

УДК 537.52.001.573

DOI: 10.24160/1993-6982-2020-6-29-38

Об уточнении критерия однолавино-стримерного перехода в воздухе в сильных однородных электрических полях

А.А. Белогловский

Изложены результаты математического моделирования лавинно-стримерных переходов в воздушном разрядном промежутке. Электрическое поле — однородное с напряженностью $E_0 = 50 \dots 70$ кВ/см, атмосферные условия — нормальные.

Рассмотрены только однолавино-стримерные (ОЛС) переходы. За момент перехода принят момент времени, когда зарождается плазменный канал стримера. В результате ОЛС-перехода рождается двухголовочный стример. Сначала из лавины формируется его отрицательная анодо направленная головка, после этого из следа лавины появляется его положительная катодо направленная головка, за ней напряженность поля снижается до критического значения, при котором невозможна эффективная ударная ионизация. Плазменный канал стримера возникает раньше, в процессе рождения отрицательной головки. При его появлении между лавиной и следом еще продолжается эффективная ионизация. Критическое число электронов в лавине, определяемое на момент появления канала, слабо зависит от значения E_0 , если ЛС-переход протекает вдали от электродов. В этом случае оно составляет около 30 миллионов. Если переход происходит вблизи электродов, то оно лежит в пределах от 40 до 50 млн частиц.

Ключевые слова: электрический разряд в воздухе, электронная лавина, лавинно-стримерный переход, критерий лавинно-стримерного перехода, математическое моделирование.

Для цитирования: Белогловский А.А. Об уточнении критерия однолавино-стримерного перехода в воздухе в сильных однородных электрических полях // Вестник МЭИ. 2020. № 6. С. 29—38. DOI: 10.24160/1993-6982-2020-6-29-38.

On Refining the Criterion for a Single Avalanche-to-Streamer Transition in Air in Strong Uniform Electric Fields

A.A. Beloglowsky

The article presents the results from mathematical modeling of avalanche-to-streamer transitions in an air discharge gap. The electric field is uniform with the strength $E_0 = 50 \dots 70$ kV/cm, and the atmospheric conditions are standard. The consideration is limited to single avalanche-to-streamer (SATS) transitions. The moment of time corresponding to the plasma streamer channel incipience is taken as the transition moment. As a result of the SATS transition, a two-headed streamer is generated. First, its negative anode-directed head is formed from the avalanche. After that, its positive cathode-directed head emerges from the avalanche track. Behind it, the field strength decreases to a critical value at which effective impact ionization is impossible. The streamer plasma channel occurs earlier, in the negative head incipience process. When it appears, effective ionization still continues between the avalanche and its track. The critical number of electrons in the avalanche, which is determined by the time the channel appears, depends weakly on the E_0 value if the avalanche-streamer transition occurs far from the electrodes. In this case, it is about 30 million. If the transition occurs near the electrodes, this number lies in the range from 40 to 50 million particles.

Key words: electric discharge in air, electron avalanche, avalanche-streamer transition, avalanche-streamer transition criterion, mathematical modeling.

For citation: Beloglowsky A.A. On Refining the Criterion for a Single Avalanche-to-Streamer Transition in Air in Strong Uniform Electric Fields. Bulletin of MPEI. 2020;6:29—38. (in Russian). DOI: 10.24160/1993-6982-2020-6-29-38.

Введение

Электронная лавина (ЭЛ) — компактная группа свободных электронов, дрейфующих в газе в электрическом поле (ЭП) и выполняющих его ударную ионизацию [1]. После ее прохождения в газе остается след из положительных и отрицательных ионов. По мере распространения число n_e электронов в ней и ионов в следе возрастает, поле между ними слабеет. Электроны, оставшиеся в ослабленном поле, менее интенсивно ионизируют молекулы и атомы газа, смешиваются с ионами следа, и появляется плазма. Возникает стример — нетермоионизованный плазменный канал с избыточным зарядом в головной части, удлиняющийся за счет ударной ионизации в ее поле [1]. Преобразование лавины в стример называется лавинно-стримерным (ЛС) переходом, путь, пройденный ею к моменту перехода — ее критическим путем $x_{кр}$, а количество накопившихся в ней электронов — критическим числом $n_{кр}$.

ЛС-переходы определяют начальные условия развития стримеров в воздушных электроизоляционных промежутках. Они характеризуют электрическую прочность многосантиметровых промежутков и стримерно-лидерные переходы в пространстве большей длины [1]. С появления лавин и их преобразования в стримеры начинаются разрядные процессы в атмосферах Земли и других планет [2, 3].

Развитие ЭЛ влияет не только на начальные предразрядные процессы, но и на распространение уже сформировавшихся положительных стримеров в воздухе. Лавины, появление которых инициируют начальные электроны, порожденные ультрафиолетовым излучением разряда [1, 4], развиваются в сильном поле стримерных головок и каналов и, в значительной мере, определяют траектории распространения стримеров и их ветвление [4 — 7]. Заполнение разрядного промежутка стримерами и их ветвями влияет на эффективность процессов в электротехнологиях (ЭТ), основанных на применении стримерного разряда [1].

ЭЛ- и ЛС-переходы следует изучать, решая многие задачи в области техники высоких напряжений (ВН): оценку электрической прочности воздушных изоляционных промежутков установок ВН [8], изучение молний и молниезащиты зданий и сооружений [2], исследование процессов в ЭТ установках с лавинным и стримерным разрядами [1].

Постановка задачи уточнения критерия лавинно-стримерного перехода

Под критерием ЛС-перехода понимается такое значение одного из параметров лавины, достижение которого свидетельствует о том, что преобразование произошло. Его роль часто играют число электронов в лавине или значение напряженности поля между ней и следом [1, 4, 9].

Первым сформулирован критерий, требующий для ЛС-перехода сопоставимости напряженности E_d поля,

созданного зарядами лавины, и ее следа, с напряженностью E_0 внешнего поля, в котором она развивается [9, 10]. Он обоснован тем, что для формирования плазменного канала требуется ослабление поля между лавиной и следом и, следовательно, снижение интенсивности ионизации. Его недостаток состоит в неопределенности понятия «сопоставимости» полей, что мешает однозначной реализации в математической модели ЛС-перехода.

Критерий уточнен для электроотрицательных газов [1]: требуется снижение напряженности $E = E_0 + E_d$ поля между лавиной и следом ($E_d < 0$) до критического значения $E_k = b\delta$ (в воздухе $b = 2,45 \cdot 10^4$ В/см; δ — относительная плотность газа, при нормальных атмосферных условиях $\delta = 1$), при котором коэффициент α ударной ионизации газа электронами равен коэффициенту η их прилипания.

