

## Параметры микроструктуры эрозионных областей при воздействии искрового разряда на поверхность медного электрода в воздухе

© А.А. Тренькин, В.И. Карелин, Ю.М. Шибитов, О.М. Блинова

Российский Федеральный ядерный центр  
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,  
607190 Саров, Россия  
e-mail: trenkin@ntc.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 3 июля 2017 г. В окончательной редакции 2 марта 2018 г.)

С использованием сканирующего электронного микроскопа исследованы параметры микроструктуры областей воздействия искрового разряда на поверхность плоского медного электрода в воздухе атмосферного давления в промежутке „острие–плоскость“ как при положительной, так и при отрицательной полярности острия. Установлено, что области воздействия представляют собой округлые пятна или группы пятен, обладающих внутренней структурой в виде скопления большого числа микрократеров. Показано, что статистические распределения диаметров микрократеров и межмикрократерных расстояний обладают несколькими локальными максимумами, определяющими наличие ряда преобладающих значений этих параметров в пятне. Установлено, что микроструктура пятен носит фрактальный характер и определены значения ее фрактальной размерности.

DOI: 10.21883/JTF.2018.10.46495.2413

### Введение

Исследование специфики воздействия газовых разрядов на электроды, несмотря на длительную историю изучения, до сих пор остается весьма актуальной задачей. Это обусловлено, с одной стороны, широким практическим применением газоразрядных технологий, а с другой — сложностью таких исследований, особенно при высоковольтных разрядах короткой длительности в газах повышенного давления [1].

В таких разрядах, в частности, для режима однократных импульсов наносекундной и микросекундной длительностей в ряде работ была обнаружена микроструктура областей воздействия токовых каналов на поверхность плоских электродов [1–11]. Микроструктура представляет собой скопления (до 1000 и более) эрозионных микрократеров диаметрами 1–30  $\mu\text{m}$ . Отметим, что регистрация параметров микроструктуры в этих работах осуществлялась с помощью оптической микроскопии.

Последующее использование сканирующей электронной микроскопии позволило значительно повысить пространственную разрешающую способность и существенно продвинуться в изучении параметров микроструктуры. Так, при исследовании областей воздействия искрового разряда в воздухе на поверхность плоского электрода из нержавеющей стали в промежутке острие–плоскость была обнаружена микронная и субмикронная структура [12]. Автограф разряда представлял собой совокупность микрократеров диаметрами 0.3–5  $\mu\text{m}$  и дорожек средней длиной 10  $\mu\text{m}$  и шириной 0.3–2  $\mu\text{m}$  [12]. Установлено также, что все микрократеры расположены на дорожках, образующих сложную сетчатую структуру [12].

Как показали результаты дальнейших исследований, при замене материала электрода на медь при прочих близких условиях микроструктура области воздействия претерпевает существенные изменения. Настоящая работа является продолжением этих исследований. Здесь выполнена обработка электронно-микроскопических изображений областей воздействия разряда на поверхность плоского медного электрода, определены параметры микроструктуры и выявлены связывающие их закономерности. Кроме этого, рассмотрены физические модели, позволяющие объяснить формирование обнаруженной микроструктуры.

### Экспериментальная аппаратура

Формирование разряда осуществлялось при подаче на разрядный промежуток импульсов напряжения отрицательной и положительной полярности. Для этого использовался генератор импульсов напряжения, выполненный на отрезках кабеля, обеспечивающий на согласованной резистивной нагрузке прямоугольный импульс амплитудой до 30 kV с фронтом нарастания 10–20 ns и длительностью по основанию около 200 ns [12].

Разряд формировался в промежутке острие–плоскость с межэлектродным расстоянием 3 mm. Электрод-острие длиной 5 cm и диаметром 15 mm изготовлен из алюминиевого сплава. Угол при вершине острия 80°, радиус кривизны 0.2 mm. В качестве плоского электрода использовалась пластина из меди марки М1 по ГОСТ 859-78 толщиной 2 mm и размером 65 × 20 mm<sup>2</sup>.

