

03;04;10

Роль быстрых электронов в формировании объемного импульсного разряда при повышенных давлениях

© И.Д. Костыря, В.С. Скакун, 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 8 августа 2003 г.
В окончательной редакции 16 января 2004 г.*

В неоднородном импульсном электрическом поле при повышенных давлениях различных газов (азот, воздух, гелий, неон, аргон, криптон) без источника предьонизации сформирован объемный разряд. В воздухе при атмосферном давлении и наносекундных длительностях импульсов напряжения получены высокие удельные энерговклады (до $\sim 1 \text{ J/cm}^3$). Показано, что механизм формирования объемного разряда связан с появлением быстрых (киловольтных) электронов, эмитируемых с плазменных образований на катоде. Быстрые электроны обеспечивают эффективную предьонизацию газа между катодом и анодом и способствуют формированию объемного разряда. Показано, что в этих условиях наибольшая амплитуда напряжения на промежутке достигается в квазистационарной стадии разряда.

1. Для формирования объемного разряда при повышенных давлениях атомарных и молекулярных газов, а также их смесей, обычно используется предварительная ионизация разрядного промежутка от различных источников ионизирующего излучения [1]. Плазма такого разряда широко применяется в импульсных лазерах [2]. Известно также [3,4] о возможности получения диффузного разряда без предварительной ионизации газа атмосферного давления в неоднородном электрическом поле при наносекундных длительностях импульса возбуждения. В этом случае на разрядный промежуток подаются короткие импульсы напряжения с крутым передним фронтом (единицы—доли наносекунд). В работах [5–8] сообщалось о получении из объемного разряда в

промежутке с неоднородным электрическим полем электронных пучков с рекордной амплитудой тока (в воздухе ~ 70 А, в гелии ~ 200 А) при атмосферном давлении. Было предложено [5], а затем доказано [8], что электронный пучок формируется в стадии, когда плазма, образующаяся на катоде, приближается к аноду на малое расстояние. При этом получение сильнооточного пучка при высоком давлении объясняется наличием верхних ветвей у кривых, характеризующих как критерий ухода (убегания) электронов, так и критерий зажигания разряда (кривая Пашена) [9,10]. Однако причины и условия формирования объемного разряда в неоднородном наносекундном электрическом поле разряда ранее не исследовались. Цель данной работы — определить механизм формирования объемного разряда в неоднородном наносекундном электрическом поле.

2. В экспериментах использовались генераторы наносекундных импульсов типа РАДАН, которые подробно описаны в [11,12]. Генератор 1 (РАДАН-303) имел волновое сопротивление 45Ω и формировал на согласованной нагрузке импульсы напряжения от 50 до 170 кВ (напряжение холостого хода до 340 кВ) при длительности импульса напряжения на полувысоте ~ 5 ns и фронте импульса напряжения ~ 1 ns [11].

Генератор 2 (РАДАН-220) имел волновое сопротивление 20Ω и формировал на разрядном промежутке импульс напряжением с амплитудой до 220 кВ и длительностью на полувысоте ~ 2 ns, при фронте импульса напряжения ~ 0.3 ns [12]. Конструкция газового диода была одинакова для обоих генераторов. Применялись плоский анод и катод с малым радиусом кривизны [7]. Это обеспечивало дополнительное усиление электрического поля у катода. Обычно использовался катод диаметром 6 mm в виде трубки из стальной фольги толщиной $50 \mu\text{m}$. Плоский анод был образован фольгой либо сеткой с прозрачностью по свету 20–70%. Расстояние между катодом и анодом изменялось от 13 до 20 mm. В ряде экспериментов разрядный промежуток помещался в газовую камеру с окнами, что позволяло обеспечить откачку газа и изменять состав и давление газов в промежутке. Эксперименты по зажиганию объемного разряда были проведены в воздухе, азоте, гелии, неоне, аргоне и криптоне.

Для регистрации сигналов с емкостных делителей, коллекторов и шунтов применялся осциллограф TDS-684B с полосой 1 GHz, имеющий 5 GS/s (5 точек на 1 ns), или осциллограф TDS-334 с полосой 0.3 GHz,