Найдены приближенные выражения для $x_{кр}(E_0)$ и $n_{кр}(E_0)$. Зависимость $x_{кр}(E_0)$ в [1] оценена соотношением:

$$\alpha_{эф} x_{кр} = \ln(n_{кр}) = \ln \frac{36\pi\epsilon_0 (E_0 - b\delta)^3}{e (E_0 \alpha_{эф}(E_0))^2}, \quad (1)$$

где $e \approx 1,602 \cdot 10^{-19}$ — элементарный заряд, Кл; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14}$ — электрическая постоянная, Ф/см; $\alpha_{эф} = \alpha - \eta$ — эффективный коэффициент ионизации.

Экспериментальные исследования лавин и ЛС-переходов в однородном ЭП в воздухе при нормальных атмосферных условиях позволили получить оценку $\alpha_{эф} x_{кр} = 18...20$ и $n_{кр} \approx 10^8$ [4—9]. Она рассматривается в качестве установленного опытным путем критерия ЛС-перехода.

Развитие вычислительной техники сделало возможным детальное математическое моделирование электронных лавин и ЛС-переходов в воздухе. В настоящее время накоплен опыт трехмерного моделирования в рамках различных моделей: от классической дрейфо-диффузионной [1, 11] до модели лавины убегающих электронов [12]. Применение технологии параллельных вычислений на многопроцессорных компьютерах или компьютерах с многоядерными процессорами реализовало моделирование ЭЛ методом Монте-Карло с учетом стохастического характера их развития [13, 14].

В работе [15] в модели ЛС-перехода с учетом диффузии электронов уточнена зависимость $\alpha_{эф} x_{кр}(E_0)$ для лавин, развивающихся в воздухе в однородном поле. Оказалось, что $\alpha_{эф} x_{кр} \approx 21$ при $E_0 \approx E_k$, а с ростом E_0 значение $\alpha_{эф} x_{кр}$ снижается, асимптотически стремясь к ≈ 16 . Это объясняется тем, что в слабых полях вклады диффузии и дрейфа электронов в формирование лавины сопоставимы, а в более сильных их дрейф преобладает.

В публикации [14] в воздухе и других газах рассчитаны зависимости числа n_e электронов в лавине от времени t для однородного поля при $E_0 > E_k$. Показано, что момент, когда $n_e = n_{кр}$, приходится на началь-

ную часть перехода от линейного участка зависимости $\alpha x(t) = \ln[n_e(t)]$ к нелинейному. Дело в том, что пока число электронов в лавине и ионов в следе мало, $E_0 \gg E_d$ и кривая $\alpha x = f(t)$ близка к линейной. Когда количество электронов n_e возрастает настолько, что значения E_0 и E_d сопоставимы, функция $\alpha x = f(t)$ становится нелинейной из-за перераспределения поля в лавине. Поэтому в [14] подтверждено, что при накоплении $n_{\text{екр}}$ электронов собственное поле лавины сопоставимо с внешним.

Таким образом, результаты моделирования ЛС-переходов в газах при $E_0 > E_k$ согласуются с эмпирической оценкой $\alpha_{\text{эф}} x_{\text{кр}} = 18...20$. При $n_e = n_{\text{екр}}$ собственное поле зарядов лавины и ее следа сопоставимо с внешним.

Однако перечисленные критерии ЛС-перехода являются качественными или приближенными, а их численные значения варьируются в широких пределах. Приведенной эмпирической оценке $\alpha_{\text{эф}} x_{\text{кр}} = 18...20$ [4], соответствует $n_{\text{екр}} = \exp(\alpha_{\text{эф}} x_{\text{кр}}) = 6,55 \cdot 10^7 \dots 4,84 \cdot 10^8$. Следовательно, приводимая в литературе величина $n_{\text{екр}} \approx 10^8$ — усредненная, и $n_{\text{екр}}$ варьируется в пределах почти порядка величины.

Критерий [9, 10], требующий сопоставимости поля зарядов лавины и следа с внешним ЭП, в такой формулировке считается качественным. Его уточненная интерпретация [1] для электроотрицательных газов, требующая снижения напряженности между лавиной и следом до значения $E_k = b\delta$, представляется несколько произвольной. ЛС-переход означает формирование квазинейтрального нетермоионизованного плазменного канала между лавиной и следом. Для этого действительно необходимо, чтобы в указанной области напряженность снизилась по сравнению с внешним полем, но неясно, должна ли она снизиться именно настолько, чтобы прекратилась эффективная ударная ионизация.

Отмеченные случаи толкования критериев ЛС-перехода связаны с тем, что они являются производными от процесса, определяющего трансформацию, — формирования плазменного канала. Критическое число электронов в лавине, напряженность ЭП между нею и следом характеризуют необходимые условия, и, в этом смысле, вторичны.

При развитии лавины в сильных и, тем более, неоднородных ЭП, распределения зарядов и напряженности поля в лавине отличаются от аналогичных распределений в слабых полях [16]. Поэтому в этих случаях различны и значения критических параметров ЭП, и, следовательно, с осторожностью следует относиться к их классическим приближенным аналитическим оценкам, данным в [1, 4, 8].

В докладах [17—19] предложено использовать в роли критерия ЛС-перехода условие формирования канала, то есть появление между лавиной и следом области, заполненной квазинейтральным ионизированным газом, размером много больше радиуса Дебая [1]. В ней модуль разности концентраций положительных ионов

и отрицательных частиц (электронов и отрицательных ионов), отнесенный к концентрации положительных ионов, не должен превышать малой величины $C_{p_{\text{max}}}$.

В настоящей работе автором предпринята попытка понять, как предложенный критерий ЛС-перехода согласуется с другими перечисленными критериями. Представлены результаты проведенных вычислительных экспериментов по изучению ЛС-переходов в заполненном воздухом разрядном промежутке с однородным электрическим полем (атмосферные условия нормальные). Его напряженность E_0 превышала начальную E_n не менее чем в 1,25 раза. ЛС-переходы возникали в средней части промежутка длиной $D > x_{\text{кр}}$, т. е. исследовался однолавино-стримерный разряд [1]. Критические параметры, определенные в соответствии с предложенным критерием ЛС-перехода, сопоставлены с экспериментальными и приближенными аналитическими оценками. Изучено перераспределение поля в процессе рождения стримера.

Математическая модель одиночной лавины в воздухе

Для математического моделирования электронных лавин в сильном ЭП применена дрейфово-диффузионная модель [1, 20], предложенная на кафедре ТЭВН НИУ «МЭИ» и характеризующая процессы с участием свободных электронов, обезличенных положительных и отрицательных ионов. В нее входят три уравнения неразрывности потока заряженных частиц, описывающие изменение в пространстве и времени концентраций электронов N_e , положительных N_+ и отрицательных N_- ионов. Они дополнены уравнением Пуассона, определяющим связь между распределениями N_e , N_+ , N_- и потенциала ЭП ϕ , и уравнением связи между ϕ и вектором \mathbf{E} напряженности поля. В них учтены дрейф электронов в ЭП, ударная ионизация газа электронами, их прилипание и отлипание.

