УЛК 541.183.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННОГО ИСКРОВОГО КАНАЛА В ВОЗДУХЕ В ГЕОМЕТРИИ "ОСТРИЕ (АНОД)-ПЛОСКОСТЬ" НА СТАДИИ РАЛИАЛЬНОГО РАСШИРЕНИЯ

© 2021 г. К. И. Алмазова^{*a*}, А. Н. Белоногов^{*a*}, В. В. Боровков^{*a*}, В. С. Курбанисмаилов^{*b*}, П. Х. Омарова^b, Г. Б. Рагимханов^{b,*}, Д. В. Терешонок^c, А. А. Тренькин^a, З. Р. Халикова^b

^а Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский НИИ экспериментальной физики, Саров, Россия

^b Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия ^с Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия *e-mail: gb-r@mail.ru Поступила в редакцию 27.06.2020 г.

После доработки 31.07.2020 г. Принята к публикации 01.08.2020 г.

Представлены результаты исследований искрового разряда в воздухе в промежутке острие(анод) – плоскость длиной 1.5 мм. Показано, что после пробоя разряд развивается в виде пучка отдельных микроканалов, замыкающих разрядный промежуток, затем спустя 20-30 нс формируется сплошная внешняя граница канала и начинается его радиальное расширение. Концентрация электронов в этот момент достигает максимального значения на уровне 2×10^{19} см⁻³. Установлено, что, начиная с 60 нс, от границы канала отходит цилиндрическая ударная волна. С течением времени разница в радиусах ударной волны и канала возрастает, в результате чего формируется радиальная структура в виде высокопроводящего внутреннего канала, отделенного от ударной волны промежуточной оболочкой. Предложена расчетно-теоретическая модель для описания динамики расширения искрового канала с момента формирования сплошной внешней границы и получено удовлетворительное согласие расчетов с экспериментальными данными.

Ключевые слова: газовый разряд, микроструктура, канал разряда, ударная волна DOI: 10.31857/S0367292121010029

1. ВВЕДЕНИЕ

Актуальность изучения высоковольтных наносекундных и микросекундных импульсных газовых разрядов обусловлена их широким практическим применением в таких областях как плазменно-стимулированное горение [1-3], плазменная медицина [4, 5], плазменная аэродинамика [6–8] и др. Помимо этого разрядные процессы весьма часто являются негативным фактором, приводящим к коротким замыканиям в высоковольтной технике различного назначения.

В пионерских исследованиях искрового разряда [9, 10] был получен широкий спектр экспериментальных и расчетно-теоретических данных о развитии разряда на временах около 1 мкс и более, где в том числе, была обнаружена радиальная структура канала разряда в виде высокопроводящей внутренней области, отделенной от отходящей от нее цилиндрической ударной волны (УВ) промежуточной оболочкой. Наличие указанной структуры было зарегистрировано после 100 нс от

начала разряда в фазе радиального расширения искры [9]. Также были предложены методы расчета динамики искрового канала [10–12].

Несмотря на большое количество последующих работ в этом направлении, отдельные аспекты начальной фазы искрового разряда изучены далеко не полностью, что обусловлено сложностью протекающих газоразрядных процессов [13-15] и высокими требованиями в части пространственно-временного разрешения регистрирующего оборудования для их исследования.

Одним из таких аспектов является микроканальная пространственная структура разряда, зарегистрированная относительно недавно теневыми и интерференционными методами [16-21]. Согласно этим данным на временах менее 10 ns после начала разряда визуально выглядящей сплошным канал разряда в геометрии остриеплоскость представляет собой пучок большого количества микроканалов. В процессе развития микроканалы ветвятся, расширяются, после чего наблюдается формирование сплошной внешней границы канала и его радиальное расширение. В этих же исследованиях для отрицательной полярности острийного электрода также обнаружено формирование радиальной структуры канала разряда, аналогичной [9, 10], но на более ранних временах — начиная с 40 нс [19]. Помимо этого, были замечены отличия в динамике процессов в начальной фазе разряда в зависимости от полярности острия [16].