Рабочая поверхность плоского электрода полировалась до зеркального блеска ( $R_a = 0.10\text{--}0.15 \mu\text{m}$  по ГОСТ 2789-73), после чего электрод отжигался в вакуумной печи в течение 1 h при температуре 700°C.

Для получения автографов токовых каналов использовались две идентичные пластины соответственно для импульсов положительной и отрицательной полярностей, подаваемых на острие. На каждую пластину подавалось четыре импульса, при этом автографы, остающиеся разрядом в каждом отдельном импульсе, были пространственно отделены.

В экспериментах регистрировались напряжение на промежутке, ток разряда и его интегральное свечение.

Исследование морфологии поверхности плоского электрода осуществлялось с помощью сканирующего электронного микроскопа в режимах детектирования вторичных электронов и обратно рассеянных электронов [13].

### Экспериментальные результаты и их статистический анализ

После пробоя промежутка в разрядной цепи возникал колебательный процесс с экспоненциальным затуханием тока. Для обеих полярностей длительность полуволны составляла около 200 ns, амплитуда тока и время его затухания составляли примерно 30 А и 1  $\mu$ s. Установлено, что при фиксированной полярности осциллограммы от импульса к импульсу не претерпевают существенных изменений. Осциллограммы противоположенных полярностей имеют инвертированный вид и не содержат значительных отличий.

Структура свечения канала разряда при разных полярностях не имеет заметных отличий и содержит яркий центральный kern диаметром 0.3–0.4 mm и диффузную оболочку диаметром около 1 mm. Отметим, что аналогичная структура регистрировалась также в [1,8,12].

При обеих полярностях острия в области контакта разрядного канала с поверхностью плоского электрода обнаружены морфологические изменения поверхности электрода в виде округлых пятен или групп пятен. Диаметры отдельных пятен находятся в интервале значений 20–200  $\mu$ m. Характерное электронно-микроскопическое изображение отдельного пятна, полученное при импульсе положительной полярности, представлено на рис. 1.

На некоторых изображениях присутствуют также неоднородности поверхности электрода в виде границ зерен его материала и следов полировки. Отметим, что в данных исследованиях не обнаружено тенденции привязки пятен к указанным неоднородностям.

Все пятна имеют хорошо различимую пространственную структуру в виде совокупности квазиконцентрических колец. При детектировании вторичных электронов переход от одного кольца к другому выглядит как смена оттенков серого цвета. При детектировании обратно рассеянных электронов видно, что внутреннюю кольцевую структуру пятен образуют эрозионные области, состоящие из скопления большого количества эрозионных микрократеров. При этом внешний диаметр пятен,

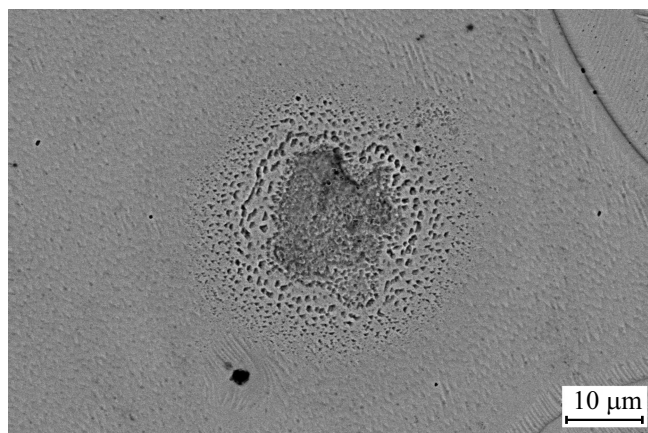


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение области воздействия разряда на поверхность плоского электрода для положительной полярности острия.

