

Получение мощных электронных пучков в плотных газах

В. Ф. Тарасенко¹⁾, С. И. Яковленко^{+ 1)}, В. М. Орловский, А. Н. Ткачев⁺, С. А. Шунайлов*

Институт сильноточной электроники Сибирского отделения РАН, 634055 Томск, Россия

⁺Институт общей физики РАН, 119991 Москва, Россия

**Институт электрофизики Уральского отделения РАН, 620049 Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 8 апреля 2003 г.

После переработки 28 апреля 2003 г.

При атмосферном давлении получены электронные пучки субнаносекундной длительности с рекордной амплитудой тока (в воздухе ~ 70 А, в гелии ~ 200 А). Обнаружен оптимум по напряжению холостого хода генератора, при котором за фольгой регистрируются максимальные амплитуды тока пучка электронов, сформированного в газовом диоде. Установлено, что электронный пучок формируется в стадии, когда плазма, образующаяся на катоде, подходит к аноду на малое расстояние. Показано, что получение сильноточного пучка при высоком давлении возможно ввиду того, что имеют место верхние ветви кривых, характеризующих как критерий убегания (ухода) электронов, так и критерий зажигания разряда (кривая Пашена).

PACS: 51.50.+v, 52.59.Mv, 52.80.Mg

Введение. Первые сообщения о регистрации рентгеновского излучения при импульсных разрядах в плотных газах появились в конце 60-х годов [1, 2]. Затем формирование быстрых электронов и рентгеновского излучения в газонаполненных диодах при повышенном давлении исследовалось многими научными группами [3, 4]. Однако амплитуды тока пучка электронов не превышали в воздухе при давлении одна атмосфера долей ампера (10^9 электронов) и в гелии при давлении 22 торр десятков ампер (10^{12} электронов) [3]. В 2003 г. было показано [5], что критерий убегания электронов для газа имеет принципиально нелокальный характер и соответствует ситуации, когда длина размножения электронов (обратный коэффициент Таунсенда [6]) сравнивается с расстоянием между электродами. При этом, поскольку коэффициент Таунсенда падает при больших значениях параметра E/p (E – напряженность электрического поля, p – давление газа), имеют место верхние ветви кривых, характеризующих критерий зажигания разряда (кривая Пашена) и критерий ухода электронов из промежутка без размножения. Учет положения верхних ветвей этих кривых позволяет определить напряжения, при которых достигаются условия для убегания электронов, если заданы давление и сорт газа, а также величина межэлектродного промежутка.

Цель данной работы – сформировать электронные пучки с максимальной амплитудой в газовых диодах при атмосферном давлении.

Экспериментальная установка. Исследования были проведены с использованием трех различных генераторов наносекундных импульсов, которые подробно описаны в [7–9]. Генератор 1 (СИ-НУС) имел волновое сопротивление 30 Ом и формировал на согласованной нагрузке импульс напряжением ~ 200 кВ и длительностью на полувысоте ~ 3 нс при фронте импульса напряжения ~ 1 нс [7]. С этим генератором применялся диод, заполненный гелием и воздухом при давлении 760 торр, и использовались два катода.

Катод № 1 представлял собой набор трех цилиндров (диаметры 12, 22, 30 мм) из титановой фольги толщиной 50 мкм, вставленных друг в друга и закрепленных на дюралевой подложке диаметром 36 мм таким образом, что они имели общую ось. Высота колец уменьшалась на 2 мм от меньшего цилиндра к большему.

Катод № 2 был выполнен из графита в виде таблетки диаметром 29 мм, края которой были закруглены и которая была выпуклой в сторону фольги с радиусом кривизны 10 см. Графитовый катод размещался на медном держателе диаметром 30 мм. Конструкция газового диода показана на рис.1. Вывод электронного пучка осуществлялся через AlBe фольгу толщиной 45 мкм или через сетку с прозрачно-

¹⁾e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru, syakov@kapella.gpi.ru

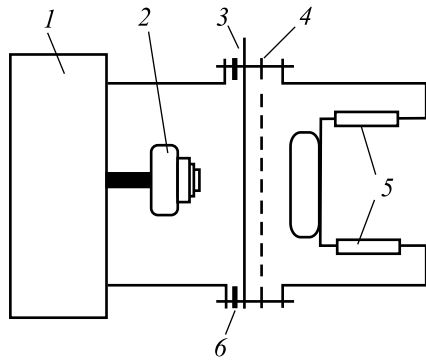


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 – генератор, 2 – катод, 3 – фольга или сетка, 4 – дополнительная фольга для измерения энергии электронов пучка, 5 – шунт для измерения тока пучка, 6 – шунт для измерения полного тока в газовом диоде

тью 50%. Данная геометрия разрядного промежутка обеспечивала усиление электрического поля у катода.