В работе [24] представлены исследования по расширению канала микроструктурированного искрового разряда в воздухе атмосферного давления в интервале 20–60 нс после пробоя при положительной полярности острия. Настоящая публикация продолжает эти исследования и посвящена рассмотрению динамики в фазе радиального расширения канала на временах до ~1 мкс.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ, МЕТОДИКИ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились на стенде, включающем генератор импульсов напряжения (ГИН), кабельную линию, разрядный промежуток, диагностическую аппаратуру и систему синхронизации. Подробно аппаратура и методики описаны в [16–19].

Генерация импульсов напряжения обеспечивалась коммутацией заряженной емкости на кабельную линию. Амплитуда напряжения на выходе ГИН составляла 30 кВ, полярность — положительная, длительность фронта импульса по уровню 0.1—0.9 составляла 7 нс.

Кабельная линия длиной 7 м нагружалась на разрядный промежуток острие—плоскость. В качестве острия использовался осесимметричный электрод длиной 40 мм, диаметром 10 мм, углом при вершине 14°, радиусом кривизны 0.1 мм, изготовленный из нержавеющей стали. Межэлектродный зазор составлял 1.5 мм.

В экспериментах измерение напряжения (емкостным делителем) и тока (резистивным шунтом) осуществлялось на выходе ГИН.

Система оптической регистрации включала в себя источник зондирующего излучения — лазер (длина волны 532 нм, длительность импульса на полувысоте 6 нс), объектив, светофильтры и цифровую электронно-оптическую камеру. Плоскопараллельный пучок лазерного излучения, проходя через область разряда перпендикулярно оси электрода-острия, регистрировался электронно-оптической камерой. Система регистрации обеспечивала пространственное разрешение не хуже 5 µm.

С применением описанной системы оптической регистрации и оптической схемы на базе интерферометра Маха–Цендера была реализована интерференционная методика [19].

Сдвигом момента запуска системы оптической регистрации относительно момента пробоя обеспечивалась визуализация различных стадий разрядного процесса. Съемка велась в однокадровом режиме — один кадр за импульс. За момент пробоя был принят момент начала роста тока и, соответственно, спада напряжения.

Таким образом, система оптической регистрации обеспечивала получение тенеграмм, интерферограмм и фотографий свечения разряда в различные моменты времени.

Экспозиция кадра интерферограммы и тенеграммы определялась длительностью импульса лазера. Интерференционная методика позволяла также определять усредненную по сечению концентрацию электронов в канале разряда [19].

В экспериментах по фотографированию собственного свечения разряда лазер не использовался. Экспозиция кадра электронно-оптического регистратора составляла 40 нс. При фотографировании ранних стадий разряда (на временах менее 40 нс после пробоя) часть времени экспозиции опережала начало формирования разряда.

Временная привязка кадров осуществлялась следующим образом. Для тенеграмм и интерферограмм время, характеризующее кадр, соответствовало началу кадра. Для фотографий свечения разряда время соответствовало окончанию кадра. Отсчет времени осуществлялся относительно момента пробоя.

После пробоя промежутка в разрядной цепи возникал колебательный процесс с экспоненциальным затуханием амплитуд тока и напряжения. Период колебаний составлял 1 μ s, амплитуда тока и время его затухания, соответственно, — 1.5 kA и 2 μ s. Определенные в результате измерений параметры разрядной цепи позволили получить аппроксимацию осциллограммы тока разряда I(t) в виде классического затухающего колебательного процесса:

$$I(t) = I_0 \exp(-\delta t) \sin(\omega t), \qquad (1)$$

где $\omega = 6.3 \text{ МГц}$ – круговая частота колебаний тока, $\delta = R/(2L)$ – декремент затухания, I_0 – определяет амплитуду тока разряда, $R = 2.5 \Omega$ – сопротивление цепи при развитом канале разряда, $L = 2 \mu \text{H}$ – индуктивность цепи. На рисунке 1 приведены осциллограмма тока разряда и ее аппроксимация (1) на интервале времени до 1 µs. Ступенчатый вид осциллограммы тока обусловлен наличием кабельной линии. Видно, что используемое аналитическое выражение в целом довольно хорошо описывает ток разряда.

В соответствии с экспериментальными данными в момент времени 2 нс после пробоя фиксируются микроканалы с радиусом около



Рис. 1. а) Осциллограмма тока *I* разряда (черная линия) и ее аппроксимация (серая линия) на интервале времени до 1 μ s; б) Фрагмент осциллограммы тока. Временные интервалы (*a*-*e*) соответствуют кадрам тенеграмм (*a*-*e*) и интерферограмм (*d*-*f*) рисунка 2.

