1$ мм — пробег электрона за время от одного акта ионизации до другого, $\sigma_i(\varepsilon_e)$ — сечение ионизации, $N \approx 2,4 \times 10^{19}$ см $^{-3}$ — плотность гелия.

4.2.3. О предьонизации ускоренными электронами. Рассмотрим на качественном уровне возможную роль в формировании волны ионизации введенных извне ускоренных электронов [66]. При достаточно большой скорости электрона, впрыскиваемого в газ, этот электрон непрерывно ускоряется. Например, согласно рис. 1 для непрерывного ускорения электрона, впрыснутого с энергией 1 кэВ, при атмосферном давлении достаточно напряженности поля в 25 кВ см $^{-1}$, что заметно меньше значения пиковой напряженности поля в экспериментах по получению электронных пучков (см. раздел 3.1). Продвигаясь по среде, электрон оставляет за собой след из родившихся электронов. Из этих вторичных электронов образуются лавины³. Соответственно для пространственно-временного распределения числа электронов, порождаемых быстрым электроном, имеем

$$n_e = \exp \{v_i [t - \tau(x)]\},$$

где $v_i = \alpha_i u_d$ — частота ионизации в лавине, u_d — скорость распространения лавины; $\tau(x)$ — время, за которое электрон переместился от катода ($x = 0$) до рассматриваемой точки x . Для вычисления распределения плотности электронов на основе величины n_e ее нужно домножить на плотность актов ионизации вдоль траектории и плотность траекторий. Вычисление плотности траекторий требует отдельного рассмотрения.

Пренебрегая для быстрых электронов силой трения и считая, что они движутся вдоль поля, получаем:

$$n_e(v_i t, \alpha_i x) = \exp [v_i t - b(\sqrt{1 + a\alpha_i x} - 1)],$$

$$v_i \tau(x) = b(\sqrt{1 + a\alpha_i x} - 1),$$

где

$$a = 2 \frac{eE}{m_e} \frac{1}{\alpha_i v_0^2}, \quad b = \frac{m_e}{eE} \alpha_i v_0 u_d,$$

v_0 — начальная скорость вводимого извне электрона, E — напряженность внешнего поля.

Волна ионизации возникает, когда время нарастания лавин $1/v_i$ начинает превышать время пролета разрядного промежутка быстрым электроном $\tau_d = \tau(d)$, т.е. когда $v_i t_d > 1$. При больших частотах ионизации плотность электронов вслед за быстрым электроном быстро повышается. Если частота ионизации мала, то весь разрядный промежуток ионизируется одновременно, поскольку обеспечена однородная затравочная ионизация. При этом волна ионизации отсутствует.

При быстром размножении слой плазмы в области от катода до некоторой точки $x_{cr} < x_e$ (x_e — координата быстрого электрона) экранирует внешнее поле, и катод как бы приближается к аноду. Экранировка поля в значительной части объема имеет место, когда плотность электронов за счет размножения лавин достигает величины $N_{e,cr} = U_0/4\pi e d^2 \sim 10^{10}$ см $^{-3}$. Когда волна ионизации приближается к аноду, $x_{cr} \approx d$, напряженность поля резко возрастает, а коэффициент Таунсенда уменьшается. Далее, как уже отмечалось, в узком слое между образовавшейся в объеме плазмой и анодом удовлетворяется нелокальный критерий убегания электронов (9), и возникает мощный электронный пучок.

4.3. Фронт размножения фона в неоднородном поле

4.3.1. Простейшая модель. Рассмотрим подробнее механизм распространения ионизации, обусловленный экспоненциальным размножением фоновых электронов с низкой плотностью в неоднородном электрическом поле [68–70]. В тех точках пространства, где напряженность поля больше, размножение идет более интенсивно, а в областях с малой напряженностью — медленнее. Поле концентрируется на катодном пятне. Следовательно, вблизи его поверхности электроны размножаются быстрее. По мере роста плотности электронов происходит экранировка поля, и граница плазмы продвигается.

