

**CHARACTERISTICS OF A DISCHARGE AND A RUNAWAY ELECTRON BEAM INITIATED INITIATION BY VOLTAGE PULSE BURSTS***Dmitry Alekseevich Sorokin <sup>a</sup>, Dmitry Viktorovich Beloplotov*

Institute of High Current Electronics SB RAS, Akademichesky Ave. 2/3, 634055, Tomsk, Russia

<sup>a</sup> SDmA-70@loi.hcei.tsc.ru

---

**ABSTRACT**

Studies on the process of discharge formation and generation of runaway electrons in a “point–plane” gap filled with atmospheric pressure air under conditions of excitation by burst (from 10 to 10<sup>3</sup>) of high-voltage voltage pulses, following with a frequency in the range of 10–10<sup>3</sup> Hz. The studies were carried out by measuring electrophysical characteristics with sensors with high time resolution and recording the dynamics of plasma emission with high-speed equipment. It was found that increasing the pulse repetition rate to 10<sup>2</sup> Hz reduces the amplitude of the current pulse of the runaway electron beam up to 4 times, stabilization of which is observed by the 10th breakdown. As the frequency increases to 10<sup>3</sup> Hz, the amplitude of the beam current decreases by an order of magnitude or more. As an explanation, a decrease in the breakdown voltage due to heating of the gas mixture, accumulation of nitrogen metastables, as well as vapors of materials from the pointed electrode in the discharge gap is proposed.

**KEYWORDS**

Runaway electrons; voltage pulse bursts; pulse-periodic mode; nanosecond discharge; sharply non-uniform electric field; streamer breakdown mechanism; atmospheric pressure; gas heating; metastable species.

**ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗРЯДА И ПУЧКА УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ В УСЛОВИЯХ ИНИЦИИРОВАНИЯ ПАЧКАМИ ИМПУЛЬСОВ НАПРЯЖЕНИЯ***Дмитрий Алексеевич Сорокин <sup>a</sup>, Дмитрий Викторович Белоплотов*

Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, 634055, Томск, пр. Академический, 2/3

<sup>a</sup> SDmA-70@loi.hcei.tsc.ru

---

**АННОТАЦИЯ**

Проведены исследования процесса формирования разряда и генерации убегающих электронов в промежутке «острие–плоскость», заполненном воздухом атмосферного давления, в условиях инициирования пачками (от 10 до 10<sup>3</sup>) высоковольтных импульсов напряжения, следующих с частотой в диапазоне 10–10<sup>3</sup> Гц. Исследования проводились при помощи измерения датчи-

ками с высоким временным разрешением электрофизических характеристик и регистрации динамики оптического излучения плазмы высокоскоростным оборудованием. Обнаружено, что увеличение частоты следования импульсов напряжения до  $10^2$  Гц снижает амплитуду импульса тока пучка убегающих электронов до 4 раз, стабилизация которой наблюдается к 10-му пробую. При увеличении частоты до  $10^3$  Гц амплитуда тока пучка снижается на порядок и более. В качестве объяснения предлагается снижение напряжения пробоя вследствие нагрева газовой смеси, накопления метастабильных молекул азота, а также образования паров материала острейного электрода в разрядном промежутке.

## КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

Убегающие электроны; пачки импульсов напряжения; импульсно-периодический режим; наносекундный разряд; резко неоднородное электрическое поле; стримерный механизм пробоя; атмосферный воздух; нагрев газа; метастабильные частицы.

## Введение

Высоковольтный наносекундный электрический разряд в плотной газофазной среде, ввиду разнообразия физических процессов, развивающихся на экстремально малом временном масштабе, представляет собой объект, привлекающий внимание исследователей во всем мире на протяжении многих лет [1–18]. Обычно для его формирования используется газонаполненный диод, образованный парой электродов, по крайней мере один из которых имеет малый радиус кривизны. Так, например, один электрод, чаще высоковольтный, может быть выполнен в форме острия (игла, трубка, лезвие и т.п.), а другой иметь форму плоскости, либо тоже быть острым. Инициирование разряда осуществляется подачей на межэлектродный промежуток импульса напряжения амплитудой десятки–сотни киловольт с (суб) наносекундным фронтом. Вследствие обусловленного геометрией электродного узла резко неоднородного распределения напряженности электрического поля в промежутке происходит череда физических процессов, приводящих к формированию диффузного разряда, обладающего рядом уникальных особенностей.

В данном случае пробой промежутка типа «острие-плоскость» с локальным пере-напряжением происходит вне зависимости от полярности, а также сорта и давления газовой среды, за счет его переоткрытия стримером, поперечные размеры которого могут составлять несколько сантиметров, т.е. быть сопоставимыми с длиной разрядного промежутка [7, 8]. При этом развитие и распространение стримера происходит за время менее 1 нс, т.е. в промежутке реализуется обеспечивающая нарастание проводимости высокоскоростная волна ионизации [15]. При такой высокой скорости ионизационных процессов, еще до перекрытия промежутка плазмой, во внешней цепи регистрируется ток проводимости, величина которого может достигать единиц килоампер, что, в свою очередь, свидетельствует о факте передачи энергии за очень короткое время, т.е. сверхбыстрой коммутации энергии. Таким образом, для данного типа электрического разряда открываются перспективы использования в коммутационной технике [15, 19].

