

12

Генерация ускоренных электронов в газовом диоде с горячим каналом

© В.В. Лисенков, В.А. Шкляев

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург
Уральский федеральный университет им. первого Президента России
Б.Н. Ельцина, Екатеринбург
E-mail: lisenkov@ier.uran.ru
Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск
Национальный исследовательский Томский политехнический университет
E-mail: shklyaev@to.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 2 апреля 2013 г.

Проведено численное исследование процесса генерации быстрых электронов в неоднородной среде, состоящей из горячего канала (искровой канал, лазерный факел и т. п.), окруженного воздухом при нормальных условиях. Используемая модель позволяла производить согласованный расчет формирования субнаносекундного газового разряда и генерации ускоренных электронов в таких условиях. Обнаружено, что ток быстрых электронов состоит из двух импульсов. Первый — с амплитудой 50 А, длительностью 30 ps и энергией электронов более 100 keV. Эти электроны генерируются в горячем канале. Второй обладает амплитудой 170 А, длительностью 20 ps и энергией электронов в диапазоне 8–50 keV, которые генерируются уже в холодном воздухе. Поскольку эти импульсы идут последовательно, почти не перекрываясь, то суммарная длительность импульса быстрых электронов получается почти 50 ps.

Получение пучков быстрых электронов в газах высокого давления, в частности в воздухе, является одной из наиболее интересных задач физики газового разряда. Практическим приложением данной задачи может стать создание электронных ускорителей без фольги, разделяющей вакуумный и газовый объемы, которая является „слабым местом“ ускорителей. При этом основные усилия исследователей направлены на повышение эффективности перехода электронов в режим непрерывного ускорения, как необходимого условия получения мощных пучков быстрых электронов. Традиционным путем решения данной задачи является использование катодов специальной формы [1–4]. В этом случае эффективность генерации быстрых электронов повышается за счет

создания в газонаполненном диоде областей усиленного электрического поля. Однако хорошо известно, что эффективность перехода электронов в режим непрерывного ускорения является функцией приведенной напряженности поля, т.е. соотношения E/N (E — напряженность электрического поля, N — концентрация молекул газовой среды).

В работе [5] было предложено увеличить соотношение E/N , не увеличивая E , как это делается традиционно, а уменьшая N . Для этого необходимо создать около катода высокотемпературную разряженную область. Это может быть, например, лазерный факел или искровой канал, закончившие свое тепловое расширение и восстановившие свою электрическую прочность благодаря рекомбинации. Нейтральные частицы при выравнивании давления в таком горячем канале с окружающей средой будут распределены в соответствие с соотношением $p_{atm} = NkT$, где p_{atm} — атмосферное давление, N — концентрация нейтральных частиц, k — постоянная Больцмана, T — температура. Подчеркнем, что концентрация нейтральных частиц в горячем канале обратно пропорциональна его температуре. Поскольку, например, в режиме развитого испарения температура в лазерном факеле близка к температуре кипения материала мишени [6] и составляет тысячи градусов, а в режиме оптического пробоя — десятки тысяч градусов [7], то концентрация нейтральных частиц в горячем канале может быть на 1–2 порядка ниже концентрации молекул в воздухе при комнатной температуре. Таким образом, не увеличивая E , можно повысить соотношение E/N на 1–2 порядка.

Проделанные в [5] расчеты с помощью одномерной модели показали возможность получения пучков ускоренных электронов с током до 1 кА и средней энергией примерно $(2/3)eU$ (где U — ускоряющее напряжение). Однако одномерная модель не учитывает реальной геометрии горячего канала, поэтому такие расчеты носят характер оценочных и, безусловно, нуждаются в уточнении.

Таким образом, целью данной работы является численное исследование процесса генерации ускоренных электронов в газовом диоде атмосферного давления, содержащем неоднородность в виде горячего канала с использованием двумерной модели.

Нами был использован известный программный пакет ХООРІС [8], ранее уже применявшийся для моделирования формирования субнано-секундных газовых разрядов и генерации ускоренных электронов [9].

