

04

Переход от диффузного к искровому разряду при наносекундном пробое азота и воздуха повышенного давления в неоднородном электрическом поле

© В.Ф. Тарасенко, Е.Х. Бакшт, М.И. Ломаев, Д.В. Рыбка, Д.А. Сорокин

Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 30 августа 2012 г.)

Исследован переход от диффузного разряда, сформированного в неоднородном электрическом поле при повышенных давлениях азота и воздуха за счет пучка убегающих электронов, к искровому разряду. На промежутках с трубчатым катодом, имеющим малый радиус кривизны, подавались наносекундные импульсы высокого напряжения с фронтом ~ 0.5 нс. Показано, что искровой лидер распространяется к трубчатому катоду по предварительно созданным трекам и может переходить с одного трека на другой. Установлено, что при фронте импульса напряжения наносекундной длительности ~ 0.5 нс и длине промежутка 12 мм и более искровые лидеры, развивающиеся с катода, который имеет малый радиус кривизны, не достигают анода, соответственно не приводят к искровому пробое промежутка. Подтверждено, что искровой пробой промежутка в этих условиях связан с развитием искрового лидера, который движется от плоского электрода после появления на нем яркого пятна.

Введение

В последние годы возрос интерес к изучению разрядов повышенного давления, в инициировании которых важную роль играют убегающие электроны, а также к исследованиям генерации пучков убегающих электронов при повышенных давлениях различных газов [1–14]. Совершенствования измерительной аппаратуры, методик измерений, теоретических моделей и постановка новых задач исследований позволили получить дополнительные данные об импульсном пробое в неоднородном электрическом поле с участием убегающих электронов. Ранее вопрос об участии убегающих электронов в формировании разрядов при высоких напряженностях электрического поля обсуждался во многих работах, см., например, монографии [15,16] и сборник [17], а также ссылки в [15–17]. Однако из-за сложности измерений с субнаносекундным и пикосекундным временными разрешениями, а также отсутствия данных о параметрах пучков убегающих электронов, многие вопросы по формированию диффузных разрядов при повышенных давлениях в неоднородном электрическом поле требуют дополнительных исследований. В частности, имеются противоречивые данные о формировании диффузных разрядов и их контрагировании. Например, в монографии [18], суммировавшей основные закономерности большинства газовых разрядов, есть следующее утверждение. „Если напряжение нарастает не слишком быстро, коронный разряд всегда предшествует искровому, если — очень быстро, то искровой пробой наступает, минуя коронную стадию“. В недавних работах [1,3,6,10] было показано, что при $dU/dt \approx 10^{15}$ V/s искровой стадии разряда предшествуют стадии коронного и диффуз-

ного разрядов, длительность которых зависит от условий эксперимента.

В работе [15] описываются эксперименты, в которых зарождение катодного пятна наблюдается лишь тогда, когда искровой канал перекрывает более половины промежутка. Причем, искровые каналы, перекрывающие основную часть промежутка, в условиях [14] распространяются с катода. В монографии [18] также приводятся данные о том, что катодное пятно формируется после образования искрового канала. При сокращении фронта импульса напряжения в работах [3,10] было установлено, что промежуток переключается искровым каналом, который в неоднородном электрическом поле движется от плоского анода, а катодные пятна появляются при коронном и диффузном разрядах до формирования искрового канала и искрового лидера с анода. Эксперименты в работах [3,10] проводились при повышенных давлениях различных газов и газовых смесей и амплитуде наносекундного импульса напряжения ~ 250 кВ и его фронте ~ 0.5 нс. В этих условиях, которые отличались от случая многоэлектронного инициирования от дополнительного источника [15], разряд в промежутке формировался за счет генерации сверхкороткого лавинного электронного пучка (СЛЭП [19]) убегающих электронов. При атмосферном давлении воздуха СЛЭП за всей поверхностью анодной фольги имел длительность импульса тока пучка на полувысоте ~ 100 пс, а его амплитуда и длительность зависели от многих факторов [6,7,11,13]. В [19] диффузный (объемный) разряд, формируемый в неоднородном электрическом поле за счет генерации убегающих электронов, было предложено называть ОРИПЭЛ — объемный разряд, инициируемый пучком электронов лавин. При ОРИПЭЛ фронт волны ионизации пересекает промежуток, фаза коронного разряда

предшествует диффузному (объемному) разряду, эмиссия электронов после спада напряжения на промежутке в фазе аномального тлеющего разряда обеспечивается за счет взрывной эмиссии электронов [20].