С другой стороны, исследования морфологических, электрофизических, оптических и плазменных параметров высоковольтного наносекундного разряда подтверждают,

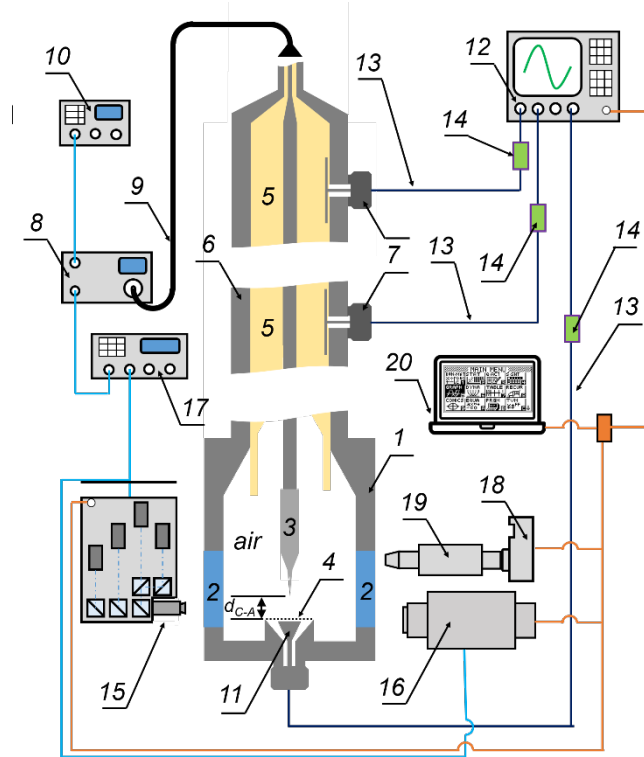
что в широком диапазоне условий при его зажигании формируется неравновесная низкотемпературная плазма («холодная» плазма), являющаяся источником химических активных частиц, представляющих интерес с точки зрения воздействия на материалы в различных агрегатных состояниях с целью их очистки, модификации, деактивации/активации, обеззараживания и др. [20, 21].

Указанным выше особенностям разряда данного типа в значительной степени способствуют генерирующиеся в данных условиях и обеспечивающие ионизацию газа перед фронтом стримера убегающие электроны (УЭ) и инициируемые этими электронами рентгеновские кванты [22–27]. Убегание электронов – фундаментальное явление, имеющее место не только в лабораторных, но и в природных электроразрядных явлениях [28, 29]. Огромное количество научных работ посвящено изучению механизма генерации УЭ и их различных характеристик при широком разнообразии условий. За исключением относительно недавних работ [22–26], большинство полученных в данном направлении исследований результатов обобщены в нескольких коллективных монографиях [1, 2, 27]. При этом доминирующая часть публикаций, помимо нескольких (см., например, [30, 31]), на эту тему посвящена генерации УЭ при формировании разряда в режиме однократного импульса, при котором возбуждается объем газа с незначительным числом свободных заряженных частиц, и пробой происходит при высоком напряжении, что способствует генерации достаточно большого количества высокоэнергетических электронов, в том числе с энергиями, превышающими напряжение на промежутке. Так, при определенных условиях ток УЭ достигает единиц килоампер при длительности импульса  $\sim 100$  пс [27].

С точки зрения коммутационной техники, интерес представляют устройства, работающие в режиме следования импульсов напряжения, в том числе пачками. В этом случае характеристики разряда могут значительным образом отличаться от таковых для режима однократного импульса, поскольку должны оказывать влияние эффекты, обусловленные частотой, например, нагрев газа и «эффект памяти» [32, 33]. Несомненно, указанные факторы должны влиять на процесс генерации убегающих электронов, а также на величины, характеризующие их. В этой связи, целью данной работы является определить степень влияния параметров (количество импульсов, частота их следования) пачек импульсов напряжения на процесс пробоя, морфологические и электрофизические параметры разряда и характеристики тока убегающих электронов.

### 1. Экспериментальная установка и методики измерений

Схематичное изображение экспериментальной установки, используемой в данной работе, представлено на рис. 1. Наполняемая газом разрядная камера представляла собой цилиндр из нержавеющей стали с внутренним диаметром 54 мм (1). Камера была оснащена боковыми окнами, изготовленными из кварца (2). Электродный узел разрядной камеры был выполнен в геометрии «острие–плоскость». Высоковольтный катод (3) был выполнен из швейной иглы с диаметром основания 1 мм и радиусом кривизны  $\approx 80$  мкм. В качестве заземленного анода использовалась перфорированная сетка с пропусканием по свету 13% (4). Межэлектродное расстояние  $d_{C-A}$  составляло 0,85 см. Внутри камеры располагался профилированный цилиндр из фторопласта (5), который служил в качестве изолятора. В экспериментальных исследованиях разрядная камера заполнялась окружающим воздухом атмосферного давления.



**Рис. 1.** Схематичное изображение экспериментальной установки:

- 1 – разрядная камера; 2 – кварцевые окна; 3 – высоковольтный катод; 4 – заземленный сеточный анод; 5 – изолятор; 6 – двухсекционная передающая линия; 7 – емкостные делители напряжения; 8 – генератор импульсов напряжения; 9 – высоковольтный кабель; 10 – генератор задержек; 11 – токовый коллектор; 12 – цифровой осциллограф; 13 – коаксиальные кабели; 14 – аттенюаторы; 15 – четырехканальная ICCD камера; 16 – ультраскоростная стрик камера; 17 – генератор задержек; 18 – цифровая фотокамера; 19 – длиннофокусный микроскоп; 20 – компьютер

**Fig. 1.** Schematic of the experimental setup:

- 1 – discharge chamber; 2 – quartz windows; 3 – high-voltage cathode; 4 – grounded mesh anode; 5 – insulator; 6 – two-section transmission line; 7 – capacitive voltage dividers; 8 – voltage pulse generator; 9 – high-voltage cable; 10 – delay generator; 11 – current collector; 12 – digital oscilloscope; 13 – coaxial cables; 14 – attenuators; 15 – four-channel ICCD camera; 16 – ultrafast streak camera; 17 – delay generator; 18 – digital photcamera; 19 – long-distance microscope; 20 – personal computer

К разрядной камере может быть последовательно присоединена коаксиальная передающая линия (6) с импедансом  $Z = 75 \text{ Ом}$ . Каждая секция имеет длину 1 метр и оснащена емкостным делителем напряжения (7) с субнаносекундным временным разрешением. Линия позволяет измерять падающую на диод  $U_{\text{inc}}(t)$  и отраженную от него  $U_{\text{ref}}(t)$  волны напряжения, используя которые можно восстанавливать временное поведение напряжения на межэлектродном промежутке  $U(t)$  и, следовательно, определять ток разряда  $I(t)$  посредством выраже-

ния  $I(t) = (U_{\text{inc}}(t) - U_{\text{ref}}(t))/Z$  в режиме реального времени математическими средствами осциллографа.

