

# РОЛЬ ПРОЦЕССОВ ВЕТВЛЕНИЯ СТРИМЕРОВ В ИНИЦИИРОВАННИИ ВОЗДУШНОГО ЛИДЕРА В ГРОЗОВОМ ОБЛАКЕ И ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ КОРОНЕ ЛИДЕРА

*И. М. Куцык, Л. П. Бабич, Е. И. Бочков*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

## 1. Введение

Несмотря на многолетние исследования (см., например, [1–10] и цитируемую литературу), проблема природы лидера молнии и длинных лабораторных искр отрицательной полярности до сих пор окончательно не решена, во всяком случае, общепризнанный механизм развития лидера отсутствует. Почему разряд развивается таким «спотыкающимся» образом точно неизвестно. В то же время развитие положительного лидера происходит без заметных скачков. За последние десятки лет накоплен богатый экспериментальный материал свидетельствующий об формировании плазменных образований впереди отрицательного лидера, но до сих пор «непонятно главное: каков механизм возникновения поляризованных плазменных образований довольно далеко перед головкой основного лидера» [3]. Такие образования, не имеющие пока установленного общепринятого названия, наблюдались в лабораторных экспериментах с длинными искрами: «анодный стример 2-го рода» [8], «space stem» [5, 9], «stalker» (сталкер) [11]. По материалу этих работ можно сделать следующие выводы.

Развитие отрицательного разряда в достаточно длинных промежутках носит ступенчатый характер [12]. Через достаточно регулярные интервалы времени в несколько десятков мкс на некотором удалении от катода образуется «пространственный лидер», один конец которого движется к отрицательному лидерному каналу, а другой в противоположную сторону. Когда движущийся отрицательный лидер и катодонаправленный конец воздушного лидера смыкаются, наблюдается импульс тока и вспышка. Происходит перенос высокого напряжения на противоположный конец воздушного лидера. С него стартует отрицательная корона и процесс продолжается снова подобным же образом.

Пространственный лидер образуется из «пространственного стебля», которому предшествует пламенная структуры, называемая «пилот», представляющая собой две короны противоположного знака [12] исходящие из особых пятен, часто сов-

падающих с точками ветвления отрицательных стримеров [9]. Появление одного пилота приводит к появлению следующего в глубине промежутка. Образуется цепочка пилотов, развивающаяся в «пространственной стебель» [12]. «Пространственные стебли» (вероятно, это стримеры 2-го рода второго рода по терминологии [8], образуются вдоль следа обычного анодонаправленного стримера), могут приводить к появлению пространственного лидера при длине разрядного промежутка больше 2 м [9], но наблюдаются и в коротких промежутках [13] в бесступенчатом пробое, а также в заряженном аэрозольном облаке [11]. Расстояние между концом отрицательного лидера и пространственным стеблем в момент начала пространственного лидера молнии в диапазоне 1,4–2,2 м [14]. Пространственные стебли появляются не на из краю отрицательной короны, а скорее ближе к катоду в объеме внутри которого перед этим развивалась корона [9], стартуют после первой короны у границы стримерного фронта. Съемка в инфракрасном диапазоне показала, что пятна и стебли нагреты до температуры, сравнимой с температурой лидерного канала и в том отношении радикально отличаются от обычного стримерного канала [11, 13].

В работе [16] обсуждаются и уточняются результаты, полученные в [13]. Показано, что появлению биполярной структуры предшествует возникновение «бусинок» (beards) на месте следа отрицательного стримера. Для объяснения природы бусинок предложена 1D модель эволюции ионизации стримерных каналов. В модели использованы искусственные зависимости от напряженности поля эффективных частот ионизации и прилипания в каналов стримеров. Полученные пики концентрации электронов интерпретируются как светящиеся яркие бусины. Однако физический смысл использованных эффективных зависимостей неясен. Кроме того, не объясняется разогрев пятен - характеристика важнейшая для дальнейшей их эволюции.

Результаты экспериментов [6–9, 11–13] обобщены в работе [5], в которой предложена единая концепция пробоя в грозовом облаке и отрица-

тельной короне лабораторного разряда. Авторы [5] сформулировали идею общности инициирования молнии в облаке и пробоя длинных отрицательных промежутков. В вопросе инициирования они выделяют 2 отдельные проблемы: 1) рост поля в облаке до порога старта стримеров с капель и гидрометеоров; 2) механизм пробоя длинного отрицательного промежутка. Однако не со всеми положениями [5] можно согласиться. Так, идея локального усиления поля за счет механизма неограниченного ветвления стримеров основана на модели без учета самосогласованного поля. С его учетом неограниченный экспоненциальный рост числа стримеров невозможен. Следовательно, невозможен локальный рост поля в облаке для инициирования лидера молнии. Кроме того, отсутствует объяснение причины появления горячих положительно заряженных пятен в отрицательной короне; оно берется как экспериментальный факт.

Работу [5], по нашему мнению, дает в основном правильную картину инициирования воздушного лидера, предшествующего молнии и ступенчатому пробоя при отрицательном напряжении на длинном воздушном промежутке, но отдельные ее положения требуют корректировки и уточнения. Мы согласны с фундаментальной ролью процессов ветвления стримеров в механизме инициирования пространственного лидера; также как авторы [5] не касаемся причины возникновения в облаке поля достаточного для старта стримеров; согласны с идеей универсальной причины пробоя. В качестве такой причины рассматриваем образование горячих пятен и делаем попытку прояснить детали механизма образования этих пятен.

