

04;12

Микроструктура токовых каналов наносекундного искрового разряда в воздухе атмосферного давления в однородном и резко неоднородном электрических полях

© А.В. Перминов, А.А. Тренькин

Федеральное государственное унитарное предприятие
Российский федеральный ядерный центр
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров, Нижегородская область, Россия
e-mail: karelin@ntc.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 2 февраля 2005 г.)

Обнаружена микроструктура искрового разряда наносекундного диапазона в воздухе атмосферного давления в однородном и резко неоднородном полях. Искровой канал диаметром 0.1–0.4 мм представляет собой совокупность большого числа (100–1000 штук) микроканалов диаметрами 5–10 μm , примерно равномерно распределенных по сечению канала. Амплитуда тока в искре 1.5–3 кА. Плотность тока в микроканале 10^7 A/cm^2 . Показано, что ионизационно-перегревная неустойчивость неспособна привести к образованию микроструктуры. В качестве механизма формирования микроструктуры предложено развитие неустойчивости на фронте волны ионизации.

Введение

Вопрос о „геометрических“ параметрах токовых каналов (радиусах r стримеров, искр) широко дискутируется в литературе, поскольку площадь сечения канала определяет плотность тока, температуру электронов и в конечном счете характер и степень воздействия разряда на газ. Неоднократно отмечалась и сложность измерения этих параметров оптическими и электронно-оптическими методами, что обусловлено относительно низкой интегральной разрешающей способностью регистрирующей аппаратуры в составе высоковольтных установок [1]. Необходимо также отметить, что на фоне святящейся внешней оболочки внутренняя структура токового канала может быть неразрешима.

Полагается, что минимально возможные значения r ограничиваются радиальным ионизационным расширением канала, чем объясняются результаты оптических измерений $r \geq 0.1 \text{ cm}$ в высоковольтном разряде в воздухе [1]. Вместе с тем в [2–4] при исследовании высоковольтного диффузного аperiодического разряда наносекундного диапазона в воздухе в геометрии проволока–параллельная плоскость методом автографов обнаружена сложная поперечная структура токовых каналов. Установлено, что токовые каналы состоят из микроканалов диаметрами $\Delta_{\text{mic}} = 1–10 \mu\text{m}$, примерно равномерно распределенных по сечению канала. При среднем диаметре канала 3 мм и токе 10 А число микроканалов достигает 1000. Группы микроканалов с $r \leq 10 \mu\text{m}$ обнаружены и в барьерном разряде [5].

В данной работе методом автографов обнаружена микроструктура токовых каналов наносекундного искрового разряда в воздухе атмосферного давления в однородном и резко неоднородном электрических полях. Искровой канал диаметром 0.1–0.4 мм представ-

ляет собой совокупность большого числа микроканалов $\Delta_{\text{mic}} = 5–10 \mu\text{m}$. Амплитуда тока в искре 1.5–3 кА.

Экспериментальная аппаратура

Эксперименты проводились на стенде (рис. 1), включающем в себя источник питания (PS), разрядный промежуток (DG) и диагностическую аппаратуру. В качестве генератора импульсов напряжения (ГИН) использовался 14-каскадный генератор Аркадьева–Маркса на воздушных разрядниках с ударной емкостью 400 пФ и внутренним сопротивлением 20Ω [6]. При работе ГИН на резистивную нагрузку $R = 270 \Omega$ длительность фронта импульса составляла 20 ns, амплитуда импульса 200 кВ. На разрядном промежутке ГИН мог обеспечивать импульсы напряжения как положительной, так и отрицательной полярности. При этом один из электродов являлся потенциальным, второй электрод через шунт SH подсоединялся к „земляной“ шине.

Формирование искры в однородном промежутке осуществлялось импульсами напряжения отрицательной полярности, в резко неоднородном — отрицательной и

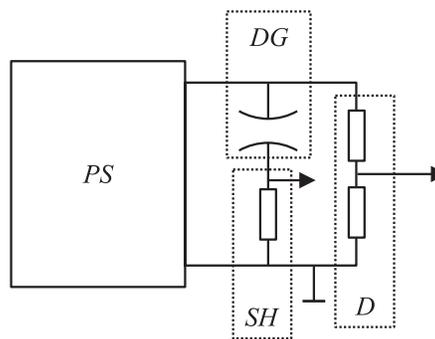


Рис. 1. Схема лабораторного стенда.

положительной. Однородный промежуток был образован двумя идентичными электродами, выполненными по профилю Чанга с диаметром плоской части 15 mm, максимальным диаметром 40 mm и высотой 20 mm. Межэлектродные зазоры составляли $d = 3$ и 5 mm. Для надежной регистрации отпечатков токовых каналов электроды были изготовлены из висмута, обладающего относительно низкой энергией сублимации.

