

03;04:10

Объемный разряд при атмосферном давлении без внешней предыонизации

© И.Д. Костыря, В.М. Орловский, В.Ф. Тарасенко,
А.Н. Ткачев, С.И. Яковленко

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск

E-mail: vft@loi.hcei.tsc.ru

Институт общей физики РАН, Москва

E-mail: syakov@kapella.gpi.ru

Поступило в Редакцию 12 января 2005 г.

Экспериментально и теоретически исследован пробой в воздухе атмосферного давления без источника дополнительной предыонизации. Установлено, что при субнаносекундном фронте и наносекундной длительности импульса напряжения, а также при различной конструкции электродов и различной полярности напряжения формируется объемный разряд. В частности, получен объемный разряд между двумя электродами в виде игл. В рамках диффузионно-дрейфового приближения проведены расчеты волны ионизации в азоте в сферической геометрии. Независимость качественного вида разряда от полярности напряжения объясняется размножением фоновых электронов в плотном газе.

1. Объемные разряды в плотных газах исследовались и исследуются многими научными группами [1–6]. Это обусловлено широким применением объемных разрядов, в частности для накачки импульсных газовых лазеров [7]. Традиционно большое внимание уделялось изучению пробоя в газах атмосферного давления наносекундными импульсами напряжения [1,2,4,5,7] при использовании предыонизации и начальном напряжении на промежутке, превышающем напряжение в квазистационарной стадии разряда.

Известны работы (см. обзор [6] и ссылки в нем), где сообщалось о формировании объемного разряда без источника дополнительной предыонизации при атмосферном давлении воздуха и других газов в промежутке острие (катод с малым радиусом кривизны) — плоский анод. Подобные разряды были использованы для предыонизации в импульсных лазерах с поперечным разрядом [8].

Недавно было обращено внимание на тот факт, что распространение разряда в плотном газе в ряде условий определяется не переносом

электронов или фотонов, а размножением уже имеющихся электронов малой фоновой плотности [9]. В [9] было показано, что в предпробойных полях как электроположительного, так и электроотрицательного газа имеет место интенсивное размножение электронов. Предпробойное размножение может обеспечить достаточно высокую плотность электронов фона, что позволяет при рассмотрении распространения стримера, как волны размножения, считать фон сплошной средой. Затравочная ионизация имеет место за счет естественного фона радиоактивности и космического излучения.

Такой механизм распространения разряда не зависит от направления электрического поля, что позволяет объяснить причину формирования объемного разряда у острейшего анода при положительном потенциале на острие. Вопрос о распространении волны ионизации в плотном газе важен также для понимания механизма распространения стримера и механизма генерации мощных субнаносекундных пучков в газах атмосферного давления [6].

Цель данной работы — экспериментально и теоретически исследовать условия формирования объемного разряда в воздухе атмосферного давления и условия перехода от объемного разряда к контрагированному при субнаносекундном фронте и наносекундной длительности импульса напряжения.

2. Экспериментальные исследования были проведены с использованием генератора наносекундных импульсов от рентгеновского аппарата АРИНА [10]. Генератор формировал импульсы напряжения с амплитудой до 150 kV (напряжение холостого хода). Длительность импульса напряжения на полувысоте составляла несколько наносекунд и изменялась в зависимости от сопротивления нагрузки. Длительность фронта импульса напряжения была менее 1 ns. На выходе генератора был установлен специально разработанный изолятор с внешним диаметром 160 mm, благодаря которому даже при зазоре между катодом и анодом 67 mm завершеного пробоя по поверхности изолятора в воздухе не наблюдалось. К генератору крепилась камера, изготовленная из медной фольги толщиной 200 μm . Внутренний диаметр камеры равнялся 160 mm, с противоположной от генератора стороны камера заканчивалась плоским медным электродом. В ряде экспериментов плоский медный электрод имел в центральной части отверстие диаметром 40 mm, на котором крепилась AlBe фольга толщиной 50 μm . Боковая цилиндрическая стенка камеры имела прямоугольное окно

длиной 11 см и шириной 5 см. В качестве потенциального электрода использовался алюминиевый шар с радиусом 40 мм (электрод № 1), или трубка диаметром 6 мм из стальной фольги толщиной 50 мкм (электрод № 2), или электрод в виде иглы (электрод № 3). Эксперименты были проведены в воздухе при зазорах 10–67 мм и давлении воздуха 1 атм. При проведении экспериментов изменялись полярность напряжения, межэлектродное расстояние и тип потенциального электрода. Также были проведены эксперименты с двумя электродами № 3, которые выполнены в виде игл.