## 2. Гипотеза разогрева канала стримера

Нагрев отдельных участков анодонаправленного стримерного канала, приводящий к возникновению разогретых пятен и стеблей можно объяснить развитием ионизационно-тепловой неустойчивости. Начальная неоднородность тока в канале, приводящая к неоднородному нагреву, усиливается в результате положительной обратной связи: более нагретые области обладают большей проводимостью. Ток стягивается в узкую область, нагретую до температуры достаточной для поддержания высокой проводимости. Трудность реализации этого механизма связана с малым временем затухания тока проводимости: время протекания тока в стримерном канале порядка времени прилипания электрона к молекулам газа

$\tau_{att} \approx 100 \text{ нс}$  [3]  $\ll \tau \approx 10^{-6} \text{ с}$  – времени развития ионизационно-тепловой неустойчивости по оценке [3, с. 73], поэтому обычно не наблюдается заметного стягивания тока и нагрева стримерного канала в поле порядка 10 Кв/см. Однако при увеличении напряженности поля включается быстрый механизм ионизации при столкновении возбужденных атомов азота и кислорода [15], не учитываемый в оценке [3]. При увеличении приведенной напряженности поля  $E/N$  всего в 1,5 раза с 75 Тд до 100 Тд время развития пробоя  $t_{br}$  уменьшается в  $\sim 30$  раз с 2 мкс до 70 нс [19]. Причина в том, что скорость наработки возбужденных атомов и молекул в разряде имеет резкую зависимость от  $E/N$ . Примем для наших оценок величину  $E_{th} \approx 2,6 \text{ кВ/см}$  при атмосферном давлении, за условный порог развития неустойчивости: развитие неустойчивости, согласно [19], происходит за время  $t_{disch}$  примерно равное времени затухания тока в стримерном канале  $\approx t_{att}$ .

Рассмотрим ситуации, в которых реализуется необходимое условие развития неустойчивости и нагрева плазмы. Покажем, что ветвление стримера в некоторых случаях может создать в канале область поля с напряженностью  $E > E_{th}$  как предпосылку, необходимое условие для появления особых точек – нагретых пятен. Полное 3D моделирование стримерной короны на основе рассмотрения микроскопических процессов связано с огромными сложностями и не может быть применимо к решению нашей проблемы. Мы вынуждены ограничиваться качественным анализом, подкрепляя его простейшими численными расчетами. Воспользуемся простейшей 1,5 D моделью канала длинного стримера [3]. Полагаем, что стример представляет собой цилиндрический канал постоянного радиуса  $r_{str} \sim 0,3 \text{ мм}$ . Распределения всех величин в поперечном сечении однородно. Скорость распространения проводящей области в канале  $V_{str} = 10^6 \text{ м/с}$  соответствует скорости положительного стримера, вычисленной по формуле из [5] для величины напряженности  $E \approx 10 \text{ кВ/см}$  (скорость отрицательного стримера меньше на 20 % по данным [18], поэтому в наших расчетах по упрощенной модели мы не делаем различия между положительными и отрицательными стримерами). Мы не рассматриваем микроскопические процессы на фронте волны ионизации, движущейся со скоростью  $V_{str}$ . В нашем рассмотрении задача моделирования стримера редуцирована до модели распространения заряда и

тока в цилиндрической области проводимости, распространяющейся со скоростью фронта ионизации. При атмосферном давлении подвижность электронов  $\mu_e = 0,06 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  и ионов проводимость  $\mu_i = 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  [3]. Начальная концентрация электронов и положительных ионов на фронте стримера  $n^0 \sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$  [3].

Уравнения модели взяты из [3]

$$\begin{cases} \frac{\partial \lambda^{(n)}}{\partial t} + \frac{\partial i^{(n)}}{\partial l^{(n)}} = 0 \\ i^{(n)} = S \sigma^{(n)} E^{(n)} \\ \sigma^{(n)} = e (\mu_e n_e^{(n)} + \mu_i n_+^{(n)} + \mu_i n_-^{(n)}) \\ E^{(n)} = - \frac{\partial U^{(n)}}{\partial l^{(n)}} \end{cases}$$

и уравнения баланса частиц

$$\begin{cases} \frac{\partial n_e^{(n)}}{\partial t} = - \frac{n_e^{(n)}}{\tau_{att}} - b_e n_+^{(n)} n_e^{(n)} \\ \frac{\partial n_+^{(n)}}{\partial t} = - b_e n_+^{(n)} n_e^{(n)} - b_i n_+^{(n)} n_-^{(n)}, \quad n = 1, N_{str} \\ \frac{\partial n_-^{(n)}}{\partial t} = + \frac{n_e^{(n)}}{\tau_{att}} - b_i n_+^{(n)} n_-^{(n)} \end{cases}$$

Величины с верхним индексом ( $i$ ) относятся к  $i$ -му стримерному каналу;  $\lambda$  и  $\sigma$  – соответственно погонная плотность заряда и проводимость,  $n_{e,+,-}$  – концентрации электронов, положительных и отрицательных ионов. В нашей модели предполагалось, что погонный заряд расположен на внешней стороне цилиндра радиусом  $r_{str}$  симметрично относительно оси. Потенциал  $U^{(n)}(\vec{r})$  в т.  $\vec{r}$  на оси  $n$ -го стримерного канала вычислялся по приближенной формуле  $U^{(n)}(\vec{r}) \cong \varphi_0(\vec{r}) + \sum_{k=1}^{N_{str}} \int \frac{\lambda^{(k)}}{4\pi\epsilon_0 R_{nk}(\vec{r}, \vec{r}_k)} dl^{(k)}$ ,

где  $\varphi_0(\vec{r})$  – потенциал внешнего поля потенциалов, суммирование по вкладам зарядов всех стримеров (в т. ч. собственных зарядов);  $R_{nk}(\vec{r}, \vec{r}_k) = \sqrt{r_{str}^2 + (\vec{r} - \vec{r}_k)^2}$ , где т.  $\vec{r}_k$  находится на оси стримера  $k$ -го стримера. Упрощение при вычислении вклада  $k$ -го заключается замене интегрирования по поверхности одномерным интегралом и сказывается лишь при вычислении вклада ответившегося стримера в потенциал на оси исходного стримера на малом расстоянии порядка  $r_{str}$  от точки ветвления.

В уравнениях баланса перенос частиц не учитывался, так как дрейфовая скорость много меньше скорости стримера  $V_{e,+,-} \ll V_{str} = 10^6 \text{ м/с}$ . В точке  $x$  – ветвления  $n$ -го стримера на две ветви, одну из которых мы считаем тем же стримером, а другую –  $n+1$ -м стримером выполняется условие непрерывности тока проводимости  $i^{(n)}(x-0) = i^{(n)}(x+0) + i^{(n+1)}(x+0)$ .