К промежутку прикладывались импульсы напряжения отрицательной полярности от высоковольтного генератора (8) ГИН-100-1 (FID Technology GmbH, Германия; [76]), подключаемого через высоковольтный кабель (9) длиной 3 метра с импедансом  $Z = 75 \text{ Ом}$  непосредственно к камере либо к передающей линии. Амплитуда, длительность на полувывоте и время нарастания импульса напряжения составляли  $U_0 = -25 \text{ кВ}$ ,  $\tau_{1/2} = 4,4 \text{ нс}$

и  $\tau_{\phi} = 1,8$  нс, соответственно. Высоковольтный генератор подключался к цифровому генератору задержек BNC-565 (10), что обеспечивало его срабатывание в режиме пачек, состоящих из  $n$  импульсов, которые могли следовать с частотой  $f$ .

Измерение тока убегающих электронов (УЭ)  $I_{RE}(t)$  производилось при помощи токового коллектора (11) с временным разрешением несколько десятков пикосекунд, который монтировался при помощи фланцевого крепления непосредственно за сетчатым заземленным электродом. Приемная часть коллектора была выполнена в форме конуса с диаметром основания 7 мм и располагалась на расстоянии 2 мм от поверхности сетчатого анода. С более подробным описанием конструкций и характеристик, используемых в наших исследованиях измерительных датчиков, можно ознакомиться в работах [7, 8, 15, 26].

Осциллограммы электрических сигналов с датчиков напряжения и тока записывались при помощи цифрового осциллографа реального времени (12) MSO64B (полоса пропускания  $BW \leq 8$  ГГц, частота дискретизации 20 ГВыб/с; Tektronix Inc., США). Транспортировка сигналов от датчиков к осциллографу происходила посредством коаксиальных кабелей (13) марки Radiolab 5D-FB (импеданс 50 Ом,  $BW \leq 30$  ГГц). Входы осциллографа оснащались аттенуаторами (14) модели Barth 142-NM ( $BW \leq 30$  ГГц; Barth Electronics Inc., США). В эксперименте записывался только последний импульс в пачке.

Наблюдение за развитием разряда производилось методом высокоскоростной оптической съемки с помощью четырехканальной ICCD камеры (15) HSFC-PRO (PCO AG, Германия) и сверхбыстрой стрик-камеры (16) Hamamatsu C10910-05 (Hamamatsu К.К., Япония). Хотя минимальное время экспозиции ICCD камеры составляет 3 нс, она позволяла регистрировать более быстрые процессы до 0,2 нс из-за неидеальной синхронизации каналов ICCD камеры друг с другом.

Входная щель стрик-камеры была ориентирована вдоль продольной оси разрядного промежутка. В экспериментах ее ширина составляла 20 мкм, что обеспечивало временное разрешение десятки пикосекунд. ICCD и стрик камеры срабатывали одновременно, что обеспечивалось подачей на них сигнала от цифрового генератора задержек (17) DG645 (Stanford Research Systems, США).

Для получения интегральных по времени изображений свечения плазмы разряда использовалась полнокадровая (36×24 мм) беззеркальная 30.3-мегапиксельная камера (18) Canon EOS R (Canon Inc., Япония), оснащенная длиннофокусным микроскопом (19) K2 Distamax (Infinity Photo-Optical, США) с фокусером CentriTel и объективом CF-3 (оптическое разрешение до 1,7 мкм). Накопление и обработка данных в цифровом виде от измерительного оборудования производились с использованием персонального компьютера (20).