Для того чтобы пояснить механизм волны размножения, рассмотрим простейшую модель. Пренебрежем дрейфом электронов, а границу между плазмой и газом определим в тех точках, где плотность плазмы достигает некоторого критического значения N_{cr} , при котором поле полностью экранируется. В этом случае зависимость плотности электронов от радиуса-вектора \mathbf{r} рассматриваемой точки пространства и времени t дается выражением

$$N_e(\mathbf{r}, t) = \begin{cases} N_0 \exp [v_i(E(\mathbf{r}))t] & \text{при } N_0 \exp [v_i(E(\mathbf{r}))t] < N_{cr}, \\ N_{cr} & \text{при } N_0 \exp [v_i(E(\mathbf{r}))t] \geq N_{cr}, \end{cases} \quad (11)$$

где N_0 — фоновая плотность плазмы. Ясно, что в рамках модели (11) направление распространения ионизации не зависит от знака проекции поля на это направление, поскольку частота ионизации определяется модулем электрического поля. Поэтому в работах [67–69] пред-

³ Форма единичной лавины в гелии рассмотрена в работе [67].

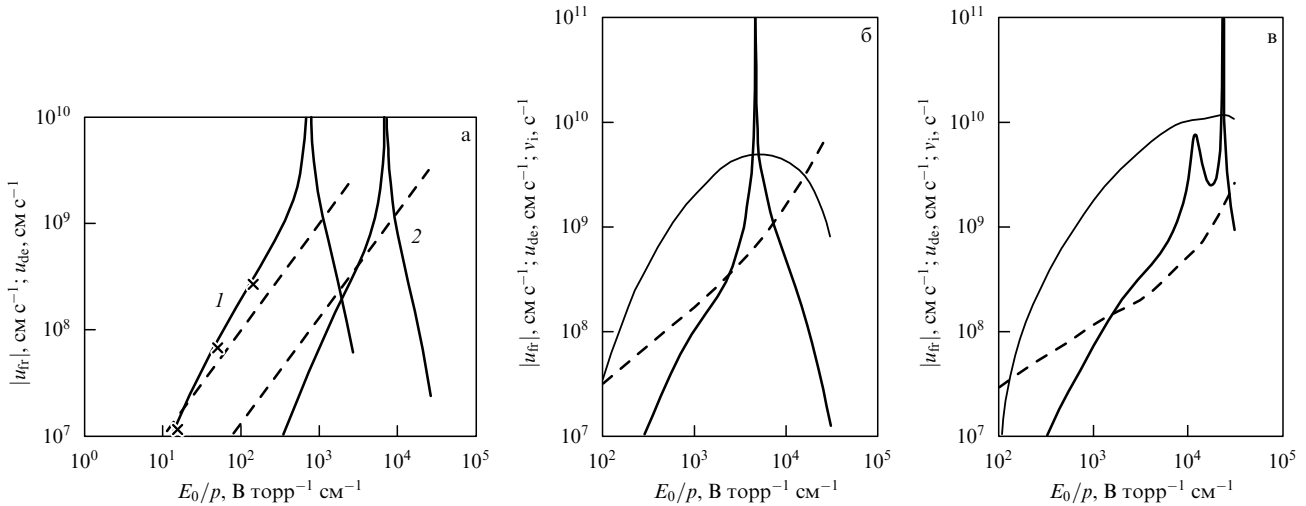


Рис. 18. Зависимость модуля скорости фронта ионизации $|u_{fr}|$ (жирные сплошные кривые), дрейфовой скорости u_{de} (штриховые кривые) и частоты ионизации ν_i (тонкие сплошные кривые) от приведенной напряженности поля E_0/p на поверхности стримера: (а) для гелия и ксенона. Расчет проведен по формулам (16)–(19). Крестиками отмечены результаты численного рассмотрения на основе модели (11) (см. текст). Кривые 1 соответствуют гелию, кривые 2 — ксенону; (б) для N_2 , $(E_0/p)_{cr} \approx 4,7 \text{ кВ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$; (в) для SF_6 , $(E_0/p)_{cr} \approx 23 \text{ кВ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$. Во всей области параметров $\alpha_i r_0 > 10$, $N_{cr} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_0 = 10 \text{ см}^{-3}$, $r_0 = 0,5 \text{ мм}$, $p = 1 \text{ атм}$.

ложена безфотонная модель стримера, основанная на уравнении (11).