Модель реализована в прямоугольном параллелепипеде размером $L \times L \times D$. При $t \geq 0$ потенциал его нижней плоскости (анода, $z = 0$) равен $\phi = U > 0$, а верхней плоскости (катода, $z = D$) — $\phi = 0$. По бокам он ограничен плоскостями $x = \pm L/2$ и $y = \pm L/2$, на которых $\phi(z) = U(1 - z/D)$. Средняя напряженность ЭП в данной расчетной области составляет $E_0 = U/D$.

Развитие разряда начинается с появления на оси симметрии Oz на расстоянии z_1 ($0 < z_1 < D$) от анода начальной неоднородности в распределении электронов с максимальной концентрацией N_{max1} и радиусом r_1 . В остальной области электроны отсутствуют, она равномерно заполнена положительными и отрицательными ионами в равных концентрациях N_0 . Значения N_{max1} и N_0 много меньше концентрации N нейтральных молекул в газе. При нормальных атмосферных условиях — $N = 2,67 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

В соответствии с определением стримера [1] в качестве критерия ЛС-перехода принято появление

плазменного канала между лавиной и следом, а ионизированный газ считается плазмой, если размер заполненной им области много больше радиуса экранирования [1] и в любой его точке:

$$C_P = \left| \frac{N_+ - N_e - N_-}{N_+} \right|, \quad (2)$$

где $0 < C_{P_{\max}} \ll 1$ — параметр модели перехода.

Уточнено влияние выбора значения $C_{P_{\max}}$ в (2) на расчетные значения $x_{\text{кр}}$ и $n_{\text{кр}}$. Оказалось, что приемлемые оценки величин $n_{\text{кр}}$ и $x_{\text{кр}}$ получаются при $C_{P_{\max}} \leq 10^{-3}$, поэтому принято, что $C_{P_{\max}} = 10^{-3}$.

Изучение лавинно-стримерных переходов

Условия математического моделирования.

Обсудим результаты вычислительных экспериментов, выполненных при помощи программы, реализующей математическую модель [1, 20] с критерием ЛС перехода (2). В них изучалось накопление заряда в лавинах и соответствующее ему перераспределение поля, а также рассчитаны и проанализированы критические параметры лавин в зависимости от длины D промежутка и напряженности $E_0 = U/D$ поля в нем.

Исследовано распространение лавин в воздухе в описанной расчетной области при $D = 0,2 \dots 0,4$ см, $E_0 = (5 \dots 7) \cdot 10^4$ В/см, $\delta = 1$. Начальная напряженность E_n определяется выражением $E_n = 24,5\delta + 6,4(\delta/D)^{0,5}$, где D измеряется в см, а E_n — кВ/см [1]. Значения D и соответствующие величины E_n приведены в табл. 1, где также даны отношения E_0/E_n при $E_0 = 5 \cdot 10^4$ и $7 \cdot 10^4$ В/см и $E_0/E_n = 1,288 \dots 2,022$. Таким образом, изучены ЛС-переходы в перенапряженных промежутках с однородным ЭП.

В качестве характерного примера представлены данные, полученные при $N_0 = 10^3 \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{max1}} = 10^7 \text{ см}^{-3}$, $r_1 = 0,005$ см. Значение z_1 для более коротких промежутков ($D = 0,2$ и $0,24$ см) выбрано так, чтобы начальное расстояние между лавиной и катодом составляло $D - z_1 = 0,04$ см, а для более длинных — $0,1$ см. Значения $z_1(D)$ даны в табл. 2.

Таблица 1

Расчетные значения начальной напряженности E_n в заполненных воздухом при $\delta = 1$ разрядных промежутках длиной D с однородным электрическим полем

D , см	E_n , 10^3 В/см	E_0/E_n , $E_0 = 50 \cdot 10^3$ В/см	E_0/E_n , $E_0 = 70 \cdot 10^3$ В/см
0,20	3,810	1,288	1,804
0,24	37,56	1,331	1,864
0,30	36,18	1,381	1,935
0,40	34,62	1,444	2,022

Таблица 2

Значения параметра z_1 начального распределения электронов в зависимости от длины промежутка D

D , см	0,20	0,24	0,30	0,40
z_1 , см	0,16	0,20	0,20	0,30

Соответствие между критериями лавинно-стримерного перехода.

В момент выполнения критерия (2) значение минимальной напряженности E_{\min} поля между лавиной и ее следом превышает критическую величину E_k . Величина E_{\min} — наименьшее значение напряженности поля E на оси Oz расчетной области в текущий момент времени (рис. 1, а). Соответственно, E_{\max} находится как наибольшее значение E на этой оси. Например, при $D = 0,24$ см, $z_1 = 0,2$ см, $E_0 = 5 \cdot 10^4$ В/см — $E_{\min} = 4,06 \cdot 10^4$ В/см, а при $E_0 = 7 \cdot 10^4$ В/см — $E_{\min} = 5,37 \cdot 10^4$ В/см.

Рассмотрим трансформирование лавины после выполнения критерия (2) по мере приближения в ней значения E_{\min} к E_k . Пример — распределения $E(z)$ (см. рис. 1, а), $N_e(z)$ и $N_+(z)$ (рис. 1, б) вдоль оси Oz расчетной области при $D = 0,2$ см, $E_0 = 6,5 \cdot 10^4$ В/см, $z_1 = 0,16$ см в моменты $t = 2,08$ и $2,50$ нс. В момент $t = 2,08$ нс выполнения критерия (2) $E_{\min} = 5,023 \cdot 10^4$ В/см, и число электронов в лавине составляет $n_e = 4,564 \cdot 10^7$. К моменту $t = 2,50$ нс наименьшая напряженность снижается до $E_{\min} = 2,89 \cdot 10^4$ В/см, приближаясь к E_k , а число электронов достигает $n_e = 8,586 \cdot 10^8$.

Из данных рис. 1, б следует, что к моменту $t = 2,08$ нс в промежутке возникает разрядное образование, в котором $N_e \approx N_+$ на участке длиной $\approx 0,01$ см, где и существует область ослабленного поля. За его пределами оно усиливается, и напряженность перед лавиной и ее следом увеличивается до $\approx 7,5 \cdot 10^4$ В/см (см. рис. 1, а).

