

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

Об убегании электронов и генерации мощных субнаносекундных пучков в плотных газах

В.Ф. Тарасенко, С.И. Яковленко

Показано, что неверны ключевые положения критической работы Л.П. Бабича (УФН 175 1069 (2005)), полностью отрицающей результаты обзора В.Ф. Тарасенко, С.И. Яковленко (УФН 174 953 (2004)).

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

Содержание

1. Введение (793).
2. О применимости понятия коэффициента Таунсенда в сильных полях (793).
3. Об ограничении средней энергии электронов за счет размножения (793).
4. О нелокальном критерии убегания электронов (794).
5. О распределении электронов и рентгеновских квантов по энергиям (794).
6. Об амплитуде и форме тока пучка (795).
7. Заключение (795).

Список литературы (795).

1. Введение

Последние годы удалось достичь существенного продвижения теоретических и экспериментальных исследований импульсного пробоя плотных газов и формирования в плотных газах мощных электронных пучков (см. работы [1–3] и обзоры [4–7]). Результаты исследований [1–7] являются качественно новым шагом по сравнению с серией работ одной из групп ВНИИЭФ [8]. В [1–7] и других работах научных групп из ИСЭ СО РАН и ИОФ РАН выявлены, реализованы и объяснены условия получения субнаносекундных электронных пучков с амплитудой в сотни ампер. Однако в публикации [9] вся концепция [1–7] поставлена под сомнение: утверждается, что теория во всех аспектах неверна, а все эксперименты

сомнительны, поскольку аналогичных результатов в этой группе ВНИИЭФ ранее получить не удалось. Ввиду большого количества неверных, неточных и тенденциозных утверждений в [9] нет возможности их здесь проанализировать. Ниже мы укажем лишь на несколько ключевых ошибок автора работы [9].

2. О применимости понятия коэффициента Таунсенда в сильных полях

Ключевым моментом критики теории на самом деле является утверждение [9, с. 1078], что введение коэффициента Таунсенда α_i как функции E/p (E — напряженность поля, p — давление газа) является для сильных полей "физически бессмысленным". По мнению автора [9], функция распределения электронов, а с нею и коэффициент Таунсенда даже в однородном поле должны явно зависеть от координат. Прямое численное моделирование функции распределения в сильном поле и простое аналитическое рассмотрение показывают, что это утверждение [9] неверно (рис. 1).

3. Об ограничении средней энергии электронов за счет размножения

В [9, с. 1072] утверждается, что ограничение средней энергии электронов за счет их размножения не следует учитывать в законе сохранения энергии, поскольку сила трения, вычисляемая по формуле Бете, содержит энергию, передаваемую второму электрону. Таким образом утверждается, что в сильном поле средняя энергия электронов неограниченно увеличивается с ростом координаты x .

То, что в силе трения Бете учтена энергия вторичного электрона, хорошо известно, и не было необходимости это долго доказывать [9, с. 1072–1074]. Но сила торможения сама по себе не описывает изменение средней энергии, приходящейся на электрон, обусловленное изменением числа электронов. Соответствующие члены в уравнении баланса тепла всегда учитываются при рассмотрении процессов с изменением числа частиц (см., например, [10], с. 72).

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

С.И. Яковленко. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119942 Москва, ул. Вавилова 38, Российская Федерация
Тел. (495) 132-82-80, (495) 132-81-45. Факс (495) 135-79-22
E-mail: syakov@kapella.gpi.ru

Статья поступила 21 декабря 2005 г.,
после доработки 20 февраля 2006 г.