4.3.2. Скорость фронта размножения. Координаты фронта волны размножения определяются точками, в которых достигается критическое значение плотности электронов. Рассмотрим зависимость от времени координаты $z(t)$ одной из точек фронта вдоль нормали к фронту. Зависимость $z(t)$ неявно определяется выражением

$$\nu_i(E_0(z(t)))t = \text{Ln}, \quad \text{Ln} \equiv \ln \frac{N_{cr}}{N_0}, \quad (12)$$

где $E_0 = E(z(0))$ — напряженность поля на поверхности фронта. Вообще говоря, величина Ln , как и N_{cr} , является функцией E_0 . Однако мы пренебрегаем этой зависимостью ввиду ее логарифмического характера. Взяв производную от выражения (12), получим

$$u_{fr} = \frac{dz}{dt} = \nu_i \left[\left(\frac{d \ln \nu_i}{d \ln E} \right) \frac{-\nabla E}{E} \right]_{E=E_0} \text{Ln}^{-1}. \quad (13)$$

Если аппроксимировать участок поверхности вблизи фронта волн сферой радиусом r_0 , то $|\nabla E/E|_{E=E_0} = 2/r_0$. Соответственно имеем

$$u_{fr} = \nu_i r_0 \left[\left(\frac{d \ln \nu_i}{d \ln E} \right)_{E=E_0} 2 \text{Ln} \right]^{-1}. \quad (14)$$

Частота ионизации $\nu_i = \alpha_i u_{de}$ может быть записана как произведение коэффициента Таунсенда $\alpha_i(E, p) = p \xi(E/p)$ на дрейфовую скорость электронов $u_{de}(E/p)$. Итак, скорость фронта ионизации выражается через универсальные для данного газа функции от E_0/p :

$$u_{fr} = \frac{\nu_i r_0}{\xi(E_0/p)}, \quad (15)$$

$$\xi\left(\frac{E_0}{p}\right) = 2 \text{Ln} \left\{ \frac{d \ln [u_{de}(E/p) \xi(E/p)]}{d \ln (E/p)} \right\}_{E/p=E_0/p}.$$

4.3.3. Скорость фронта в гелии и ксеноне. Рассмотрим подробнее скорость фронта ионизации в гелии и ксеноне, поскольку для этих газов ионизационно-дрейфовые характеристики достаточно полно описаны (см. раздел 2.2). Для гелия [16]

$$\xi(x) = 5,4 \exp \left[- \left(\frac{14}{x} \right)^{1/2} - 1,5 \times 10^{-3} x \right] [\text{торр}^{-1}], \quad (16)$$

$$u_{de} = 10^6 x [\text{см с}^{-1}].$$

Подставляя (16) в (15), получаем:

$$u_{fr} = \frac{\nu_i r_0}{\xi(x)}, \quad \xi(x) = 2 \text{Ln} (1 + 1,87x^{-1/2} - 1,5 \times 10^{-3} x). \quad (17)$$

Здесь $x = (E_0/p) \times (\text{торр см В}^{-1})$. Для гелия $(E_0/p)_{cr} \approx 720 \text{ В см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$.

При моделировании в случае ксенона использовались аппроксимации [17, 26]

$$\xi(x) = 45 u_{de} \exp \left[-31,1 \left(\frac{1}{x} \right)^{1/2} - 1,7 \times 10^{-4} x \right] [\text{торр}^{-1}], \quad (18)$$

$$u_{de} = \frac{1,3x + 1,3x^6}{1 + 7,31 \times 10^{10} x^{5,8}} + 1,3 \times 10^5 x \exp \left(-\frac{2,2}{x} \right) [\text{см с}^{-1}]. \quad (19)$$

Для ксенона $(E_0/p)_{cr} \approx 7 \text{ кВ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$. Зависимость скорости фронта в гелии и ксеноне от приведенной напряженности поля показана на рис. 18.

Формула (17) была проверена непосредственными численными расчетами для сферически симметричного сгустка [68–70]. По формуле (11) рассчитывалось распределение плотности электронов в различные моменты времени. По этим данным вычислялись значения радиуса фронта r_{fr} в различные моменты времени и аппроксимировались линейной зависимостью, определяющей скорость фронта. Несколько точек, полученных таким путем, представлены на рис. 18а.

