

УДК 537.523.9; 537.525.99;
537.525.2; 539.1.074

PACS: 52.80.Tn; 29.40.Mc

Режимы генерации пучков убегающих электронов при формировании в воздухе и азоте диффузных разрядов

В. Ф. Тарасенко, Д. В. Белоплов, Д. А. Сорокин, Е. Х. Бакшт

Проведены исследования генерации пучков убегающих электронов (УЭ) и формирования диффузных разрядов при пробое промежутков с катодом, который имеет малый радиус кривизны. В воздухе и азоте повышенного давления на основе регистрации и анализа характеристик излучения разряда, а также параметров тока пучка УЭ и динамического тока смещения показано, что в зависимости от условий (приведённая напряжённость электрического поля, сорт газа и его давление, конструкция и материал катода, амплитуда и фронт импульса напряжения) реализуется различные режимы генерации пучков УЭ. Установлено, что соотношение скорости фронта волны ионизации (стримера) и убегающих электронов, а также конструкция катода и времени задержки до взрыва катодных микронеоднородностей существенно влияют на режим генерации УЭ. Определены условия реализации различных режимов, приведены осциллограммы импульсов тока пучка и фотографии свечения промежутка.

Ключевые слова: убегающие электроны, диффузные разряды, волна ионизации, стример, неоднородное электрическое поле, воздух, азот.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-1-3-202-215

Введение

Последние годы большое внимание уделяется исследованиям диффузных разрядов атмосферного давления в воздухе и других газах, которые формируются в неоднородном электрическом поле без до-

полнительного источника для предыонизации промежутка (см. коллективную монографию [1] и ссылки в ней). Плазма диффузных разрядов широко используется для воздействия на различные материалы [2–6], в том числе на полупроводники [6], а также для накачки лазеров [7–9] и возбуждения источников спонтанного излучения [10] и в других областях.

Сравнение свойств объёмных и диффузных разрядов приведено в обзоре [8]. Диффузные разряды при атмосферном давлении гелия [11] и воздуха [12], которые сопровождалась рентгеновским излучением, возникающим при торможении убегающих электронов (УЭ), известны со второй половины прошлого столетия.

Тарасенко Виктор Федотович, гл.н.с., д.ф.-м.н.

E-mail: vft@loi.hcei.tsc.ru

Белоплов Дмитрий Викторович, н.с., к.ф.-м.н.

Сорокин Евгений Алексеевич, зав. лаб., к.ф.-м.н.

Бакшт Евгений Хаимович, с.н.с., к.т.н.

Институт сильноточной электроники СО РАН.

Россия, 634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3.

Статья поступила в редакцию 09 марта 2021 г.

© Тарасенко В. Ф., Белоплов Д. В., Сорокин Е. А., Бакшт Е. Х., 2021

Исследования, проведённые в последующих работах, показали, что формирование таких разрядов определяется генерацией рентгеновского излучения и убегающих электронов (см., например, [1, 13–15]).

В результате прямых измерений с помощью шунта пучок УЭ в воздухе атмосферного давления и других газах был впервые зарегистрирован в работе [16]. Однако в известных работах (см., например, [17–33]), как правило, рассматривается сравнительно узкий диапазон условий, в которых наблюдается генерация УЭ, и отсутствует сравнительный анализ и демонстрация различных режимов генерации тока пучка УЭ с учётом скорости фронта волны ионизации, которая приводит к формированию диффузных разрядов.

Цель данной работы – сопоставить развитие ионизационных процессов в промежутке (стримеров, волн ионизации) с появлением убегающих электронов и продемонстрировать основные режимы генерации пучков УЭ.

Для обоснования различных режимов генерации пучков УЭ, одновременно с оптическим излучением плазмы в промежутке, импульсами напряжения, токами пучка и разряда, с пикосекундным временным разрешением регистрировался динамический ток смещения (ДТС) [18, 26, 32, 33], который позволяет с высокой точностью определять скорость движения фронта стримера и волны ионизации. Термин волна ионизации мы используем при наблюдении нескольких стримеров, которые движутся параллельно.

Экспериментальные установки и методики

Исследования были проведены с применением четырёх генераторов (СЛЭП-150 [1, 28], АРИНА [34], NPG-18 [35] и ГИН-55-01 [36]), которые в совокупности обеспечивали формирование импульсов напряжения отрицательной полярности с амплитудой в падающей волне от 10 до 200

кВ при длительности фронта импульса напряжения 0,3 (СЛЭП-150), 0,5 (АРИНА), 0,7 (ГИН-55-1) и 3 нс (NPG-18). В качестве катодов, которые были выполнены из нержавеющей стали, применялись острия (катод № 1), конусы (№ 2), трубки из фольги (№ 3), сетки (№ 4) и сферы (№ 5). Плоские аноды были изготовлены из тонкой фольги или сеток различной прозрачности. Динамический ток смещения регистрировался с помощью коллектора, установленного за сетчатым анодом.

На рис. 1 показана схема установки с регистрирующими приборами и датчиками, подобная использовалась в работах [26, 32, 33], в которой применялись генераторы ГИН-55-01 и NPG-18.

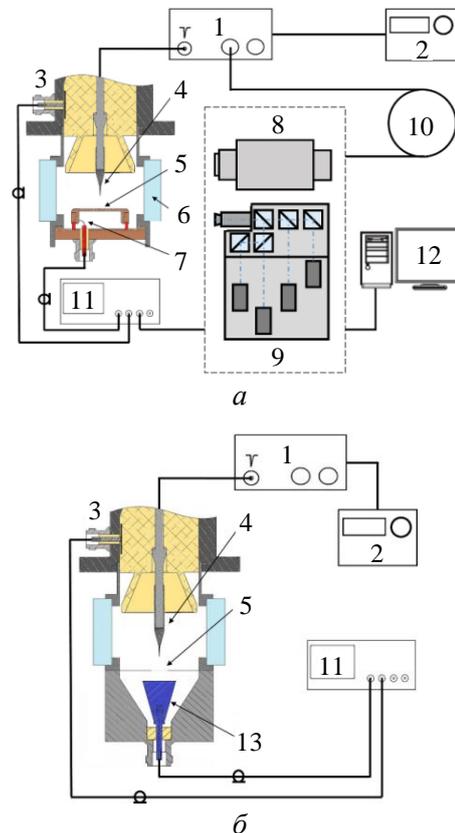


Рис. 1. Установка для исследования оптических характеристик разряда методами высокоскоростной съёмки (а), а также для измерения тока пучка убегающих электронов и тока смещения (б) [26]. 1 – высоковольтный генератор; 2 – запускающий генератор; 3 – емкостной делитель напряжения; 4 – катод с малым радиусом кривизны; 5 – плоский анод с отверстием, закрытым сеткой или фольгой; 6 – окно из кварцевого стекла; 7 – шунт из чип-резисторов; 8 – стрик-камера; 9 – ICCD камера; 10 – линия задержки; 11 – осцилло-

граф; 12 – компьютер; 13 – коллектор.

Исследования оптического излучения плазмы разряда проводились методами высокоскоростной съёмки. Развитие свечения плазмы разряда вдоль оси разрядного промежутка с разрешением во времени десятки пикосекунд регистрировалось с помощью стрик-камеры Hamamatsu C10910-05. Четырёхканальной ICCD камерой HSFC-PRO осуществлялась съёмка разряда с длительностью отдельного кадра 3 нс. Данная камера позволяет получать четыре изображения за один импульс, задержки между которыми регулировались и могли составлять менее 1 нс. При этом синхронно осуществлялось измерение напряжения и тока разряда, а также тока пучка и ДТС. Изображения с ICCD камеры были синхронизованы с осциллограммами благодаря регистрации сигнала запуска первого канала камеры.