Начальная ионизация на фронте стримера  $n_{e,+}(l_0 + V_{str}t, t) = n^0 \sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$  [3], где  $l_0$  – точка старта волны ионизации. Перед фронтом  $n_{e,+,-}(l > l_0 + V_{str}t, t) = 0$ . В начальный момент времени задавался проводящий участок длиной порядка 1 мм, от которого распространялась волна ионизации по каналу. Траектория стримера – ломаная линия,  $l$  – координата вдоль этой линии. На рис. 1 представлено рассчитанное распределение погонного заряда и тока вдоль стримера, движущегося в однородном поле.

Наша модель соответствует движению удаленного от электрода стримера, потерявшего гальваническую связь с электродом. Упрощенно рассматриваются процессы ионизации и прилипания. Безусловно, эта модель в силу своей геометрии неприменима для области порядка  $r_{str}$  вблизи головки, но позволяет выполнить качественный анализ распределения погонного заряда, тока и поля вдоль канала стримера. Грубыми являются предположения о постоянстве скорости фронта, радиуса канала и начальной ионизации, однако они позволяют сделать расчеты простыми и наглядными. Расчеты носят качественный характер и служат не для получения точных результатов, а для иллюстрации физически ясных предположений о механизме нагрева плазмы стримерного канала.

Результаты расчетов параметров стримера по нашей модели представлены на рис. 1, а, б. Величина  $l$  отсчитывается вдоль канала стримера. Видно, что заряд головной части одиночного стримера  $\sim 6 \cdot 10^{-9}$  Кл распределен вдоль канала стримера за головкой в области несколько см. Плотность заряда вблизи точки ветвления  $\lambda \cong 10^{-7}$  Кл/м. Оценка радиального поля  $E_r = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r_{str}} \cong 6 \cdot 10^6 \text{ В/м}$  свидетельствует о возможности развития стримера.

На рис. 1, а представлены результаты еще двух расчетов. Во втором расчете в точке произошло ветвление стримера в точке  $l_b = 0,1 \text{ м}$ . Пола-

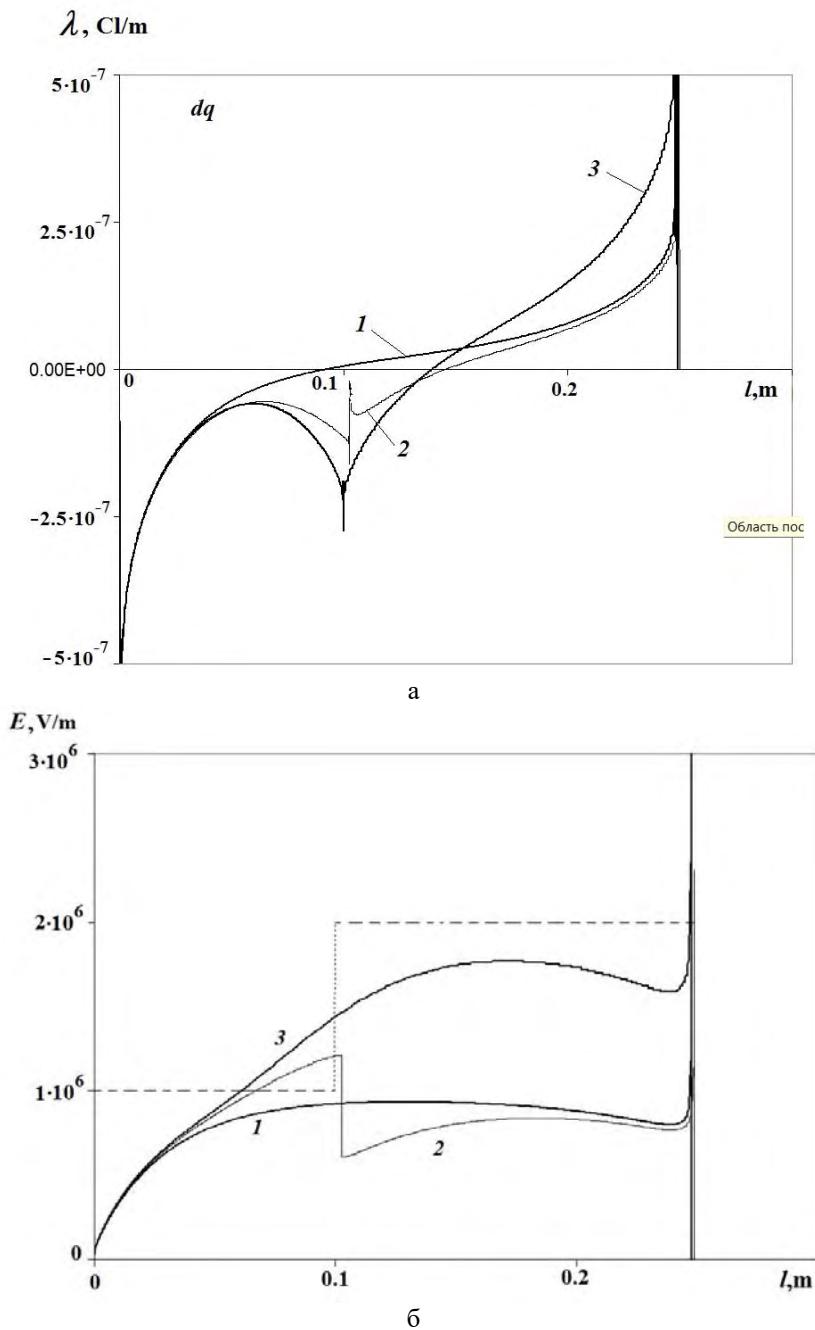


Рис. 1. Распределение погонной плотности заряда вдоль канала стримера (а). Распределение напряженности электрического поля в канале стримера (б). 1 – стример без ветвления в однородном поле  $E_0 = 10$  кВ/см; 2 – стример с ветвлением; 3 – стример в неоднородном поле (пунктир – неоднородное внешнее поле)