К моменту $t = 2,5$ нс формируется двухголовочный стример. Его отрицательная головка в интервале $t = 2,08 \dots 2,5$ нс распространяется к аноду (в сторону меньших значений координаты z на рис. 1) со средней скоростью $8,762 \cdot 10^7$ см/с. Максимальная напряженность поля в ней к моменту $t = 2,5$ нс достигает $E_{\max}^{(-)} = 9,962 \cdot 10^4$ В/см, а минимальная — $E_{\min}^{(-)} = 4,799 \cdot 10^4$ В/см. Длина области ослабленного поля в отрицательном стримере $\approx 0,06$ см. Появилась и положительная головка, движущаяся к катоду (в сторону увеличения значений z), но ее средняя скорость в этом интервале времени меньше и составляет $2,667 \cdot 10^7$ см/с. Наибольшая и наименьшая напряженности в ней составляют $E_{\max}^{(+)} = 1,408 \cdot 10^5$ В/см и $E_{\min}^{(+)} = 2,89 \cdot 10^4$ В/см. Протяженность области ослабленного поля за положительной головкой близка к $0,01$ см. Общая длина квазинейтрального плазменного канала стримера $\approx 0,07$ см.

Таким образом, когда в средней части разрядного промежутка при $x_{\text{кр}} < D$ происходит однолавино-стримерный переход, рождается двухголовочный стример. Из ЭЛ быстрее формируется и первоначально быстрее

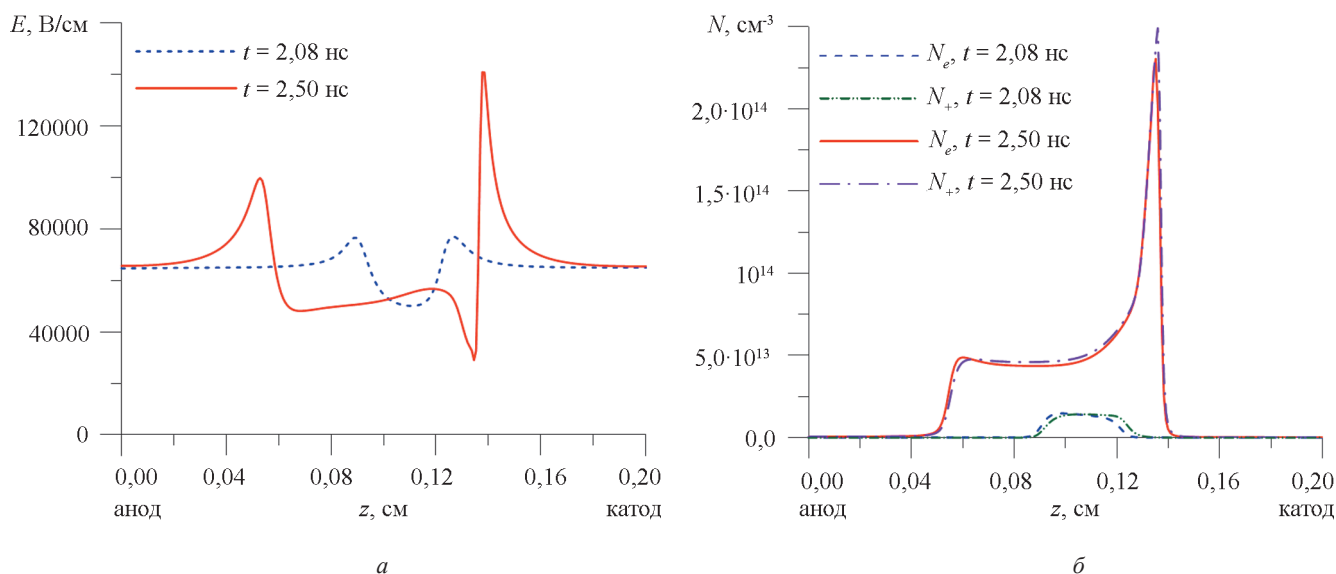


Рис. 1. Распределения напряженности электрического поля E (а), концентрации электронов N_e и положительных ионов N_+ (б) вдоль координатной оси Oz расчетной области в моменты времени $t = 2,08$ и $2,50$ нс для лавины в заполненном воздухе разрядном промежутке длиной $D = 0,2$ см при $E_0 = 6,5 \cdot 10^4$ В/см, $z_1 = 0,16$ см

распространяется его отрицательная анодо-направленная головка, в которой наименьшая напряженность поля превышает значение E_k . С некоторым запозданием начинается движение положительной катодо-направленной головки, образующейся из следа лавины. Ее начальная скорость ниже по сравнению с отрицательной головкой, максимальная напряженность поля — выше, а минимальная — ниже. Именно за положительной головкой в процессе ЛС перехода напряженность поля первоначально приближается к критической.

Следовательно, можно предположить, что критерий ЛС-перехода для электроотрицательных газов, требующий снижения напряженности поля между лавиной и ее следом до значения E_k , следует относить не к формированию стримера вообще, а к появлению положительной головки. Плазменный канал возникает раньше, — при выполнении неравенства (2).

Оценка критических значений параметров электронных лавин.

Рассмотрим расчетные критические параметры лавин в воздушном промежутке длиной $D = 0,2 \dots 0,4$ см при $E_0 = (5 \dots 7) \cdot 10^4$ В/см.

Значения параметра z_1 , соответствующие величинам D , приведены в табл. 2, и их соотношение обусловлено следующими факторами. Накопление электронов в лавине определяется напряженностью поля, в котором она развивается. Ее математическое моделирование можно выполнить лишь в промежутке ограниченной длины D , и в распределение поля вносит вклад отражение зарядов лавины и следа в электродах. Им можно пренебречь, если $x_{кр} \ll D$, и ЛС-переход протекает вдали от электродов. В таком случае длина промежутка варьируется от 0,2 до 0,4 см, а расстояние между катодом и начальным положением лавины составляет

0,04 см ($D = 0,2$ и 0,24 см) или 0,1 см ($D = 0,3$ и 0,4 см). Это позволяет оценить влияние ее начального положения на расчетные значения $n_{кр}$ и $x_{кр}$.

На рисунке 2 показаны зависимости значений критических путей $x_{кр}$ лавин (рис. 2, а) и чисел $n_{кр}$ электронов в них (рис. 2, б) от средней напряженности E_0 поля в промежутке при избранных значениях D и z_1 .

Полученная кривая $x_{кр}(E_0)$ на рис. 2, а сопоставлена с результатами вычислений по (1). Поскольку при выводе последней в [1] не учитывалось отражение зарядов в электродах то сравнение выполнено для $D = 0,4$ см. Наибольшее значение $x_{кр}$ в соответствии с (1) достигает $\approx 0,15$ см при $E_0 = 5 \cdot 10^4$ В/см, что в $\approx 2,67$ раза меньше D . Следовательно, в этом случае искажение поля отражением зарядов меньше по сравнению с другими сочетаниями D и z_1 из табл. 2.