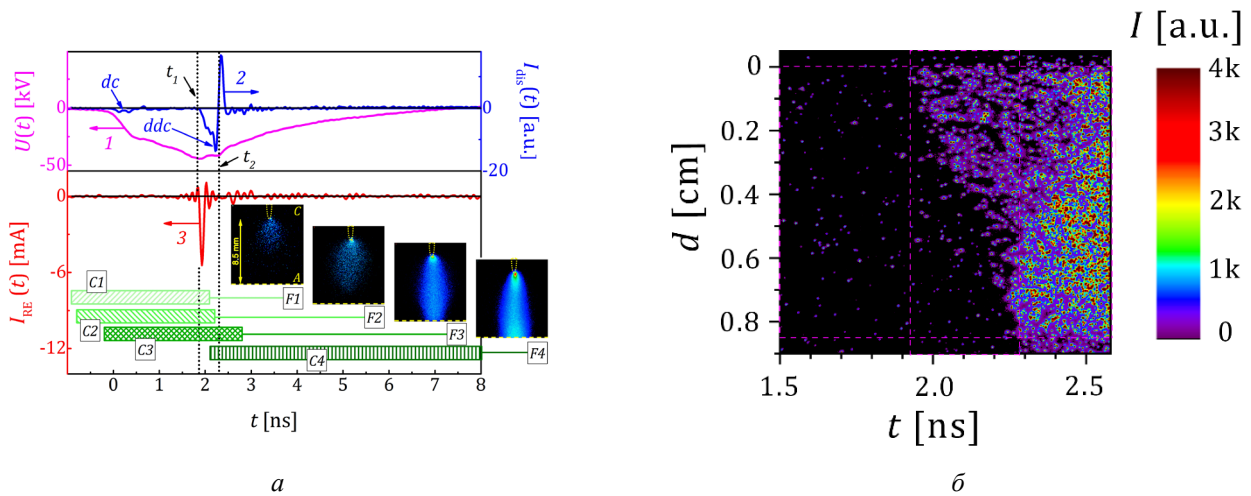
## 2. Результаты и их обсуждение

Экспериментально изучено влияние частоты следования импульсов напряжения и их числа в пачке на процесс генерации УЭ. Известно, что УЭ генерируются в предпробойной стадии в условиях резко неоднородного распределения электрического поля в межэлектродном промежутке. Формирование разряда осуществлялось в заполненном окружающим воздухом промежутке длиной 0,85 см подачей на него пачек, состоящих из  $n = 1-10^3$  высоковольтных наносекундных импульсов напряжения с частотой  $f$  в диапазоне от 10 до  $10^3$  Гц. Для выявления влияния режима возбуждения на процесс генерации УЭ, в ходе работ записывались осциллограммы напряжения на промежутке  $U(t)$  и тока УЭ  $I_{RE}(t)$  за сетчатым анодом, реализующиеся в режиме пачек импульсов, которые затем сравнивались между собой и с аналогичными осциллограммами для моноимпульсного режима  $n = 1$ .

Что касается моноимпульсного режима, то, как известно [7, 8], пробой промежутка

геометрии «острие–плоскость» в этом режиме происходит, вероятнее всего, в момент достижения напряжением на промежутке максимального значения (рис. 2, а). Ранее было показано, что при этих условиях в пространстве между электродами развивается стимер с большими поперечными размерами, а пробой происходит на субнаносекундном временном масштабе, что наглядно демонстрируется отражающими динамику свечения плазмы изображениями, снятыми ICCD (F1–F4; рис. 2, а) и стрик камерами (рис. 2, б). Процесс развития стимера в промежутке сопровождается заметным падением напряжения на нем. Данное обстоятельство связано с протеканием в нем динамического тока смещения ( $ddc$ ; рис. 2, а), обусловленного быстрым перераспределением напряженности электрического

поля вследствие образования проводящей плазмы [7]. Динамический ток смещения может достигать значений вплоть до 1 кА, а его поведение во времени позволяет анализировать динамику пробоя (см подробнее в [7, 8]). Для условий эксперимента из рис. 2 следует, что перекрывание промежутка стимером происходит за время менее 0,5 нс. Амплитуда импульса тока УЭ, регистрируемого коллектором, достигает 4 мА при длительности на полувысоте около 0,08 нс (сопоставимо с переходной характеристикой осциллографа). В работе [26] было показано, что УЭ рождаются вблизи острия на стадии лавинного размножения. Отметим, что при использовании осциллографа с более широкой полосой пропускания измеренная длительность импульса тока пучка составила 0,016 нс [34].

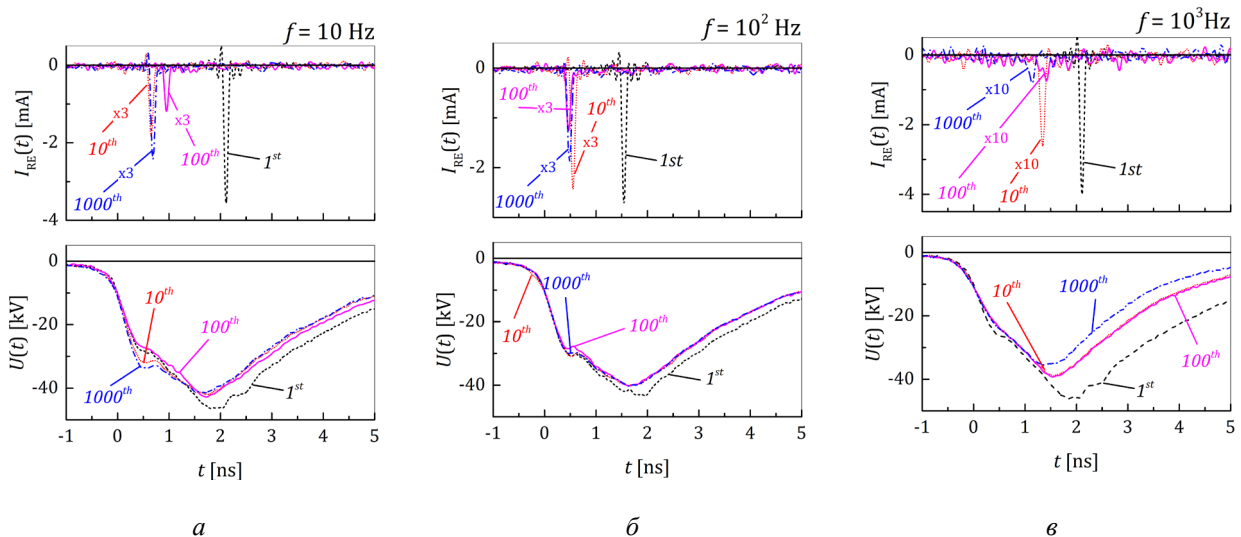


**Рис. 2.** (а) Осциллограммы напряжения на промежутке  $U(t)$  (1), тока смещения  $I_{dis}(t)$  (2) и тока УЭ  $I_{RE}(t)$  (3), а также ICCD изображения (F1–F4) свечения плазмы на стадии пробоя.  $dc$  – ток смещения, обусловленный изменением напряжения на промежутке;  $ddc$  – динамический ток смещения, обусловленный перераспределением напряженности электрического поля в промежутке вследствие развития стримера. Моменты старта стримера и его прибытия на противоположный электрод обозначены как  $t_1$  и  $t_2$ . (б) Стрик-изображение свечения плазмы на стадии пробоя. Количество импульсов в пачке  $n = 1$ . Заштрихованные прямоугольники C1–C4 показывают момент включения и экспозицию каналов ICCD камеры

