

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТРИМЕРЕ  
В ДЛИННЫХ ВОЗДУШНЫХ ПРОМЕЖУТКАХ© 2022 г. Э. М. Базелян<sup>а</sup>, Н. Л. Александров<sup>б</sup>, \*<sup>а</sup> Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского, Москва, Россия<sup>б</sup> Московский физико-технический институт, Москва, Россия

\*e-mail: nick\_aleksandrov@mail.ru

Поступила в редакцию 13.04.2022 г.

После доработки 24.04.2022 г.

Принята к публикации 28.04.2022 г.

В рамках 1.5D-модели с учетом ионизационного расширения канала выполнено численное моделирование положительного стримера в длинных (до 3 м) воздушных промежутках при нормальных условиях. Показано, что среднее электрическое поле в канале и поле, необходимое для замыкания разрядного промежутка, не являются универсальными величинами и сильно зависят от режима разгона стримера после его возникновения. В частности, в воздухе атмосферного давления эти поля могут меняться в диапазоне 3.4–11.2 кВ/см в зависимости от изменения внешнего электрического поля в пространстве и времени в начальной фазе развития стримера.

*Ключевые слова:* стример, лидер, искровой разряд, электрическое поле, компьютерное моделирование, кинетическая схема, скорость развития, радиус анода, параметры импульса напряжения

DOI: 10.31857/S0367292122100304

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Стримеры представляют собой нестационарные плазменные образования, которые являются предшественниками искрового разряда и структурными элементами лидерного разряда, в том числе при развитии молнии. На конце стримерных каналов за счет объемного заряда электрическое поле усиливается до величин, превышающих пробойное поле [1–5]. В результате в головке стримера происходит интенсивная ионизация, что приводит к распространению стримера вперед. Стримерный разряд играет важную роль в задачах газовой изоляции и молниезащиты [6, 7], а также находит применение в различных приложениях плазмы, включая медицину [8, 9] и стимулированное плазмой горение [10–12].

В ряде ситуаций важен вопрос о том, замыкают ли стримеры разрядный воздушный промежуток или нет. Замыкание стримером промежутка между двумя электродами может привести к его электрическому пробую [6, 13, 14]. При развитии лидерного разряда достижение его стримерной зоной противоположного электрода приводит к сильному изменению скорости развития лидера. Поэтому оценка условий, при которых стримеры замыкают разрядный промежуток, представляет практический интерес. Для этого обычно вводится понятие среднего электрического поля, необходимого для замыкания стримером промежутка.

Оно определяется как минимальное напряжение  $U_{\min}$ , при котором наблюдается замыкание, деленное на длину промежутка  $S$ ,  $E_{\text{av}} = U_{\min}/S$ . Величину этого поля можно использовать и для грубой оценки предельной длины стримера, когда он не достигает противоположного электрода (см., например, [15]).

Значения  $E_{\text{av}}$  измерялись как для промежутков с однородным электрическим полем (плоские электроды), так и для неоднородных полей между электродами. Длина воздушных промежутков варьировалась от 0.5 до 70 см. При нормальных атмосферных условиях в измерениях с положительными стримерами были получены значения 4.1–5.4 кВ/см [6, 16–23], при средней величине близкой к 5 кВ/см. Поле  $E_{\text{av}}$  увеличивалось на 40% с ростом влажности воздуха [17] и уменьшалось до 1 кВ/см при уменьшении давления газа и неизменной комнатной температуре или при нагреве воздуха до 1000 К и неизменном атмосферном давлении [6, 17, 24]. Численное моделирование стримерного разряда в воздухе для промежутков разной длины (от 1 до 20 см) в целом воспроизводит величину поля  $E_{\text{av}}$ , как в нормальных условиях [25–29], так и в зависимости от давления, температуры и влажности газа [30, 31].

Из измерений [6, 16–23] можно сделать вывод о том, что электрическое поле, необходимое для перекрытия стримером разрядного промежутка,

является своеобразной константой, которая при неизменном состоянии газовой среды не зависит ни от длины, ни от временных параметров импульса напряжения, приложенного к промежутку. Дополнительным аргументом для этого служат измерения напряженности электрического поля в стримерной зоне положительного лидера, согласно которым это поле при нормальных атмосферных условиях близко к 5 кВ/см в воздушных промежутках длиной до десятков метров [7, 32, 33]. Однако следует иметь в виду, что по своей структуре стримерная зона лидера принципиально отличается от одиночного стримера, который формируется в промежутках сантиметровой длины и моделируется в компьютерных расчетах. Оптическими регистрациями показано, что стримерная зона организована многочисленными стримерами, стартующими из головки канала лидера. По прямым измерениям при токе положительного лидера порядка 1 А частота старта стримеров близка к  $10^{10} \text{ с}^{-1}$ , а скорость их роста составляет  $10^7 \text{ см/с}$  [6]. При такой скорости в атмосферном воздухе проводящим оказывается только короткий отрезок стримера длиной порядка 1 см, давно потерявший гальваническую связь с анодом за время пролета, превышающее 1 мкс в промежутке длиной 1 м и более. В каждом  $1 \text{ см}^3$  стримерной зоны находится примерно один такой проводящий участок стримера. Нет оснований отождествлять подобную структуру с одиночным катодонаправленным стримером.