4.3.4. Скорость фронта в H_2 и SF_6 . При анализе скорости фронта размножения фона в N_2 и в SF_6 (рис. 18б, в) использовались величины α_i и u_{dc} , протабулированные соответственно в работах [19, 18]. Немонотонность скорости фронта размножения фона в SF_6 связана с немонотонностью производной от частоты ионизации. Это обусловлено наличием в SF_6 трех пороговых значений энергии ионизации (20, 40 и 50 эВ).

4.3.5. О моделировании волны размножения. Согласно экспериментальным данным ионизация разрядного промежутка происходит как бы в виде "струй". Такого рода "струю" можно качественно представить как сектор круга в цилиндрической геометрии [71]. Поэтому для выявления механизмов пробоя межэлектродного промежутка была использована одномерная диффузионно-дрейфовая модель, подробно рассмотренная в работе [62]. Эта модель описывает развитие ионизации между коаксиальными цилиндрическими электродами $r_0 < r < r_1$, где r_0, r_1 — радиусы соответственно внутреннего и внешнего электродов. Процессы образования плазмы и экранировки электрического поля описывались уравнениями переноса импульса и уравнениями непрерывности для электронов и ионов, а также уравнением Пуассона для электрического поля. Зависимости различных величин, фигурирующих в уравнениях дрейфово-диссипативной модели (частоты ионизации, дрейфовых скоростей и коэффициентов диффузии), от напряженности поля задавались с помощью полученных в работе [26] аппроксимаций.

Расчеты показали, что в случае почти плоских электродов ($d = r_1 - r_0 \ll r_1$) распространение волны ионизации возможно лишь при малых напряжениях и соответственно малых коэффициентах размножения Таунсенда α_i ($\alpha_i d < 1$). Волна ионизации от катода к аноду в случае почти плоских электродов возникала, лишь когда в начальный момент времени вблизи катода задавалась некоторая область избыточной ионизации. Отметим, что вблизи катода мы действительно наблюдаем яркие плазменные образования (см. рис. 14) при всех режимах. Условие появления волны ионизации соответствует ситуации, когда электроны покидают разрядный промежуток, не успевая существенно размножиться. В противном случае ($\alpha_i d \gg 1$) объемная ионизация происходит быстрее, чем дрейфуют электроны, так что волна не успевает существенно продвинуться за время ионизации.

В случае электродов в виде коаксиальных цилиндров и катода с малым радиусом ($d = r_1 - r_0 \gg r_0$) волна ионизации формируется как при малых, так и при больших напряжениях. Она распространяется не за счет дрейфа электронов, а за счет неоднородности электрического поля. В точках, где поле больше, ионизация идет более интенсивно. Здесь плотность плазмы быстрее вырастает до значений, при которых поле экранируется, и дальнейший рост ионизации прекращается.

Волна ионизации в неоднородном поле показана на рис. 19. Отметим, что волне повышения плотности плазмы предшествует волна повышенной напряженности электрического поля в прианодной области. Аналогичный расчет был затем проведен для тех же условий, но напряжение $U(t)$ в моменты времени $t > 1$ нс было увеличено в два раза. Результаты качественно совпадают с приведенными на рис. 19 результатами для