Генератор 2 (РАДАН-303) имел волновое сопротивление 45 Ом и формировал на согласованной нагрузке импульсы напряжением от 50 до 170 кВ (напряжение холостого хода до 340 кВ) при длительности импульса напряжения на полувывоте ~ 5 нс и фронте импульса напряжения ~ 1 нс [8]. Напряжение на газовом промежутке могло плавно изменяться при изменении зазора основного разрядника.

Генератор 3 (РАДАН-220) имел волновое сопротивление 20 Ом и формировал на разрядном промежутке импульс напряжением с амплитудой ~ 220 кВ и длительностью на полувывоте ~ 2 нс, при фронте импульса напряжения ~ 0.3 нс [9]. Конструкция газового диода была одинакова для обоих генераторов РАДАН и была подобна, показанной на рис.1. Плоский анод, через который осуществлялся вывод электронного пучка, был образован AlBe фольгой толщиной 45 мкм. Для вывода электронного пучка также использовались алюминиевая фольга толщиной 10 мкм либо сетки с прозрачностью по свету 50–70%. Катод был выполнен в виде трубки из стальной фольги толщиной 50 мкм и диаметром 6 мм, закрепленной на металлическом стержне такого же диаметра. Расстояние между катодом и анодом изменялось от 13 до 20 мм.

Ток пучка измерялся с помощью коллектора, представляющего медный диск диаметром 50 мм, установленный на расстоянии 10 мм от фольги. Диск соединялся с корпусом ускорителя коаксиальным кабелем или одновременно коаксиальным кабелем и низкоомным шунтом. В качестве коллектора пучка также использовались электроды малой площади, соединенные с корпусом ускорителя коаксиальным

кабелем; графитовый электрод, соединенный с корпусом ускорителя полосковой линией, и классический цилиндр Фарадея. Конструкция цилиндра Фарадея позволяла откачивать газ из пространства между фольгой и измерительным электродом форвакуумным насосом. Распределение электронов по энергиям определялось методом фольг. Для регистрации сигналов с емкостного делителя, коллекторов и шунтов применялся осциллограф TDS-684B с полосой 1 ГГц, имеющий 5 точек на 1 нс. Разрешение системы регистрации было не хуже 0.3 нс. Свечение разряда фотографировалось цифровым фотоаппаратом.

Результаты измерений. На основе измерений импульсов напряжения на газовом диоде и тока пучка электронов, а также наблюдений за формой разряда в промежутке при изменении зазора анод–катод, типа катода, напряжения на газовом диоде было установлено следующее.

При атмосферном давлении воздуха в газовом диоде электронный пучок при максимальных токах возникает на фронте импульса напряжения и имеет длительность на полувывоте в воздухе не более 0.4 нс, рис.2. При уменьшении размеров коллектора, что позволяло улучшить его временное разрешение, мы регистрировали длительность импульса тока пучка на полувывоте не более 0.3 нс, рис.2b. Следует отметить, что при предельном временном разрешении системы регистрации наблюдалась разница в длительности переднего и заднего фронта импульса тока. Передний фронт был более пологий.

Положительный импульс на осциллограмме тока обусловлен неустранимой для субнаносекундных импульсов в данных условиях индуктивностью между коллектором и регистрационным кабелем, которая сводилась нами к минимально возможной. При увеличении размеров коллектора влияние индуктивности уменьшалось и положительный выброс на осциллограмме тока пучка уменьшался до $\sim 10\%$, рис.2с. Однако при этом временное разрешение несколько ухудшалось и регистрируемая длительность импульса тока пучка за фольгой увеличивалась (на $\sim 30\%$). При получении наибольших токов пучка его максимум обычно регистрировался сразу после достижения максимума напряжения на разрядном промежутке. Амплитуда тока пучка за фольгой при давлении газа 1 атм в оптимальных условиях в гелии на генераторе 1 составила ~ 200 А, а в воздухе превысила 40 А для генератора 1 и 70 А для генератора 2, рис.2b,c.