зарегистрированных в режиме обратно рассеянных электронов, в 1.3–3 раза меньше, чем при детектировании вторичных электронов. Поскольку наиболее четко эрозионные области различимы в режиме детектирования обратно рассеянных электронов, в настоящей работе использовались изображения, полученные в этом режиме.

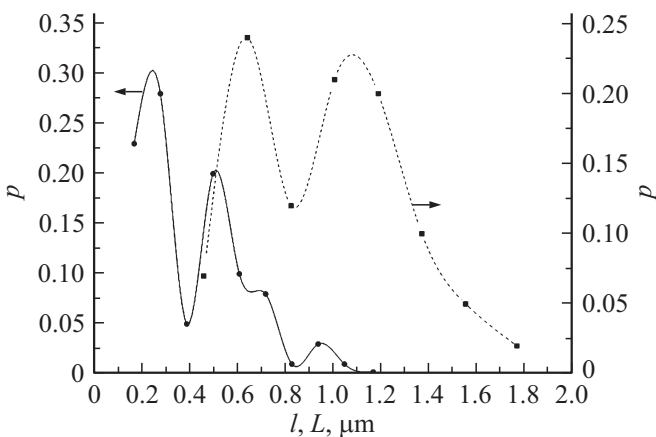
Кольца в пятне различаются размерами и концентрацией образующих их микрократеров. По мере удаления от центра диаметры микрократеров уменьшаются, а концентрация микрократеров в кольцах возрастает.

В центральной области пятна, имеющей размер 10–20  $\mu$ m, как правило, наблюдается относительно высокая эрозия электрода, так что отдельные микрократеры становятся плохо различимыми.

Таким образом, полученные изображения содержат ярко выраженные области локального эрозионного воздействия (микрократеры), перемежающиеся с областями, в которых эрозионное воздействие на поверхность не регистрируется. Это дает основание предположить, что по крайней мере в приэлектродном пространстве, плазма филаментирована и представляет собой множество микроканалов [1,3,7].

Для полученных изображений пятен был выполнен статистический анализ их параметров. В качестве таких параметров рассматривались количество микрократеров, их диаметры  $l$  и межмикрократерные расстояния  $L$  — расстояния между центрами соседних микрократеров.

Для каждого пятна по каждому параметру формировалась выборка объемом от 100 до 400 элементов. В зависимости от объема выборки, а также максимальных и минимальных значений ее элементов весь диапазон разбивался на несколько интервалов [14]. Для каждого интервала определялись количество элементов выборки  $n$ , попадающих в соответствующий диапазон значений, и эмпирические частоты  $p$  их попадания в соответствующий интервал, как  $p = n/N$ , где  $N$  — общее число элементов выборки. После чего для каждого пятна



**Рис. 2.** Статистические распределения по диаметрам микрократеров  $l$  (кружочки и сплошная соединительная линия) и межмикрократерным расстояниям  $L$  (квадраты и штриховая соединительная линия) для изображения пятна, представленного на рис. 1; соединительные линии — сплайн-интерполяция.

строились статистические распределения по указанным параметрам и выполнялся их статистический анализ.

Так, в частности, выполнялась статистическая проверка гипотезы о нормальном распределении выборки на основе критерия согласия „хи-квадрат“ К. Пирсона [15]. При этом использовался уровень значимости  $\alpha = 0.05$  — вероятность ошибки при проверке гипотезы [15].

Помимо этого, для построенных распределений выполнялась проверка их устойчивости, которая сводилась к следующему. Из соответствующей данному распределению выборки случайным образом удалялась половина элементов, после чего по уменьшенной таким образом вдвое выборке строилось новое распределение и сравнивалось с исходным. Если при этом форма распределения не претерпевала значительных изменений, то распределение считалось устойчивым.

На рис. 2 приведены статистические распределения по диаметрам микрократеров и межмикрократерным расстояниям для пятна, изображение которого представлено на рис. 1, а на рис. 3 — аналогичные распределения для пятна, образованного при импульсе отрицательной полярности. Распределения, построенные для большого количества пятен, полученных как в одном, так и в разных импульсах и при разной полярности, имеют схожую форму и близкие количественные характеристики.