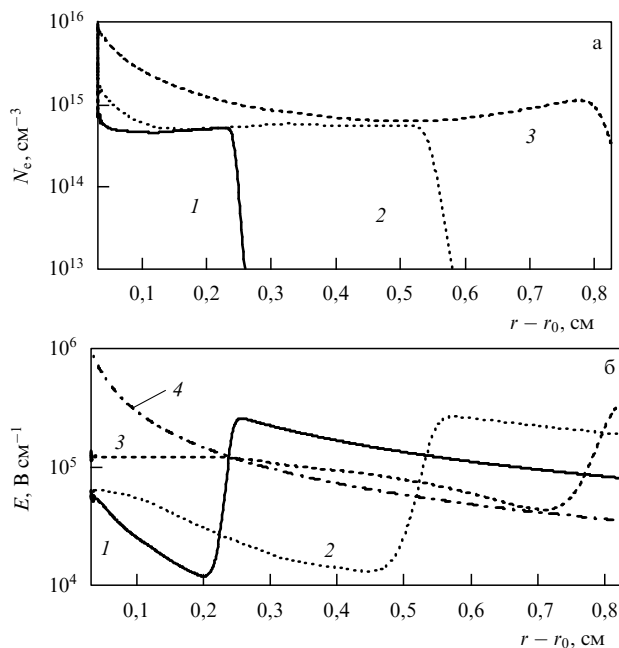


Рис. 19. Распределение по радиусу плотности электронов (а) и напряженности поля (б) в моменты времени, когда волна ионизации приближается к аноду. Кривые соответствуют моментам времени: 1 — 1,3 нс; 2 — 1,4 нс; 3 — 1,5 нс. Кривая 4 соответствует распределению поля в пустом пространстве $E(r) = -[U/\ln(r_0/r_1)]/r$ при $U = 100$ кВ, $r_0 = 0,25$ мм, $r_1 = 8$ мм. Зависимость напряжения $U(t)$, задаваемого на электродах, от времени соответствует приведенной на рис. 15.

меньших напряжений. Несмотря на увеличение напряженности напряженности поля в прианодной области в момент приближения волны ионизации существенно не увеличилась. Однако уменьшилось время прохождения волны ионизации до анода.

4.3.6. Об оптимальном напряжении. Результаты расчетов позволяют интерпретировать механизм генерации пучка следующим образом. В соответствии с рассмотрением, проведенным в разделе 3.2, мы полагаем, что электроны пучка формируются вблизи анода в слое толщиной $\sim 1/\alpha_i$. Это происходит в моменты времени, когда волна ионизации подходит к аноду и напряженность поля в этом слое увеличивается. Однако когда волна ионизации касается анода, напряженность поля в прианодной области резко падает, хотя напряжение на электродах поддерживается прежним. Ясно, что при этом должны ухудшаться условия генерации пучка.

Относительно причин уменьшения тока пучка (см. рис. 11) необходимо отметить следующее. По-видимому, надо говорить об уменьшении не тока, а перенесенного пучком заряда с увеличением пикового напряжения на электродах. Действительно, в обсуждаемых экспериментах было невозможно определить длительность тока, меньшую 0,3 нс. Поэтому, даже если ток пучка был большим, но из-за малой длительности тока ($< 0,3$ нс) перенесенный пучком заряд — малым, то вследствие ограниченной временной разрешающей способности, это будет восприниматься как уменьшение тока пучка. Уменьшение же перенесенного пучком заряда с увеличением напряжения можно объяснить сокращением времени прохождения волны ионизации через область генерации электронов пучка в слое толщи-

ной $\sim 1/\alpha_1$, расположенном вблизи анода. Это качественное объяснение подтверждается представленными результатами расчетов.

5. Заключение

В настоящем обзоре подведены итоги недавних исследований физики разрядов в газах при давлении порядка атмосферного, связанных с генерацией мощных субнаносекундных электронных пучков.

На основе простого уравнения, учитывающего размножение электронов, показано, что на некотором расстоянии от катода устанавливается независимое от пространственной координаты значение средней энергии электронов, даже если напряженность поля настолько велика, что трением электронов о газ можно пренебречь. Отсюда следует, что локального критерия убегания (просвиста) электронов недостаточно в случае, когда происходит размножение электронов.

Приведены подтверждающие эту точку зрения результаты численного моделирования размножения и транспортировки электронов в гелии, неоне, ксеноне, азоте и гексафториде серы. При этом показано, что таунсендовский механизм ионизации (характеризуемый постоянной скоростью и энергией электронов в сочетании с экспоненциальным ростом числа электронов) справедлив даже при таких полях, при которых трением электронов можно пренебречь. Важно только, чтобы расстояние между электродами намного превосходило длину размножения (обратный коэффициент Таунсенда).

Рассмотрен нелокальный критерий убегания электронов, согласно которому значительное число электронов в межэлектродном промежутке являются убегающими электронами, когда расстояние между электродами становится сравнимым с обратным коэффициентом Таунсенда. Нелокальный критерий сильно отличается от принятого в настоящее время локального критерия. В частности, из этих критериев вытекают различные рекомендации для формирования электронных пучков в газах.