**Fig. 2.** (a) Waveforms of the voltage across the gap  $U(t)$  (1), displacement current  $I_{dis}(t)$  (2) and RE current  $I_{RE}(t)$  (3), as well as ICCD images (F1–F4) of the discharge plasma glow at the breakdown stage.  $dc$  – displacement current due to the change in voltage across the gap;  $ddc$  – dynamic displacement current due to the electric field strength redistribution caused by the streamer formation and propagation. Moments of the streamer start and streamer arriving at the anode are denoted as  $t_1$  and  $t_2$ . (b) Streak image of the discharge plasma emission at the breakdown stage. Number of pulses in the burst  $n = 1$ . The shaded rectangles C1–C4 show the moment of switching-on and the exposure of the ICCD camera channels

Сначала возбуждение газа в промежутке осуществлялось следующими с  $f = 10$  Гц пачками импульсов с  $n$ , изменяющимся от 2 до  $10^3$ . На рис. 3, *a* показаны осциллограммы напряжения на промежутке во время разряда  $U(t)$  и ток УЭ  $I_{RE}(t)$ . Было изучено влияние очередного пробоя на процесс генерации УЭ и проведен сравнительный анализ со случаем  $n = 1$ . Как видно из рис. 3, *a*, по мере увеличения импульсов в пачке до 10 амплитуда импульса тока пучка УЭ снижается в  $\approx 4$  раза. Многократное уменьшение числа УЭ может быть следствием двух причин. Во-первых, снижение приведенной напряженности электрического поля  $E/N$  ( $E$  – напряженность электрического поля,  $N$  – концентрация газа) в зазоре. Во-вторых, обусловленное снижением  $E/N$  уменьшение максимальной энергии электронов, приводящее к увеличению вероятности столкновения электронов с нейтральными молекулами и их последующему выбыванию из режима убегания. При

увеличении количества импульсов в пачке до  $n = 10$  формирование разряда, т.е. начало развития стимера, происходит раньше и при более низком напряжении по сравнению с моноимпульсным режимом, что может быть объяснено влиянием предыдущего пробоя. Поскольку межимпульсный период при данной частоте следования составляет  $10^{-1}$  с, то за это время, безусловно, все ионы исчезают в результате процесса рекомбинации. Однако, за это же время нарабатываются молекулы азота в метастабильном состоянии  $A^3\Sigma_u^+$  с временем спонтанного радиационного распада несколько секунд. Такие частицы оказывают кумулятивное влияние, проявляющееся в монотонном снижении по мере увеличения числа импульсов в пачке от 1 до 10. Следует отметить, что, начиная с 10-го импульса в пачке, процесс пробоя стабилизируется, а значение остается практически постоянным. Данная картина сохраняется вплоть до  $n = 10^3$ .



**Рис. 3.** Осциллограммы напряжения на промежутке  $U(t)$  и тока УЭ  $I_{RE}(t)$  для 1-го ( $1^{st}$ ), 10-го ( $10^{th}$ ), 100-го ( $100^{th}$ ) и 1000-го ( $1000^{th}$ ) импульса в пачке при частоте следования импульсов 10 (*a*),  $10^2$  (*б*) и  $10^3$  Гц (*в*)

**Fig. 3.** Waveforms of the voltage across the gap  $U(t)$  and RE current  $I_{RE}(t)$  for the 1<sup>st</sup>, 10<sup>th</sup>, 100<sup>th</sup>, and 1000<sup>th</sup> pulse in a burst at the pulse repetition rate of 10 (*a*),  $10^2$  (*б*), and  $10^3$  Hz (*в*)

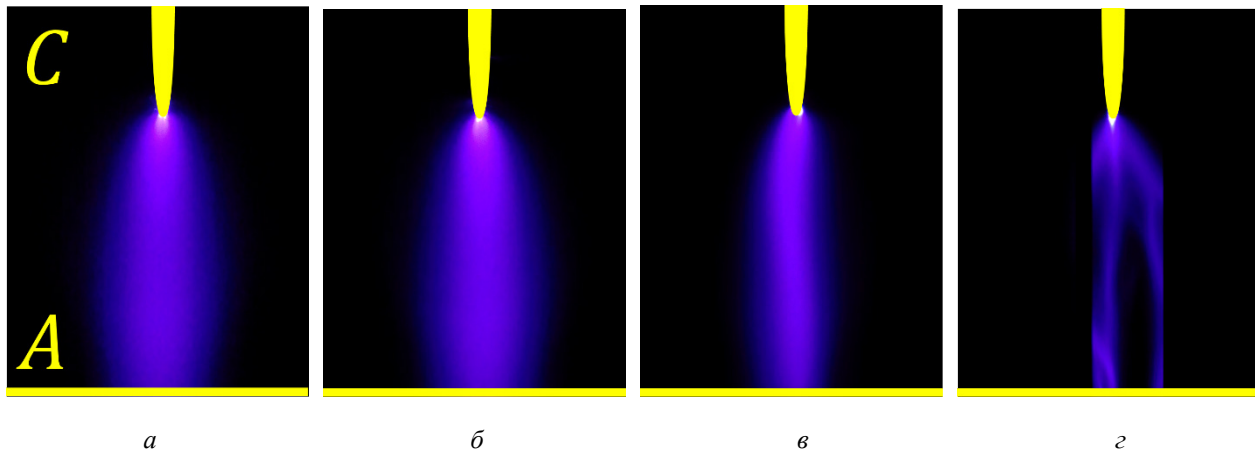
В процессе разряда в зоне токопрохождения диссипация энергии происходит в течение короткого времени, расходуясь частично на увеличение температуры и, как следствие, давления газа в объеме. Возникающий градиент давления способствует адиабатическому расширению нагретого газа со скоростью большей скорости звука, и в результате газодинамических процессов, подробно описанных в [35], в разрядную область поступает порция холодного газа. Было установлено, что в зависимости от размеров разрядной области и вводимой в разряд мощности смешение нагретого газа с порцией холодного происходит в течение  $10^{-2}$ – $2 \cdot 10^{-3}$  с. Это обстоятельство означает, что при  $f = 10$  Гц газ в зоне разряда обновляется полностью. Тем не менее, предшествующие пробои оказывают влияние на последующие, что, вероятно, связано с четырехкратно меньшей длиной межэлектродного промежутка по сравнению с используемой в [35]. Описанная картина сохраняется вплоть до  $f = 10^2$  Гц.