гаем, что траектории старого и нового стримеров находятся в одной плоскости; угол между их направлениями  $\theta = 30^\circ$  по данным [14]. Из рисунков видно, что в окрестности т.  $l_b$  формируется компактный заряд, знак которого противоположен знаку заряда на движущемся конце стримера. Вблизи точки ветвления возрастает напряженность поля в канале старого стримера. Ток в области  $l < l_b$  усиливается по сравнению со случаем стримера без ветвления, в поле с постоянной ве-

личиной напряженности. Это усиление тока обеспечивается возрастанием напряженности поля вследствие формирования заряда в окрестности т.  $l_b$ . Во третьем расчете амплитуда внешнего поля  $E_0$  при пересечении т.  $l_b$  увеличивается в 2 раза. Вблизи т.  $l_b$  формируется компактный заряд со знаком противоположным знаку заряда головке стримера.

Можно сделать принципиальный вывод, что процессы ветвления и интенсификации стримеров

приводят к появлению заряда вблизи т.  $l_b$ , и дают возможность старта вторичных стримеров противоположной направленности. Другое следствие процессов ветвления – усиление тока в канале первичного стримера и рост напряженности поля в старом канале вблизи точки ветвления, что облегчает развитие термоионизационной неустойчивости, ведущей к разогреву участка канала стримера. Физический механизм картина описанных следствий проста: разность суммы токов старого и нового стримеров после точки ветвления и тока старого стримера до ветвления приводит к формированию заряда вблизи точки ветвления, который «вытягивает» из старого канала дополнительный ток за счет повышения напряженности поля в канале. Оба процесса друг друга дополняют в том смысле, что один создает предпосылки для другого. Не имеет принципиального значения, что первично: старт стримеров противоположной направленности и последующее повышение напряженности поля, или повышение поля, приводящее к

нагреву плазмы, поляризации зарядов и старту стримеров.

Усиление эффекта роста тока и напряженности поля в канале возможно при учете многократного ветвления стримеров (рис. 2, а, б).

Результаты соответствующих расчетов величины  $E_{\max}$  максимального значения поля в канале вблизи точки первого ветвления приведены в табл. 1. В табл. 2 результаты расчета поля приведены в виде отношения  $E/E_0$ , так как при заложенных в модель стримера параметрах  $n^0, V_{str}, t_{att} \dots$ , не зависящих от внешнего поля  $E_0$ , расчеты с разными значениями  $E_0$  дают одинаковый результат  $E/E_0$ .

Предполагалось, что стример стартует с градины (капли), емкость которой  $C_0$ . Характерная длина ветвления  $l_{branch}$  варьировалась в расчетах. Мы использовали простейшую модель: каждый стример ломаная линия, состоящая из отрезков

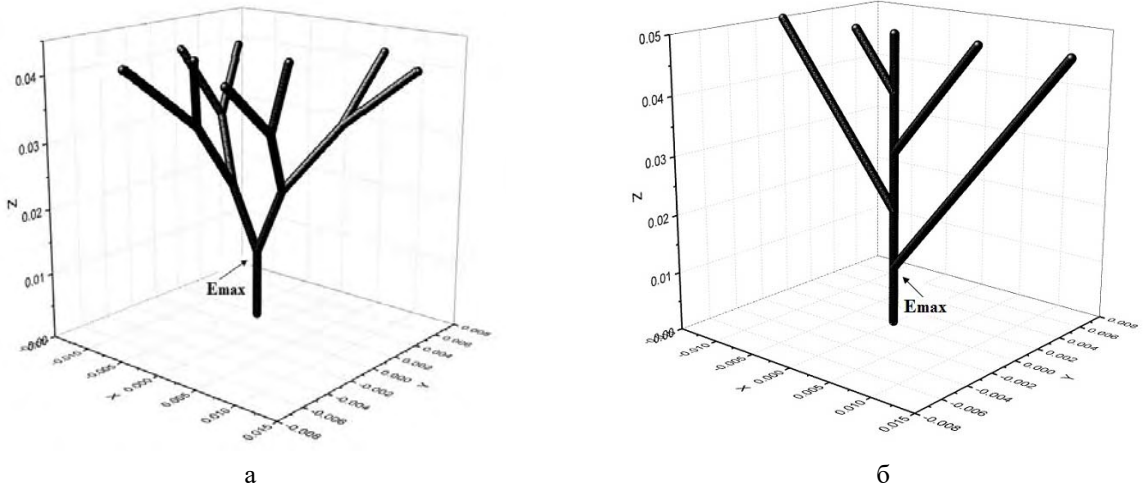


Рис. 2. Схематическое изображение ветвящихся стримеров: одинаковая вероятность ветвления для каждого стримера (а); ветвится только начальный стример (б)

Таблица 1

Зависимость максимального усиления поля в канале стримера относительно внешнего поля от длины ветвления в случае ветвления всех стримеров (рис. 1, а)

$C_0 = 10^{-13} F$					
$L_{br}, \text{cm}$	5	3	2	1,5	1
$l_{att} / L_{br}$	0,5	0,3	0,2	0,15	0,1
$E_{\max} / E_0$	1,14	1,16	1,2	1,2	1,02
$C_0 = 10^{-12} F$					
$L_{br}, \text{cm}$	5	3	2	1,5	1
$l_{att} / L_{br}$	0,5	0,3	0,2	0,15	0,1
$E_{\max} / E_0$	1,27	1,45	1,75	2,1	2,6

длиной  $l_{branch}$  (рис. 2). Первоначальный стример движется вдоль поля. В точке ветвления угол между стримерами  $\theta = 30^\circ$ , угол поворота плоскости рассеяния выбирается случайным образом. Минимальное значение  $l_{branch} \approx 1$  см в табл. 1 соответствует данным [17] для положительных стримеров. Максимально число стримеров в расчете ограничивалось величиной  $N_{str} = 64$ . Выполнена серия расчетов с разными  $N_{str}$ . Результаты представлены в табл. 2. При  $N_{str} \geq 32$  результаты практически не меняются.