Нелокальный критерий приводит к универсальной для данного газа зависимости критического напряжения $U_{cr}(pd)$ между электродами (при котором убегающие электроны составляют значительную долю) от произведения расстояния между электродами на давление газа pd . Кривая $U_{cr}(pd)$ отделяет область эффективного размножения электронов от области, в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться. Эта кривая имеет верхнюю и нижнюю ветви. Верхняя ветвь характеризует убегание электронов, нижняя — уход за счет дрейфа. Минимальное значение pd на кривой $U_{cr}(pd)$ соответствует максимуму зависимости коэффициента Таунсенда от E/p . Проведены расчеты кривых $U_{cr}(pd)$ для гелия, неона, ксенона, азота и гексафторида серы.

На основе зависимости $U_{cr}(pd)$ построены аналоги кривых Пашена $U_{br}(pd)$, характеризующих зажигание самостоятельного разряда. Они отличаются от известных кривых Пашена наличием верхней ветви. Развитая система представлений применена к объяснению экспериментов по получению сильноточных субнаносекундных пучков убегающих электронов.

В газовых диодах при атмосферном давлении различных газов получены электронные пучки с током в

десятки-сотни ампер. Экспериментальные исследования показывают, что для получения максимального тока пучка в газовом диоде разряд должен быть объемным, и рост напряжения на промежутке должен прекращаться перед достижением током пучка максимального значения. Электронный пучок, сформированный в газовом диоде, был использован для инициирования разряда в CO_2 -лазере атмосферного давления [72].

Рассмотрен объемный разряд в неоднородном электрическом поле. Из полученных данных можно сделать вывод, что объемный разряд в неоднородном электрическом поле формируется благодаря предыонизации быстрыми электронами. Быстрые киловольтные электроны возникают около катода, ускоряясь в сильном поле вблизи катодных плазменных образований. В объемном разряде при повышенном давлении без предыонизации от дополнительного источника реализованы: удельная мощность энерговода более 400 МВт см^{-3} , плотность тока разряда в прианодной области до 3 кА см^{-2} и удельный энергоклад $\sim 1 \text{ Дж см}^{-3}$ за $3\text{--}5 \text{ нс}$. Квазистационарная стадия объемного разряда формируется при меньших начальных напряжениях, что также подтверждает образование большого числа быстрых электронов.

Приведены оценки и модельные расчеты, показывающие, что основной импульс пучка электронов формируется в тот момент, когда плазма разрядного промежутка приближается к аноду и выполняется нелокальный критерий убегания электронов. Рассмотрена возможность эмитирования быстрых электронов плазменными образованиями на катоде. Рассмотрена также волна размножения затравочной предыонизации разрядного промежутка убегающими электронами в неоднородном электрическом поле, начинающаяся с катодных пятен.

Мы полагаем, что субнаносекундные электронные пучки, формируемые в газовых диодах, найдут широкое применение в различных областях физики и техники. Вполне вероятно, что такой способ получения субнаносекундных электронных пучков может конкурировать с традиционным подходом [73]. Отметим две области их возможного применения. Во-первых, сильноточные пучки малой длительности нужны при изучении свойств диэлектриков и полупроводников. В твердых телах времена релаксации многих процессов после возбуждения составляют доли наносекунд и менее; соответственно необходимо использовать электронные пучки малой длительности с крутым спадом. Во-вторых, ускорители с простой конструкцией газового диода могут применяться при добыче драгоценных камней. Известно, что при возбуждении пучком электронов многих кристаллов (например, алмазов) наблюдается сильная люминесценция в видимой области спектра, следовательно, возбуждив электронным пучком предварительно подготовленную породу, можно зафиксировать в ней ценные фрагменты [74].

Мы благодарим наших соавторов по работам [16–26, 59, 66] за помощь в получении результатов, представленных в обзоре. Работа поддержана грантами МНТЦ 1270, 2706.