Для измерения тока убегающих электронов и динамического тока смещения, вызванного перераспределением напряжённости электрического поля в промежутке при формировании и распространении стримера, применялись коллекторы с диаметром приёмной части 3, 7 и 20 мм. Ток разряда измерялся токовым шунтом, собранным из чип-резисторов. Для оценки энергии убегающих электронов за сеткой помещалась фильтры из алюминиевой фольги различной толщины, а при малых энергиях электронов плёнка из кимфоли толщиной 2 мкм, покрытая слоем алюминия толщиной 0,2 мкм.

Сигналы с ёмкостных делителей и токового шунта, регистрировались цифровым осциллографом KeySight MSOS804A (6 ГГц, 20 ГСэ/с). При измерении тока пучка убегающих электронов и динамического тока смещения коллектором с диаметром приёмной части 3 и 7 мм использовался осциллограф LeCroy WaveMaster 830Zi-A (30 ГГц, 80 ГСэ/с) с длительностью переходной характеристики до

≈ 13 пс. Для вывода излучения часть разрядных камер была оснащена кварцевыми окнами. Интегральная картина свечения разряда фотографировалась фотоаппаратом SONY A100. Далее приведены данные, полученные в моноимпульсном режиме.

Формирование разряда

На рис. 2, а, б показана динамика пробоа промежутка, заполненного воздухом, при фронте импульса напряжения 0,7 нс. Представлена динамика свечения промежутка при давлении воздуха $p = 100$ кПа с катодом № 1 (изготовлен из куска швейной иглы длиной 5 мм, диаметром основания 1 мм и радиусом закругления кончика иглы 75 мкм) при амплитуде импульса напряжения генератора NPG-18 в падающей волне $U_{in} = 18$ кВ, сфотографированная с помощью ICCD (рис. 2, а) и стрик (рис. 2, б) камер. На рис. 2, в показана зависимость средней скорости фронта стримера от давления для катода № 1 при $U_{in} = 18$ кВ. В экспериментах использовалась установка, показанная на рис. 1.

При атмосферном давлении воздуха и более высоком свечение возникает у острия и формируется широкий стример шаровой формы (рис. 2, а, кадры 1 и 2), фронт которого за короткое (десятки пс – единицы нс) время, зависящее от параметра E/N ($E = U/d$ – напряжённость электрического поля, N – концентрация частиц газа), а также ряда других параметров, замыкает промежуток. Отметим, что в нормальных условиях вместо E/N часто используют параметр E/p , где p – давления газа.

Скорость фронта стримера максимальна при формировании стримера (у острия) и его приближении к плоскому электроду. Это хорошо видно на рис. 3, который был снят с генератором ГИН-55-01.

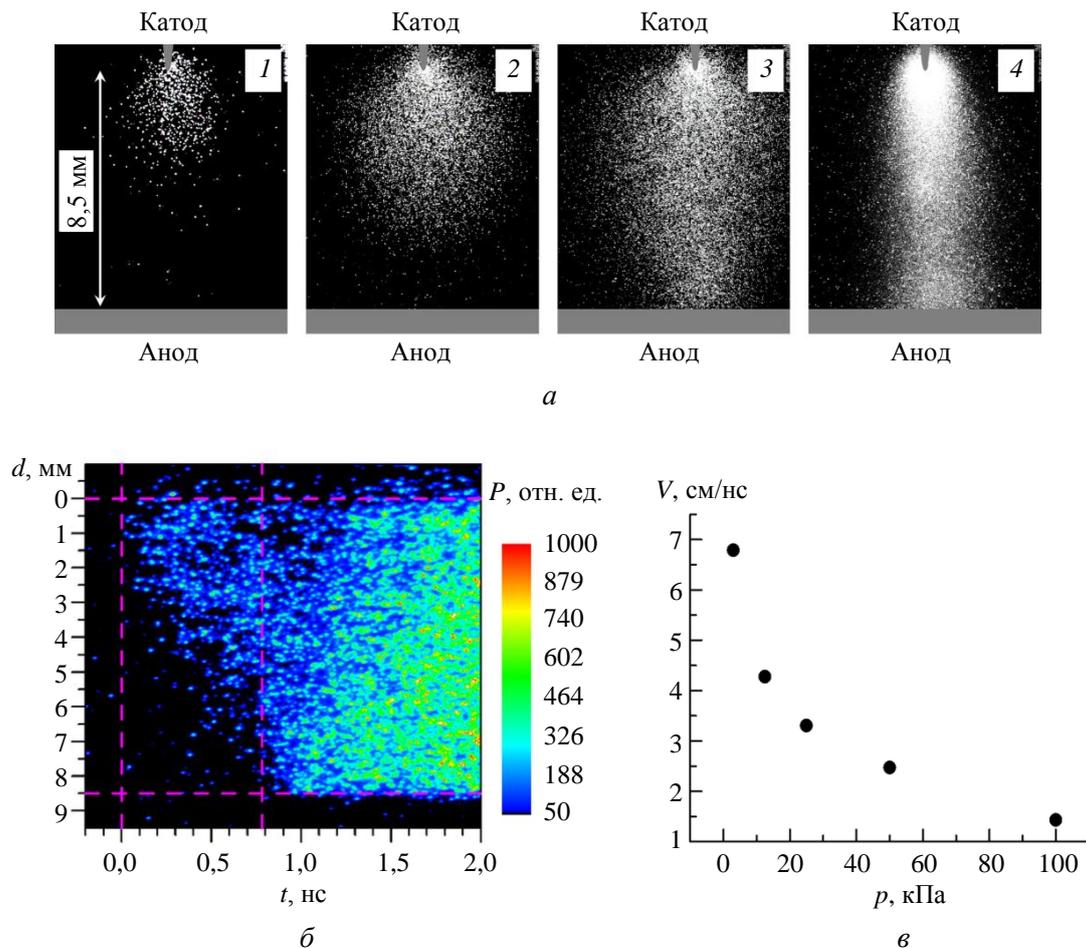


Рис. 2. Пробой промежутка, заполненного воздухом: а) – динамика свечения промежутка при давлении воздуха $p = 100$ кПа с катодом № 1 при амплитуде импульса напряжения генератора NPG-18 в падающей волне $U_{in} = 18$ кВ, сфотографированная с помощью ICCD (а) и стрик (б) камер; в) – зависимость средней скорости фронта стримера от давления воздуха для катода № 1 при $U_{in} = 18$ кВ.

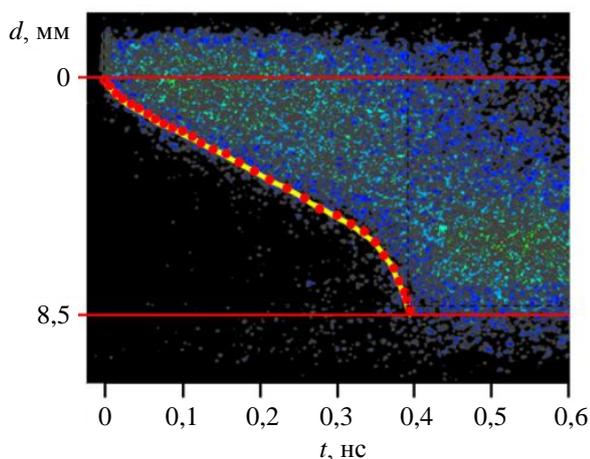


Рис. 3. Динамика свечения промежутка с катодом № 2 (конус с углом раствора у вершины 30° и радиусом скругления 30 мкм) при давлении азота $p = 250$ кПа и амплитуде импульса напряжения в падающей волне

$U_{in} = 31$ кВ от генератора ГИН-55-01.