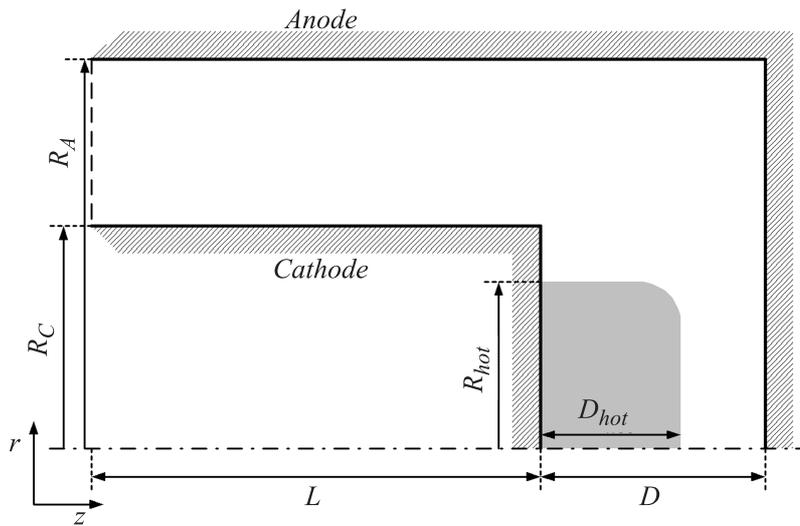


Рис. 1. Геометрия задачи. Горячая область выделена серым цветом. $R_C = 2.5$ mm, $R_A = 7.5$ mm, $R_{hot} = 2.5$ mm, $D_{hot} = 2.5$ mm, $L = 13$ mm, $D = 7$ mm.

В основе пакета лежит метод крупных частиц, который используется для моделирования движения заряженных частиц под действием внешних и собственных электромагнитных полей. Упругие и неупругие столкновения электронов моделируются с помощью метода Монте-Карло. Динамика электромагнитного поля как в диоде, так и в подводящей линии рассчитывается с помощью уравнений Максвелла. Пакет использует двумерное осесимметричное приближение.

Геометрия задачи представлена на рис. 1. Моделировалась передающая линия длиной $L = 1.3$ см, на один конец которой подавался импульс напряжения с длительностью фронта 100 ps. На другом конце линии располагался диод с межэлектродным расстоянием $D = 7$ mm, наполненный азотом при комнатной температуре и атмосферном давлении. Выбор длины передающей линии, почти вдвое большей по сравнению с межэлектродным расстоянием диода, был обусловлен тем, чтобы время прохождения волны по линии было больше времени

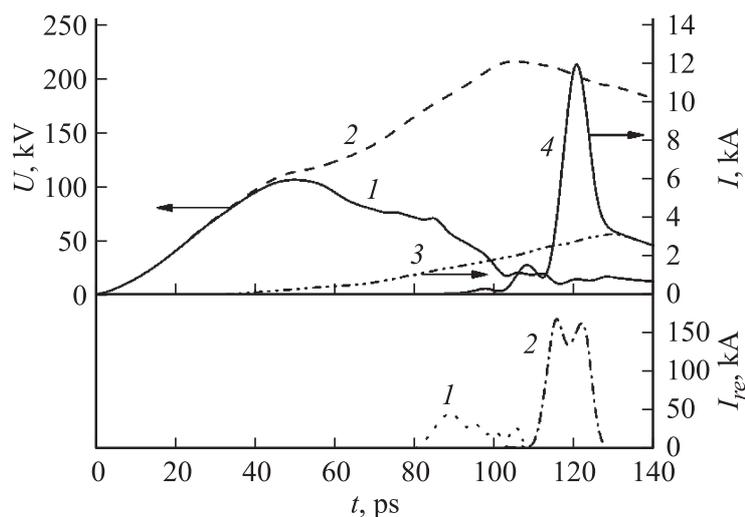


Рис. 2. Расчетные осциллограммы напряжений и токов в разрядном промежутке. Верхний график: 1 — напряжение на разрядном промежутке, 2 — напряжение в режиме холостого хода, 3 и 4 — катодный и анодный токи соответственно. Нижний график: 1 — импульс тока быстрых электронов с энергией свыше 100 keV, 2 — с энергией в диапазоне 8–50 keV.

протекания интересующих нас процессов в диоде. Это позволило избежать излишних усложнений, вызываемых волновыми процессами в линии.

Начиная с катода, вдоль оси линии располагалась нагретая область газа с температурой 3000 K, числовая плотность нейтральных частиц в которой была соответственно на порядок ниже, чем в остальном промежутке. Длина (D_{hot}) и радиус (R_{hot}) этой области были равны 2.5 mm. На рис. 1 она выделена серым цветом. Для упрощения задачи эмиссия электронов с катода предполагалась „свободной“, т.е. равенство нулю работы выхода электрона. Данное упрощение оправдано тем, что при формировании горячей области, будь то лазерный факел или искровой канал, катод подвергается интенсивному нагреву и обладает достаточно высокой температурой, чтобы обеспечить большие термоэмиссионные токи.