Установлено, что все полученные распределения устойчивы, а гипотеза о нормальном распределении выборок не удовлетворяет критерию согласия „хи-квадрат“ К. Пирсона. Эти результаты дают основания полагать, что с большой долей вероятности сложная форма полученных распределений не является следствием влияния совокупности независимых случайных факторов, а отражает закономерности физических процессов, ответствен-

ных за формирование пространственной микроструктуры пятен.

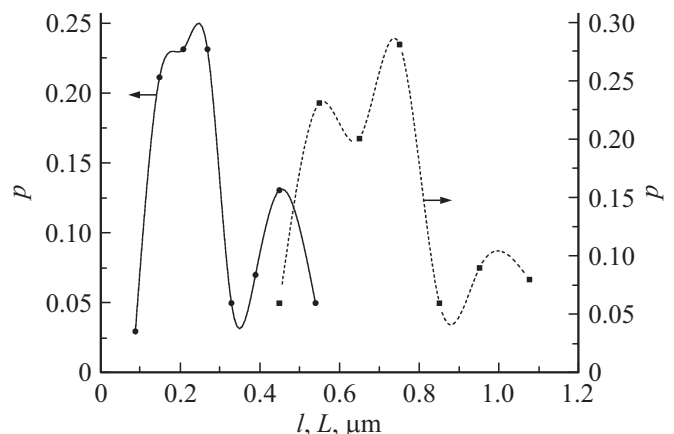
В этой связи следует особо отметить присутствие в распределениях нескольких локальных максимумов, определяющих, по-видимому, наличие преобладающих значений диаметров микрократеров и межмикрократерных расстояний в пятне.

Средние значения диаметров микрократеров, вычисленные по распределениям, соответствующим импульсам положительной полярности, близки и составляют около  $0.4 \mu\text{m}$ .

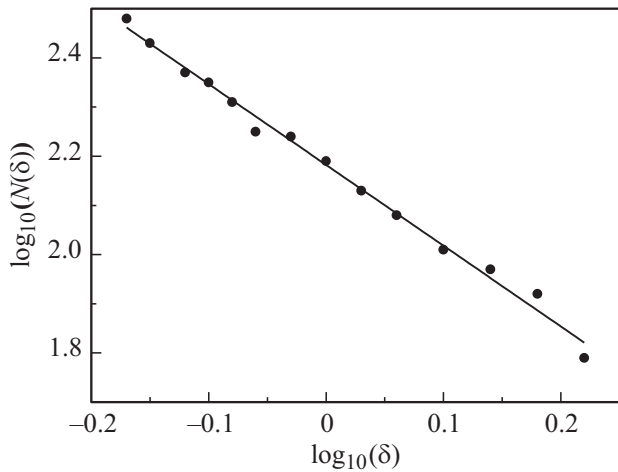
В целом, согласно полученным данным, диаметры микрократеров при положительной полярности острия несколько превышают соответствующие значения для отрицательной полярности. Так, среднее значение диаметра микрократеров, определенное по распределению на рис. 3, составляет  $0.3 \mu\text{m}$ .

Схожесть распределений, соответствующих разным пятнам, в том числе полученным в разных импульсах и при разной полярности, может являться дополнительным свидетельством того, что форма этих распределений отражает закономерности процессов организации микроструктуры пятен в данных экспериментах, а близкие количественные характеристики распределений могут указывать на общий характер этих процессов.

Необходимо отметить, что аналогичный подход в изучении микроструктуры автографов разрядов был использован в работе [1]. В ней исследовался искровой разряд, формируемый на двух различных экспериментальных установках. Одна из них по параметрам близка к настоящим исследованиям; существенным отличием являлось использование висмута в качестве материала плоского электрода. На другой установке импульс напряжения был значительно короче, а автографы канала разряда регистрировались на сажевом покрытии, наносимом на



**Рис. 3.** Статистические распределения по диаметрам микрократеров  $l$  (кружочки и сплошная соединительная линия) и межмикрократерным расстояниям  $L$  (квадраты и штриховая соединительная линия) для пятна, образованного при импульсе отрицательной полярности; соединительные линии — сплайн-интерполяция.