В диапазоне  $f = 10^2$ – $10^3$  Гц ситуация изменяется значительным образом. На рис. 3, б представлены осциллограммы  $U(t)$  и  $I_{RE}(t)$  для режима пачек импульсов при  $f = 10^2$  Гц. Как видно из рисунка, зависимость характеристик  $I_{RE}(t)$  от  $n$  при данной частоте следования аналогична представленной на рис. 3, а при  $f = 10$  Гц. Ко времени прихода на промежуток десятого подряд импульса напряжения параметры разряда и импульса тока УЭ стабилизируются и не претерпевают значительных изменений с увеличением  $n$  до  $10^3$ . Описанному выше может быть дано следующее объяснение. Перед прибытием на промежуток очередного импульса напряжения, вследствие протекающих в нем газодинамических процессов, газ в зоне токопрохождения успевает обновиться, что исключает его перегрев и, следовательно, накопление значительного количества азота в метастабильном состоянии. Еще один фактор, влияющий на уменьшение напряжения пробоя, – это пары материала острейшего

электрода. Образование катодных пятен сопровождается выносом материала катода в разрядный промежуток. Как известно, потенциал ионизации атомов металлов меньше, чем у газов. Поэтому материал катода представляет собой легко ионизируемую смесь, которая разносится по промежутку в том числе под действием газодинамических процессов.

При  $f = 10^3$  Гц кардинальным образом меняется и морфологии разряда, и характеристики импульса тока УЭ (рис. 3, в). После десятого пробоя промежутка имеет место снижение на порядок величины и более. Следует отметить, что, если в диапазоне частот следования импульсов напряжения  $f = 1$ – $10^2$  Гц разряд имеет форму единого диффузного канала с поперечными размерами от  $0,5d_{C-A}$  до  $0,2d_{C-A}$  (рис. 4, а), то при частоте следования  $10^3$  Гц его морфология представлена отдельными диффузными каналами с поперечным сечением менее  $0,1d_{C-A}$  (рис. 4, з). При изменении количества пробоев от 100 до 1000 зона токопрохождения сужается (рис. 4, б, в), иногда переходя в искровую фазу, но остается единым каналом. Уменьшение поперечных размеров плазменного канала связано с уменьшением поперечных размеров обеспечивающего пробой промежутка стримера, который при очередном приложении импульса напряжения распространяется вдоль теплого канала с пониженной плотностью газовой среды («эффект памяти»). Последнее объясняется невозможностью обновления газовой смеси в диоде с уменьшением временного интервала между импульсами возбуждения. Таким образом газ в зоне между электродами постоянно нагревается, что приводит к появлению положительной обратной связи. Можно предположить, что к 100-му пробоя достигается баланс между вводом и диссипацией энергии, приводя к стабилизации разряда. Этот результат частично согласуется с результатами [33]. Ток УЭ при этом не превышает 100 мкА (рис. 3, в).





**Рис. 4.** Интегральные фотографии свечения плазмы разряда при частоте следования импульсов напряжения 1 (а), 10 (б),  $10^2$  (в) и  $10^3$  Гц (г). Выдержка: (а) 1/4 с, (б) 1/13 с, (в) 1/125 с, (г) 1/1250 с. С – острый катод, А – плоский анод.  $d_{C-A} = 0,85$  см. Воздух, 1 атм

**Fig. 4.** Time-integrated images of the discharge plasma glow at the pulse repetition rate of 1 (a), 10 (б),  $10^2$  (в) и  $10^3$  Гц (г). Exposure: (a) 1/4 s, (б) 1/13 s, (в) 1/125 s, (г) 1/1250 s. С – pointed cathode, А – flat anode.  $d_{C-A} = 0.85$  cm. Air, 1 atm

Таким образом, видно, что формирование высоковольтного наносекундного разряда в воздухе пачками импульсов напряжения, следующих с частотой до 100 Гц, не приводит к значительному нагреву газа, влияющему на морфологические характеристики и на параметры импульса тока УЭ. Тем не менее, в этом случае образуются метастабильные состояния молекулярного азота, а также легко ионизируемые атомы металлов в результате взрыва микровыступов на поверхности катода, которые снижают напряжение пробоя, и, как следствие, амплитуду импульсов тока УЭ.

### Выводы

Формирование и горение высоковольтного наносекундного разряда в атмосферном воздухе в условиях резко неоднородного распределения напряженности электрического поля происходит одинаковым образом и в импульсном и импульсно-периодическом режимах при частоте следования импульсов до 100 Гц. Как показал эксперимент, морфологические характеристики разряда и параметры импульсов тока убегающих электро-

нов практически не изменяются, т.е. нагрев газа и «эффект памяти» оказывают минимальное влияние на процесс генерации убегающих электронов.