Средняя скорость стримера увеличивается с ростом E/N (рис. 2, в) быстрее, чем линейно. После прохода волны ионизации на анод формируется диффузный разряд (кадр 4 на рис. 2, а). При увеличении длительности и амплитуды импульса напряжения, а также давления на катоде появляется яркое пятно (кадры 2, 3 и 4 на рис. 2, а). Форма диффузного разряда зависит от числа стримеров с катода. При одном стримере, обычно с катодом № 1 или № 2, он состоит из одной струи. При появлении нескольких пятен, например, с использованием трубчатого катода (катод № 3), промежуток замыкает волна ионизации, состоящая из нескольких струй. Вре-

мая прихода фронта стримера (волны ионизации) на анод может как опережать максимум тока УЭ при прохождении им анода, так и запаздывать (см. рис. 4, рис. 5 и рис. 6). Данная задержка в основном определяет режим генерации пучка УЭ. Проведенные исследования и анализ известных результатов показал, что можно выделить три характерных режима генерации пучков УЭ, которые регистрируются коллектором за анодом.

Генерация пучка УЭ при запаздывании фронта волны ионизации относительно максимума тока пучка УЭ

Данный режим реализуется как при замыкании волной ионизации (стримером) промежутка и формировании диффузного разряда, так и при импульсных коронных разрядах. В обоих случаях ионизационные процессы до выхода УЭ тока пучка за анод имеют место только в части промежутка, преимущественно около катода с малым радиусом кривизны. На рис. 4, показаны осциллограммы импульсов напряжения, тока разряда, тока пучка УЭ и ДТС.

На рис. 4 показаны для условий рис. 2, *a* осциллограммы напряжения холостого хода (1), и по три осциллограммы в одном импульсе (напряжение, ток разряда и пучок УЭ) при измерениях тока пучка, а также три осциллограммы в другом импульсе (напряжение, ток разряда и ДТС) при измерениях ДТС. Так как имеется нестабильность пробоя промежутка, то из 20 импульсов каждой серии были выбраны осциллограммы с совпадающими импульсами напряжения. Причем при привязке тока пучка УЭ к импульсу напряжения (точка *s*) было учтено время прохождения электронов до коллектора, которое по нашей оценке составило ≈ 75 пс. Время прихода фронта стримера на промежуток определялось по резкому изменению тока ДТС и повторному спаду напряжения на

промежутке (рис. 4, *a*, точка *f*). Генерация убегающих электронов с заметной амплитудой начинается при максимальном напряжении на промежутке, и электроны пучка уходят за анод до прихода фронта волны ионизации (за ≈ 400 пс на рис. 4). Длительность импульса тока в этом режиме при атмосферном давлении воздуха обычно не превышает 100 пс на полувысоте. В работах [1, 28] пучки электронов, с длительностью ≈ 100 пс и менее, генерируемые около максимума напряжения на промежутке, было предложено называть с.л.э.п. – сверхкороткий лавинный электронный пучок.

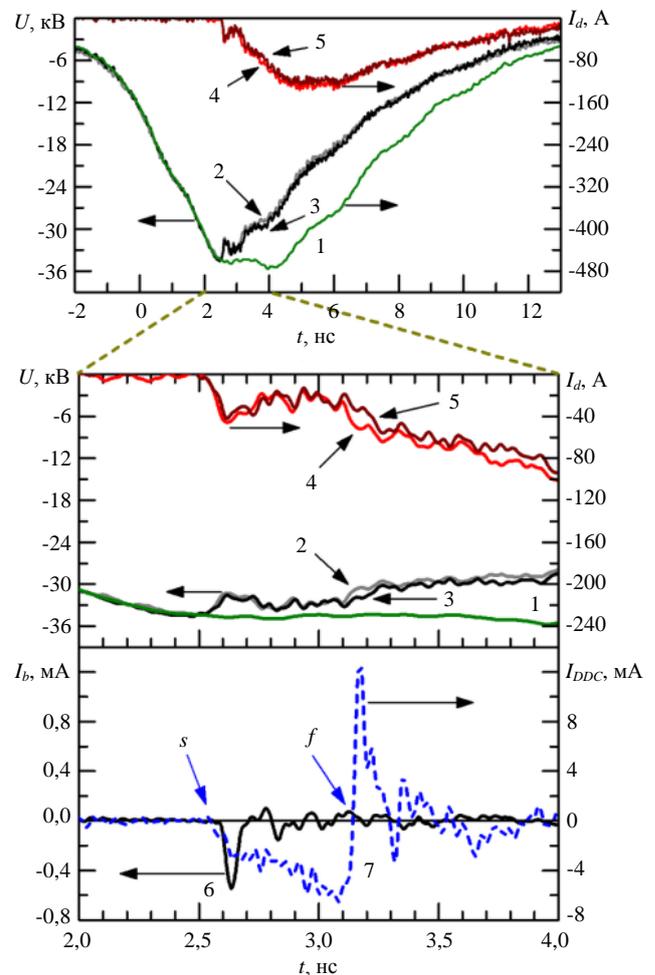


Рис. 4. Осциллограммы импульсов напряжения, в том числе холостого хода (1), тока разряда – I_d , тока пучка УЭ – I_b и тока ДТС – I_{DDC} .

Данный режим генерации с.л.э.п. реализуется и при коронном разряде, в кото-

ром область ионизации находится у катода с малым радиусом кривизны. Однако для прямой регистрации за анодом тока пучка коллектором необходимо использовать импульсы высокого напряжения с субнаносекундным фронтом. Для реализации этого режима использовалась камера с воздушной линией, имеющей внутренний диаметр внешнего цилиндра 16 см и длину 25 см, на которую подавался импульс напряжения от генератора АРИНА. В конце линии располагался разрядный промежуток длиной 5 см, а с торца и сбоку устанавливались коллекторы для регистрации тока пучка. Диаметр внутреннего проводника линии и трубчатого катода из фольги равнялся 7 мм. Боковая цилиндрическая стенка камеры (линии) имела прямоугольное окно длиной 25 см и шириной 5 см, которое закрывалось Al фольгой толщиной 15 мкм. Благодаря короткому фронту импульса напряжения ($\approx 0,5$ нс) при коронном разряде достигалось пороговое значение параметра E/N , и заметная часть электронов переходила в режим убегания. Ток пучка через боковое окно камеры, закрытое Al фольгой толщиной 15 мкм, стабильно регистрировался по всей длине внутреннего электрода, охваченного коронным разрядом, но был на два порядка меньше, чем ток пучка с торца камеры.

Режим, при котором импульс с.л.э.п. достигает анода значительно раньше, чем фронт волны ионизации, реализуется при сравнительно низких и средних величинах параметра E/N ($\leq 1,5 \times 10^{-15}$ В/см²). Так как пробойное напряжения зависит от фронта импульса напряжения, то при диффузных разрядах этот режим обычно наблюдается при использовании генераторов с фронтом импульса напряжения ≥ 1 нс, а также при высоких давлениях газа и длинных промежутках. Благодаря высоким локальным E/N у катода с малым радиусом кривизны,

достигается порог генерации убегающих электронов, которые затем пересекают промежуток в сравнительно слабом электрическом поле. Усиление электрического поля на фронте волны ионизации в этом режиме оказывает влияние на формирование УЭ только вблизи катода. Амплитуды и длительности импульса тока пучка за анодом в этом режиме обычно не превышают 1 А и 100 пс соответственно.

