

Формирование стримеров шаровой формы при субнаносекундном пробое газов высокого давления в неоднородном электрическом поле

Д. В. Белоплов¹⁾, В. Ф. Тарасенко, Д. А. Сорокин, М. И. Ломаев

Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055 Томск, Россия

Поступила в редакцию 9 октября 2017 г.

После переработки 20 октября 2017 г.

Исследовано формирование плазмы диффузного разряда при субнаносекундном пробое промежутка “острие–плоскость”, который заполнялся различными газами: воздухом, азотом, метаном, водородом, аргоном, неоном и гелием различного давления. На острый электрод подавались наносекундные импульсы напряжения как отрицательной, так и положительной полярности. Приведены экспериментальные данные о динамике свечения плазмы на этапе формирования и распространения стримера, полученные с помощью ICCD и стрик-камер. Установлено, что во всех газах и при обеих полярностях наблюдается формирование стримеров шаровой формы. В широком диапазоне давлений при отрицательной полярности острейного электрода за плоским электродом из фольги зарегистрирован сверхкороткий лавинный электронный пучок (СЛЭП). Обсуждается механизм формирования стримеров при пробое различных газов в условиях высоких перенапряжений.

DOI: 10.7868/S0370274X17220064

Введение. Исследованиям стримерного механизма пробоя газов высокого давления при высоких перенапряжениях уделялось и уделяется большое внимание [1–13]. Данный механизм объясняет сравнительно быстрый пробой промежутка при перенапряжениях в десятки процентов [1–3]. Пробой при перенапряжении в 5 и более раз при отрицательной полярности электрода с малым радиусом кривизны относят к пробую, инициируемому убегающими электронами [4, 5]. В этих условиях зажигается диффузный разряд, который в некоторых условиях может трансформироваться в искровой [4, 14]. Однако диффузный разряд при атмосферном давлении газа и выше реализуется и при положительной полярности электрода с малым радиусом кривизны [14, 15]. В этих условиях убегающие электроны направлены в сторону положительного острия и не могут осуществлять предыонизацию газа перед фронтом стримера. Моделирование пробоя в неоднородном электрическом поле показывает, что свойства стримеров можно достаточно точно описать, задавая начальную концентрацию электронов в промежутке [9, 12].

В ряде экспериментальных работ, в которых исследовался пробой в азоте и воздухе атмосферного давления при высоких значениях приведенной напряженности электрического поля

$$E/p = U/pd \approx 100 \text{ кВ/см} \cdot \text{Торр},$$

E – напряженность электрического поля, p – давление, U – напряжение на промежутке, d – межэлектродный зазор, зарегистрированы стримеры, которые имеют шароподобную форму [6, 16, 17]. Однако механизм формирования таких стримеров в настоящее время не установлен.

Цель данной работы – исследовать методом высокоскоростной съемки формирование стримеров при пробое промежутков “острие–плоскость”, заполненных молекулярными и атомарными газами, в условиях высокого перенапряжения и при обеих полярностях, а также определить основные черты механизма их формирования в данных условиях.

Экспериментальная установка и методики измерений. Экспериментальные исследования проводились на установке, блок-схема которой представлена на рис. 1.

К газоразрядной камере поочередно подключались три генератора компании “Антарес” (Санкт-Петербург), разработанные по технологии FID. Два генератора формировали импульсы напряжения отрицательной полярности (ГИН-100-1, $U \approx 25$ кВ, $\tau_{0.5} \approx 3$ нс, $\tau_{0.1-0.9} \approx 2$ нс) и (ГИН-55-01, $U \approx 55$ кВ, $\tau_{0.5} \approx 1$ нс, $\tau_{0.1-0.9} \approx 0.7$ нс), а третий – положительной полярности (ГИН-50-1, $U \approx 25$ кВ, $\tau_{0.5} \approx 10$ нс, $\tau_{0.1-0.9} \approx 2$ нс). Импульсы напряжения подавались на промежуток с неоднородным распределением напряженности электрического поля “острие–плоскость”. Разрядная камера заполнялась возду-

