

04;07;12

## Диффузные разряды в неоднородном электрическом поле при повышенных давлениях, инициируемые убегающими электронами

© В.Ф. Тарасенко, Е.Х. Бакшт, А.Г. Бураченко, И.Д. Костыря, М.И. Ломаев, Д.В. Рыбка

Институт сильноточной электроники СО РАН,  
634055 Томск, Россия  
e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 7 апреля 2009 г.)

Проведены экспериментальные исследования диффузных (объемных) наносекундных разрядов повышенного давления в неоднородном электрическом поле при временном разрешении системы регистрации  $\sim 100$  ps. Показано, что при сокращении длительности импульса напряжения до  $\sim 100$  ps условия получения диффузного разряда без источника дополнительной ионизации расширяются, в частности, объемный разряд, инициируемый пучком электронов лавин (ОРИПЭЛ), был реализован в воздухе атмосферного давления при коротких межэлектродных зазорах. Установлено, что основной энерговклад в плазму ОРИПЭЛ происходит при аномальном тлеющем разряде после максимума напряжения на промежутке.

### Введение

В настоящее время импульсные объемные (диффузные) разряды при повышенных давлениях широко используются в науке и технике, в частности, при создании газовых и плазменных лазеров [1–3], а также лавинных коммутаторов [4]. Для формирования объемного разряда обычно применяют источники предыонизации различной конструкции и используются разрядные промежутки с однородным электрическим полем. С конца 1960-х гг. известно, что и без дополнительного источника предыонизации можно при атмосферном давлении различных газов сформировать диффузный разряд [5,6]. Для этого надо использовать импульсы высокого напряжения короткой длительности и разрядный промежуток, катод которого имеет малый радиус кривизны. При атмосферном давлении диффузный разряд был получен в гелии [5] и в воздухе [6]. Особенностью подобных разрядов является генерация рентгеновского излучения [5,6] и пучков убегающих электронов [7]. Однако данный режим разряда и в настоящее время остается слабоизученным. Это связано со сложностью измерений характеристик разряда, а также параметров пучков убегающих электронов и импульсов рентгеновского излучения, которые имеют субнаносекундные длительности (см. обзор [8] и ссылки в нем).

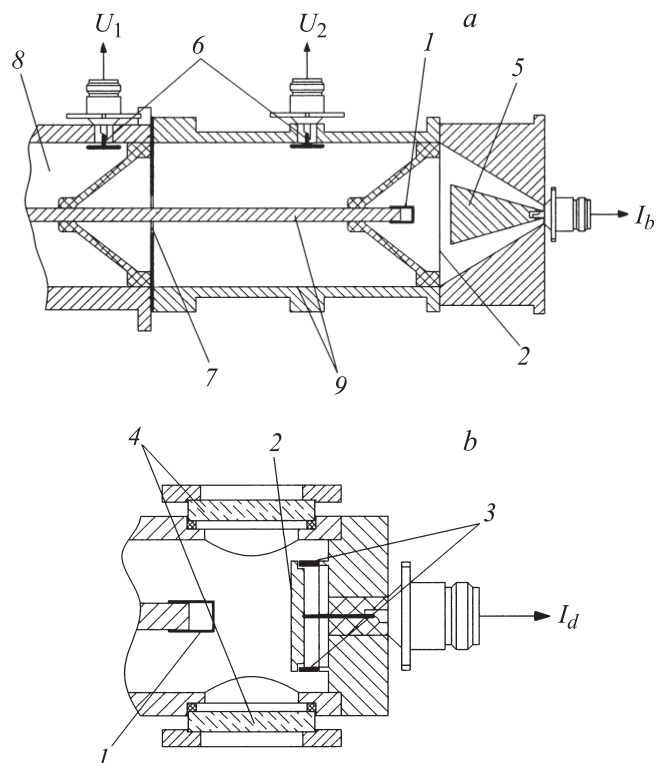
В последние годы появились новые данные об этом режиме разряда, который было предложено называть ОРИПЭЛ — объемный разряд, инициируемый пучком электронов лавин [9–18]. Было установлено, что удельная мощность энерговвода в ОРИПЭЛ может достигать  $\sim 1 \text{ GW/cm}^3$  ( $\sim 800 \text{ MW/cm}^3$  в [9,10]). Было показано, что при наносекундной длительности полярность импульса напряжения оказывает слабое влияние на формирование разряда [11,12]. Диффузный разряд был сформирован без источника дополнительной ионизации при фронте импульса напряжения в единицы [9,10,13] и

десятки [14] наносекунд, а также при напряжении в десятки киловольт [9,10,13,15]. В режиме пачек импульсов ОРИПЭЛ сохранял свои свойства при высоких частотах следования импульсов [16,17]. Плазма ОРИПЭЛ была использована для создания источников мощного ВУФ-излучения [18]. Отметим также работы [19–22], в которых исследовался искровой и диффузный разряд в неоднородном электрическом поле в промежутках с большими зазорами при длительности фронта импульса напряжения 10–20 ns. Однако в работах [5–7, 9–22] длительность импульса напряжения на полувысоте существенно превышала 1 ns, даже при подключении к генератору согласованной нагрузки.

Цель настоящей работы — экспериментально исследовать условия формирования и свойства диффузных (объемных) импульсных разрядов повышенного давления в неоднородном электрическом поле при длительности импульса напряжения на полувысоте  $\sim 1$  ns и менее и временном разрешении системы регистрации  $\sim 100$  ps.

### 1. Экспериментальная аппаратура и методики

Характеристики разряда исследовались на двух установках. Конструкции разрядных камер и генератора представлены на рис. 1. Внутренний диаметр газовой камеры равнялся  $\sim 50$  mm. Использовались плоский электрод и электрод с малым радиусом кривизны, что обеспечивало усиление поля у потенциального электрода. Потенциальный электрод был выполнен в виде трубки из стальной фольги диаметром  $\sim 6$  mm и толщиной 110  $\mu\text{m}$  или из стального шара диаметром 9.5 mm. Плоский электрод был изготовлен из латунной пластинки и соединен с корпусом камеры через шунт. Исследования также проводились при использовании анода из фольги AlBe толщиной 50  $\mu\text{m}$  и из сетки (рис. 1, а).