В работах [21,22] в воздухе атмосферного давления был исследован диффузный разряд в промежутке „стержень (катод)–плоскость“. При межэлектродном зазоре 10 см, амплитуде импульса напряжения 240 кВ и его фронте 14 нс была обнаружена и изучена микроканальная структура разряда. Однако ток пучка убегающих электронов, по-видимому, из-за большой длительности фронта импульса напряжения в этих работах не был зарегистрирован.

Цель настоящей работы — исследовать при повышенных давлениях воздуха и азота диффузный разряд, формируемый в неоднородном электрическом поле за счет сверхкороткого лавинного электронного пучка, и переход диффузного разряда в искровой. Работа продолжает исследования, начатые в [3,6,10], в которых использовались импульсы напряжения на порядок более короткой длительности, чем в работах [20,21], а также с субнаносекундным фронтом. Это позволило увеличить амплитуду тока пучка убегающих электронов и зарегистрировать ток пучка с помощью коллектора. Отметим, что в настоящее время очень мало экспериментальных работ, в которых при атмосферном давлении и выше с высоким временным разрешением регистрировались одновременно амплитудно-временные характеристики разряда и тока пучка убегающих электронов.

Экспериментальная установка и методики измерений

В работе использовались разрядные промежутки с плоским анодом и катодом, имеющим малый радиус кривизны. Катодом служила трубка из нержавеющей стали диаметром 6 мм с толщиной стенок 100 мкм или медицинская игла диаметром 0.5 мм. Конструкции подобных разрядных камер приведены в [1,6,13]. На промежуток подавались импульсы напряжения от генератора РАДАН-220 [23]. Генератор РАДАН-220 формировал импульсы напряжения с фронтом ~ 500 пс и амплитудой на высокоомной нагрузке ~ 250 кВ. Длительность импульса на полувывоте в случае согласованной нагрузки должна была составлять ~ 2 нс, но из-за индуктивности обострительного разрядника Р-49 была при всех нагрузках больше. В настоящей работе формирование различных форм разряда исследовалось в азоте и воздухе. Всего было сделано около десяти тысяч импульсов. Регистрация интегральной картины свечения разряда осуществлялась фотоаппаратом SONY A100 через окно (перпендикулярно продольной оси промежутка) или через сетку (анод). Ток пучка регистрировался коллекторами с временным разрешением ~ 100 пс, ток разряда — шунтом на чип-резисторах, напряжение — емкостным делителем, установленным напротив газового диода. В части экспери-

ментов одновременно с током разряда регистрировался СЛЭП через отверстие в шунте диаметром 1 мм. Электрические сигналы с шунтов, емкостных делителей, коллектора и фотоприемника регистрировались осциллографом TDS-6604 (6 GHz, 20 GS·s⁻¹) или DPO70604 (6 GHz, 25 GS·s⁻¹). В настоящей работе также были проведены измерения концентрации электронов в различных режимах по штарковскому уширению линий водорода, который в количестве 5% добавлялся в азот. Методика и аппаратура для измерений подробно описаны в [24].

Формирования диффузного разряда в неоднородном электрическом поле за счет генерации убегающих электронов

На рис. 1 приведены осциллограммы тока разряда при давлениях азота 0.05, 0.1, 0.2 и 0.3 МПа и тока СЛЭП синхронизованного с током разряда при давлении 0.3 МПа. При этих давлениях азота и межэлектродном промежутке 12 мм и более обычно формируется диффузный разряд (рис. 2, *a, b*) или диффузный разряд с катодонаправленным искровым лидером (рис. 2, *c, d, f*), который не успевает достичь катода. Осциллограммы то-