Генерация пучка УЭ при опережении фронтом волны ионизации максимума импульса тока

Данный режим позволил получить в воздухе атмосферного давления наибольшие на настоящее время амплитуды с.л.э.п. [37], а при пониженных давлениях различных газов увеличивать токи пучка до сотен ампер [38]. Для реализации данного режима необходимо увеличивать величину параметра $E/N \geq 6 \times 10^{-15}$ В/см². С увеличением E/N скорость фронта волны ионизации увеличивается (рис. 2, в), и плазма может касаться анода, опережая максимум тока пучка. Как известно, скорость фронта волны ионизации при заданном давлении увеличивается с ростом амплитуды импульса напряжения. Однако для этого, как правило, надо сокращать фронт импульса напряжения. Уменьшение длительности фронта позволяет повысить пробивное напряжения и увеличить E/N во время старта стримера. Отметим, что данный эффект наблюдается только при коротких длительностях фронта импульса. На рис. 5, а показаны осциллограммы импульсов напряжения, тока разряда и с.л.э.п., полученные при разряде в воздухе атмосферного давления с генератором СЛЭП-150, длительность фронта импульса которого была наименьшей в данной работе.

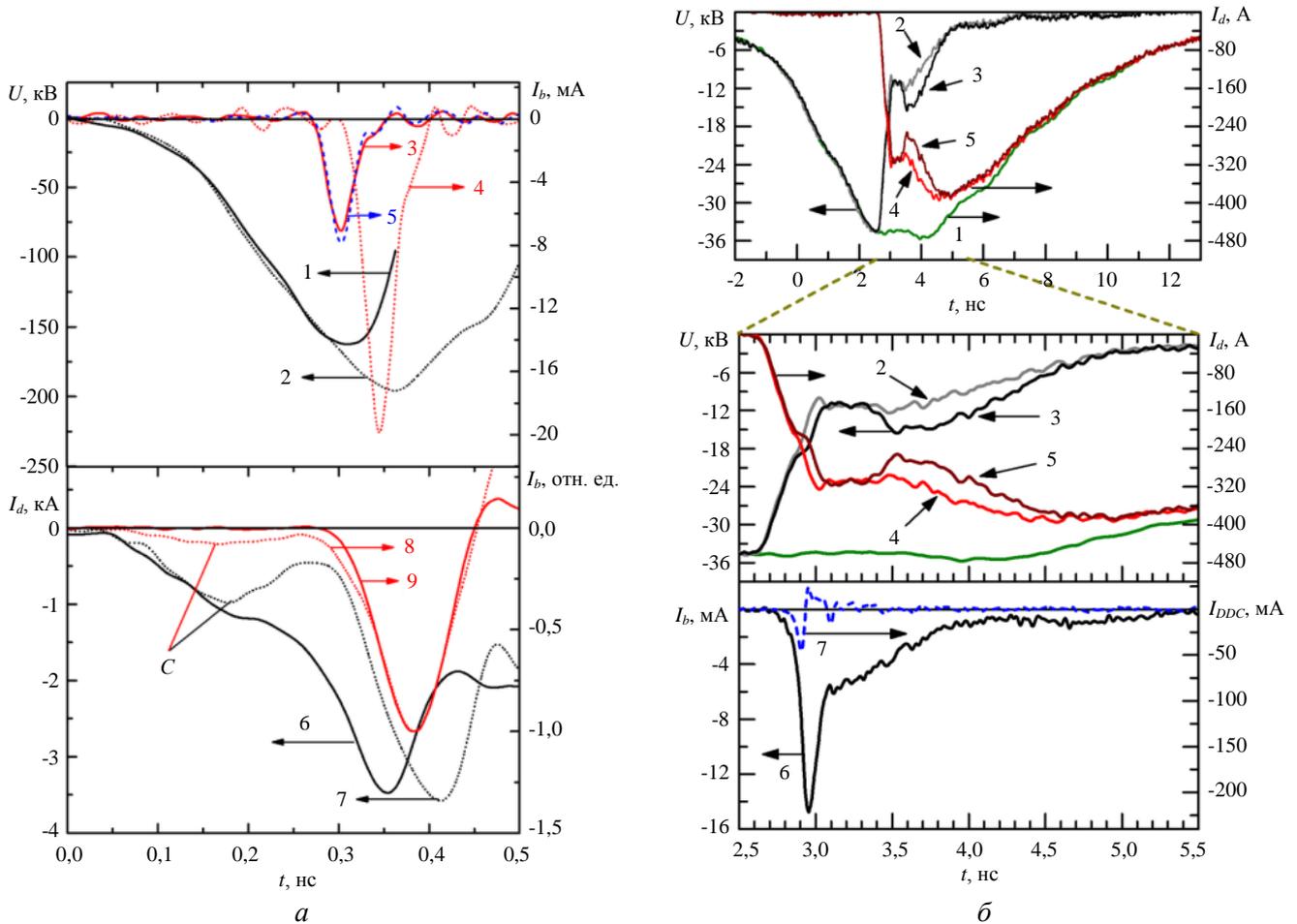


Рис. 5. Осциллограммы импульсов напряжения при межэлектродном зазоре $d = 6$ (1) и 12 мм (2), тока с.л.э.п. для $d = 6$ (3), 12 (4) и 4 мм (5) при его регистрации коллектором с временным разрешением не хуже 20 нс (диаметр приёмной части 3 мм), тока разряда при $d = 6$ (6) и 12 мм (7), а также тока с.л.э.п. вместе с ёмкостным током за анодом из сетки (8) и тока с.л.э.п. за анодом из Al фольги (9), полученные с трубчатым катодом № 3 диаметром 6 мм из фольги из нержавеющей стали толщиной 100 мкм при амплитуде импульса напряжения в падающей волне 170 кВ и его фронте 0,3 нс (генератор СЛЭП-150) (а). Осциллограммы импульсов напряжения с амплитудой в падающей волне 18 кВ, в том числе холостого хода (1), тока разряда, с.л.э.п. и ДТС при давлении воздуха 3 кПа (б).

Видно (рис. 5, а) что с.л.э.п. регистрируется коллектором около максимума напряжения, а ток разряда достигает 3,5 кА. Амплитуда тока пучка в этом режиме зависит от числа стримеров, стартующих с острой кромки катода (конструкции катода), и достигает максимальной величины при увеличении длины этой кромки [37]. Для увеличения амплитуды с.л.э.п. можно использовать нескольких трубок из тонкой фольги разного диаметра, которые устанавливаются коаксиально, или сетчатый катод из тонких проволок, закреплённых параллельно на кольце диаметром в несколько сантиметров (катод № 4) [37]. При

увеличении длины острой кромки катода и сохранении амплитуды и фронта импульса напряжения от генератора в падающей волне длина оптимального промежутка уменьшаются. Также при субнаносекундной длительности фронта импульса напряжения важное значение имеет материал катода. Для увеличения напряжения пробоя при коротком фронте импульса напряжения надо использовать катоды из нержавеющей стали [39]. При таких катодах наблюдаются наибольшие задержки до начала генерации с.л.э.п., соответственно, наибольшие напряжения на промежутке, приводящие к увеличению ток пучка УЭ.

При атмосферном давлении воздуха обычно регистрируемая длительность импульсов с.л.э.п. на полувывоте со всей поверхности анода составляет ~ 100 пс, что демонстрирует осциллограмма 9 на рис. 5, *а*, которая была получена с помощью коллектора с временным разрешением не хуже 80 пс (диаметр приёмной части 20 мм). При регистрации с высоким временным разрешением части пучка (за счёт малого отверстия в дополнительной диафрагме на аноде) регистрируемую длительность тока пучка можно существенно уменьшить (осциллограммы 3, 4 и 5 на рис. 5, *а*, см. также [40]).