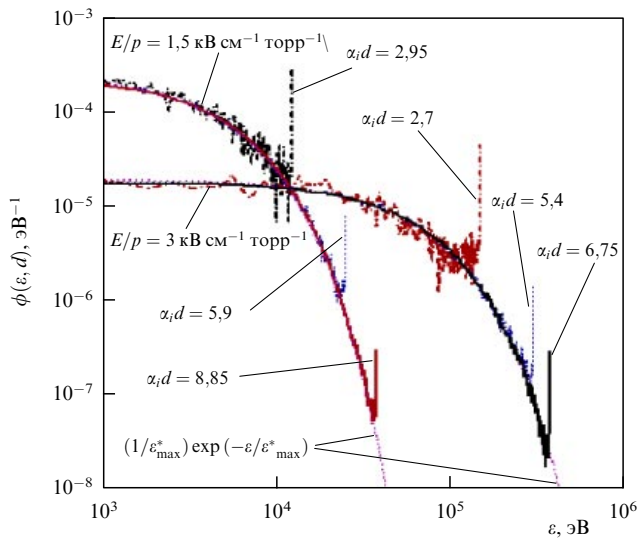


Рис. 1. Нормированные на единицу функции распределения по энергии электронов, пересекших плоскость с $x = d$, для разных значений расстояния между электродами d . Плотность гелия $N = 5,15 \times 10^{17}$ см $^{-3}$ ($p = 16$ торр). При $E = 24$ кВ см $^{-1}$ ($E/p = 1,5$ кВ (см торр) $^{-1}$) $d = 5$ мм, 10 мм и 15 мм. Острые пики соответствуют значениям максимальной энергии электронов (убегающие электроны): $eEd = 1,2 \times 10^4$ эВ; $2,4 \times 10^4$ эВ; $3,6 \times 10^4$ эВ. При $E = 48$ кВ см $^{-1}$ ($E/p = 3$ кВ (см торр) $^{-1}$) $d = 30$ мм, 60 мм и 75 мм; $eEd = 1,44 \times 10^5$ эВ; $2,88 \times 10^5$ эВ; $3,6 \times 10^5$ эВ. В аналитическом выражении для функции распределения $\varepsilon_{\max}^* = eE/\alpha_i$ — установившаяся при больших x , т.е. максимальная средняя, энергия электронов.

Отметим, что ограничение средней энергии электронов можно получить и из закона сохранения импульса

$$m_e N_e u \frac{du}{dx} = e N_e E - F N_e - \frac{dp_e}{dx}.$$

Здесь u , N_e — средняя скорость и плотность электронов; F — сила торможения; p_e — давление электронного газа. При $E \gg F/e$, $du/dx = 0$, оценивая давление выражением $p_e \sim N_e \varepsilon_{\max}^*$, опять получим $\varepsilon_{\max}^* \sim eE/\alpha_i$ (ср. рис. 1 и [4–7]).

Наконец, критикуемая в [9] формула (5) работы [4] является всего лишь качественной иллюстрацией и в получении конкретных результатов вообще не используется. Факт ограничения средней энергии и скорости продемонстрирован непосредственно на основе численного моделирования, не использующего силу торможения Бете. Средняя энергия электронов перестает зависеть от координаты x , направленной по полю, при любых полях, если $x > 3\alpha_i^{-1}$ (см. рис. 1 и [4–7]).

4. О нелокальном критерии убегания электронов

В работах, попыток в [4–7], был введен критерий, определяющий граничное значение напряженности поля E_{cr} : $\alpha_i(E_{cr}, p)d = 1$. Его можно записать и в более строгой форме:

$$\int_0^d \alpha_i(E_{cr}, p, x) dx = 1.$$

Однако такое усложнение не имеет глубокого смысла.

Критерий ухода значительной доли электронов из промежутка между плоскими электродами в [4–7] пере-

писан в виде:

$$pd \zeta \left(\frac{U_{cr}}{pd} \right) = 1.$$

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

Автор [9] утверждает, что верхняя ветвь кривой ухода (названная в [4–7] кривой убегания), соответствующая формированию большей доли убегающих электронов, отсутствует ([9], с. 1069) и предлагает нам пересмотреть критерий убегания ([9], с. 1090).

Однако существование переходной области от режима эффективного размножения к режиму, при котором преобладают электроны, ускорившиеся до энергии $\approx eU$, очевидно из общих соображений, связанных с падением всех сечений при больших энергиях. Кроме того, это проверено нами непосредственно численными расчетами, представленными в виде кривых равной эффективности формирования убегающих электронов как функции pd .

Автор [9] на с. 1086 вопреки тому, что написано у нас в [4] на с. 960, пишет, что кривые равной эффективности получены нами из кривых убегания с использованием некоторой связи. Нет, они получены в результате прямого численного моделирования, и тот факт, что они совпадают с кривыми убегания, как раз и говорит о целесообразности введенного нами критерия убегания.

5. О распределении электронов и рентгеновских квантов по энергиям

Измерения распределения электронов по энергиям методом фольг [11–14] показали, что в пучке присутствует, по меньшей мере, три группы электронов (рис. 2а) и подтвердили утверждение [4–7], что число электронов с аномальной энергией $\varepsilon \sim eU$ мало. Часть электронов первой группы ($\varepsilon < 60$ кэВ) генерируется до основного пика тока пучка убегающих электронов [14]. При использовании в качестве анода сеток и тонких фольг на осциллограмме тока регистрируется предимпульс, который опережает основной пик, имеющий длительность на полувысоте ~ 100 пс [12], на 100–500 пс [13, 14]. Вторая группа электронов имеет максимум, соответствующий на распределении энергиям электронов 100–150 кэВ. Энергия электронов в этом максимуме меньше напряжения на промежутке. Во второй группе электронов может быть несколько максимумов (рис. 2а и результаты расчетов в [15]). Третья группа (аномальные электроны) вносят малый вклад в ток пучка ($< 5\%$).