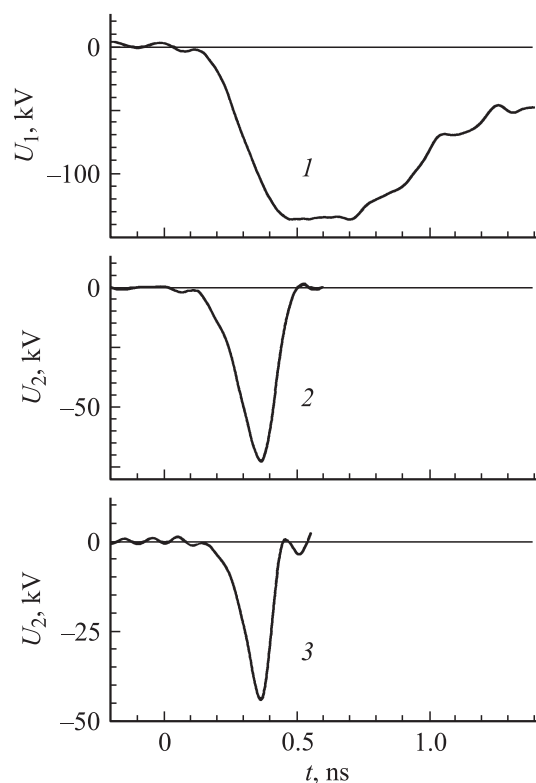
**Рис. 1.** Конструкции разрядных камер и генератора: 1 — потенциальный электрод; 2 — плоский электрод; 3 — токовый шунт; 4 — окна; 5 — коллектор; 6 — емкостные делители; 7 — срезающий разрядник; 8 — генератор СЛЭП-150, 9 — передающая линия.

При использовании анода из фольги за ней устанавливался коллектор, и измерялись характеристики сверхкороткого лавинного электронного пучка (СЛЭП). При установке сетчатого анода фотографировалось свечение разряда в промежутке с торца, а также регистрировался коллектором ток смещения, который был пропорционален току смещения в промежутке. На рис. 1, *b* показана газовая камера с окнами, через которые также осуществлялось фотографирование разряда. Эксперименты были проведены при межэлектродных зазорах от 0 (короткое замыкание) до 19 мм. На разрядный промежуток подавались импульсы напряжения от генератора СЛЭП-150 [23]. Генератор импульсов формировал импульсы напряжения с амплитудой до 150 кВ (напряжение при высокоомной нагрузке), при фронте импульса напряжения  $\sim 0.3$  нс. На выходе генератора СЛЭП-150 устанавливалась передающая линия с волновым сопротивлением 100  $\Omega$  при заполнении ее трансформаторным маслом и 140  $\Omega$  при заполнении воздухом. Длительность импульса напряжения на полувысоте в передающей линии генератора СЛЭП-150 могла изменяться от 1 до 0.1 нс за счет срезающего разрядника, установленного на входе передающей линии, в случае заполнения ее воздухом (см. рис. 1, *a*).

Осциллограммы импульсов напряжения без срезающего разрядника и при установке срезающего разрядника 3

и 1 мм приведены на рис. 2. При длительности импульса напряжения на полувысоте  $\sim 0.1$  нс его передний фронт составлял также  $\sim 0.1$  нс, а амплитуда импульса напряжения  $\sim 45$  кВ (см. рис. 2, кривая 3). На генераторе СЛЭП-150 имелась возможность изменять полярность импульса напряжения на электроде с малым радиусом кривизны.

Для регистрации импульсов напряжения использовались два емкостных делителя, что позволяло восстановить напряжение на промежутке. Ток разряда регистрировался с помощью шунта, собранного из малоиндуктивных чип-резисторов, или шунта на основе полосковых линий. Для измерения электрических сигналов использовался осциллограф TDS6604 (6 GHz, 20 GS/s). Датчики с осциллографом соединялись широкополосными коаксиальными кабелями, сигналы ослаблялись аттенуаторами 142-НМ фирмы Barth Electronics. Интегральная картина свечения разряда снималась через сетку или окно фотоаппаратом SONY A100. Экспозиционная доза рентгеновского излучения определялась с помощью дозиметра Arrow-Tech, Inc. (Model 138). Дозиметр устанавливался на расстоянии 0.1–3 см от плоскости фольги перпендикулярно оси катода. Форма импульсов рентгеновского излучения регистрировалась с помощью алмазного детектора, временное разрешение которого составляло  $\sim 0.5$  пс. Спектры излучения разряда снимались с помощью спектрометра ЕРР2000-25



**Рис. 2.** Осциллограммы импульсов напряжения без срезающего разрядника  $U_1$  (1) и при установке срезающего разрядника  $U_2$  (2, 3). Зазор в срезающем разряднике 3 мм (2) и 1 мм (3).

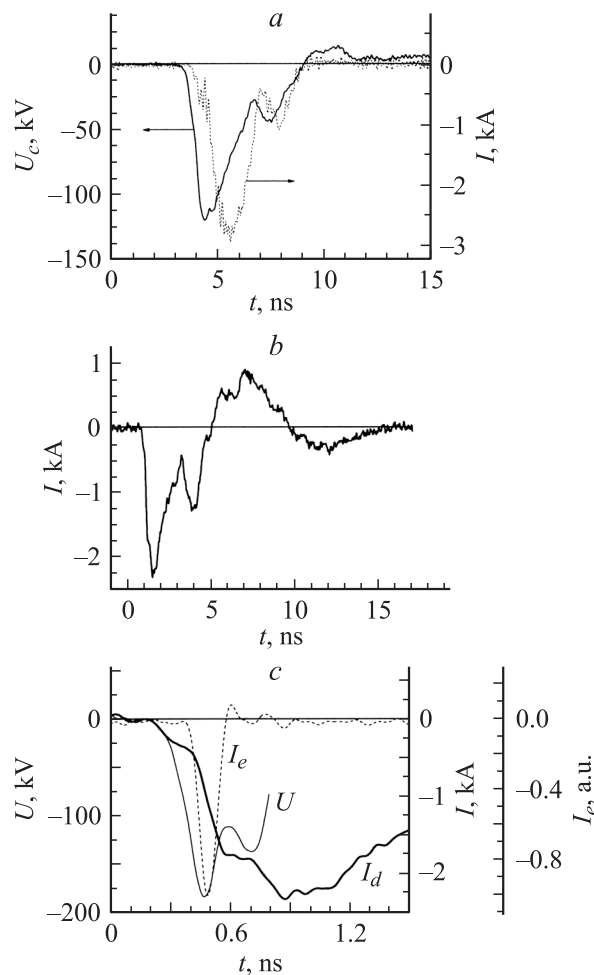
(StellarNet-Inc.) с известной спектральной чувствительностью в области от 200 до 850 nm.

