

УДК 537.84: 538.3:538.4

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОДНОЙ СИСТЕМЕ ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ИГЛА–ПЛОСКОСТЬ. ЭКСПЕРИМЕНТ

© 2024 г. А. И. Жакин*, А. Е. Кузько**

ФГБОУВО «Юго-Западный государственный университет», г. Курск, Россия

*E-mail: zhakin@mail.ru

**E-mail: kuzko@mail.ru

Поступила в редакцию 08.03.2024 г.

После доработки 17.09.2024 г.

Принята к публикации 08.10.2024 г.

Исследуются ионизационные процессы в воздухе — коронный разряд при сильно и слабо заостренных электродах с высоковольтным активным отрицательным потенциалом. Основное внимание уделяется влиянию поверхностных и деградиационных процессов на коронирующих электродах. Производится измерение вольт-амперных характеристик в окрестности напряжения зажигания коронного разряда, изучается проблема экспериментальной идентификации поверхностных зарядов. Оценивается распределение ионов по цвету свечения ионизационных зон и интегральному спектру коронного разряда. Темновой ток при коронирующем слабо искривленном отрицательном электроде объясняется захватом поверхностных электронов электроноакцепторными молекулами кислорода. Делается вывод, что механизм поверхностной электронной ионизации одинаков как в темновой области в воздухе (при стандартных условиях), так и в растворах жидких диэлектриков с йодом, в которых вольт-амперная характеристика обусловлена захватом поверхностных электронов молекулами йода.

DOI: 10.31857/S0040364424050016

ВВЕДЕНИЕ

Изучение ионизационных процессов в газах имеет давнюю историю [1–11]. В 30-х годах прошлого столетия Леб проанализировал практически все аспекты ионизации газов [1], в том числе коронные разряды (КР) вблизи кончиков игл в различных газах при разных материалах, формах и полярностях электродов. Колоссальный труд Леба, включающий внушительный список цитирований, является итогом работ большого числа ученых. Такой интерес вызван не только естественным процессом развития науки [1–17], но и в значительной мере бурным развитием ионно-разрядной технологии [12, 13] и применением разрядных процессов в различных технологических устройствах [18–20], медицине [21], масс-спектрометрах [22] и пр. Подробную информацию о различных приложениях плазменных разрядов можно найти в диссертациях [23–25], обзорах [26, 27] и оригинальных работах [28–68]. Леб указал ряд дискуссионных проблем, таких как физика импульсов Тричеля и эффекта Молтера, проблема первичных зарядов в развитии КР, механизмы элементарных ионно-

разрядных реакций и другие, которые изучались на протяжении десятилетий [3–17] вплоть до настоящего времени [22–68].

Детальные данные ионизационных процессов были получены в ранних исследованиях тлеющих разрядов различных однокомпонентных инертных (Ar, Ne [2, 3, 7]) и двухатомных (N_2 , O_2 , [2, 5, 6], H_2 , N_2 [2, 3]) газов при полых плоских электродах в закрытых стеклянных ячейках [3–5]. Поджог разряда производится введением термоэмиссионных электронов с нити накала. При низких давлениях и больших межэлектродных расстояниях (до 30 см) в этом случае можно применять зондовую методику и масс-спектрометрию и детально получить информацию о разных типах ионизационно-рекомбинационных реакций в различных зонах свечения разряда. Например, в исследовании [5] на электроды подавалось постоянное напряжение до 50 В, измерения производились при давлениях 0.01 и 0.05 мм рт. ст. Для предотвращения радиального движения зарядов использовалось продольное магнитное поле, создаваемое катушками Гельмгольца напряженностью ~100 Гс. Измерялись распределения потенциала в межэ-

лектродном пространстве, токи положительных и отрицательных зарядов в пределах 1–100 мА. Типы ионов определялись масс-спектрометром. При разряде в газе N_2 обнаружены ионы N_2^+ , разряд в газе O_2 состоял из ионов O^- , O_2^- , O^+ , O_2^+ . Были обнаружены и другие типы ионов, однако концентрация указанных ионов в обоих газах составляла до ~90%. Визуально установлено, что вблизи катода образуется тонкий темноватый слой, за которым межэлектродная область светится в видимом спектре (в случае O_2 свечение голубого цвета за счет возбуждения ионов O^- , а страты серо-голубые; в газе N_2 отрицательное свечение темно-голубое, страты оранжевые). Это наблюдение имеет важное значение, так как из-за малых размеров короны на кончиках игл можно снять только интегральный спектр, однако визуально по цветовой окраске можно найти распределения ионных компонентов в ионизационной зоне КР. Обнаружено, что концентрация ионов O_2^- примерно в 10 раз превышает концентрацию O^- . Отметим, что энергия связи электрона в ионе O^- составляет 1.46 эВ, а в ионе O_2^- 0.42 эВ [4], поэтому ион O^- должен быть более устойчив по отношению к отлипанию электрона при столкновениях. Это можно объяснить тем, что концентрация атомов кислорода O быстро уменьшается за счет образования озона O_3 , что и понижает концентрацию O^- .

Данные по ионизации однокомпонентных газов при низких давлениях являются основой при изучении ионизации многокомпонентных газов при атмосферном давлении, например воздуха, в котором основные ионизационные реакции происходят между молекулами азота N_2 и кислорода O_2 . Поэтому ионизированное состояние воздуха относится к азотно-кислородной плазме (АКП). Следует отметить анализ [16], где ионизационные процессы в АКП включают более десятка плазмохимических реакций с участием свыше ста реагирующих частиц ([16], с. 246). На основании многочисленных экспериментальных данных авторы [15, 16] отмечают, в воздухе 1) существуют первичные ионы O^- , O_2^- , 2) за счет ионно-молекулярных реакций генерируются отрицательные O_3^- , O_4^- , NO^- , NO_2^- , NO_3^- и положительные O_2^+ , N_2^+ , NO^+ ионы, 3) первичные электроны образуются за счет столкновения молекул N_2 , O_2 с первичными ионами O^- , O_2^- , 4) столкновение O^- , O_2^- с O_2 приводит к образованию ионов O_3^- , O_4^- . При взаимодействии O_3^- , O_4^- с молекулами углекислого газа CO_2 образуются отрицательные ионы CO_3^- , CO_4^- [4, 16].

Важной характеристикой ионизационных процессов в КР являются пульсации свечения и тока, которые наблюдаются в окрестно-

сти напряжения зажигания короны и наиболее ярко выражены в сильно неоднородных электрических полях типа игла–плоскость [1, 2]. Пульсации часто называют автоколебаниями тока (АКТ) или импульсами Тричеля. Частоты АКТ определяются материалом и полярностью коронирующих электродов, типом и давлением газа, напряженностью поля в ионизационной зоне КР; пульсации исчезают с течением времени [1, 2, 10]. Наличие АКТ указывает на 1) определяющую роль индуцированного зарядами электрического поля, 2) существенную роль физико-химических свойств газа (длины свободного пробега, определяемой давлением; потенциалов возбуждения и ионизации молекул, их химической активности и др.), геометрии и свойств материала коронирующего электрода и структуры его поверхности (наличие дефектов, оксидных пленок, его деградации и т.д.). Во времена Леба считалось, что импульсы Тричеля могут существовать только на катоде в электроотрицательных газах (в воздухе [1, 2, 10, 26–31] или кислороде [1, 32–34]) и связаны с чередованием знаков зарядов на кончике острия [10]. Именно положительный заряд обусловлен накоплением положительных ионов, которые инициируют процесс выбивания из катода вторичных электронов, формирующих отрицательный заряд. Электрическое поле за счет экранировки уменьшается, что приводит к прекращению вторичной эмиссии электронов и вновь накоплению положительных ионов и т.д.