Для промежутков с однородным полем вводится понятие электрического поля, при котором стримеры распространяются с постоянной скоростью и неизменными другими характеристиками [5, 34–37]. Поле, определенное таким образом, близко по своей величине  $E_{av}$  (5 кВ/см при нормальных условиях в воздухе). Здесь следует иметь в виду, что в промежутке с действительно однородным полем стример может существовать лишь в том случае, когда это поле не ниже порога ионизации. При любой другой ситуации обязательно требуется его локальное усиление, например, установкой на плоском аноде стержня длиной  $l$  и радиусом  $r_0$ , у которого  $l \gg r_0$ . В таких условиях стартовавший стример обязательно должен иметь участок разгона в области усиленного поля, где он набирает некоторую предельную скорость. Дальнейший путь стримера предопределяется уже напряженностью неискаженного постоянного электрического поля по длине разрядного промежутка. В сильном поле ускорение стримера может продолжаться, в слабом он будет двигаться с торможением, а при некотором промежуточном значении поля – с постоянной скоростью. В случае неравномерного поля, например, в промежутке сфера–плоскость, за участком

разгона обязательно следует участок торможения в монотонно снижающемся внешнем поле.

Численным моделированием в рамках 1.5D-модели (модель с постоянным радиусом канала) на примере стримеров длиной до 20 см в промежутке сфера–плоскость было показано [38], что характер разгона стримера зависит от структуры электрического поля у анода и временных параметров фронта импульса напряжения. Было предположено, что в результате этого обстоятельства напряжение на разрядном промежутке не позволяет определить однозначно предельную длину стримера. Она должна меняться в зависимости от условий его разгона. В случае подтверждения этого факта представление о фиксированном среднем электрическом поле в одиночном стримере теряет смысл.

В определенных пределах влияние условий разгона на последующее продвижение стримера можно проследить по результатам экспериментов в промежутке длиной 15 см с однородным полем [21], где условия разгона менялись за счет изменения положения иницирующего стержневого электрода и напряжения на нем. Увеличение амплитуды этого напряжения от 2 до 4.5 кВ приводило к снижению поля  $E_{av}$  в пределах 10%.

При моделировании стримерного разряда в коротких (4 см) промежутках было показано, что быстрые стримеры могут распространяться в более слабых электрических полях, чем медленные стримеры. На основе этого был сделан вывод о том, что поле, соответствующее стабильному развитию стримера, не является универсальной величиной и может зависеть от таких величин, как скорость его движения [39].

Цель данной работы состоит в исследовании факторов, от которых может зависеть среднее электрическое поле  $E_{ch}$  в канале для длинных (от десятков сантиметров до нескольких метров) стримеров, а также поле  $E_{av}$ , при котором они перекрывают разрядный промежуток. Такие условия важны для практических приложений (пробой длинных воздушных промежутков и развитие разряда молнии) и существенно отличаются от случая коротких промежутков, поскольку в канале длинного стримера происходит распад плазмы, что сказывается на потенциале стримерной головки, скорости ионизации в этой области и на остальных характеристиках стримерного разряда.

## 2. РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Результаты получены численным моделированием одиночного положительного стримера в длинных воздушных промежутках при помощи 1.5D расчетной модели с ионизационным расширением канала [25, 26]. Радиус головки стримера в такой модели фиксирован, однако учитывалось

радиальное ионизационное расширение канала за головкой. При этом все параметры плазмы в каждом сечении канала усреднялись по радиусу, а напряженность электрического поля отождествлялась с ее значением на оси. Благодаря подобным упрощениям удастся моделировать положительный стример длиной порядка нескольких метров.

В численном моделировании воспроизводилась промежуток сфера–плоскость со сферическим анодом различного радиуса. В случае анода большого радиуса, когда электрическое поле на его поверхности не обеспечивало условий возбуждения разряда, на поверхности сферы предполагалась затравка в виде плазменного стержня радиусом 0.1 см и длиной до 2 см с начальной плотностью электронов на уровне  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

В отдельных вариантах расчетов в качестве анода использовалась сфера радиусом 0.25 см, на которую подавался прямоугольный импульс напряжения величиной до 20 кВ, а на промежуток от внешнего независимого источника накладывалось постоянное электрическое поле. В этих условиях длина стримера без внешнего поля не превышала 3 см. Дальнейшее развитие стримера обеспечивалось электрическим полем, наложенным на разрядный промежуток.

При описании столкновительных процессов в головке и канале стримера использовалась кинетическая схема, подробно описанная в [40, 41]. Эта схема включает процессы с электронами и ионами  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{O}_2^+$ ,  $\text{N}_4^+$ ,  $\text{O}_4^+$ ,  $\text{O}_2^+\text{N}_2$  и  $\text{O}_2^-$ . При этом учитывались ионизация молекул электронным ударом, диссоциативная рекомбинация электронов с положительными ионами, трехтельное прилипание электронов к молекулам  $\text{O}_2$ , парная и тройная рекомбинация между положительными и отрицательными ионами. Константы скорости этих процессов брались теми же, что и в [40, 41] за исключением коэффициентов рекомбинации электронов с ионами  $\text{N}_4^+$  и  $\text{O}_4^+$ , а также коэффициента прилипания электронов к  $\text{O}_2$ . Для этих коэффициентов использовались данные из [42] и [43] соответственно. В рамках модели не учитывался процесс создания затравочных электронов перед головкой стримера за счет фотоионизации молекул кислорода излучением из головки стримера. Вместо этого, как принято в 1.5D-моделировании, задавалась концентрация затравочных электронов, которая поддерживалась постоянной в процессе развития стримера. В большинстве расчетов она принималась равной  $10^6 \text{ см}^{-3}$ . Специальные расчеты показали, что ее вариация в пределах двух порядков величины слабо влияла на результаты моделирования стримера.