Расхождение расчетных значений $x_{кр}$, полученных при помощи примененной модели, с одной стороны, и по формуле (1), с другой, лежит от 1,33 (при $E_0 = 5 \cdot 10^4$ В/см) до 4,85% ($E_0 = 7 \cdot 10^4$ В/см). Это подтверждает достоверность результатов моделирования.

Результаты моделирования ЛС-переходов с критерием (2) показали, что в анализируемых диапазонах изменения параметров E_0 и D значения $n_{кр}$, в первую очередь, зависят от величин $D - z_1$. Если значение $D - z_1$ фиксировано, то $n_{кр}$ слабо зависит от D . Из данных рис. 2, б следует, что существенно различаются пары зависимостей $n_{кр}(E_0)$ для $D - z_1 = 0,04$ см ($D = 0,2$ см, $z_1 = 0,16$ см; $D = 0,24$ см, $z_1 = 0,2$ см) и для $D - z_1 = 0,1$ см ($D = 0,3$ см, $z_1 = 0,2$ см; $D = 0,4$ см, $z_1 = 0,3$ см), а внутри указанных пар расхождения малы.

В случае $D - z_1 = 0,04$ см кривые $n_{кр}(E_0)$ имеют минимум при $E_0 = 5,5 \cdot 10^4$ В/см ($n_{кр} \approx 4,12 \cdot 10^7$). При удалении от этой точки в сторону меньших или больших величин E_0 значения $n_{кр}$ растут. При $D - z_1 = 0,1$ см за-

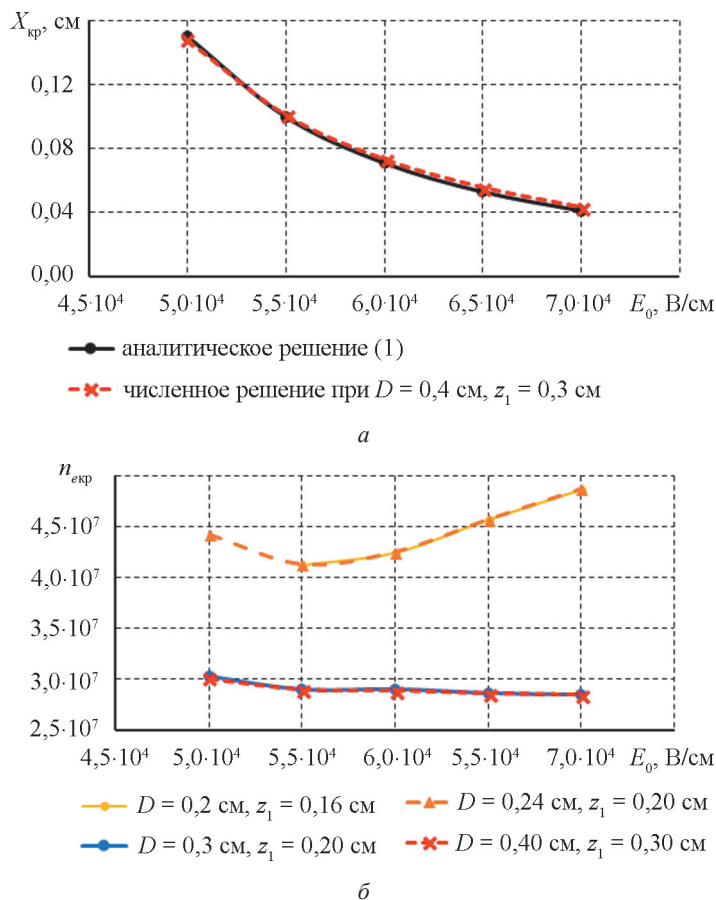


Рис. 2. Расчетные зависимости $x_{кр}(E_0)$ (а) и $n_{кр}(E_0)$ (б) при $D = 0,2...0,4$ см

висимость $n_{кр}(E_0)$ монотонная и медленно падающая, а $n_{кр} \approx 3 \cdot 10^7$.

Это объясняется влиянием отражения зарядов лавины и ее следа на распределение поля в процессе ЛС-перехода. При $E_0 = 5,5 \cdot 10^4$ В/см $x_{кр} \approx 0,1$ см, что близко к $\frac{1}{2}$ длины двух более коротких промежутков ($D = 0,2$ и $0,24$ см). При $E_0 = 5 \cdot 10^4$ В/см критический путь достигает величины $x_{кр} \approx 0,15$ см, и при $D - z_1 = 0,04$ см лавина трансформируется в стример на расстоянии от анода $\approx 0,01$ см (при $D = 0,2$ см) или $\approx 0,05$ см ($D = 0,24$ см). Благодаря этому вклад поля отражения ее заряда в аноде в суммарное поле возрастает, и максимальная напряженность поля E_{max} перед лавиной увеличивается (см. рис. 3, б). Поэтому в ней интенсивнее идет ударная ионизация, и число электронов увеличивается. В полях более сильных по сравнению с $E_0 = 5,5 \cdot 10^4$ В/см, наоборот, критический путь сокращается (при $E_0 = 7 \cdot 10^4$ В/см $x_{кр} \approx 0,041$ см), и ЛС-переход происходит ближе к катоду. Теперь усиление суммарного поля обеспечивает отражение зарядов лавины и следа в катоде, и опять растет $n_{кр}$. В более длинных промежутках ($D = 0,3$ и $0,4$ см) при $D - z_1 = 0,1$ см и любых значениях E_0 из приведенного диапазона ($5...7$) $\cdot 10^4$ В/см ЛС-переход протекает достаточно далеко от электродов,

чтобы можно было пренебречь влиянием полей отражений зарядов лавины, поэтому в этих случаях зависимость $n_{кр}(E_0)$ слабее.

Таким образом, критическое число электронов $n_{кр}$ в лавине слабо зависит от напряженности однородного поля, в котором она развивается, если ЛС-переход происходит достаточно далеко от электродов, чтобы можно было пренебречь отражениями в них зарядов лавины и ее следа. В этом случае оценка момента перехода по критерию (2) дает $n_{кр} \approx 3 \cdot 10^7$. Если же ЛС-переход протекает у анода или катода, то значения $n_{кр}$ растут и достигают $n_{кр} (4...5) \cdot 10^7$.

Анализ напряженности поля в лавинах во время лавинно-стримерного перехода.

Проанализируем данные о минимальных E_{min} и максимальных E_{max} значениях напряженности поля в лавине и ее следе на момент выполнения критерия (2). На рисунках 3, а, б продемонстрированы зависимости $E_{min}(E_0)$ и $E_{max}(E_0)$, полученные для сочетаний значений D и z_1 из табл. 2.