¹⁾e-mail: rff.qep.bdim@gmail.com

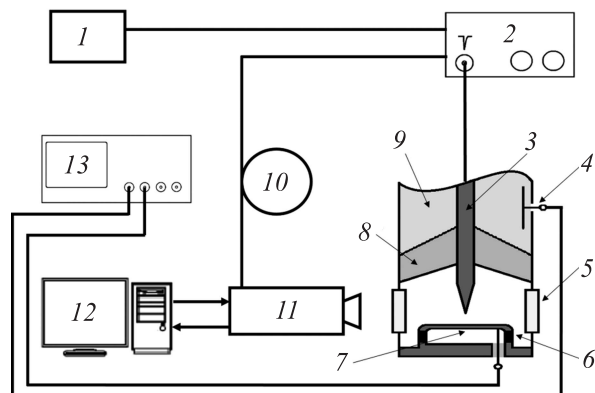


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. 1 – генератор запуска; 2 – генератор высоковольтных наносекундных импульсов напряжения; 3 – высоковольтный острый электрод; 4 – емкостный делитель напряжения; 5 – кварцевые окна; 6 – чип-резисторы; 7 – заземленный плоский электрод; 8 – изолятор; 9 – трансформаторное масло; 10 – линия задержки или генератор задержек; 11 – четырехканальная ICCD камера либо стрик-камера; 12 – компьютер; 13 – осциллограф

хом, азотом, метаном, водородом, аргоном, неон и гелием. Давление газов менялось в диапазоне 12.5–400 кПа. Высоковольтный электрод в большинстве экспериментов имел форму конуса с диаметром основания 6 мм и углом раствора при вершине конуса 60° , а заземленный – плоскую форму. Для вывода СЛЭП из разрядного промежутка и измерения его параметров плоский электрод изготавливали из алюминиевой фольги толщиной 10 мкм. В ряде экспериментов использовали трубчатый ($\varnothing = 6$ мм) высоковольтный электрод с острой кромкой. Высоковольтные электроды изготавливали из алюминия или нержавеющей стали. Межэлектродный зазор варьировался от 3 до 8 мм.

Свечение плазмы на этапе формирования и распространения стримера регистрировалось посредством четырехканальной ICCD камеры HSFC-Pro. Межэлектродный зазор был 3 мм. Для достижения большой глубины резкости использована кварцевая линза диаметром 5 см и фокусным расстоянием 27.6 см. Минимальная длительность экспозиции ICCD камеры составляла 3 нс. Для того чтобы зарегистрировать свечение плазмы на этапе формирования и распространения стримера, запуск каналов ICCD камеры осуществлялся на 2–3 нс раньше момента прихода импульса напряжения на промежуток. Благодаря наличию джиттера и набору статистики ($\sim 10^2$ реализаций) удалось запечатлеть стример на различных этапах его формирования и восстановить динамику. Необходимо отметить, что в

этом случае отсутствует точная временная привязка полученных изображений с импульсами напряжения.

Скорость стримера оценивалась, как скорость перемещения светового фронта. Для этого временной ход интенсивности излучения из различных зон вдоль промежутка регистрировался посредством стрик-камеры Hamamatsu C10910-05, оснащенной монохроматором Acton Spectra Pro SP-2300 (Princeton Instruments). Размер зоны по длине промежутка составлял 250 мкм, а по ширине – 4 мм. При разряде в азоте и воздухе осуществлялась регистрация временного хода интенсивности излучения 0–0 полосы второй положительной системы азота. При разряде в аргоне регистрировался временной ход интенсивности излучения атома аргона на длине волны 750.4 нм. Итоговая картина временного хода интенсивности излучения в каждой зоне получалась усреднением по 300 импульсам.

Газоразрядная камера была оснащена емкостным делителем напряжения, токовым шунтом, изготовленным из чип-резисторов, и коллектором для регистрации тока СЛЭП в условиях, когда на острый электрод подавались импульсы напряжения отрицательной полярности. Диаметр приемной части коллектора составлял 16 мм, а его временное разрешение ≈ 60 пс.

В отдельной серии экспериментов осуществлялась регистрация импульсов напряжения, тока разряда и тока СЛЭП. Условия эксперимента (род газа, давление, межэлектродное расстояние, напряжение на выходе ГИН) были такими же, как в экспериментах с ICCD и стрик-камерами. Сигналы с емкостного делителя напряжения, токового шунта и коллектора регистрировались цифровым осциллографом LeCroy WaveMaster 830Zi-A (полоса пропускания – 30 ГГц, шаг дискретизации – 12.5 пс).