Таблица 2

Зависимость максимального усиления поля в канале стримера относительно внешнего поля от числа ветвлений в случае ветвления одного стримера (рис. 1, б)

$N_{str}$	2	4	8	16	32	64
$E_{max} / E_0$	1,23	1,53	1,82	2,09	2,31	2,6

В нашей модели не учитывается зависимость скорости стримера от внешнего поля. С ростом числа ветвлений и накопления зарядов в точках ветвления происходит замедление и остановка стримеров. Расчеты показывают применимость модели  $N_{str} < 16$ . Следовательно, в качестве реально достижимого значения разумно ограничиться величиной  $E_{max} / E_0 \approx 2$ .

На рис. 3 приведена временная зависимость величины напряженности поля вблизи точки ветвления для  $l_{branch} \approx 1$  см (см. табл. 1) и для одиночного стримера в той же точке.

Необходимое условия для заметного роста поля в канале стримера  $l_{branch} \ll l_{att} = \tau_{att} V_{str}$  (1). Даже если  $E_{max} < E_{th}$  поле недостаточно, старт катодонаправленных стримеров, унос положительного заряда и приток отрицательного заряда в основание стримера может инициировать анодо-направленный стример и усилить процесс нагрева.

Из данных в табл. 1 следует, что при  $C_0 = 10^{-12}$  Ф (размер градины порядка 1 см) напряженность поля достигает величины  $E \approx E_{br} \cong \cong 30$  кВ/см при внешнем поле  $E_0 \approx 10$  кВ/см. При этих значения начнется развитие термоионизационной неустойчивости и образование горячего пятна, наблюдаемого в эксперименте. При малых значениях емкости  $C_0$  величина  $E_{max}$  значительно ниже, так как первое стримерное звено  $[0, l_b]$

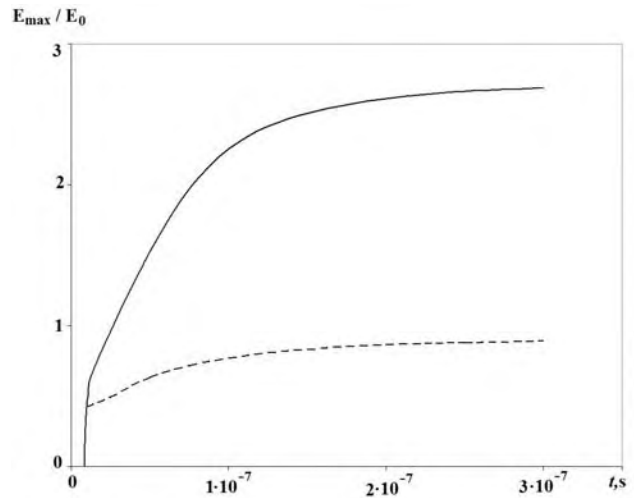


Рис. 3. Сплошная линия – временная зависимость относительной амплитуды поля в т.  $l_{branch} = 1$  см (случай, изображенный на рис. 2, а). Для сравнения пунктир – стример без ветвления

быстро заряжается и ток через т.  $l_b$  прекращается. Возможно, при малых значениях  $C_0$  происходит увеличение эффективной емкости при увеличении эффективного радиуса за счет ионизационных процессов вблизи градины. Однако даже при малых значениях  $C_0 = 10^{-13}$  Ф в расчетах удается приблизиться в результатам  $C_0 = 10^{-12}$  Ф близкие удастся получить большие значения  $E_{max}$ , если точка первого ветвления  $l_b \sim 10$  см, остальные звенья стримеров длиной  $l_{branch}$ . В этом случае большой емкости выполняет звено  $[0, l_b]$ .

Увеличения  $E_{max}$  достигается и без выполнения требования (1) в том случае, когда ветвится только начальный стример (рис. 1, б). Шаг между точками ветвления  $\Delta l = 1$  см. Такая ситуация описывает флуктуацию процесса ветвления, когда расстояние между последовательными ветвлениями  $a \ll l_{branch}, l_{att}$ . Вероятность одного ветвления

$p \cong \frac{a}{l_{br}}$ . Если происходит  $n$  последовательных ветвлений на через одинаковый промежуток  $a$ . суммарная вероятность  $P = p^n = \left(\frac{a}{l_{br}}\right)^n$ . Для

$n = 4$ ,  $a = 1$  см и  $l_{br} = 10$  см вероятность  $P = 10^{-3}$  и при большом числе стримеров  $N_{str} \gg 1/P$  этот вариант реализуется. Результаты расчетов представлены в табл. 3.

Таблица 3

Зависимость максимального усиления поля в канале стримера относительно внешнего поля от числа ветвлений в случае ветвления только начального стримера (рис. 1, б)

$n$	1	2	3	4	9
$E_{\max} / E_0$	1,21	1,37	1,47	1,57	1,6

Относительная величина  $E_{\max} / E_0$  меньше, чем при ветвлении каждого стримера. Она меняется слабо при увеличении числа стримеров свыше 4–5.

Полученные данные позволяют нам делать обоснованные предположения о механизме пробоя в грозовом облаке и отрицательной короне. В результате ветвления стримеров в точке ветвления накапливается заряд, необходимый для старта стримеров противоположного знака. Этот же заряд создает повышенную напряженность поля на участке перед точкой ветвления, ускоряющую развитие ионизационно-тепловой неустойчивости и нагрев канала.