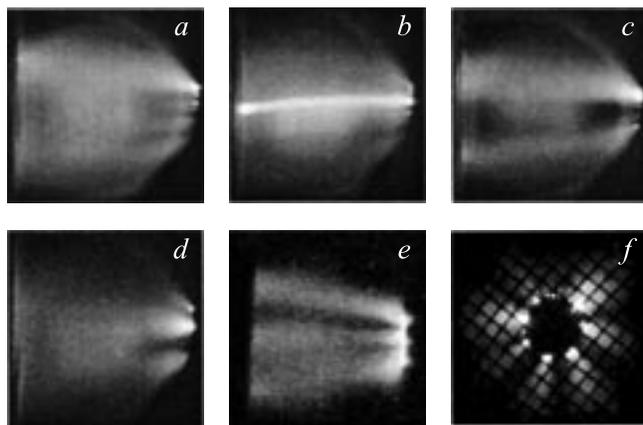


Рис. 1. Фотографии свечения разряда в аргоне (*a, b*), криптоне (*c, d*) и воздухе (*e, f*) при съемке сбоку (*a–e*) и с торца через сетку (*f*). Давление газа 1 (*a, c, e, f*), 0.75 (*b*) и 0.25 (*c*) atm. Генератор 2, межэлектродный зазор 16 mm.

имеющий 2.5 GS/2s (5 точек на 2 ns). Свечение разряда фотографировалось цифровым фотоаппаратом.

3. На основе измерений импульсов напряжения на газовом диоде и тока разряда, а также наблюдений за формой разряда в промежутке было установлено следующее.

В широком диапазоне экспериментальных условий между трубчатым катодом с острой кромкой и анодом во всех исследованных газах формируется объемный разряд в виде диффузных конусов или струй (рис. 1). Разряд остается диффузным при различных давлениях, и только у катода видны яркие пятна, которые появляются на фронте импульса напряжения. Отметим, что объемный разряд можно получать как в условиях, соответствующих формированию интенсивного электронного пучка с энергией электронов в десятки–сотни keV [5–8], так и в условиях, когда электронный пучок за фольгой не регистрировался.

При уменьшении межэлектродного зазора, изменении конструкции катода или изменении давления на фоне диффузного разряда могут наблюдаться отдельные каналы (рис. 1, *b*), а в неоптимальных условиях

(например, при малых зазорах) разряд может переходить в искровую стадию. С увеличением напряжения генератора при оптимальном зазоре на фоне объемного разряда также появляются более светлые нитевидные каналы, а на осциллограмме напряжения регистрируется спад напряжения. На рис. 1 (*e, f*) приведены фотографии свечения разряда в воздухе, полученные сбоку при аноде из фольги и с торца при сетчатом аноде. Виден разряд, имеющий форму объемных струй, которые начинаются с ярких пятен на катоде.

Разрядный ток регистрируется с очень малой задержкой (доли наносекунды) относительно времени подачи напряжения на промежуток. Величина и длительность разрядного тока при объемном характере разряда зависят от параметров генератора, межэлектродного зазора, давления и сорта газа. Так, для первого генератора при напряжении холостого хода ~ 270 kV амплитуда тока разряда составила ~ 2400 А. При сохранении объемного характера разряда в течение 3 ns плотность тока у анода достигала 3 kA/cm², удельная энергия, вложенная в газ, 1 J/cm³ и удельная мощность энерговода 400 MW/cm³. При длительности объемной стадии 5 ns плотность тока на аноде достигала 1.5 kA/cm², удельная мощность энерговода ~ 200 MW/cm³ и удельная энергия, вложенная в газ, также ~ 1 J/cm³. В условиях данного эксперимента регистрируется режим самостоятельного разряда, при котором напряжение на промежутке максимально в квазистационарной стадии разряда, т.е. на фронте импульса напряжения в разрядном промежутке концентрация электронов велика.

4. Проанализируем полученные результаты. Рассмотрим результаты известной электростатической задачи о распределении потенциала, когда на катоде имеется проводящий выступ в форме половины вытянутого эллипсоида вращения, ось которого перпендикулярна к плоскостям обкладок [13] (рис. 2, *a*). Распределение потенциала φ имеет вид:

$$\varphi(\xi, \zeta) = -\frac{U_0}{d} x(\xi, \zeta) \left\{ 1 - \left(\ln \left(\frac{1 + \varepsilon}{1 - \varepsilon} \right) - 2\varepsilon \right)^{-1} \times \left[\ln \left(\frac{\sqrt{1 + \xi/a^2 + \varepsilon}}{\sqrt{1 - \xi/a^2 - \varepsilon}} \right) - \frac{2\varepsilon}{\sqrt{1 + \xi/a^2}} \right] \right\}.$$

Здесь ξ, ζ — параболические координаты; U_0 — разность потенциалов между плоскими электродами; $x(\xi, \zeta) = (a/\varepsilon) \times$