**Рис. 4.** Зависимость числа ячеек  $N(\delta)$ , необходимых для покрытия множества микрократеров на рис. 1, от размера ячейки  $\delta$ ; точки — вычисленные значения, прямая линия — интерполяция по методу наименьших квадратов.

плоский электрод. Для обеих установок размеры диаметров микрократеров находились в интервале  $5\text{--}100\ \mu\text{m}$ . Следует, однако, отметить, что в отличие от настоящей работы в [1] автографы исследовались с помощью оптического микроскопа. Кроме того, полученные выборки по диаметрам микрократеров и межмикрократерным расстояниям имели меньший объем. Несмотря на это, построенные в [1] статистические распределения и их свойства схожи с полученными в настоящей работе.

Наличие в распределениях (рис. 2,3) ряда преобладающих значений параметров микроструктуры, определяющих их иерархическое соотношение, может свидетельствовать о самоподобном (фрактальном) устройстве микроструктуры. В этой связи для ряда изображений пятен были построены зависимости числа ячеек  $N(\delta)$ , необходимых для покрытия множества микрократеров пятна, от размера  $\delta$  ячейки. Если такая зависимость в двойном логарифмическом масштабе линейна, то структура носит самоподобный характер, а ее фрактальная размерность равна угловому коэффициенту [16]. На рис. 4 представлены результаты построения указанной зависимости для пятна, изображенного на рис. 1. Видно, что зависимость подчиняется линейному закону, а фрактальная размерность составляет  $D \approx 1.6$ .

Аналогичные зависимости получены и для других изображений пятен для обеих полярностей. Значения их фрактальных размерностей лежат в диапазоне от 1.4 до 1.7.

### Обсуждение полученных результатов

Представленная на рис. 4 зависимость, а также аналогичные зависимости для других изображений свидетельствуют о том, что число микрократеров в пятне при

уменьшении пространственного масштаба изменяется, как  $N(\delta) \propto \delta^{-D}$ . Определим количество микрократеров, приходящихся на заданный интервал их диаметров  $d\delta$ :

$$n(\delta) \propto \frac{dN(\delta)}{d\delta} \propto \delta^{-D-1}. \quad (1)$$

Тогда доля микрократеров, попадающих в указанный интервал диаметров, составит

$$p(\delta) \propto \frac{n(\delta)}{N(\delta)} \propto \delta^{-1}. \quad (2)$$

Видно, что положения локальных максимумов в соответствующих распределениях (рис. 2,3) примерно соответствуют данной закономерности.

Следует отметить, что аналогичная закономерность следует из соотношения параметров микроструктуры

$$Nr_m = \pi r, \quad (3)$$

где  $r_m$  — радиус микроканала,  $N$  — их количество,  $r$  — радиус канала (пятна), полученного в [5] из условия равенства электростатической энергии заряженных головок системы микроканалов и энергии головки бесструктурного канала. Отсюда при  $r = \text{const}$  получается указанное выше соотношение.

Другими словами, согласно [5], если по какой-либо причине происходит структурное изменение системы, то, исходя из закона сохранения энергии, параметры начального и конечного состояний должны быть связаны соотношением (3).