### 3. Пробой в облаке

Мы не касаемся вопроса о том, как реализуется в грозовом облаке напряженность поля  $E_0 \approx 10$  кВ/см при атмосферном давлении, при которой напряженность поля вблизи сферических капель достигает величины  $E_{br}$ . Полагаем, что пороговая величина для старта положительных стримеров с гидрометеоров примерно соответствует этому значению  $E_0$ . Результаты, представленные в табл. 1, 2 (с учетом  $N_{str} < 16$ ) и 3 дают для поля  $E_0 \approx 10$  кВ/см значения  $E_{\max} / E_0 \approx 2$  и 1,6 соответственно. Следовательно, при внешнем поле  $E_0 \approx 16$  кВ/см  $E_{\max} = 32$  и 26 кВ/см, т. е.  $E_{\max} \geq E_{th}$  и обеспечивает развитие неустойчивости и возникновение проводящей области (пятна). В первом случае поле достигает пороговой величины пробоя  $E_{br} \approx 30$  кВ/см, а во втором порога развития неустойчивости. Даже если поле  $E_{\max}$  недостаточно, старт катодонаправленных стримеров, унос положительного заряда и приток отрицательного заряда в точку ветвления может инициировать новый анодонаправленный стример и усилить процесс нагрева.

Поляризация плазмы и концентрация зарядов на краях пятна дает старт стримерам с краев пятна

и нагреву плазмы. Оно развивается и распространяется как стример 2-го рода, описанный в [8].

Повышение поля  $E_0$  в локальной области облака с 10 кВ/см до необходимой величины 16 кВ/см можно объяснить поляризацией облака за счет распространения положительных стримеров. Предположим, область где инициируются стримеры, имеет сферическую форму, вне ее стримеры не инициируются. Плотность точек инициирования  $n_{in}$ , заряд головки стримера  $q_{str}$ . В результате движения стримеров происходит разделение зарядов. Внутри шара возникает однородное электрическое поле поляризационных зарядов  $E_{pol}^{in} = \frac{n_{in}q_{str}d}{3\epsilon_0}$ . Снаружи области поле усиливается на величину, максимум которой равен

$$E_{pol}^{out} = \frac{n_{in}q_{str}R_{sph}}{3\epsilon_0} - \frac{n_{in}q_{str}R_{sph}}{3\epsilon_0} \left( \frac{R_{sph}}{R_{sph} + d} \right)^2 = \frac{2n_{in}q_{str}d}{3\epsilon_0}.$$

Результирующее поле внутри области уменьшается до величины  $E_{\min} = 5$  кВ/см, допускающей распространение стримеров. Если внешнее поле  $E_0 \approx 10$  кВ/см, то поле внутри шара  $E_{\min} = E_0 - E_{pol}^{in}$ , и вне  $E_{\max} = E_0 + E_{pol}^{out}$ . Так как  $E_{pol}^{out} = 2E_{pol}^{in} = 2(E_0 - E_{\min})$ , то  $E_{\max} = E_0 + E_{pol}^{out} = 3E_0 - 2E_{\min} = 20$  кВ/см. Полагая для оценок  $q_{str} = 6 \cdot 10^{-9}$  Кл и  $d \approx 1$  м, получаем вполне реалистичную величину  $n_{in} = \frac{3\epsilon_0 E_{pol}^{int}}{q_{str}d} \sim 10^2$  м<sup>-3</sup>. С учетом ветвления стримеров эта величина будет еще меньше.

### 4. Пробой длинного воздушного промежутка при отрицательном напряжении

Процесс начинается с развития отрицательная корона от электрода. В точках ветвления стримеров или скачка амплитуды поля формируется положительный пространственный заряд (см. рис. 1, а), с которого стартуют положительные стримеры. Далее возможны варианты достижения  $E_{\max} \approx E_{th}$ . Возможно, как в облаке, многократное ветвление начального из стримеров и формирование области высокого напряжения (табл. 2). Однако мы не располагаем данными о длине (скорости) ветвления отрицательных стримеров в зависимости от величины напряженности внешнего поля,

необходимыми для подтверждения этой возможности. Из общих соображений интенсивного ветвления отрицательных стримеров не происходит, поскольку они требуют большей напряженности поля для старта и движения [2, 3]. Более вероятен сценарий старта нескольких стримеров на небольшом расстоянии друг от друга (табл. 3), но величина  $E_{\max} / E_0 \approx 1,6$  и для достижения порога  $E_{br}$  необходима величина  $E_0 = 26 / 1,6 \approx 16$  кВ/см. Однако возможна такая ситуация, когда происходит только одно ветвление начального стримера, а затем старт противоположной направленности из места локализации пространственного заряда вблизи точки ветвления (рис. 4).

Выполнен расчет, в котором в поле  $E_0 = 10$  кВ/см исходный отрицательный стример ветвится в момент  $t = 10^{-7}$  с, и через  $\Delta t = 0,6 \cdot 10^{-7}$  стартует вторичный стример под углом  $135^\circ$  к исходному. На рис. 3 представлено распределение поля вдоль канала стримера в момент времени  $t = 2,5 \cdot 10^{-7}$  с. В этом случае усиление поля в канале  $E / E_0 \approx 2$ . Если одновременно на расстоянии 3 мм друг от друга стартуют 2 или 3 вторичных стримера, то, согласно расчетам, усиление соответственно  $E / E_0 \approx 2,37$  и  $E / E_0 \approx 2,69$ ; для достижения порога  $E_{br}$  соответственно необходима величина  $E_0 \approx 11$  кВ/см и  $E_0 \approx 10$  кВ/см. Предпо-

ложение о старте одновременно нескольких положительных стримеров основано на большей легкости их старта по сравнению с отрицательными: геометрические неоднородности на поверхности стримерного канала, которые не смогли развиваться в виде ветвления, при смене знака погонного заряда канала, дают начало положительным стримерам.

Таким образом, необходимая величина внешнего поля для разных вариантов ветвления в диапазоне 10–16 кВ/см. Нижнее значение является минимально необходимым полем  $E_{\min}^-$  для распространения отрицательного стримера. В [2, 3] предполагается, что в процессе эволюции отрицательной короны заряды остановившихся стримеров формируют самосогласованное поля величиной, так что  $E_c L_{str} \approx 0,5U$ , где  $U$  – потенциал электрода( головки лидера), среднее поле в короне  $E_c \approx E_{\min}^-$ ,  $L_{str}$  – длина стримерной зоны (отрицательного объемного разряда). Поскольку речь идет о средней напряженности поля в короне, вопрос однородности и реализации в короне поля напряженностью 15 кВ/см остается открытым.