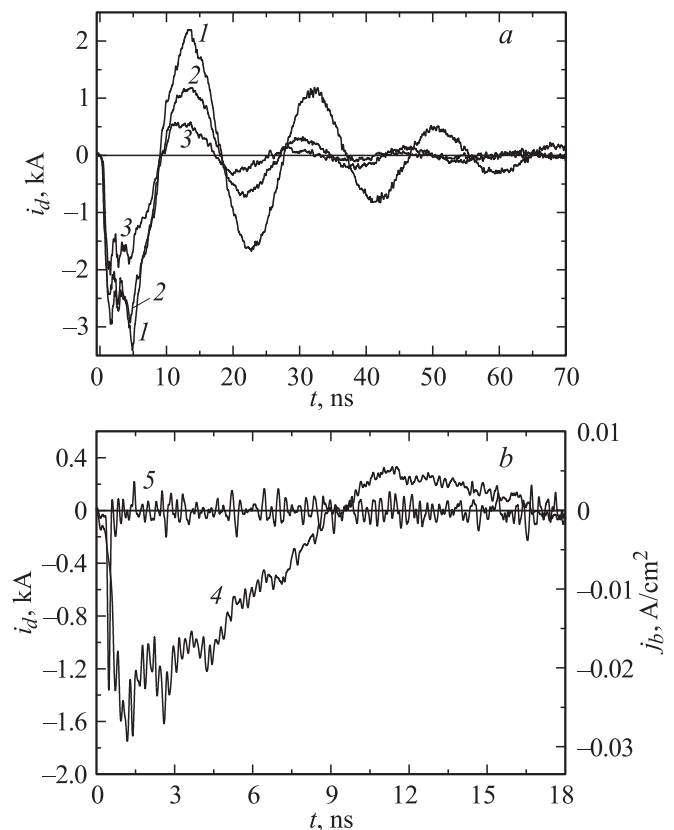


Рис. 1. Осциллограммы тока разряда (1)–(4) и тока СЛЭП (5) при давлениях азота, МПа: 0.05 (1), 0.1 (2), 0.2 (3) и 0.3 (4, 5). Зазор 12 мм, катод трубка.

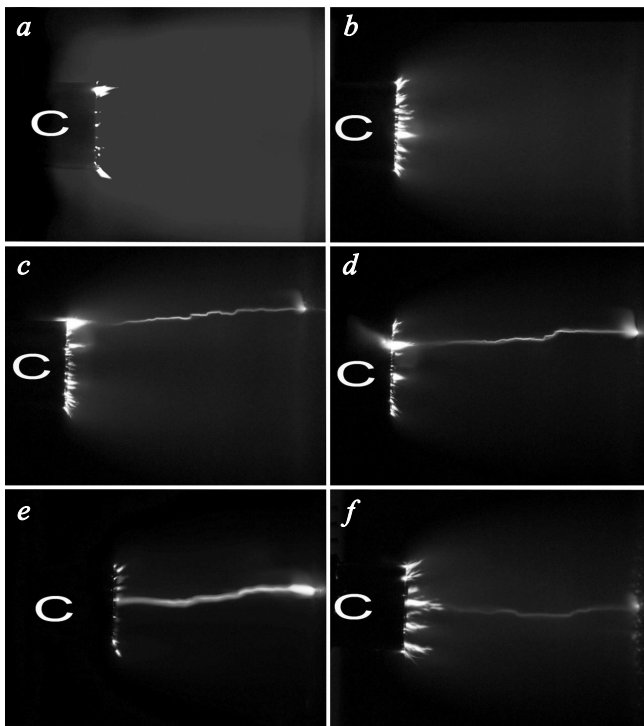


Рис. 2. Фотографии излучения разряда в азоте (a) и воздухе (b, c, d, e, f) при давлении 0.1 (a, b, c, d, e) и 0.04 МПа (f). Зазор 14 (a, e) и 16 (b, c, d, f) mm, катод трубка.

ка разряда в обоих случаях существенно не отличались. Из этого следует, что основной ток разряда замыкается через диффузный разряд и доля тока в искровом лидере в этих условиях мала. Диффузный характер разряда (ОРИПЭЛ) сохраняется при изменении полярности тока разряда. Длительность импульса тока разряда увеличивается при уменьшении давления азота. При давлении 0.3 МПа (рис. 1, b), реализуется режим разряда, при котором более 90% энергии вкладывается в газ во время первого полупериода тока разряда за время ~ 9 ns. Задержка генерации тока СЛЭП в условиях рис. 1 при всех давлениях азота составляет ~ 0.4 ns. Измерения концентрации электронов при ОРИПЭЛ в азоте показало, что ее максимальное значение не превышает 10^{14} cm^{-3} .

На рис. 3 показаны осциллограммы начальных участков импульсов тока разряда и импульсы СЛЭП, снятые на более коротких развертках осциллографа в условиях, аналогичных представленным на рис. 1. Привязка тока разряда и тока пучка, регистрируемого за фольгой, сделана по емкостному току, регистрируемому как коллектором, так и токовым шунтом при замене анодной фольги на сетку. На осциллограммах тока разряда (рис. 3, c) можно выделить начальный участок 1, который соответствует емкостному току. На участке 1 ионизационные процессы в промежутке не оказывают существенного влияния на ток разряда. Далее ток разряда (ток с шунта) увеличивается вследствие появления в промежутке электронов. При повышенных давлениях

и больших зазорах на осциллограмме тока разряда хорошо видны два участка 2 и 4, между которыми наблюдается замедление скорости роста тока с шунта 3 (рис. 3, c). При уменьшении давления азота и воздуха или при уменьшении межэлектродного зазора участок 3 на осциллограмме тока разряда практически не заметен (рис. 3, a). Из проведенных измерений видно (рис. 3), что пучок электронов регистрируется за фольгой коллектором через ~ 400 ps после начала регистрации емкостного тока. Величина тока с шунта во время генерации СЛЭП и амплитуда СЛЭП уменьшаются с ростом давления газа.