Компьютерное моделирование прекращалось, когда скорость роста стримера падала примерно

на 2 порядка величины от своего максимального значения и равнялась  $10^7 \text{ см/с}$ . (Именно при такой минимальной скорости еще наблюдались стримерные каналы в экспериментах при нормальной плотности воздуха [4].) При этом плотность электронов в стримерной плазме снижалась примерно до  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ , фактически превращая стримерный канал в непроводящее состояние.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

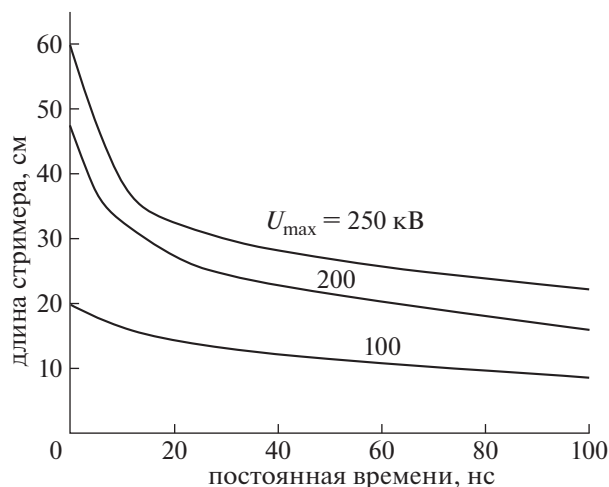
#### 3.1. Влияние скорости роста напряжения на фронте импульса

Моделировался одиночный стример в промежуток сфера–плоскость при нормальных атмосферных условиях. Радиус сферы в этой серии расчетов полагался равным 1 см, начальный радиус стримера – 1 мм. Перед возникновением стримера плазма в промежутке отсутствовала. Напряжение на промежутке нарастало по релаксационному закону

$$U(t) = U_0(1 - e^{-t/T}).$$

В численных экспериментах амплитуда импульса менялась от 100 до 250 кВ при постоянной времени фронта  $T$ , варьируемой от 0 до 100 нс. Длина разрядного промежутка равнялась 100 см.

Статистическое запаздывание при моделировании не учитывалось. Предполагалось, что разряд от анода всегда стартовал без запаздывания при достижении порогового электрического поля. Предельные значения длины стримера, извлеченные из результатов расчета, представлены на рис. 1. Моделирование показало, что увеличение постоянной времени фронта импульса напряжения от 0 до 100 нс сократило предельную длину стримера как минимум вдвое. При этом среднее электрическое поле  $E_{ch}$  в канале стримера, вычисленное в момент его остановки, выросло от 3.6 до 8.1 кВ/см при амплитуде импульса 100 кВ и от 3.4 до 9.7 кВ/см при амплитуде импульса 250 кВ. Столь существенное изменение предельной длины стримера следует рассматривать как прямой результат изменения условий его разгона на начальном участке у анода за счет вариации крутизны фронта импульса напряжения. Расчетные данные на рис. 2 в качестве примера воспроизводят процесс разгона стримера при амплитуде импульса напряжения 250 кВ. Для прямоугольного импульса напряжения время разгона не превышает 0.5 нс, а максимальная скорость стримера приближается к  $10^{10} \text{ см/с}$ . При постоянной времени 20 нс она уже на порядок меньше, а при 100 нс не превышает  $3 \times 10^8 \text{ см/с}$ . Естественно, что при слабо меняющемся темпе распада плазмы в уже созданном стримере время его жизни, равно как и



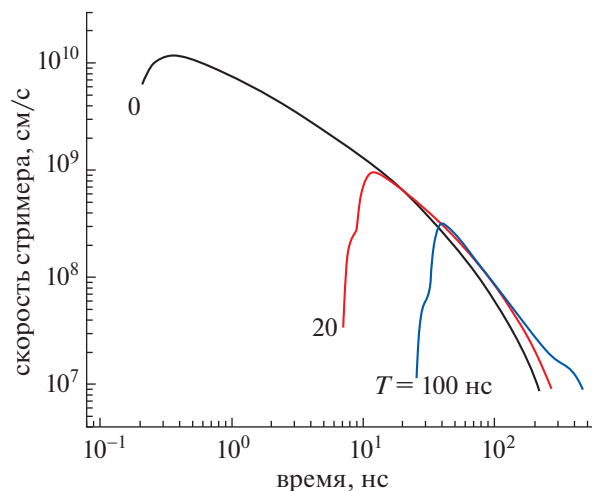
**Рис. 1.** Зависимость длины одиночного положительного стримера от постоянной времени релаксационного импульса напряжения различной амплитуды. Анод – сфера радиусом 1 см.

предельная длина будут находиться в прямой зависимости от максимальной скорости, приобретенной на участке разгона.

В качественном отношении сказанное справедливо и для максимальной напряженности электрического поля у головки стримера. Так для прямоугольного импульса напряжения в 250 кВ она была близка к 300 кВ/см и не превышала 75 кВ/см, когда постоянная времени фронта импульса выросла до 100 нс (рис. 3).

Ионизационное расширение стримера мало зависит от постоянной времени, определяющей длительность фронта импульса напряжения. В этом убеждают расчетные данные, представленные на рис. 4. Переход от прямоугольного импульса к релаксационному с постоянной времени  $T = 100$  мкс изменил радиус стримера всего на 10%. При практически равных значениях этого параметра, близкого к 0.5 см, среднее электрическое поле в стримерном канале  $E_{ch}$  отличается очень существенно, возрастая к моменту остановки приблизительно от 3.5 кВ/см для прямоугольного импульса до 10 кВ/см при постоянной времени фронта 100 нс. Столь существенное изменение среднего поля не дает оснований для оценки предельной длины стримера по какому-то фиксированному значению этого параметра.