Из зависимостей рис. 3 следует, что в меньших промежутках ($D = 0,2$ и $0,24$ см, $D - z_1 = 0,04$ см) значения E_{min} ниже, а E_{max} выше, чем в больших ($D = 0,3$ и $0,4$ см, $D - z_1 = 0,1$ см). Это обусловлено особенностями рас-

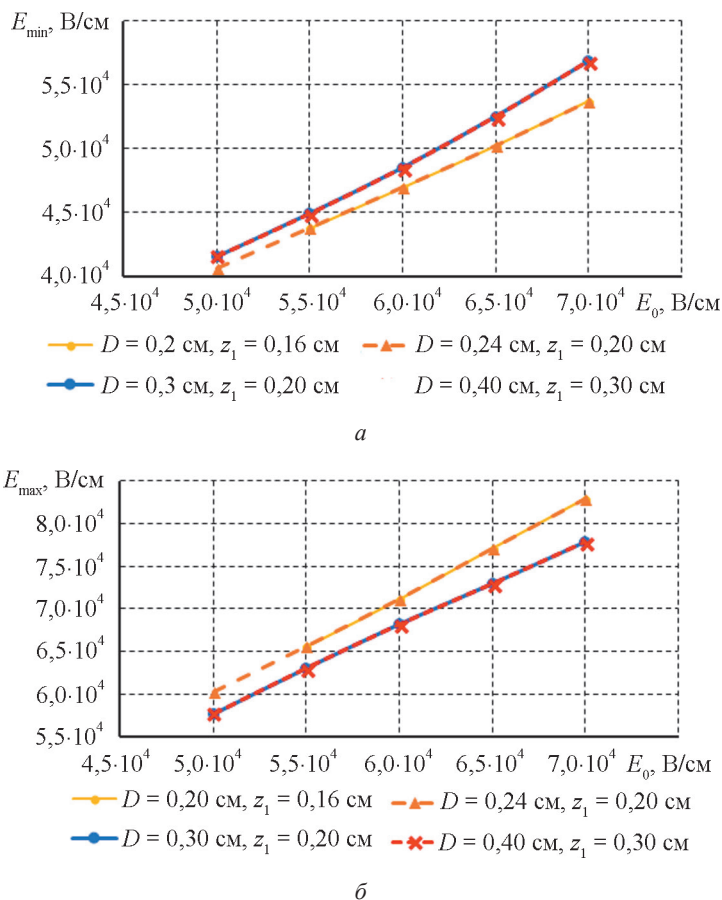


Рис. 3. Зависимости $E_{\min}(E_0)$ (а) и $E_{\max}(E_0)$ (б) при $D = 0,2...0,4$ см

пределения поля и накопления электронов в лавинах. В изучаемом диапазоне величин $E_0 = (5...7) \cdot 10^4$ В/см зависимости $E_{\min}(E_0)$ и $E_{\max}(E_0)$ монотонно возрастают почти по линейному закону, и величины E_{\min} при любых сочетаниях D и z_1 существенно превосходят критическое значение E_k . Следовательно, при появлении квазинейтрального плазменного канала, оцененного по критерию (2), между лавиной и ее следом продолжаетея эффективная ударная ионизация.

Попытаемся понять, можно ли определить момент ЛС-перехода по критерию, требующему сопоставимости напряженности поля, созданного зарядами лавины и ее следа, с напряженностью E_0 внешнего поля, в котором она развивается [9, 10], и найти в нем понятие «сопоставимости». Для этого введем и рассчитаем параметры $dE_{\min} = (E_0 - E_{\min})/E_0$ и $dE_{\max} = (E_{\max} - E_0)/E_0$, характеризующие отклонение наименьших E_{\min} и наибольших E_{\max} значений напряженности поля в лавине от ее средней величины E_0 в разрядном промежутке. Зависимости $dE_{\min}(E_0)$ и $dE_{\max}(E_0)$ изображены на рис. 4.

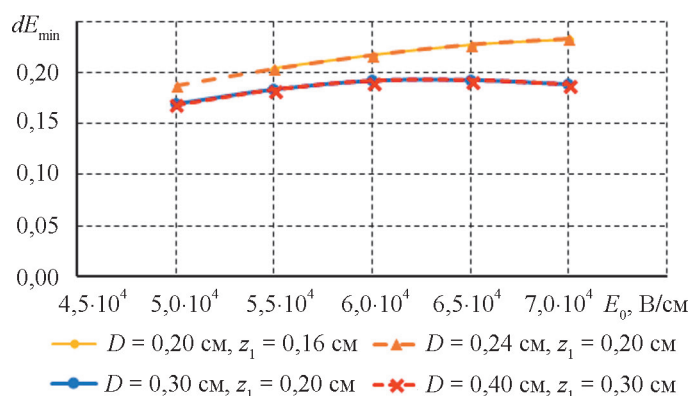
В меньших промежутках ($D = 0,2$ и $0,24$ см) значения E_{\min} и E_{\max} сильнее отличаются от E_0 , чем в более длинных ($D = 0,3$ и $0,4$ см), и dE_{\min} , dE_{\max} в них выше. В больших промежутках величина dE_{\max} монотонно уменьшается от $0,154$ до $0,112$ с ростом E_0 в

пределах $(5...7) \cdot 10^4$ В/см (см. рис. 4, б), а вот значения dE_{\min} варьируются в диапазоне $0,183...0,193$, если $E_0 = (5,5...7,0) \cdot 10^4$ В/см (см. рис. 4, а).

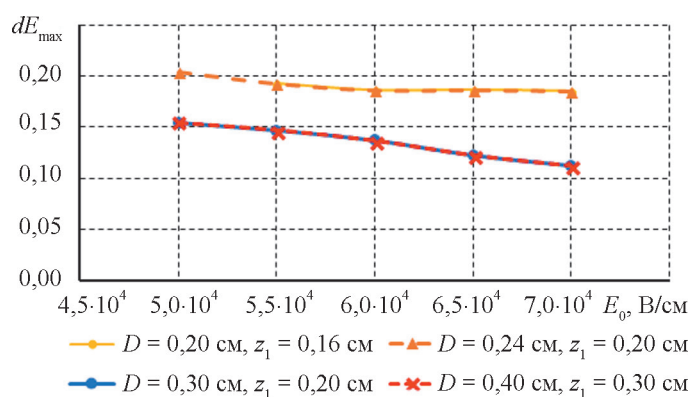
Таким образом, в достаточно сильных однородных электрических полях с напряженностью $E_0 = (5,5...7,0) \cdot 10^4$ В/см в первом приближении можно считать, что выполнению критерия (2) соответствует снижение dE_{\min} минимальной напряженности поля между лавиной и ее следом на $18,3...19,3\%$ по сравнению с E_0 . Такое снижение можно интерпретировать как количественную оценку понятия «сопоставимости» поля зарядов лавины с внешним полем. Однако в более слабых полях dE_{\min} снижаются с уменьшением E_0 , и количественно определить понятие «сопоставимости» невозможно.