Из осциллограмм на рис. 3 также следует, что в момент максимума тока СЛЭП, который регистрируется

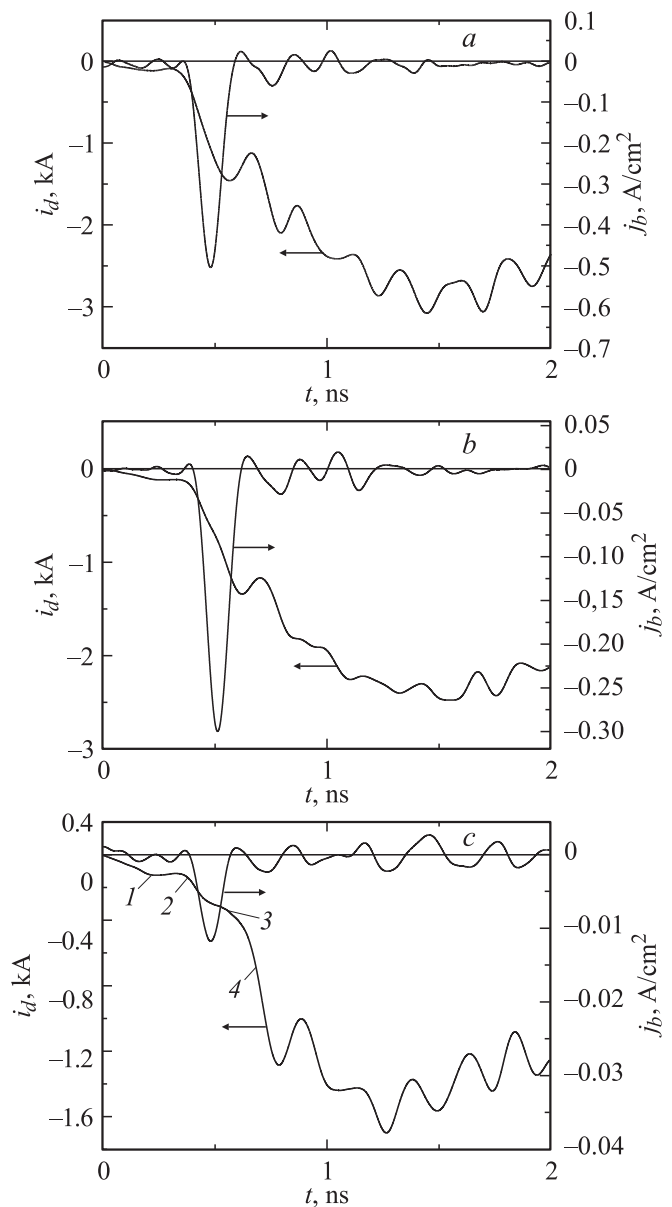


Рис. 3. Осциллограммы тока разряда и тока СЛЭП при давлениях азота 0.05 (a), 0.1 (b) и 0.3 МПа (c). Зазор 12 mm, катод трубка.

за фольгой, ток с шунта, составляет при давлении азота 0.3 МПа ~ 300 А и увеличивается при уменьшении давления. Амплитуда СЛЭП со всей анодной фольги при давлении азота 0.3 МПа составила ~ 1 А. Эти результаты будут проанализированы ниже.

О переходе диффузного разряда в искровой разряд

Известно, что диффузный (объемный) разряд при уменьшении длины разрядного промежутка, увеличении амплитуды и длительности импульса напряжения, увеличении давления газа, а в некоторых условиях и при уменьшении давления контрагируется. В том числе, контрагируется и ОРИПЭЛ — разряд, сформированный за счет предыонизации пучком убегающих электронов. На рис. 2 показаны фотографии разряда в воздухе и азоте, на которых вместе с диффузным разрядом наблюдаются искровые лидеры и искровой канал, перемкнувший промежуток. В этих экспериментах использовался трубчатый катод. В настоящей работе в отличие от работ [3,10] фотографии с искровым лидером были получены при разряде в воздухе. При анализе большого числа фотографий были определены различные фазы развития искровых лидеров.

Анодоуправленные искровые лидеры наблюдались на всех фотографиях. Они были хорошо заметны при коронном и диффузном разрядах, а в условиях формирования анодоуправленного искрового лидера светимость и длина анодоуправленного лидера, который был напротив анодоуправленного, увеличивались (рис. 2, *c, d, f*). Анодоуправленные искровые лидеры прорастают из анодных пятен, которые формируются в данных условиях за время менее 1 ns. Скорость их распространения сравнительно мала, и они за все время импульса тока при атмосферном давлении воздуха и азота и межэлектродном зазоре более 14 mm проходят расстояние от катода менее 2 mm. При уменьшении давления до 0.04 МПа скорость анодоуправленных искровых лидеров увеличивается в несколько раз, но и в этих условиях они не достигают середины разрядного промежутка, (рис. 2, *f*).