Список литературы

1. Giovanelly R G *Philos. Mag.* **40** 206 (1949)
2. Dreicer H *Phys. Rev.* **115** 238 (1959); **117** 329 (1960)

3. Kulsrud R M et al. *Phys. Rev. Lett.* **31** 690 (1973)
4. Гуревич А В *ЖЭТФ* **39** 1296 (1960)
5. Марченко В С, Яковленко С И *Физика плазмы* **5** 590 (1979)
6. Бабич Л П, Лойко Т В, Цукерман В А *УФН* **160** (7) 49 (1990)
7. Королев Ю Д, Месяц Г А *Физика импульсного пробоя газов* (М.: Наука, 1991)
8. Райзер Ю П *Физика газового разряда* 2-е изд. (М.: Наука, 1992)
9. Бохан П А, Сорокин А Р *ЖТФ* **55** (1) 88 (1985)
10. Колбычев Г В, Колбычева П Д, Пташник И В *ЖТФ* **66** (2) 59 (1996)
11. Сорокин А Р *ЖТФ* **68** (3) 33 (1998)
12. Сорокин А Р *Письма в ЖТФ* **28** (9) 14 (2002)
13. Бохан П А, Закревский Дм Э *Письма в ЖТФ* **28** (11) 21 (2002)
14. Держиев В И и др., в сб. *Плазменные лазеры видимого и ближнего УФ диапазонов* (Труды ИОФАН, Т. 21, Под ред. С И Яковленко) (М.: Наука, 1989) с. 5
15. Яковленко С И "Газовые и плазменные лазеры", в кн. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* (Под ред. В Е Фортова) Вводный том IV (М.: Наука, 2000) с. 262
16. Ткачев А Н, Яковленко С И *Письма в ЖЭТФ* **77** 264 (2003)
17. Ткачев А Н, Яковленко С И *Письма в ЖТФ* **29** (16) 54 (2003)
18. Бойченко А М, Ткачев А Н, Яковленко С И *Письма в ЖЭТФ* **78** 1223 (2003)
19. Ткачев А Н, Яковленко С И *Письма в ЖТФ* **30** (7) 14 (2004)
20. Алексеев С Б, Орловский В М, Тарасенко В Ф *Письма в ЖТФ* **29** (10) 29 (2003)
21. Алексеев С Б и др. *Письма в ЖТФ* **29** (16) 45 (2003)
22. Алексеев С Б и др. *ПТЭ* (4) 81 (2003)
23. Тарасенко В Ф, Орловский В М, Шунайлов С А *Изв. вузов. Сер. Физ.* **46** (3) 94 (2003)
24. Тарасенко В Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **77** 737 (2003)
25. Тарасенко В Ф и др. *Письма в ЖТФ* **29** (21) 1 (2003)
26. Tkachev A N, Yakovlenko S I *Proc. SPIE* **4747** 271 (2002); *Laser Phys.* **12** 1022 (2002)
27. Krishnakumar E, Srivastava S K *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **21** 1055 (1988)
28. Fursa D V, Bray I *Phys. Rev. A* **52** 1279 (1995)
29. Nickel J C et al. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **18** 125 (1985)
30. Krishnakumar E, Srivastava S K *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **21** 1055 (1988)
31. Елецкий А В, Смирнов Б М *Физические процессы в газовых лазерах* (М.: Энергоатомиздат, 1985) с. 44, табл. 3.4
32. Engelhardt A G, Phelps A V, Risk C G *Phys. Rev.* **135** A1566 (1964)
33. Golden D E *Phys. Rev. Lett.* **17** 847 (1966)
34. Blaauw H J et al. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **13** 359 (1980)
35. Dalba G et al. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **13** 4695 (1980)
36. Krishnakumar E, Srivastava S K *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **23** 1893 (1990)
37. Tian C, Vidal C R *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **31** 5369 (1998)
38. Rapp D, Englander-Golden P, Briglia D D *J. Chem. Phys.* **42** 4081 (1965)
39. Schram B L et al. *Physica* **31** 94 (1965)
40. Campbell L et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **34** 1185 (2001)
41. Cartwright D C et al. *Phys. Rev. A* **16** 1041 (1977)
42. Schulz G J *Rev. Mod. Phys.* **45** 423 (1973)
43. Vivic M, Poparic G, Belic D S *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **29** 1273 (1996)
44. Stanski T, Adamczyk B *Int. J. Mass Spectrom. Ion Phys.* **46** 31 (1983)
45. Novak J P, Fréchet M F *J. Appl. Phys.* **55** 107 (1984)
46. Kline L E et al. *J. Appl. Phys.* **50** 6789 (1979)
47. Ward A L *J. Appl. Phys.* **33** 2789 (1962)
48. Панченко А Н и др. *Квантовая электроника* **33** 401 (2003)
49. Колбычев Г В *ЖТФ* **52** 511 (1982)
50. Penning F M *Physica* **12** (4) 65 (1932)
51. Дикиджи А Н, Клярфельд Б Н *ЖТФ* **25** 1038 (1955)
52. Гусева Л Г, Клярфельд Б Н *ЖТФ* **24** 1169 (1955)
53. Ульянов К Н, Чулков В В *ЖТФ* **58** 328 (1988)
54. Станкевич Ю Л, Калинин В Г *ДАН СССР* **177** 72 (1967)
55. Noggle R C, Krider E P, Wayland J R *J. Appl. Phys.* **39** 4746 (1968)
56. Губанов В П и др. *Изв. вузов. Сер. Физ.* **39** (12) 110 (1996)
57. Яландин М И, Шпак В Г *ПТЭ* (3) 5 (2001)
58. Загулов Ф Я и др. *ПТЭ* (2) 146 (1989)
59. Тарасенко В Ф и др. *Изв. вузов. Сер. Физ.* **47** (2) 96 (2004)
60. Костыря И Д, Тарасенко В Ф *Оптика атмосферы и океана* **14** 722 (2001)
61. Arnold E et al. *Laser Phys.* **12** 1227 (2002)
62. Tkachev A N, Yakovlenko S I *Laser Phys.* **13** 1345 (2003)
63. Mesyats G A, Osipov V V, Tarasenko V F *Pulsed Gas Lasers* (Bellingham, Wash.: SPIE, Opt. Eng. Press, 1995)
64. Савин В В, Тарасенко В Ф, Бычков Ю И *ЖТФ* **46** (1) 198 (1976)
65. Батыгин В В, Топтыгин И Н *Сборник задач по электродинамике* (М.: ГИФМЛ, 1962)
66. Костыря И Д и др. *Письма в ЖТФ* **30** (10) 31 (2004)
67. Ткачев А Н, Яковленко С И *ЖТФ* **74** (3) 91 (2004)
68. Яковленко С И *Электронный журнал "Исследовано в России"* (9) 86 (2004); <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2004/009.pdf>
69. Яковленко С И *Кратк. сообщ. по физ. ФИАН* (10) 27 (2003)
70. Яковленко С И *Письма в ЖТФ* **30** (9) 12 (2004)
71. Тарасенко В Ф и др. *Письма в ЖТФ* **30** (8) 68 (2004)
72. Алексеев С Б, Орловский В М, Тарасенко В Ф *Квантовая электроника* **33** 1059 (2003)
73. Желтов К А *Пикосекундные высокопоточные электронные ускорители* (М.: Энергоатомиздат, 1991)
74. Бахтеев В В, Осипов В В, Соломонов В И *Геофизика* (6) 37 (1994)