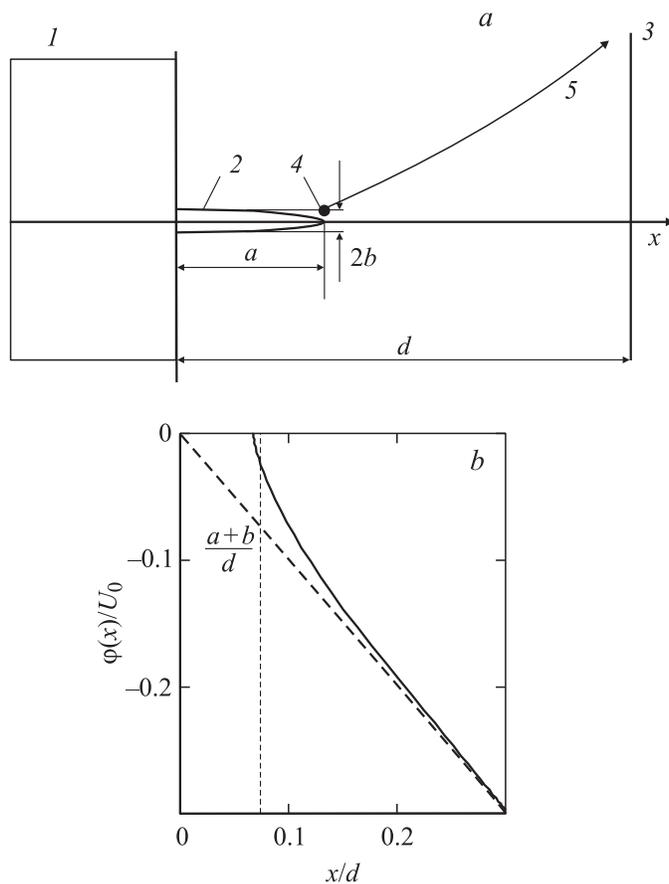


Рис. 2. Геометрия задачи (а) и распределение потенциала вдоль оси x (b), продолжающей большую ось эллипсоида и отсчитываемой от плоской поверхности катода. Для конкретности в расчетах взято: $d = 28$ mm, $a = 1$ mm, $b = 0.5$ mm. 1 — катод, $\varphi = 0$; 2 — плазма, $\varphi = 0$; 3 — анод, $\varphi = -U_0$; 4 — область ускорения электронов; 5 — траектория вылетевшего электрона.

$\times \sqrt{(1 + \xi/a^2)(1 + \xi/a^2)}$ — координата вдоль поля; a , b — большая и малая полуоси эллипса; $\varepsilon = \sqrt{1 - (b/a)^2}$ — эксцентриситет эллипсоида. Это решение справедливо при $d - a \gg b$.

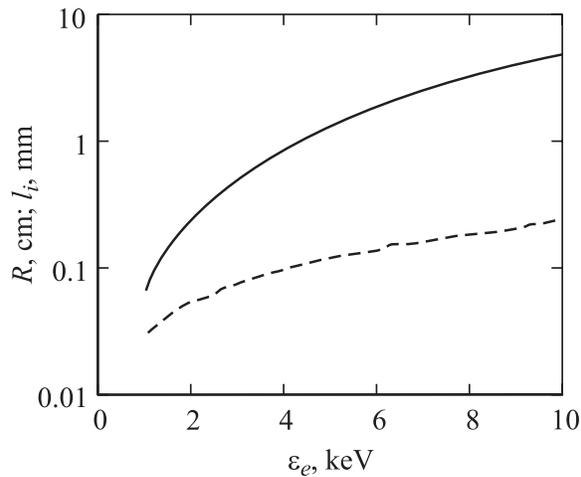


Рис. 3. Зависимость длины пробега R (в см) (сплошная кривая 1) и расстояния между актами ионизации l_i (в мм) (пунктирная кривая 2) от энергии электрона ϵ_e (в keV) в гелии. Для зависимости $\sigma_i(\epsilon_e)$ использована аппроксимация [9].

На основе точного решения (рис. 2, *b*) можно сделать следующий вывод. Падение потенциала вблизи острия происходит на расстоянии порядка радиуса кривизны острия ($\sim b$). Однако величина этого падения определяется не кривизной острия, а расстоянием от конца острия до катода a : $\varphi(a+b) = -U_0 \cdot (a+b)/d$. Действительно, устремляя радиус кривизны поля к нулю, мы получим бесконечную напряженность поля, но конечную величину падения потенциала $\varphi(a) = -U_0 \cdot a/d$. Эта величина определяется тем, насколько далеко от катода ушел кончик неоднородности.