Анодоуправленные искровые лидеры наблюдались в части импульсов, в тех же условиях, когда в большинстве импульсов формируется ОРИПЭЛ. Они прорастают из анодных пятен на плоском электроде, которые формируются в данных условиях во время первого полупериода тока разряда. Анализ большого числа фотографий в условиях формирования ОРИПЭЛ показывает наличие четырех характерных форм разряда в промежутке. Так, в воздухе при давлении 0.1 МПа и зазоре 16 mm наблюдаются:

— ОРИПЭЛ с анодоуправленными лидерами без ярких пятен на плоском электроде (рис. 2, *b*). Число таких фотографий составляет $\sim 90\%$.

— ОРИПЭЛ с анодоуправленными лидерами и с ярким пятном на плоском электроде. Число подобных фотографий мало, более 1% от общего числа фотографий.

— ОРИПЭЛ с анодоуправленными лидерами, с ярким пятном на плоском электроде и анодоуправленным лидером (рис. 2, *c, d, f*). Число подобных фотографий составляет $\sim 10\%$ от общего числа фотографий. Изменение полярности тока разряда в отсутствие анодоуправленных искровых лидеров не оказывает существенного влияния на размер и скорость лидеров, распространяющихся к плоскому электроду. Эти лидеры видны только у электрода с малым радиусом кривизны. Из этого следует, что анодоуправленные лидеры, имеющие большую скорость и движущиеся от плоского электрода, формируются и перемыкают большую часть или весь промежуток во время первого полупериода тока разряда. — ОРИПЭЛ с искровым каналом, замкнувшим промежуток (рис. 2, *e*). Число подобных фотографий также мало при зазоре 16 mm, менее 1% от общего числа фотографий.

Диаметр анодоуправленного лидера в азоте и воздухе атмосферного давления составляет около 0.1 mm. Величина диаметра определялась по фотографиям (рис. 2). Форма лидера меняется от импульса к импульсу. Интенсивность излучения искрового лидера в видимой области спектра больше, чем у диффузного разряда. При уменьшении давления диаметр анодоуправленного лидера увеличивался, и изгибы на канале становились плавными (рис. 2, *f*). Из фотографий на рис. 2, *c, d* можно предположить, что лидер продвигается по предварительно созданным диффузным трекам, которые сливаются на интегральных фотографиях разряда. Установлено, что развитие искрового лидера обычно идет по нескольким трекам. Переходы с одного трека на другой в большинстве случаев происходят под углом 90° . Искровой лидер при переходе с одного трека на другой смещается на расстояние около 0.2 mm. На рис. 2, *c, d* можно видеть несколько таких переходов. Концентрация электронов в канале анодоуправленного искрового лидера, по сравнению с ОРИПЭЛ, увеличилась до $\sim 10^{15}$ см $^{-3}$.

Искровой канал (рис. 2, *e*) формируется после замыкания промежутка анодоуправленным искровым лидером, который смыкается с анодоуправленным лидером у электрода с малым радиусом кривизны. Контрагирование может происходить, как во время первого полупериода тока разряда, так и на более поздних стадиях. Концентрация электронов в канале искры при зазоре ~ 10 mm достигает $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$.

Отметим, что с игольчатым катодом при зазоре 16 mm на плоском электроде яркие пятна отсутствовали и анодоуправленные лидеры не формировались. Анодоуправленные лидеры формировались у острия, но промежуток они не перемыкали. Их длина обычно не превышала 2 mm.

По декременту затухания было установлено, что при контрагировании разряда его сопротивление уменьшается. В этих условиях на интегральной фотографии

Сопротивление разрядной плазмы в различные моменты времени

Межэлектродный зазор, mm	Задержка от начала тока с шунта до максимума тока СЛЭП (Δt_1) и сопротивление плазмы (R) в этот момент времени	Интервал времени (Δt_2) от начала тока с шунта, при котором вычислено сопротивление плазмы разряда (R)	Интервал времени (Δt_3) от начала тока с шунта, при котором вычислено сопротивление плазмы разряда (R)
8	$\Delta t_1 \approx 400$ ps $R \approx 195 \Omega$	$\Delta t_2 = 8-65$ ns $R \approx 8 \Omega$	$\Delta t_3 = 65-112$ ns $R \approx 4 \Omega$
10	$\Delta t_1 \approx 550$ ps $R \approx 190 \Omega$	$\Delta t_2 = 8-56$ ns $R \approx 17 \Omega$	$\Delta t_3 = 56-142$ ns $R \approx 8 \Omega$
12	$\Delta t_1 \approx 650$ ps $R \approx 180 \Omega$	$\Delta t_2 = 8-37$ ns $R \approx 24 \Omega$	$\Delta t_3 = 37-70$ ns $R \approx 50 \Omega$
14	$\Delta t_1 \approx 650$ ps $R \approx 190 \Omega$	$\Delta t_2 = 8-27$ ns $R \approx 28 \Omega$	$\Delta t_3 = 27-58$ ns $R \approx 60 \Omega$
16	$\Delta t_1 \approx 750$ ps $R \approx 800 \Omega$	$\Delta t_2 = 8-27$ ns $R \approx 32 \Omega$	$\Delta t_3 = 27-51$ ns $R \approx 67 \Omega$