 $r_{mch1} = 5 \ \mu\text{m}$ и общим числом на уровне N = 100[22]. В последующий временной промежуток от $t_{mch1} = 2 \ \text{до} \ t_{mch2} = 15 \ \text{нс}$ после пробоя микроканалы увеличиваются в радиусе до, примерно, $r_{mch2} = 10 \ \mu\text{m}$ и более, и уже к моменту 20 нс проводящая область представляется единым каналом с радиусом $R = 150 \ \mu\text{m}$, где микроканалы уже неразличимы.

Оценка сверху радиуса микроканала до их перекрытия дает значение $\pi r_{\max}^2 N = \pi R_{ch}^2 \Rightarrow r_{\max} = \frac{R_{ch}}{\sqrt{N}} = 15 \,\mu$ m, которое следует рассматривать как завышенное, ввиду того что не учитывается сечение между каналами. Таким образом, перекрытие микроканалов происходит при *r*, меньших, чем r_{\max} .

Характерное время обмена энергиями между электронами и тяжелыми частицами можно оценить как $\tau_{ei} \sim \tau_{ee} \frac{M}{2m_e} \sim 1$ нс [12], что дает достаточно большую температуру для тяжелых частиц, и в изохорическом приближении приводит к высокому давлению внутри микроканала, вызывающему его расширение. При этом средняя скорость расширения микроканалов $v \sim (r_{mch2} - r_{mch1})/(t_{mch2} - t_{mch1}) \sim 400$ м/с, что соответствует числу Маха M = 1.2 при движении в холодном газе (T = 300 K). Таким образом, можно говорить о газодинамическом расширении микроканалов с возможным образованием ударных волн и их последующем взаимодействии.

На рис. 2 представлены тенеграммы (рис. 2а, б, в) и, примерно соответствующие им по времени, интерферограммы (рис. 2г, д, е) разряда в различные моменты времени относительно начала пробоя. Видно, что в ранней фазе разряд регистрируется в виде совокупности отдельных микроканалов. В течение 10–15 нс после пробоя ток разряда резко нарастает и достигает значения 1 kA. В этом интервале времени диаметр канала в средней его части почти не меняется и составляет около 0.3 мм, (рис. 3а, г). Формирование сплошной внешней границы канала происходит к моменту времени 20–30 нс (рис. 3б, д). Далее, начинается радиальное расширение канала, а с 60 нс регистрируется отходящая от его границы цилиндрическая ударная волна (рис. 3в, е). Ударная волна особенно заметна на интерферограмме в виде положительного фазового сдвига интерференционных полос, что характеризует скачок плотности газа на границе канала по сравнению с окружающим воздухом.

Результаты сравнения тенеграмм, интерферограмм и фотографий свечения показывают, что с 20 по 60 нс границы канала и области свечения практически совпадают. После 60 нс фронт УВ начинает отходить от ярко светящегося канала. При этом структура канала разряда представляется в виде высоко проводящего канала, промежуточной (не светящейся) оболочки и внешнего фронта УВ. С течением времени вплоть до 250 нс разница в радиусах канала и ударной волны возрастает. После 250 нс фронт УВ выходит из поля зрения оптической системы регистрации. На рисунке 3 представлены зависимости радиуса канала R (синие кресты) и радиуса ударной волны r(красные кресты) от времени, отсчитываемого относительно начала пробоя.

Следует отметить, что согласно полученным результатам, при прочих близких условиях, формирование радиальной структуры искры при положительной полярности острия происходит несколько позже по сравнению с отрицательной полярностью, где структура регистрировалась с 40 нс после пробоя [19].

АЛМАЗОВА и др.



Рис. 2. Тенеграммы (а–в) и интерферограммы (d–е) разряда в различные моменты времени относительно начала пробоя: а) – 10 нс, б) – 30 нс, в) – 60 нс, г) – 8 нс, д) – 30 нс, е) – 60 нс. Межэлектродное расстояние 1.5 мм. Электрод– острие находится сверху.

3. РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ДИНАМИКИ РАСШИРЕНИЯ КАНАЛА

Согласно представленным выше экспериментальным данным формирование сплошной внешней границы микроструктурированного канала и его радиальное расширение как единого целого начинается с момента времени $t_1 = 20$ нс. В этой связи исследуем динамику расширения канала, начиная с этого момента.

Изменение радиуса УВ *r* и канала разряда *R* во времени можно описать зависимостями [10]

$$r(t) = \left(\frac{\alpha}{\rho_0}\right)^{\frac{1}{4}} \left[\int_0^t W^{\frac{1}{2}}(t)dt\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$R(t) = LW^M(t) \left[\int_0^t W^{\frac{1}{2}}(t)dt\right]^N,$$
(2)

где W — энерговыделение на единицу длины канала, ρ_0 — начальная плотность газа, α — численный коэффициент, который для невозмущенного воздуха атмосферного давления составляет α = 0.55 [10]. Остальные параметры имеют следующие значения [10]: L = 0.19, M = 0.125, N = 0376 (в системе СГС).

Величину Шзапишем в виде

$$W(t) = \int_{0}^{t} \frac{j^{2}}{\sigma} \pi \xi^{2} dt = \int_{0}^{t} \frac{I^{2}}{\pi \xi^{2} \sigma} dt =$$

$$= \int_{0}^{t_{1}} \frac{I^{2}}{\pi \xi^{2} \sigma} dt + \int_{t_{1}}^{t} \frac{I^{2}}{\pi \xi^{2} \sigma} dt = W(t_{1}) + \int_{t_{1}}^{t} \frac{I^{2}}{\pi \xi^{2} \sigma} dt$$
(3)

где $j = I/\pi\xi^2 = \sigma E$ – плотность тока, E – напряженность электрического поля вдоль канала, ξ – радиус области сильного энерговыделения (обсуждается ниже), $\sigma = 1.53 \times 10^{-4} \frac{(T_e[K])^{3/2}}{\ln \Lambda} \Omega^{-1} \cdot cm^{-1}$ – электропроводность [12], $\ln \Lambda = 7.45 + \frac{3}{2} lg(T_e[K]) - \frac{1}{2} lg(n_e[cm^{-3}])$ – кулоновский логарифм [12].

Значение тока *I* задавалось согласно выражению (1), с некоторым сдвигом по времени $t_0 = 39$ нс так, чтобы к моменту времени 5 нс после пробоя значение тока *I*(*t*) соответствовало результатам измерения *I* = 400 A [18].

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 1 2021

Из (2) следует

$$r(t_{1}) \equiv r_{1} = \left(\frac{\alpha}{\rho_{0}}\right)^{\frac{1}{4}} \left[\int_{0}^{t_{1}} W^{\frac{1}{2}}(t) dt\right]^{\frac{1}{2}}$$
(4)
$$R(t_{1}) = R_{1} = LW^{M}(t_{1}) \left[\int_{0}^{t_{1}} W^{\frac{1}{2}}(t) dt\right]^{N},$$

что дает возможность записать выражение для текущих радиусов r(t)и R(t)

$$r^{2}(t) = r_{1}^{2} + \left(\frac{\alpha}{\rho_{0}}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{t_{1}}^{t} W^{\frac{1}{2}}(t) dt$$

$$R^{1/N}(t) = R_{1}^{1/N} \left[\frac{W(t)}{W(t_{1})}\right]^{M/N} +$$

$$+ L^{1/N} W^{M/N}(t) \left[\int_{t_{1}}^{t} W^{\frac{1}{2}}(t) dt\right].$$
(5)

Решение системы уравнений (3), (5) с начальным условием $r(t_1) = R(t_1) = r_1$, $v(t_1) = V(t_1) = v_1$ дает зависимости радиуса и скорости УВ и канала от времени. При этом полагалось, что в момент $t_1 = 20$ нс радиусы r(t) и R(t), а также их скорости расширения $v = \frac{dr}{dt}$ и $V = \frac{dR}{dt}$ совпадают и находятся на уровне, соответственно, 150 µm и 5 км/с, согласно представленным экспериментальным данным.