Осциллограммы импульсов напряжения, тока разряда и тока СЛЭП. Характерные осциллограммы напряжения, тока разряда и тока СЛЭП при разряде в азоте различного давления представлены на рис. 2.

Из рис. 2 следует, что при давлении азота до 100 кПа пробой происходит на фронте импульса напряжения. С ростом давления азота растет время запаздывания и напряжение пробоя, а также убывает амплитуда тока СЛЭП. При давлении азота до 50 кПа СЛЭП не регистрировался. Это объясняется тем, что энергии электронов в СЛЭП недостаточно (< 40 кэВ) для преодоления алюминиевой фольги толщиной 10 мкм. С ростом давления растет напряжение пробоя, следовательно, растет максимальная

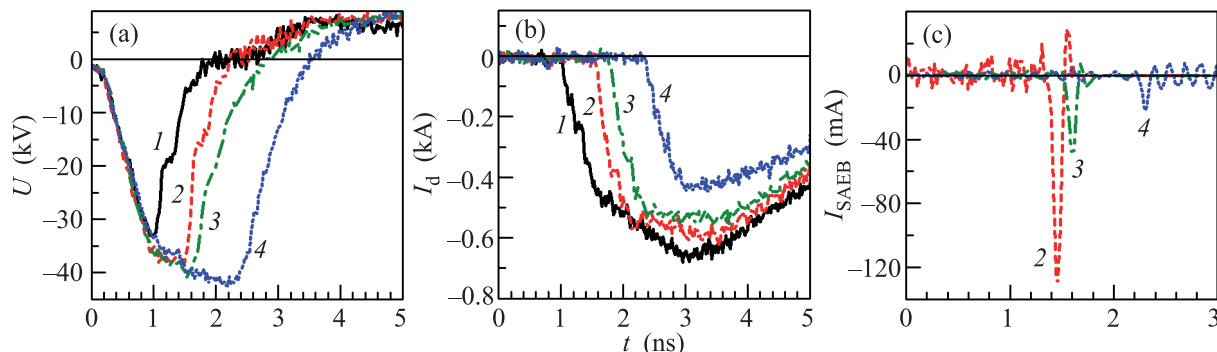


Рис. 2. (Цветной онлайн) Осциллограммы импульсов напряжения U , тока разряда I_d и тока СЛЭП I_{SAEB} , прошедшего через алюминиевую фольгу толщиной 10 мкм, в азоте при различном давлении: 1 – 12.5 кПа, 2 – 50 кПа, 3 – 100 кПа, 4 – 200 кПа. Генератор ГИН-100-1

энергия электронов в СЛЭП, определяемая как произведение eU_m , где e – заряд электрона, U_m – амплитуда напряжения. Однако с ростом давления азота уменьшается значение приведенной напряженности электрического поля, а также растет сила ионизационного торможения электронов, что негативно сказывается на общем числе убегающих электронов в СЛЭП. Кроме того, на эффективность генерации убегающих электронов оказывает влияние род газа – чем больше число электронов в молекуле или атоме, тем больше сила ионизационных потерь. Максимальные амплитуды тока СЛЭП регистрировались в He и H_2 .

При подаче на острый электрод импульсов напряжения положительной полярности СЛЭП за плоским катодом из фольги не регистрировался, поскольку электроны направлены в сторону острейного анода.

Динамика свечения плазмы из промежутка. При подаче на промежуток наносекундных импульсов напряжения обеих полярностей во всех исследуемых газах и во всем диапазоне давлений формировался диффузный (объемный) разряд. Диффузный характер разряда обусловлен формированием стримера большого размера (рис. 3).

Особенность формирования стримера в данных условиях заключается в том, что на начальных этапах он имеет форму шара. Из рис. 3 следует, как свечение вначале регистрируется на некотором расстоянии от острейного электрода (кадры 1) и на последующих этапах размеры светящейся области растут не только в направлении оси разрядного промежутка, но также и в поперечном направлении (кадры 2). В результате стример приобретает форму, близкую к шару. На последующих этапах (кадры 3) формирующаяся плазма (стример) также имеет фор-

му, близкую к шару, размер которого по мере продвижения увеличивается, а сам стример примыкает к острейно. После достижения стримером плоского электрода ток проводимости в плазме резко нарастает и наблюдается увеличение интенсивности излучения (кадры 4).