## 2. Результаты исследований и их обсуждение

Как уже отмечалось, для формирования ОРИПЭЛ необходимо подать на промежуток импульсы высокого напряжения короткой длительности. Были проведены исследования вольт-амперных характеристик разряда, его пространственной формы и спектров излучения в азоте, воздухе и SF<sub>6</sub>. Длительность импульса напряжения на полувысоте, формируемая генератором СЛЭП-150 на согласованной нагрузке, составляла ~ 1, ~ 0.2, ~ 0.15 и ~ 0.1 ns. В ряде экспериментов использовались импульсы напряжения с длительностью на полувысоте ~ 2 ns. Следует отметить, что из-за наличия индуктивности обострительного разрядника и подводов от обострительного разрядника к разрядному промежутку, а также высокого сопротивления плазмы диффузного разряда перед его пробоем реальная длительность импульса тока разряда превышала длительность импульса напряжения генератора на согласованной нагрузке.

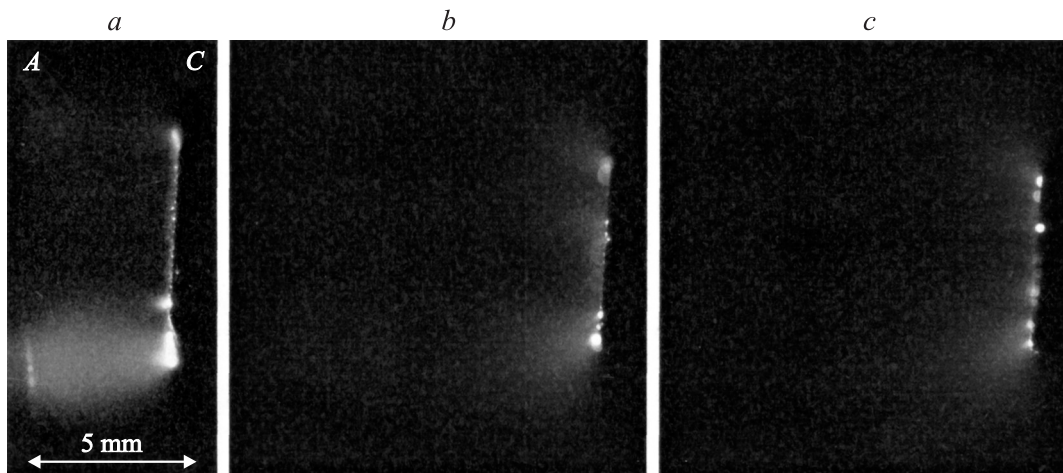
В зависимости от величины межэлектродного промежутка, сорта газа и его давления реализуются различные режимы разряда, при этом диффузная форма разряда наблюдается в широком диапазоне экспериментальных условий. На рис. 3, *a* приведены осциллограммы импульсов с делителя напряжения, установленного на расстоянии 6 см от разрядного промежутка и тока шунта (представляющего собой сумму тока разряда и тока смещения) при длительности импульса напряжения ~ 2 ns, амплитуде ~ 150 kV и межэлектродном зазоре 10 mm. Газовая камера была заполнена SF<sub>6</sub> атмосферного давления. Разряд в этих условиях был диффузным. Ток шунта начинает регистрироваться на фронте импульса напряжения, и изменения направления тока разряда не происходит. При ОРИПЭЛ в SF<sub>6</sub> сопротивление разрядной плазмы было больше, чем сопротивление генератора. Более 80% энергии от генератора вкладывается в разрядную плазму за ~ 3 ns. Первый пик на фронте импульса тока шунта обусловлен током смещения в промежутке. Вторые пики на осциллограммах напряжения и тока связаны с отражением импульса напряжения от разрядного промежутка, а затем от противоположного конца высоковольтной линии генератора, и повторным приходом импульса напряжения на промежуток.

В воздухе и азоте, а также в инертных газах атмосферного давления сопротивление плазмы разряда при пробое существенно меньше, чем в SF<sub>6</sub> при тех же значениях давления, и ток объемного разряда носит колебательный характер. На рис. 3, *b* приведена осциллограмма импульса тока шунта в азоте атмосферного давления при межэлектродном зазоре 12 mm. Длительность импульса тока увеличилась до ~ 15 ns, хотя длительность импульса напряжения в случае разряда высоковольтной



**Рис. 3.** Осциллограммы импульса тока шунта  $I$  (представляющего собой сумму тока разряда и тока смещения) и импульса с делителя напряжения  $U_c$ , установленного на расстоянии 6 см от разрядного промежутка при длительности импульса напряжения ~ 2 ns. Давление SF<sub>6</sub>р = 1 atm, межэлектродный зазор 10 mm (*a*); осциллограмма импульса тока шунта  $I$  при длительности импульса напряжения ~ 1 ns. Азот атмосферного давления, межэлектродный зазор 12 mm (*b*); осциллограммы импульса тока шунта  $I$ , тока пучка убегающих электронов  $I_e$ , расчетная кривая падения напряжения на разрядном промежутке  $U$ . Длительность импульса напряжения ~ 1 ns, азот атмосферного давления, межэлектродный зазор 12 mm (*c*).

линии в генераторе СЛЭП-150 на согласованную нагрузку была уменьшена до ~ 1 ns. Смена полярности импульса напряжения на электроде с малым радиусом кривизны не оказывала заметного влияния на формирование диффузного разряда в воздухе при длительности импульса ~ 1 ns, что согласуется с результатами, полученными ранее [11,12]. Осциллограммы импульса тока шунта и импульса напряжения для условий рис. 3, *b* приведены на рис. 3, *c*. Там же приведена осциллограмма импульса тока пучка убегающих электронов за фольгой AlBe, который генерируется в этих условиях. После подачи импульса напряжения от генератора СЛЭП-150 и формирования ОРИПЭЛ через время ~ 300 ps за



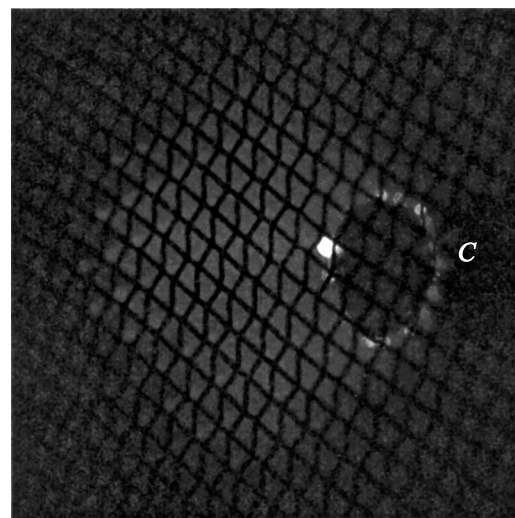
**Рис. 4.** Фотографии свечения разряда в воздухе при длительности импульса напряжения в передающей линии  $\sim 0.2$  ns и межэлектродных зазорах 4 (a), 12 (b), 16 mm (c).