В соответствии с выражением (3) подразумевается, что током смещения j_d можно пренебречь. Используя аппроксимацию (1), можно записать $j_d = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \sim \frac{\varepsilon_0 I \omega}{\pi \xi^2 \sigma(T_e)}$, где ε_0 – диэлектрическая постоянная. Плотность тока проводимости есть $j = \frac{I}{\pi \xi^2}$. Для определенности возьмем $T_e = 1$ эВ,

соответственно, получим $\frac{j_d}{j} \sim \frac{\varepsilon_0 \omega}{\sigma(T_e)} \sim 10^{-5}$, где

 $\sigma(T_e)$ рассчитывается по формуле Спитцера.

Следует отметить, что для проводимости о используется формула, в которой доминирует кулоновское столкновение. Данное приближение оправдано, если степень ионизации находится на уровне 1% и более, поскольку в этом случае сечение кулоновского рассеяния примерно на два порядка больше, чем на нейтральных частицах. Данное обстоятельство накладывает ограничение на минимальную концентрацию электронов n_{e} , которая не должна быть ниже ~10¹⁷ см⁻³ в исследуемом временном промежутке.

Результаты измерения концентрации электронов в [23] в начальный момент (~t₁) дают значение



Рис. 3. Зависимости от времени радиуса ударной волны r(t) (1, 2, 3) для трех случаев ($1 - \xi = R(t)$ при $T_e = 1$ эВ; $2 - \xi = R(t)$ при $T_e = 3$ эВ; $3 - \xi = r(t)$ при $T_e = 3$ зВ) и радиуса канала R(t) (4). Кресты – экспериментальные измерения радиуса ударной волны (красный цвет) и канала (серый цвет).

 $n_e = 10^{19} - 10^{20}$ см⁻³. В [24] показано, что за ~30– 40 нс в воздухе атмосферного давления при развитии искрового разряда концентрация n_e падает в 2 раза. При этом в [25] за время ~1 µs n_e уменьшается только на порядок. Таким образом, в рассматриваемом случае до времен ~1 µs можно ожидать значение n_e не ниже 10^{18} см⁻³, что оправдывает учет только кулоновского рассеяния для проводимости. В связи с этим в расчетах значение кулоновского логарифма для указанных концентраций n_e и температуры электронов T_e в несколько эВ [20, 21] можно положить равным ln $\Lambda = 4.5$.

Частота межэлектронных столкновений при рассматриваемых T_e есть $v_{ee} \sim \tau_{ee}^{-1} \sim \frac{3.7n_e \ln \Lambda}{(T_e[K])^{3/2}} \sim 10^{13}-10^{14} \text{ c}^{-1}$ [12]. При этом частота неупругих столкновений находится на уровне $10^{10}-10^{12} \text{ s}^{-1}$, что дает возможность считать функцию распределения электронов по энергиям максвелловской. Для T_e в несколько эВ основным механизмом ионизации атомов является электронный удар. Для концентрации электронов на уровне $n_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ будет преобладать трехчастичная рекомбинация с двумя электронами, что дает возможность говорить о равновесии ионизационных и рекомбинационных процессов.

Таким образом, в рассматриваемых условиях, благодаря большой концентрации электронов, реализуется состояние плазмы близкое к локальному термодинамическому равновесию, о чем сказано в ряде работ, например [26, 27].

В рассматриваемых условиях среднее значение температуры электронов может достигать значений $T_e = 4$ эВ [20, 26], затем происходит ее монотонный спад. Так как эта температура соответствует временам несколько ns, а мы рассматриваем, начиная с 20 ns, то за верхнюю границу T_e целесообразно принять несколько меньшее значение, например, 3 эВ, что в соответствии с формулой Спитцера дает $\sigma \sim 200 \ \Omega^{-1} \cdot cm^{-1}$.

На временах в несколько сотен наносекунд (~1 μ s) T_e падает не более чем в два раза, что дает оценку снизу не менее 1 эВ [25], соответственно для электропроводности получим значение $\sigma \sim 40 \ \Omega^{-1} \cdot cm^{-1}$.

В соответствии с моделью, представленной в настоящей работе, энерговыделение однозначно определяется электропроводностью, которая монотонно зависит от T_e (зависимость от кулоновского логарифма слабая) $\sigma(T_e) \sim T_e^{3/2}$. Таким образом, мы получаем две предельных кривых для радиуса канала R(t) от времени, при этом зависимости R(t), соответствующие промежуточным значениям T_e , будут находиться между двумя предельными кривыми.