Следует заметить, что влияние скорости роста приложенного напряжения на свойства стримерного разряда исследовалось ранее как экспериментально [44–47], так и с помощью численного моделирования [48]. Было показано, что характеристики стримера могут существенно меняться при вариации этой скорости. Однако при этом не рассматривалось электрическое поле в канале

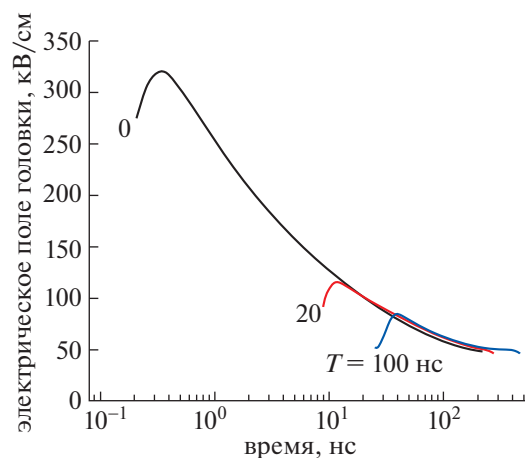


**Рис. 2.** Динамика изменения скорости стримера при различной постоянной времени релаксационного импульса напряжения. Анод – сфера радиусом 1 см, амплитуда импульса – 250 кВ.

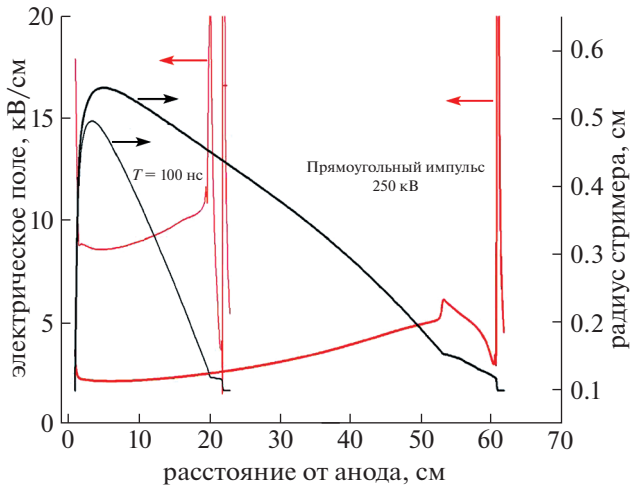
стримера, и длины промежутков были значительно меньше изучаемых в данной работе.

### 3.2. Влияние радиуса анода

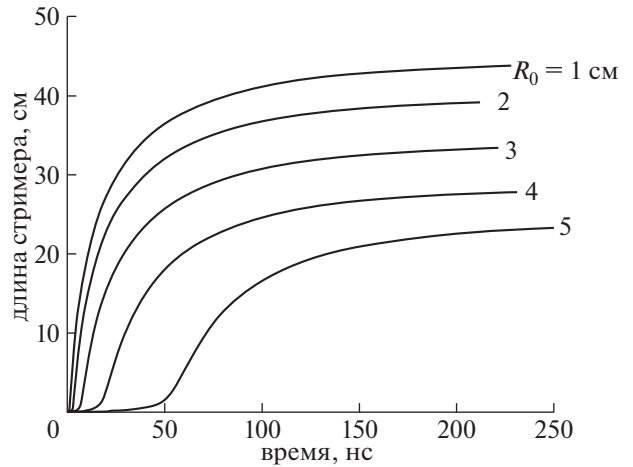
При фиксированных параметрах импульса напряжения на разрядном промежутке последствия разгона положительного стримера меняются в достаточно широких пределах в зависимости от радиуса анода. В этом убеждают расчетные данные на рис. 5. Они получены для релаксационного импульса амплитудой 200 кВ с постоянной



**Рис. 3.** Динамика изменения электрического поля в головке положительного стримера при различной постоянной времени релаксационного импульса напряжения. Анод – сфера радиусом 1 см, амплитуда импульса – 250 кВ.



**Рис. 4.** Распределение радиуса канала и электрического поля по длине стримера в момент его остановки при различной длительности фронта импульса напряжения.



**Рис. 5.** Динамика роста положительного стримера от сферических анодов различного радиуса;  $U_0 = 200$  кВ,  $T = 1$  нс.

времени фронта 1 нс в случае промежутка сфероплоскость длиной 200 см. Можно видеть, что при увеличении радиуса анода от 1 до 5 см длина стримера сократилась почти в 2 раза, от 44 до 23 см. Причиной эффекта, как и при влиянии фронта импульса, является изменение скорости разгона стримера у анода. Расчетные данные на рис. 6 показывают, что по мере увеличения радиуса анода от 1 до 5 см максимальная скорость стримера снизилась на порядок величины. При этом предельное поле головки стримера упало вдвое, от 180 до 90 кВ/см.