фольгой регистрировался пучок убегающих электронов. Из рис. 3, c также видно, что после генерации тока пучка наблюдается повторный рост разрядного тока.

Наиболее легко сформировать ОРИПЭЛ при высоких значениях давления и прочих равных условиях в легких газах (гелий, водород и неон). Ранее авторами был получен диффузный разряд в гелии при давлении до 15 atm [8]. Если сравнить характеристики разряда в азоте и воздухе, то контрагирование разряда в воздухе наблюдается раньше, чем в азоте. При уменьшении зазора ( $d \leq 6$  mm) и длительности импульса напряжения генератора 1 и 2 ns при атмосферном давлении  $\text{SF}_6$  воздуха и азота разряд контрагировался во всех перечисленных газах. При контрагировании разряда число колебаний в импульсе тока возрастает, соответственно возрастает и длительность импульса тока разряда. Напряжение пробоя разрядного промежутка с уменьшением межэлектродного зазора, как и следует из кривой Пашена, уменьшается, а при малых давлениях снова увеличивается. Однако минимум кривой Пашена для этих условий смещается в сторону более высоких значений давления. При сравнительно больших межэлектродных промежутках (12 mm и более) разряд в азоте, воздухе и  $\text{SF}_6$  атмосферного давления был объемным при наибольших в данных условиях значениях длительности импульса напряжения генератора ( $\sim 2$  ns при согласованной нагрузке). В целом вероятность контрагирования разряда увеличивается при увеличении длительности импульса напряжения и его переднего фронта, при уменьшении межэлектродного зазора, а также при увеличении давления газа в разрядной камере до нескольких атмосфер. Следует отметить, что в случае больших удельных энергокладов ( $\sim 1 \text{ J/cm}^3$ ) разряд начинал контрагироваться и при уменьшении давления до десятых–сотых долей атмосферы и ОРИПЭЛ переходил в искровой разряд.

Как показали проведенные исследования, сокращение длительности импульса напряжения существенно расширяет условия получения диффузного разряда. На

рис. 4 приведены фотографии свечения разряда в воздухе при длительности импульса напряжения в передающей линии  $\sim 0.2$  ns и различных межэлектродных зазорах. Яркие пятна видны только на катоде, который был выполнен из трубки диаметром 6 mm. За счет сокращения длительности импульса напряжения контрагирования разряда в воздухе при атмосферном давлении при межэлектродном зазоре 4 mm не наблюдалось. При увеличении зазора ( $d = 16$  mm) ОРИПЭЛ не успевал сформироваться, а свечение наблюдалось только у катода, что соответствует импульсному коронному разряду. Однако катодные пятна успевали образовываться и в этом режиме. При межэлектродном зазоре 12 mm диффузное свечение наблюдалось у всей кромки катода, а переключение промежутка осуществлялось только одним диффузным каналом, который формировался у нижней кромки катода.



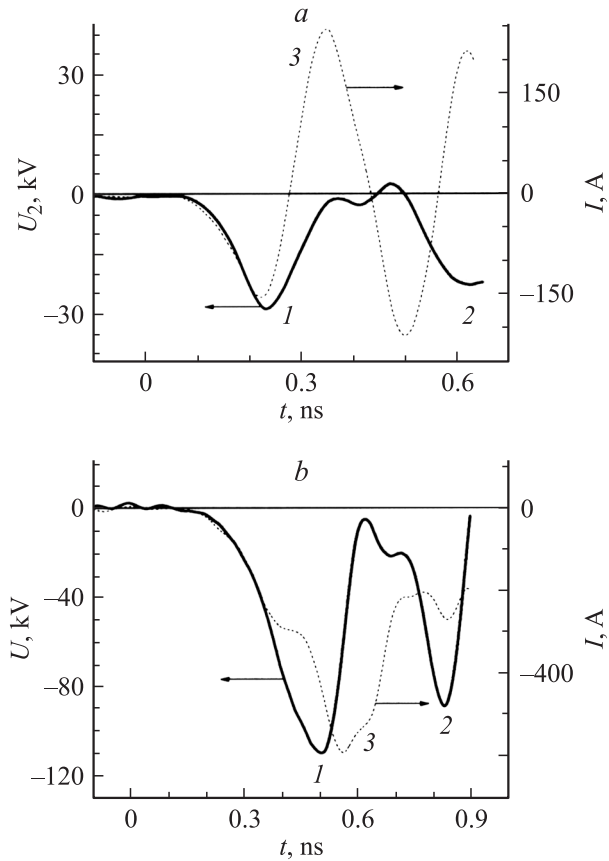
**Рис. 5.** Фотография разряда в воздухе при межэлектродном зазоре 12 mm и длительности импульса напряжения  $\sim 1$  ns.



На рис. 5 приведена фотография разряда в воздухе при межэлектродном зазоре 12 мм и длительности импульса  $\sim 1$  нс. Съемка проведена под углом к продольной оси. ОРИПЭЛ успел сформироваться, но контрагирование разряда в воздухе атмосферного давления при зазоре 12 мм не успевает произойти. Из проведенных экспериментов следует, что ОРИПЭЛ является начальной стадией разряда при подаче на промежуток с неоднородным электрическим полем импульсов напряжения с крутым передним фронтом. При увеличении длительности импульса наблюдается контрагированный разряд, а объемная стадия разряда (ОРИПЭЛ) обычно не регистрируется. Свечение ОРИПЭЛ в этих условиях маскируется излучением высокой интенсивности от искрового канала.