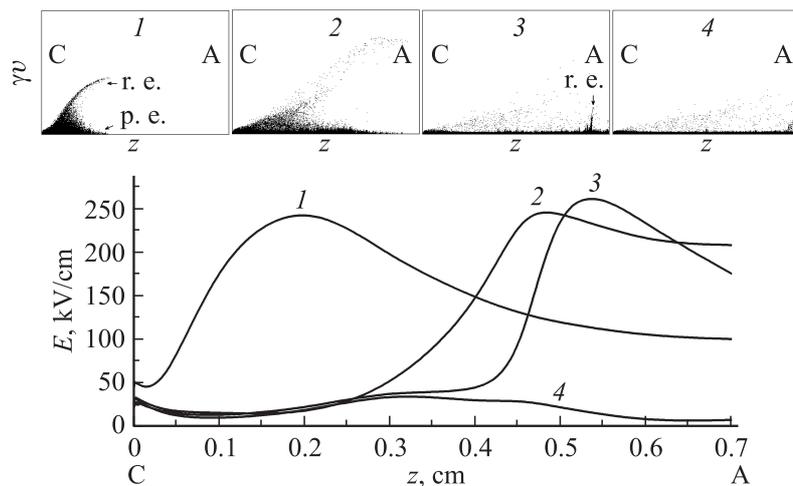


Рис. 3. Распределение электрического поля в промежутке в различные моменты времени и соответствующие им фазовые портреты электронов (верхний ряд картинок). Номера фазовых портретов и кривых распределения соответствуют друг другу, и каждый номер относится к своему моменту времени. 1 — 40 ps, 2 — 80 ps, 3 — 100 ps, 4 — 120 ps. Обозначения: С — катод, А — анод, г. е. — убегающие (runaway) электроны, р. е. — плазменные „медленные“ электроны.

Результаты расчетов представлены на рис. 2 и 3. На рис. 2 приведены расчетные осциллограммы напряжений и полных токов (верхний график), а также токов быстрых электронов (нижний график). На рис. 3 приведены распределения электрического поля в межэлектродном промежутке вдоль оси z , а также (вверху) фазовые портреты электронов в различные моменты времени.

Отличительной особенностью данной задачи является то, что характерное время установления распределения электромагнитного поля в зазоре становится сопоставимо с временем пробоя. Это становится понятным, если оценить время пробега электромагнитной волны межэлектродного расстояния. Оно примерно равно 20 ps, что вполне сопоставимо с временами на осциллограммах на рис. 2. Поэтому о напряжении на межэлектродном промежутке можно говорить достаточно

условно. Мы определили его как следующую величину:

$$U = \int_0^D E_z(z) dz,$$

где D — межэлектродное расстояние, $E_z(z)$ — распределение z -компоненты напряженности электрического поля вдоль оси z , приведенное на рис. 3.

Зависимость напряжения на межэлектродном промежутке от времени показана на рис. 2 (кривая 1, вверху). Для сравнения показана зависимость напряжения в режиме „холостого хода“ (кривая 2), т.е. в отсутствие пробоя промежутка, что достигалось „отключением“ эмиссии электронов с катода и ионизационных процессов в газовой среде. Видно, что примерно к 50 ps с началом роста тока с катода (кривая 3) начинается падение напряжения на промежутке. Ток с катода на данном этапе обусловлен формированием проводящего канала и, как следствие, изменением сопротивления диода. При этом на фронте канала образуется избыток отрицательного заряда, который обуславливает искажения электрического поля в промежутке, что хорошо видно на рис. 3. После того как проводящий канал достигнет анода, этот избыточный заряд быстро стекает на анод, что и обуславливает резкий всплеск анодного тока примерно на 120 ps. Далее, после того как проводящий канал полностью перекрыл промежуток, катодный и анодный токи сравниваются.

На нижней картинке рис. 2 приведены зависимости (расчетные осциллограммы) тока быстрых электронов. Он состоит из двух импульсов, которые составляют электроны разных энергий. Первый импульс (кривая 1) имеет амплитуду ≈ 50 А и длительность почти 30 ps. Его составляют электроны с энергией более 100 keV. Второй импульс (кривая 2) составляют электроны с энергией в диапазоне 8–50 keV. Он имеет несколько меньшую длительность (17 ps), но существенно более высокую амплитуду, равную 170 А.

Подобный характер поведения тока быстрых электронов обусловлен тем, что в ходе развития пробоя, т.е. приближения проводящего канала к катоду, генерация быстрых электронов возникала дважды, причем в разных местах межэлектродного промежутка.