С увеличением амплитуды напряжения максимум тока пучка сдвигался к началу импульса напряжения и при максимальных напряжениях заканчивался на его фронте, амплитуда тока пучка в этих

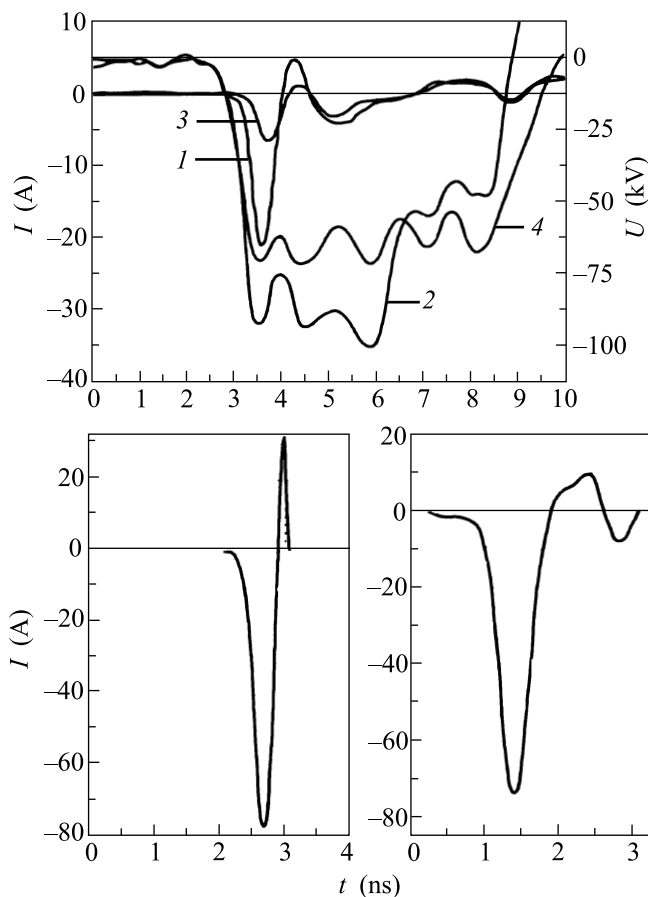


Рис.2. (а) Осциллограммы импульсов тока пучка электронов за AlBe фольгой толщиной 45 мкм (1,3) и импульсов напряжения на газовом диоде (2,4), полученные на генераторе 2 в воздухе при атмосферном давлении. Зазор в диоде $d = 16$ мм, напряжение холостого хода генератора 260 кВ (1,2) и 155 кВ (3,4). (б), (с) Осциллограммы импульсов тока пучка электронов за AlBe фольгой толщиной 45 мкм, полученные на генераторе 3. Зазор в диоде $d = 16$ мм, диаметр коллектора 20 (б) и 50 (с) мм

условиях уменьшалась. При уменьшении напряжения холостого хода генератора время запаздывания появления пучка электронов увеличивается до ~ 1 нс и пучок регистрируется в начале квазистационарной фазы импульса напряжения, однако амплитуда тока пучка при этом также существенно уменьшается. Отметим, что вышеописанные тенденции были весьма стабильными и регистрировались как при выводе пучка электронов через фольгу, так и через сетку.