Во втором режиме достигаются наибольшие амплитуды с.л.э.п., так как величина E/N больше и реализуется эффект Аскарьяна [41], суть которого в дополнительном ускорении электронов за счёт их синхронного движения в усиленном электрическом поле на фронте волны ионизации. Влияние скорости фронта волны ионизации на генерацию убегающих электронов подробно теоретически рассмотрено в [22].

Спектр электронов в режиме с большой скоростью фронта волны ионизации обычно состоит из трёх групп [42]. Основная группа имеет максимум на распределении электронов по энергиям, величина которого несколько меньше, чем eU_m , где e – заряд электрона, U_m – максимальное напряжение на промежутке. Также имеется группа электронов со вторым максимумом при измерениях за анодной фольгой с меньшими энергиями, чем в основной. Кроме того, часть электронов, их обычно в воздухе атмосферного давления менее 10%, набирает энергию, большую eU_m . Для увеличения числа электронов с энергией большей, чем eU_m , следует использовать катоды с относительно большим радиусом кривизны, например, сферической формы [42] (катод № 5).

Надо отметить, что при высоком давлении (атмосферном и выше) различных газов и высоких $E/N \geq 6 \times 10^{-15}$ В/см² очень

сложно разрешить во времени приход на анод фронта волны ионизации и с.л.э.п. (см. импульсы 8 и 9 на рис. 5, *а*). Поэтому для наглядной иллюстрации второго режима на рис. 5, *б* показаны осциллограммы напряжения холостого хода (I), и осциллограммы (напряжение, ток разряда и пучок УЭ в одном импульсе) при измерениях тока пучка, а также (напряжение, ток разряда и ДТС) в другом импульсе при измерениях ДТС. Давление воздуха составляло 3 кПа. Как было установлено, увеличение параметра E/N при замедлении скорости пробоя более легко достигается за счёт уменьшения концентрации частиц N (давления газа) и амплитуды импульса напряжения. Видно, что фронт волны ионизации достиг анода раньше максимума тока УЭ. В условиях рис. 5, *б* ($E/N \approx 5,2 \times 10^{-14}$ В/см²) амплитуда и длительность тока с.л.э.п. существенно возросли. Кроме того, ток пучка продолжился в течение 1 нс после его первого пика.

Режим генерации двух импульсов тока пучка УЭ

Данный режим реализуется при задержке перехода автоэлектронной эмиссии и фотоэмиссии с катода во взрывную. Характерные осциллограммы напряжения на промежутке, тока через промежуток, ДТС и тока пучка показаны на рис. 6.

В режиме с двумя импульсами, как и в показанном на рис. 4, *а*, первый импульс пучка УЭ, который соответствует с.л.э.п., приходит на анод перед фронта волны ионизации. Это видно по осциллограмме ДТС, которая регистрировалась с высоким временным разрешением. Однако вслед за первым импульсом коллектором регистрируется второй импульс тока пучка, который в оптимальных условиях имеет большую амплитуду и длительность по сравнению со с.л.э.п., но меньшую энергию электронов [43]. Как показала одновременная съёмка свечения разряда и тока

пучка, второй импульс генерируется при отсутствии катодного пятна на острие. Если катодное пятно вследствие взрывной эмиссии электронов [44] появляется во время первого импульса тока пучка или сразу после него (см. кадры 2, 3 и 4 на рис. 2, а), то вторые импульсы тока пучка при том же давлении не регистрируются. Генерация второго импульса связана с усилением электрического поля у катода за счёт положительных ионов и усилением электрического поля на фронте второй волны ионизации, которая стартует с анода. Для реализации оптимального режима при получении второго импульса во время пробоя промежутка также нужны сравнительно высокие значения параметра $E/N \sim 6 \times 10^{-15}$ В/см².

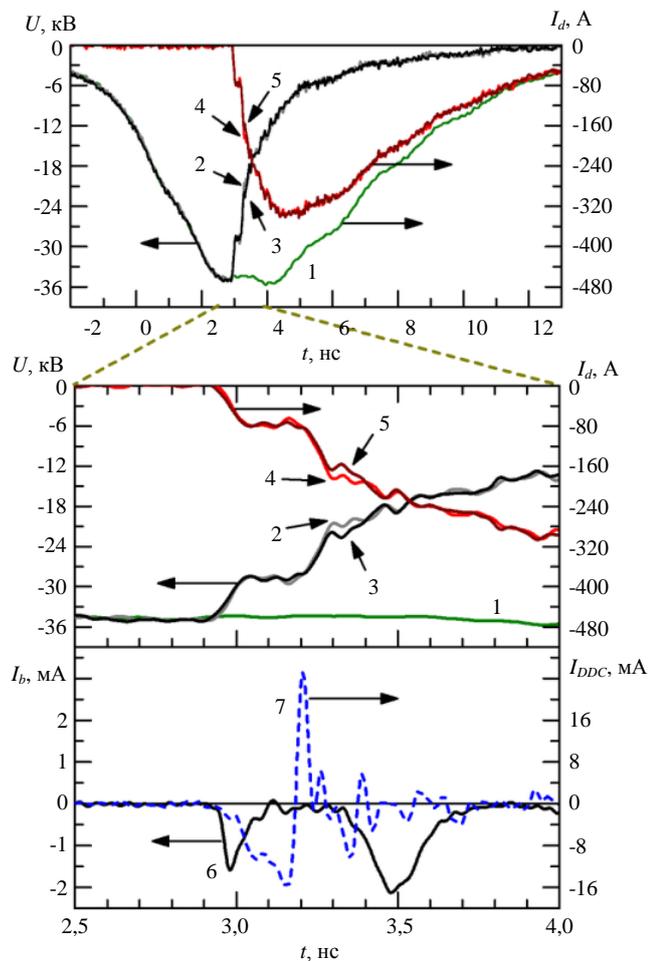


Рис. 6. Осциллограммы импульсов напряжения амплитудой в падающей волне 18 кВ, в том числе холостого хода (1), тока разряда I_d , тока пучка УЭ I_b (состоит из двух импульсов, первый из которых с.л.э.п.) и тока ДТС I_{DDC} при давлении воздуха 25 кПа для условий на рис. 2, а.

Обсуждение полученных результатов

Из полученных с помощью ICCD и стрик камер данных следует, что пробой промежутка происходит за счёт волны ионизации, состоящей из одного (катод острие, № 1 или № 2) или нескольких стримеров (катод с развитой кромкой, № 3 или № 4), скорость которых увеличивается с уменьшением давления и ростом напряжения на промежутке. Подобные тенденции были получены ранее при пробое при низких давлениях в длинных трубках [45], а также при исследованиях стримерных разрядов без регистрации пучков УЭ [46].

Генерация с.л.э.п. наблюдается в начальной стадии пробоя промежутка и примерно соответствует началу регистрации коллектором динамического ёмкостного тока и спаду напряжения на промежутке, см. также работы [32, 33]. Для перехода электронов в режим убегания необходимо достигнуть высокой величины приведённого электрического поля (E/N). При этом следует иметь в виду, что критические значения E/N_{cr1} , необходимое для появления убегających электронов, и E/N_{cr2} , необходимое для убегания основного числа электронов (с учётом появления новых электронов при ионизации газа), существенно отличается. Во втором случае, как следует из расчётов в работе [47], для азота E/N_{cr2} при равномерном распределении потенциала по промежутку должно составлять $\approx 1,1 \times 10^{-13}$ В/см². Тогда как E/N_{cr1} для азота составляет $\approx 1,7 \times 10^{-14}$ В/см². Согласно нелокальному критерию убегания электронов, полученному в [48], величина E/N_{cr2} того же порядка, что и в [47], но поразному зависит от давления и длины промежутка.