Детально закономерности АКТ в воздухе при атмосферном давлении в системе отрицательная стальная игла–плоскость были изучены в [10]. Результаты измерений обобщены зависимостью $f = K_1 V(V - V_*) / (r_0 d^2)$, где f – частота АКТ, $V(V > V_*)$ – напряжение на электродах, V_* – напряжение зажигания, r_0 – радиус полусферы кончика иглы, d – межэлектродное расстояние, $K_1 \approx 27$ кГц мм³ кВ⁻². Справедливость этой формулы при АКТ в неэлектроотрицательных газах Ar , N_2 при тех же условиях была подтверждена экспериментами [37]. Отличие заключалось в форме импульса, которая зависела от типа газа и геометрии электродной системы. Уменьшение давления или добавление электроотрицательного O_2 в газы Ar и N_2 интенсифицировали амплитуды АКТ.

Таким образом, АКТ наблюдаются в химически активных газах H_2 [9, 23] и N_2 [35–39], причем при плоскопараллельных как отрицательных, так и положительных активных электродах [35, 45]. Следует также отметить схожесть механизмов формирования АКТ и порогового напряжения зажигания отрицательной иглы. Именно при достижении напряженности зажигания E_*

энергии вторичных электронов достаточно для ионизации нейтральных молекул, т.е. формирования ионизационной зоны КР. Формирование АКТ при положительных иглах связывается с процессом фотоионизации [25, 26]. И в этом случае при напряженности E_* энергии электронов и ионов вблизи кончика положительно заряженного острия достаточно для возбуждения нейтральных молекул и ионов, которые при переходе в стабильное состояние излучают УФ-фотоны, способные ионизовать возбужденные молекулы и ионы [25, 26]. Кроме фотоионизации, следует отметить и возможность плазмохимических реакций на стадии темного тока, о чем свидетельствуют эксперименты [57], где показано, что перед зажиганием КР на кончике положительно заряженной иглы в воздухе наблюдается стример.

Эффективным методом получения информации об ионном составе и возбужденных компонентах КР являются масс-спектропия [22] и оптическая спектроскопия воздуха [46–50]. Показано, что в темновой области, предшествующей зажиганию КР, образуются заряды, которые возбуждают нейтральные компоненты с последующим излучением в УФ-спектре [46]. Эти данные позволили разработать оптические детекторы КР в линиях электропередач [51], а масс-спектроскопические исследования обнаружили терминальные (конечные) вредные для здоровья отрицательные ионы окислов азота NO_3^- , $\text{NO}_3^-\text{HNO}_3$, $\text{HCO}_3^-\text{HNO}_3$ в ионизаторах воздуха при наличии влаги [22].

Еще одно направление изучения КР связано с компьютерным моделированием [23–34, 36–45, 54–64]. В настоящее время численные расчеты при правильном выборе физической и численной моделей обладают большой предсказательной силой. В основном используются две численные модели: трехкомпонентная (general model [28]) и многокомпонентная (detailed model [28]).

В трехкомпонентных моделях [24–33, 40–42] предполагается, что плазма состоит из электронов, положительных и отрицательных ионов. Эти модели характеризуются усредненными значениями параметров ионизационных процессов, которые описываются коэффициентами ионизации, отлипания электронов и рекомбинации заряженных компонентов, зависящих от состава газа и определяемых в экспериментах. Моделирование успешно использовалось для объяснения механизма формирования импульсов Тричеля [24–33, 40–42], расчетов потоков заряженных струй — электрического ветра (ЭВ) [26, 54–61], а также влияния ЭВ на форму АКТ [62–64]. Эффективно моделируются струи ЭВ в воздухе от игл [26], так как вне зоны ионизации

преобладают ионы O_3^- , действие на которые кулоновской силы формирует структуру заряженной струи.

В многокомпонентных моделях [23, 28, 34, 43–45] учитывается компонентный состав газа и реакции ионизации между электронами и нейтральными или ионными компонентами, а также взаимодействия между ионами и ионами с нейтральными компонентами с учетом процессов фотоионизации и вторичной эмиссии электронов. При численном моделировании в обеих моделях процесс зажигания отрицательного КР основывается на эффекте вторичной эмиссии электронов с катода. При этом исследователи часто пренебрегают фотоэмиссией электронов и фотоионизацией, ссылаясь на работу [29], в которой показана незначительность влияния этих процессов (порядка 5%) на характеристики КР.

Моделирование на основе многоионных моделей показало хорошее соответствие с экспериментальными данными в системах «острый отрицательный электрод — заземленный плоский или слабо искривленный электрод». Например, при ионизации газа O_2 в озонаторе типа «провода на оси цилиндра» во внешней зоне отрицательного КР на проволоке радиуса 0.5 мм в слабых полях (напряжение — порядка 2 кВ) наблюдаются ионы O^- , O_3^- , а в сильных (более 5 кВ) — избыток ионов O_3^- [34]. Как и в случае тлеющего разряда в газе O_2 [4], этот эффект объясняется уменьшением концентрации O за счет реакции $\text{O} + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_3$, приводящей к интенсивной генерации озона. Есть убедительное согласование расчета с экспериментальными данными [10] по импульсам Тричеля в воздухе в системе отрицательная игла—пластина. Характерным примером являются расчеты [28], в которых исследовалось влияние азота и кислорода в системе отрицательная игла—плоскость на формирование импульсов Тричеля и временном распределении ионов вблизи полусферы (радиус — 35 мкм) кончика острия на временном промежутке импульса длительностью ~ 0.02 мкс. Отметим, что период следования импульсов ~ 1 мкс, т.е. частота ~ 1 МГц, при межэлектродном расстоянии 6 мм и напряжении 5.5 кВ. Показано, что на форму импульса и частоту АКТ оказывает основное влияние концентрация кислорода. Это можно использовать в качестве регулятора характеристик разряда при различных применениях. Например, в масс-спектрометрии в атмосферных условиях эти разряды используются в качестве источников мягкой ионизации [54, 55], для регулировки разряда можно применять примеси кислорода в плазмообразующем газе [56]. В заключение отметим, что в расчетной модели используется 17 компонентов и

93 типа реакций. Это требует больших вычислительных затрат. Например, в расчетах с использованием COMSOL Multiphysics на мобильной рабочей станции Lenovo, оснащенной процессором Intel® Core™ i7-9850H [28], время счета составляет 71 ч.

Важнейшей проблемой численного моделирования является задание начальных и граничных условий на кончике и в приповерхностной области иглы. Начальные условия связаны с так называемыми первичными или фоновыми электронами и ионами [29, 57, 65–67]. Принято считать, что фоновые заряды влияют только на процесс зажигания и не влияют на характеристики КР. Поэтому при численном моделировании в начальных условиях для электронов обычно принимается модельное (гауссово) распределение электронов в окрестности кончика иглы с максимальным значением концентрации $n_{\max} = 10^6 \text{ м}^{-3}$ [25, 29, 65]. При тонких иглах с малым радиусом кончика полусферы порядка 100 мкм и менее и межэлектродных расстояниях $\sim 1 \text{ см}$ определяющим фактором зажигания КР является электронная автоэмиссия, которая существенно зависит от микрошероховатости поверхности иглы [44]. На процесс образования первичных зарядов могут влиять поверхностные электроны (ПЭ) на катоде, которые образуются под действием высоковольтного внешнего поля [69, 70]. Отметим также влияние микрошероховатостей на поверхностях отрицательных электродов, которые являются источниками инжекции электронов [71–73]. В газах на шероховатостях формируются так называемые микроплазменные разряды [62–64], приводящие к деградации поверхности [52, 53]. Высокая плотность тока на микронеоднородностях приводит к их локальному нагреву и оплавлению, что при длительном использовании электродов ведет к их полной деградации.

Схожие процессы имеют место и в жидких диэлектриках (ЖД) при наличии электроотри-

цательной примеси. Например, от игольчатого катода развивается интенсивное струйное ЭГД-течение, сопровождаемое квадратичной вольт-амперной характеристикой (ВАХ) [73]. И это не случайно, так как генерация ионов в темновой области в газах при атмосферном давлении и в растворах ЖД с электроотрицательной примесью имеют одинаковую природу, обусловленную захватом с поверхности катода поверхностных электронов электроноакцепторами (O_2 в газах, молекулярным йодом I_2 , растворенным в ЖД [74, 75]).