Осциллограммы импульсов напряжения (падающая волна 1 и отраженная от промежутка волна 2), а также тока разряда вместе с током смещения 3 на фронтах импульса напряжения приведены на рис. 6 для зазора 12 мм. Видно, что и при субнаносекундных длительностях импульса напряжения наблюдается изменение режима разряда. Для длительности импульса напряжения на полувысоте  $< 0.2$  нс (см. рис. 6, а) во время фронта импульса напряжения регистрируется ток смещения. Форма импульса тока показывает, что плотная плазма не успевает перекрыть промежуток. Свечение разряда в этих условиях соответствует импульсному коронному разряду (см. рис. 4, с). Таким образом, диффузный коронный разряд предшествует ОРИПЭЛ. При длительности импульса напряжения на полувысоте  $\geq 0.2$  нс на рис. 6, б видно увеличение тока разряда через 300 пс, что обусловлено развитием ионизационных процессов во всем промежутке, после его перекрытия волной ионизации. Свечение промежутка в этих условиях соответствует ОРИПЭЛ, рис. 4, а, а также рис. 5. Таким образом, за счет сокращения длительности импульса напряжения можно реализовать режим коронного разряда, при котором фронт волны ионизации не достигнет анода или достигнет анода после спада напряжения на промежутке. А при увеличении длительности импульса напряжения и(или) его амплитуды формируется ОРИПЭЛ. Дальнейшее увеличение длительности импульса напряжения и(или) его амплитуды приводит к контрагированию разряда.

Осциллограммы импульсов напряжения и тока шунта, синхронизованные во времени, а также мощности энерговода показаны на рис. 7 для двух различных катодов при длительности импульса напряжения на полувысоте в передающей линии  $\sim 1$  нс. Осциллограммы тока и напряжения синхронизованы друг с другом с точностью не менее 50 пс. За счет регистрации падающей на промежуток и отраженной волны напряжения для первых 900 пс было определено напряжение на промежутке. Одной из особенностей разряда при использовании импульсов напряжения с высокой скоростью нарастания (в нашем случае  $\sim 10^{14} - 10^{15}$  В/с) является то, что ток смещения может быть сопоставим по отношению к амплитудному значению тока разряда. На осциллограмме



**Рис. 6.** Осциллограммы импульсов напряжения (падающая волна 1 и отраженная от промежутка волна 2), а также тока разряда вместе с током смещения 3. Воздух атмосферного давления, межэлектродный зазор 12 мм, длительность импульса напряжения на полувысоте  $< 0.2$  нс (а),  $\geq 0.2$  нс (б).

тока участок А–В (рис. 7, а) соответствует интервалу времени, в течение которого ток проводимости в разрядном промежутке отсутствует, так что весь регистрируемый ток  $I_{osc}(t)$  в течение временного интервала  $t_A - t_B$  равен току смещения  $I_{dis}(t)$ :

$$I_{osc}(t) = I_{dis}(t). \quad (1)$$

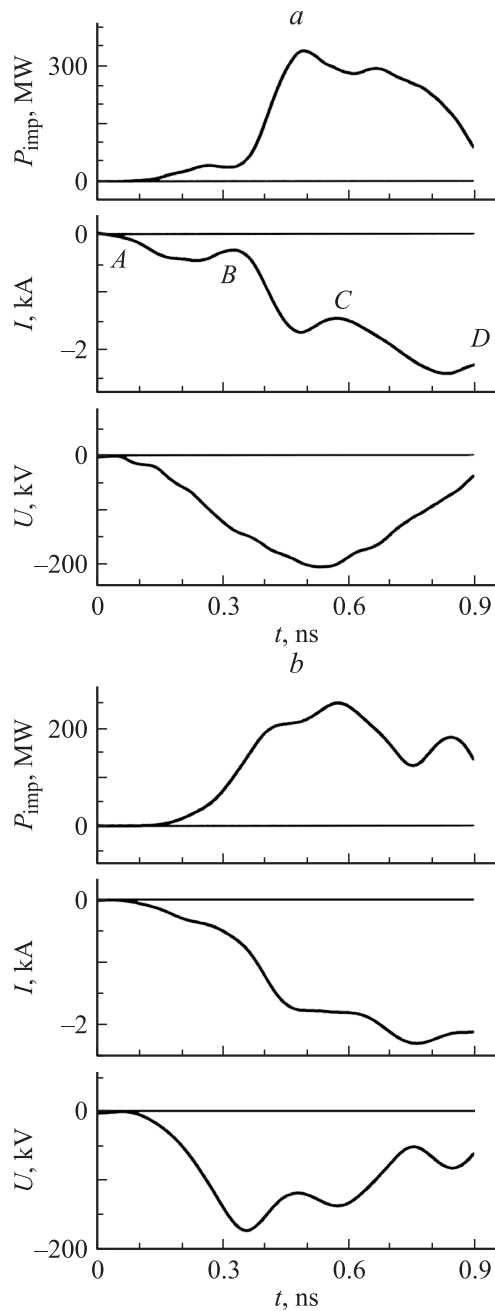
В отсутствие тока проводимости временную и пространственную зависимость напряженности электрического поля в произвольной точке промежутка можно выразить произведением двух функций, зависящих только от времени —  $U(t)$  и координат точки —  $\mathbf{k}(\mathbf{r})$ :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = U(t) \mathbf{k}(\mathbf{r}). \quad (2)$$

Ток смещения  $I_{dis}$ , протекающий через произвольную площадку  $S$ , пронизываемую силовыми линиями поля, соединяющими катод и плоский анод, может быть выражен через плотность тока смещения  $\mathbf{j} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ :

$$I_{dis}(t) = \int \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} ds = \frac{\partial U}{\partial t} \varepsilon \varepsilon_0 \int \mathbf{k} ds. \quad (3)$$

В (3)  $\mathbf{D}$ ,  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon_0$  — вектор электрического смещения, относительная диэлектрическая проницаемость среды,



**Рис. 7.** Осциллограммы импульсов тока шунта  $I$  (представляющего собой сумму тока разряда и тока смещения), расчетные кривые падения напряжения на разрядном промежутке  $U$ , мощности возбуждения  $P_{\text{imp}}$ . Длительность импульса напряжения на полувысоте в передающей линии  $\sim 1$  ns. Используются сферический (*a*) и трубчатый (*b*) катоды.