Однако, как только межимпульсный период становится сопоставим с длительностью протекания газодинамических процессов в промежутке, происходит накопление частиц в метастабильном возбужденном состоянии, атомов материала катода, а также нагрев газа, что приводит к снижению напряжения пробоя. Развитие тепловых неустойчивостей в плазме разряда ведет к образованию искры. В этом режиме амплитуда импульса тока убегающих электронов резко уменьшается. Перечисленные факторы приводят к уменьшению поперечных размеров зоны токопрохождения разряда. С точки зрения практического применения данного типа разряда, рассматриваемого как метод формирования «холодной» плазмы и быстрой коммутации энергии, наиболее предпочтительными являются частоты повторения импульсов напряжения до  $\sim 10^2$  Гц. В противном случае необходимо принимать меры для обновления газовой смеси в зоне разряда.

**Благодарности / Acknowledgments**

*Работа выполнена в рамках Государственного задания ИСЭ СО РАН, проект № FWRM-2021-0014.*

*The studies were performed in the framework of the State Task for IHCE SB RAS, project No. FWRM-2021-0014.*

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

- 1 Babich L. P. High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases. Arlington, VA, USA: Futurepast, 2003. P. 358.
2. Tarasenko V. F. (ed.). Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges. New York, NY, USA: Nova Science publishers, 2014. P. 598.
3. Teunissen J., Ebert U. 3D PIC-MCC simulations of discharge inception around a sharp anode in nitrogen/oxygen mixtures // Plasma Sources Science and Technology. 2016. V. 25, No. 4. Article number 044005. DOI: 10.1088/0963-0252/25/4/044005.
4. Babaeva N. Yu., Tereshonok D. V., Naidis G. V. Fluid and hybrid modeling of nanosecond surface discharges: effect of polarity and secondary electrons emission // Plasma Sources Science and Technology. 2016. V. 25, No. 4. Article number 044008. DOI: 10.1088/0963-0252/25/4/044008.
5. Tardiveau P., Magne L., Marode E., Ouaras K., Jeanney P., Bournonville B. Sub-nanosecond time resolved light emission study for diffuse discharges in air under steep high voltage pulses // Plasma Sources Science and Technology. 2016. V. 25, No. 5. Article number 054005. DOI: 10.1088/0963-0252/25/5/054005.
6. Yatom S., Shlapakovski A., Beilin L., Stambulchik E., Tskhai S., Krasik Ya. E. Recent studies on nanosecond-timescale pressurized gas discharges // Plasma Sources Science and Technology. 2016. V. 25, No. 6. Article number 064001. DOI: 10.1088/0963-0252/25/6/064001.
7. Beloplotov D. V., Lomaev M. I., Sorokin D. A., Tarasenko V. F. Displacement current during the formation of positive streamers in atmospheric pressure air with a highly inhomogeneous electric field // Physics of Plasmas. 2018. V. 25, Iss. 8. Article number 083511. DOI: 10.1063/1.5046566.
8. Sorokin D. A., Tarasenko V. F., Beloplotov D. V., Lomaev M. I. Features of streamer formation in a sharply non-uniform electric field // Journal of Applied Physics. 2019. V. 125, Iss. 14. Article number 143301. DOI: 10.1063/1.5067294.
9. Chng T. L., Brisset A., Jeanney P., Starikovskaia S. M., Adamovich I. V., Tardiveau P. Electric field evolution in a diffuse ionization wave nanosecond pulse discharge in atmospheric pressure air // Plasma Sources Science and Technology. 2019. V. 28, Iss. 9. Article number 09LT02. DOI: 10.1088/1361-6595/ab3cfc.
10. Brisset A., Gazeli K., Magne L., Pasquiers S., Jeanney P., Marode E., Tardiveau P. Modification of the electric field distribution in a diffuse streamer-induced discharge under extreme overvoltage // Plasma Sources Science and Technology. 2019. V. 28, Iss. 5. Article number 055016. DOI: 10.1088/1361-6595/ab1989.
11. Nijdam S., Teunissen J., Ebert U. The physics of streamer discharge phenomena // Plasma Sources Science and Technology. 2020. V. 29, No. 10. Article number 103001. DOI: 10.1088/1361-6595/abaa05.
12. Bourdon A., Péchereau F., Tholin F., Bonaventura Z. Study of the electric field in a diffuse nanosecond positive ionization wave generated in a pin-to-plane geometry in atmospheric pressure air // Journal Physics D: Applied Physics. 2021. V. 54, No 7. Article number 075204. DOI: 10.1088/1361-6463/abbc3a.
13. Babaeva N. Y., Naidis G. V. Universal nature and specific features of streamers in various dielectric media // Journal Physics D: Applied Physics. 2021. V. 54, No. 22. Article number 223002. DOI: 10.1088/1361-6463/abe9e0.
14. Zhu Y., Chen X., Wu Y., Hao J., Ma X., Lu P., Tardiveau P. Simulation of ionization-wave discharges: A direct comparison between the fluid model and E-FISH measurements // Plasma Sources Science and Technology. 2021. V. 30, No. 7. Article number 075025. DOI: 10.1088/1361-6595/ac0714.
15. Beloplotov D., Sorokin D., Tarasenko V. High-voltage nanosecond discharge as a means of fast energy switching // Energies. 2021. V. 14, Iss. 24. Article number 8449. DOI: 10.3390/en14248449.
16. Liu T., Timoshkin I., Wilson M. P., Given M. J., MacGregor S. J. The nanosecond impulsive breakdown characteristics of air, N<sub>2</sub> and CO<sub>2</sub> in a sub-mm gap // Plasma. 2022. V. 5, Iss. 1. P. 12–29. DOI: 10.3390/plasma5010002.
17. Zhao Z., Li C., Guo Y., GuoShow Y., Zheng X., Sun A., Li J. Streamer dynamics and periodical discharge regime transitions under repetitive nanosecond pulses with airflow // Plasma Sources Science and Technology. 2023. V. 32, No. 1. Article number 015002. DOI: 10.1088/1361-6595/acacc5.
18. Babaeva N. Yu., Naidis G. V., Tereshonok D. V., Tarasenko V. F., Beloplotov D. V., Sorokin D. A. Formation of wide negative streamers in air and helium: the role of fast electrons // Journal of Physics D: Applied Physics. 2023. V. 56, No. 3. Article number 035205. DOI: 10.1088/1361-6463/aca776.