Electron runaway mechanism in dense gases and the production of high-power subnanosecond electron beams

V.F. Tarasenko

Institute of High Current Electronics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Akademicheskii prosp. 2/3, 634055 Tomsk, Russian Federation
Tel. (7-3822) 49-16 85. Fax (7-3822) 49-24 10. E-mail: vtf@loi.hcei.tsc.ru

S.I. Yakovlenko

A.M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, 119942 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 132-82 80, (7-095) 132-81 45. Fax (7-095) 135-79 22
E-mail: syakov@kapella.gpi.ru, s.yakov@g23.relcom.ru

New insight is provided into how runaway electrons are generated in gases. It is shown that Townsend's mechanism of electron multiplication works even for strong fields, when the electron friction due to ionization can be neglected in gases. The nonlocal runaway criterion proposed in the work determines the critical voltage as a two-valued function of pd universal for a given gas (p being the gas pressure, and d , the electron-electron separation), which has an additional upper branch compared to the familiar Pachen's curves and which divides the discharge gap into two regions, one where electrons multiply fast, and the other which they leave without having enough time to multiply. Experiments on the production of beams with subnanosecond pulse duration and an amplitude of tens to hundreds of amperes at atmospheric pressure in various gases are addressed, and the creation of a high-specific-excitation-power nanosecond space discharge without preionizing the gap by an additional source is discussed.

PACS numbers: 41.75.Fr, **51.50.** + v, 52.80.Dy
Bibliography — 74 references

Received 3 December 2003, revised 14 April 2004