Во втором случае использовалась геометрия острие–плоскость с межэлектродным расстоянием $d = 3.5$ cm. Диаметр плоского медного электрода 9.5 cm. Электрод–острие длиной 7 cm и диаметром 7 mm изготовлен из алюминиевого сплава, угол при вершине 20° , радиус кривизны острия 0.2 mm. Для регистрации микроструктуры использовалась алюминиевая фольга толщиной 10 μm . Фольга закреплялась в диэлектрическом кольце, которое помещалось в середину разрядного промежутка параллельно плоскому электроду.

Измерение напряжения U на разрядном промежутке осуществлялось экранированным резистивным делителем D , тока I — низкоиндуктивным коаксиальным шунтом SH . Регистрация напряжения и тока выполнялась с помощью цифрового осциллографа полосой пропускания 500 MHz.

В каждом опыте фотографировался внешний вид искры и ее отпечатки на поверхности электродов. Искра фотографировалась сбоку с расстояния 0.5 m от разрядного промежутка цифровым фотоаппаратом. Оставляемые на электродах после каждого пробоя отпечатки токовых каналов фотографировались при помощи микроскопа с 15-кратным увеличением и разрешающей способностью 5 μm .

Экспериментальные результаты

Типичные осциллограммы искрового разряда, формируемого в однородном промежутке с $d = 3$ mm, и соответствующие им фотографии внешнего вида и отпечатка токового канала представлены на рис. 2–4. Амплитуда напряжения на промежутке 25 kV, длительность фронта нарастания, включая предимпульс, 15 ns. Амплитуда тока искры 3 kA. Предимпульс на переднем фронте напряжения обусловлен особенностью функционирования ГИН и предположительно связан с неодновременностью срабатывания разрядников.

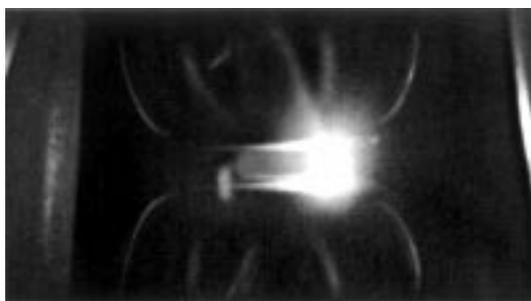


Рис. 2. Разряд.

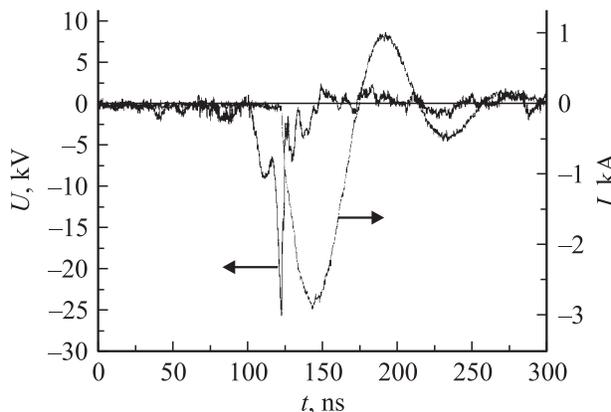


Рис. 3. Осциллограммы напряжения и тока разряда.

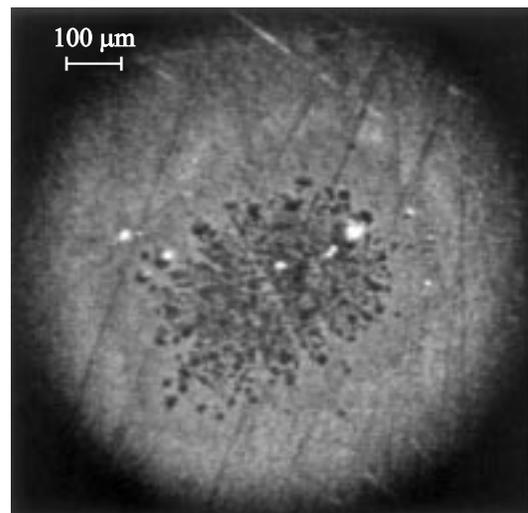


Рис. 4. Отпечаток искры на заземленном электроде.

Диаметр отпечатка канала $\Delta = 0.4$ mm. Видно, что искра обладает внутренней микроструктурой, представляющей собой скопление микроканалов диаметрами $\Delta_{\text{mic}} = 5\text{--}10$ μm , примерно равномерно распределенных по сечению канала. В центральной части отпечатка в результате оплавления металла отдельные микроканалы сливаются, образуя кратеры диаметром 20–30 μm . Общее количество микроканалов $N = 600\text{--}900$ штук. Аналогичная картина регистрировалась и на потенциальном электроде.