Если зафиксировать межэлектродное расстояние, длительность фронта импульса напряжения, сорт и давление газа (в данном случае 1 атм воздуха), то убедимся, что существует достаточно узкий оптимум по напряжениям холостого хода генератора, при

которых регистрируются максимальные амплитуды тока пучка электронов за фольгой (рис.3). Нами обнаружено наличие данного оптимума. Следует от-

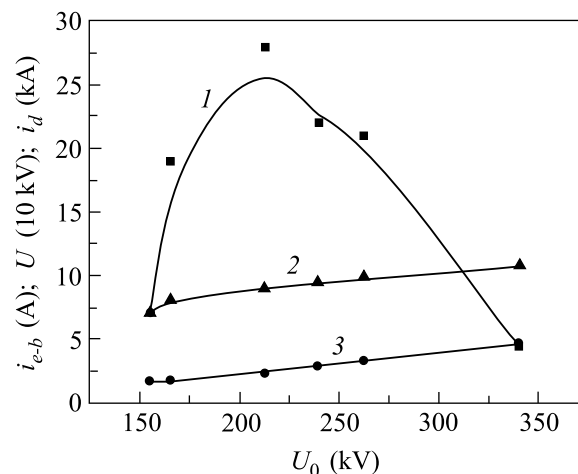


Рис.3. Зависимости амплитуд тока пучка электронов за AlBe фольгой толщиной 45 мкм (1), напряжения на промежутке (2) и тока разряда (3) от напряжения холостого хода генератора 2

метить, что зависимости амплитуд напряжения на промежутке и тока разряда от напряжения холостого хода генератора 2 в условиях генерации пучка, несмотря на существенное изменение амплитуды тока пучка, являются практически линейными, см. рис.3 (кривые 2 и 3), что существенно затрудняет определение условий, при которых достигаются максимальные амплитуды тока пучка.

Разрядный ток появляется с малой задержкой относительно времени подачи напряжения на промежутке и на 0.3–1 нс опережает ток электронного пучка, регистрируемый за фольгой. Величина и длительность разрядного тока существенно превышают амплитуду и длительность тока пучка. Например, в воздухе при напряжении холостого хода первого генератора ~ 270 кВ и величине зазора 17 мм амплитуды тока разряда и пучка составили, соответственно, 2400 А и 40 А. После окончания импульса тока пучка электронов разряд обычно продолжается в квазистационарной фазе, длительность которой составляет несколько наносекунд, при постоянном напряжении на промежутке и носит объемный характер.

На рис.4 приведены фотографии свечения плазмы в газовом диоде, полученные с торца при сетчатом аноде и сбоку – при аноде из фольги. Видно, что разряд имеет форму объемных струй, и только на катоде видны яркие пятна.

Интерпретация результатов. При интерпретации наблюдаемого процесса формирования пучка

Место для тонового рисунка

мы опираемся на нелокальный критерий появления заметного числа электронов, уходящих из объема без размножения $\alpha_i d = 1$ [5]. Здесь α_i – коэффициент Таунсенда, d – расстояние между анодом и катодом. При этом мы полагаем, что формирование электронного пучка происходит в моменты времени, когда плазма приближается к аноду.

Полагая $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$, где $\xi(E/p)$ – функция, характерная для данного газа, критерий появления заметного числа электронов, уходящих из объема без размножения $\alpha_i(E_{cr}, p)d = 1$ можно переписать в виде $pd \cdot \xi(U_{cr}/pd) = 1$. Здесь $E_{cr} = U_{cr}/d$. Этот критерий определяет универсальную для данного газа подковообразную кривую $U_{cr}(pd)$, за пределами которой значительная доля электронов покидает объем без размножения (см. рис.5).