Заключение

Изложены результаты математического моделирования лавинно-стримерных (ЛС) переходов в воздушном промежутке с однородным электрическим полем (ЭП) напряженностью $E_0 = (5...7) \cdot 10^4$ В/см. Атмосферные условия — нормальные. Путь, пройденный лавиной к моменту ЛС-перехода, называется ее критическим путем $x_{кр}$, количество электронов — критическим числом $n_{кр}$.



а



б

Рис. 4. Зависимости $dE_{\min}(E_0)$ (а) и $dE_{\max}(E_0)$ (б) при $D = 0,2 \dots 0,4$ см

Изучены однолавино-стримерные (ОЛС) переходы в промежутке длиной $D = 0,2 \dots 0,4$ см ($D > x_{\text{кр}}$).

Лавины описаны математической моделью [1, 20]. За момент ЛС-перехода принят тот момент времени, когда в объеме ионизированного газа много большем радиуса экранирования [1] выполняется критерий (2) и, таким образом, зарождается плазменный канал стримера.

Известны три иных критерия ЛС-перехода. Во-первых, требование сопоставимости напряженности поля, созданного зарядами лавины и ее следа в момент ЛС-перехода, с напряженностью E_0 поля, в котором она развивается [9, 10]. Во-вторых, требование снижения напряженности между лавиной и ее следом до критического значения $E_{\text{к}} = b\delta$ (в электроотрицательных газах), при котором равны коэффициенты ударной ионизации газа электронами α и их прилипания η [1]. В-третьих, установленное в экспериментах равенство $(\alpha - \eta)x_{\text{кр}} = 18 \dots 20$ и $n_{\text{екр}} \approx 10^8$ (в однородном поле в воздухе при нормальных атмосферных условиях) [4, 9].

Вычислительные эксперименты дали следующие результаты.

Когда в промежутке происходит ОЛС-переход, рождается двухголовочный стример. Из лавины быстрее формируется и первоначально распространяется его отрицательная анодонаправленная головка с

минимальной напряженностью поля $E_{\min}^{(-)} > E_{\text{к}}$. Затем из следа лавины рождается положительная катодо-направленная головка. Ее начальная скорость ниже, чем у отрицательной, максимальная напряженность $E_{\max}^{(+)}$ в ней выше, а минимальная $E_{\min}^{(+)}$ — ниже. В ходе ЛС-перехода $E_{\min}^{(+)} \rightarrow E_{\text{к}}$.

Сделано предположение, что критерий ЛС-перехода, требующий снижения напряженности поля между лавиной и ее следом до значения $E_{\text{к}}$, относится к появлению его положительной головки. Квазинейтральный плазменный канал возникает раньше, в процессе рождения отрицательной головки. При его появлении между лавиной и следом продолжается эффективная ионизация.

Критическое число электронов $n_{\text{екр}}$ в лавине слабо зависит от значения E_0 , если ЛС-переход протекает вдали от электродов, и по критерию (2) получается $n_{\text{екр}} \approx 3 \cdot 10^7$. Если переход идет вблизи электродов, то $n_{\text{екр}} \approx (4 \dots 5) \cdot 10^7$.

В однородных полях с $E_0 = (5,5 \dots 7,0) \cdot 10^4$ В/см в первом приближении можно считать, что выполнению критерия (2) соответствует снижение величины E_{\min} на $(0,183 \dots 0,193)E_0$. Его можно интерпретировать как «сопоставимость» поля лавины с внешним полем. Однако при $E_0 \leq 5 \cdot 10^4$ В/см оно тем слабее, чем меньше E_0 , и однозначно оценить «сопоставимость» уже не удается.

Литература

References

1. **Бортник И.М. и др.** Электрофизические основы техники высоких напряжений. М: Изд-во МЭИ, 2018.
2. **Базелян Э.М., Райзер Ю.П.** Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001.
3. **Helling Ch., Jardine M., Witte S., Diver D.A.** Ionization in Atmospheres of Brown Dwarfs and Extrasolar Planets. I. The Role of Electron Avalanche // *Astrophysical J.* 2011. V. 727. No. 4. Pp. 1—6.
4. **Райзер Ю.П.** Физика газового разряда. Долгопрудный: Издат. дом «Интеллект», 2009.
5. **Nijdam S. e. a.** Probing Photoionization: Experiments on Positive Streamers in Pure Gases and Mixtures // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. V. 43. No. 14. P. 145204—145300.
6. **Ламажапов Х.Д., Рыбаков Д.А.** Влияние неоднородностей на продвижение стримеров // *Вестник НГУ. Серия: «Физика».* 2010. Т. 5. Вып. 1. С. 29—36.
7. **Савельева Л.А., Самусенко А.В., Стишков Ю.К.** Причины ветвления положительного стримера в неоднородном поле // *Электронная обработка материалов.* 2013. Т. 49. № 2. С. 36—47.
8. **Куффель Е., Цангель В., Куффель Дж.** Техника и электрофизика высоких напряжений. Долгопрудный: Издат. дом «Интеллект», 2011.
9. **Ретер Г.** Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968.
10. **Meek J.** A Theory of Spark Discharge // *Phys. Rev.* 1940. V. 57. Pp. 722—728.
11. **Papageorgiou L., Metaxas A.C., Georghiou G.E.** Three-dimensional Numerical Modelling of Gas Discharges at Atmospheric Pressure Incorporating Photoionization Phenomena // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2011. V. 44. Pp. 045203—045222.
12. **Oreshkin E.V., Barenholts S.A., Oreshkin V.I., Mesyats G.A.** Parameters of a Runaway Electron Avalanche // *Physics of Plasmas.* 2017. V. 24. P. 103505.
13. **Марченко М.А.** Эффективное использование многоядерных сопроцессоров при суперкомпьютерном статистическом моделировании электронных лавин // *Вестник ЮУрГУ. Серия «Вычислительная математика и информатика».* 2013. Т. 2. № 4. С. 80—93.
14. **Rabie M., Franck C.M.** A Study of the Avalanche-to-streamer Transition in Arbitrary Gases by Particle Simulation // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2016. V. 49. P. 175202.
15. **Montijn C., Ebert U.** Diffusion Correction to the Raether-Meek Criterion for the Avalanche-to-streamer transition // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2006. V. 39. Pp. 2979—2992.
16. **Стишков Ю.К., Самусенко А.В.** Особенности распространения электронных лавин в неоднородных электрических полях // *Вестник Санкт-Петербургского ун-та.* 2009. Сер. 4. Вып. 3. С. 36—44.
17. **Белогловский А.А.** Сопоставление критериев лавинно-стримерного перехода при численном моде-