Этот процесс проиллюстрирован на рис. 3. Уход электронов в режим убегания начинается в горячей области примерно с момента времени 20 ps. В максимуме импульса напряжения (40 ps) на фазовом портрете 1 виден уже сформировавшийся пучок убегающих электронов. При этом напряженность поля в горячей области (кривая 1) максимальна, что способствует увеличению эффективности генерации быстрых электронов. К моменту времени 80 ps этот пучок достигает анода, набирая при этом энергию, сравнимую с амплитудой импульса напряжения, т.е. свыше 100 keV. В связи с быстрым ростом проводимости горячего канала напряженность электрического поля в нем падает, что снижает эффективность формирования пучка быстрых электронов (кривая и фазовый портрет 2). Этот первый импульс тока быстрых электронов ионизует газовую среду на пути к аноду, создавая в ней большое количество „затравочных“ электронов. При этом участок перед анодом (уже холодная область) оказывается в зоне достаточно сильного электрического поля (кривые 2 и 3 на рис. 3). В этом поле происходят интенсивная ионизация и переход некоторой части электронов в режим убегания (фазовый портрет 3), что формирует второй импульс тока быстрых электронов. Эффективность перехода в режим убегания здесь уже далеко не такая высокая, как в горячей области, но за счет гораздо более высокой концентрации плазменных электронов общий ток второго импульса получается значительным. К моменту времени 120 ps второй импульс тока быстрых электронов приходит на анод (фазовый портрет 4). Практически одновременно с этим завершается формирование проводящего канала, который перемыкает промежуток. В результате избыточный заряд стекает на анод, формируя рассмотренный выше импульс анодного тока. Напряжение при этом падает еще больше и распределение напряженности электрического поля в промежутке приобретает вид, соответствующий кривой 4.

Поскольку второй импульс тока быстрых электронов формируется близко к аноду, электроны не успевают достаточно ускориться, поэтому их энергия не превышает 50 keV.

Если сравнивать результаты данной работы с результатами 1D-моделирования в работе [5], то имеют место существенные различия. Во-первых, в работе [5] получался только один (первый) импульс тока быстрых электронов, которые ушли в режим убегания в горячей области. В данных расчетах получено два импульса быстрых

электронов, которые генерировались в горячей области перед катодом (первый импульс) и в холодной области перед фронтом плазменного канала вблизи анода (второй импульс). Во-вторых, в работе [5] импульс тока быстрых электронов имел существенно более высокую амплитуду и длительность. Различия обусловлены тем, что объем нагретой области в данном случае был меньше и напряжение в промежутке спадало быстрее, чем в работе [5]. Более быстрый спад напряжения на промежутке обусловлен более высокой скоростью роста проводимости промежутка, получившейся в результате более точного расчета динамики формирования плазменного канала в 2D-приближении, что было принципиально невозможно в 1D-модели [5]. Кроме того, более точные вычисления динамики плазменного канала позволили получить второй импульс тока быстрых электронов, который сформировался перед анодом. В модели [5] его также невозможно было получить.

Если говорить о вероятностях перехода электронов в режим убегания, то данные этой работы и работы [5] неплохо совпадают.

Таким образом, в данной работе было выполнено двумерное численное моделирование развития пробоя газового диода атмосферного давления с горячим каналом методом PIC/MC.

Характерной особенностью, выявленной с помощью расчетов, является наличие двух импульсов тока быстрых электронов, формирующихся в течение развития пробоя в разных местах газового диода. Первый импульс формируется в горячей области и обладает амплитудой 50 А и длительностью 30 ps. Энергия электронов в нем более 100 keV, т.е. сравнима с амплитудой импульса напряжения. Второй импульс формируется в холодном газе перед фронтом растущего плазменного канала вблизи анода непосредственно перед стадией замыкания. Амплитуда этого импульса составляет 170 А, длительность — 20 ps. Энергия электронов в нем лежит в диапазоне 8–50 keV, что существенно меньше прикладываемого к промежутку напряжения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 12-08-00229-а и интеграционного проекта № 107 „Исследование газовых разрядов высокого и низкого давления и создание на их основе новых электрофизических приборов“ в партнерстве ИЭФ УрО РАН и ИСЭ СО РАН.

Список литературы

- [1] *Месяц Г.А., Коровин С.Д., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 1. С. 35–44.
- [2] *Месяц Г.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 4. С. 71–80.
- [3] *Костыря И.Д., Бакиит Е.Х., Тарасенко В.Ф.* // ПТЭ. 2010. № 4. С. 84–87.
- [4] *Тарасенко В.Ф.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 5. С. 444–457.
- [5] *Лисенков В.В., Осипов В.В.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 11. С. 49–54.
- [6] *Осипов В.В., Соломонов В.И., Платонов В.В., Снигирева О.А., Иванов М.Г., Лисенков В.В.* // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 5. С. 467–473.
- [7] *Батанов В.А., Бункин Ф.В., Прохоров А.М., Федоров В.Б.* // ЖЭТФ. 1973. Т. 63. № 4. С. 1240–1244.
- [8] *Verboncoeur J.P., Langdon A.B., Gladd N.T.* // Comput. Phys. Commun. 1995. V. 87. P. 199–211.
- [9] *Shklyaeв V.A., Belomyttsev S.Ya., Ryzhov V.V.* // J. Appl. Phys. 2012. V. 112. P. 113 303.