Несмотря на многочисленные исследования, мало изученными остаются такие проблемы, как механизм порогового зажигания КР и возникновение темнового тока. Эти эффекты тесно связаны с независимостью напряжения зажигания U_* от материала отрицательного электрода. В настоящей работе дается новое толкование указанных проблем на основе активной роли поверхностных процессов, в частности роли ПЭ на катоде. Измеряются напряжения зажигания и влияние КР на деградацию и поверхностную структуру разных типов электродов (Fe, Cu, Al). Для изучения нелинейных эффектов приводятся видео-данные по формированию короны, стримеров. Снимками высокой разрешимости кончиков игл показано, что деградация электродов происходит за счет локальных высокотемпературных процессов. Параллельно изучаются оптические спектры излучения и частоты излучаемого звука в зависимости от прикладываемого напряжения U как в окрестности напряжения зажигания U_* , так и при развитии КР.

1. ИССЛЕДОВАНИЯ КР В СИСТЕМЕ ИГЛА–ПЛОСКОСТЬ

1.1. Приготовление электродов. Использовались три типа электродов, изготовленные из проволоки углеродистой стали (Fe), меди (Cu) и алюминия (Al). Форма и размеры показаны на рис. 1. Конусы заострений изготавливались на

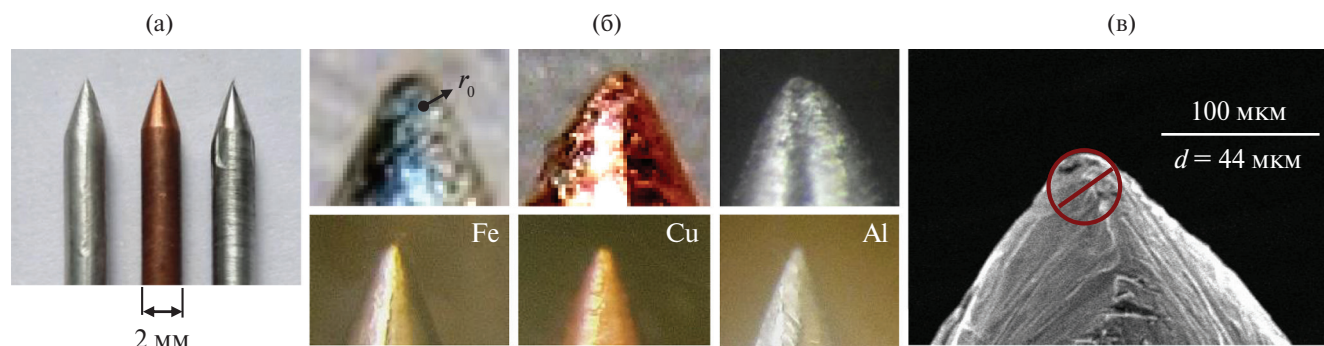


Рис. 1. Игольчатые электроды: (а) — общий вид, (б) — форма заострений и кончиков игл (увеличение оптическим микроскопом), (в) — электронное фото кончика Fe-иглы.

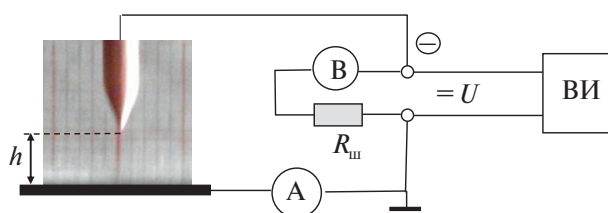


Рис. 2. Схема экспериментальной установки:
В — киловольтметр, А — амперметр.

станке, затем дорабатывались вручную под микроскопом и шлифовались наждачной бумагой с размером зерен 10–25 мкм. Средний радиус закруглений кончиков составлял $r_0 = 22$ мкм. Угол заострения равен 30° .

1.2. Измерение ВАХ и пульсаций тока. Информацию о распределении плотностей зарядов и механизма зажигания КР можно получить из вольт-амперных характеристик. Измерения ВАХ производились в системе электродов отрицательная игла—плоскость при атмосферном давлении. Схема установки представлена на рис. 2. Ток измерялся мультиметром MAS 830L. В режиме измерения темнового тока применялись мультиметр DT9208A и пикоамперметр Keithley 6487. Обратим внимание, что в схеме не используется балластное сопротивление, которое ограничивает ток при появлении пробоя. Сопротивление шунта $R_{ш}$ составляло 224 МОм, сопротивление катушки вольтметра 2.16 кОм. Тарирование показаний стрелочного вольтметра осуществлялось с помощью электростатического киловольтметра С 75.

На рис. 3 представлены результаты измерения ВАХ отрицательной короны при различных материалах остриевых электродов и межэлектродных расстояниях $h = 10$ (рис. 3а) и 7 мм (рис. 3б). Точковые координаты каждой точки графиков определялись средним арифметическим по максимальному и минимальному показаниям прибора. Результаты измерений показали, что в момент появления КР имеют место сильные флуктуации тока и свечения. Появление неустойчивостей обусловлено возникновением АКТ, механизм которых рассмотрен во Введении. Из рис. 3 видно, что напряжение зажигания не зависит от расстояния до анода. Этот эффект согласуется с данными [9] и объясняется следующим образом. Кончик иглы близок к полусфере (рис. 1), поэтому критическая напряженность оценивается как $E_* = U_*/r_0$. Согласно ВАХ, имеем $U_* \sim 3$ кВ и при $r_0 = 22$ мкм получаем $E_* = 1.3$ МВ/см. При таких значениях E_* основным механизмом генерации электронов является холодная эмиссия с микровыступов [13]. Подобные микровыступы оплавляются, хаотиче-

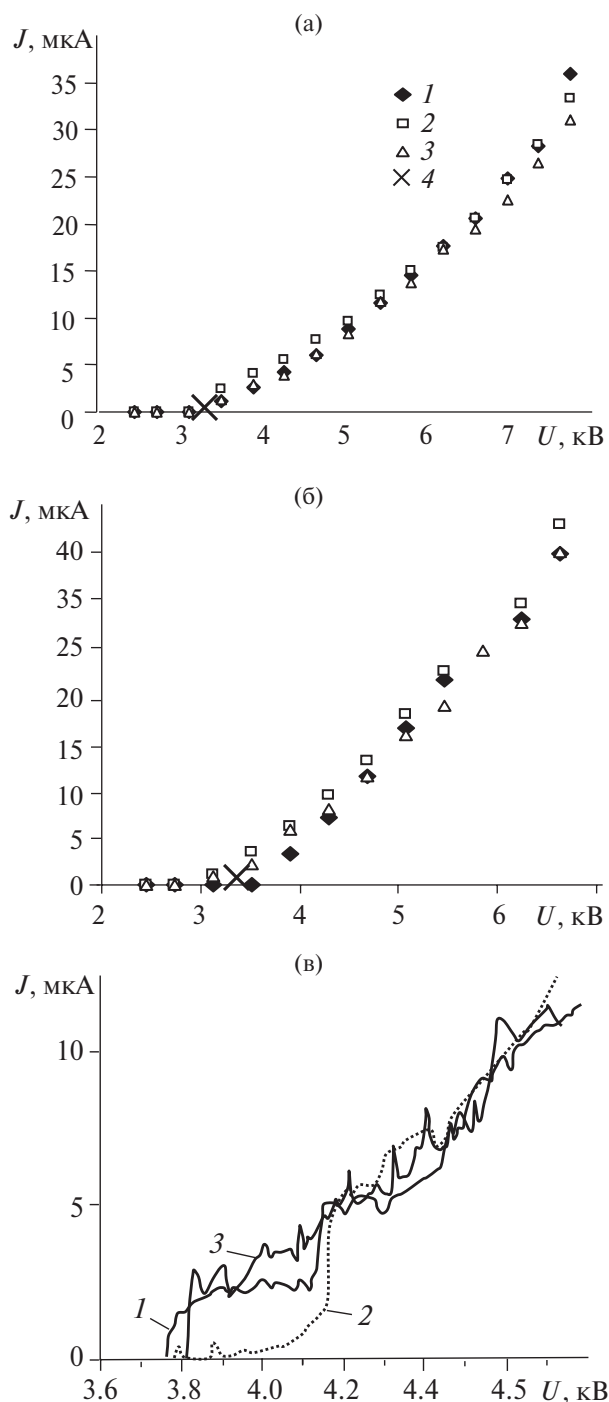


Рис. 3. Усредненные (а), (б) и неусредненные ВАХ (в) при $h = 10$ (а) и 7 мм (б): 1 — Fe, 2 — Cu, 3 — Al, 4 — область флуктуационной неустойчивости.