Для $d = 5$ mm на обоих электродах также наблюдались отпечатки каналов диаметром $\Delta \approx 0.4$ mm с внутренней микроструктурой. Однако из-за большего оплавления поверхности электрода картина более размыта, в центральной части отпечатков слившиеся микроканалы образовывали кратеры диаметрами 20–100 μm . Тем не менее на периферии различимы отдельные микроканалы с $\Delta_{\text{mic}} = 5\text{--}10$ μm . Оценка вложенной в разряд энергии для $d = 3$ и 5 mm дает соответственно 0.16 и 0.18 J и, видимо, свидетельствует о том, что большее оплавление

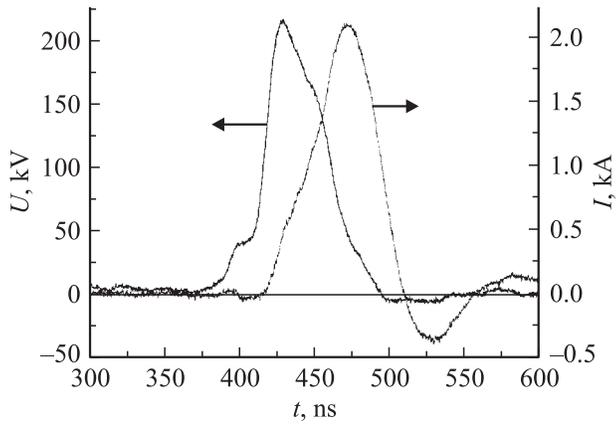


Рис. 5. Осциллограммы напряжения и тока разряда.

ние электродов во втором случае является результатом большего энерговклада.

Оценка средней плотности тока $\langle j_{\text{mic}} \rangle$ в микроканалах, сделанная в предположении существования микроструктуры к моменту максимума тока I и равномерности его распределения между микроканалами, дает

$$\langle j_{\text{mic}} \rangle = \frac{4I}{\pi N(\Delta_{\text{mic}})^2} = 10^7 \text{ A/cm}^2,$$

что существенно превышает зарегистрированные ранее значения [7]. По-видимому, полученное значение $\langle j_{\text{mic}} \rangle$ — оценка снизу, поскольку значение минимального измеряемого в экспериментах диаметра микроканала Δ_{mic} совпадает с разрешающей способностью микроскопа и среднее значение Δ_{mic} может уменьшиться.

Осциллограммы напряжения и тока искры, формируемой в резко неоднородном промежутке, представлены на рис. 5. Как при положительной, так и при отрицательной полярности импульса искровой пробой осуществлялся с острия на центральную часть фольги, а затем с кромки фольги на заземленный электрод.

Визуально канал был одиночный, однако на фольге со стороны острия оставались отпечатки 2–5 близко расположенных каналов диаметром 0.1–0.3 мм, внутри которых примерно равномерно распределены отпечатки микроканалов средним диаметром 5 мкм. Средняя плотность микроканалов $7.8 \cdot 10^3 \text{ мм}^{-2}$. Иногда вместо отпечатков каналов в фольге наблюдались сквозные отверстия. Влияния полярности на электрические и пространственные характеристики разряда не обнаружено.

Обсуждение

Известно, что микроструктура дуговых и сильноточных диффузных разрядов обусловлена неоднородностью выделения тепла в области протекания тока и формируется через время $t \geq 100 \text{ ns}$ после подачи напряжения. Так, в [8] при исследовании сильноточного диффузного разряда в аргоне обнаружено образование множества

нитей диаметром $\sim 100 \mu\text{m}$, возникающих через время $\geq 100 \text{ ns}$ в изначально однородном разряде. Показано, что образование микроструктуры определяется возникновением ионизационно-перегревной неустойчивости.

Малая длительность разряда в нашем случае ($\leq 100 \text{ ns}$) не позволяет объяснить образование наблюдаемой микроструктуры контракцией плазменного канала за счет развития ионизационно-перегревной неустойчивости. Оценим время t_i развития неустойчивости для наших условий. В соответствии с [9]

$$t_i = \frac{\gamma(\gamma - 1)p}{jE},$$

где γ — показатель адиабаты, $p = 10^5 \text{ Pa}$ — давление, j — плотность тока, E — напряженность электрического поля.

Полагая для оценки снизу $\gamma = 1.22$, имеем $t_i \approx 10^{-5} \text{ s}$, что много больше длительности всего газоразрядного процесса.

