

04

## Исследование перехода диффузного атмосферного разряда в искровую фазу

© А.Г. Репьев, П.Б. Репин, Н.Г. Данченко

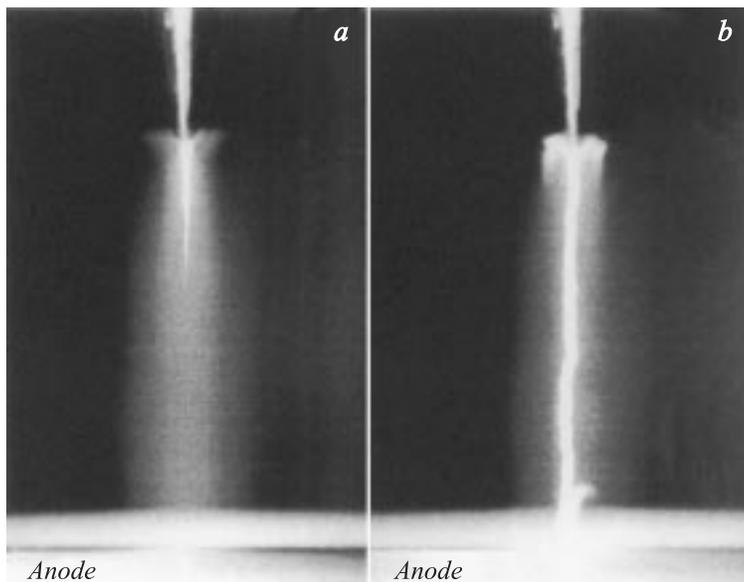
Всероссийский научно-исследовательский институт  
экспериментальной физики, Саров  
E-mail: ra30@yandex.ru, repin@ntc.vniief.ru

Поступило в Редакцию 13 апреля 2007 г.

В геометрии стержень-плоскость в воздухе атмосферного давления исследованы динамика свечения и электротехнические характеристики наносекундного разряда на границе перехода из диффузной в искровую фазу. На межэлектродный промежуток 5...6 см подавалась серия импульсов напряжения чередующейся полярности и затухающей (начиная с 135...170 кВ) амплитуды. Установлено, что формированию искрового канала предшествует стадия диффузного свечения разряда. Выявлена связь параметров искры со статистическими особенностями фазы перемыкания промежутка, предваряющей стадию диффузного свечения. В проведенном анализе динамики развития разряда важная роль отведена термическим процессам.

PACS: 52.80.-s

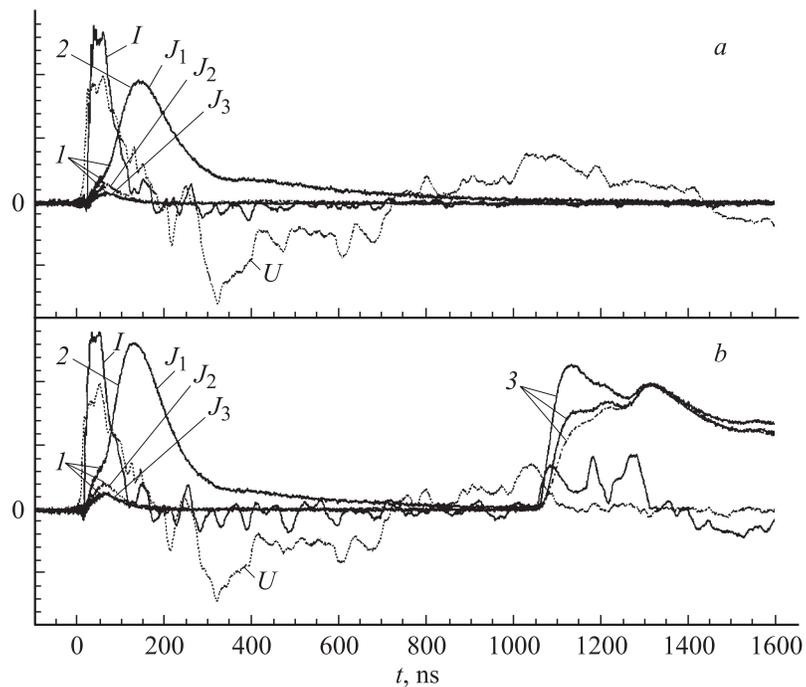
Исследованиям искрового разряда в плотных ( $\sim 10^5$  Па) газовых средах посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ (см., например, [1,2] и ссылки в них). Это связано с широким применением искрового канала как коммутирующего элемента в устройствах высоковольтной импульсной техники [2]. Однако вопросам, связанным с влиянием на формирование искры предшествующей диффузной стадии разряда в резконеоднородном поле, уделяется недостаточно внимания [1]. В работах [3,4] обнаружено, что при одинаковых параметрах запитки характеристики наносекундного разряда, развивающегося в межэлектродном промежутке „стержень (катод)–плоскость“, существенным образом зависят от статистически меняющейся от импульса к импульсу задержки развития разрядных процессов относительно подачи напряжения на электроды. Настоящая работа посвящена исследованию динамики развития разряда в процессе перехода от диффузной к искровой форме свечения. Изучается влияние статистического характера