ски перемещаясь по поверхности кончика катода (см. разд. 1.5). Это, в свою очередь, приводит к флуктуациям тока и свечения в момент зажигания КР.

Неусредненные ВАХ показаны на рис. 3в. В этом случае $h = 6$ мм, $r_0 = 200$ мкм, использовался источник высокого напряжения Пла-

зон ИВНР-5/50 в режиме линейного возрастания напряжения. Показания тока снимались через каждые 10 В. Из рис. 3в видно, что флуктуации тока имеют нерегулярный характер. Это соответствует нерегулярному появлению инжектирующих электронов с микронеоднородностей на кончиках игл. Рис. 4. показывает пульсации тока во времени при стальной игле и $U = 5.3$ кВ, $h = 10$ мм, $r_0 = 22$ мкм, частота пульсаций при длительном горении КР (≥ 1 мин) составляет $\nu \sim 400$ Гц. Низкое значение частоты объясняется уплощением кончика иглы при его деградации. Пульсации тока сопровождаются характерным звуковым шипением, спектр которых определяется спектром пульсаций тока. Измерение проведено виртуальным осциллографом в режиме Transient Recorder.

Оценки показывают, что механизм зажигания КР в системе отрицательная игла–плоскость с радиусом закругления кончика иглы $r_0 = 22$ мкм связан с эмиссией электронов с кончиков игл. Из рис. 3 следует $U_* \sim 3$ кВ, а напряженность поля зажигания КР на кончиках игл при $h = 10$ и 7 мм равна $E_* \cong U_* / r_0 = 1.3$ МВ/см, при которой развивается холодная эмиссия электронов. Видно, что в пределах $U \cong (3-6)$ кВ ВАХ линейные, при $U > 6$ кВ начинает формироваться нелинейность. Эти закономерности показывают, что линейные участки ВАХ соответствуют омической проводимости. Действительно, в воздухе при атмосферном давлении образуются в основном ионы кислорода O^+ , O_2^+ , порядок подвижности b которых в инертных газах и газе O_2 составляет $b \cong 20$ см²/(В с) ([14], с. 415, 416). Типичная скорость движения заряженной струи от иглы имеет порядок до 11 м/с при $U = 15.8$ кВ и $h \sim 1$ см [26]. Дрейфовая скорость ионов $V = bE$ на расстоянии от кончика иглы $x = 2$ мм и $U = 3$ кВ ($E = 10$ кВ/см) составляет ~ 2 км/с, что значительно превышает конвективную составляющую тока. Поэтому плотность тока в центральной части струи при постоянной генерации зарядов в ионизационной зоне пропорциональна напря-

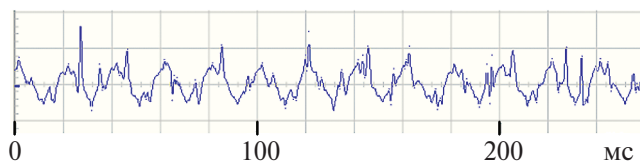


Рис. 4. Пульсации тока, обуславливающие излучение звука.

женности поля, что и обуславливает линейность ВАХ при $U \cong (3-6)$ кВ.

1.3. Развитие КР и нелинейные эффекты в стримерах. Как отмечено во Введении, с развитием ионизационных процессов изменяется цвет свечения КР, по которому можно судить о типах ионов и их распределении в ионизационной зоне. Результаты изменения характера свечения КР при Fe-электроде и $h = 10$ мм представлены на рис. 5.

Измерения показали, что в пределах напряжений $0 \leq U \leq U_*$ наблюдается так называемый темновой ток, при котором отсутствует свечение. При $U = U_* = 5.3$ кВ вначале появляется сине-голубое свечение (рис. 4а), яркость которого усиливается по мере увеличения напряжения U . Используя [5], можно сделать вывод, что при $U \sim U_*$ начинают образовываться отрицательные ионы кислорода O^- , O_2^- . При этом в момент зажигания цвет короны голубой, т.е. в КР преобладают ионы O_2^- . С повышением U до 5.7 кВ на кончике иглы появляется яркое белое свечение, окруженное голубым (рис. 4б). Это свечение показывает, что вблизи кончика острая игла начинает излучаться сплошной белый спектр, т.е. в этой области происходит интенсивная ионизация молекул азота и кислорода. С дальнейшим увеличением U размеры белого и голубого свечений возрастают (рис. 4в–4д). При этом в области напряжений $U = 6.4-7.6$ кВ на границах белого свечения и появляются бело-голубые пятна (рис. 4в, 4г). Это указывает на неравномерность ионизационных процессов в ионизационной зоне КР. Наконец, в области сильных полей об-

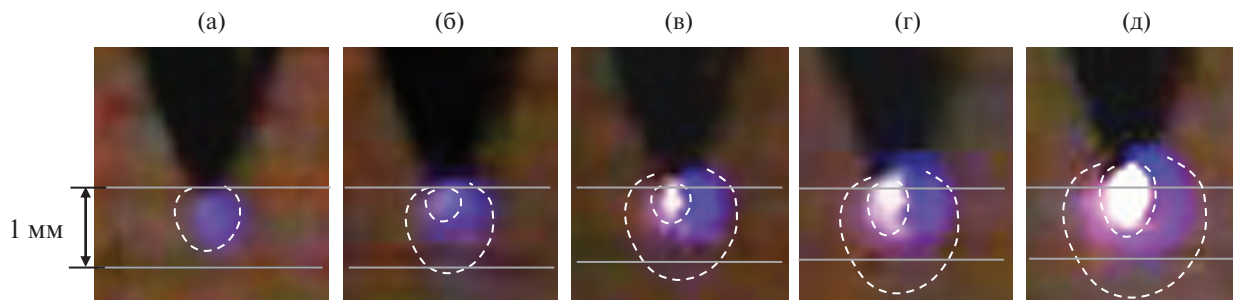


Рис. 5. Развитие КР с увеличением напряжения на кончике иглы (Fe) при $h = 10$ мм: (а) — $U = 5.3$ кВ, (б) — 5.7, (в) — 6.4, (г) — 7.6, (д) — 11.6.

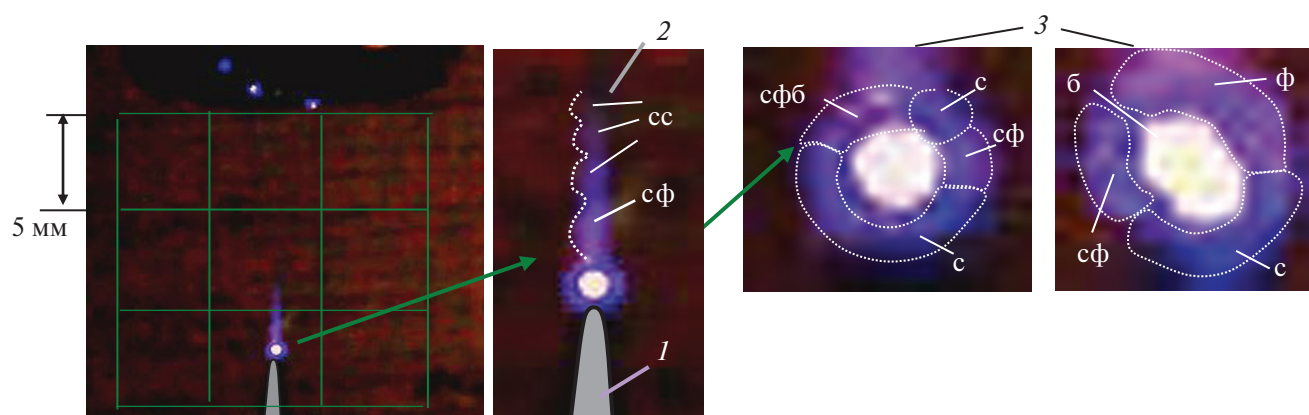


Рис. 6. Структура стримера в системе электродов игла–кольцо: 1 – игла, 2 – цепочный стример, 3 – изменение короны с повышением напряжения (слева направо); цвета: б – белый, с – синий, ф – фиолетовый, сс – светло-синий.