Дополнительно на ускорителе РАДАН-303 в тех же условиях были измерены в зависимости от толщины фильтра экспозиционные дозы рентгеновского излучения и рассчитано распределение по энергии рентгеновских квантов (рис. 2б) [13]. Видно, что наблюдается хорошее совпадение между обоими распределениями (ср. рис. 2а и рис. 2б).

Однако Л.П. Бабич в публикации 2005 г. [9] продолжает утверждать, что пучок электронов, выходящий из

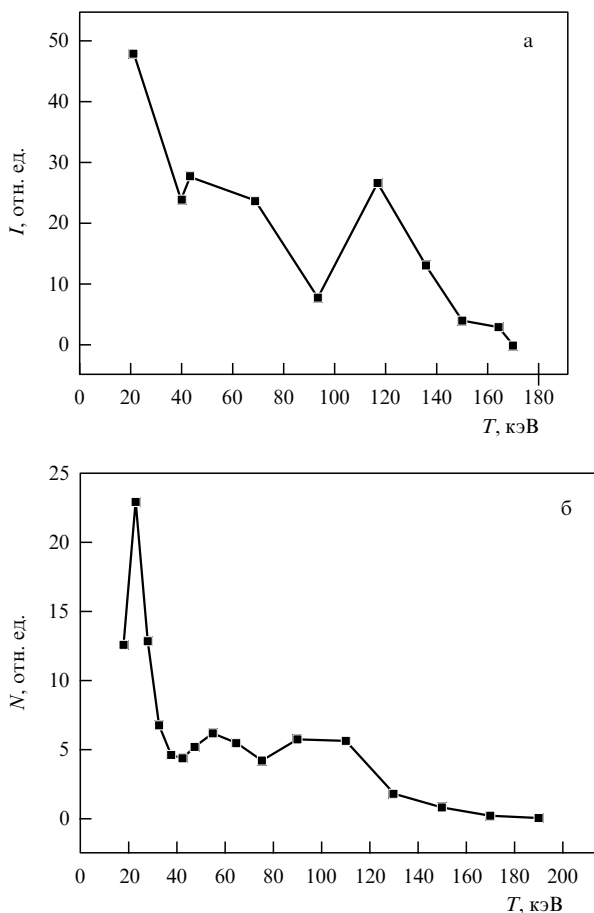


Рис. 2. Распределения электронов (а) и рентгеновских квантов (б) по энергиям. Генератор РАДАН-303, максимальное напряжение на промежутке ~ 150 кВ.

газового диода, заполненного воздухом атмосферного давления, состоит в основном из электронов с аномальной энергией, которые формируются у катода на головке стримера за счет поляризационного самоускорения. Новые экспериментальные данные в работе [9] отсутствуют, а результаты многих работ (см., например, [16]), в которых сообщалось, что при использовании напряжений в сотни киловольт получены пучки с энергией электронов, меньшей напряжения на промежутке, игнорируются. Более того, Л.П. Бабич игнорирует и результаты своих расчетов параметров пучка электронов в гелии атмосферного давления [17]. В [17] расчетный ток пучка составил 1 кА, а аномальные электроны в расчетах отсутствовали.

6. Об амплитуде и форме тока пучка

Измерения амплитуды тока пучка при его субнаносекундной длительности весьма сложны и сильно отличаются при использовании шунтов и коллекторов различных конструкций [13]. Коллектор, нагруженный на коаксиальный кабель с волновым сопротивлением 50 Ом и согласованный с ним, имеет хорошее временное разрешение, но существенно занижает амплитуду тока пучка.

Для измерений амплитуды тока пучка лучше всего применять калориметрический метод. Данная методика для пучков наносекундной длительности была ранее

изучена в [18] и рекомендовалась для использования. Для определения амплитуды тока пучка с помощью калориметра надо измерять полную энергию пучка. Кроме того, определяются распределение электронов по энергиям и длительность тока пучка на полувысоте. Далее, используя эти данные, рассчитывается (оценивается) амплитуда тока пучка электронов. Проведенные нами измерения амплитуд тока пучка калориметрическим методом дали его величину при атмосферном давлении воздуха ~ 100 А и более. Максимальная амплитуда тока пучка ~ 400 А была получена на генераторе РАДАН-220 за алюминиевой фольгой толщиной ~ 10 мкм при минимальных размерах и индуктивности используемого газового диода [12]. Катодом в этих экспериментах служил стальной шар диаметром 9,5 мм.

Важно также, что при заданном межэлектродном зазоре и длительности фронта импульса напряжения существует оптимум по амплитуде импульса напряжения [4–7]. Максимальные токи пучка электронов регистрируются за фольгой при формировании пучка электронов в момент достижения максимума напряжения на промежутке.