**Рис. 1.** Фото диффузной (*a*) и искровой (*b*) форм свечения разряда в спектральном диапазоне 330 . . . 660 nm при  $h = 5.2$  cm.

процессов, развивающихся в промежутке до диффузной стадии разряда, на следующее за ней формирование искрового канала.

Эксперименты проводились на подробно описанном в работе [3] стенде. Разряд формировался в воздухе атмосферного давления при подаче на электродную систему, образованную стержневым катодом  $\varnothing 1$  cm (радиус острия 0.2 mm) и плоскостью  $\varnothing 24$  cm, импульсного напряжения от кабельного трансформатора, запитываемого наносекундным генератором. Межэлектродный зазор  $h$  варьировался в диапазоне от 5 до 6 cm, где, как показали эксперименты, с высокой вероятностью наблюдаются как диффузные, так и искровые формы свечения разряда (рис. 1). Наличие отражений в кабельном трансформаторе приводило к тому, что напряжение на промежутке и ток разряда представляли собой серию импульсов затухающей амплитуды чередующейся полярности (рис. 2). Независимо от формы свечения разряда максимальные значения напряжения на промежутке и тока разряда реализуются в основном



**Рис. 2.** Осциллограммы напряжения, приложенного к разрядному промежутку ( $U$ ), тока разряда ( $I$ ) и импульсов оптического излучения из приосевой области разряда, удаленной от катода на расстояние 1 mm —  $J_1$ , 18 mm —  $J_2$  и 33 mm —  $J_3$ , для диффузного ( $a$ ) и искрового ( $b$ ) разрядов. 1 — диффузное свечение, 2 — свечение керна, 3 — свечение искрового канала.