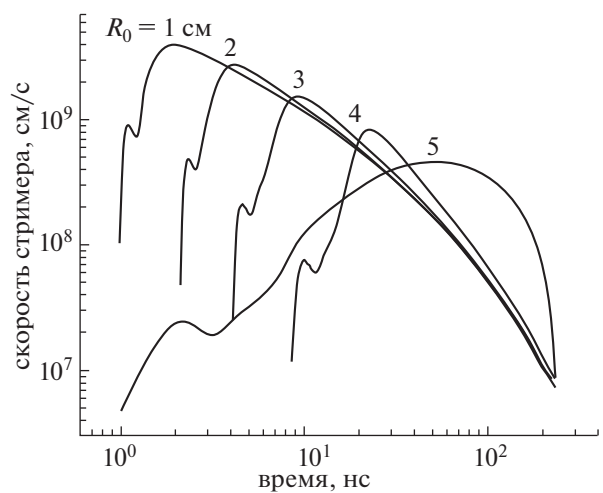
Изменение радиуса анода повлекло за собой и изменение среднего электрического поля в стримере. В условиях выполненного численного моделирования его расчетное значение непосредственно перед остановкой, равное 4.6 кВ/см при радиусе анода 1 см, выросло почти вдвое (до 8.5 кВ/см) для анода радиусом 5 см. Распределение электрического поля по длине стримера для рассматриваемой ситуации показано на рис. 7. В количественном отношении влияние радиуса анода на поле в стримере проявляется примерно в той же степени, что и крутизна фронта импульса напряжения, что лишний раз исключает предположение о возможности стабилизации этого параметра на каком-то фиксированном значении для неизменного состава газа в разрядном промежутке.

### 3.3. Оценка электрического поля для стабильного формирования стримера

Возможность стабилизации скорости стримера в однородном внешнем электрическом поле показана в ряде работ [5, 34–37]. Результаты чис-

ленного моделирования в настоящей работе, представленные на рис. 8, получены при инициировании стримера от сферического анода радиусом 0.25 см. Начальный радиус стримера принят равным 0.025 см, а иницирующее напряжение было прямоугольным импульсом амплитудой 20 кВ. При столь низком напряжении в отсутствие внешнего электрического поля на разрядном промежутке, как уже отмечалось, стример проходил до остановки всего 3 см.

Если электрическое поле, поданное на разрядный промежуток от постороннего источника, было недостаточным для стабилизации скорости, то после короткого участка разгона стример двигал-



**Рис. 6.** Динамика скорости стримера, стартовавшего от сферического анода различного радиуса;  $U_0 = 200$  кВ,  $T = 1$  нс.

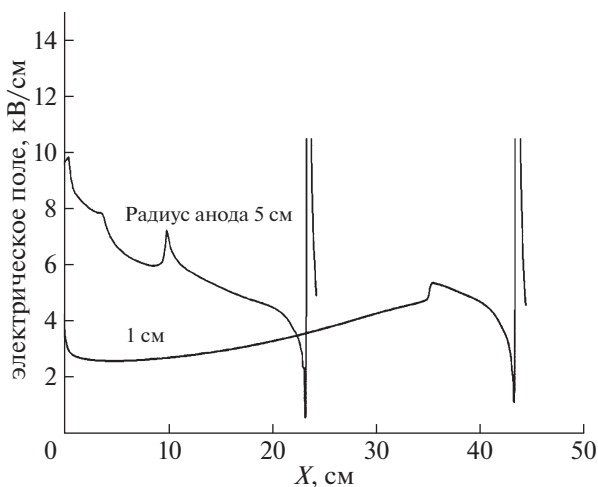


Рис. 7. Распределение электрического поля по каналу стримера в момент его остановки.

ся с интенсивным торможением и в конце концов останавливался. Так, в поле 5 кВ/см остановка произошла на расстоянии всего 12 см от анода. По мере роста внешнего электрического поля торможение стримера замедлялось, а предельная длина его канала увеличивалась. Однако стабилизация скорости обеспечивалась в поле не ниже 9 кВ/см. Оно почти вдвое больше той величины, что фигурирует в результатах моделирования стримеров длиной порядка сантиметра [5, 34–37].

Стабилизация скорости требовала постоянно-го значения поля у головки стримера, для чего потеря напряжения на уже сформированном канале должна была компенсироваться внешним электрическим полем по длине стримера, что и наблюдалось в компьютерном расчете (рис. 9).

Нужно отметить, что различные условия разгона стримера у анода не проходили бесследно и при оценке величины стабилизирующего электрического поля. Расчетные данные на рис. 10 отличаются от приведенных выше только увеличением радиуса анода и поданного напряжения ( $R_{0c} = 1$  см,  $U_0 = 50$  кВ). Тем не менее поле, стабилизирующее скорость стримера, снизилось здесь до 7.5 кВ/см. Полученный результат обязывает относиться с осторожностью к анализу результатов численной оценки этого параметра при помощи иных расчетных моделей, где электрическое поле у поверхности анода локально усиливается установкой дополнительных электродов. В наибольшей степени это относится к моделированию стримеров сантиметровой длины. Там последствия разгона должны проявляться наиболее сильно.

Нужно отметить, что стабилизация скорости стримера никак не сопровождается стабилизацией плотности электронов в его канале. По мере

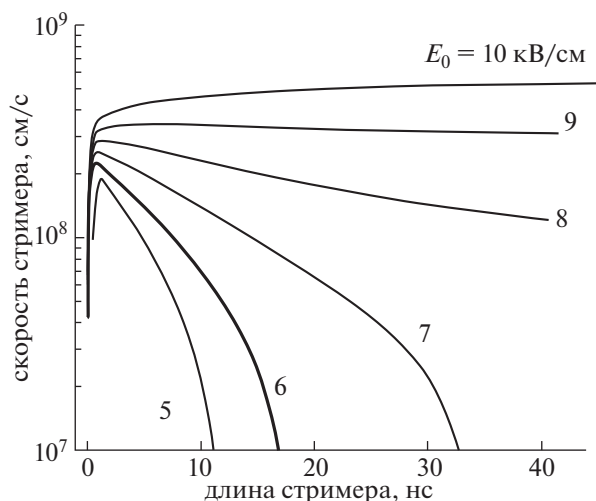


Рис. 8. Изменение скорости стримера с его длиной для различных значений внешнего электрического поля.