На рис. 4 представлены изображения стримеров в форме шара в других газах при отрицательной полярности острейного электрода, а также при положительной полярности в воздухе и аргоне.

Как следует из рис. 3 и 4, стример в форме шара регистрируется как в атомарных, так и в молекулярных газах различного рода при обеих полярностях импульса напряжения. Динамика формирования и распространения стримеров во всех газах подобна. Поперечные размеры стримера зависят от давления газа и уменьшаются с его ростом. На размеры стримера также оказывает некоторое влияние род газа.

При давлении аргона, воздуха и азота ≈ 400 кПа иногда наблюдалось формирование двух параллельно распространяющихся стримеров с меньшими поперечными размерами, чем в случае одиночного стримера. При использовании трубчатого высоковольтного электрода с острой кромкой во всех исследуемых газах и при всех давлениях формировалось несколько стримеров, распространяющихся в сторону плоского заземленного электрода.

После замыкания промежутка плазмой на катоде-острие обычно образуется яркое пятно. Кроме того, яркое пятно могло появляться на аноде-острие. При давлении газов 200–400 кПа пятна появлялись как на острейном электроде, так и на плоском, после замыкания промежутка плазмой.

Возможность формирования стримера с большими поперечными размерами подтверждается результатами теоретических исследований. Так в работах

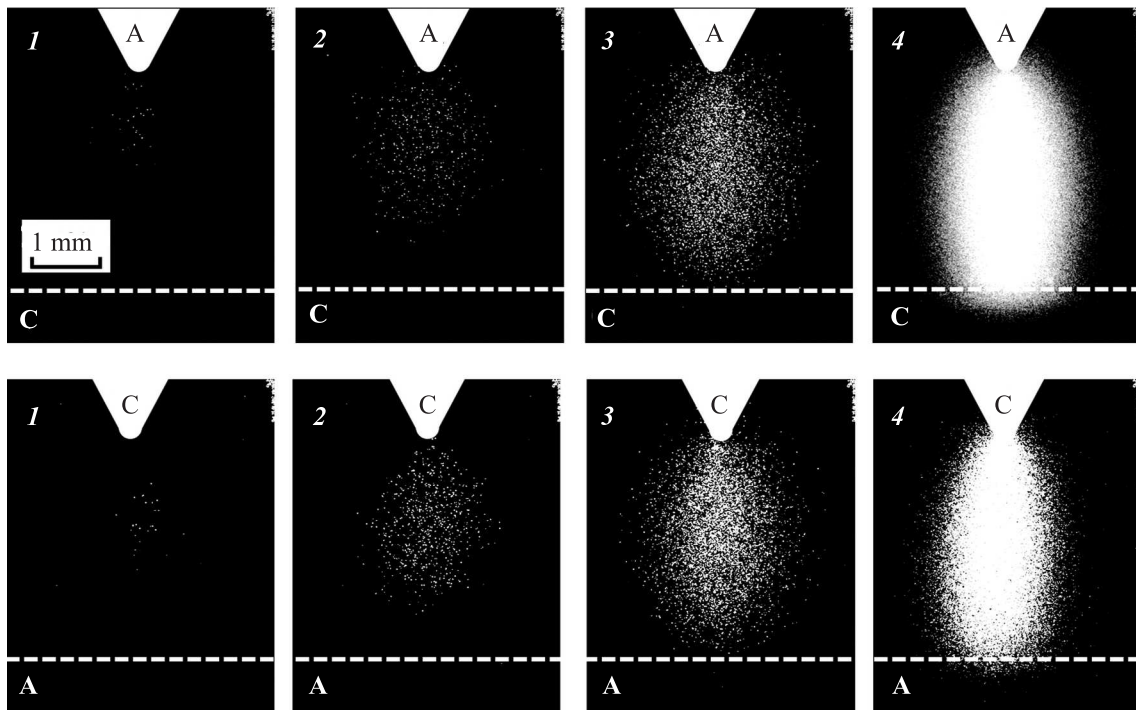


Рис. 3. Изображение свечения плазмы в различные моменты времени предпробной стадии наносекундного разряда. Давление азота – 100 кПа. Верхний ряд – положительная полярность (ГИН-50-1), нижний – отрицательная полярность (ГИН-100-1). А – анод, С – катод

[9, 12] было показано, что субнаносекундный пробой в неоднородном электрическом поле происходит вследствие формирования стримера, поперечные размеры которого достигают 1 см при межэлектродном зазоре 1.5 см.