Интегральная картина свечения разряда фотографировалась фотоаппаратом ЗЕНИТ. Наличие рентгеновского излучения определялось по засветке пленки РФ-3, которая помещалась в черную бумагу и располагалась у бокового окна камеры или за плоским электродом.

3. Проведенные исследования показали следующее. Во-первых, при обеих полярностях импульса напряжения с электродами № 1, 2 и 3 в качестве потенциального стабильно формируется объемный разряд. Более того, при использовании двух электродов в виде игл (№ 3) также стабильно формировался объемный разряд (рис. 1). Причем формирование объемного разряда не зависело от полярности потенциального электрода. Однако рентгеновское излучение на фотопленку регистрировалось только при подаче на потенциальный электрод напряжения отрицательной полярности.

Во-вторых, для появления более яркого канала на фоне объемного разряда необходимо уменьшать межэлектродный зазор или увеличивать давление газа. На рис. 2, а приведена фотография свечения промежутка при зазоре между игольчатыми электродами 10 мм и давлении воздуха 1 атм. На фоне объемного (диффузного) разряда наблюдается канал, который имеет небольшие изгибы. Отметим, что при зазоре 10 мм мог формироваться как объемный разряд, подобный разряду на рис. 1 при зазоре 22 мм, так и разряд, в котором на объемном фоне наблюдается канал (рис. 2, а). При использовании электрода в виде шара (электрод № 1) и при зазоре 22 мм были получены фотографии прорастающего (незавершенного канала). Канал формировался у потенциального электрода и имел изгибы, в ряде случаев практически под прямым углом. С электродом № 1 при уменьшении межэлектродного зазора (до 12 мм) также наблюдалось формирование канала, который переключал разрядный промежуток. В этих условиях в некоторых случаях наблюдались и прорастающие каналы (лидеры),

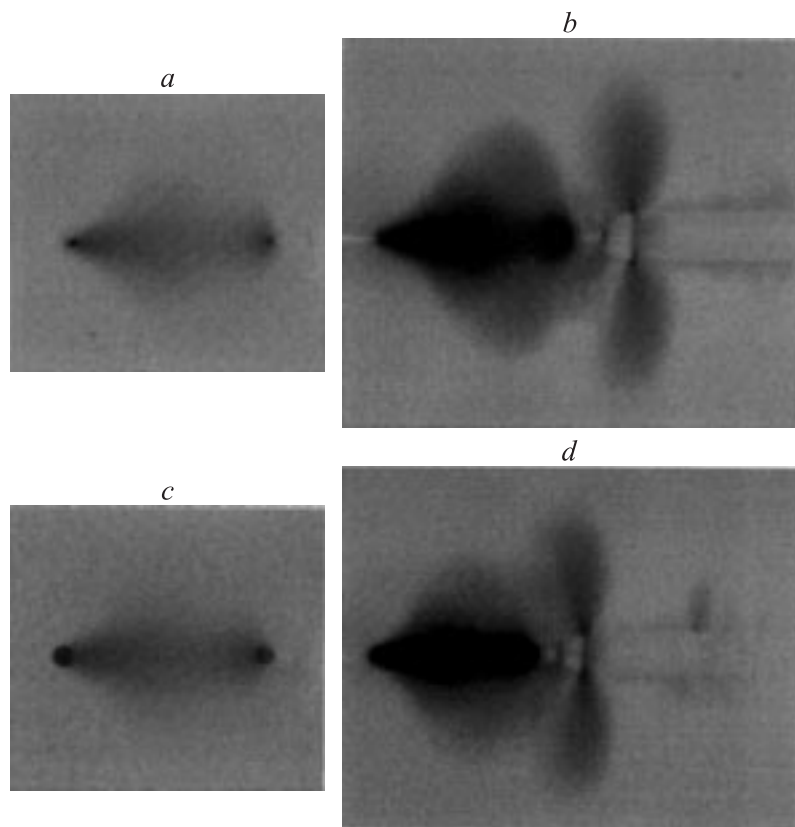


Рис. 1. Фотографии свечения разряда при положительной (*a, b*) и отрицательной (*c, d*) полярности импульсов напряжения на правом потенциальном электроде (справа). Межэлектродный зазор 22 mm, оба электрода № 3. *a, c* — съемка за 1 импульс; *b, d* — съемка за 10 импульсов.