Утверждение [9] о малых амплитудах токов пучков убегающих электронов, полученных на самом деле в [1–7], является ошибочным. "Непопадание в оптимум" в экспериментах [8] обусловлено в первую очередь неоптимальной конструкцией газового диода.

7. Заключение

Работы, развивающие направления, подытоженные в обзорах [4–7], продолжаются, и уже получены новые результаты как по формированию электронных пучков в различных газах при повышенных давлениях, так и по формированию объемных разрядов без предыонизации [12–14, 19–21]. Мы предполагаем, что мощные сверхкороткие лавинные электронные пучки и разряды, формируемые без источника дополнительной ионизации, найдут широкое применение в науке и технике.

В настоящее время в России имеется большое количество рентгеновских аппаратов МИРА, НОРА и АРИНА, которые выпускались промышленно, а также генераторы и ускорители РАДАН, СИНУС и SM-3NS, разработанные в Институте сильноточной электроники СО РАН и Институте электрофизики УрО РАН. Информацию о генераторах МИРА, НОРА, АРИНА, РАДАН, СИНУС и SM-3NS можно найти в монографии [22]. Конструкция газовых диодов довольно проста, особенно при заполнении его воздухом атмосферного давления. Для изготовления изолятора газового диода, как показали наши исследования, лучше всего использовать изоляторы от стандартных рентгеновских трубок ИМА-350Д. Имея любой из перечисленных генераторов в лаборатории, сравнительно легко создать простой малогабаритный ускоритель, формирующий мощный электронный пучок с длительностью импульса на полувысоте $\sim 0,1$ нс.

Мы приглашаем специалистов к участию в этих исследованиях.

Список литературы

1. Ткачев А Н, Яковленко С И *Письма в ЖЭТФ* 77 264 (2003)
2. Тарасенко В Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* 77 737 (2003)

3. Тарасенко В Ф и др. *Письма в ЖТФ* **29** (21) 1 (2003)
4. Тарасенко В Ф, Яковленко С И *УФН* **174** 953 (2004)
5. Tkachev A N, Yakovlenko S I *Central Eur. J. Phys.* **2** 579 (2004); <http://www.cesj.com/physics.html>
6. Tarasenko V F, Yakovlenko S I *Phys. Scripta* **72** 41 (2005)
7. Tarasenko V F, Yakovlenko S I *Plasma Devices Oper.* **13** 231 (2005)
8. Бабич Л П, Лойко Т В, Цукерман В А *УФН* **160** (7) 49 (1990)
9. Бабич Л П *УФН* **175** 1069 (2005)
10. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* (Под ред. В Е Фортова) Т. XI-4 *Газовые и плазменные лазеры* (Отв. ред. С И Яковленко) (М.: Физматлит, 2005)
11. Тарасенко В Ф и др. *ЖТФ* **75** (11) 69 (2005)
12. Tarasenko V F et al. *Laser Part. Beams* **23** 545 (2005)
13. Тарасенко В Ф, Костыря И Д *Изв. вузов. Сер. Физика* **48** (12) 40 (2005)
14. Tarasenko V F *Appl. Phys. Lett.* **88** 081501 (2006)
15. Jiang W et al., in *Proc. of the 15th Intern. Conf. on High-Power BEAMS-2004, Saint-Petersburg, 18–23 July 2004* (Saint-Petersburg: D.V. Efremov Sci. Res. Inst. of Electro, 2005) p. 174
16. Василяк Л М, Ветчинин С П, Поляков Д Н *Письма в ЖТФ* **25** (18) 74 (1999)
17. Бабич Л Р, Куцык И М *ТВТ* **33** 191 (1995)
18. Шпак В Г *ПТЭ* (3) 165 (1980)
19. Костыря И Д и др. *Письма в ЖТФ* **31** (11) 19 (2005)
20. Костыря И Д и др. *ЖТФ* **76** (3) 64 (2006)
21. Яковленко С И *Письма в ЖТФ* **32** (8) 15 (2006)
22. Месяц Г А *Импульсная энергетика и электроника* (М.: Наука, 2004)

On the electron runaway effect and the generation of high-intensity subnanosecond beams in dense gases

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) 49-1685. Fax (7-3822) 49-24 10
E-mail: vfi@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. (7-495) 132-8280, (7-495) 132-8145. Fax (7-495) 135-7922
E-mail: syakov@kapella.gpi.ru*

Fundamental errors are revealed in the critical paper of L P Babich (*Physics – Uspekhi* **48** 1015 (2005)) which completely rejects the results of the present authors' review paper in *Physics – Uspekhi* **47** 887 (2004).

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

Bibliography — 22 references

Received 21 December 2005, revised 20 February 2006

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **176** (7) 793–796 (2005)

Physics – Uspekhi **49** (7) (2005)