Средняя скорость распространения стримера оценивалась по данным, полученным с помощью стрик-камеры. Оценка осуществлялась по разнице во времени появления свечения вблизи острейного электрода относительно плоского. За начало импульса излучения брался уровень сигнала, составляющий 2% от амплитудного значения. Так, средняя скорость стримера в азоте при давлении 100 кПа составила 1.8 см/нс. Исследование временного хода интенсивности излучения плазмы из различных зон вдоль промежутка показало, что скорость распространения фронта плазмы до середины промежутка меньше, чем от середины до плоского электрода. Это совпадает с данными, полученными в работах [18, 19], в которых свечение из различных зон разрядного промежутка регистрировалось с помощью фотодиода с временным разрешением ~ 80 пс. С уменьшением давления скорость стримера обычно увеличивалась.

Механизм формирования стримеров шаровой формы. Из полученных результатов следует, что при пробое промежутка “острие–плоскость”

наносекундными импульсами напряжения отрицательной и положительной полярностей формируется стример в форме шара, который с высокой скоростью перемыкает промежуток. Во всех исследованных газах стример появляется вблизи острейного электрода, а динамика его формирования существенно не отличается. Следовательно, при пробое в данных условиях наблюдаемая динамика формирования стримера должна описываться одним универсальным механизмом. При этом механизм должен объяснять высокие темпы ионизации газа (что подтверждается высокой скоростью распространения стримера), а также большие поперечные размеры стримера.

Как известно, при пробое в условиях высокого перенапряжения напряженность электрического поля на фронте стримера/волны ионизации достигает величин, превышающих критические значения для перехода электронов в режим непрерывного ускорения. В этих условиях, по нашему предположению, эффективная ионизация газа осуществляется электронами с энергией сотни электронвольт – единицы килоэлектронвольт (быстрые электроны). Таким значениям энергии электронов, как правило, соответствуют максимальные значения сечения ионизации σ_i молекул и атомов. Так, максимум σ_i для молекулы азота наблюдается при энергии электрона 100 эВ