ласть белого свечения окружена пурпурным слоем (рис. 4г), что свидетельствует о преобладании ионов азота в области пурпурного свечения [5]. Отметим, что подобные картины развития КР наблюдаются и при электродах из Cu и Al .

Известно, что при диаметрах стержней в несколько мм и больших углах заострений, например $\alpha \geq 30^\circ$, стримеры не образуются [9]. Наблюдения авторов подтверждают эту закономерность. Стримеры можно видеть при тонких (швейных) иглах с малыми углами α либо при слабо искривленных электродах с поверхностными дефектами (см. ниже). Например, в системе отрицательная игла–кольцо с межэлектродным расстоянием 1.2 см и напряжением 5 кВ на кончике иглы образуется сферическая ионизационная область, из которой вытягивается цепочный стример (рис. 6). Видно, что верхняя часть зоны ионизации и начало стримера имеют пурпурный оттенок, а вдоль стримера он изменяется от светло-фиолетового до светло-синего. Это показывает, что начало стримера обогащено положительными ионами азота, а верхняя

часть – отрицательными ионами кислорода. Цепочная структура стримера изменяется с течением времени и, по мнению авторов, объясняется пульсациями тока или газодинамической неустойчивостью.

1.4. Измерение спектров КР. Одновременно с анализом появления и развития КР производилось измерение спектральных характеристик спектрометром HR2000+ (Ocean Optic). Результаты измерений в окрестности напряжения зажигания $U \sim U_*$ и выше представлены на рис. 7а. Видно, что спектр дискретный и происходит в основном УФ-излучение за счет возбуждения молекул N_2 . При развитом коронном разряде ($U = 6$ кВ) появляются сплошной видимый и ИК-спектры с усилением ИК-излучения. Эти данные согласуются с результатами работы [46], в которой измерялся спектр излучения отрицательной иглы в воздухе при атмосферном давлении в темновой области, т.е. при $U \leq U_*$. Из рис. 7 следует, что интенсивность УФ-излучения преобладает и в области $U > U_*$, т.е. при развитом КР.

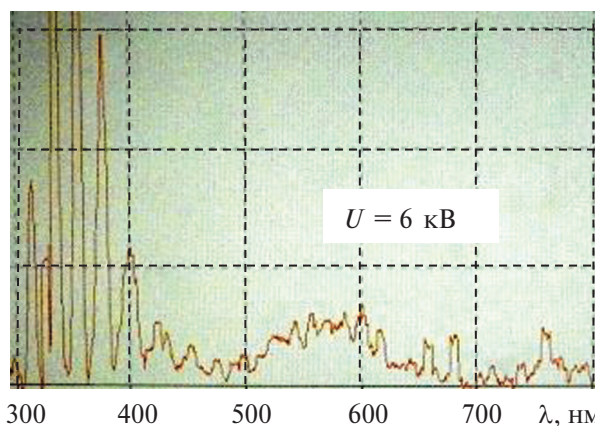
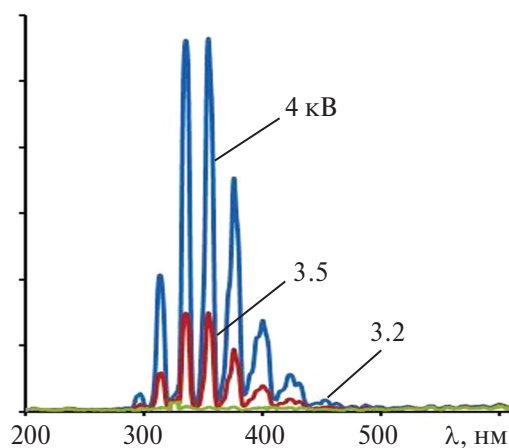


Рис. 7. Спектры излучения КР в темновой (а) и видимой частях спектра (б); по вертикали – произвольные единицы измерения интенсивности.

1.5. Деградация игл. Зажигание КР сопровождается распылением кончиков отрицательных игл (рис. 8). Наиболее интенсивное разрушение в течение 10 мин наблюдается у Cu- и Al-игл, а у Fe-иглы разрушается только верхушка кончика, причем на боковой стороне кончика образуются две зоны: без оксидной пленки (рис. 8в; зона А) и с оксидной пленкой с характерными цветами побежалости (рис. 8в; зона В). Фото электронного микроскопа показало, что на поверхности кончика Fe-иглы происходит оплавление и образуются кратеры (рис. 8г). Эти данные демонстрируют, что металлические электроды с высокой температурой плавления более устойчивы к деградации под действием КР.

2. ИССЛЕДОВАНИЯ КР В СИСТЕМЕ ШАРИК–ПЛОСКОСТЬ

2.1. ВАХ при зажигании КР. Исследования с мало искривленными электродами интересны тем, что механизм зажигания КР не связан с холдной эмиссией электронов, а обусловлен появлением отрицательных ионов за счет захвата ПЭ кислородом или при плазмохимических поверхностных реакциях. В качестве таких электродов можно использовать металлические шарики [57]. В данном случае в качестве катода использовался стальной шарик диаметром 2 мм, в качестве анода — стальная пластина. ВАХ снимались при расстояниях $h = 7$ и 4 мм. Результаты измерений ВАХ представлены на рис. 9.

ВАХ на рис. 9 подобны ВАХ игольчатых катодов (рис. 3), что показывает идентичность ионизационных процессов. Именно генерация зарядов происходит в приэлектродной зоне свечения КР, развитие которой при увеличении напряжения показано на рис. 10. Из рис. 10а видно, что при $h = 7$ мм и средней напряженности $E = U/h \approx 11$ кВ/см на поверхности шарика возникает тонкий ионизационный слой, а с повышением напряженности до $E \approx 13$ кВ/см появляется точечная зона свечения (рис. 10б). С дальнейшим повышением напряжения число светящихся точек увеличивается (рис. 10в, $E \approx 15$ кВ/см), причем наблюдаются их хаотические перемещения по поверхности шарика. Этот эффект обусловлен процессом хаотического оплавления микробугорков и появлением микрократеров на поверхности шарика (рис. 10г), которые образуются на металлическом катоде в сильных полях даже в вакууме [15].