увеличения времени жизни конкретного участка стримера плотность электронов снижается тем быстрее, чем слабее внешнее электрическое поле в разрядном промежутке (рис. 11). Потеря плотности электронов в стримерной плазме замедляется только вблизи анода, где электрическое поле в канале удерживается на уровне 10 кВ/см (штриховые кривые на рис. 11).

#### 3.4. Аноды большого радиуса при ультравысоком напряжении

В промежутках с анодами большого радиуса поданное напряжение может быть недостаточ-

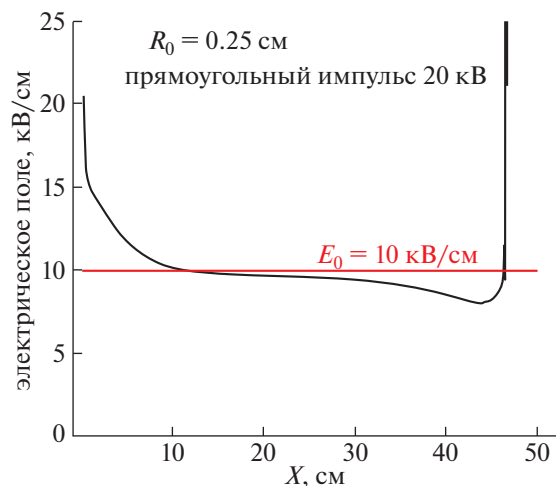
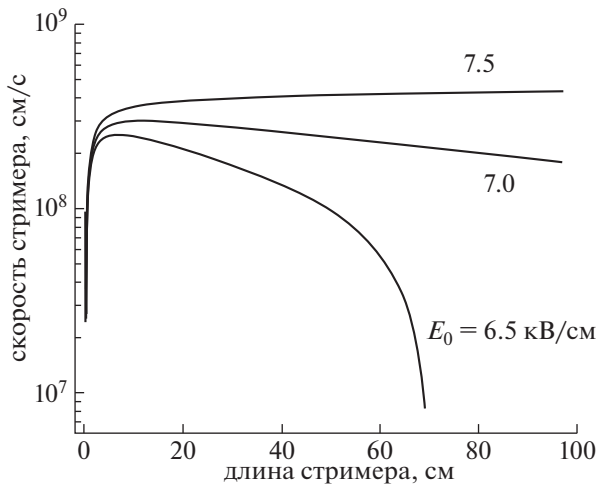
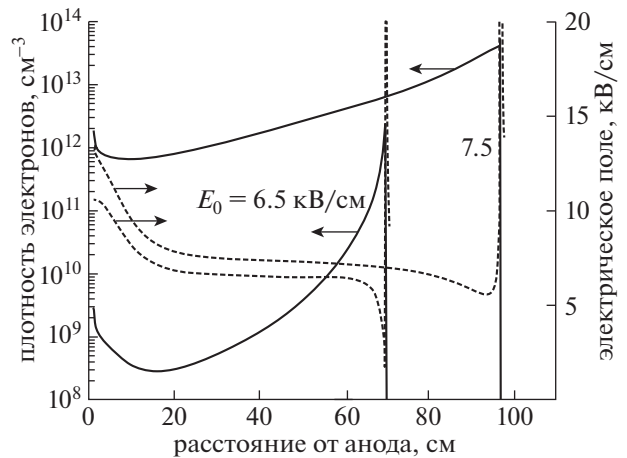


Рис. 9. Распределение электрического поля по каналу стримера, распространяющегося с постоянной скоростью во внешнем электрическом поле.



**Рис. 10.** Динамика изменения скорости стримера, стартовавшего от анода радиусом 0.5 см в постоянном внешнем электрическом поле  $E_0$ . Анод радиусом 1 см, прямоугольный импульс – 50 кВ.



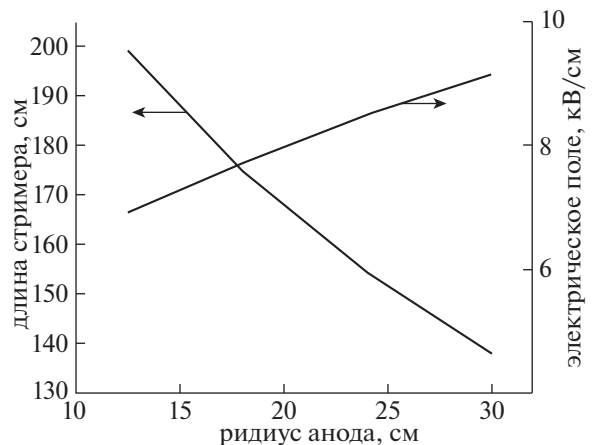
**Рис. 11.** Распределение плотности электронов и электрического поля по каналу стримера в условиях расчета, аналогичных указанным на рис. 10.

ным для возбуждения стримера. В подобной ситуации используют дополнительную систему электродов, локально усиливающую электрическое поле у поверхности анода. Следует иметь в виду, что такая система способна изменить условия разгона стримера, а вместе с ними и его параметры (как минимум в пределах десятков процентов). Это достаточно весомое обстоятельство, когда сопоставляются результаты компьютерного моделирования различных исполнителей. Во всех других отношениях компьютерное моделирование одиночного стримера от анодов большого радиуса подчиняется тем же качественным особенностям, что и в рассмотренных выше случаях.