19. Chaparro J. E., Justis W., Krompholz H. G., Hatfield L. L., Neuber A. A. Breakdown delay times for subnanosecond gas discharges at pressures below one atmosphere // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2008. V. 36, Iss. 5. P. 2505–2510. DOI: 10.1109/TPS.2008.2004365.
20. Weltmann K.-D., Kolb J. F., Holub M., Uhrlandt D., Šimek M., Ostrikov K. (Ken), Hamaguchi S., Cvelbar U., Černák M., Locke B., Fridman A., Favia P., Becker K. The future for plasma science and technology // *Plasma Processes and Polymers*. 2019. V. 16, Iss. 1. Article number 1800118. DOI: 10.1002/ppap.201800118.
21. Adamovich I., Agarwal S., Ahedo E., Alves L. L., Baalrud S., Babaeva N., Bogaerts A., Bourdon A., Bruggeman P. J., Canal C. The 2022 Plasma Roadmap: low temperature plasma science and technology // *Journal of Physics D: Applied Physics*. V. 55, No. 37. Article number 373001. DOI: 10.1088/1361-6463/ac5e1c.
22. Kozyrev A. V., Kozhevnikov V. Y., Semeniuk N. S. Theoretical simulation of high-voltage discharge with runaway electrons in sulfur hexafluoride at atmospheric pressure // *Matter and Radiation at Extremes*. 2016. V. 1, Iss. 5. P. 264–268. DOI: 10.1016/j.mre.2016.10.00.
23. Zhang C., Liu Z., Qiu J., Bai H., Kong F., Shao T. Measurement of runaway electron beam current in nanosecond-pulse discharges by a Faraday cup // *Laser and Particles Beams*. 2018. V. 36, No. 3. P. 369–375. DOI: 10.1017/S026303461800040X.
24. Mesyats G. A., Pedos M. S., Rukin S. N., Rostov V. V., Romanchenko I. V., Sadykova A. G., Sharypov K. A., Shpak V. G., Shunailov S. A., Ul'masculov M. R., Yalandin M. I. Formation of 1.4 MeV runaway electron flows in air using a solid-state generator with 10 MV/ns voltage rise rate // *Applied Physics Letters*. 2018. V. 112, Iss. 16. Article number 163501. DOI: 10.1063/1.5025751.
25. Tarasenko V. Runaway electrons in diffuse gas discharges // *Plasma Sources Science and Technology*. 2020. V. 29, Iss. 3. Article number 034001. DOI: 10.1088/1361-6595/ab5c57.
26. Beloplotov D. V., Tarasenko V. F., Lomaev M. I., Sorokin D. A. Experimental determination of the generation moment of runaway electrons // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2019. V. 47, Iss. 10. P. 4521–4524. DOI: 10.1109/TPS.2019.2907998.
27. Tarasenko V. F. (ed.) *Generation of Runaway Electron Beams and X-rays in High Pressure Gases: V. 1. “Techniques and Measurements” and V. 2. “Processes and Applications”*. New York, NY, USA: Nova Science Publishers, Inc., 2016. P. 405 (V. 1) and P. 315 (V. 2).
28. Chanrion O., Neubert T., Mogensen A., Yair Y., Stendel M., Singh R., and Siingh D. Profuse activity of blue electrical discharges at the tops of thunderstorms // *Geophysical Research Letters*. 2017. V. 44, Iss. 1. P. 496–503. DOI: 10.1002/2016GL071311.
29. Oreshkin E. The critical avalanche of runaway electrons // *Europhysics Letters*. 2018. V. 124, No. 1. Article number 15001. DOI: 10.1209/0295-5075/124/15001.
30. Baksht E. K., Burachenko A. G., Erofeev M. V., Tarasenko V. F. Pulse-periodic generation of supershort avalanche electron beams and X-ray emission // *Plasma Physics Reports*. 2014. V. 40, Iss. 5. P. 404–411. DOI: 10.1134/S1063780X1405002X.
31. Sorokin D. A., Burachenko A. G., Tarasenko V. F., Baksht E. K., Lomaev M. I. A compact setup based on a gas diode for studying of cathodoluminescence // *Instruments and Experimental Techniques*. 2018. V. 61, Iss. 2. P. 262–267. DOI: 10.1134/S0020441218020240.
32. Popov N. A. Pulsed nanosecond discharge in air at high specific deposited energy: fast gas heating and active particle production // *Plasma Sources Science and Technology*. 2016. V. 25, No. 4. Article number 044003. DOI: 10.1088/0963-0252/25/4/044003.
33. Baksht E. K., Burachenko A. G., Lomaev M. I., Sorokin D. A., Tarasenko V. F. Effect of gas heating on the generation of an ultrashort avalanche electron beam in the pulse-periodic regime // *Technical Physics*. 2015. V. 60, Iss. 7. P. 975–980. DOI: 10.1134/S106378421507004.
34. Beloplotov D. V., Tarasenko V. F., Sorokin D. A., Ripenko V. S., Leshchinskaia S. D. Measurement of the duration of runaway current pulses using measuring equipment with bandwidths up to 50 GHz // *Journal of Physics: Conference Series*. 2021. V. 2064. Article number 012009. DOI: 10.1088/1742-6596/2064/1/012009.
35. Beloplotov D. V., Trigub M. V., Tarasenko V. F., Evtushenko G. S., Lomaev M. I. Laser monitor visualization of gas-dynamic processes under pulse-periodic discharges initiated by runaway electrons in atmospheric pressure air // *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2016. V. 29, Iss. 4. P. 371–375. DOI: 10.1134/S1024856016040047.