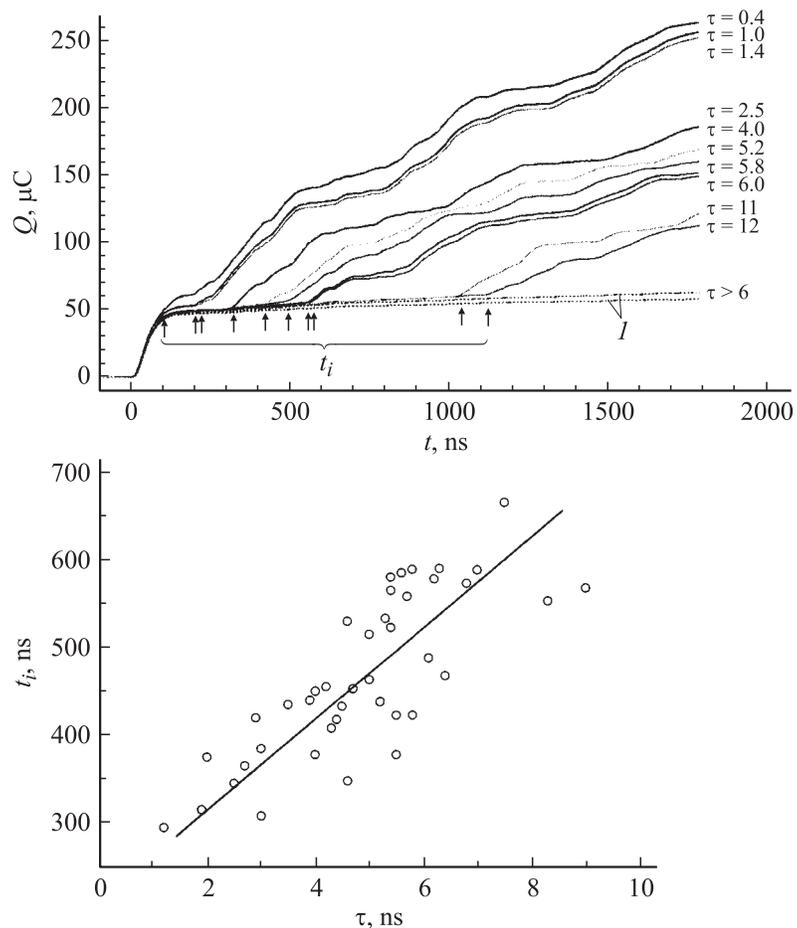
(первом) импульсе (отрицательной полярности) из серии. С ростом  $h$  от 5 до 6 см амплитуда напряжения этого импульса увеличивается в среднем от 135 до 170 kV при не зависящих от  $h$  скорости роста напряжения  $1.1 \cdot 10^{13}$  V/s и длительности импульса 180 ns. При этом токовый импульс имеет такую же длительность, а его амплитуда уменьшается в среднем от 720 до 620 A (рис. 2).

Идентификация перехода разряда из диффузной в искровую форму производилась по изменению характера осциллограмм напряжения, тока и свечения разряда (рис. 2). Напряжение на электродах и ток

разряда регистрировались при помощи резистивных делителя и шунта на осциллографах с полосой пропускания 500 МГц. Импульсы свечения (в диапазоне  $0.38 \dots 1.0 \mu\text{m}$ ) из разных по длине промежутка областей разряда ( $J_1 \dots J_3$  на рис. 2) регистрировались при помощи многоканальной методики, аналогичной описанной в работе [4]. Пространственное разрешение методики  $\sim 3 \text{ mm}$  (вдоль оси разряда), временное  $\sim 1 \text{ ns}$ .

Для диффузной формы разряда (рис. 1, *a*) характерным является наличие на осциллограмме напряжения после основного импульса пульсаций заметной амплитуды, ток разряда после основного импульса практически отсутствует (рис. 2, *a*). При формировании искры (рис. 1, *b*) наблюдается противоположная картина: напряжение становится близким к нулю (после 1050 ns на рис. 2, *b*), а ток разряда колеблется с амплитудой, соизмеримой с амплитудой основного импульса тока. Такое изменение осциллограмм тока и напряжения соответствует пробою промежутка и реализации падающей вольт-амперной характеристики (ВАХ) разряда [1]. При диффузной форме разряда ВАХ образуют точки, расположенные преимущественно вдоль оси напряжения, при искровой — вдоль оси тока. Переход диффузного разряда в искровую стадию регистрируется не только по дифференциальным (напряжение, ток, сопротивление, ВАХ), но и интегральным (заряд, мощность, энергия) характеристикам разряда, а также сопровождается резким ростом сигналов свечения по всей длине разрядного промежутка (рис. 2, *b*).