которые переключали только часть промежутка (рис. 2, *b*). Из этого следует, что при подаче на промежуток наносекундных высоковольтных импульсов напряжения без дополнительной предьонизации, при атмосферном давлении, вначале формируется объемный разряд, а только затем он контрагируется. Причиной перехода от объемного разряда

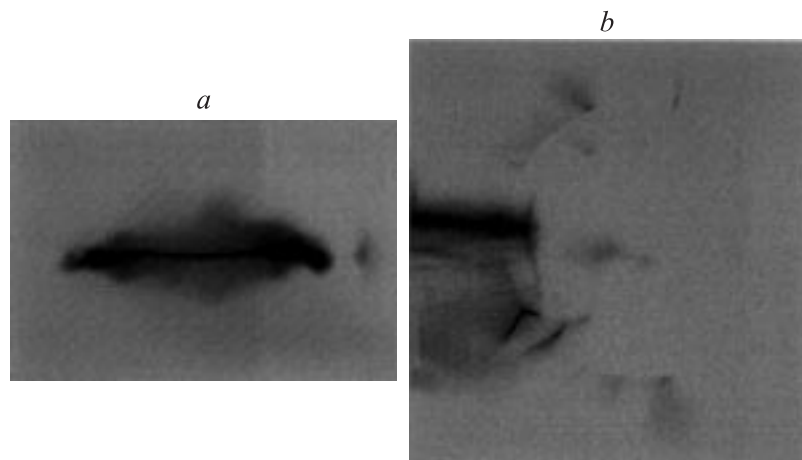


Рис. 2. Фотографии свечения разряда при отрицательной (*a*) и положительной (*b*) полярности импульсов напряжения на потенциальном электроде (справа). Межэлектродный зазор 10 mm, два электрода № 3 (*a*). Межэлектродный зазор 12 mm, электрод № 1 (*b*).

к контрагированному, по-видимому, в условиях данного эксперимента является увеличение удельного энерговклада в исследуемый газ.

Регистрация рентгеновского излучения с помощью фотопленки показала, что только при подаче импульсов напряжения отрицательной полярности на электроды № 1, 2 и 3 интенсивность рентгеновского излучения достаточна для засветки пленки за единицы импульсов. Наибольшее почернение пленки наблюдается со стороны плоского анода. Это предполагает получение рентгеновского излучения при торможении убегающих электронов об анод. Наибольшая интенсивность рентгеновского излучения была получена с катодом № 1, который имеет форму шара. При установке пленок за плоским электродом (AlBe фольгой) наибольшее почернение пленки также было зафиксировано с электродом № 1, а наименьшее с электродом № 3. В данных экспериментах рентгеновское излучение было зарегистрировано также только при отрицательной полярности потенциального электрода. При положительной полярности рентгеновское излучение не регистрировалось даже при увеличении экспозиции (числа импульсов) на порядок.

Мы считаем, что основная причина формирования объемных разрядов в условиях данного эксперимента (субнаносекундный фронт, а также большая амплитуда и малая длительность импульса напряжения) — это появление в разрядном промежутке быстрых электронов, осуществляющих предыонизацию разрядного промежутка, а также интенсивное размножение электронов в области концентрации электрического поля. Быстрыми электронами здесь мы называем электроны с энергией в единицы килоэлектронвольт, а убегающими электроны с энергией в десятки keV и более, хотя и те и другие являются убегающими электронами.

Отметим также и различие в формировании объемного разряда при смене полярности потенциального электрода, которое проявляется в наличии мощного рентгеновского излучения при отрицательной полярности потенциального электрода. На основании этого факта можно предположить, что при подаче импульса положительной полярности с коротким передним фронтом на потенциальный электрон основная причина формирования объемного разряда — это размножение фоновых электронов, появление которых обусловлено как естественным фоном радиоактивности и космического излучения, так и незавершенными разрядами (коронным и поверхностным) в разрядной камере. При подаче импульса отрицательной полярности на потенциальный электрод важную роль в формировании объемного разряда, а главное в скорости распространения волны ионизации, играют быстрые электроны, которые формируются за счет усиления электрического поля как у анода, так и в промежутке [6].

4. Для рассмотрения волны размножения была развита одномерная диффузионно-дрейфовая модель, позволяющая качественно моделировать развитие ионизации в азоте сектором сферы.

Рассматривается плазма между сферическими электродами $r_0 = 0.05 \text{ см} < r < r_1 = 3 \text{ см}$, где r_0 , r_1 — радиусы соответственно внутреннего и внешнего электродов. Процессы образования плазмы и экранировки электрического поля описывались уравнениями переноса импульса и уравнениями непрерывности для электронов и ионов, а также уравнением Пуассона для электрического поля. Зависимости от напряженности поля различных величин, фигурирующих в уравнениях дрейфово-диффузионной модели (частоты ионизации, дрейфовых скоростей и коэффициентов диффузии) задавались на основе данных [6,11]. Напряжение на электродах задавалось как функция времени.