Возможно, существование участка растущего поля связано с неоднородным распределением отрицательного заряда. Заряд первой вспышки короны останавливается и образует несколько уплотнений, препятствующих распространению для части последующих стримеров (см. рис. 5, а).

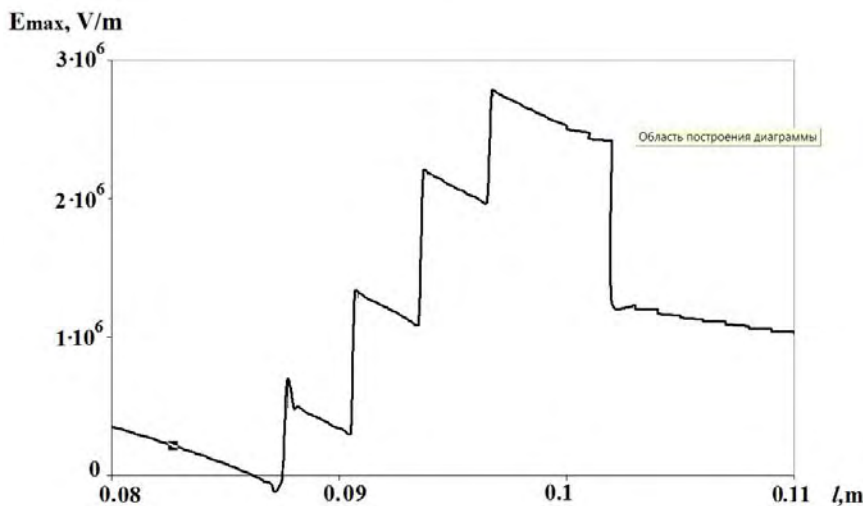


Рис. 4. Зависимость усиления поля в канале стримера относительно внешнего поля в случае старта 4 стримеров в обратном направлении в момент  $t = 2,5 \cdot 10^{-7}$  с



Если бы внешнее поле в дальнейшем не возрастало, то граница остановки  $E = E_{\min}$  стримеров и область локализации заряда со временем сдвигалась бы катоду. При большой скорости роста напряжения и небольшом потоке стримеров граница остановки стримеров смещается вглубь разрядного промежутка. Из этих рассуждений следует, что при случайном согласовании скорости нарастания заряда и роста напряжения в процессе роста остановившегося заряда граница остановки не сильно смещается от исходного положения и возможно нарастание заряда в ограниченном объеме и существование области торможения и остановки стримеров с локальным достаточно глубоким минимумом поля перед центром заряда уплотнения. Соответственно возникнет область локального усиления за центром заряда, и величина напряженности поля этого максимума растет с ростом приложенного к промежутку напряжения.

Другая возможность достижения  $E_0 \approx 15$  кВ/см связана с ветвлением стримеров (см. рис. 5, б) и пространственным разделением зарядов: положительные заряды в целом ближе к лидеру, чем отрицательные.

В длинных разрядных промежутках стримеры на периферии короны не связаны гальванически с электродом (лидером), положительный заряд остается в точках ветвления и может накапливаться в объеме. Перед положительным объемным зарядом возникает область усиления поля как результат процесса поляризации, подобно тому как, по нашему предположению происходит перед стартом лидера в облаке.

Вблизи электрода (лидера) поле напряженности поля, способствующая развитию неустойчивости, и, казалось бы, больше вероятность образования горячего пятна. Но вблизи катода сохраняется проводимость стримеров, заряд в точках ветвления не накапливается и нет условий старта катодонаправленных стримеров. Кроме того, в падающем поле заряд в точке ветвления должен быть меньше, чем в однородном поле, так как меньше разница токов до и после ветвления.

Эксперимент указывает расположение первоначальных горячих пятен между катодом и внешней границей стримерной зоны (в «вдоль следа отрицательного стримера зоне сильного усиления и/или ветвления стримеров» [9]). При удалении от катода растет число точек ветвления и вероятность старта положительного стримера. Возможно, вблизи катода большое число ветвлений при малых  $l_{branch} < l_{att}$  создает большое число малых зарядов в точках ветвления, которые, как показывает анализ результатов расчетов, представленных в

табл. 1, «стекают» в общий канал стримера-предка, объединяясь в большие заряды, притягивающие многочисленные стримеры, головки которых уменьшают эти заряды в результате «рекомбинации». На периферии короны при больших  $l_{branch}$  ветвлений меньше, но заряды в точках ветвления большей величины и менее подвержены рекомбинации.

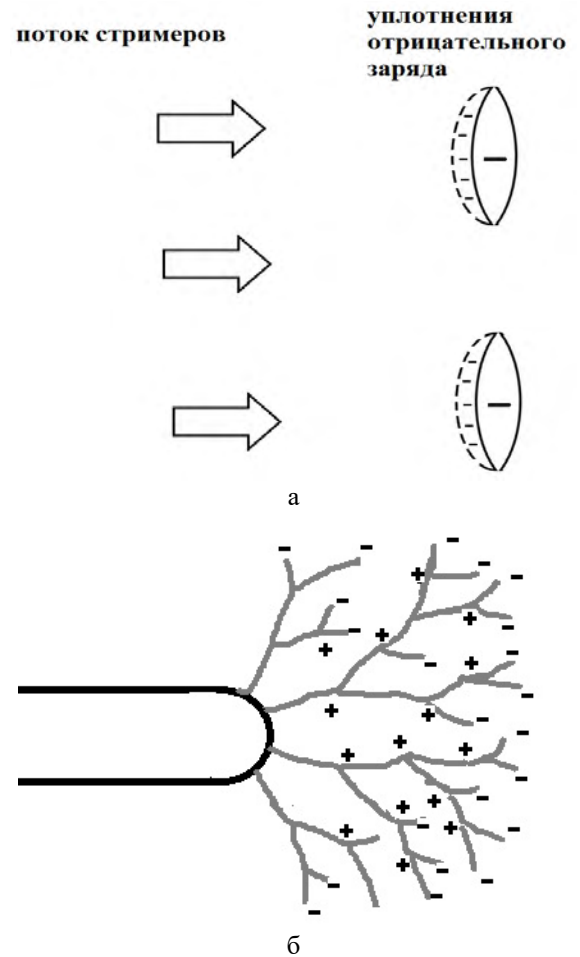


Рис. 5. Схематическое изображение формирования уплотнений отрицательного заряда в отрицательной стримерной короне (а); схематическое изображение разделения зарядов в отрицательной стримерной короне (б)

В метровом промежутке наблюдавшееся возникновение горячих пятен вблизи катода [16] может быть связано с переключением стримерами различных ветвей короны связанных гальванически с катодом, имеющих различный потенциал и обеспечивающих необходимую напряженность поля  $E_{th}$  на переключке.