В экспериментах установлено, что в исследованном диапазоне межэлектродных зазоров вероятность реализации искровой формы разряда, т. е. отношение числа искровых импульсов к полному числу импульсов в серии, возрастает по мере уменьшения  $h$ . При  $h = 6 \text{ cm}$  искровой разряд реализуется с вероятностью  $\sim 1\%$ , при  $h = 5.6 \text{ cm}$  —  $10\%$ ,  $h = 5.2 \text{ cm}$  —  $80\%$  (при  $h < 5 \text{ cm}$  —  $100\%$ ,  $h > 6 \text{ cm}$  —  $0\%$ ). Формирование искрового канала осуществляется с задержкой  $t_i$  относительно начала основного импульса напряжения (рис. 2, *b*). Величина  $t_i$  от импульса к импульсу статистическим образом варьируется и, например, для  $h = 5.2 \text{ cm}$  лежит в диапазоне от 85 ns до  $2 \mu\text{s}$  и более. Следует отметить, что предшествующие искровой стадии разряда участки осциллограмм напряжения, тока и свечения практически идентичны соответствующим осциллограммам диффузных разрядов (рис. 2). Установлено, что величина  $t_i$  коррелирует с варьируемым статистическим образом от импульса к импульсу временным параметром фазы переключения разрядного промежутка, которая предвещает стадию диффузного свечения



**Рис. 3.** Влияние параметра  $\tau$  на задержку реализации искрового канала  $t_i$  при  $h = 5.2$  см.  $Q$  — заряд, проходящий через анод ( $Q = \int |I| dt$ ),  $I$  — заряд диффузных разрядов.

разряда, а именно с началом тока смещения  $\tau$  (рис. 3). Параметр  $\tau$  характеризует время запаздывания основных разрядных процессов относительно подачи напряжения на промежуток и представляет собой

задержку начала интенсивного движения заряженных частиц от катода к аноду в фазе переключения промежутка [4]. После переключения промежутка начинается фаза проводимости — регистрируется резкий рост токового сигнала и начало импульса диффузного свечения разряда ( $I$  на рис. 2). Следует отметить, что фаза проводимости начинается примерно в одно и то же время во всех проведенных экспериментах, спустя  $12 \pm 1$  ns после начала основного импульса напряжения, поэтому статистические вариации  $\tau$  (при  $h = 5.2$  см  $0.2 < \tau < 12$  ns) ведут к изменению длительности фазы переключения промежутка. Изменяются также величина  $t_i$  и другие характеристики искровой стадии разряда (рис. 3).

Предвестником искрового канала является наблюдаемый на фотографиях диффузных разрядов в прикатодной области керн — яркосветящееся на фоне диффузного свечения образование в виде вытянутого вдоль оси разряда конуса (рис. 1, *a*). Диаметр основания керна  $\sim 2$  mm при длине керна 15...20 mm. Анализ большого числа фотографий разряда, сделанных с различными приемами съемки, позволил установить, что по характерным размерам, спектру и интенсивности свечения керн во многом идентичен искровому каналу (рис. 1, *b*). На фотографиях, полученных с использованием полосовых светофильтров, выделяющих участки спектра 330...390, 520...560, 600...660 nm, как керн, так и сформировавшийся искровой канал окружены ореолом диффузного свечения. При диафрагмировании объектива фотоаппарата, уменьшении коэффициента пропускания или сужении спектральной полосы светофильтров, диффузное свечение практически не регистрируется — остаются только наиболее яркие области разряда. Изображения керна диффузного разряда и искрового канала одинаковым образом реагируют на изменение условий съемки.

Связь керна и искрового канала выявляется и при анализе осциллограмм свечения различных областей разрядного промежутка. Импульс свечения керна (обозначен цифрой 2 на осциллограммах  $J_1$ , см. рис. 2) имеет в несколько раз большую амплитуду, чем импульс диффузного свечения ( $I$  —  $J_2, J_3$ ), и в случае диффузных разрядов регистрируется только из областей, расположенных на расстоянии до 15 mm от катода. Свечение керна начинается с задержкой относительно начала основного импульса напряжения на 40...50 ns, достигает максимума вблизи окончания основного импульса и продолжается в течение нескольких микросекунд после его завершения (рис. 2, *a, b*). Отметим, что длительность импульса диффузного свечения совпадает с длительностью

основного импульса тока. При искровой форме разряда свечение керна, как правило, интенсивнее, чем при диффузной форме, и переходит в свечение искрового канала (3 на рис. 2, *b*), интенсивность которого близка к интенсивности свечения керна. Одновременная регистрация импульсов свечения из областей разряда, удаленных от катода на 3...13 mm, позволила выявить анодонаправленную динамику фронта свечения керна. Скорость фронта свечения составляет  $\sim 10^7$  cm/s.