электрическая постоянная соответственно. Легко показать, что выражение  $\epsilon \epsilon_0 \int \mathbf{k} ds$  равно емкости разрядного промежутка в отсутствие проводимости  $C_0$ . В итоге можно прийти к известному выражению:

$$I_{\text{dis}}(t) = C_0 \frac{\partial U}{\partial t}. \quad (4)$$

Таким образом, на стадии зарядки емкости  $C_0$  в отсутствие проводимости разрядного промежутка ток смещения и функция  $\frac{\partial U}{\partial t}$  пропорциональны. Для экспериментально регистрируемых осциллограмм тока и напряжения это наблюдается на временном интервале  $t_A - t_B$  (рис. 7, *a*). Величина  $C_0$  при этом составляет  $\sim 0.5$  pF. На расчетной кривой полной (активной и реактивной) мощности, равной произведению тока и напряжения временной интервал  $t_A - t_B$  соответствует фазе только реактивной мощности — накоплению энергии в промежутке в виде энергии электрического поля  $W(t)$ :

$$W(t) = \int \frac{\mathbf{E} \mathbf{D}}{2} dV. \quad (5)$$

На следующем временном интервале  $t_B - t_C$ , составляющем  $\sim 220$  ps (см. рис. 7, *a*) за счет прохождения волны ионизации происходит электрический пробой газового промежутка. На этом этапе в зоне между катодом и фронтом волны ионизации полный ток  $I_{\Sigma}$  в поперечном сечении промежутка представляет сумму тока проводимости  $I_{\text{con}}$  и тока смещения  $I_{\text{dis}}$ , имеющего место вследствие продолжения нарастания напряжения на промежутке. В зоне между фронтом волны ионизации и анодом в отсутствие заметной ионизации газа протекает преимущественно ток смещения. Следует отметить, что за счет перераспределения поля в промежутке величина  $I_{\text{dis}}$  в данной зоне может существенно превышать ток зарядки емкости  $C_0$  в отсутствие проводимости промежутка. Протекание процессов ионизации на временном интервале  $t_B - t_C$  подтверждается уменьшением скорости нарастания напряжения на промежутке за счет уменьшения импеданса газового промежутка  $Z(t)$  и соответственно уменьшения коэффициента отражения по напряжению  $K_{\text{ref}}(t)$ :

$$K_{\text{ref}}(t) = \frac{Z(t) - \rho}{Z(t) + \rho}, \quad (6)$$

где  $\rho$  — импеданс передающей линии генератора.

Таким образом, на временном интервале  $t_B - t_C$  вложенная энергия, во-первых, продолжает накапливаться в виде энергии электрического поля в промежутке. Во-вторых, основная доля энергозатрат соответствует активным потерям на ионизацию и возбуждение газа при прохождении волны ионизации в промежутке. Немонотонность участка  $B - C$  на осциллограмме тока можно объяснить реакцией токового шунта, а затем и осциллографа на короткий (не более 90 ps на полувысоте) импульс тока быстрых электронов, падающих на приемную площадку токового шунта. На участке  $C - D$  наблюдаются типичные спад напряжения и рост тока.

В целом следует отметить, что на участках  $B - C$  и  $C - D$  ток проводимости  $I_{\text{con}}(t)$  отличается от тока, регистрируемого токовым шунтом  $I_{\text{osc}}(t)$ , на величину тока смещения  $I_{\text{dis}}(t)$ . Причем на участке  $B - C$  направления токов смещения и проводимости совпадают, а на участке  $C - D$  они противоположны. Соответственно для

временных интервалов  $t_B - t_C$  и  $t_C - t_D$  выражения для  $I_{\text{con}}(t)$  имеют следующий вид:

$$I_{\text{con}}(t) = I_{\text{osc}}(t) - I_{\text{dis}}(t), \quad (7)$$

$$I_{\text{con}}(t) = I_{\text{osc}}(t) + I_{\text{dis}}(t). \quad (8)$$

С точки зрения расчета энергоклада в плазму это означает, что при нарастании напряжения на промежутке помимо активных потерь происходит накопление энергии в виде энергии электрического поля (реактивная мощность и энергия), а на стадии спада напряжения — увеличение энерговода в плазму разряда за счет диссипации энергии электрического поля в промежутке. Точный расчет величины реактивной мощности на участках  $B-C$  и  $C-D$  по кривой мощности (см. рис. 7, а) затруднен, поскольку соотношение между активной и реактивной составляющими тока неизвестно. Интегрирование кривой мощности с целью определения энергоклада как функции времени приводит на участке  $B-C$  к завышению, а на участке  $C-D$  — к занижению вложенной энергии. Тем не менее подобный расчет оправдан с точки зрения сопоставления величин энергоклада на стадии прохождения промежутка волной ионизации (участок  $B-C$ ) и на стадии спада напряжения и роста тока разряда (участок  $C-D$ ). Для условий рис. 7, а (катод в виде шара) расчет энергоклада при интегрировании кривой мощности дал следующие результаты: 5.5, 59, 130 мД соответственно для временных интервалов  $A-B$ ,  $B-C$ ,  $C-D$ . Этот результат указывает на то, что основной энергоклад в плазму разряда осуществляется не в стадии прохождения промежутка волной ионизации, а позже — после пробоя промежутка и начала спада напряжения. Соответственно можно выделить две основные стадии развития ОРИПЭЛ: первая — до максимума напряжения на промежутке, вторая — после максимума. Спад напряжения на промежутке в данных условиях связан с приходом на анод фронта плотной плазмы и развитием во всем промежутке ионизационных процессов. Следует отметить, что движение фронта волны ионизации ранее подробно исследовалось в диэлектрических трубках [24]. С.И. Яковленко [25] предложил называть движение фронта волны ионизации волной размножения электронов фона (ВРЭФ). Движение ВРЭФ, согласно [25], происходит не за счет переноса электронов или фотонов в ходе пробоя, а за счет размножения в неоднородном электрическом поле электронов малой плотности (фоновых электронов [25]), которые имеются в промежутке.

При трубчатом катоде из-за более быстрого начала спада напряжения на промежутке время расчета энергоклада составляло 530 пс, а при сферическом — 350 пс. Удельная мощность энергоклада в этих условиях составляет сотни  $\text{MW}/\text{cm}^3$ . Энергоклад при времени более 900 пс не определялся из-за искажения формы импульса напряжения с емкостного делителя  $U_2$ . На рис. 5 показана фотография свечения плазмы разряда в воздухе атмосферного давления при межэлектродном

зазоре 12 мм и трубчатом катоде. Объем, занимаемый плотной плазмой, не превышает  $1 \text{ cm}^3$ , соответственно средняя удельная мощность энергоклада составляет в воздухе атмосферного давления для трубчатого катода  $> 200 \text{ MW}/\text{cm}^3$  (см. рис. 7, б).