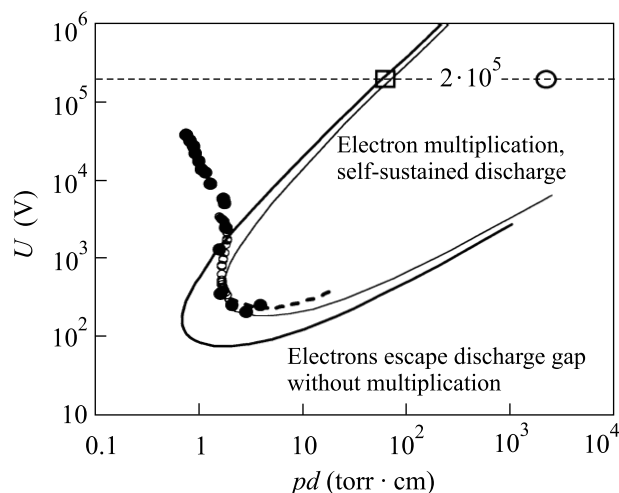


Рис.5. Кривые: $U_{cr}(pd)$, характеризующая критерий ухода электронов в гелии, (сплошная жирная кривая) и $U_{br}(pd)$, характеризующая критерий зажигания разряда (сплошная тонкая кривая, $L = \ln(1 + 1/\gamma) = 2.45$) [5]. Светлые точки – результаты экспериментов Пеннинга [10]; черные точки – результаты экспериментов [11], штриховая кривая – экспериментальные данные из книги [6]. Большой светлый кружок справа сверху соответствует максимальному значению напряжения в представленных экспериментах при атмосферном давлении и расстоянии между электродами $d = 28$ мм. Большой квадрат соответствует ситуации, когда “плазменный катод” приближен к аноду на расстояние $d = 0.7$ мм

Важным обстоятельством является то, что кривая $U_{cr}(pd)$ имеет верхнюю ветвь. Существование верхней ветви этой кривой обусловлено падением коэффициента Таунсенда с ростом E/p . Падение коэффициента Таунсенда в свою очередь обусловлено падением сечения ионизации с ростом энергии налета

Рис.4. Фотографии свечения разряда в промежутке при съемке с торца (а), сбоку (b) и по углом (с). Генератор 3, сетка имеет ячейку со сторонами 1 мм

тающего электрона и тем, что с ростом E/p энергия размножающихся электронов растет.

Отметим, что экспериментально достичь значений U , pd , соответствующих верхней ветви, довольно сложно, в частности, из-за влияния при высоких напряжениях электрического поля катодных процессов [4]. Для наблюдения верхней ветви в плотном газе необходимо достаточно быстро поднять напряжение на электродах, а также использовать электроды, в первую очередь катод, с высоким порогом плазмообразования. В рассматриваемых условиях необходимо за доли наносекунды поднять напряжение до сотни киловольт.

Функция $U_{cr}(pd)$ просто связана с потенциалом зажигания самостоятельного разряда $U_{br}(pd)$, определяемым условием Таунсенда–Пашена $pd \cdot \xi(U_{br}/pd) = L \equiv \ln(1 + 1/\gamma)$ [6], где γ – коэффициент вторичной эмиссии электронов. При этом $U_{br}(pd) = L \cdot U_{cr}(pd/L)$. Функция $U_{br}(pd)$ не только включает в себя часть известной кривой Пашена, но и содержит дополнительно верхнюю ветвь, обсуждавшуюся выше. Полученные на основе численного моделирования кривые $U_{cr}(pd)$, $U_{br}(pd)$ для гелия приведены на рис.5 совместно с экспериментальными данными [10, 11, 6] при низких давлениях. Полагая для условий представленных экспериментов и при равномерном распределении электрического поля в промежутке (последнее является весьма грубым приближением для используемых газовых диодов), что $d = 28$ мм, $U_{max} = 200$ кВ при $p = 1$ атм, имеем $pd = 2 \cdot 10^3$ см·торр. Соответствующая точка (U_{max}, pd) изображена на рис.5 большим кружком. Видно, что для выполнения критерия убегающих электронов значение pd должно быть ниже примерно в 30 раз по сравнению с экспериментальным значением. Усиление электрического поля на катоде недостаточно для ликвидации этого противоречия. Кроме того, на фронте импульса напряжения напряженность электрического поля существенно меньше максимальной. Выполнение критерия убегающих электронов может произойти в моменты времени, когда распространяющаяся от катода плазма приблизилась к аноду. При $U_{max} = 200$ кВ и при равномерном распределении электрического поля в промежутке критерий убегающих удовлетворяется для $pd = 53$ см·торр. Например, он удовлетворяется при $d = 0.7$ мм. Эта точка на рис.5 отмечена большим квадратом.

В случае $U_{max} = 200$ кВ, $d = 0.7$ мм скорость распространения волны ионизации достигает $u \sim 10^{10}$ см/с. Соответственно, длительность пучка составит $\tau \sim d/u \sim 10^{-2}$ нс. Как отмечено выше (см. рис.2b), длительность пучка не превышает 0.3 нс на

полувысоте. Возможно, при улучшении временного разрешения длительность импульса тока пучка окажется более короткой, а его амплитуда соответственно увеличится.