В приводимых ниже результатах расчетов полагалось, что напряжение сначала росло линейно, достигая при $t = 0.7$ ns величины $U = 150$ kV, а затем оставалось постоянным. Задавалась небольшая начальная плотность электронов фона: $N_0 = 10^6$ cm $^{-3}$.

Расчеты показывают, что основную роль в продвижении плазмы играет не перенос электронов, а размножение электронов фона. Плазма начинает быстро приближаться к аноду, когда напряжение на электродах достигает $U \sim 50$ kV. При этом скорость волны размножения оказывается очень высокой, порядка $3 \cdot 10^9$ cm/s, при $U = 150$ kV, $t \approx 1$ ns, когда плазма приближается к аноду. Это согласуется с простой формулой для скорости распространения волны ионизации, полученной в работе [9] (см. также обзоры [6,11]):

$$v = \frac{v_i r_0}{\xi(E_0/p)}, \quad \xi(E_0/p) = 2 \cdot \text{Ln} \cdot \left(\frac{d \ln(u_{de}(E/p)\xi(E/p))}{d \ln(E/p)} \right)_{E/p=E_0/p}. \quad (1)$$

Здесь v_i — частота ионизации; $E_0 = E(z(0))$ — напряженность электрического поля на поверхности фронта; r_0 — радиус сферической поверхности, аппроксимирующей фронт; p — давление нейтрального газа; $\text{Ln} \equiv \ln(N_{cr}/N_0)$, N_0 — фоновая плотность плазмы, N_{cr} — критическая плотность плазмы, при которой электрическое поле полностью экранируется плазмой. Частота ионизации записана как произведение $v_i = \alpha_i \cdot u_{de}$ коэффициента Таунсенда $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$ (где $\xi(E/p)$ — функция, характерная для данного газа) на дрейфовую скорость электронов $u_{de}(E/p)$.

Ориентируясь на данные проведенных расчетов, положим $E_0 \approx 150$ kV/cm, $E_0/p \approx 200$ V/(cm · Torr), $r_0 \approx 1.5$ cm, $N_{cr} = 10^{13}$ cm $^{-3}$. Опираясь на данные [6,11], имеем $v_i \approx 1.4 \cdot 10^{11}$ s $^{-1}$, $\xi \approx 75$. Соответственно, согласно (1), для рассмотренных условий $v \approx 3 \cdot 10^9$ cm/s.

Итак, если напряженность поля в объеме достаточно высока, имеет место быстрое объемное размножение электронов и искровой канал может не успеть возникнуть. Разумеется, для этого поле в объеме должно быть создано достаточно быстро, чтобы искровой пробой не произошел на стадии роста напряженности поля. Иначе говоря, фронт подаваемого на электроды напряжения должен быть достаточно крутым.

5. Таким образом, при субнаносекундном фронте и наносекундной длительности импульса напряжения в воздухе атмосферного давления независимо от полярности потенциального электрода формируются объемные разряды без внешней предьонизации. Если длительность

импульса напряжения фиксируется, то контрагирование разряда наблюдается при уменьшении разрядного промежутка, а также при увеличении давления газа в промежутке. По-видимому, дело в том, что при увеличении как напряженности поля, так и плотности газа возрастают требования к крутизне фронта импульса напряжения для формирования однородного разряда. Поэтому при заданном фронте и длительности импульса напряжения начиная с некоторых значений плотности газа и напряженности поля начинают формироваться искровые каналы.

На наш взгляд, есть все основания полагать, что в представленных в этой работе экспериментах имеет место волна размножения фоновых электронов, поскольку характер волны размножения не зависит от направления поля, и вид разряда оказывается качественно похожим при смене полярности напряжения на электродах.

Список литературы

- [1] *Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Кремнев В.В.* // УФН. 1972. Т. 107. В. 2. С. 201–228.
- [2] *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* // Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [3] *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // УФН. 1990. Т. 160. В. 7. С. 49–82.
- [4] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
- [5] *Осипов В.В.* // УФН. 2000. Т. 170. № 3. С. 225–245.
- [6] *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И.* // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [7] *Mesyats G.A., Osipov V.V., Tarasenko V.F.* // Pulsed gas lasers. SPIE. Washington: Opt. Eng. Press, 1995. 374 p.
- [8] *Павловский А.И., Босамыкин В.С., Карелин В.И., Никольский В.С.* // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. С. 601–604.
- [9] *Яковленко С.И.* // ЖТФ. 2004. Т. 34. В. 9. С. 47–54.
- [10] *Месяц Г.А.* // Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. 704 с.
- [11] *Tkachev A.N., Yakovlenko S.I.* // Central European Journal of Physics (CEJP). 2004. V. 2(4). P. 579–635 (www.cesj.com/physics.html).