свечения разряда видна искра, а в спектре излучения появляется широкополосное излучение в видимой области спектра [10,24]. Кроме того, при формировании искрового канала на осциллограмме тока разряда наблюдается увеличение числа колебаний. Соответственно при этом уменьшается сопротивление разряда и увеличивается длительность импульса тока в колебательном режиме. В таблице приведены расчеты сопротивления разряда в азоте атмосферного давления при различных значениях межэлектродного зазора. Сопротивление разряда определялось по декременту затухания импульса тока разряда, а во время генерации СЛЭП — по осциллограммам тока и напряжения. Из таблицы видно, что с увеличением межэлектродного зазора сопротивление плазмы разряда возрастает как во время генерации СЛЭП, так и после второго полупериода тока разряда. Было установлено, что при больших промежутках 12, 14 и 16 mm сопротивление плазмы к концу разряда возрастает, а при малых промежутках уменьшается. Уменьшение сопротивления связано с формированием искрового канала после замыкания промежутка искровыми лидерами.

Обсуждение результатов

Проведенные исследования показывают, что при пробое промежутков с катодом, имеющим малый радиус кривизны, при субнаносекундном фронте импульса напряжения можно выделить следующие стадии развития разряда. На фронте импульса напряжения амплитудой в десятки-сотни киловольт за счет усиления поля на микро- и макронеоднородностях катода достигается высокая напряженность электрического поля. Это приводит к автоэлектронной эмиссии с катода на фронте импульса напряжения. Эмитируемые электроны за счет усиления электрического поля у катода начинают ускоряться и приобретают энергию, достаточную для их

убегания (быстрые электроны в прикатодной области усиленного электрического поля). Это связано с тем, что электрические поля для автоэлектронной эмиссии (более 10^7 V/cm [20]) существенно превышают критическое поле для убегания электронов. В азоте атмосферного давления критическое поле составляет для части электронов $\sim 5 \cdot 10^5$ V/cm, а с учетом размножения электронов $\sim 3 \cdot 10^6$ V/cm (см. стр. 72 и 77 в работе [25] соответственно). При удалении от микроострий на катоде и кромки катода напряженность электрического поля существенно уменьшается, и быстрые электроны теряют свою энергию в основном на ионизацию частиц в прикатодной области. Отметим, что часть быстрых электронов может продолжать набирать энергию, и они достигают анода [14].

Появившиеся вторичные и автоэмиссионные электроны в растущем за счет увеличения напряжения на промежутке электрическом поле инициируют электронные лавины. Концентрация начальных электронов достаточно велика, и головки лавин перекрываются до образования стримера. В результате у катода образуется сравнительно плотная плазма диффузного разряда, фронт которой движется от катода к аноду. Эта стадия разряда до прихода фронта плотной плазмы на анод соответствует нестационарному коронному разряду. При больших промежутках фронт плотной плазмы не достигает анода и наблюдается импульсный коронный разряд. При сокращении длительности импульса напряжения и его амплитуды на интегральных фотографиях свечения в газовом промежутке также можно наблюдать у катода диффузное свечение импульсного коронного разряда, см. рис. 1, *a, b* в [1]. Отметим, что емкостные токи при высоких dU/dt достигают сотен ампер (рис. 3), и это приводит к образованию катодных пятен при коронном разряде за счет взрывной эмиссии электронов. На кромке катода уже в этой стадии разряда обычно видны яркие катодные пятна, из которых развиваются анодо-направленные стримеры. Время образования ка-

тодных пятен зависит от экспериментальных условий и может составлять сотни пикосекунд [1]. Полный ток с катода при коронном разряде при высоких dU/dt , по-видимому, обеспечивается за счет взрывной эмиссии электронов и фотоэлектронной эмиссии с катода [26]. О наличии фотоэлектронной эмиссии с катода свидетельствует примыкание диффузного разряда к боковой поверхности катода (рис. 2, *a*). Отметим, что в условиях данного эксперимента отсутствует предьонизация промежутка от дополнительного источника и условия разряда отличаются от условий разряда с многоэлектронным иницированием, описанным в [15,25].