2.2. ВАХ в темновой области. Использование катода в форме шарика увеличивает площадь поверхностных ионизационных процессов, что позволяет измерять ВАХ в темновом режиме. Измерения ВАХ проводились при межэлектродном расстоянии 0.2 мм от анода (рис. 11а) пи-

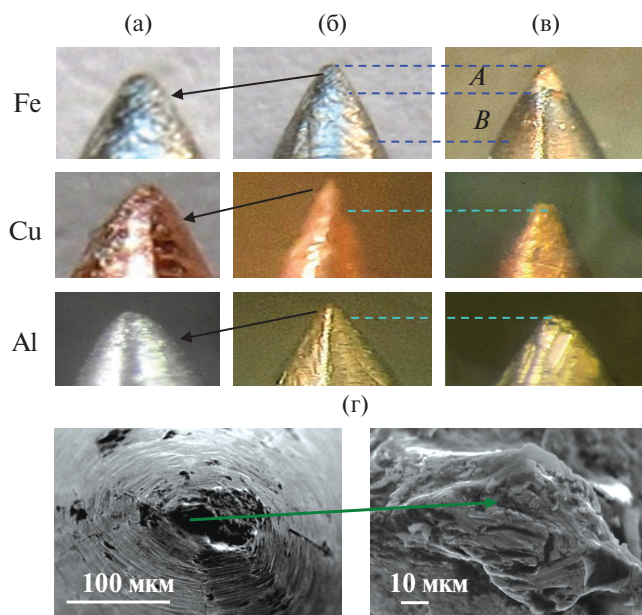


Рис. 8. Деградация электродов (вид сбоку): (а) — форма кончиков, (б) — до КР, (в) — после КР в течение 10 мин, (г) — оплавление кончика Fe-иглы (вид сверху).

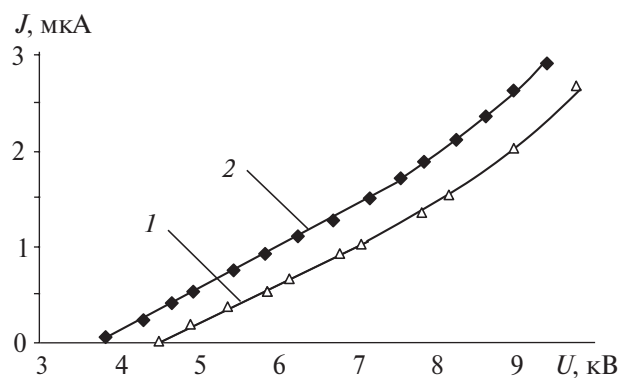


Рис. 9. ВАХ шарика: 1 — $h = 7$ мм, 2 — 4 мм.

коамперметром Keithley 6487. Результаты измерений представлены в таблице, ВАХ темнового тока — на рис. 11б, причем максимальная напряженность поля в межэлектродном зазоре вычислялась как $E_{\max} = U/h$. ВАХ темнового тока показывает на поверхности катода медленное спадание тока (рис. 11б), которое может быть объяснено адсорбцией молекул кислорода O_2 по концепции формирования импульсов Тричеля [1]. Далее происходит реакция захвата ПЭ с образованием отрицательных ионов O_2^- по реакции $O_2 + e_s^- \rightarrow O_2^-$ и одновременное окисление поверхности. Это приводит к снижению концентрации ПЭ и, как следствие, уменьшению тока. Отметим, что на поверхности шарикового катода даже в режиме развитого КР максимальная напряженность $E_{\max}$ значительно меньше полей,

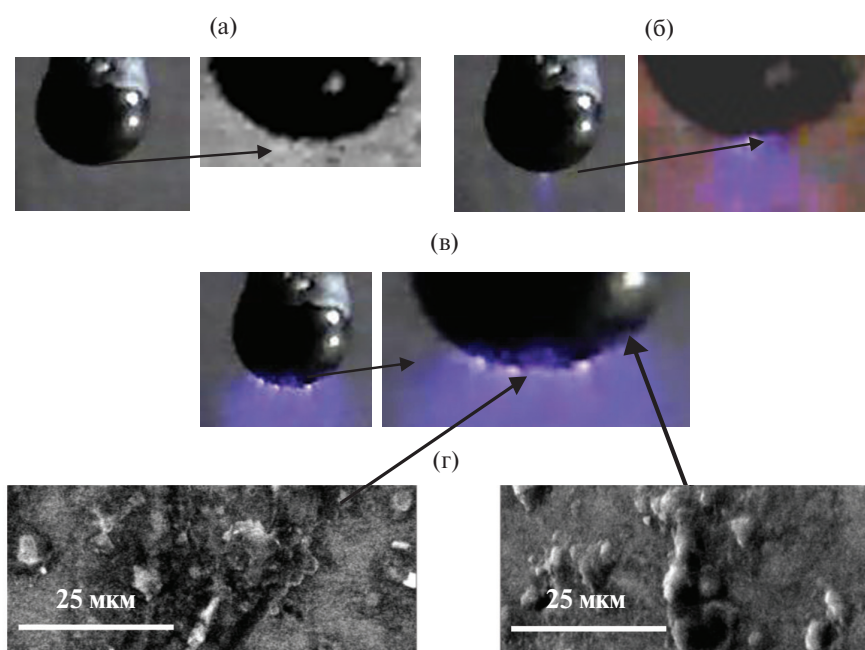


Рис. 10. Развитие ионизационной зоны шарика.

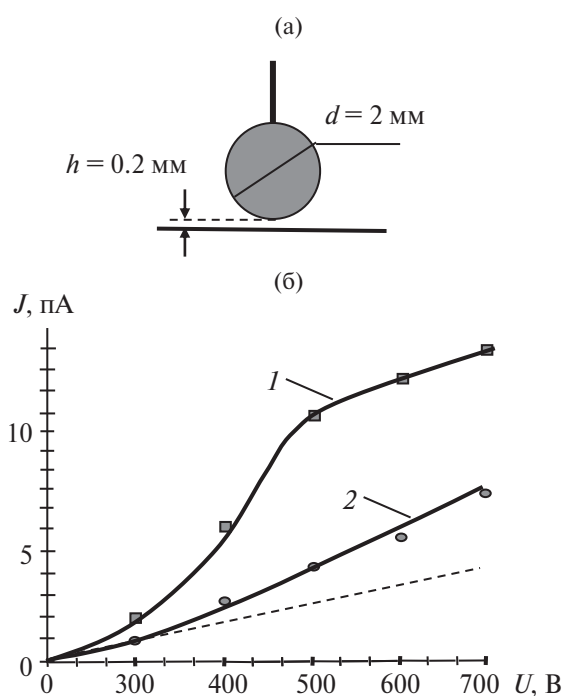


Рис. 11. Электродная система для измерения (а) и ВАХ (б) темнового тока: 1 – ВАХ в начальный момент времени, 2 – через 15 с.

при которых имеет место холодная эмиссия (см. таблицу). Поэтому в темновой токовой области холодная эмиссия может протекать только на микронеоднородностях чрезвычайно малых размеров, заостренность которых из-за процессов оплавления исчезает (рис. 10г). Как следствие,

Усредненные результаты измерений ВАХ темновой области

$U, \text{В}$	$E_{\text{max}}, \text{кВ/см}$	$J, \text{пА}, t = 0 \text{ с}$	$J, \text{пА}, t = 15 \text{ с}$
300	15	2.1	1.0
400	20	6.0	2.5
500	25	10.8	3.8
600	30	12	5.1
700	35	13.5	7.0

холодная эмиссия в процессе образования ионов O_2^- не может играть определяющей роли. Наиболее вероятным, по мнению авторов, является генерация ионов O_2^- при захвате ПЭ электронов с катода. Теория этого процесса будет обсуждаться в продолжении данной работы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Зажигание отрицательного КР при малых радиусах кончиков заострений игл (r_0 составляет менее десятков мкм) обусловлено холодной эмиссией электронов с последующей ударной ионизацией нейтральных молекул. При слабо искривленных электродах появление отрицательного КР обусловлено захватом ПЭ электроотрицательными молекулами газа с последующими плазмохимическими реакциями. Формирование ПЭ зависит от множества факторов: наличия и структуры оксидных пленок (шероховатости, дефекты и т.д.), определяющих работу выхода элек-

тронов и формирующих локальные поля на кончиках микроострий. Стримеры в КР при игольчатых электродах появляются только при малых углах заострения, а при больших ($\geq 30^\circ$) не образуются. При слабо изогнутых электродах на поверхностных дефектах появляются микроразряды, которые с повышением напряжения трансформируются в стримеры. Нелинейные эффекты при движении зарядов в стримере могут формировать цепочечную структуру распределения плотности зарядов вдоль стримера (аналог эффекта Ганна в полупроводниках). По результатам измерения темновых отрицательных ВАХ можно определять концентрацию ПЭ и инжекционные токи. С течением времени электроды деградируют за счет появления локального высокотемпературного нагрева. Деградация усиливается с повышением напряжения, что выражается в распылении кончиков заострений, и происходит оплавление поверхности электрода. В темновой области отрицательного КР ($U < U_*$) излучаются фотоны в УФ-спектре, а при $U > U_*$, кроме УФ-фотонов, излучаются фотоны в видимой и ИК-областях спектра (U_* — напряжение зажигания КР). Флуктуации свечения обусловлены хаотической динамикой формирования инжекционных центров (оплавленных бугорков — эктонов) на поверхности коронирующего электрода. Зажигание КР сопровождается низкочастотным излучением звука с частотой порядка 400 Гц.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (госзадание № 0851-2020-0035), в рамках реализации программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» (соглашение № 075-15-2021-1213).