На рис. 3 представлены результаты расчетов зависимости радиуса канала и радиуса УВ от времени относительно начала пробоя для $T_e = 1 \Rightarrow B$ и $T_e = 3 \Rightarrow B$, соответственно. При этом для $T_e = 3 \Rightarrow B$ вычисления радиуса УВ выполнены для двух случаев: в первом полагалось, что ξ совпадает с радиусом канала R, во втором — ξ есть радиус УВ r. Видно, что до 60 нс разница между r(t) и R(t) не существенна, поэтому можно полагать, что в этом интервале времени положение УВ совпадает с границей канала, радиус которого увеличивается от 150 до 320 µm.

Кроме того, расчеты показывают, что значения r(t) не сильно отличаются для двух случаев, когда в (3) радиус области протекания тока (высокопроводящей области) определяется границей канала $\xi = R(t)$ и положением УВ $\xi = r(t)$.

При этом большему значению T_e соответствует более медленное расширение УВ, что обусловлено меньшим энерговкладом в соответствии с выражением (3), где проводимость растет вместе с температурой и тем самым, при прочих равных условиях, приводит к уменьшению джоулева на-

грева $\frac{j^2}{\sigma}$.

Стоит отметить, что в соответствии с [24] в рамках предложенной кинетической модели T_e в интервале 20–60 нс после пробоя падает от 3 до 2 эВ, здесь же, на основании сопоставления газо-

динамики, получаем, что T_e близка к 3 эВ вплоть до ~1 µs.

Значение для r(t) (рис. 3) говорят о том, что скорость движения УВ в интервале от 20 нс до ~1 µs монотонно падает от 5 до 1 км/с.

Таким образом, проведенные расчеты показывают хорошее согласие с экспериментальными данными, что обосновывает приемлемость предложенной расчетно-теоретической модели для описания динамики расширения искрового канала с момента формирования сплошной внешней границы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (ВЫВОДЫ)

Представлены результаты экспериментальных исследований искрового разряда в воздухе в промежутке острие(анод)—плоскость длиной 1.5 мм с использованием методов скоростного и теневого фотографирования, а также интерференционного метода.

Показано, что после пробоя разряд развивается в виде пучка отдельных микроканалов, замыкающих разрядный промежуток, затем спустя 20-30 нс формируется сплошная внешняя граница канала и начинается его радиальное расширение. При этом момент начала расширения совпадает с моментом достижения концентрацией электронов максимального значения на уровне 2×10^{19} см⁻³.

Установлено, что, начиная с 60 нс, от границы канала отходит цилиндрическая ударная волна и формируется радиальная структура в виде высокопроводящего внутреннего канала, отделенного от ударной волны промежуточной оболочкой. С течением времени разница в радиусах ударной волны и канала возрастает. Скорость радиального расширения ударной волны на временах от 20 нс до ~1 µs уменьшается от 5 до 1 км/с.

Обнаружено, что при прочих близких условиях, формирование радиальной структуры канала разряда при положительной полярности острия происходит несколько позже по сравнению с отрицательной полярностью, где структура регистрировалась, начиная с 40 нс после пробоя.

На основании используемого в [10] подхода предложена расчетно-теоретическая модель для описания динамики расширения искрового канала с момента формирования сплошной внешней границы. Модель позволяет получать зависимости скорости и радиуса канала и ударной волны по заданному току разряда.

Выполнены расчеты радиуса канала и ударной волны в условиях проведенных экспериментов и получено удовлетворительное согласие результатов. На основании чего можно предположить, что температура электронов T_e от момента формиро-