Следовательно, в приведённых выше экспериментальных результатах средние значения E/N были меньше, чем величина E/N_{cr2} , которая следует из работ [47, 48], а для первого и третьего режимом меньше E/N_{cr1} . Генерацию убегających электронов при сравнительно низких E/N достигается

за счет значительного усиления электрического поля у катода с малым радиусом кривизны, в том числе за счёт микронеоднородностей на нём. В локальном электрическом поле у катода электрон получает начальное ускорение, а дальше ускоряется в поле, меньшем критического, из-за уменьшения потерь энергии в столкновениях при увеличении энергии электрона. Применительно к механизму убегания электронов этот процесс обсуждался в [13] на стр. 120. Однако, как показано в данной работе, очень важно реализовать условия, при которых волна ионизации приходит на анод раньше максимума на токе пучка УЭ. В этих условиях дополнительное ускорение электроны получают в промежутке и у анода на фронте волны ионизации за счёт эффекта Аскарьяна [41]. При этом значительно увеличивается их число, что следует из увеличения амплитуды тока пучка во втором режиме. Соответственно, при высоких E/N можно увеличивать амплитуду и энергию с.л.э.п. за анодной фольгой. При сравнительно высоких значениях E/N ($\approx 5,2 \times 10^{-14}$ В/см²), что достигалось в данных условиях за счет уменьшения давления воздуха, не только увеличивается амплитуда и длительность с.л.э.п., а также генерация убегающих электронов продолжалась после первого пика импульса тока (см. рис. 5, б). При дальнейшем уменьшении давления наблюдается переходу к режиму генерации тока пучка, который реализуется в вакуумных диодах наносекундных ускорителей электронов [49]. Одновременное увеличение давления и напряжения (при сокращении длительности фронта импульса) приводит к ускорению спада напряжения на промежутке, соответственно, при высоких давлениях сложнее реализовать оптимальные E/N и получить большие амплитуды тока пучка.

Второй импульс тока пучка, как видно из рис. 6, генерируется с задержкой, которую легче зарегистрировать при уменьшении давления, после первого. Напряжение

на промежутке к этому времени уменьшается, а катод экранируется плотной плазмой. В этих условиях генерация второго импульса обеспечивается за счёт усиления поля в прикатодном слое вследствие накопления положительных ионов и дополнительного усиления электрического поля на фронте второй волны ионизации. При появлении катодного пятна электрическое поле в прикатодном слое уменьшается, и генерация убегающих электронов во втором импульсе прекращается (см. также [33, 50]).

Заключение

Проведённые исследования показали, что во всех описанных режимах генерации УЭ реализуется стримерный механизм пробоя промежутка, в результате которого формируется диффузный разряд. Число стримеров, стартующих у катода, зависит от его формы и параметров импульса напряжения. При катоде в виде острия или конуса обычно формируется один широкий стример, который у катода имеет форму шара. При протяжённой острой кромке катода формируются несколько стримеров меньшего диаметра, которые движутся параллельно, их обычно называют волной ионизации. Режим пробоя с большим числом параллельных стримеров даёт возможность увеличивать амплитуду с.л.э.п. Регистрация динамического тока смещения позволяет с высокой точностью определять время старта стримера (волны ионизации) с катода и время его прихода на анод, а также установить момент времени, соответствующий началу формирования УЭ у катода.

С помощью коллектора и стрик камеры с высокой точностью были определены скорость фронта волны ионизации и условия, при которых фронт волны ионизации опережает пучок электронов у анода. Установлено, что наибольшие амплитуды тока с.л.э.п. достигаются при синхронизации

скорости движения УЭ и фронта волны ионизации. В этом режиме фронт волны ионизации в момент достижения анода опережает максимум тока пучка.

Полученные результаты позволили определить основные режимы генерации пучков убегающих электронов в неоднородном электрическом поле при повышенных давлениях воздуха и азота, что важно для определения свойств диффузных разрядов.

Работа выполнена в рамках
Государственного задания ИСЭ СО РАН,
проект № FWRM-2021-0014.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tarasenko V. F. (ed). Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges. – New York: Nova Science Publishers, Inc., 2014.
2. Zhang C., Qiu J., Kong F., Hou X., Fang Z., Yin Y., Shao T. // Plasma Science and Technol. 2017. Vol. 20. No. 1. P. 014011.
3. Erofeev M., Lomaev M., Ripenko V., Shulepov M., Sorokin D., Tarasenko V. // Plasma. 2019. Vol. 2. No. 1. P. 27.
4. Zhao L., Liu W., Xu M., Huang Y., Zheng Q., Sun S., Wang Y. // Plasma Processes and Polymers. 2019. Vol. 16. No. 12. P. 1900114.
5. Gupta T. T., Ayan H. // Applied Sciences. 2019. Vol. 9. No. 17. P. 3548.
6. Korotaev A. G., Grigoryev D. V., Voitsekhovskii A. V., Lozovoy K. A., Tarasenko V. F., Ripenko V. S., Shulepov M. A., Erofeev M. V., Yakushev M. V., Dvoretzkii S. A., Mikhailov N. N., Varavin V. S. // Surface and Coatings Technology. 2020. Vol. 387. P. 125527.
7. Хомич В. Ю., Ямщиков В. А. // Прикладная физика. 2010. № 6. С. 77.
8. Tarasenko V. Ф., Панченко А. Н., Белоплотов Д. В. // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 6. С. 535.
9. Panchenko A. N., Sorokin D. A., Tarasenko V. F. // Progress in Quantum Electronics. 2021. Vol. 76C. P. 100314.
10. Бакут Е. Х., Ломаев М. И., Рыбка Д. В., Tarasenko В. Ф. // Квантовая электроника. 2006. Т. 36. № 6. С. 576.
11. Noggle R. C., Krider E. P., Wayland J. R. // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. No. 10. P. 4746.
12. Тарасова Л. В., Худякова Л. Н. // ЖТФ. 1969. Т. 39. № 8. С. 1530.
13. Babich L. P. High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: Theory, Experiment and Natural Phenomena. – Arlington, VA: Futurepast, 2003.
14. Репьев А. Г., Ретин П. Б. // ЖТФ. 2008. Т. 78. № 1. С. 78.
15. Tarasenko V. Ф., Бураченко А. Г., Бакут Е. Х. // Успехи прикладной физики. 2020. Т. 8. № 1. С. 21.
16. Тарасова Л. В., Худякова Л. Н., Лойко Т. В., Цукерман В. А. // ЖТФ. 1974. Т. 44. № 3. С. 564.
17. Oreshkin E. V. // Journal of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 946. P. 012134.
18. Shao T., Tarasenko V. F., Zhang C., Burachenko A. G., Rybka D. V., Kostyrya I. D., Lomaev M. I., Yan P. // Review of Scientific Instruments. 2013. Vol. 84. No. 5. P. 053506.
19. Babaeva N. Y., Tereshonok D. V., Naidis G. V. // Plasma Sources Science and Technol. 2016. Vol. 25. P. 044008.
20. Akishev Y. S., Karalnik V. B., Medvedev M. A., Petryakov A. V., Trushkin N. I., Shafikov A. G. // Journal of Physics: Conference Series. 2017. Vol. 830. No. 1. P. 012015.
21. Белоплотов Д. В., Tarasenko В. Ф., Сорокин Д. А., Ломаев М. И. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. № 10. С. 627.
22. Kozыrev A., Kozhevnikov V., Semeniuk N. // EPJ Web of Conferences. 2018. Vol. 167. P. 01005.
23. Mesyats G. A., Pedos M. S., Rukin S. N., Rostov V. V., Romanchenko I. V., Sadykova A. G., Sharypov K. A., Shpak V. G., Shunailov S. A., Ul'masculov M. R., Yalandin M. I. // Appl. Phys. Lett. 2018. Vol. 112. P. 163501.
24. Tarasenko V. Ф., Найдис Г. В., Белоплотов Д. В., Костыря И. Д., Бабаева Н. Ю. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 8. С. 652.
25. Зубарев Н. М., Иванов С. Н. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 4. С. 397.
26. Белоплотов Д. В., Ломаев М. И., Tarasenko В. Ф., Сорокин Д. А. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. № 10. С. 636.
27. Sorokin D. A., Tarasenko V. F., Beloplotov D. V., Lomaev M. I. // J. of Appl. Phys. 2019. Vol. 125. No. 14. P. 143301.
28. Tarasenko V. // Plasma Sources Science and Technol. 2020. Vol. 29. No. 3. P. 034001.
29. Zubarev N. M., Kozhevnikov V. Y., Kozыrev A. V., Mesyats G. A., Semeniuk N. S., Sharypov K. A., Shunailov S. A., Yalandin M. I. // Plasma Sources Science and Technol. 2020. Vol. 29. No. 12. P. 125008.
30. Tarasenko V. Ф., Найдис Г. В., Белоплотов Д. В., Сорокин Д. А., Ломаев М. И., Бабаева Н. Ю. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 3. С. 273.
31. Ashurbekov N. A., Iminov K. O., Shakhshinov G. S., Zakaryaeva M. Z., Rabadanov K. M. // Plasma Science and Technology. 2020. Vol. 22. No. 12. P. 125403.