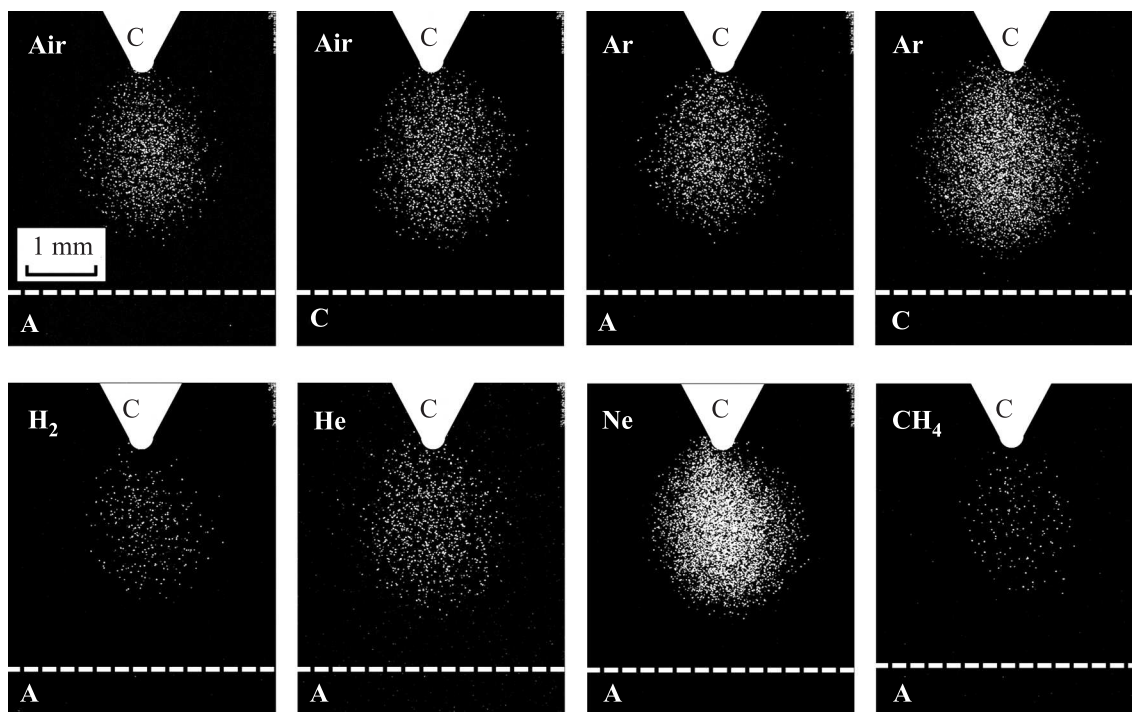


Рис. 4. Изображения свечения плазмы в предпробойной стадии наносекундного разряда в различных газах атмосферного давления. А – анод, С – катод

[3], при этом “хвост” сечения тянется вплоть до единиц килоэлектронвольт.

Наличие быстрых электронов в разрядах с высоким перенапряжением следует из расчетов в работах [10, 13, 20, 21], а в работе [20] было предложено называть их “trapped” электронами. На удалении от головки катодонаправленного стримера и положительного острия электрическое поле слабее, следовательно, процесс набора энергии электронами замедляется, а на больших расстояниях прекращается, соответственно, быстрые электроны не возникают. Однако быстрые электроны осуществляют эффективную ионизацию вблизи головки стримеров и обеспечивают их быстрое продвижение. Данный механизм объясняет эффективную ионизацию газа перед головкой стримера, которая имеет как положительный заряд (катодонаправленный стример), так и отрицательный (анодонаправленный стример).

В случае отрицательной полярности острейного электрода электроны с энергией десятки килоэлектронвольт и выше (убегающие электроны) обеспечивают предварительную ионизацию газа перед фронтом стримера, и часть этих электронов регистрируется за анодом из фольги (см. рис. 2с) [14, 18, 19, 22–24]. В работе [22] убегающие электроны регистрировались также через боковое окно разрядной камеры, в

котором располагалась фольга, а за ней – коллектор, что свидетельствует о генерации убегающих электронов не только в направлении анода, но и в боковом направлении.

При положительной полярности острейного электрода предварительная ионизация газа обеспечивается мягким рентгеновским излучением (характеристическим и тормозным), возникающим при торможении быстрых электронов. Теоретически высокая эффективность генерации характеристического излучения при торможении убегающих электронов на легких газах была показана в работе [25]. Экспериментально характеристическое излучение было зарегистрировано при разряде в неоднородном электрическом поле в азоте и воздухе [26], а также при низких давлениях в аргоне [27]. Отметим также, что о регистрации рентгеновского излучения при малых межэлектродных зазорах сообщалось в работах [28, 29]. Кроме того, рентгеновское излучение при формировании стримера вблизи анода с малым радиусом кривизны было зарегистрировано в работе [30].

Выводы. Проведенные исследования показали, что при пробое промежутка “острие–плоскость”, заполненного различными газами (воздух, азот, метан, водород, аргон, неон, гелий), в условиях высокой скорости нарастания напряжения на промежутке

($\sim 10^{13}$ В/с) и обеих полярностях формируется стример больших размеров в виде шара. Скорость распространения фронта стримера составляет единицы сантиметров за наносекунду и более. После замыкания промежутка стримером зажигается диффузный разряд. При отрицательной полярности острейного электрода за анодом из фольги регистрируется пучок убегающих электронов.

Исходя из однотипной наблюдаемой динамики формирования и распространения стримеров как в молекулярных, так и в атомарных газах различного давления, а также при обеих полярностях, предлагается новый механизм их формирования. Согласно этому механизму высокая скорость ионизации газа при обеих полярностях обеспечивается быстрыми электронами с энергией сотни электронвольт – единицы килоэлектронвольт, а предыонизация газа осуществляется убегающими электронами с энергией десятки килоэлектронвольт и более – при отрицательном острие и рентгеновским излучением (характеристическим и тормозным) – при положительном острие.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 17-72-20072).