вания сплошной внешней границы канала до времен ~1 µs находится на уровне $T_e \sim 3 \ 3B$, а проводимость канала можно описывать в спитцеровском приближении, значение которой составляет $\sigma \sim 200 \ \Omega^{-1} \cdot \text{сm}^{-1}$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-08-01043.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Starikovskaia S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 353001.
- Popov N.A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2011. V. 20. P. 045002.
- 3. Aleksandrov N.L., Kindysheva S.V., Kosarev I.N., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Y. // Proc. Combust. Inst. 2009. V. 32. P. 205.
- Fridman G., Friedman G., Gutsol A., Shekhter A.B., Vasilets V.N., Fridman A. // Plasma Processes and Polymers. 2008. V. 5. P. 503.
- Lee H.J., Shon C.H., Kim Y.S., Kim S., Kim G.C., Kong M.G. // New J. Phys. 2009. V. 11. P. 115026.
- 6. Son E.E., Tereshonok D.V. // EPL 2012. V. 99. P. 15002.
- Starikovskii A. Yu., Nikipelov A.A., Nudnova M.M., Roupassov D.V. // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. P. 034015.
- 8. Golub V.V., Saveliev A.S., Sechenov V.A., Son E.E., Tereshonok D.V. // High Temp. 2010. V. 48. P. 903.
- 9. Abramson I.S., Hegechkori N.M., Drabkina S.I., Mandelstam S.L. //Journal of Experimental and Theoretical Physics. 1947. V. 17. P. 10.
- Drabkina S.I. // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 1951. V. 21. P. 4.
- 11. Marode E., Bastien F. and Bakker M. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P.140.
- 12. *Raiser Yu.P.* Physics of gas discharge (Intelligence, Dolgoprudny), 2009. P. 736.
- Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Абакарова Х.М., Али Рафид Аббас Али // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 7. С. 680.
- Омаров О.А., Курбанисмаилов В.С., Арсланбеков М.А., Гаджиев М.Х., Рагимханов Г.Б., Али Дж.Г. Аль Шатрави // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 1. С. 26.

- Держиев В.И., Майоров С.А., Яковленко С.И. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. № 9. С. 1050.
- Almazova K.I., Belonogov A.N., Borovkov V.V., Gorelov E.V., Morozov I.V., Tren'kin A.A., Kharitonov S.Yu. // Technical Physics. 2018. V. 68. № 6. P. 827.
- Almazova K.I., Belonogov A.N., Borovkov V.V., Gorelov E.V., Morozov I.V., Tren'kin A.A., Kharitonov S.Yu. // Technical Physics. 2019. V. 89. № 1. P. 69.
- Tren'kin A.A., Almazova K.I., Belonogov A.N., Borovkov V.V., Gorelov E.V., Morozov I.V., Kharitonov S.Yu. // Technical Physics. 2019. V. 89. № 4. P. 512.
- Trenkin A.A., Almazova K.I., Belonogov A.N. et al. // Pulsed lasers and lasers applications "AMPL-2019": Abstracts of XIV International conference. Tomsk: SST. 2019. P. 139.
- Parkevich E.V., Medvedev M.A., Khirianova A.I., Ivanenkov G.V., Selyukov A.S., Agafonov A.V., Shpakov K.V., Oginov A.V. // Plasma Sources Science Technologies. 2019. V. 12. № 28. P. 125007.
- Parkevich E., Ivanenkov G., Medvedev M., Khirianova A., Selyukov A., Agafonov A., Mingaleev A., Shelkovenko T., Pikuz S. // Plasma Sources Science and Technology. 2018. V. 27. 11LT01.
- Almazova K.I., Belonogov A.N., Borovkov V.V., Kurbanismailov V.S., Khalikova Z.R., Ragimkhanov G.B., Tereshonok D.V., Trenkin A.A. // EPL. 2020. V. 130. P. 65002.
- Алмазова К.И., Белоногов А.Н., Боровков В.В., Курбанисмаилов В.С., Рагимханов Г.Б., Тренькин А.А., Терешонок Д.В., Халикова З.Р. // Письма в ЖТФ. 2020. Т. 46. Вып. 15. С. 10.
- Almazova K.I., Belonogov A.N., Borovkov V.V., Khalikova Z.R., Ragimkhanov G.B., Tereshonok D.V., Trenkin A.A. // Plasma Sources Science and Technology. 2020. in press

https://doi.org/10.1088/1361-6595/aba8cc.

- Lo A., Cessou A., Lacour C., Lecordier B., Boubert P., Xu D.A., Laux C.O., Ervisch P.V. // Plasma Sources Science and Technology. 2017. V. 26. P. 045012
- 26. Minesi N., Stepanyan S., Mariotto P., Stancu G.D. and Laux C.O. // Plasma Sources Science and Technology. 2020.in press https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab94d3
- Stritzke P., Sander I. and Raether H. // J. Phys. D. Appl. Phys. 1977.V. 10. P. 2285.