В данном случае логичнее предположить, что образование микроструктуры происходит за счет неустойчивости фронта волны ионизации [4,10,11] в фазе перемигания межэлектродного промежутка или в фазе распространения обратной волны. Для наших условий длина лавинно-стримерного перехода $z_{\text{cr}} < d$ и пробой стримерный. На примере однородного промежутка $d = 5 \text{ mm}$ оценим снизу время t_c его пересечения, полагая, что распространение каналов осуществляется в режиме сильных стримерных волн ионизации, когда скорости распространения максимальны и составляют $v \sim 10^9 \text{ cm/s}$, $t_c \sim d/v = 5 \cdot 10^{-10} \text{ s}$. Время развития неустойчивости фронта волны ионизации [10] $t_i \sim \lambda/\mu E$, где λ — характерный масштаб пространственных возмущений, μ — подвижность электронов, E — среднее поле в промежутке к моменту пробоя. Подставляя $\lambda = 10^{-3} \text{ cm}$, имеем $t_i \sim 10^{-11} \text{ s}$. Отметим, что обуславливающее развитие неустойчивости поле E вблизи головки канала существенно выше, чем среднее по промежутку, поэтому полученное значение t_i следует рассматривать как оценку сверху. Таким образом, $t_i \ll t_c$ и неустойчивость на фронте волны ионизации способна привести к образованию микроструктуры. Близкие значения диаметров микроканалов в [4] и в нашем случае говорят о едином механизме формирования микроструктуры.

Возможность существования токовых каналов микронного диаметра может быть обусловлена отсутствием перекрытия головок микроканалов за счет достаточно быстрого пересечения промежутка и, с другой стороны, отсутствием радиального ионизационного расширения микроканалов. Последнее можно объяснить следующим. Радиальное поле как между микроканалами внутри группы, так и снаружи является суперпозицией полей большого количества примерно одинаково заряженных микроканалов. В этом случае напряженность поля на внешней поверхности будет определяться диаметром канала, а поле внутри скопления будет ослаблено [12].

Заключение

Обнаружена микроструктура искрового разряда наносекундного диапазона в однородном и резко неоднородном полях. Показано, что ионизационно-перегревная неустойчивость неспособна привести к образованию микроструктуры. В качестве механизма формирования микроструктуры предложено развитие неустойчивости на фронте волны ионизации. Возможность существования каналов микронного диаметра может быть обусловлена отсутствием перекрытия головок микроканалов за счет достаточно быстрого пересечения промежутка и, с другой стороны, отсутствием радиального ионизационного расширения микроканалов в результате ослабления поля в скоплении из-за суперпозиции полей большого количества микроканалов. Обнаружение микроструктуры в искровом, высоковольтном диффузном и барьерном разрядах дает основания предполагать, что в высоковольтных разрядах наносекундного диапазона сложная структура токовых каналов — явление не редкое. Это стимулирует дальнейшие исследования данного явления как в фундаментальном, так и в прикладном аспектах.

Авторы выражают благодарность В.И. Карелину за помощь в постановке задачи и подготовке статьи.

Список литературы

- [1] *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. М.: Изд-во МФТИ, 1997. 320 с.
- [2] *Самойлович В.Г., Гибалов В.Ч., Козлов К.В.* Физическая химия барьерного разряда. М., 1989. 176 с.
- [3] *Буранов С.Н., Горохов В.В., Карелин В.И.* и др. // Квантовая электрон. 1991. Т. 18. Вып. 7. 891–893.
- [4] *Буранов С.Н., Горохов В.В., Карелин В.И.* и др. // Сб. науч. тр. / Под ред. В.Д. Селемира, А.Е. Дубинова. Саров, 1998. С. 39–67.
- [5] *Buranov S.N., Gorokhov V.V., Karelin V.I.* et al. // Proc 12th IEEE Intern. Pulsed Power Conf. Monterey (USA), 1999. P. 1421–1424.
- [6] *Воеводин С.В., Горохов В.В., Карелин В.И.* // ПТЭ. 2000. № 3. С. 67–71.
- [7] *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982. 255 с.
- [8] *Бычков Ю.И., Суслов Ф.И., Тинчурин К.А.* и др. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. Вып. 2. С. 196–204.
- [9] Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2000. Том 1. С. 148.
- [10] *Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б.* Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
- [11] *Синкевич О.А.* // ТВТ. 2003. Т. 41. № 5. С. 695–705.
- [12] *Карелин В.И., Тренькин А.А.* // Сб. докл. 2-й научно-технический конф. „Молодежь в науке“. Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ. 2003. С. 608–611.