Авторы признательны сотрудникам наноцентра ЮЗГУ А.П. Кузьменко и М.А. Пугачевскому за стимулирующую поддержку и благодарны М.А. Пугачевскому за измерение спектральных характеристик КР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М.—Л.: Гостехиздат, 1950. 672 с.
2. Weissler G.L. Positive and Negative Point-to-plane Corona in Pure and Impure Hydrogen, Nitrogen, and Argon // Phys. Rev. 1943. V. 63(3-4). P. 96.
3. Клярфельд Б.Н., Гусева Л.Г., Покровская-Соболева А.С. Тлеющий разряд при низких давлениях и плотностях тока до 0.1 А/см^2 // ЖТФ. 1966. Т. 36. № 4. С. 704.
4. Смирнов Б.М. Отрицательные ионы. М.: Атомиздат, 1978. 176 с.
5. Thompson J.B. Electron Energy Distribution in Plasmas. IV. Oxygen and Nitrogen // Proc. Roy. Soc. (London). 1961. V. A 262. P. 503.
6. Thompson J.B. The Ion Balance of the d.c. Glow Discharge // Proc. Roy. Soc. (London). 1961. V. A 262. P. 519.
7. Twiddy N.D. Electron Energy Distributions in Plasmas. III. The Cathode Regions in Helium, Neon and Argon // Proc. Roy. Soc. (London). 1961. V. A 262. P. 379.
8. Френсис Г. Ионизационные явления в газах. М.: Атомиздат, 1964. 207 с.
9. Мик Дж., Крегс Дж. Электрический пробой в газах. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 605 с.
10. Lama W.L., Gallo C.F. Systematic Study of the Electrical Characteristics of the Trichel Current Pulses from Negative Needle-to-plane Coronas // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. P. 103.
11. Sigmond R.S. Electrical Breakdown of Gases. N.Y.: Wiley, 1978. 319 p.
12. Брюининг Г. Физика и применение вторичной электронной эмиссии. М.: Сов. радио, 1958. 192 с.
13. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 564 с.
14. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа. В задачах с решениями. М.: Наука; Гл. ред. физ.-мат. лит., 1985. 424 с.
15. Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В., Солозобов Ю.М. К теории коронного разряда в нагретом воздухе // ТВТ. 1986. Т. 24. № 6. С. 1060.
16. Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В. Процессы образования и гибели частиц в азотно-кислородной плазме // Химия плазмы. Сб. ст. Вып. 14 / Под общ. ред. Смирнова Б.М. М.: Энергоиздат, 1987. С. 296.
17. Александров Н.Л., Высыкайло Ф.И., Исламов Р.Ш., Кочетов И.В., Напартович А.П., Певгов В.Г. Функция распределения электронов в смеси $\text{N}_2 : \text{O}_2 = 4 : 1$ // ТВТ. 1981. Т. 19. № 1. С. 22.
18. Верещагин И.П. Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 160 с.
19. Рубашов И.Б., Бортников Ю.С. Электрогазодинамика. М.: Атомиздат, 1971. 168 с.
20. Филиппов Ю.В., Вобликова В.А., Пантелеев В.И. Электросинтез озона. М.: Изд-во МГУ, 1987. 237 с.
21. Сирота Т.В., Сафронова В.Г., Амалина А.Г. и др. Влияние отрицательных аэроионов на органы дыхания и кровотока // Биофизика. 2008. Т. 53. № 5. С. 886.
22. Nagato K., Matsui Y., Miyata T., Yamauchi T. An Analysis of the Evolution of Negative Ions Produced by a Corona Ionizer in Air // Int. J. Mass Spectrometry. 2006. V. 248. Iss. 3. P. 142.
23. Farouk T. Modeling and Simulations of DC and RF Atmospheric Pressure Non-thermal Micro Plasma Discharges: Analysis and Applications // A Thesis Submitted to the Faculty of Drexel University. 2009. 352 p.
24. Sattari Paria. FEM-FCT Based Dynamic Simulation of Trichel Pulse Corona Discharge in Point-Plane