32. Белоплотов Д. В., Сорокин Д. А., Ломаев М. И., Тарасенко В. Ф. // Известия ВУЗов. Физика. 2019. Т. 62. № 11. С. 5.
33. Белоплотов Д. В., Тарасенко В. Ф., Шкляев В. А., Сорокин Д. А. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. № 2. С. 133.
34. Калинин Б. Д. // Аналитика и контроль. 2020. Т. 24. № 3. С. 201.
35. Lyublinsky A. G., Korotkov S. V., Aristov Y. V., Korotkov D. A. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2013. Vol. 41. No. 10. P. 2625.
36. Efanov V. M., Efanov M. V., Komashko A. V., Kirilenko A. V., Yarin P. M., Zazoulin S. V. // Ultra-Wideband, Short Pulse Electromagnetics 9. Part 5. – Springer, 2010.
37. Костыря И. Д., Рыбка Д. В., Тарасенко В. Ф. // ПТЭ. 2012. № 1. С. 80.
38. Tarasenko V. F., Baksht E. K., Burachenko A. G., Lomaev M. I., Sorokin D. A. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2010. Vol. 38. No. 10. P. 2583.
39. Zhang C., Tarasenko V. F., Shao T., Baksht E. K., Burachenko A. G., Yan P., Kostyrya I. D. // Laser Part. Beams. 2013. Vol. 31. P. 353.
40. Tarasenko V. F., Rybka D. V., Burachenko A. G., Lomaev M. I., Balzovsky E. V. // Review of Scientific Instruments. 2012. Vol. 83. No. 8. P. 086106.
41. Аскарьян Г. А. // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 1. № 3. С. 44.
42. Baksht E. H., Burachenko A. G., Kozhevnikov V. Y., Kozurev A. V., Kostyrya I. D., Tarasenko V. F. // J. of Physics D: Applied Physics. 2010. Vol. 43. No. 30. P. 305201.
43. Бакуит Е. Х., Бураченко А. Г., Ломаев М. И., Рыбка Д. В., Тарасенко В. Ф. // ЖТФ. 2008. Т. 78. № 1. С. 98.
44. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. – Наука. Сиб. отд-ние, 1982.
45. Василяк Л. М., Костюченко С. В., Кудрявцев Н. Н., Филюгин И. В. // УФН. 1994. Т. 164 № 3. С. 263.
46. Starikovskii A. Yu., Nikipelov A. A., Nudnova M. M., Roupassov D. V. // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. Vol. 18. No. 3. P. 034015.
47. Козырев А. В., Королёв Ю. Д., Месяц Г. А., Новосёлов Ю. Н. Тезисы докладов Шестой всесоюзной конференции по низкотемпературной плазме. – Ленинград, 1983. Том 2. С. 228–230.
48. Ткачев А. Н., Яковленко С. И. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. № 5. С. 264.
49. Месяц Г. А. Импульсная энергетика и электроника. – Наука, 2004.
50. Белоплотов Д. В., Тарасенко В. Ф., Сорокин Д. А., Шкляев В. А. // ЖТФ. 2021. Т. 91. № 4. С. 589.

PACS: 52.80.Tn; 29.40.Mc

Modes of runaway electron beams during formation of diffuse discharges in air and nitrogen

V. F. Tarasenko, D. V. Beloplotov, D. A. Sorokin, and E. Kh. Baksht

Institute of High Current Electronics, SB RAS
2/3 Academicheskoy Ave., Tomsk, 634050, Russia
E-mail: vft@loi.hcei.tsc.ru

Received March 09, 2021

Investigations of the generation of runaway electron beams (REs) and the formation of diffuse discharges during breakdown of gaps with a cathode, which has a small radius of curvature, have been carried out. In air and nitrogen at elevated pressure, based on the registration and analysis of the characteristics of radiation from discharge, as well as parameters of the RE beam current and dynamic displacement current, it is shown that, depending on the conditions (E/N , gas type and its pressure, design and material of the cathode, amplitude and front of the voltage pulse), different modes of generation of runaway electron beams are realized. It was found that the ratio of the velocity of the front of the ionization wave (streamer) and the runa-

way electrons, as well as the design of the cathode and the delay time before the explosion of cathode microinhomogeneities, significantly affect the generation of runaway electrons. The conditions for the realization of various modes are determined; oscillograms of the beam current pulses and photographs of the glow of the gap are presented.

Keywords: runaway electrons, diffuse discharges, ionization wave, streamer, inhomogeneous electric field, air, nitrogen.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-1-3-202-215