В качестве процессов, обеспечивающих в таких типах разрядов перестройку структуры, приводящую к филаментации плазмы, предлагается рассматривать неустойчивость фронта волны ионизации [3–8,17–22]. В этом случае микроканалы формируются в фазе замыкания разрядного промежутка на фронте волны ионизации. В ряде работ, посвященных аналитическому рассмотрению вопроса устойчивости головки стримера, было показано, что фронт волны ионизации неустойчив [17–19]. Развитие неустойчивости обнаружено и при численном моделировании стримера в рамках диффузионно-дрейфовой модели с самосогласованным электрическим полем [19–22]. Было показано, что, начиная с некоторого момента, стример начинает ветвиться, причем каждая ветвь дает начало новому стримеру, развивающемуся подобным образом. В рамках этих исследований установлено также, что пучок стримеров может развиваться устойчиво при определенных соотношениях между величиной внешнего поля и расстоянием между соседними стримерами [21].

Возможность формирования самоподобной (фрактальной) микроканальной структуры разряда за счет неустойчивости ионизационного фронта с последовательным уменьшением диаметров каналов рассматривалась в [5,6]. Следует отметить, что реализация такой

структуры объясняет полученное отклонение от нормального закона распределения. В этом случае появление микрократера меньшего диаметра в результате реализации в объеме разрядного промежутка некоторой конкретной иерархической цепочки исключает появление в ней микрократера большего диаметра. Эти события являются взаимосвязанными, более того, они являются несовместными. В таком случае нарушается условие независимости случайных величин (не выполняются требования центральной предельной теоремы) и распределение не будет иметь характер нормального закона [15].

Присутствие в распределениях нескольких локальных максимумов объясняется тем, что размеры формирующихся микроканалов подчиняются определенным закономерностям и появления микроканалов других диаметров маловероятно.

С другой стороны, обнаруженные в настоящей работе особенности эрозионной микроструктуры пятен проблематично объяснить иными явлениями, например, привязкой микрократеров к микронеоднородностям на поверхности электродов. Поскольку расположение и размер микронеоднородностей, возникающих на электроде при его обработке, носит случайный характер, распределения параметров микроструктуры должны подчиняться нормальному закону, чего не наблюдается.

В заключение отметим отличие описанной выше микроструктуры областей воздействия по сравнению с автографами на электроде из нержавеющей стали [12]. Помимо кольцевой структуры пятен, не наблюдавшейся в [12], необходимо отметить отсутствие в пятнах дорожек, зарегистрированных в [12].

Существенно отличаются также статистические распределения параметров микроструктуры автографов на электроде из нержавеющей стали как для положительной, так и для отрицательной полярностей острия. Так, распределения по диаметрам микрократеров и межмикрократерным расстояниям обладают одним максимумом, соответствующим диаметру около  $0.7 \mu\text{m}$  и расстоянию  $2-3 \mu\text{m}$ . Кроме того, зависимость  $N(\delta)$  заметно отклоняется от линейного закона, что не позволяет сделать однозначного заключения о фрактальном характере организации микроструктуры на поверхности стального электрода.

Указанные различия могут быть обусловлены спецификой взаимодействия токовых микроканалов с поверхностью стального электрода, обладающего, в частности, существенно меньшими значениями проводимости и коэффициента теплопроводности по сравнению с медью. По-видимому, совокупность приповерхностных процессов в [12], включающих значительное локальное энерговыделение в областях контакта микроканалов с электродом, его нагрев и плавление, приводят к перераспределению тока в приэлектродной области, что и обеспечивает отличие микроструктур.

## Заключение

Исследованы параметры микроструктуры областей воздействия токового канала на поверхность плоского медного электрода при искровом разряде в воздухе атмосферного давления в промежутке „острие—плоскость“ как для положительной, так и для отрицательной полярности острия.

Обнаружено, что области воздействия разряда имеют вид округлых пятен или групп пятен, каждое из которых представляет собой скопление большого количества микрократеров, объединенных в квазиконцентрические кольцевые структуры.

Построены статистические распределения диаметров микрократеров и межмикрократерных расстояний в пятне. Установлено, что гипотеза о нормальном распределении выборок не удовлетворяет критерию согласия „хи-квадрат“ К. Пирсона.