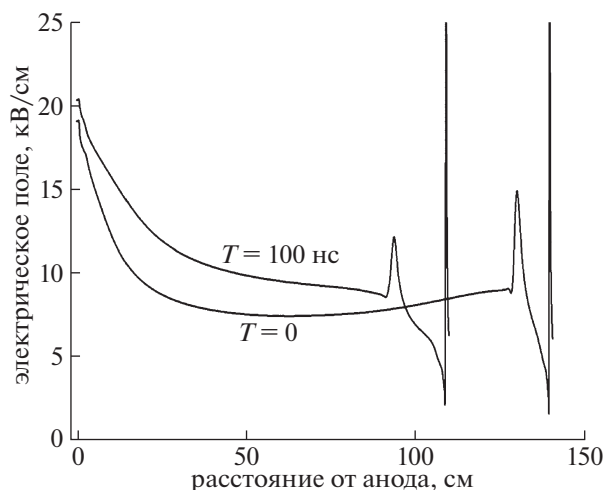
Результаты, представленные в этом разделе, получены при численном моделировании стримера в промежутке длиной 300 см. Такое расстояние вполне типично для стримерной зоны лидера при грозовых и коммутационных перенапряжениях на воздушных линиях электропередачи. Радиус анода в численных экспериментах менялся от 12 до 30 см. Расчеты выполнены для прямоугольного импульса напряжения 1.5 МВ. При таком напряжении среднее поле в разрядном промежутке было равно 5 кВ/см, что по существу оценикам достаточно для перекрытия промежутка стримерной зоной лидера при нормальных атмосферных условиях. Вопрос о предельной длине одиночного стримера в тех же условиях оставался открытым.

Результаты, представленные на рис. 12, показывают, что обратная зависимость максимальной длины стримера от радиуса анода сохранилась и в рассмотренных условиях. Так при радиусе анода 12 см стример преодолел до остановки почти

200 см, тогда как при радиусе 30 см было пройдено только 140 см. Когда же постоянная времени фронта импульса напряжения была увеличена до 100 нс, стример прекратил свое развитие при длине 109 см (см. рис. 13). Тем самым численные эксперименты в длинных промежутках в полной мере подтвердили определяющую роль условий разгона стримера в сильном электрическом поле у анода в отношении его предельной длины и средней напряженности в канале  $E_{av}$ . Как следует из рис. 12, ее значение, равное 6.9 кВ/см для анода радиусом 12 см при прямоугольном импульсе напряжения, выросло до 9.2 кВ/см, когда радиус был увеличен до 30 см. В случае же воздействия релаксационного импульса с постоянной време-



**Рис. 12.** Максимальная длина стримера и среднее электрическое поле в его канале в зависимости от радиуса анода при прямоугольном импульсе напряжения 1.5 МВ.



**Рис. 13.** Распределение электрического поля в момент остановки по каналам стримеров, стартовавших от анода радиусом 30 см при напряжении 1.5 МВ с различной постоянной времени фронта.

ни фронта 100 нс последнее значение поднялось в еще большей степени, достигнув 11.2 кВ/см. Диапазон вариации расчетных значений, превышающий 4 кВ/см при неизменных атмосферных условиях, не дает оснований для характеристики одиночного стримера каким-либо фиксированным значением среднего электрического поля в его канале. Даже при неизменном составе атмосферы в разрядном промежутке этот параметр будет изменяться в зависимости от структуры и скорости роста электрического поля у поверхности анода.

Обращает на себя внимание и то обстоятельство, что в численном моделировании, выполненном в данной работе, электрическое поле по всему каналу длинного стримера в несколько раз превышает поле в стримерной зоне лидера (~5 кВ/см при нормальных условиях в воздухе). Для отождествления этих параметров по всей видимости нет оснований.

Представленные результаты получены в рамках 1.5D-моделирования, которое позволило рассматривать стримеры длиной в несколько метров. Один из главных недостатков такого подхода состоит в предположении о постоянстве радиуса головки, который является здесь входным параметром. В реальности радиус и форма головки могут меняться в процессе развития стримера. В частности, при его остановке в случае положительной полярности может происходить резкое уменьшение радиуса головки и, как следствие, локальное увеличение электрического поля в этой области [49]. Использованное выше 1.5D-моделирование не позволяет воспроизвести данные эффекты. Однако можно ожидать, что полученные в данной работе закономерности должны остаться

справедливыми на качественном уровне и при 2D-моделировании с последовательным учетом фотоионизации, приводящей к рождению затравочных электронов перед головкой стримера.

#### 4. ВЫВОДЫ

Выполненное в работе численное моделирование и анализ полученных результатов позволяют сделать следующие выводы.

1. Измерения электрического поля в стримерной зоне положительного лидера, заполненной многочисленными стримерами на разных стадиях их развития, не могут использоваться для оценки поля в канале протяженного одиночного катодонаправленного стримера.

2. При неизменном составе атмосферы разрядного промежутка параметры длинного стримера существенно меняются в зависимости от условий его разгона на начальном участке у анода.

3. Максимальная скорость разгона стримера определяется амплитудой и скоростью роста напряжения на разрядном промежутке.

4. При фиксированной амплитуде напряжения и отсутствии статистического запаздывания разряда изменение постоянной времени фронта импульса от 0 до 100 нс влечет за собой снижение максимальной скорости роста стримера в пределах порядка величины. Качественно в той же мере проявляется снижение максимальной скорости разгона стримера при увеличении радиуса анода.