Дальнейшее формирование разряда в промежутке связано с движением фронта волны ионизации. На границе плотной плазмы, которую образуют головки лавин, движущихся к аноду, возникает избыточный отрицательный заряд, что приводит к переходу части электронов в режим убегания. Далее электроны пучка при движении к аноду продолжают ускоряться. Число убегающих электронов при этом увеличивается, в том числе за счет электронов ионизационного каскада. Энергия электронов также увеличивается как за счет увеличения напряжения на промежутке, так и для части электронов за счет эффекта поляризации самоускорения [27]. Генерация убегающих электронов обеспечивает предьонизацию разрядного промежутка и продвижение фронта волны ионизации к аноду. Данная стадия разряда соответствует участку 2 на рис. 3. В конце этой стадии фронт волны ионизации достигает анода. Как видно из рис. 3, *c*, максимум СЛЭП и замедление скорости роста тока с шунта регистрируются примерно в одно и то же время. Замыкание тока в прианодной области перед приходом волны ионизации на анод обеспечивают электроны СЛЭП и емкостной ток между фронтом волны ионизации и анодом. В остальной части промежутка проводимость обеспечивается плазменными электронами. Ток с катода в этих условиях, как мы предполагали выше, обеспечивается за счет взрывной эмиссии электронов и фотоэлектронной эмиссии с катода. В работе [12] путем численного моделирования показано, что проводимость промежутка за счет плазменных электронов начинается на 300 ps позже, чем регистрируется ток пучка на аноде.

По мере достижения анода фронтом волны ионизации сравнительно плотная плазма заполняет весь промежуток. Распределение электрического поля в промежутке после прихода на анод фронта волны ионизации становится более однородным и генерация убегающих электронов в промежутке прекращается. Генерация убегающих электронов у катода может прекращаться на более ранней стадии разряда за счет экранировки этой области плотной плазмой [12]. Благодаря высокому напряжению на промежутке после достижения фронтом волны ионизации анода происходит быстрый рост концентрации электронов в плазме. Ток разряда увеличивается, участок 4 на рис. 3, *c*, а напряжение на промежутке уменьшается. Формирование анодных пятен на плоском

электроде в этих условиях можно связать с электрическим полем противоположного направления между облаком положительных ионов, оставшихся после ухода убегающих электронов на анод, и плоским электродом. Отсутствие анодных пятен и катодонаправленных искровых лидеров при зазоре 16 mm с игольчатым катодом можно объяснить с на порядок меньшей амплитудой СЛЭП с этим катодом.

Можно предположить, что наблюдаемый нами диффузный разряд состоит из множества цепочек лавин, которые пересекают промежуток. Формирование цепочек лавин при однородном электрическом поле обсуждалось в обзоре [28]. В данных условиях, по-видимому, эти цепочки лавин и являются треками, по которым затем движутся искровые лидеры от анода. Стабильность размеров отдельных треков, по-видимому, обусловлена расталкиванием головок лавин с избыточным отрицательным зарядом. Отметим, что о движении плазменных образований от анода сообщалось в работе [21], где исследовался разряд в воздухе атмосферного давления в неоднородном электрическом поле при длительности фронта импульса напряжения 14 ns.

Установившийся режим диффузного разряда после спада напряжения на промежутке можно отнести к аномальному тлеющему разряду (АТР). При этом в эмиссию электронов с катода основной вклад дает взрывная эмиссия электронов. На рис. 2, *b* показана фотография катода при ОРИПЭЛ в воздухе. Видно, что диффузный разряд примыкает к ярким пятнам на электроде с малым радиусом кривизны. Сопrotивление плазмы при АТР обусловлено многими параметрами. Оно зависит от амплитуды импульса напряжения, волнового сопротивления генератора, конструкции катода, величины межэлектродного промежутка, давления и сорта газа. В результате режим диффузного разряда может быть как апериодическим, так и колебательным. Данную тенденцию демонстрируют осциллограммы на рис. 1. Видно, что при увеличении давления азота до 3 atm число колебаний тока разряда уменьшается и практически вся энергия вкладывается в течение первого полупериода тока разряда. С уменьшением давления азота амплитуда тока разряда увеличивается и увеличивается число колебаний на осциллограмме тока разряда. Разряд в этих условиях может оставаться диффузным в течение всего импульса тока разряда. Число катодных пятен увеличивается при уменьшении межэлектродного зазора и увеличении амплитуды импульса напряжения.