Показано, что каждое распределение обладает несколькими локальными максимумами, определяющими наличие некоторых преобладающих значений диаметров микрократеров и межмикрократерных расстояний в пятне. Распределения схожи для разных пятен, в том числе полученных в разных импульсах и при разной полярности.

Установлено, что микроструктура пятен носит фрактальный характер и определены значения ее фрактальной размерности.

Высказано предположение, что образование микрократеров обусловлено наличием токовых микроканалов. В качестве причины возникновения микроканалов рассмотрена неустойчивость фронта волны ионизации в фазе замыкания разрядного промежутка.

Выполнено сравнение полученных данных с результатами других подобных исследований.

## Список литературы

- [1] Бахит Е.Х., Блинова О.М., Ерофеев М.В. и др. // ФП. 2016. Т. 42. № 9. С. 859–870.
- [2] Буранов С.Н., Горохов В.В., Карелин В.И., Павловский А.И., Репин П.Б. // Квант. электрон. 1991. Т. 18. Вып. 7. С. 891–893.
- [3] Буранов С.Н., Горохов В.В. и др. Микроструктура токовых каналов и убегание электронов в высоковольтных диффузных разрядах атмосферного давления. Исследования по физике плазмы / Под ред. Селемира В.Д., Дубинова А.Е. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1998. С. 39–67.
- [4] Перминов А.В., Тренькин А.А. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 9. С. 52–55.
- [5] Карелин В.И., Тренькин А.А. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 3. С. 29–35.
- [6] Karelin V.I., Trenkin A.A. Microchannels in Atmospheric Pressure Pulsed Discharges. Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges / Editors V.F. Tarasenko. Nova Publishers, 2014.
- [7] Trenkin A.A., Karelin V.I., Fedoseev I.G. // High Voltage Engineering. 2014. Vol. 40. N 7. P. 2211–2216.

- [8] Тренькин А.А., Карелин В.И., Шибитов Ю.М. // Известия вузов. Физика. 2014. Т. 57. № 12/2. С. 284–289.
- [9] Ретьев А.Г., Репин П.Б., Покровский В.С. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 1. С. 56–62.
- [10] Репин П.Б., Ретьев А.Г. Исследование пространственной структуры токовых каналов высоковольтного диффузного разряда в промежутке проволока–плоскость. Исследования по физике газового разряда. Сборник научных трудов / Под ред. В.Д. Селемира, А.Е. Дубинова. Саров: ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. С. 143–172.
- [11] Балданов Б.Б. // Прикладная физика. 2012. № 1. С. 64–67.
- [12] Карелин В.И., Тренькин А.А., Шибитов Ю.М., Блинова О.М., Ясников И.С. // ЖТФ. 2016. Т. 86. Вып. 10. С. 54–57.
- [13] Криштал М.М., Ясников И.С., Полунин В.И., Филатов А.М., Ульяненко А.Г. Сканирующая электронная микроскопия и рентгеноспектральный микроанализ в примерах практического применения (Серия „Мир физики и техники“ II-15). М.: Техносфера, 2009. 208 с. ISBN 978-5-94836-200-7.
- [14] Дронов С.В. Многомерный статистический анализ. 2003. 213 с.
- [15] Гмурман В.Е. Теория вероятностей и математическая статистика. Изд. 6-е, стер. М.: Высш. шк., 1997. 479 с.
- [16] Федер Е. Фракталы. М.: Мир, 1991. 254 с.
- [17] Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
- [18] Синкевич О.А. // ТВТ. 2003. Т. 41. № 5. С. 695–705.
- [19] Arrayas M., Fontelos M., Trueba J. // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 95. N 5. P. 165001.
- [20] Rocco A., Ebert U., Hundsdorfer W. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 66. P. 035102(R).
- [21] Luque A., Brau F., Ebert U. // Phys. Rev. E. 2008. Vol. 78. P. 016206.
- [22] Савельева Л.А., Самусенко А.В., Стишков Ю.К. // Электронная обработка материалов. 2013. Т. 49. № 2. С. 36–47.