Процесс формирования плазмы и распространения волны ионизации от катода к аноду достаточно сложен и требует отдельного изучения. Отметим только простейшие моменты. Из экспериментальных данных следует, что ионизация разрядного промежутка происходит неоднородно, как бы в виде струй (см. рис.4). В процессе распространения такой струи на ее конце поле концентрируется. Это может обеспечить сравнительно большую скорость распространения плазмы, а также достижение критерия убегающих электронов и формирование электронного пучка на несколько больших расстояниях от плазмы до анода, чем это имеет место при плоской геометрии.

Например, рассматривая выступ на плоской обкладке конденсатора в виде половины вытянутого проводящего эллипсоида вращения, для коэффициента увеличения поля вблизи конца эллипсоида имеем $k = 2\varepsilon^3(1 - \varepsilon^2)^{-1}[\ln((1 + \varepsilon)/(1 - \varepsilon)) - 2\varepsilon]^{-1}$, где a – большая, b – малая полуось, $\varepsilon = \sqrt{1 - (b/a)^2}$ – эксцентриситет эллипсоида [12]. При размерах полуосей $a = 8$ мм и $b = 0.7$ мм поле вблизи конца эллипсоида в $k = 36$ раз больше, чем поле между обкладками конденсатора, и может достигать $E/p \sim 1000$ В/(см·торр) в середине промежутка. Этому значению поля соответствует скорость распространения ионизации $u \sim 3 \cdot 10^9$ см/с. При такой скорости генерация убегающих электронов должна начаться примерно через наносекунду, что и происходит. Разумеется, разные струи могут подходить к аноду в разные моменты времени, что уширяет импульс тока пучка.

Отметим также, что наличие узкого максимума зависимости тока пучка от напряжения холостого хода генератора (рис. 3) объясняется необходимостью согласовывать момент подхода плазмы к аноду с максимумом напряжения между электродами.

Выводы. Итак, при атмосферном давлении в газовом диоде получены электронные пучки субнаносекундной длительности с рекордными амплитудой тока (в воздухе ~ 70 А, в гелии ~ 200 А) и энергией электронов (50–130 кэВ). Обнаружен оптимум по напряжению холостого хода генератора, при котором регистрируются максимальные амплитуды тока пучка электронов за фольгой.

Предположение о генерации убегающих электронов в момент приближения плазмы к аноду позволяет качественно объяснить наблюдаемые временные характеристики пучка: запаздывание момента генерации и малую длительность импульса тока. При

этом существенно используется тот факт, что имеют место верхние ветви кривых, характеризующих как критерий зажигания разряда (кривая Пашена), так и критерий ухода электронов из промежутка без размножения.

Авторы благодарят за предоставление генератора СИНУС С. Д. Коровина и за предоставление генераторов РАДАН В. Г. Шпака, а также В. Г. Шпака, М. И. Яланина, С. Б. Алексеева и А. В. Феденева за помощь в проведении этой работы. Работа поддержана грантом МНТЦ-1270.

1. Ю. Э. Станкевич, В. Г. Калинин, ДАН СССР **177**, 72 (1967).
2. R. C. Noggle, E. P. Kriger, and J. R. Wayland, J. Appl. Phys. **39**, 4746 (1968).
3. Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, В. А. Цукерман, УФН **160**, 49 (1990).
4. Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц, *Физика импульсного пробоя газов*, М.: Наука, 1991.
5. А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко, Письма в ЖЭТФ **77**, 264 (2003).
6. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, М.: Наука, 1992.
7. В. П. Губанов, С. Д. Коровин, И. В. Пегель и др., Изв. ВУЗов: Физика № 12, 110 (1996).
8. М. И. Яландин, В. Г. Шпак, ПТЭ №3, 5 (2001).
9. Ф. Я. Загулов, А. С. Котов, В. Г. Шпак и др., ПТЭ №2, 146 (1989).
10. F. M. Penning, Physica **12**, 65 (1932).
11. А. Н. Дикиджи, Б. Н. Клярфельд, ЖТФ **25**, 1038 (1955).
12. В. В. Батыгин, И. Н. Топтыгин, *Сборник задач по электродинамике*, М.: ГИФМЛ, 1962.