Режим разряда после максимума напряжения на промежутке соответствует импульсному аномальному тлеющему разряду. Однако, при ОРИПЭЛ ток с катода во время аномального тлеющего разряда обеспечивает в основном взрывная эмиссия электронов. Как уже отмечалось выше, при реализации ОРИПЭЛ практически во всех газах на катоде видны яркие пятна, которые как предполагается, образуются вследствие взрывной электронной эмиссии [26]. Отметим, что при разряде в некоторых газах, например в гелии и азоте, во время ОРИПЭЛ могут иметь место и другие механизмы эмиссии электронов с катода. Так, при разряде в азоте около боковой поверхности катода наблюдалось диффузное свечение без катодных пятен. Эмиссия электронов в этой области катода, по-видимому, обеспечивается за счет фотонов ВУФ-диапазона и ионов. В гелии при давлении  $\sim 0.01 \text{ atm}$  с генератором РАДАН-220 был реализован режим ОРИПЭЛ, при котором катодные пятна отсутствовали (см. рис. 4, а в [27]).

### 3. Об излучении из плазмы ОРИПЭЛ

Как известно, плазма ОРИПЭЛ является источником рентгеновского излучения и пучков убегающих электронов, а также оптического излучения в различных спектральных диапазонах (см. обзоры [8,25] и ссылки в них). При проведении настоящей работы также регистрировался за фольгой сверхкороткий лавинный электронный пучок и рентгеновское излучение, а плазма разряда являлась источником мощного спонтанного излучения. Максимальная амплитуда тока пучка для генератора СЛЭП-150 за алюминиевой фольгой толщиной  $10 \mu\text{m}$  при зазоре 7 мм и диаметре трубчатого катода 28 мм составила  $\sim 25 \text{ A}$ . Длительность импульса тока пучка на полувысоте при этих измерениях составила  $\sim 100 \text{ ps}$ . Экспозиционная доза рентгеновского излучения за медной фольгой толщиной  $20 \mu\text{m}$  и диаметре трубчатого катода 6 мм составила  $\sim 0.6 \text{ mR}$ . Регистрируемая длительность импульса рентгеновского излучения из разрядной камеры составила  $\sim 0.5 \text{ ns}$  на полувысоте, что соответствует предельному временному разрешению используемого алмазного детектора. Вышеприведенные параметры электронного пучка и рентгеновского излучения были получены при длительности импульса напряжения  $\sim 1 \text{ ns}$ . При уменьшении длительности импульса напряжения до 200 пс и менее амплитуда тока пучка убегающих электронов и экспозиционные дозы рентгеновского излучения уменьшались. Также снижалась энергия убегающих электронов.

Спектральные исследования показали, что в азоте и воздухе (а также в  $\text{SF}_6$  за счет примеси азота) при ОРИПЭЛ наибольшую мощность имели полосы второй

положительной системы азота (наиболее интенсивная линия 337.1 nm).

#### 4. О механизме формирования ОРИПЭЛ

В исследуемых условиях реализуется следующая динамика формирования объемного разряда в промежутке, имеющем один электрод с малым радиусом кривизны. Наибольшие значения напряженности электрического поля возникают у электрода с малым радиусом кривизны за счет макро- и микро неоднородностей. При отрицательной полярности импульса высокого напряжения электрическое поле концентрируется на катоде. Концентрация электрического поля приводит к автоэлектронной эмиссии из катода, усиливающейся за счет положительного заряда нарабатываемых у катода ионов. Часть автоэмиссионных электронов в прикатодной области с высоким электрическим полем переходит в режим убегания. Эти быстрые электроны набирают энергию, большую, чем энергия, соответствующая максимуму сечения ионизации. Они движутся по направлению от катода и осуществляют предварительную ионизацию газа. Быстрые электроны за счет усиления поля у катода и увеличения напряжения на промежутке могут ускоряться до энергий единиц, а при высоких  $E/N$  ( $E$  — напряженность электрического поля,  $N$  — концентрация частиц газа) до десятков килоэлектрон-вольт. Однако электрическое поле при удалении от микро- и макро неоднородностей быстро уменьшается, и быстрые электроны обычно теряют свою энергию до единиц электрон-вольт.

Электроны, появившиеся у катода вследствие ионизации быстрыми электронами, дают начало электронным лавинам. Причем число начальных электронов, из которых развиваются лавины, настолько велико, что головки электронных лавин перекрываются до начала развития стримера. Высокая концентрация начальных электронов и перекрытие головок электронных лавин следует из факта формирования объемного (диффузного) разряда в широком диапазоне экспериментальных условий. Таким образом, на фронте импульса напряжения у катода формируется сравнительно плотная диффузная плазма. Фронт плазмы при наличии достаточно высокого электрического поля в промежутке, а это условие в данных условиях обычно выполняется, движется к аноду. После образования плазмы у катода часть электронов пучка дополнительно ускоряется за счет поляризационного самоускорения. Этому способствует увеличение напряжения на промежутке. Следует отметить, что поляризационное самоускорение электронов на „фронте поляризационного стримера“ было теоретически предсказано в [28]. В данных условиях электроны на фронте расширяющейся от катода плазмы объемного разряда ускоряются как за счет роста напряжения на промежутке, так и за счет избыточного отрицательного заряда

в головках электронных лавин. Кроме того, напряженность электрического поля в промежутке дополнительно увеличивается за счет вытеснения электрического поля из плотной плазмы волны ионизации. Все это приводит к генерации в промежутке убегающих электронов, которые пересекают оставшуюся часть промежутка и осуществляют ее предварительную ионизацию, соответственно обеспечивают формирование объемного разряда во всем межэлектродном зазоре.

Таким образом, генерация и убегание автоэмиссионных электронов, в том числе и за счет положительного заряда ионов у катода, обеспечивают формирование диффузного разряда при повышенных давлениях в прикатодной области. Предыонизацию оставшейся части промежутка обеспечивает в основном генерация убегающих электронов в промежутке при участии поляризационного самоускорения. Следует отметить, что при увеличении  $E/N$  как за счет уменьшения давления в промежутке, так и за счет увеличения амплитуды импульса напряжения, а в ряде условий — и за счет сокращения длины промежутка, электроны, эмитируемые с катода, могут переходить в режим непрерывного ускорения. Длительность импульса тока пучка при этом обычно увеличивается [27].