1. **Bortnik I.M. i dr.** Elektrofizicheskie Osnovy Tekhniki Vysokikh Napryazheniy. M: Izd-vo MEI, 2018. (in Russian).
2. **Bazelyan E.M., Rayzer Yu.P.** Fizika Molnii i Molniezashchity. M.: Fizmatlit, 2001. (in Russian).
3. **Helling Ch., Jardine M., Witte S., Diver D.A.** Ionization in Atmospheres of Brown Dwarfs and Extrasolar Planets. I. The Role of Electron Avalanche. *Astrophysical J.* 2011;727;4:1—6.
4. **Rayzer Yu.P.** Fizika Gazovogo Razryada. Dolgoprudnyy: Izdat. Dom «Intellect», 2009. (in Russian).
5. **Nijdam S. e. a.** Probing Photoionization: Experiments on Positive Streamers in Pure Gases and Mixtures. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010;43;14:145204—145300.
6. **Lamazhapov Kh.D., Rybakov D.A.** Vliyaniye Neodnorodnostey na Prodvizheniye Strimerov. *Vestnik NGU. Seriya: «Fizika».* 2010;5;1:29—36. (in Russian).
7. **Savel'eva L.A., Samusenko A.V., Stishkov Yu.K.** Prichiny Vetvleniya Polozhitel'nogo Strimera v Neodnorodnom Pole. *Elektronnaya Obrabotka Materialov.* 2013;49;2:36—47. (in Russian).
8. **Kuffel' E., Tsaengel' V., Kuffel' Dzh.** Tekhnika i Elektrofizika Vysokikh Napryazheniy. *Dolgoprudnyy: Izdat. Dom «Intellect», 2011. (in Russian).*
9. **Reter G.** Elektronnyye Laviny i Proboy v Gazakh. M.: Mir, 1968. (in Russian).
10. **Meek J.** A Theory of Spark Discharge. *Phys. Rev.* 1940;57:722—728.
11. **Papageorgiou L., Metaxas A.C., Georghiou G.E.** Three-dimensional Numerical Modelling of Gas Discharges at Atmospheric Pressure Incorporating Photoionization Phenomena. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2011;44:045203—045222.
12. **Oreshkin E.V., Barenholts S.A., Oreshkin V.I., Mesyats G.A.** Parameters of a Runaway Electron Avalanche. *Physics of Plasmas.* 2017;24:103505.
13. **Marchenko M.A.** Effektivnoe Ispol'zovanie Mnogoyadernykh Soprotsessorov pri Superkomp'yuternom Statisticheskom Modelirovanii Elektronnykh Lavin. *Vestnik YUUrGU. Seriya «Vychislitel'naya Matematika i Informatika».* 2013;2;4:80—93. (in Russian).
14. **Rabie M., Franck C.M.** A Study of the Avalanche-to-streamer Transition in Arbitrary Gases by Particle Simulation. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2016;49:175202.
15. **Montijn C., Ebert U.** Diffusion Correction to the Raether-Meek Criterion for the Avalanche-to-streamer transition. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2006;39:2979—2992.
16. **Stishkov Yu.K., Samusenko A.V.** Osobennosti Rasprostraneniya Elektronnykh Lavin v Neodnorodnykh Elektricheskikh Polyakh. *Vestnik Sankt-Peterburgskogo Un-ta.* 2009;4;3:36—44. (in Russian).
17. **Beloglovskiy A.A.** Sopostavleniye Kriteriev Lavinno-strimernogo Perekhoda pri Chislennom Modelirova-

лировании электронной лавины в воздушном промежутке с сильным электрическим полем // Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования): Материалы XXIII Всерос. конф. М.: ИНФРА-М, 2015. С. 54—61.

18. **Белогловский А.А., Ильина Ю.Г.** Численный расчет критических параметров электронной лавины в воздухе // Федоровские чтения — 2015: Материалы XLV Междунар. науч.-практ. конф. с элементами научной школы. М.: Издат. дом МЭИ, 2015. С. 166—170.

19. **Галимова А.В., Белогловский А.А.** Расчет и анализ электронных лавин и лавинно-стримерных переходов в сильном электрическом поле // Радиоэлектроника, электротехника и энергетика: Тезисы докл. XXIV Междунар. науч.-техн. конф. студентов и аспирантов. М.: Центр полиграфических услуг «Радуга», 2018. С. 1109.

20. **Белогловский А.А. Верещагин И.П.** Трехмерное математическое моделирование стримерного разряда в воздухе с учетом ветвления: экономичный расчет электрического поля // Электричество. 2011. № 11. С. 17—24.

nii Elektronnoy Laviny v Vozdushnom Promezhtke s Sil'nym Elektricheskim Polem. Elektromagnitnoe Pole i Materialy (Fundamental'nye Fizicheskie Issledovaniya): Materialy XXIII Vseros. Konf. M.: INFRA-M, 2015: 54—61. (in Russian).

18. **Beloglovskiy A.A., Il'ina Yu.G.** Chislenny Raschet Kriticheskikh Parametrov Elektronnoy Laviny v Vozdukhe. Fedorovskie Chteniya — 2015: Materialy XLV Mezhdunar. Nauch.-prakt. Konf. s Elementami Nauchnoy Shkoly. M.: Izdat. Dom MEI, 2015:166—170. (in Russian).

19. **Galimova A.V., Beloglovskiy A.A.** Raschet i Analiz Elektronnykh Lavin i Lavinno-strimernykh Perekhodov v Sil'nom Elektricheskom Pole. Radioelektronika, Elektrotehnika i Energetika: Tezisy Dokl. XXIV Mezhdunar. Nauch.-tekhn. Konf. Studentov i Aspirantov. M.: Tsentr Poligraficheskikh Uslug «Raduga», 2018:1109. (in Russian).

20. **Beloglovskiy A.A. Vereshchagin I.P.** Trekhmernoe Matematicheskoe Modelirovanie Strimernogo Razryada v Vozdukhe s Uchetom Vetvleniya: Ekonomichnyy Raschet Elektricheskogo Polya. Elektrichestvo. 2011;11:17—24. (in Russian).

Сведения об авторе:

Белогловский Андрей Анатольевич — кандидат технических наук, доцент кафедры техники и электрофизики высоких напряжений НИУ МЭИ, e-mail: BeloglovskyAA@mpei.ru

Information about author:

Beloglovsky Andrey A. — Ph.D. (Techn.), Assistant Professor of High Voltage Engineering and Electrical Physics Dept., NRU MPEI, e-mail: BeloglovskyAA@mpei.ru

Статья поступила в редакцию: 27.01.2020

The article received to the editor: 27.01.2020