5. Изменение скорости разгона стримера на начальном этапе его развития у анода меняет предельную длину стримера, сформированного до его полной остановки. В условиях данной работы изменение длины стримера достигало двукратного, вследствие чего вызывает сомнение возможность оценки этого параметра по неизменному среднему значению электрического поля в стримерном канале.

6. Из результатов выполненного численного моделирования следует, что среднее электрическое поле в канале одиночного длинного стримера в зависимости от условий его разгона при нормальном состоянии атмосферы воздушного промежутка меняется в пределах 3.4–11.2 кВ/см и потому не может рассматриваться в качестве неизменного параметра.

7. При нормальных атмосферных условиях в воздухе для стабилизации скорости длинного одиночного стримера электрическое поле в разрядном промежутке должно быть не меньше 7–9 кВ/см. Следует иметь в виду, что этот результат численного моделирования может меняться не только в зависимости от используемых в расчете констант скорости реакций рождения и гибели



электронов, но и в зависимости от способа локального усиления электрического поля у анода.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лев Л.* Основные процессы электрических разрядов в газах. Л.: Гостехиздат, 1950.
2. *Петер Г.* Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968.
3. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
4. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. Долгопродный: Изд-во МФТИ, 1997.
5. *Nijdam S., Teunissen J., Ebert U.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 103001.
6. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. Долгопродный: Изд-во МФТИ, 1997.
7. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001.
8. *Fridman A.* Plasma chemistry. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.
9. *Kong M.G., Kroesen G., Morfill G., Nosenko T., Shimizu T., van Dijk J., Zimmermann J.L.* // New J. Phys. 2009. V. 11. P. 115012.
10. *Starikovskiy A., Aleksandrov N.* // Progr. Energy Comb. Sci. 2013. V. 39. P. 61.
11. *Starikovskaia S.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 353001.
12. *Ju Y., Sun W.* // Progr. Energy Combust. Sci. 2015. V. 48. P. 21.
13. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя. М.: Физматлит, 1991.
14. *Александров Н.Л., Базелян Э.М., Дятко Н.А., Кочетов И.В.* // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 587.
15. *Opaits D.F., Shneider M.N., Howard P.J., Miles R.B., Milikh G.M.* // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. P. L14801.
16. *Andersson N.E.* // Ark. Fys. 1958. V. 13. P. 441.
17. *Phelps C.T., Griffiths R.F.* // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. P. 2929.
18. *Acker F.E., Penney G.W.* // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. P. 2397.
19. *Allen N.L., Dring D.* // Proc. R. Soc. A. 1984. V. 396. P. 285.
20. *Allen N.L., Boutlendj M.* // IEE Proc. A. 1991. V. 138. P. 37.
21. *Allen N.L., Ghaffar A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. P. 331.
22. *Veldhuizen van E.M., Rutgers W.R.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. 2169.
23. *Seeger M., Votteler T., Ekeberg J., Pancheshnyi S., Sanchez L.* // IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. 2018. V. 25. P. 2147.
24. *Александров Д.С., Базелян Э.М., Бекжанов Б.И.* // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1984. № 2. С. 120.
25. *Aleksandrov N.L., Bazelyan E.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 740.
26. *Александров Н.Л., Базелян Э.М.* // Физика плазмы. 1996. Т. 22. С. 458.
27. *Babaeva N., Naidis G.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 2423.
28. *Babaeva N., Naidis G.* // Phys. Lett. A. 1996. V. 215. P. 187.
29. *Starikovskiy A.Yu., Aleksandrov N.L.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 075004.
30. *Aleksandrov N.L., Bazelyan E.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 2873.
31. *Александров Н.Л., Базелян Э.М., Новицкий Д.А.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. С. 86.
32. *Горин Б.Н., Шкилев А.В.* // Электричество. 1976. № 6. С. 31.
33. *Les Renardieres Group* // Electra. 1977. V. 53. P. 31.
34. *Babaeva N., Naidis G.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. V. 25. P. 375.
35. *Serdyuk Yu.V., Larsson A., Gubanski S.M., Akyuz M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 34. P. 614.
36. *Qin J., Pasko V.P.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 435202.
37. *Francisco H., Teunissen J., Bagheri B., Ebert U.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2021. V. 30. P. 115007.
38. *Базелян А.Э., Базелян Э.М.* // Теплофизика высоких температур. 1993. Т. 31. С. 867.
39. *Li X., Guo B., Sun A., Ebert U., Teunissen J.* // arXiv preprint arXiv:2201.11257, 2022 – arxiv.org
40. *Pancheshnyi S.V., Starikovskii A.Yu.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. P. 2683.
41. *Pancheshnyi S., Nudnova M., Starikovskii A.* // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 016407.
42. *Florescu-Mitchell A.I., Mitchell J.B.A.* // Phys. Rep. 2006. V. 430. P. 277.
43. *Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu., Matveyev A.A., Silakov V.P.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1992. V. 1. P. 207.
44. *Winands G.J.J., Liu Z., Pemen A.J.M., van Heesch E.J.M., Yan K., van Veldhuizen E.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. P. 3010.
45. *Winands G.J.J., Liu Z., Pemen A.J.M., van Heesch E.J.M., Yan K.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 234001.
46. *Yagi I., Okada S., Matsumoto T., Wang D., Namihira T., Takaki K.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2011. V. 39. P. 2232.
47. *Clevis T.T.J., Nijdam S., Ebert U.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 045202.
48. *Babaeva N., Naidis G.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. V. 44. P. 899.
49. *Starikovskiy A.Yu., Aleksandrov N.L., Shneider M.N.* // J. Appl. Phys. 2021. V. 129. P. 063301.