- Configuration // Electronic Thesis and Dissertation Repository. 2011. <https://ir.lib.uwo.ca/etd/215>
25. *Dordizadeh P.* Numerical and Experimental Study of the Trichel Pulses in Needle-plane Geometry // Electronic Thesis and Dissertation Repository. Western University (Scholarship@Western). 2016. <https://ir.lib.uwo.ca/Etd/4167>
 26. *Стишков Ю.К., Самусенко А.В., Ашихмин И.А.* Коронный разряд и электрогазодинамические течения в воздухе // УФН. 2019. Т. 188. № 12. С. 1331.
 27. *Asipuela A., Iváncsy T.* Study and Numerical Simulation of Negative and Positive Corona Discharge: A Review. Periodica Polytechnica // Electrical Engineering and Computer Science. 2022. V. 66. № 3. P. 294.
 28. *Salah Walid S., Gazeli O., Lazarou C. et al.* Investigation of Negative Corona Discharge Trichel Pulses for a Needle-plane Geometry Via Two Numerical 2D Axisymmetric Models // AIP Adv. 2022. V. 12. P. 105123.
 29. *Dordizadeh P., Adamiak K., Castle P.* Study of the Impact of Photoionization on Negative and Positive Needle-plane Corona Discharge in Atmospheric Air // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 065009.
 30. *Tran T.N., Golosnoy I.O., Lewin P.L., Georghiou G.E.* Numerical modelling of negative discharges in air with experimental validation // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44 (1). P. 15203.
 31. *Sui J., Panlong A., Liu Z.* The Research on the Microscopic Mechanism and Dynamical Characteristics of DC Positive Corona Discharge in Pure O₂ // IEEE Access. 2021. V. 9. DOI: 10.1109/ACCESS.2021.3125855.
 32. *Morrow R.* Theory of Negative Corona in Oxygen // Phys. Rev. A. 1985. V. 32. P. 1799.
 33. *Morrow R.* The Theory of Positive Glow Corona // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. V. 30. P. 3099.
 34. *Yanallah K., Pontiga F., Castellanos A.* Numerical Simulation of an Oxygen-fed Wire-to-cylinder Negative Corona Discharge in the Glow Regime // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. № 5. P. 55201.
 35. *Akisev Y.S., Grushin M.E., Karal'nik V.B., Trushkin N.I.* Pulsed Mode of a Negative Corona in Nitrogen. I. Experiment // Plasma Phys. Rep. 2001. V. 27. № 6. P. 520.
 36. *Akisev Y.S., Grushin M.E., Karal'nik V.B., Trushkin N.I.* Pulsed Mode of a Negative Corona in Nitrogen. II. Numerical Calculations // Plasma Phys. Rep. 2001. V. 27. № 6. P. 532.
 37. *Zhang Yu, Qing Xia, Zhaorui Jiang, Jiting Ouyang.* Trichel Pulse in Various Gases and the Key Factor for its Formation // Sci. Rep. 2017. V. 7. 10135. DOI:10.1038/s41598-017-10118-2.
 38. *Černák M., Hosokawa T.* Similarities between the Initial Phase of a Transient Nonuniform Glow Discharge in Nitrogen and the Negative Corona Trichel Pulse Formation in an Electronegative Gas // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52(3). P. 185.
 39. *Černák M., Hosokawa T.* The First Trichel Pulse of Negative Corona Discharge in N₂ with a Small Admixture of SF₆ // Czech. J. Phys. B. 1989. V. 39 (9). P. 1032.
 40. *Lu B.X., Zhu J.J.* Comparison of Discharge Mechanism of Negative Corona between Hyperboloid and Hemispherical Electrodes // IP Advances. 2018. V. 8. P. 125206.
 41. *Shaygani A., Adamiak K.* Numerical Approaches in Simulating Trichel Pulse Characteristics in Point-plane Configuration // J. Phys. D: Appl. Phys. 2023. V. 56. P. 385202.
 42. *Akisev Y.S., Grushin M.E., Kochetov I.V. et al.* Negative Corona, Glow and Spark Discharges in Ambient Air and Transitions between Them // Plasma Sources Sci. Tech. 2005. V. 14(2). P. 18.
 43. *Chen X., Lan L., Lu H. et al.* Numerical Simulation of Trichel Pulses of Negative DC Corona Discharge Based on a Plasma Chemical Model // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. № 39. P. 5202.
 44. *Kokovin A.O., Kozyrev A.V., Kozhevnikov V.Yu.* Simulation of Negative Corona Discharge in Atmospheric Air: from Mode of Trichel Pulses to Stationary Discharge // J. Phys. Conf. Ser. 2021. 2064 012024.
 45. *Xia Q., Zhang Y., Feng H. et al.* Comparison between Trichel Pulse in Negative Corona and Self-pulsing in Other Configurations // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 023506.
 46. *Feng Y., Cai Z., Yuan S. et al.* Investigating the Influence of Free-Electron Pulses and Neutral Excited Species Formation on Discharge Development: By PD Quantum Optics Analysis and Plasma Simulation // IEEE Access. 2024. V. 12. 54510. DOI:10.1109/IEEEACCESS.2024.3387872.
 47. *Zhang X., Liu H., Ren J. et al.* Fourier Transform Infrared Spectroscopy Quantitative Analysis of SF₆ Partial Discharge Decomposition Components // J. Spectrochim. Acta Part A: Mol. Biomol. Spectroscopy. 2015. V. 136. P. 884.
 48. *Zhao Y., Wang X., Dai D. et al.* Partial Discharge Early-warning Through Ultraviolet Spectroscopic Detection of SO₂ // J. Measurement Sci. Technol. 2014. V. 25(3). P. 035002.
 49. *Luo Z.-C., Han F.-Y., Tang B. et al.* Optical Properties and Decomposition Mechanisms of SF₆ at Different Partial Discharge Determined by Infrared Spectroscopy // J. AIP Advances. 2018. V. 8. P. 6.
 50. *Tang B., Han D., Li Y. et al.* Analysis on Characteristic Emission Spectrum of SF₆ under 50 Hz AC Corona Discharge[C] // IEEE Electrical Insulation Conf. (EIC). IEEE. 2021. P. 711.
 51. *Xia C., Ren M., Chen R. et al.* Multispectral Optical Partial Discharge Detection, Recognition, and Assessment // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2022. V. 71. P. 1.
 52. *Montanari G.C.* Aging and Life Models for Insulation Systems Based on PD Detection // IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. 1995. V. 2. № 4. P. 667.
 53. *Sun H., Huang S., Wang Q. et al.* Characteristics of Negative Corona Discharge in Air at Various Gaps // IEEE Transactions Plasma Sci. 2018. V. 47. № 1. P. 736.

54. *Liu L., Becerra M.* An Efficient Model to Simulate Stable Glow Corona Discharges and Their Transition into Streamers // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2017. V. 50. № 10. P. 105204.
55. *Chen S., Nobelen Y., Nijdam S.* A Self-consistent Model of Ionic Wind Generation by Negative Corona Discharges in Air with Experimental Validation // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2017. V. 26. № 9. P. 095005.
56. *Guan Y., Vaddi R.S., Aliseda A., Novosselov I.V.* Experimental and Numerical Investigation of Electrohydrodynamic Flow in a Point-to-ring Corona Discharge // *Phys. Rev. Fluids.* 2018. V. 34. P. 043701.
57. *Самусенко А.В., Стишков Ю.К.* Электрофизические процессы в газах при воздействии сильных электрических полей. Уч.-метод. пособ. СПб.: ВВМ, 2012. 592 с.
58. *Ватажин А.Б., Грабовский В.И., Лихтер В.А., Шульгин В.И.* Электрогазодинамические течения. М.: Наука, 1983. 344 с.
59. *Tsubone H., Ueno J., Komeili B. et al.* Flow Characteristics of dc Wire-non-parallel Plate Electrohydrodynamic Gas Pumps // *J. Electrostatics.* 2008. V. 66. P. 115.
60. *Chang J.S., Tsubone H., Chun Y.N. et al.* Mechanism of Electrohydrodynamically Induced Flow in a Wire-non-parallel Plate Electrode Type Gas Pump // *J. Electrostatics.* 2009. V. 67. P. 335.
61. *Zheng C., Xuefeng Z., Yang Z. et al.* Numerical Simulation of Corona Discharge and Particle Transport Behavior with the Particle Space Charge Effect // *J. Aerosol Sci.* 2018. V. 118. P. 22.
62. *Eijkel J.C.T., Stoeri H., Manz A.* A dc Microplasma on a Chip Employed as an Optical Emission Detector for Gas Chromatography // *Analytical Chem.* 2000. V. 72. P. 2547.
63. *Iza F., Hopwood J.* Low-power Microwave Plasma Source Based on a Microstrip Split-ring Resonator // *IEEE Transactions Plasma Sci.* 2003. V. 31. № 4. P. 782.
64. *Moselhy M., Shi W., Stark R.H. et al.* A Flat Glow Discharge Excimer Radiation Source // *IEEE Transactions Plasma Sci.* 2002. V. 30. № 1. P. 198.
65. *Pancheshnyi S.* Role of Electronegative Gas Admixtures in Streamer Start, Propagation and Branching Phenomena // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2005. V. 14. P. 645.
66. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. 3-е изд. испр. доп. М.: Интеллект, 2009. 736 с.
67. *Мишугин А.М., Самусенко А.В., Стишков Ю.К.* Задержка зажигания коронного разряда, вызванная недостатком затравочных электронов // *Электронная обработка материалов.* 2016. № 52(6). С. 44.
68. *Осипов В.В.* Самостоятельный объемный разряд // *УФН.* 2000. Т. 170. № 3. С. 325.
69. *Добровольский В.Н., Литовченко В.Г.* Перенос электронов и дырок у поверхности полупроводников. Киев: Наукова думка, 1985. 191 с.
70. *Волков В.А., Петров В.А., Сандомирский В.Б.* Поверхность с высокими кристаллографическими индексами — сверхрешетка для двумерных электронов // *УФН.* 1980. Т. 31. № 3. P. 423.
71. *Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И.* Автоэмиссионные и взрывоэмиссионные процессы при вакуумных разрядах // *УФН.* 1983. Т. 139. Вып. 2. С. 265.
72. *Месяц Г.А.* Эктон — лавина электронов из металла // *УФН.* 1995. Т. 165. № 6. С. 601.
73. *Жакин А.И., Кузько А.Е.* Исследование электропроводности и ЭГД-течений слабо концентрированного раствора трансформаторного масла с электроноакцепторной примесью (йодом) // *Электронная обработка материалов.* 2023. № 59(3). С. 32.
74. *Жакин А.И.* Приэлектродные и переходные процессы в жидких диэлектриках // *УФН.* 2006. Т. 176. № 3. С. 289.
75. *Zhakin A.I.* Surface Electrons: Theory and EHD Application // *Surface Eng. Appl. Electrochem.* 2023. № 59 (5). P. 601.