REFERENCES

1. V. F. Tarasenko (ed), *Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges* (Nova Science Publishers, Inc., New York, 2014).
2. C. Zhang, J. Qiu, F. Kong, X. Hou, Z. Fang, Y. Yin, and T. Shao, *Plasma Science and Technology* **20**, 014011 (2017).
3. M. Erofeev, M. Lomaev, V. Ripenko, M. Shulepov, D. Sorokin, and V. Tarasenko, *Plasma* **2**, 27 (2019).
4. L. Zhao, W. Liu, M. Xu, Y. Huang, Q. Zheng, S. Sun, and Y. Wang, *Plasma Processes and Polymers* **16**, 1900114 (2019).
5. T. T. Gupta and H. Ayan, *Applied Sciences* **9**, 3548 (2019).
6. A. G. Korotaev, D. V. Grigoryev, A. V. Voitsekhovskii, K. A. Lozovoy, V. F. Tarasenko, V. S. Ripenko, M. A. Shulepov, M. V. Erofeev, M. V. Yakushev, S. A. Dvoretiskii, N. N. Mikhailov, and V. S. Varavin, *Surface and Coatings Technology* **387**, 125527 (2020).
7. V. Yu. Khomich and V. A. Yamschikov, *Applied Physics*, No. 6, 77 (2010) [in Russian].
8. V. F. Tarasenko, A. N. Panchenko, and D. V. Beloplotov, *Usp. Prikl. Fiz.* **7** (6), 535 (2019).
9. A. N. Panchenko, D. A. Sorokin, and V. F. Tarasenko, *Progress in Quantum Electronics* **76C**, 100314 (2020) [in Russian].
10. E. K. Baksht, M. I. Lomaev, D. V. Rybka, and V. F. Tarasenko, *Quantum Electronics* **36**, 576 (2006).
11. R. C. Noggle, E. P. Krider, and J. R. Wayland, *Journal of Applied Physics* **39**, 4746 (1968).
12. L. V. Tarasova and L. N. Khudyakova, *Soviet Physics. Technical Physics* **14**, 1148 (1970).
13. L. P. Babich, *High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: Theory, Experiment and Natural Phenomena*. (Arlington, VA: Futurepast, 2003).
14. A. G. Rep'ev and P. B. Repin, *Technical Physics* **53** (1), 73 (2008).
15. V. F. Tarasenko, A. G. Burachenko, and E. Kh. Baksht, *Usp. Prikl. Fiz.* **8** (1), 21 (2020).
16. L. V. Tarasova, L. N. Khudyakova, T. V. Loiko, and V. A. Tsukerman, *Technical Physics* **44** (3), 564 (1974) [in Russian].
17. E. V. Oreshkin, *Journal of Physics: Conference Series* **946**, 012134 (2018).
18. T. Shao, V. F. Tarasenko, C. Zhang, A. G. Burachenko, D. V. Rybka, I. D. Kostyrya, M. I. Lomaev, and P. Yan, *Review of Scientific Instruments* **84** (5), 053506 (2013).
19. N. Y. Babaeva, D. V. Tereshonok, and G. V. Naidis, *Plasma Sources Science and Technology* **25**, 044008 (2016).
20. Y. S. Akishev, V. B. Karalnik, M. A. Medvedev, A. V. Petryakov, N. I. Trushkin, and A. G. Shafikov, *Journal of Physics: Conference Series* **830** (1), 012015 (2017).
21. D. V. Beloplotov, V. F. Tarasenko, D. A. Sorokin, and M. I. Lomaev, *JETP Letters* **106** (10), 653 (2017).
22. A. Kozyrev, V. Kozhevnikov, and N. Semeniuk, *EPJ Web of Conferences* **167**, 01005 (2018).
23. G. A. Mesyats, M. S. Pedos, S. N. Rukin, V. V. Rostov, I. V. Romanchenko, A. G. Sadykova, K. A. Sharypov, V. G. Shpak, S. A. Shunailov, M. R. Ul'masculov, and M. I. Yalandin, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 163501 (2018).
24. V. F. Tarasenko, G. V. Naidis, D. V. Beloplotov, I. D. Kostyrya, and N. Y. Babaeva, *Plasma Physics Reports* **44**, 746 (2018).
25. N. M. Zubarev and S. N. Ivanov, *Plasma Physics Reports* **44**, 445 (2018).
26. D. V. Beloplotov, M. I. Lomaev, V. F. Tarasenko, and D. A. Sorokin, *JETP Letters* **107** (10), 606 (2018).
27. D. A. Sorokin, V. F. Tarasenko, D. V.

Beloplotov, and M. I. Lomaev, *Journal of Applied Physics* **125** (14), 143301 (2019).

28. V. F. Tarasenko, *Plasma Sources Science and Technology* **29**, 034001 (2020).

29. N. M. Zubarev, V. Y. Kozhevnikov, A. V. Kozyrev, G. A. Mesyats, N. S. Semeniuk, K. A. Sharypov, S. A. Shunailov, and M. I. Yalandin, *Plasma Sources Science and Technology* **29**, 125008 (2020).

30. V. F. Tarasenko, G. V. Naidis, D. V. Beloplotov, D. A. Sorokin, M. I. Lomaev, and N. Y. Babaeva, *Plasma Physics Reports* **46**, 320 (2020).

31. N. A. Ashurbekov, K. O. Iminov, G. S. Shaikhin, M. Z. Zakaryaeva, and K. M. Rabadanov, *Plasma Science and Technology* **22**, 125403 (2020).

32. D. V. Beloplotov, D. A. Sorokin, M. I. Lomaev, and V. F. Tarasenko, *Russian Physics Journal* **62**, 1967 (2020).

33. D. V. Beloplotov, V. F. Tarasenko, V. A. Shklyayev, and D. A. Sorokin, *JETP Letters* **113** (2), 133 (2021) [in Russian].

34. B. D. Kalinin, *Analytics and control* **24** (3), 201 (2020) [in Russian].

35. A. G. Lyublinsky, S. V. Korotkov, Y. V. Arisov, and D. A. Korotkov, *IEEE Transactions on Plasma Science* **41** (10), 2625 (2013).

36. V. M. Efanov, M. V. Efanov, A. V. Komashko, A. V. Kirilenko, P. M. Yarin, and S. V. Zazoulin, *Ultra-Wideband, Short Pulse Electromagnetics 9. Part 5*. (Springer, 2010).

37. I. D. Kostyrya, D. V. Rybka, and V. F. Tarasenko, *Instruments and Experimental Techniques* **55** (1), 72 (2012).

38. V. F. Tarasenko, E. K. Baksht, A. G. Burachenko, M. I. Lomaev, D. A. Sorokin, *IEEE Transactions on Plasma Science* **38** (10), 2583 (2010).

39. C. Zhang, V. F. Tarasenko, T. Shao, E. K. Baksht, A. G. Burachenko, P. Yan, and I. D. Kostyrya, *Laser Part. Beams* **31**, 353 (2013).

40. V. F. Tarasenko, D. V. Rybka, A. G. Burachenko, M. I. Lomaev, E. V. Balzovsky, *Review of Scientific Instruments* **83** (8), 086106 (2012).

41. G. A. Askar'yan, *JETP Lett.* **1**, 97 (1965).

42. E. H. Baksht, A. G. Burachenko, V. Y. Kozhevnikov, A. V. Kozyrev, I. D. Kostyrya, and V. F. Tarasenko, *J. of Physics D: Applied Physics* **43** (30), 305201 (2010).

43. E. H. Baksht, A. G. Burachenko, M. I. Lomaev, D. V. Rybka, and V. F. Tarasenko, *Technical Physics* **53** (1), 93 (2008).

44. Y. D. Korolev and G. A. Mesyats, *Field-Emission and Explosive Processes in Gas Discharges* (Novosibirsk, Nauka, 1982) [in Russian].

45. L. M. Vasilyak, S. V. Kostyuchenko, N. N. Kudryavtsev, and I. V. Filyugin, *Physics-Uspekhi* **37** (3), 247 (1994).

46. A. Yu. Starikovskii, A. A. Nikipelov, M. M. Nudnova, and D. V. Roupasov, *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** (3), 034015 (2009).

47. A. V. Kozyrev, Yu. D. Korolev, G. A. Mesyats, and Yu. N. Novoselov, in *Proc. of Abstracts of the Sixth All-Union Conference on Low-Temperature Plasma* (Leningrad, 1983), vol. 2, pp. 228–230.

48. A. N. Tkachev and S. I. Yakovlenko, *J. Exp. Theor. Phys. Lett.* **77**, 221 (2003).

49. G. A. Mesyats, *Pulsed power* (Springer Science & Business Media, 2007).

50. D. V. Beloplotov, V. F. Tarasenko, D. A. Sorokin, and V. A. Shklyayev, *Technical Physics* **91** (4), 589 (2021) [in Russian].