Заключение

Исследованы пробой промежутков с неоднородным электрическим полем и переход от диффузного разряда, формируемого за счет генерации убегающих электронов, в искровой. Установлено, что при субнаносекундном фронте импульса напряжения скорость распространения искровых лидеров с электрода с малым радиусом

кривизны существенно меньше, чем у лидеров, которые распространяются с плоского электрода. Показано, что область промежутка, где встречаются анодо- и катодо-направленные лидеры, находится у электрода с малым радиусом кривизны. Установлено, что распространение искрового лидера с плоского электрода (анода) происходит по предварительно созданным диффузным трекам. При этом искровой лидер может последовательно распространяться по нескольким трекам, переходя с одного трека на другой. Показано, что на формирование катодо-направленных лидеров влияет конструкция катода.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 12-08-00105-а.

Список литературы

- [1] Тарасенко В.Ф., Бакит Е.Х., Бураченко А.Г., Костыря И.Д., Ломаев М.И., Рыбка Д.В. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 2. С. 51–59.
- [2] Тренькин А.А. // Письма ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 7. С. 13–17.
- [3] Тарасенко В.Ф., Бакит Е.Х., Бураченко А.Г., Ломаев М.И., Сорокин Д.А., Шутько Ю.В. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 6. С. 151–154.
- [4] Хомич В.Ю., Ямщиков В.А. // Прикладная физика. 2010. № 6. С. 77–88.
- [5] Козырев А.В., Тарасенко В.Ф., Бакит Е.Х., Шутько Ю.В. // Письма ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 22. С. 26–33.
- [6] Tarasenko V.F., Baksht E.H., Burachenko A.G., Lomaev M.I., Rybka D.V., Shulepov M.A., Sorokin D.A., Shu't'ko Yu.V. // Optics and Precision Engineering. 2011. Vol. 19. N 2. P. 273–283.
- [7] Тарасенко В.Ф. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 5. С. 444–457.
- [8] Gurevich A.V., Mesyats G.A., Zybin K.P., Reutova A.G., Shpak V.G., Shunailov S.A., Yalandin M.I. // Phys. Lett. A. 2011. Vol. 375. P. 2845–2849.
- [9] Алексеев С.Б., Бакит Е.Х., Бойченко А.М., Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н. // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 9. С. 13–18.
- [10] Shao T., Tarasenko V.F., Zhang C., Lomaev M.I., Sorokin D.A., Jan P., Kozurev A.V., Bakst E.Kh. // J. of Appl. Phys. 2012. Vol. 111. P. 023 304.
- [11] Костыря И.Д., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф. // ПТЭ. 2012. № 1. С. 80–85.
- [12] Levko D., Gurovich V.Tz., Krasik Ya.E. // J. of Appl. Phys. 2012. Vol. 111. P. 123 303.
- [13] Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф., Бураченко А.Г., Балзовский Е.В. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. № 14. С. 32–40.
- [14] Levko D., Yatom S., Vekselman V., Gleizer J.Z., Gurovich V.Tz., Krasik Ya.E. // J. of Appl. Phys. 2012. Vol. 111. P. 013 303.
- [15] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1982. 256 с.
- [16] Babich L.P. High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: ISTC Science and Technology Series. Vol. 2. Futurepast: Arlington, VA, 2003. 358 p.
- [17] Пучки убегающих электронов и разряды на основе волны размножения электронов фона в плотном газе / Отв. ред. С.И. Яковленко. Труды ИОФАН. М.: Наука, 2007. Т. 63. 186 с.
- [18] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Издательский дом „Интеллект“, 2009. 736 с.
- [19] Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Шунайлов С.А. // Известия вузов. Физика. 2003. № 3. С. 94–95.
- [20] Месяц Г.А. Эктонны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. 424 с.
- [21] Репьев А.Г., Репин П.Б., Покровский В.С. // ЖТФ. 2007. Т. 7. Вып. 1. С. 56–62.
- [22] Репьев А.Г., Репин П.Б., Данченко Е.Г. // ЖТФ. 2007. Т. 7. Вып. 7. С. 40–47.
- [23] Загулов Ф.Я., Котов А.С., Шпак В.Г., Юрике Я.Я., Яландин М.И. // ПТЭ. 1989. № 2. С. 146–149.
- [24] Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Сорокин Д.А., Тарасенко В.Ф., Кривоногова К.Ю. // Опт. и спектр. 2009. Т. 107. № 1. С. 40–47.
- [25] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука. Глав. ред. физ.-мат. лит., 1991. 224 с.
- [26] Bokhan A.P., Bokhan P.A., Zakrevsky D.E. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. P. 151 503.
- [27] Аскарьян Г.А. // Труды ФИАН. 1973. Т. 66. С. 66–72.
- [28] Осипов В.В. // УФН. Т. 170. № 3. С. 225–245.