1. J. M. Meek, Phys. Rev. **57**, 722 (1940).
2. Г. Петер, *Электронные лавины и пробой в газах*, пер. с англ., Мир, М. (1968) [H. Raether, *Electron avalanches and breakdown in gases*, Butterworths, London (1964)].
3. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Интеллект, Долгопрудный (2009).
4. Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц, *Физика импульсного пробоя газов*, Наука, М. (1991).
5. S. M. Starikovskaia, N. B. Anikin, S. V. Pancheshnyi, D. V. Zatsepin, and A. Y. Starikovskii, Plasma Sources Sci. Technol. **10**, 344 (2001).
6. A. Yu. Starikovskiy, IEEE Trans. Plasma Sci. **39**, 2602 (2011).
7. Л. П. Бабич, Е. И. Бочков, И. М. Куцык, Письма в ЖЭТФ **99**, 452 (2014).
8. S. Sadigh, N. Liu, J. R. Dwyer, and H. K. Rassoul, J. of Geophys. Res.: Atmospheres **120**, 3660 (2015).
9. N. Yu. Babaeva and G. V. Naidis, Phys. Plasmas **23**, 083527 (2016).
10. C. Köhn, O. Chanrion, and T. Neubert, Plasma Sources Sci. Technol. **26**, 015006 (2016).
11. D. Bošnjaković, Z. L. Petrović, and S. Dujko, J. Phys. D: Appl. Phys. **49**, 405201 (2016).
12. N. Yu. Babaeva, D. V. Tereshonok, and G. V. Naidis, Plasma Sources Sci. Technol. **25**, 044008 (2016).
13. C. Köhn, O. Chanrion, and T. Neubert, Geophys. Res. Lett. **44**, 2604 (2017).
14. *Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges*, ed. by V. F. Tarasenko, Nova Science Publishers. Inc, N.Y. (2014).
15. И. Д. Костыря, В. Ф. Тарасенко, Известия вузов. Физика **29**, 85 (2004).
16. P. Tardiveau, N. Moreau, S. Bentaleb, C. Postel, and S. Pasquiers, J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 175202 (2009).
17. P. Tardiveau, L. Magne, E. Marode, K. Ouaras, P. Jeanney, and B. Bournonville, Plasma Sources Sci. Technol. **25**, 054005 (2016).
18. M. I. Lomaev, D. V. Beloplotov, V. F. Tarasenko, and D. A. Sorokin, IEEE Trans. Dielectrics and Electr. Insul. **22**, 1833 (2015).
19. В. Ф. Тарасенко, Д. В. Белоplotов, М. И. Ломаев, Физика плазмы **41**, 902 (2015).
20. E. E. Kunhardt and W. W. Byszewski, Phys. Rev. A **21**, 2069 (1980).
21. W. W. Byszewski and G. Reinhold, Phys. Rev. A **26**, 2826 (1982).
22. V. F. Tarasenko, E. K. Baksht, A. G. Burachenko, I. D. Kostyrya, M. I. Lomaev, and D. V. Rybka, Plasma Dev. and Oper. **16**, 267 (2008).
23. В. Ф. Тарасенко, С. И. Яковленко, В. М. Орловский, А. Н. Ткачев, С. А. Шунайлов, Письма в ЖЭТФ **77**, 737 (2003).
24. В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакшт, Д. В. Белоplotов, А. Г. Бураченко, И. Д. Костыря, М. И. Ломаев, Д. В. Рыбка, Д. А. Сорокин, Письма в ЖЭТФ **102**, 388 (2015).
25. А. В. Козырев, В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакшт, Ю. В. Шутько, Письма в ЖТФ **37**, 26 (2011).
26. В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакшт, А. Г. Бураченко, М. И. Ломаев, Прикладная физика **4**, 49 (2016).
27. В. О. Пономаренко, Г. Н. Толмачев, Успехи прикладной физики **1**, 49 (2013).
28. Ю. Л. Станкевич, В. Г. Калинин, ДАН СССР **177**, 72 (1967).
29. T. Shao, Ch. Zhang, Zh. Niu, P. Jan, V. F. Tarasenko, E. Kh. Baksht, I. D. Kostyrya, and Yu. V. Shut'ko, J. Appl. Phys. **109**, 083306 (2011).
30. C. V. Nguyen, A. P. J. Van Deursen, E. J. M. Van Heesch, G. J. J. Winands, and A. J. M. Pemen, J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, 025202 (2009).