Анализ полученных экспериментальных результатов показывает, что в развитии исследуемого разряда даже на достаточно ранних стадиях участвуют термические процессы. Об этом свидетельствует длительное ( $> 10^{-6}$  s) послесвечение керна в прикатодной области (рис. 2, *a, b*) и искрового канала по всей длине промежутка (рис. 2, *b*). Оценки показывают, что вложенной в разряд в основном импульсе энергии ( $\sim 6$  J) достаточно, чтобы прогреть небольшие по объему искровой канал и керн до нескольких тысяч кельвинов. Механизмом, обеспечивающим прогрев газа за времена не более 100 ns, по-видимому, является достаточно быстрая резонансная перезарядка ионов [5].

Керн начинает формироваться в диффузной стадии разряда. Механизм формирования керна, по-видимому, аналогичен ионизационно-перегревной неустойчивости [6] и инициируется усиленным за счет геометрии катода полем. Прогрев плазмы керна ведет к росту проводимости газа. Основную роль в этом процессе играет ионизация, сопровождаемая снижением гибели электронов и разрушением отрицательных ионов в нагревающейся плазме [1]. По мере развития неустойчивости за счет высокой проводимости керна обеспечивается эффективный вынос потенциала катода и сильного поля в глубь промежутка. Результатом является распространение керна от катода к аноду. Керн может достичь анода и обеспечить переход разряда в искровую фазу в течение основного импульса или при последующих колебаниях напряжения. При этом из-за большого характерного времени термических процессов проводимость керна в паузах напряжения остается высокой (максимум интенсивности свечения керна совпадает с окончанием основного импульса напряжения). При больших временах задержки формирования искрового канала ( $\sim 10^{-6}$  s) в поддержании высокой температуры газа могут участвовать реакции преддиссоциации сильно возбужденных электронных состояний кислорода, VT-релаксация и другие процессы [7]. Установленные факты позволяют идентифицировать керн как зарождающийся около катода лидер [1].

Влияние на процесс формирования искрового канала статистических особенностей фазы переключения промежутка обусловлено связанными с ними вариациями параметров плазмы диффузной стадии разряда, подробно рассмотренными в работе [4]. Уменьшение  $\tau$  означает, что фаза переключения промежутка начинается при более низком напряжении (максимальная зарегистрированная величина  $\tau$  меньше, чем длительность фронта основного импульса напряжения). Это ведет к тому, что снижается проводимость переключающего промежутка плазменного образования и его экранирующего влияния на величину определяемого геометрией катода поля в прикатодной области [4]. Поэтому при малых  $\tau$  развитие ядра начинается раньше и протекает в условиях более высокого поля в течение основного импульса тока. Как следствие, зависимость  $t_i(\tau)$  имеет вид, представленный на рис. 3.

Следует отметить, что рассмотренный механизм формирования ядра носит исключительно качественный характер. Для его развития и уточнения необходимы дополнительные расчетно-теоретические и экспериментальные исследования.

## Список литературы

- [1] *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. М.: Изд-во МФТИ, 1997.
- [2] *Месяц Г.А.* Импульсная энергетика и электроника. М.:Наука, 2004. Ч. II, IV.
- [3] *Данченко Е.Г., Репин П.Б., Репьев А.Г.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 7. С. 60–64.
- [4] *Репьев А.Г., Репин П.Б.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 1. С. 75–82.
- [5] *Babich L.P.* High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: Theory, Experiment, and Natural Phenomena // ISTC Science and Technology Series. V. 2. Arlington, VA: Futurepast, 2003.
- [6] *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* / Под ред. Фортова В.Е. М.: Наука, 2000. Т. 1. С. 148.
- [7] *Попов Н.А.* // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 10. С. 940–950.