Проведем оценки. Из фотографий видно, что размер ярких областей вблизи поверхности катода составляет примерно 1 мм. Будем считать, что плотность электронов в области катодного пятна высока, и эта плазма ведет себя как хороший проводник. Проводимость же плазмы вокруг катодных пятен будем считать небольшой. Тогда формируется распределение потенциала, близкое к рассмотренному выше в модельной электростатической задаче.

Электроны, эмитированные выступом и удалившиеся от его конца на расстояние $\sim (2 \div 3)b$ приобретают энергию $\varepsilon_e \approx eU_0a/d$. Спустя $0.5 \div 1$ ns после подачи импульса напряжения на промежуток при пиковом напряжении $U_0 \approx 100$ kV энергия быстрых электронов будет составлять $\sim 2 \div 5$ keV. Длина пробега этих электронов $R = (\varepsilon_e/\varepsilon_i)l_i$ растёт квадратично с ростом ε_e (рис. 3) и составляет $R \sim 1$ см при $\varepsilon_e \sim 4$ keV. Здесь $\varepsilon_i = 46$ eV — энергия, затрачиваемая на акт ионизации (энергия образования пары электрон–ион); $l_i = 1/\sigma_i N \sim 0.1$ mm — пробег электрона от одного акта ионизации до другого, $\sigma_i(\varepsilon_e)$ — сечение ионизации, $N \approx 2.4 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ — плотность частиц.

Согласно данным [9], скорость распространения лавин, порождаемых быстрым электроном, для приведенной напряженности поля $E/p \approx U_0/dp \sim 100$ V/(cm · Torr) составляет величину $v_d \approx 10^8$ cm/s. Соответственно лавины, порождаемые быстрым электроном, летящим прямо к аноду, перекрываются за время $l_i/v_d \approx 0.1$ ns. При этом электрон достигает катода за время ~ 0.5 ns.

Движение электрона после набора большой энергии вблизи выступа, разумеется, проходит по криволинейной траектории. Направление электрического поля вблизи острия приводит к почти изотропному испусканию электронов в полупространство между кончиком канала и анодом. Однако поле поворачивает электроны по направлению к аноду. Источниками множества перекрывающихся траекторий являются отдельные плазменные образования на катоде (рис. 1). Экранировка поля в значительной части объема имеет место, когда плотность электронов за счет размножения лавин достигнет величины $N_{e.cr} = U_0/4\pi ed^2 \sim 10^{10}$ cm⁻³.

5. Итак, из полученных данных можно сделать вывод, что объемный разряд в неоднородном электрическом поле (ОРИПЭЛ разряд [7]) формируется благодаря предыонизации быстрыми электронами. Быстрые, киловольтные, электроны возникают у катода, ускоряясь в сильном поле вблизи катодных плазменных образований. В объемном разряде при повышенном давлении без предыонизации от дополнительного источника реализованы: удельная мощность энерговода до 400 MW/cm³, плотность тока разряда в прианодной области до 3 kA/cm² и удельный энерговклад за $3-5$ ns ~ 1 J/cm³.

Квазистационарная стадия объемного разряда формируется при меньших начальных напряжениях, что также подтверждает образование большого количества быстрых электронов.

Авторы благодарят МНТЦ (проект № 1270) за поддержку данной работы.

Список литературы

- [1] *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [2] *Mesyats G.A., Osipov V.V., Tarasenko V.F.* // Pulsed gas lasers. - SPIE. Bellingham, Washington, USA: Opt. Eng. Press, 1995. 374 p.
- [3] *Тарасова Л.В., Худякова Л.Н.* // ЖТФ. 1969. Т. 39. В. 8. С. 1530–1533.
- [4] *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // УФН. 1990. Т. 160. В. 7. С. 49–82.
- [5] *Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 10. С. 29–35.
- [6] *Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 16. С. 45–53.
- [7] *Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Шунайлов С.А.* // Изв. вузов. Физика. 2003. Т. 46. № 3. С. 94–95.
- [8] *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Орловский В.М., Ткачев А.Н., Шунайлов С.А.* // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. В. 11. С. 737–742.
- [9] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. В. 5. С. 264–269.
- [10] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 16. С. 54–62.
- [11] *Яландин М.И., Шпак В.Г.* // ПТЭ. 2001. № 3. С. 5–31.
- [12] *Загулов Ф.Я., Котов А.С., Шпак В.Г., Юрике Я.Я., Яландин М.И.* // ПТЭ. 1989. № 2. С. 146–149.
- [13] *Батыгин В.В., Топтыгин И.Н.* Сборник задач по электродинамике. М.: ГИФМЛ, 1962. 480 с.