Формирование объемного разряда при положительной полярности электрода с малым радиусом кривизны также связано с генерацией убегающих электронов. Однако в этих условиях предыонизация промежутка осуществляется в основном рентгеновскими квантами, которые генерируются в результате торможения убегающих электронов на аноде и в промежутке. Вначале за счет подсветки от разряда по поверхности изолятора и(или) высокого градиента потенциала электрического поля у анода создаются начальные электроны. Также в промежутке при определенных условиях имеются фоновые электроны [25]. Часть начальных электронов в областях с максимальной напряженностью поля (у электрода с малым радиусом кривизны, который является анодом) переходят в режим убегания. Убегающие электроны направлены в сторону анода и при торможении на нем генерируют рентгеновские кванты характеристического излучения, которые осуществляют предыонизацию промежутка. При положительной полярности убегающие электроны генерируются в сравнительно узкой области у анода, в которой происходит наибольшее усиление электрического поля. Поэтому энергия рентгеновских квантов существенно меньше, чем при отрицательной полярности электрода с малым радиусом кривизны.

После образования у анода плотной плазмы ее фронт распространяется к катоду, а критическое поле для убегания электронов достигается на фронте волны ионизации. Рентгеновское излучение в настоящих экспериментах было зарегистрировано как при отрицательной полярности электрода с малым радиусом кривизны, так и при положительной. О рентгеновском излучении при положительной полярности электрода с малым радиусом кривизны сообщалось также в работе [6]. Однако из-за



меньшей энергии рентгеновских квантов при положительной полярности электрода с малым радиусом кривизны их труднее регистрировать. При отрицательной полярности рентгеновское излучение также участвует в предыонизации промежутка, но основную роль играют убегающие электроны.

## Заключение

Исследован пробой промежутков с неоднородным электрическим полем, заполненных различными газами, при воздействии импульсов высокого напряжения длительностью  $\sim 1$  нс и менее. Показано, что при сокращении длительности импульса напряжения условия получения диффузного разряда без источника дополнительной ионизации расширяются. Объемный разряд формируется за счет предыонизации промежутка убегающими электронами и рентгеновскими квантами. При отрицательной полярности электрода с малым радиусом кривизны формирование объемного (диффузного) разряда обусловлено предыонизацией убегающими электронами, которые генерируются за счет усиления электрического поля у катода и в промежутке. При положительной полярности электрода с малым радиусом кривизны в формировании объемного разряда важную роль играет рентгеновское излучение, которое генерируется при торможении убегающих электронов на аноде и в промежутке. ОРИПЭЛ имеет две характерные стадии. В первой стадии волна ионизации за доли наносекунды переключает промежуток. При этом ток разряда, протекающий в плотной плазме волны ионизации, замыкается током смещения в оставшейся части промежутка. Вторую стадию разряда можно отнести к аномальному тлеющему разряду с высокой удельной мощностью энерговода. Во время второй стадии напряжение на промежутке уменьшается, а в эмиссии электронов из катода могут участвовать катодные пятна, образовавшиеся в результате взрывной эмиссии электронов. При увеличении длительности напряжения и удельной мощности энерговода ОРИПЭЛ переходит в искровую форму разряда.

Авторы благодарят М.В. Ерофеева за помощь в проведении экспериментов по исследованию разряда в SF<sub>6</sub>.

## Список литературы

- [1] Gas lasers / Ed. by Mc Daniel and W.L. Nighan. NJ: Academic Press, 1982.
- [2] Mesyats G.A., Osipov V.V., Tarasenko V.F. Pulsed Gas Lasers. Washington: SPIE PRESS, 1995.
- [3] Gas lasers / Ed by I. Endo and R.F. Walter. NJ: CRC Press, Taylor and Francis Group, 2007.
- [4] Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004.
- [5] Noggle R.C., Krider E.P., Wayland J.R. // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. N 10. P. 4746–4748.
- [6] Тарасова Л.В., Худякова Л.Н. // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 8. С. 1530–1533.
- [7] Тарасова Л.В., Худякова Л.Н., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 3. С. 564–568.
- [8] Tarasenko V.F., Baksht E.K., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., and Rybka D.V. // Plasma Devices and Operation. 2008. Vol. 16. N 4. P. 267–298.
- [9] Костыря И.Д., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 8. С. 35–40.
- [10] Алексеев С.Б., Губанов В.П., Костыря И.Д., Орловский В.М., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф. // Квант. электрон. 2004. Т. 34, № 11. С. 1007–1010.
- [11] Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф. // Изв. вузов. Физика. 2004. № 12. С. 85–86.
- [12] Костыря И.Д., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев Ф.Н., Яковленко С.И. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 65–69.
- [13] Бакиит Е.Х., Тарасенко В.Ф., Ломаев М.И., Рыбка Д.В. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 9. С. 29–36.
- [14] Братчиков В.В., Гагаринов К.А., Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 7. С. 34–42.
- [15] Бакиит Е.Х., Бураченко А.Г., Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 1. С. 98–103.
- [16] Тарасенко В.Ф., Любутин С.К., Рукин С.Н., Словиковский Б.Г., Костыря И.Д., Орловский В.М. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 11. С. 69–74.
- [17] Tarasenko V.F. // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 88. N 8. P. 1501(1–3).
- [18] Бакиит Е.Х., Рыбка Д.В., Ломаев М.И., Тарасенко В.Ф. // Квант. электрон. 2006. Т. 36. № 6. С. 576–580.
- [19] Перминов А.В., Тренькин А.А. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 9. С. 52–55.
- [20] Репин П.Б., Репьев А.Н., Данченко Н.Г. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 23. С. 51–58.
- [21] Репин П.Б., Репьев А.Г. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 1. С. 78–85.
- [22] Карелин В.И., Тренькин А.А. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 9. С. 37–43.
- [23] Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В. // ПТЭ. 2008. № 4. С. 159–160.
- [24] Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филигин И.В. // УФН. 1994. Т. 164. № 3. С. 263–286.
- [25] Пучки убегающих электронов и разряды на основе волны размножения электронов фона в плотном газе / Под ред. С.И. Яковленко. М.: Наука, 2007.
- [26] Месяц Г.А. Эктон в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000.
- [27] Бакиит Е.Х., Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Сорокин Д.А., Тарасенко В.Ф. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 12. С. 29–34.
- [28] Аскарьян Г.А. // Тр. ФИАН. 1973. Т. 66. С. 66–72.