Развитие нагретого проводящего в короне пятна происходит как при пробое в облаке. Отличие в том, что здесь роль вторичных положительных стримеров существенна, и подтверждена экспериментальным наблюдением.

В разрядном промежутке при положительном приложенном напряжении, очевидно, проблематично образование характерных плазменных структур с двумя коронами противоположного знака, так как для старта и движения направленных к высоковольтному электроду отрицательных стримеров необходимо значительно большая напряженность электрического поля, чем для стримеров положительной полярности.

### 5. Заключение

В работе показана гипотетическая роль процессов ветвления стримеров в создании условий, необходимых для появления горячих пятен в короне отрицательной полярности и грозовом облаке. Используя простейшую грубую модель длинного стримера мы показали возможность накопления заряда в точках ветвления стримеров, следствием чего является старт стримеров противоположной направленности и рост напряженности поля на участке канала стримера. Эти процессы могут привести к нагреву плазмы вследствие развития ионизационно-тепловой неустойчивости. Другим важным следствием ветвления стримеров может быть поляризация плазмы и локальное усиление поля на периферии короны, где в эксперименте наблюдается старт воздушного лидера – зарождение ступени пробоя. Полученные численные оценки носят иллюстративный качественный характер, не являются достаточными для подтверждения выдвинутой гипотезы и необходимы для прояснения дальнейшего направления исследования на основе более совершенных математических моделей. Мы планируем в дальнейшем более детальное изучение развития ионизационно-тепловой неустойчивости в стримерном канале, инициированной ветвлением стримеров.

### Список литературы

1. Raizer Yu. P. (1991). *Gas Discharge Physics*, Springer, Berlin.
2. Bazelyan E. M., Raizer Y. P. (1998). *Spark Discharges*, CRS Press, New York.
3. Bazelyan E. M., Raizer Y. P. (2000). *Lightning Physics and Lightning Protection*, Inst. of Phys., London; IOP Publishing, Bristol.
4. Rakov V. A., Uman M. A. (2003). *Lightning: Physics and Effects*, Cambridge Univ. Press, New York.
5. Petersen D., Bailey M., Beasley W., Hallett J. (2008). A brief review of the problem of lightning initiation and a hypothesis of initial lightning leader formation, *J. Geophys. Res.*, 113, D17205, doi:10.1029/2007JD009036.

6. Dwyer J. R., Rassoul H. K., Al-Dayeh M., Caraway L., Chrest A., Wright B., Kozak E. (2005). X-ray bursts associated with leader steps in cloud-to-ground lightning, *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 32, L01803, doi:10.1029/2004GL021782.

7. Howard J., Uman M. A., Dwyer J. R., Hill D., Biagi C., Saleh Z., Jerauld J., Rassoul H. K. (2008). Co-location of lightning leader x-ray and electric field change sources, *Geophys. Res. Lett.*, 35. L13817, doi:10.1029/2008GL034134.

8. Горин Б. Н., Шкилев А. В. (1976). Развитие электрического разряда в длинных промежутках стержень-плоскость при отрицательном импульсном напряжении, *Электричество*, № 6, 31–39.

9. Reess Th., Ortega A., Giber A., Domens P., Pignolet P. (1995). An experimental study of negative discharge in a 1.3 m point-plane air gap: the function of space stem in the propagation mechanism, *J. Phys. D.: Appl. Phys.*, 28, 2306–2313.

10. Dwyer J. R., Uman M. A. *The physics of lightning*. Phys. Reports. 2013.

11. Andreev M. G., Bogdanov N. A., Kostinsky A. Y., Makal'sky L. M., Mareev E. A., Suharevsky D. I., Syssoev V. S. First detailed observation of discharges within artificial charged aerosol cloud, XV Intern. Conf. on Atmospheric Electricity 2014, Norman, Oklahoma, U.S.A.

12. Gallimberti I., Baccega G., Bondion-Clergerie A., Lalande P. (2002), Fundamental processes in long gap discharges, *C. R. Physique*, 3, 1335–1359.

13. Kochkin P. O., van Deursen A. P. J., Ebert U. (2014). Experimental study of the spatio-temporal development of meter-scale negative discharges in air, *J. Phys. D.: Appl. Phys.*, 47, 145203(15pp).

14. Ortega P., Domens H., Giber A., Hutzier B., Riquel G. (1994). Performance of a 16.7 air rod-ne gap under a negative switching impulse, *J. Phys. D.: Appl. Phys.*, 27, 237906–238713.

15. Попов Н. А. Формирование и развитие лидерного канала в воздухе, *Физика плазмы* (2003), Т. 29, № 8. С. 754.

16. Kochkin P. O., Lehtinen N., van Deursen A. P., Ostgaard N. Pilot system development in meter-scale laboratory discharge. *J. Phys. D.: Appl. Phys.*, 49, (2016) 425203/.

17. Luque A., Ebert U. < Growing discharge tree with self-consistent charge transport: the collective dynamics of streamers, *New Journal of Physics* 16 (2014) 013039 (pp???)

18. Briels T. M. P., Kos J., Winands G. J. J., van Veldhuizen E. M., Ebert U. Positive and negative streamers in ambient air: measuring diameter, velocity and dissipated energy, *IEEE T. Plasma. Sci.* 33, 264 (2005), doi: 10.1109/TPS.2005.845939.